



HAL
open science

Modélisation numérique de l'impact des grands tremblements de terre sur la dynamique des rivières

Thomas Croissant

► **To cite this version:**

Thomas Croissant. Modélisation numérique de l'impact des grands tremblements de terre sur la dynamique des rivières. Sciences de la Terre. Université de Rennes, 2016. Français. NNT : 2016REN1S117. tel-01540336

HAL Id: tel-01540336

<https://theses.hal.science/tel-01540336>

Submitted on 16 Jun 2017

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

pour le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Sciences de la Terre

Ecole doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Thomas CROISSANT

Préparée à l'unité de recherche UMR 6118
OSUR - Géosciences Rennes
UFR Sciences et Propriétés de la Matière

**Modélisation
numérique de
l'impact des grands
tremblements de
terre sur la
dynamique des
rivières**

**Thèse soutenue à Rennes
le 28 Novembre 2016**

devant le jury composé de :

Jean BRAUN

Professeur, GFZ Potsdam / *rapporteur*

Sébastien CARRETIER

Directeur de recherche, GET, Université de
Toulouse / *rapporteur*

Oliver KORUP

Professeur, Universität Potsdam / *examineur*

Simon MUDD

Professeur, The University of Edinburgh /
examineur

Jean-Noël PROUST

Directeur de recherche, Université de Rennes 1 /
examineur

Dimitri LAGUE

Directeur de recherche, Université de Rennes 1 /
directeur de thèse

Résumé

Dans les chaînes de montagnes, les séismes de magnitudes intermédiaires à fortes ($M_w \geq 6$) déclenchent systématiquement un grand nombre de glissements de terrain responsables de l'introduction de volumes massifs de sédiments dans le réseau fluvial. L'évacuation progressive de ces sédiments hors de la zone épiscopale affecte la dynamique des rivières et provoque des aléas hydro-sédimentaires dans les plaines alluviales (avulsion des rivières, crues, érosion de berges,...). La quantification des transferts sédimentaires est essentielle pour mieux comprendre l'évolution des paysages à court et moyen terme (de l'heure au siècle) et permettre une gestion efficace des risques dans les zones d'accumulation. Cependant, les flux de sédiments grossiers étant difficiles à mesurer, les facteurs contrôlant l'évacuation des glissements de terrain restent à ce jour mal compris. Cette thèse a donc porté sur l'étude, via la modélisation, des paramètres influençant la mobilisation des glissements de terrain, la préservation de la capacité de transport la transition entre gorge et plaine alluviale et la dynamique court terme des cônes alluviaux soumis à de forts apports sédimentaires. Les approches développées sont appliquées au contexte de la côte Ouest de la Nouvelle Zélande où la probabilité d'occurrence d'un séisme de magnitude 8 est de 50% dans les 50 ans à venir.

Cette problématique a été abordée analytiquement et via une approche numérique avec le modèle 2D d'évolution des paysages et des rivières, Eros. Avec l'approche analytique, nous démontrons que la conservation de la capacité de transport long terme à la transition entre gorges et plaines alluviales est généralement réalisée par le passage à un système en tresse. Nous identifions aussi la variabilité des débits comme facteur dominant de la capacité de transport long terme comparé à l'effet de la végétation riparienne. Avec l'approche numérique, nous utilisons Eros qui est composé 1. d'un modèle hydrodynamique 2D, 2. d'un modèle de transport/dépôt de sédiments et 3. de modèles gérant les flux latéraux d'érosion et de dépôt. La combinaison de ces éléments permet l'émergence de divers régimes et géométries de rivières alluviales (droites/sinueuses ou en tresses) en fonction des forçages externes qu'elles subissent (débit d'eau, flux sédimentaires).

L'application d'Eros à des cas naturels a nécessité la validation et la calibration de ses paramètres principaux à l'aide : 1. de solutions analytiques et 2. de la reproduction morphodynamique de systèmes naturels, tel que l'évolution de la rivière Poerua en Nouvelle Zélande suite au glissement de terrain du Mont Adams. Dans la partie aval du bassin, les simulations numériques d'ensemble démontrent les capacités du modèle 1) à prédire efficacement l'évolution morphodynamique de plaines alluviales soumises à plusieurs scénarios d'apports sédimentaires massifs et 2) à générer des cartes de risques probabilistes. Dans la partie amont du bassin, les résultats mettent en évidence le rôle clef de la réduction dynamique de largeur des rivières par rapport à la largeur de la gorge fluviale, sur l'accélération de l'évacuation des sédiments issus des glissements de terrain. Une loi unique caractérisant les temps d'export d'une distribution de glissements de terrain peut être définie en fonction du rapport entre volume de sédiment et capacité de transport initiale de la rivière, permettant ainsi d'estimer leur temps de résidence moyen à 5-30 ans pour un scénario de séisme de $M_w = 8$ beaucoup plus faibles que ceux estimés précédemment (~ 100 ans).

L'approche numérique développée dans ce travail suggère que l'étude de la réponse des chaînes de montagnes à un forçage sismique fort ne peut être effectuée efficacement qu'avec un modèle 2D capable de prendre en compte les non-linéarités entre écoulements des rivières, leurs géométries et le transport sédimentaire. Les résultats obtenus permettent une meilleure caractérisation de la dynamique des paysages à l'échelle du cycle sismique et des aléas à court terme.

Mots clés :

Géomorphologie quantitative, transport sédimentaire, modélisation numérique, approche stochastique, séismes.

Abstract

In mountainous areas, intermediate to large earthquakes ($M_w \geq 6$) systematically trigger a large number of landslides supplying the fluvial network with massive volumes of sediment. The progressive evacuation of the sediment out of the epicentral area alters river dynamics and may cause hydro-sedimentary hazards in alluvial plains (river avulsion, inundations, bank erosion, ...). The quantification of sediment transfers is critical to better understand landscape evolution on short timescales (i.e. hours to centuries) and improve hazard management in deposition areas. However, the factors controlling the coarse sediment transfers are still poorly known due to a lack of field measurements and adequate numerical models. The aim of this work is thus to study, via numerical modeling, the parameters influencing landslides evacuation, the transport capacity variations at the gorge/alluvial plain transition and the short-term dynamics and hazards of alluvial fans. This work is set up in the context of the West Coast of New Zealand (NZ) which presents a 50% probability to experience a magnitude 8 earthquake in the next 50 years.

This problematic has been addressed analytically and via a numerical approach. Using the analytical approach, we demonstrate that the conservation of long-term transport capacity at the bedrock gorge and alluvial plain transition usually implies the channel narrowing in the alluvial part that is generally realized by a transition to a braided system. We identify discharge variability as the dominant factor of alluvial river long term transport capacity compared to riparian vegetation. To explore the role of channel self-organization on coarse sediment transport, we use Eros, a 2D morphodynamic model able to simulate landscape evolution improved by a new 2D hydrodynamic model. Combined with a sediment transport/deposition model and lateral fluxes modeling (bank erosion and transverse deposition), Eros allows for the emergence of diverse alluvial river regimes and geometries (e.g. straight/sinuuous and braided channels) as a function of the external forcing experienced by the river (water and sediment fluxes).

The application of Eros on natural cases has required the validation and calibration of its principal parameters using analytical solutions and the morphodynamic reproduction of natural systems such as the evolution of the Poerua river in New Zealand following the Mount Adams landslide. In the downstream part of the catchment, the ensemble numerical simulations demonstrate Eros abilities to 1) efficiently predict the morphodynamic evolution of alluvial fans submitted to different scenarios of large sediment supplies and 2) generate probabilistic risk maps. In the upstream part, the results highlight the dominant role of dynamic river narrowing reducing export times of landslide-derived sediments. We define a new law characterizing export times as a function of landslide volume and pre-landslide transport capacity that predicts mean residence times for a M8 earthquake in a mountain range of 5-30 yr, much lower than previous estimations of ~ 100 yr.

The numerical approach developed in this work suggests that the study of mountain ranges response to severe landslide disruption can only be addressed with a 2D model able to account for the non-linearities between river flow, channel geometry and sediment transport. The results allow for a better characterization of landscape dynamics at the scale of a seismic cycle and hydro-sedimentary hazards in the short term.

Keywords :

Quantitative geomorphology, sediment transport, numerical modeling, stochastic approach, earthquakes.

Table des Matières

1	Préambule	1
2	Introduction	5
2.1	Evolution co- et post-sismique des paysages	5
2.1.1	Génération de glissements de terrain co-sismiques	6
2.1.2	Évacuation post-sismique des sédiments	11
2.1.3	Les aléas hydro-sédimentaires	15
2.2	Evolution morphodynamique des rivières alluviales	17
2.2.1	Hydraulique fluviale	18
2.2.2	Transport Sédimentaire	21
2.2.3	Débit effectif vs approche stochastique	26
2.2.4	Les différents régimes de rivières et leurs morphologies	29
2.3	L'île du Sud de la Nouvelle Zélande	32
2.3.1	Contexte Général	32
2.3.2	La Faille Alpine	34
2.3.3	Précipitations et débits des rivières	34
2.3.4	Morphologie de la côte Ouest	35
2.3.5	Risques	37
3	Modélisation numérique de la dynamique des rivières alluviales	39
3.1	Introduction	39
3.1.1	Les modèles d'évolution des paysages	39
3.1.2	Les modèles morphodynamiques de l'évolution des rivières alluviales	40
3.2	Le modèle morphodynamique Eros	43
3.2.1	Introduction	43
3.2.2	Le modèle hydrodynamique	44
3.2.3	Le modèle de transport/dépôt de sédiments	45
3.2.4	Flux sédimentaires transversaux	47
3.2.5	Bilan de masse	49
3.2.6	Evolution typique d'une simulation	50
3.3	Article : A precipitation method to calculate river hydrodynamics, with applications to flood prediction and landscape evolution models	53
3.4	Discussion : calibration du modèle d'érosion latérale	88
3.4.1	Rivières droites	88
3.4.2	Rivières en tresses	89

4	Evolution morphodynamique les plaines alluviales soumises à des apports massifs de sédiments et aléas hydro-sédimentaires associés	91
4.1	Introduction	91
4.2	Article : Morphodynamic modeling of hydro-sedimentary hazards induced by large sediment supplies in alluvial fans : Application to the 1999 Mount Adams landslide, New Zealand	92
4.3	Figures complémentaires	122
5	Capacité de transport long terme des rivières alluviales	125
5.1	Introduction	125
5.2	Article : The influence of flood frequency, riparian vegetation and valley confinement on long-term river transport capacity and width variations	125
5.3	Figures complémentaires	157
6	Evacuation post-sismique des glissements de terrain	161
6.1	Introduction	161
6.2	Approche en 1D	163
6.2.1	Mode d'export des glissements de terrain	163
6.2.2	Evolution morphodynamique	165
6.2.3	Temps d'évacuation des glissements de terrain	165
6.3	Article : Rapid post-seismic landslide evacuation boosted by dynamic river width	167
6.4	Figures complémentaires	180
6.5	Comparaison des approches 1D et 2D	185
6.6	Discussion : amélioration des simulations numériques	186
6.6.1	Description stochastique des débits	186
6.6.2	Effet d'une couverture alluviale initiale	188
6.6.3	Profil de rivière complexe	188
7	Conclusion générale	191
7.1	Résultats principaux	191
7.2	Perspectives et travaux en cours	192
7.2.1	Etude des transferts sédimentaires à l'échelle d'un bassin versant et de sa plaine alluviale	192
7.2.2	Etude des transferts sédimentaires à l'échelle d'une chaîne de montagnes et sur plusieurs cycles sismiques	194
7.2.3	Amélioration du modèle Eros	196
	Références bibliographiques	196

1. Préambule

Dans les chaînes de montagnes, les séismes de grandes magnitudes déclenchent systématiquement de nombreux glissements de terrain affectant la dynamique des paysages sur des échelles spatiales étendues. Durant la phase post-sismique, les sédiments issus des glissements de terrain sont progressivement exportés par les rivières hors de la zone épiscopale. L'introduction et la propagation d'une grande quantité de sédiments dans le réseau fluvial présente une problématique forte car (i) la dynamique habituelle des rivières est altérée et (ii) des apports sédimentaires conséquents dans les plaines alluviales peuvent provoquer différents types de risques hydro-sédimentaires pouvant affecter des infrastructures critiques (avulsion, crues, érosion de berges, ...) (Fig. 1.1). L'occurrence de grands événements sismiques lors de ces deux dernières décennies (e.g. Chichi, 1999 Taiwan ; Wenchuan 2008, Chine ; Gorkha, 2015 Népal) a motivé l'étude de la dynamique des paysages en phase post-sismique, notamment afin de prévoir les risques encourus par la population et l'impact possible sur l'économie des zones affectées. Malgré cela, les transferts post-sismiques de sédiments sont encore très mal compris notamment à cause du manque d'outils adéquats nécessaires à leur étude. Des travaux récents ont déjà permis de démontrer que la réponse du flux en suspension était très rapide avec des temps caractéristiques de retour à l'équilibre de l'ordre d'une dizaine d'années. L'évolution post-sismique des flux de sédiments grossiers est quant à elle toujours difficile à quantifier. La seule étude sur le sujet, basée sur un modèle numérique simplifié, propose des temps d'évacuation des sédiments co-sismiques de l'ordre de la centaine d'années. Ce travail de thèse a donc pour objectif principal d'étudier et de modéliser la dynamique du transport sédimentaire post-sismique depuis les glissements de terrains vers les zones de dépôts.

Lorsque les méthodes de mesure à déployer sur le terrain s'avèrent difficiles, la modélisation numérique est un outil efficace pour comprendre les processus contrôlant l'évolution de certains systèmes. Cependant, les modèles numériques possédant une description nécessaire des processus physiques indispensables à l'étude d'une telle problématique sont, aujourd'hui, peu nombreux. Ces modèles doivent impérativement être capables de prédire l'évolution des rivières dont la géométrie et le régime émergent naturellement des forçages externes subit par la rivière (flux d'eau, de sédiments,...). En effet, dans un contexte de transferts sédimentaires post-sismiques, il est attendu que les rivières perturbées par l'apport de grandes quantités de sédiments, subissent des changements géométriques significatifs. Ces derniers se traduisent par 1) des variations de pentes et de largeurs, généralement au travers de l'aggradation du lit de la rivière et 2) des changements de régimes liés à l'augmentation des flux sédimentaires (i.e. une rivière à substratum rocheux peut subir le dépôt d'une forte épaisseur de sédiments ou une rivière mono-chenal peut évoluer vers une dynamique en tresses). Cependant, la plupart des modèles possédant les capacités d'aborder ce problème n'ont jamais été utilisés pour simuler la réponse des rivières à des forçages sédimentaires forts. Ils sont généralement employés pour comprendre la dynamique des rivières alluviales ou dans la gestion des rivières.

Dans ce travail, nous avons utilisé le modèle morphodynamique 2D, Eros, qui contient une description

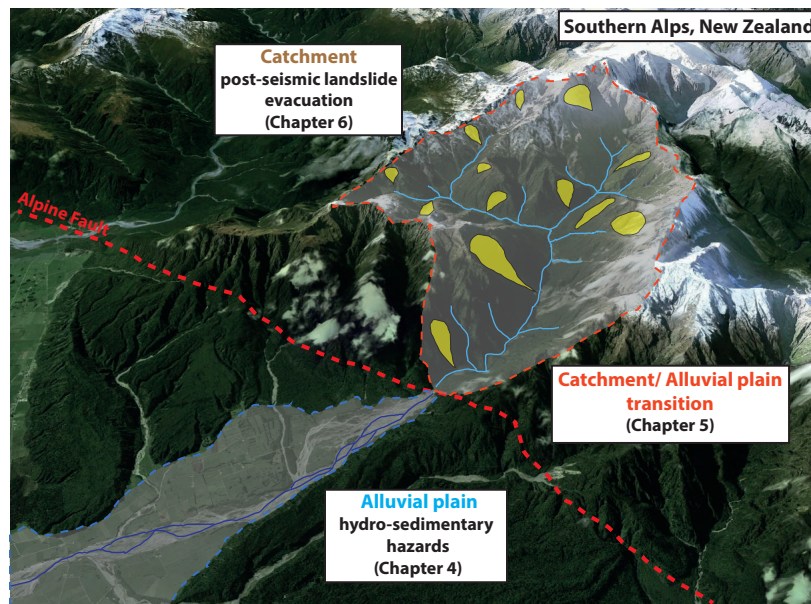


FIGURE 1.1 – Schéma montrant les différentes zones d'études et processus pris en compte dans cette étude. Le bassin versant constitue la zone de production sédimentaire co-sismique. La plaine alluviale est la zone d'accumulation sédimentaire et est le lieu le plus sensible aux aléas hydro-sédimentaires. La faille Alpine indique la zone de transition entre le bassin versant et la plaine alluviale et le changement de dynamique de rivière. La zone choisie ici est le bassin versant de la Poerua situé dans les Alpes du Sud en Nouvelle Zélande.

physique des processus hydrauliques et de transports sédimentaires nécessaires à la simulation l'évolution des rivières sur des échelles spatiales et temporelles courtes (i.e du mètre au kilomètre ; et de la seconde au siècle, resp.). Ce modèle a la particularité de pouvoir être utilisé dans plusieurs types de contextes (rivières à substratum rocheux ou alluviales). Les avantages de ce modèle ont été utilisés afin d'explorer en détail les paramètres gouvernant les transferts sédimentaires issus de glissements de terrain, depuis leur zone de production jusqu'à leur dépôt dans la plaine alluviale. Les résultats du modèle servent notamment à prédire la dynamique hydro-sédimentaires post-sismique des rivières présentes sur la côte ouest de l'île du Sud de la Nouvelle-Zélande, où un séisme de magnitude 8 est imminent (avec une probabilité d'occurrence de 50% lors des 50 prochaines années).

Ce travail de thèse est divisé en 6 chapitres principaux :

Dans un premier temps, je présente un état de l'art des différents travaux effectués sur la compréhension de l'impact des grands tremblements de terre sur l'évolution des paysages. Je décris les processus agissant sur les versants et l'interaction entre glissements de terrain et la dynamique des rivières. Ce chapitre me permet aussi d'introduire 1. les différentes lois physiques régissant l'écoulement des rivières et le transport sédimentaire qui sont utilisés dans chaque travaux et 2. la zone d'étude, l'île du Sud de Nouvelle Zélande.

Ce chapitre est suivi d'une partie méthodologique expliquant le fonctionnement du modèle numérique utilisé ainsi que les nouveaux développements nécessaires pour aborder la problématique de ma thèse.

Je présente ensuite la réponse court terme des plaines alluviales à un apport massif de sédiments. Ce travail se concentre sur (i) la validation du modèle numérique Eros en utilisant comme référence le cas du glissement du Mont Adams (Nouvelle-Zélande) ; (ii) une exploration de la dynamique des plaines alluviales soumises à différentes fonctions d'entrée sédimentaire et (iii) l'utilisation de modèles morphodynamiques

2D pour la prédiction des aléas hydro-sédimentaires provoqués par l'introduction de gros volumes de sédiments dans les plaines alluviales.

La partie suivante explore analytiquement l'influence respective des paramètres contrôlant la capacité de transport long-terme des rivières alluviales. L'étude porte sur l'effet de la végétation riparienne, de la variabilité climatique et des variations largeur du chenal actif de la rivière et notamment de confinement qu'elles soit liées à l'encaissement de la vallée ou à la présence de végétation.

Ensuite, je présente une étude systématique des paramètres contrôlant l'export de glissements de terrain dans les régions montagneuses à l'aide d'Eros. La dynamique morphologique des rivières associées à l'export des glissements de terrain est explorée en fonction du volume des glissements de terrain considérés et de la capacité de transport de la rivière impactée. Cette étude permet de définir une nouvelle loi exprimant le temps d'export des glissements de terrain hors de leur zone de dépôt. L'utilisation de cette loi permet d'estimer sur les temps de résidence des glissements de terrain dans plusieurs chaînes de montagnes susceptibles de subir des séismes de haute magnitude.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale synthétisant les résultats principaux acquis sur les différents travaux. S'en suit une discussion sur les travaux en cours et futurs dans la continuité de la problématique de la thèse.

2. Introduction

Ce chapitre a été écrit dans le but de donner au lecteur un aperçu des différents concepts et outils qui ont été au cœur de mon travail. Il est divisé en 3 sections : la première décrit l'impact des grands tremblements de terre sur la dynamique des paysages ; la deuxième est axée sur la description physique des processus mis en jeu dans l'écoulement des rivières et du transport sédimentaire et la dernière propose un contexte tectono-géomorphologique de ma zone d'étude, l'île du Sud de Nouvelle Zélande.

2.1 Evolution co- et post-sismique des paysages

Dans les chaînes de montagnes actives, les tremblements de terre de magnitude intermédiaire à forte ($M_w > 6$) produisent systématiquement une large quantité de glissements de terrain co-sismiques [Keefer, 1984; Dadson et al., 2004; Chigira et al., 2010; Ouimet, 2010, 2011; Barlow et al., 2015]. Lors de tels évènements, le paysage est affecté à une échelle régionale par la rupture d'un grand nombre de versants (Fig. 2.1a). Sur les échelles temporelles courtes, les séismes sont donc des acteurs majeurs de l'évolution des paysages en produisant des taux d'érosion significatifs (1 à 10 mm/an) [Keefer, 1999; Malamud et al., 2004a; Larsen et al., 2010; Parker et al., 2011]. Cette production massive de sédiments impacte aussi la dynamique des rivières qui sont chargées d'évacuer le sédiment de la zone épacentrale à la plaine alluviale (Fig. 2.1b). Alors que les versants ont une réponse quasi-instantanée à la perturbation sismique, il est proposé que l'évacuation des sédiments s'étend sur des échelles temporelles beaucoup plus longues, allant de la dizaine à la centaine d'années [Hovius et al., 2011; Yanites et al., 2010].

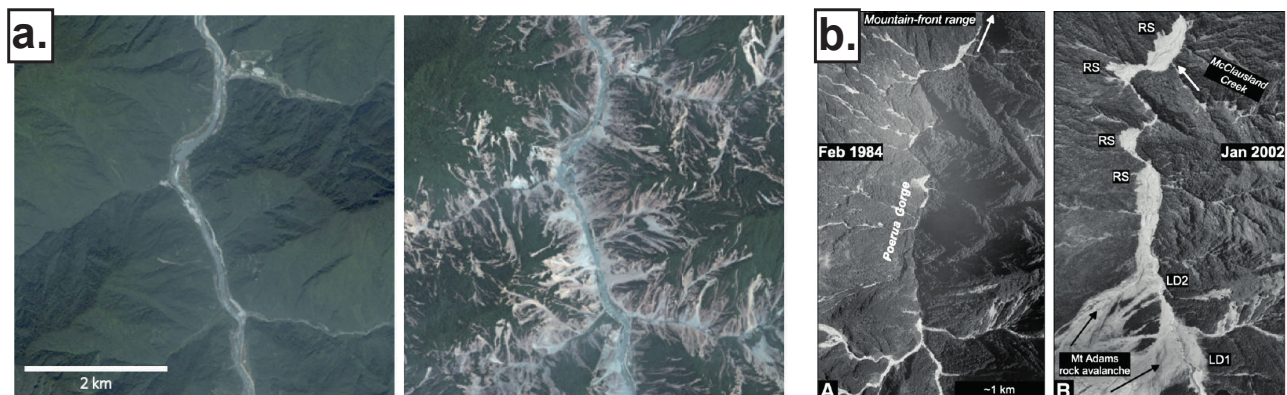


FIGURE 2.1 – **a.** Gauche : image aérienne de plusieurs bassins versants avant un séisme de haute magnitude. Droite : image de la même zone après le séisme du Wenchuan (2008, $M_w = 7.9$). On peut observer la forte dénudation des versants provoquée par le déclenchement d'une grande quantité de glissements de terrain. [Ouimet, 2011] **b.** Images aériennes montrant l'impact des glissements de terrain sur la géométrie des rivières, avec ici, des taux d'aggradation dans la rivière Poerua, Nouvelle Zélande, atteignant une dizaine de mètres. [Korup, 2004a].

La compréhension et la quantification de l'effet des grands séismes sur la dynamique des paysages est un sujet d'étude relativement nouveau. Il est devenu accessible notamment grâce à l'émergence de nouvelles technologies mais aussi par l'occurrence récente de plusieurs séismes de hautes magnitudes dans des chaînes de montagnes actives telles que celui de Chi-Chi (1999, Taiwan), du Wenchuan (2008, Chine) et de Gorkha (2015, Népal) qui ont permis d'effectuer des quantifications relativement solides. La majorité des travaux concernant le rôle des séismes sur l'évolution des paysages se sont concentrés sur les problématiques suivantes : le déclenchement de glissements de terrain par les séismes et les taux de dénudation associés [Keefer, 1984, 1999; Malamud et al., 2004a; Larsen et al., 2010; Marc et al., 2016a], les transferts sédimentaires post-sismiques [Dadson et al., 2004; Yanites et al., 2010; Hovius et al., 2011; Wang et al., 2015], la dynamique de transport sédimentaire et d'incision des rivières soumises à un apport massif de sédiments [Lague, 2010; Yanites et al., 2010; Egholm et al., 2013], le bilan topographique des séismes [Hovius et al., 2011; Parker et al., 2011; Li et al., 2014; West et al., 2014; Marc et al., 2016a] et les risques associés à de tels événements [Robinson and Davies, 2013]. Tout cela pour des contextes tectoniques et climatiques variés et propres à chaque chaîne de montagnes étudiées.

En lien avec les questions précédentes, les sections de ce chapitre présentent les différents concepts et approches utilisés et mis en place pour quantifier l'impact des tremblements de terre sur les paysages. Elles traiteront donc (i) du contrôle des séismes de haute magnitude sur la production sédimentaire, (ii) de l'évacuation des sédiments de la zone épiscopentrale vers la plaine alluviale et (iii) des aléas hydro-sédimentaires provoqués par l'évacuation des sédiments.

2.1.1 Génération de glissements de terrain co-sismiques

Les tremblements de terre de haute magnitude ont la capacité de générer des dizaines de milliers de glissements de terrain à l'échelle d'une chaîne de montagne et peuvent produire plusieurs milliards de mètres cubes de sédiments (Fig. 2.1) [Keefer, 1994; Marc et al., 2016b]. Cette production de glissements ainsi que leurs caractéristiques est contrôlée par l'accélération sismique du sol et par les propriétés du terrain étudié [Meunier et al., 2007, 2008; Keefer, 2013]. La nature stochastique des séismes et de leur impact sur la topographie a conduit les chercheurs à combiner des approches probabilistes et empiriques afin d'extraire les propriétés de la production sédimentaire des séismes [Malamud et al., 2004a; Larsen et al., 2010]. Ces études sont d'un grand intérêt pour la compréhension des mécanismes fondamentaux qui gouvernent la réponse des paysages à un forçage sismique fort, mais aussi pour la gestion des risques dans les zones urbaines pouvant être affectées par de tels aléas.

Dans cette section seront donc détaillés : (i) les mécanismes déclenchant la rupture des versants, (ii) les propriétés statistiques des glissements de terrain produits lors de séismes, et (iii) les facteurs contrôlant la production sédimentaire des séismes.

2.1.1.1 Stabilité des versants

Différentes méthodes peuvent être employées pour estimer la stabilité des versants. Celles-ci vont d'une description simple du problème en utilisant une approche de type Coulomb (basée sur la mécanique du point) à l'utilisation de modèles numériques permettant de calculer l'état de contrainte et sa relation avec la déformation dans l'ensemble du versant lorsque celui-ci est soumis à un forçage externe [Newmark, 1965]. Je ne décrirai ici que la première approche.

Conceptuellement, le versant d'une montagne peut être représenté par un volume de matière reposant sur un plan incliné. Selon le type de glissement considéré, ce plan peut être l'interface entre le sol et le sub-

stratum rocheux ou un plan faiblesse dans le substratum généralement dû à la présence de fractures. Les forces agissant sur ce volume sont divisées en forces motrices (entraînant le glissement) ici, principalement la gravité et la pression de pore et en forces de résistance (empêchant le glissement) qui proviennent de la cohésion du matériel composant le versant et des forces de friction que le matériel exerce sur le plan de faiblesse.

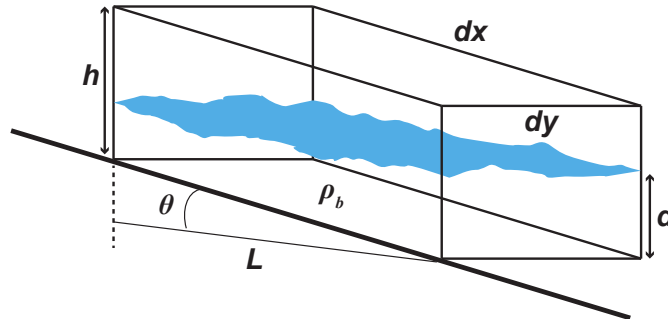


FIGURE 2.2 – Schéma simplifié représentant un segment de versant reposant sur un plan de faiblesse. La couche bleue représente la hauteur de la nappe d'eau. Modifié de [Anderson and Anderson, 2010]

Ces forces permettent de définir un facteur de sécurité, F_s comme étant le rapport entre forces de résistance et force motrice :

$$F_s = \frac{\text{resisting forces}}{\text{driving forces}} = \frac{[\rho_b g h \cos \theta \cos \theta - \rho_w g d] \tan(\phi) + C}{\rho_b g h \sin \theta \cos \theta} \quad (2.1)$$

avec θ , la pente du plan de rupture, ϕ , l'angle de friction interne, h , l'épaisseur du matériel au dessus du plan de rupture, g la constante gravitationnelle, ρ_w la masse volumique de l'eau, ρ_b la masse volumique moyenne de la colonne de matériel au dessus du plan de rupture, C la somme des éléments participant à la cohésion du matériel, d la hauteur de la table d'eau par rapport au plan de rupture [Anderson and Anderson, 2010]. Les versants sont stables lorsque $F_s \geq 1$. Il est à noter que cette expression peut aussi être réécrite en prenant en compte l'accélération sismique dans le bilan des forces dont l'effet favorise les forces motrices.

D'après ce facteur de sécurité, la stabilité des versants est favorisée par de faibles pentes, une forte cohésion et une hauteur de la nappe d'eau assez faible. A l'état d'équilibre statique, les forces motrices et de résistance se compensent ($F_s \geq 1$), supposant que la rupture du versant nécessite l'intervention d'un processus externe favorisant les forces motrices. Le déclenchement de la rupture peut alors résulter de différents processus dont les deux principaux sont :

- La précipitation : l'eau s'infiltre dans le sol remplit les pores précédemment remplis d'air et augmente la densité moyenne du matériel (ρ_b) et la pression fluide provoquant la rupture du versant [Iverson, 2000].
- Les séismes : l'accélération verticale du sol induite par un séisme peut présenter une énergie nécessaire à la déstabilisation le versant. [Densmore and Hovius, 2000]

Dans les chaînes de montagnes tectoniquement actives, les pentes de versants sont généralement proches de la pente critique de rupture [Schmidt and Montgomery, 1995; Burbank et al., 1996]. C'est pourquoi, les séismes de haute magnitude ont la capacité de déclencher plusieurs milliers de glissements de terrain dans ces zones [Dadson et al., 2004; Parker et al., 2011]. Par ailleurs, dans le cas où certains versants résistent au séisme, ils sont suffisamment fragilisés pour qu'un épisode pluvieux intense (ex : typhons à Taïwan) ou qu'une réplique sismique ait la capacité de déclencher leur rupture.

2.1.1.2 Distribution et volume des glissements de terrain co-sismiques

La quantification des volumes de sédiments produits par un séisme requiert de cartographier les glissements de terrain induits à une échelle régionale [Guzzetti et al., 2012]. La cartographie de chaque ‘cicatrice’ laissée sur les versants par les glissements de terrain est effectuée à partir d’images aériennes [Hovius et al., 1997] ou satellites [Parker et al., 2011; Li et al., 2014; Marc and Hovius, 2015] et permet d’obtenir une distribution des surfaces des glissements de terrain pour un évènement donné. Les premières études sur les propriétés statistiques des glissements de terrain démontrent que la distribution des aires des grands glissements suit une loi de puissance [Hovius et al., 1997; Guzzetti et al., 2002]. La distribution complète des glissements de terrain semble obéir une loi gamma inverse à 3 paramètres (Fig. 2.3a) [Malamud et al., 2004b], de la forme :

$$pdf(A) = \frac{1}{a\Gamma(\rho)} \left(\frac{a}{A_L - s} \right)^{\rho+1} \exp\left(-\frac{a}{A_L - s}\right) \quad (2.2)$$

où A_L est la surface des glissements de terrain, a un paramètre contrôlant au premier ordre la position de la probabilité maximum, s un paramètre contrôlant la décroissance exponentielle des petits glissements et ρ contrôle la queue de distribution en loi de puissance. Ces distributions sont généralement caractérisées par une queue de distribution dite ‘lourde’ indiquant que la probabilité d’avoir de grands glissements de terrain est forte. Cette propriété a donc de forts impacts sur la dynamique de paysage, les grands glissements contrôlant fortement le volume total de sédiments produits et présentant le plus de chance d’affecter significativement la dynamique des rivières. Cependant, plusieurs artefacts peuvent affecter la mesure précise des surfaces des glissements et mener à une sur-estimation des surfaces : 1) la résolution des images ne permet pas toujours de pouvoir dissocier la source (‘cicatrice’) et le dépôt [Hovius et al., 2011]; 2) les méthodes de cartographie automatique peuvent amener à l’amalgamation de plusieurs glissements entre eux s’ils sont trop proches [Marc and Hovius, 2015].

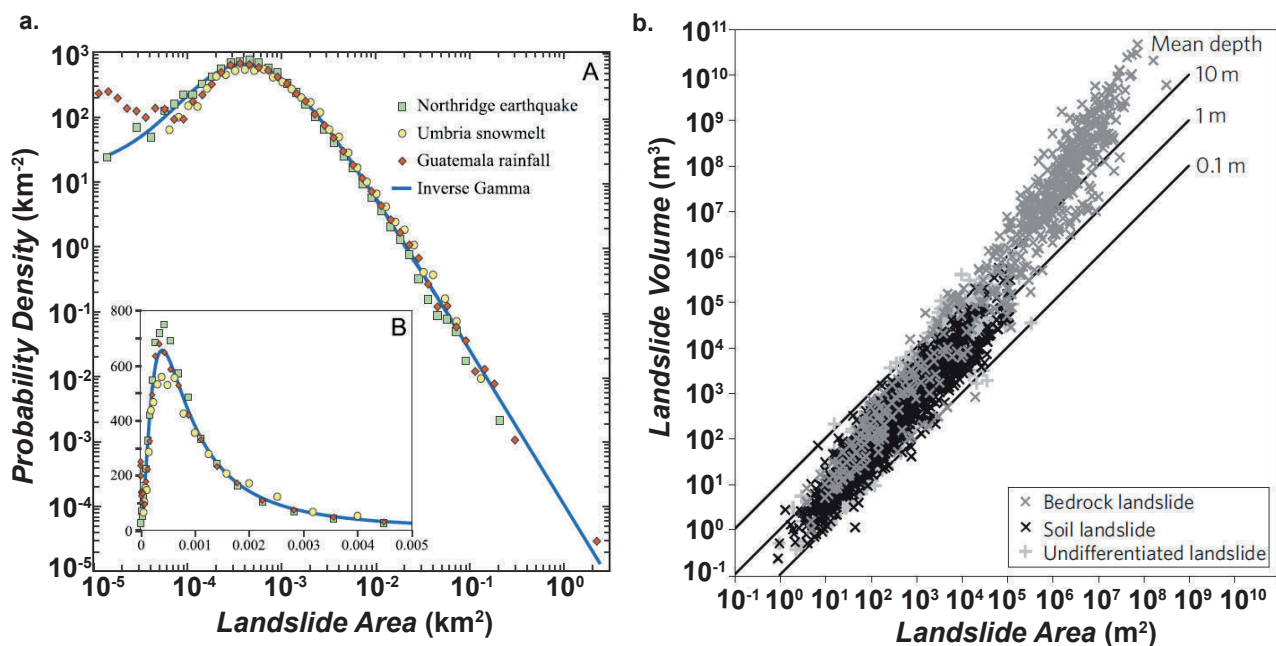


FIGURE 2.3 – **a.** Distribution des surfaces de glissements de terrain pour 3 cas d’études. La courbe bleue représente la distribution théorique donnée par l’équation 2.2 [Malamud et al., 2004b]. **b.** Estimation des volumes des glissements de terrain en fonction de leur surface et faisant intervenir différents types de matériel (du colluvion ou du substratum) [Larsen et al., 2010].

L'estimation des volumes des glissements s'effectue par la conversion des surfaces en volumes à l'aide d'une relation empirique de la forme :

$$V_L = \alpha A_L^\gamma \quad (2.3)$$

où V_L est le volume des glissements de terrain, α et γ sont des paramètres dépendant de la nature du glissement (sol ou substratum rocheux) (Fig. 2.3b) [Larsen et al., 2010]. La valeur de γ varie entre 1.1 et 1.3 pour les glissements ne faisant intervenir que le colluvion (sol) et entre 1.3 à 1.6 pour les glissements impliquant le substratum rocheux. Dans les chaînes de montagne active, les versants étant très pentus et souvent déstabilisés, la production de sol reste limitée et la plupart des glissements vont plutôt faire intervenir le substratum. Si valeur de $\gamma = 1.5$ est classiquement utilisée car elle fournit une analyse dimensionnelle solide ('self-similar relationship'), il reste cependant plus rigoureux de calibrer sa valeur en fonction du site étudié. La prédiction robuste des volumes produits est indispensable à une bonne compréhension de l'impact des séismes sur l'évolution des paysages.

La combinaison entre les équations 2.2 et 2.3 permet donc de calculer le volume total de sédiments produits lors d'un événement sismique. Des travaux sur des séismes récents ont montrés que certains glissements individuels peuvent dépasser la dizaine de millions de mètres cubes de sédiments et que les volumes totaux produits dépassent souvent le kilomètre cube [Keefer, 1999; Li et al., 2014; Parker et al., 2011; Marc et al., 2016a]. Ces équations peuvent aussi être utiles dans un contexte de prédiction de la production sédimentaire d'un séisme dont la probabilité d'occurrence est forte dans les années à venir [Marc et al., 2016a; Robinson et al., 2016].

2.1.1.3 Paramètres contrôlant la production sédimentaire des séismes

Suite à la caractérisation des surfaces et volumes de glissements de terrain générés par les séismes, il est possible d'explorer les paramètres contrôlant la localisation préférentielle des glissements et la production sédimentaire. Ces paramètres sont liés aux propriétés physiques de la rupture de la faille, l'accélération du sol, les effets de site et la nature du substratum [Keefer, 1999; Meunier et al., 2007, 2008; Marc et al., 2016b].

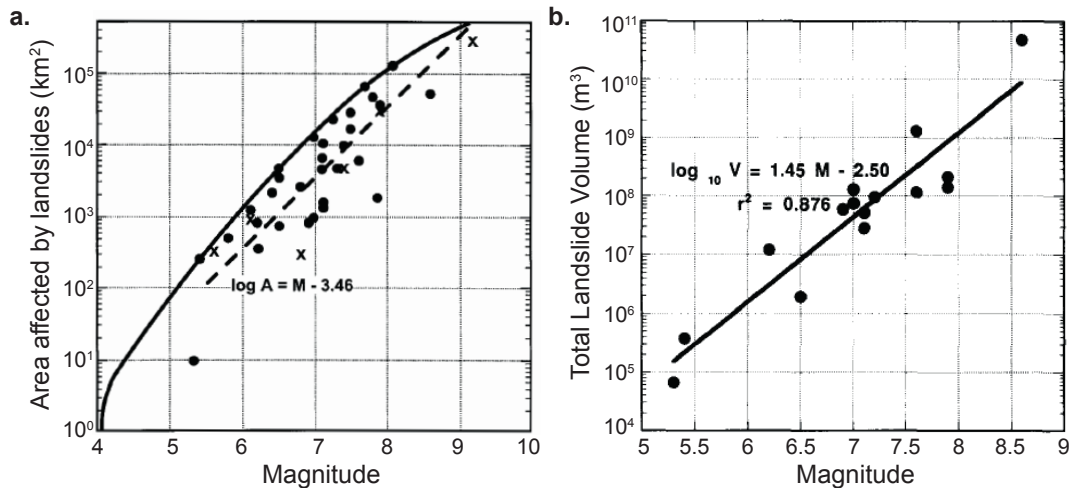


FIGURE 2.4 – **a.** Compilation de la surface totale affectée par les glissements de terrain en fonction de la magnitude des séismes. ([Keefer, 1999]). **b.** Volume total de sédiments produits par les séismes en fonction de leur magnitude. (Modifié de [Keefer, 1994])

Les premiers travaux ont consisté à quantifier l'effet de l'énergie libérée par un séisme, sa magnitude, sur la production sédimentaire des séismes [Keefer, 1984]. Logiquement, plus la magnitude d'un séisme est élevée, plus la surface affectée par les glissements de terrain et le volume total de sédiments générés sont élevés. Empiriquement, le volume de sédiments générés par un évènement sismique et la magnitude sont liés par une relation exponentielle (Fig. 2.4) [Keefer, 1994, 1999]. Cette relation implique ici, qu'un séisme de magnitude 7 produit environ 30 fois plus de sédiment qu'un magnitude 6.

Cette loi exponentielle donne une idée de premier ordre sur la réponse d'une chaîne de montagnes à une échelle régionale. Cependant, les données utilisées présentent une dispersion significative (environ un ordre de grandeur) (Fig. 2.4) qui suppose que d'autres mécanismes propres à chaque cas étudiés contrôlent la production de glissement de terrain. La prédiction du volume total de glissements produits par un séisme devra donc intégrer l'influence de l'accélération du sol, l'atténuation des ondes par rapport à la distance à la source, des effets de site, les propriétés géométriques de la topographie (pente modale, relief) et la nature du substrat (lithologie, degré de fracturation, production de sol, héritage,...) souvent regroupés dans le terme de cohésion.

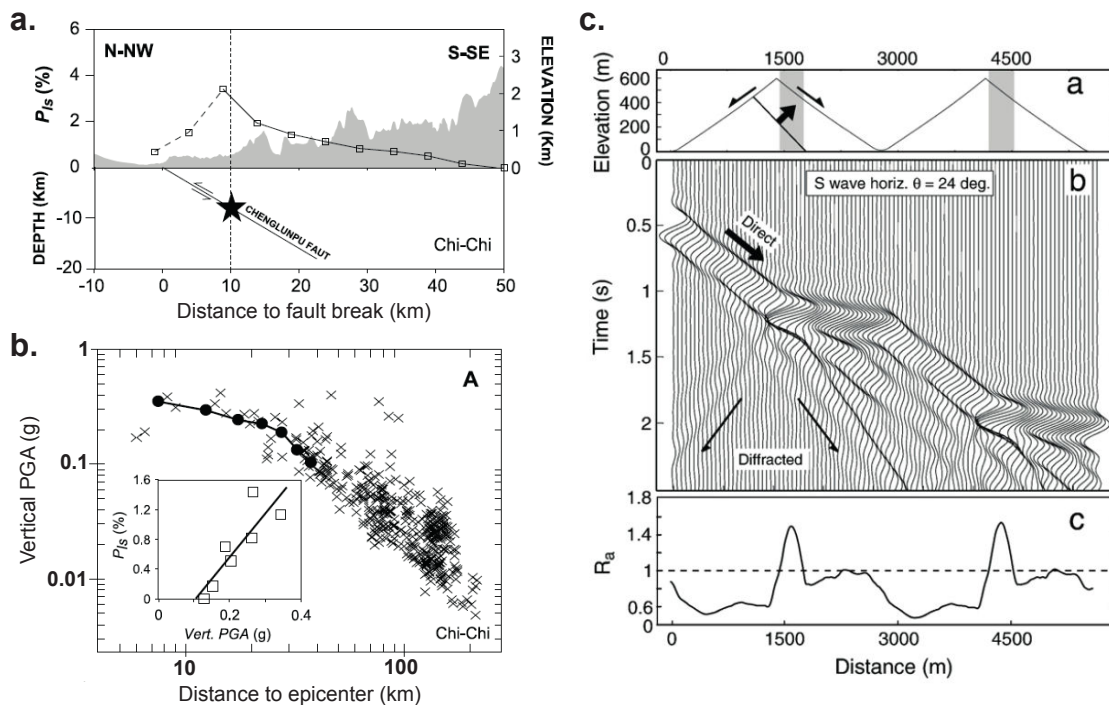


FIGURE 2.5 – **a.** Densité de glissement de terrain (P_{ls}) en fonction de la distance à la faille. Le profil d'altitude est en gris, le foyer du séisme est représenté par l'étoile noire. On peut remarquer que P_{ls} est plus élevé à la verticale du foyer [Meunier et al., 2007]. **b.** Densité de glissement de terrain (points noirs) et accélération verticale du sol (PGA, croix) en fonction de la distance à l'épicentre. L'encart montre que la relation linéaire existante entre ces 2 paramètres. [Meunier et al., 2007]. **c.** Illustration des effets de site topographique. a. Topographie simplifiée composée de 2 montagne adjacentes. b. Accélérogramme synthétique. c. Ratio d'amplification défini comme le PGA en chaque point de la surface normalisé par le PGA d'une topographie plate. [Meunier et al., 2008].

L'accélération du sol joue un rôle primordial car elle représente le mécanisme primaire du déclenchement des glissements de terrain. La figure 2.5a montre un exemple d'un cas naturel où la densité de glissement est la plus élevée à la verticale du foyer du séisme, endroit où l'accélération du sol est supposée être la plus élevée [Meunier et al., 2007]. Celle-ci montre aussi que la densité de glissement décroît progressive-

ment avec la distance à la faille du fait de l'atténuation des ondes sismiques. Dans ces mêmes travaux, les auteurs démontrent que la densité de glissements de terrain est une fonction linéaire de l'accélération du sol (PGA) [Meunier et al., 2007]. En étudiant la répartition des glissements de terrain dans les chaînes de montagne, il a été démontré que la topographie exerce un contrôle majeur sur le déclenchement des glissements de terrain. L'accélération du sol est amplifiée au niveau des crêtes des montagnes faisant face à la source sismique ce qui génère préférentiellement une importante quantité de glissements dans ces parties du paysage ('landslide clustering') (Fig. 2.5c) [Meunier et al., 2008]. Par ailleurs, d'autres études ont illustré le rôle de la cohésion des versants [Gallen et al., 2015] et l'héritage de séismes passés [Parker et al., 2015] sur la probabilité de rupture des versants.

Une loi semi-empirique, intégrant ces processus ainsi que la pente modale comme paramètres de contrôle du déclenchement des glissements de terrain, permet de prédire le volume de sédiments à partir des propriétés géométriques de la faille et d'un modèle numérique de terrain [Marc et al., 2016a]. En utilisant cette loi, Marc et al. [2016a] ont montré que les séismes de magnitudes intermédiaires seraient plus susceptibles d'être destructeurs de topographie. Cette conclusion s'oppose à des résultats qui pourraient être obtenus avec la loi de [Keefer, 1994] qui implique que les séismes les plus destructeurs sont ceux présentant des magnitudes plus élevées.

2.1.2 Évacuation post-sismique des sédiments

Après un séisme, les glissements de terrain situés à proximité immédiate de la rivière ou ceux à longs 'runout' peuvent perturber la dynamique des rivières en leur injectant de grandes quantités de sédiments sur des temps très courts (Fig. 2.6). Cette perturbation affecte localement le cours d'eau à l'endroit du glissement et se propage lorsque le sédiment est évacué vers l'aval. Durant la phase post-sismique, la propagation des sédiments dans le réseau fluvial modifie temporairement leur géométrie (pente et largeur) et la dynamique d'incision du substratum.

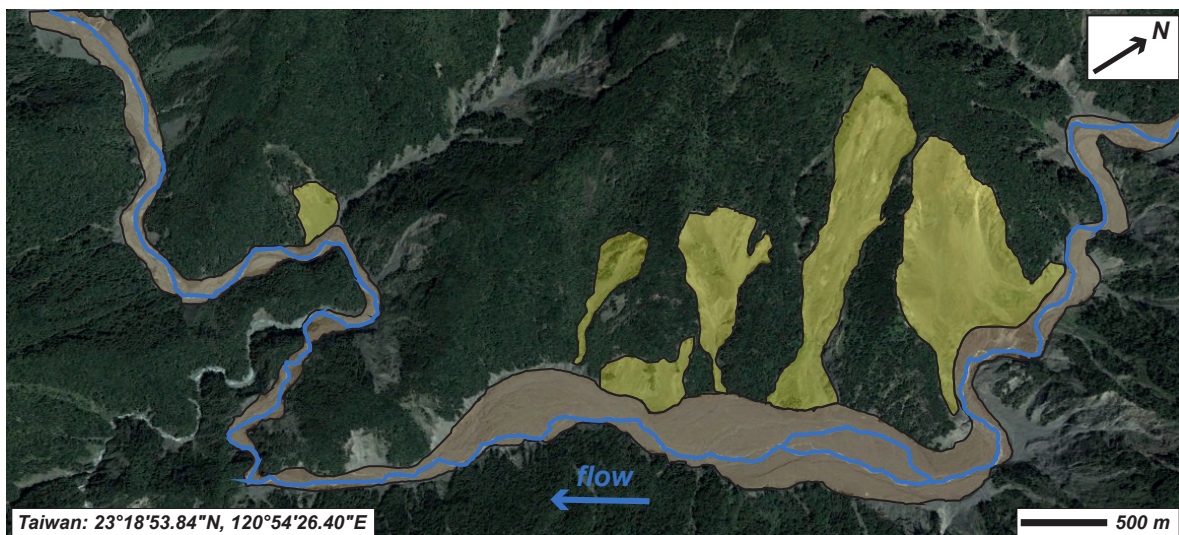


FIGURE 2.6 – Image satellite montrant l'interaction entre plusieurs glissements de terrain (en jaune) et la rivière dans un bassin versant à Taiwan. La rivière est soumise à une forte aggradation de son lit actif (en marron clair) qui modifie sa géométrie, ici sa largeur a fortement augmenté. Le régime de la rivière a aussi changé car elle est passée d'une dynamique d'incision du substratum rocheux à une dynamique de transport dépôt de sédiments (source : *Google Earth*)

Si la production de glissements de terrain co-sismiques a reçu une grande attention ces dernières années, les transferts sédimentaires post-sismiques sont, quant à eux, largement sous-étudiés et notamment ceux associés à un transport par charriage. Les facteurs contrôlant l'évacuation des sédiments de la zone épiscopale à la plaine alluviale restent ainsi mal compris. Pourtant, la détermination robuste des temps d'export est indispensable à la compréhension de la dynamique fluviale inter-sismique des chaînes de montagne active et présente des implications sur plusieurs processus : 1. La comparaison entre les transferts sédimentaires post-sismiques et le temps de récurrence des séismes mettrait en évidence la capacité des rivières à évacuer la totalité des sédiments pendant la période inter-sismique. 2. L'épaisseur de sédiments déposés sur le substratum rocheux ainsi que son temps de résidence jouent sur la dynamique d'incision des rivières par l'effet de couverture/outil 3. La rapidité d'évacuation du matériel produit peut aussi jouer sur l'état de contrainte des plans de faiblesse présents dans la croûte supérieure et la redistribution rapide des masses pourrait augmenter la probabilité de rupture de certaines failles. 4. La volumes et les vitesses d'introduction de sédiments dans les plaines alluviales peuvent provoquer de sévères aléas hydro-sédimentaires.

Cette section est consacrée à l'étude des interactions entre les forçages sédimentaires subis par la rivière et l'évacuation de ces apports soudains de sédiments. Dans cette section sont exposés : (i) la description des facteurs contrôlant la propagation vers l'aval d'un pulse sédimentaire, (ii) les échelles temporelles impliquées dans l'export de glissements de terrain.

2.1.2.1 Les modes d'export d'un pulse de sédiment

Pendant leur évolution, les rivières peuvent être confrontées à des apports sédimentaires soudains de volumes variables provenant d'effondrements de berges, de glissements de terrain, de déchets miniers ou de sédiments transportés par des crues importantes [Pearce and Watson, 1986; Benda and Dunne, 1997; Sutherland et al., 2002; Ferguson et al., 2015; Nelson and Dubé, 2016]. Ceux-ci affectent leur dynamique sur des périodes temporelles qui sont fonction du volume de sédiment injecté dans la rivière et de la capacité de la rivière à exporter ce sédiments. Ci-après, ces apports de sédiments seront dénommés 'pulses', ce terme capturant le caractère soudain de l'injection de sédiment.

La propagation des pulses de sédiments dans le réseau hydrographique a reçu un regain d'attention ces dernières années notamment sur des problèmes de destruction de barrages artificiels, de restauration d'habitats écologiques naturels, ou encore d'évacuation de glissements de terrain. Une diversité de méthode a été utilisée allant de l'étude de systèmes naturels [Madej, 2001; Sutherland et al., 2002; Hoffman and Gabet, 2007; Nelson and Dubé, 2016], de rivières expérimentales [Lisle et al., 1997; Cui et al., 2003a; Sklar et al., 2009; Venditti et al., 2010], et la modélisation numérique principalement en 1D [Benda and Dunne, 1997; Cui et al., 2003b; Cui and Parker, 2005; Ferguson et al., 2015].

Trois modes principaux de propagation du pulse vers l'aval ont été identifiés : la translation, la dispersion et un mode mixte (Fig. 2.7). La translation est décrite par une migration de la masse totale du pulse vers l'aval (Fig. 2.7a). La dispersion est définie comme une propagation de la queue du pulse vers l'aval tandis que l'apex demeure immobile (Fig. 2.7b). Les différents systèmes étudiés démontrent que la translation pure est très rarement observée et que la majorité des pulses sont évacués par une combinaison de translation et de dispersion (Fig. 2.7c) [Lisle et al., 2001; Cui et al., 2003a,b; Sklar et al., 2009].

La compréhension des facteurs contrôlant ces modes sont importants pour contraindre les vitesses de propagation du pulse et les distances sur lesquelles il va affecter la dynamique de la rivière. Parmi ces facteurs, les plus importants sont le volume initial du pulse, la capacité de transport de la rivière et le rapport entre la taille des grains composant le lit de la rivière avant la perturbation et le pulse. La translation est

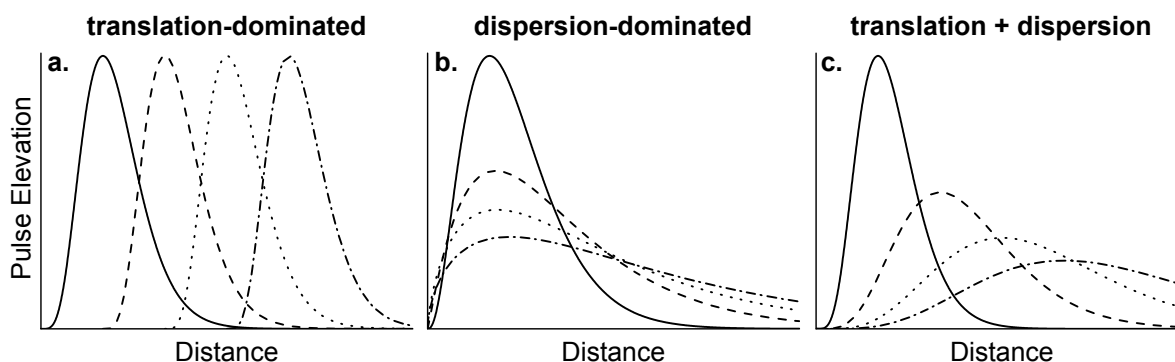


FIGURE 2.7 – Schémas montrant les différents modes d'export d'un apport de sédiment dans le lit de rivière. a. translation. b. dispersion et c. un mode mixte. Les différents styles de lignes montrent différentes étapes temporelles. (Modifié de [Sklar et al., 2009])

encouragée par des pulses de petits volumes [Sklar et al., 2009] ou composés de sédiments plus fins que ceux présent sur dans lit alluvial de la rivière [Cui et al., 2003a,b]. Les pulses présentant ces propriétés sont évacués rapidement du système. La dispersion est observée pour des pulses de volumes élevés composés de grains ayant un taille supérieure ou égale aux grains situés initialement dans la rivière.

Le mode de propagation dépend aussi de l'interaction entre la morphologie du pulse et l'écoulement de la rivière et donc de sa capacité de transport. La plupart des cas étudiés se limitent à des volumes de sédiments distribués de telle sorte que la hauteur des dépôts soit inférieure aux berges [Lisle et al., 2001]. L'introduction du pulse a donc un effet limité sur l'écoulement de la rivière et même si celui-ci est perturbé, la rivière est en état de transporter le sédiment. Dans le cas de glissements de terrain importants, ceux-ci sont en capacité de bloquer le cours de la rivière en créant un barrage naturel dont la déstabilisation sera fonction de différents facteurs.

La grande majorité des études s'est concentrée sur des problématiques de restauration de rivières et seulement peu d'études ont considéré l'évacuation sédimentaire post-sismique. Les résultats de ces travaux ne sont pas applicables à l'étude de l'impact de grands glissements de terrain car :

- 1. La plupart des expériences analogiques et numériques ont été effectuées sur des chenaux en 1D. La réponse de la rivière à la perturbation sédimentaire ne peut se faire que par des changements de pente car l'écoulement occupe toujours la totalité de la largeur du chenal. L'émergence d'une rivière dont la largeur est plus faible que celle du lit alluvial n'est pas prit en compte malgré des répercussions fortes sur la capacité de transport de la rivière.
- 2. Les travaux ne se sont concentrés que sur l'introduction de petits volumes sédimentaires [Lisle et al., 2001]. Ces travaux négligent : i. la modification forte de la géométrie de la rivière (pente, largeur) et ii. l'émergence d'une largeur de rivière plus faible que la largeur totale du lit actif et iii. l'influence de l'érosion latérale des dépôts sur les flux sédimentaires aval iv. les changements de régimes alluviaux pouvant être provoqués par l'injection d'une forte quantité de sédiments.

Les glissements de terrain déclenchés par un séisme sont caractérisés par une distribution de volume qui peut s'étendre sur plusieurs ordres de grandeur. Les petits glissements sont les plus fréquents et d'après les observations devraient être évacués rapidement. Les plus volumineux vont se disperser dans le système en provoquant des taux d'aggradation importants et des temps de résidence plus importants. Ils sont plus à même de contrôler la dynamique long terme du réseau fluvial. De plus, les gros glissements de terrain ont plus de chance d'atteindre le cours de la rivière et donc de perturber leur dynamique, il est donc primordial de comprendre leur influence sur la dynamique des paysages et pour la gestion des risques.

2.1.2.2 Temps d'export des glissements de terrain

L'étude de l'export des glissements de terrain produit par les séismes présentent plusieurs défis. Tout d'abord, les séismes ont la capacité de déclencher plusieurs dizaines de milliers de glissements, il est donc très difficile de suivre leur évolution individuelle. De plus, la mesure des flux des sédiments grossiers est encore très difficile à mettre en place sur le terrain, même si des techniques récentes semblent émerger (gravimétrie, ondes acoustiques, pièges à sédiments,...) les résultats restent encore assez rares. Pourtant, la connaissance des temps d'export post-sismiques des sédiments apportent de précieuses informations sur l'évolution inter-sismique d'une chaîne de montagne [Hovius et al., 2011; Wang et al., 2015], sur la dynamique d'incision des rivières à substratum rocheux [Lague, 2010; Yanites et al., 2010] et pour la gestion des risques dans les plaines alluviales [Robinson and Davies, 2013; Robinson et al., 2016].

Malgré ces difficultés, plusieurs études ont proposé des solutions permettant de mesurer ces temps d'export. Par exemple, l'utilisation de stations de jaugeage permettent de mesurer efficacement les flux en suspension et de pouvoir comparer les flux pré- et post-sismiques. L'évolution de la charge en suspension suivant un séisme de haute magnitude a été étudiée pour 2 cas d'études, à Taiwan (Chi-Chi) et en Chine (Wenchuan) [Dadson et al., 2004; Hovius et al., 2011; Wang et al., 2015]. La charge suspendue est mesurée au niveau de stations de jaugeage généralement situées à la transition entre la chaîne de montagne et la plaine alluviale. La mesure intègre alors des particules provenant de tout le bassin versant et donne un ordre de grandeur de la réponse générale de celui-ci. Suite à un séisme, la charge en suspension augmente fortement, jusqu'à des taux parfois supérieur à 5 fois son taux pré-séisme (Fig. 2.8a). Le temps caractéristique de retour à l'équilibre de la charge en suspension est de l'ordre de la dizaine d'années. Les glissements de terrain injectent un volume important de sédiments dans la rivière et les particules fines étant plus faciles à transporter, elles sont capables de parcourir de grandes distance en peu de temps. Celles-ci sont donc exportées assez rapidement hors de la zone épiscopentrale.

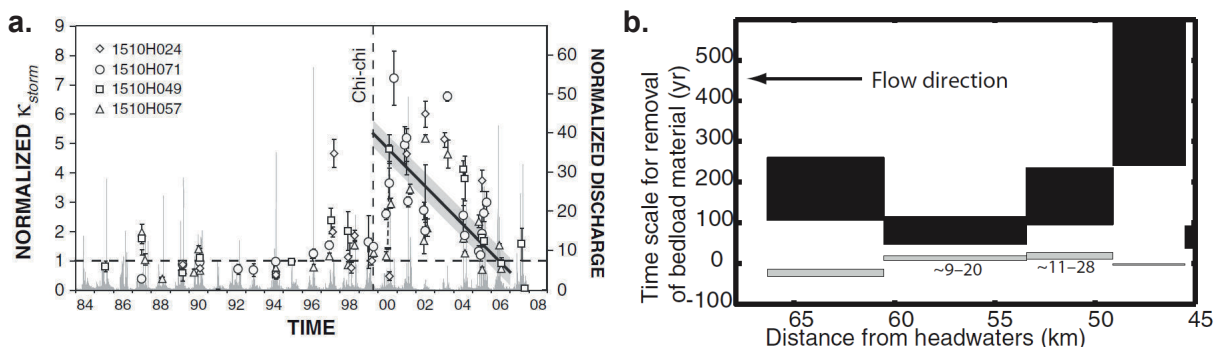


FIGURE 2.8 – **a.** Evolution temporelle de la charge en suspension (normalisée) avant et après le séisme dans les rivières du bassin versant de la Choshui drainant la zone épiscopentrale de Chi-Chi à Taiwan en 1999 [Hovius et al., 2011]. **b.** Prédiction analytiques des temps d'export de la charge grossière produite par Chi-Chi, pour différentes sections de la rivière Peikang, Taiwan. [Yanites et al., 2010]

L'export la charge plus grossière à quant à lui été beaucoup moins étudié, dû aux difficultés exposées précédemment. Contrairement à la charge en suspension, les flux en charriage sont étudiés pour une section de la rivière seulement et représentent donc une réponse locale du réseau fluvial [Yanites et al., 2010]. Dans un contexte post-sismique, il n'existe qu'une seule étude ayant donné une estimation des temps d'export en se reposant sur un modèle analytique. Ce modèle dicte que le volume de sédiment injecté dans le rivière s'exporte à une vitesse déterminée par la capacité de transport de la rivière intégrée sur la gamme des débits qu'elle subit [Yanites et al., 2010]. Les temps d'export alors calculés sont de l'ordre de la dizaine

à la centaine d'année, soit un ordre de grandeur supérieur au temps d'export des particules fines (Fig. 2.8b). Cependant, cette étude néglige l'adaptation morphologique que les rivières subissent lors qu'elles sont soumises à des forçages sédimentaires importants, pouvant modifier leur capacité de transport et donc les temps d'export.

En plus de la difficulté des mesures des flux s'ajoutent le problème du partitionnement en charge suspendue et en charriage. Ceci est directement lié à la distribution de taille de sédiments générés par les glissements de terrain qui est actuellement peu contrainte. Au premier ordre, la distribution de taille des sédiments est contrôlé par la nature des glissements (sol ou substratum), le degré de fracturation initiale du substratum, de la fragmentation dynamique lors du glissement et la lithologie. Le partitionnement entre ces 2 classes de grains est actuellement inconnu et mènent généralement à faire des hypothèses arbitraires lorsqu'il s'agit de lui assigner une valeur. Certains auteurs proposent que seulement 10% du volume est composé de gros grains [Yanites et al., 2010] d'autres 30% [Dadson et al., 2003] et les estimations les plus élevées atteignent 50% [Davies et al., 2006]. Cependant, la valeur de ce taux de partitionnement est très important lorsqu'il s'agit de faire des bilans de matière.

Par ailleurs, le temps d'export des sédiments dépend aussi de la connectivité des glissements de terrain avec le réseau fluvial. Une étude sur le séisme du Wenchuan démontre que la connectivité volumétrique des glissements de terrain et les rivières peut varier entre 20 et 90 % entre les bassins versants avec une moyenne de 43 % pour la totalité de la chaîne de montagne [Li et al., 2016]. Si, à terme, les glissements de terrain finiront par atteindre le réseau de drainage, leur temps de résidence sur le versant doit être pris en compte lorsqu'il s'agit d'évaluer le rôle des séismes sur l'érosion et l'évolution des paysages.

La contrainte des temps d'export de la charge grossière est aussi primordiale pour la gestion des risques des zones situées en aval des glissements de terrain. L'évacuation des sédiments peut provoquer une augmentation des risques encourus par les infrastructures peuplant les plaines alluviales. Ceux-ci sont décrits dans la section ci-après.

2.1.3 Les aléas hydro-sédimentaires

Les séismes de grande magnitude s'accompagnent systématiquement de processus pouvant mener à des risques perdurant sur différentes échelles de temps. Les risques primaires sont liés à l'accélération du sol, les répliques sismiques et aux glissement de terrain déclenchés par le séisme. Cependant cette section est consacrée aux risques secondaires qui surviennent plus tard durant la phase post ou inter-sismique

2.1.3.1 L'aggradation du lit des rivières

Durant la période post-sismique, les glissements de terrain sont progressivement exportés vers l'aval de la zone épiscopale. Cette évacuation massive de sédiments s'accompagne généralement d'aléas hydro-sédimentaires de différentes natures mais généralement tous provoqués par l'aggradation du lit de la rivière. Les études sur les derniers grands séismes mais aussi sur des cas de glissements de terrain asismiques ont identifiés trois grandes classes de risques hydro-sédimentaires : l'avulsion des rivières, l'inondation de la plaine et l'érosion de berges.

Ces aléas sont généralement induits et facilités par l'aggradation du lit des rivières (Fig. 2.9). A la transition entre le front de la chaîne de montagne et la plaine alluviale, les rivières perdent en capacité de transport à cause de l'élargissement de leur lit actif, provoquant ainsi le dépôt d'une large quantité de sédiment provenant des glissements de terrain en amont. Ce phénomène n'est pas instantané et prends quelques mois à années pour se développer, selon la fréquence des crues capables de transporter le sédiment

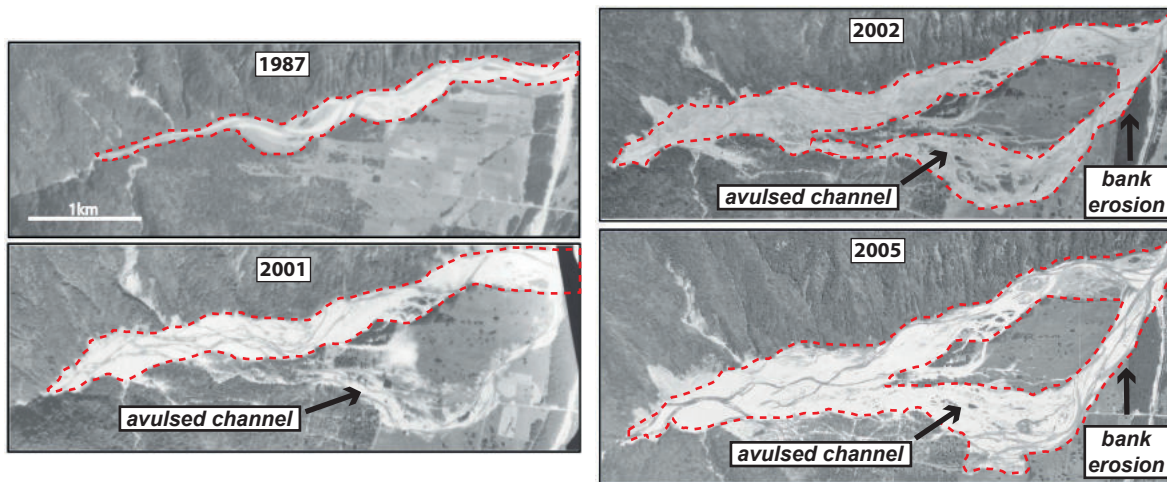


FIGURE 2.9 – Evolution temporelle du cône alluvial de la rivière Poerua en Nouvelle Zélande. Ces photographies aériennes montrent l’aggradation progressive de sédiments dans le lit actif de la rivière provoquant l’avulsion de la rivière. Celle-ci exploite un ancien lit de rivière qui était situé dans des champs agricoles. Le détournement des flux sédimentaires et d’eau dans la plaine d’inondation a causé des dégâts considérables sur une forêt, des pâturages et un atelier [Robinson and Davies, 2013].

en amont. En l’état actuel, les amplitudes d’aggradation ainsi que leurs persistances temporelles ne sont pas prévisibles pour une région donnée.

L’élévation du niveau du lit de la rivière augmente considérablement le risque de débordement lors de crues. Quand le niveau du lit atteint ou dépasse la hauteur des berges, la rivière devient libre d’explorer latéralement la plaine alluviale [Korup, 2004b; Hancox et al., 2005]. Durant cette exploration, la rivière peut alors focaliser son écoulement dans un autre lit, communément un ancien lit actif [Jerolmack and Paola, 2007], et s’y installer pendant une période de temps indéterminée donnant lieu à une avulsion. L’avulsion de la rivière détourne alors le flux de sédiment du chenal précédent vers le nouveau. Le processus d’avulsion est connu pour participer activement à la construction des cônes alluviaux [Davies et al., 2007; Jerolmack and Paola, 2007; Robinson and Davies, 2013]. Dans certaines chaînes de montagnes actives, telle que les Alpes du Sud de Nouvelle Zélande, il est possible d’identifier des motifs de rivières en tresses dans ce qui sont maintenant des pâturages montrant que ce processus est très actif dans ces zones.

2.1.3.2 Les barrages naturels

Selon la configuration des bassins versants, les glissements de terrain parvenant jusqu’au réseau fluvial peuvent parvenir à bloquer le cours de la rivière et créer un barrage naturel menant souvent à la formation d’un lac en amont de celui-ci (Fig. 2.10) [Costa and Schuster, 1991; Korup, 2004a, 2005; Cui et al., 2009]. La formation de barrage est favorisée par des vallées étroites et des volumes importants de sédiments mobilisés par les glissements de terrain Costa and Schuster [1988]. La géométrie de la vallée contraint aussi les caractéristiques du barrage. Par exemple, des vallées pentues et encaissées permettent aux barrages d’être plus hauts lui donnant donc la possibilité de créer un lac plus volumineux.

Les barrages ont une durée de vie difficile à estimer car elle dépend de plusieurs facteurs, notamment des précipitations et de la nature du sédiment formant le barrage. La taille des grains par exemple, joue sur la capacité de la rivière à les transporter et leur angularité qui peuvent influencer la cohésion apparente des barrages. En se basant sur 73 cas décrits dans la littérature, Costa and Schuster [1988] ont estimé que

27% des barrages ont une durée de vie inférieure à 1 jour et 50% inférieure à 10 jours alors que 15% reste dans le paysage plus d'un an. Il existe aussi des cas extrêmes où le barrage peut survivre pendant plusieurs milliers d'années. Ces incertitudes sur la stabilité des barrages ont des répercussions assez grandes pour la gestion des risques, car leurs ruptures brutales peuvent provoquer une onde de crue ayant la capacité d'entraîner avec elle une large quantité de sédiments. Cette dernière présente des risques dans les zones en aval des barrages car la vidange partielle ou totale du lac peut libérer plusieurs millions de mètres cubes d'eau [Hancox et al., 2005; Davies et al., 2007; Robinson and Davies, 2013].

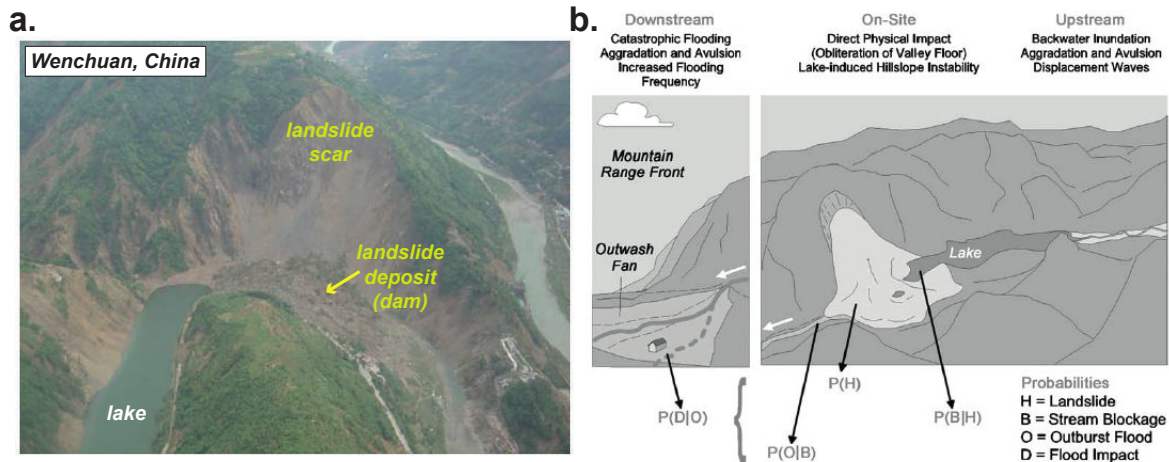


FIGURE 2.10 – **a.** Photo aérienne d'une rivière bloquée par un glissement de terrain montrant aussi la formation d'un lac en aval [Cui et al., 2009]. **b.** Schéma illustrant les aléas hydro-sédimentaires dans la plaine alluviale (à gauche) qui proviennent de la rupture d'un barrage naturel. [Korup, 2005]

Les moyens permettant de limiter les dégâts causés par une rupture de barrage sont actuellement difficiles à mettre en place même si quelques cas ont été accompagnés de succès. La méthode la plus courante étant de creuser une tranchée dans le dépôt permettant à l'eau de s'écouler et donc de limiter la formation d'un lac en aval Costa and Schuster [1988]. Cela permet d'assurer une bonne continuité du cours de la rivière en supprimant le minimum local créé par le lac et/ou de réduire le volume d'eau présent dans le lac en cas de rupture brutale.

D'un point de vue de l'export de sédiments dérivant de glissements de terrain, les ruptures de barrages sont des processus extrêmement efficaces pour redistribuer spatialement le sédiments. Par exemple, crue liée à la rupture du barrage dans le cas du Mount Adams en Nouvelle Zélande, celle-ci a déposé environ 30% du volume du glissement de terrain dans les gorges et replats en aval.

2.2 Evolution morphodynamique des rivières alluviales

Le lit des rivières alluviales est constamment re-modélé par la mise en mouvement de sédiments. Ces modifications sont d'autant plus fortes que le forçage les provoquant est de grande amplitude (crues, injection soudaine de sédiment,...). Le caractère morphodynamique des rivières alluviales est alors dû aux interactions fortes qui existent entre les conditions d'écoulement, le transport sédimentaire et la géométrie des rivières. En effet, les conditions d'écoulement (débit) ainsi que la forme du chenal contrôle le champ de contrainte cisailante exercée sur le lit de la rivière, cette dernière influençant le taux de transport sédimentaire. Une modification des conditions d'écoulement ou de la géométrie de la rivière se répercute systématiquement sur le transport sédimentaire. De plus, le transport de sédiments (en charriage) peut

modifier significativement la géométrie de la rivière et affecter aussi les conditions hydrauliques.

Cette section sera divisée en 3 parties décrivant les outils nécessaires à la compréhension de l'évolution morphodynamique des rivières sous plusieurs régimes. La première décrira les lois hydrodynamiques utilisées dans ce travail, la deuxième les lois régissant le transport sédimentaire en charriage et la troisième décrit les différents modes de calculs de la capacité de transport long-terme des rivières et la dernière les différents régimes de rivière abordés dans cette étude.

2.2.1 Hydraulique fluviale

2.2.1.1 L'écoulement des rivières

La caractérisation de l'écoulement des rivières est primordiale lorsque l'on s'intéresse à l'évolution future des rivières, leur restauration, la gestion des crues et aux flux sédimentaires. La description mathématique complète de l'écoulement de l'eau dans un chenal ouvert est donnée par les équations de Naviers-Stokes desquelles sont dérivées les équations de Saint Venant (ou encore dite de "shallow water"). Ces équations décrivent un écoulement en 2 dimensions (x et y) en intégrant verticalement le profil de vitesse et sont dérivées à partir d'une équation de conservation de la masse et une équation de conservation du moment. La conservation de la masse est décrite par :

$$\frac{\delta h}{\delta t} + \nabla(hu) = 0 \quad (2.4)$$

avec h , la hauteur d'eau, t le temps et u la vitesse de l'écoulement. Cette équation implique que la variation temporelle de hauteur d'eau en un point est égale à la somme de la divergence des flux d'eau.

Les équations de moments sont définie par :

$$\underbrace{\rho h \frac{\delta u}{\delta t}}_{\text{accélération locale}} + \underbrace{\rho h u (\nabla \cdot u)}_{\text{accélération convective}} = \underbrace{\rho g h \cdot \nabla h}_{\text{pression}} - \underbrace{\tau}_{\text{friction}} \quad (2.5)$$

avec τ la contrainte cisailante exercée sur le lit de la rivière, ρ la densité de l'eau, g la constante gravitationnelle. La partie gauche de l'équation 2.5 représente les termes inertiels et d'accélération convective. Les termes de droite quant à eux représentent les forces motrices et de résistance. Le premier terme décrit la pression fluide qui lorsqu'elle est négligée implique que l'eau s'écoule toujours selon la plus grande pente.

La résolution de ces équations sous leurs formes complètes est impossible. Leurs solutions ne peut alors qu'être trouvée pour des cas simplifiés dans lesquelles des hypothèses fortes sur la description de l'écoulement sont formulées. Les hypothèses classiquement utilisées sont :

- Un écoulement à l'état d'équilibre : impliquant une l'accélération de l'écoulement nulle (vitesse constante) sur la section considérée. Cette hypothèse permet de négliger le terme d'accélération locale de l'équation 2.5.
- Un écoulement uniforme : il implique que la vitesse moyenne de l'écoulement soit égale d'une section à l'autre, il est alors caractérisé par une hauteur constante est une pente hydraulique égale à la pente du lit de la rivière. Cette hypothèse permet de négliger le terme d'accélération convective de l'équation 2.5.

Sous les hypothèses d'un écoulement stationnaire et unifome, l'équation 2.5 devient donc :

$$0 = \rho g h \cdot \nabla h - \tau \quad (2.6)$$

L'utilisation de ces 2 hypothèses permettent de négliger les termes de gauche des équations de Saint-Venant et de permettre sa résolution. Cependant, ses hypothèses ne sont valables que dans le cas d'un chenal droit et ne présentant de variations géométriques trop importantes le long de son profil.

2.2.1.2 Résistance à l'écoulement des rivières à lit de graviers

Si l'on considère un écoulement uniforme et à l'équilibre, il est possible de dériver les équations dites de "résistance à l'écoulement" reliant 4 paramètres : la vitesse de l'écoulement, la hauteur d'eau, la pente hydraulique (aussi appelée pente d'énergie ou de friction) et la contrainte cisailante s'exerçant sur le lit de la rivière. Grâce à ces simplifications, l'écoulement de l'eau dans un chenal ouvert est décrit par un bilan de forces simples. Les forces agissant sur l'écoulement de l'eau sont de 2 natures : une force motrice, ici, la gravité entraînant la masse d'eau vers l'aval, qui est opposée à une force de résistance induite par la friction exercée par le lit et les berges de la rivière. La contrainte cisailante s'exerçant sur le lit de rivière dérive de l'équation 2.6 est s'écrit :

$$\tau = \rho g R S \quad (2.7)$$

avec ρ la masse volumique de l'eau, g la constante gravitationnelle, R le rayon hydraulique et S la pente hydraulique. L'écoulement des rivières peut aussi être caractérisé par des lois mettant en relation le débit d'eau, la pente hydraulique et la hauteur d'eau dont les plus utilisées sont celles de Darcy-Weisbach, de Chézy et de Manning. Ces relations empiriques sont de la forme :

$$U = C_f R^\alpha S^\beta \quad (2.8)$$

avec U la vitesse moyenne de l'écoulement, C_f le coefficient de friction, R le rayon hydraulique, S la pente hydraulique et α et β sont deux exposants empiriques dont les valeurs sont données dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Paramétrisation des différentes équations de résistance

Equation	C_f	α	β
Manning	$1/n$	2/3	1/2
Darcy-Weisbach	$\sqrt{8g/f_f}$	1/2	1/2
Chézy	C	1/2	1/2

Les rivières naturelles ont, pour la plupart une géométrie longitudinale complexe. Afin de pouvoir faciliter les prédictions d'écoulement, celle-ci est souvent approximée par une section rectangulaire dans les cas où la rivière est suffisamment large ($H/W \ll 1$). Le rayon hydraulique est alors équivalent à la hauteur d'eau, H .

$$R = \frac{WH}{2H + W} \simeq H \quad (2.9)$$

où W est la largeur du chenal et $W/H > 20$.

Les équations de résistance prédisent que :

- la vitesse moyenne augmente avec la hauteur d'eau (à pente fixe).
- la vitesse moyenne augmente avec la pente (à hauteur d'eau fixe).
- la vitesse moyenne diminue avec la résistance due aux frottements (pour un produit hauteur d'eau et pente fixe).

La principale raison pour laquelle l'équation 2.8 est la plus utilisée réside dans sa facilité d'utilisation. Une fois le type d'équation choisit, il est nécessaire de ne définir que la valeur du coefficient de friction.

2.2.1.3 Coefficients de friction

L'application de l'équation de Manning permettant la prédiction de la vitesse moyenne sur une section de rivière nécessite la définition d'un coefficient de friction, ' $n = 1/C_f$ '. Celui-ci est supposé prendre en compte tous les éléments influençant la friction du lit de la rivière, telles que la rugosité, la taille des galets, la présence de végétation, sa densité, ... Cependant la mesure de ' n ' sur le terrain est complexe et mène souvent à des incertitudes induisant des erreurs dans les estimations du débit de la rivière. Ces erreurs proviennent généralement du fait que la valeur assignée au coefficient de friction est attribuée par une évaluation visuelle du lit de la rivière (avec des photographies ou sur le terrain) et donc laissée à une appréciation arbitraire. Une fois la composition du lit de la rivière déterminée, la valeur du coefficient de friction est choisie dans un tableau de valeurs (Tableau 2.2) [Chow, 1959; Powell, 2014]. Par exemple, les valeurs de n sont fonctions de la morphologie du lit de rivière, de la taille des sédiments, de la présence de végétation ainsi que de sa densité. Une autre approche consiste à estimer le coefficient de Manning en additionnant les effets de tous les éléments composant le lit de la rivière, le degré d'irrégularité, le niveau d'obstruction du chenal et la végétation le tout pondéré par le degré de sinuosité [Chow, 1959]. La valeur de ' n ' augmente lorsque le matériel composant le fond de la rivière induit plus de friction, l'écoulement de l'eau perd ainsi beaucoup d'énergie ce qui est très bien démontré par l'équation 2.8. La valeur du coefficient de friction assigné à la plaine d'inondation influence la prédiction de l'écoulement des crues. Une friction forte due à une végétation assez dense par exemple aura l'effet de ralentir l'écoulement et : i. provoquera une augmentation de la hauteur d'eau dans la plaine et ii. concentrera l'écoulement dans le chenal actif qui disposera alors d'une capacité de transport plus élevée.

TABLE 2.2 – Quelques exemples de valeurs de coefficients de Manning pour le chenal actif et pour la plaine d'inondation. (modifié de [Powell, 2014])

Type of channel and description	Minimum	Normal	Maximum
Active Channel			
Clean, straight, full stage, no rifts or deep pools	0.025	0.030	0.033
Same as above, but more stones and weeds	0.030	0.035	0.040
Weed, deep pools	0.050	0.070	0.080
Very weedy reaches, deep pools	0.075	0.100	0.150
gravels, cobbles, and boulders	0.030	0.045	0.070
Floodplains			
Grass	0.025	0.030	0.050
No crop	0.020	0.030	0.040
Mature crops	0.025	0.035	0.050
Scattered brush, heavy weeds	0.035	0.050	0.070
Light brush and trees	0.040	0.060	0.080
Medium to dense brush	0.070	0.100	0.160
Dense willows, straight	0.110	0.150	0.200

Bien que l'équation de Manning soit l'équation de résistance la plus populaire dans la communauté géomorphologique, quelques études pointent les faiblesses de prédiction de cette équation dans différentes conditions d'écoulement et en particulier lorsque les hauteurs d'eau sont faibles et du même ordre de grandeur que les éléments de macro-rugosité [Chow, 1959; Ferguson, 2010, 2012]. Les auteurs remettent en question la fixation temporelle de la valeur du coefficient de friction pour une section de rivière alors que plusieurs jeux de données démontrent la décroissance de ' n ' avec le débit d'eau (Fig. 2.11). Une mauvaise ca-

libration de n peut causer des erreurs d'estimation des hauteurs d'eau des crues et donc fausser les calculs de capacité de transport de la rivière et de flux sédimentaires.

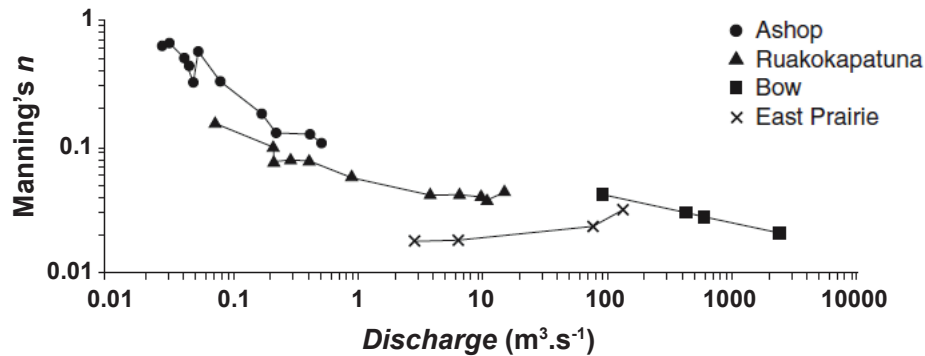


FIGURE 2.11 – Influence du débit sur le coefficient de Manning pour des rivières présentant des tailles différentes et et donc le lit alluvial est composé de différentes tailles de sédiments [Ferguson, 2010].

Dans le cas où on s'intéresse au transport sédimentaire, les prédictions des différentes lois d'écoulement permettent de définir dans quel mode de transport peuvent être transportés les sédiments mais aussi à estimer les flux sédimentaires. Ceci sera expliqué plus en détail dans la section suivante.

2.2.2 Transport Sédimentaire

Le transport de sédiments par les rivières peut être classé en trois grandes catégories (Fig. 2.12) :

- le transport de matière en solution résultant de l'érosion chimique des roches.
- le transport en suspension (*'suspended load'*). Les particules entraînées dans l'écoulement vont être distribuées dans la colonne d'eau.
- le transport en charge de fond (*'bedload'*). Les sédiments sont transportés par saltation, roulement ou glissement dans une couche située très proche du lit de sédiments. C'est donc le mode de transport où les particules présentent les interactions les plus fortes avec le lit alluvial. C'est aussi le mode de transport qui définit la géométrie de la rivière.

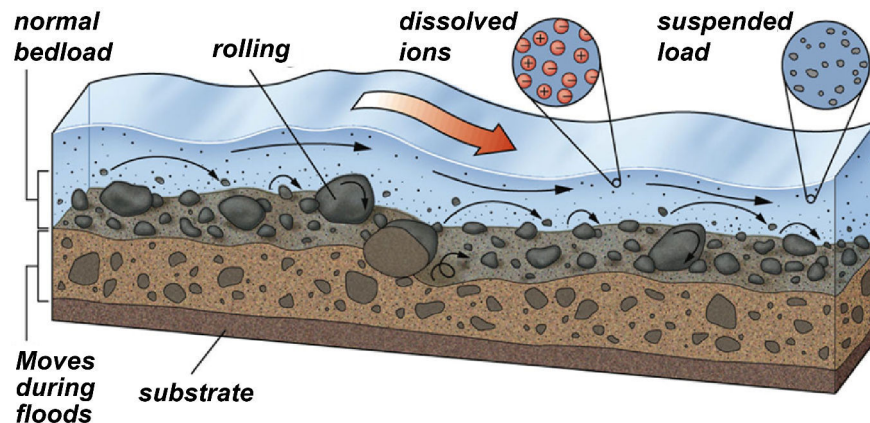


FIGURE 2.12 – Schéma simplifié représentant les 3 catégories de transport des sédiments : le charriage, la suspension et la charge dissoute [Marshak, 2016].

Le mode de transport des sédiments est fixé par les conditions hydrauliques de la rivière et par la taille des grains composant le lit alluvial. Les modes de transport se distinguent aussi par la distance que peuvent parcourir les particules une fois entraînées dans l'écoulement. En suspension, les particules fines (sables et argiles) ne sont pas en contact avec le lit de la rivière rencontrent moins d'obstacles permettant leur piégeage et peuvent alors parcourir de longues distances. Au contraire, les particules les plus grosses (graviers, galets, blocs,...) sont plus difficiles à entraîner, leurs masses étant élevées elles ne sont pas transportées sur des distances très élevées et leurs interactions fortes avec le lit de la rivière augmentent leurs chances de se faire piéger par le lit alluvial.

Dans la suite de cette section, je considérerai uniquement le transport en charriage de par son importance dans la construction et la modification de la géométrie du lit alluvial et donc de son influence sur la prédiction de l'écoulement des rivières et de leur capacité de transport.

2.2.2.1 Entraînement et dépôt des sédiments

L'entraînement d'un grain reposant sur un lit alluvial composé de sédiments non cohésifs dépend des conditions hydrauliques de la rivière ainsi que des propriétés du grain (taille et masse volumique). Pour que celui-ci soit arraché de sa 'poche' formée par les grains adjacents, la force exercée par l'écoulement de l'eau sur le grain doit excéder un certain seuil. Ce concept de seuil émerge principalement des expériences menées par Shields en 1936, grâce auxquelles il détermina qu'une contrainte cisailante critique (τ_c) était nécessaire pour mobiliser les grains [Shields, 1936]. Il introduisit un nombre adimensionnel, le nombre de Shields critique (τ_c^*) défini comme le ratio entre τ_c et une approximation du poids immergé d'un grain :

$$\tau_c^* = \frac{\tau_c}{(\rho_s - \rho_w)gD_{50}} \quad (2.10)$$

avec ρ_s la densité des sédiments, ρ_w la densité de l'eau, g la constante gravitationnelle et D_{50} le diamètre médian des grains composant le lit. Le nombre de Shields critique est bien connu pour les différentes tailles de grains (Fig. 2.13) et prend la valeur d'environ 0.03 pour les rivières à lit de gravier ($D_{50} > 2mm$).

Le diagramme de Shields a initialement été établi à partir de données recueillies pour des distributions de tailles de grains uniformes. Cependant, les rivières naturelles présentent des distributions complexes de taille de grains, et à condition hydraulique invariante, seule une portion des grains seront mobilisés par l'écoulement. Par ailleurs, la proportion de sable dans les couches sédimentaires de sub-surface est l'un des facteurs contrôlant fortement l'entraînement des sédiments. Le lecteur intéressé pourra se référer à [Einstein, 1950; Wilcock and Crowe, 2003] pour plus de détails sur la mise en mouvement des sédiments ayant une distribution de taille complexe.

Une fois entraînée dans la colonne d'eau, une particule soumise à son propre poids aura tendance à se re-déposer à une vitesse (V_s) qui est fonction de sa densité, de sa taille et de sa géométrie. Cette vitesse de sédimentation est déterminée par des expériences où des grains de différentes tailles et formes sont lâchés dans une colonne d'eau au repos [Dietrich, 1982; Ferguson et al., 2006; Camenen, 2007]. Par exemple, Ferguson et al. [2006] proposent une relation empirique à deux coefficients prenant en compte l'irrégularité de la forme des grains :

$$V_s = \frac{RgD^2}{C_1\nu + \sqrt{0.75C_2RgD^3}} \quad (2.11)$$

avec D , la taille de grain, $R = (\rho_s - \rho)/\rho$ la densité spécifique des sédiments, g la constante gravitationnelle, C_1 et C_2 , des coefficients dépendant de la géométrie des grains.

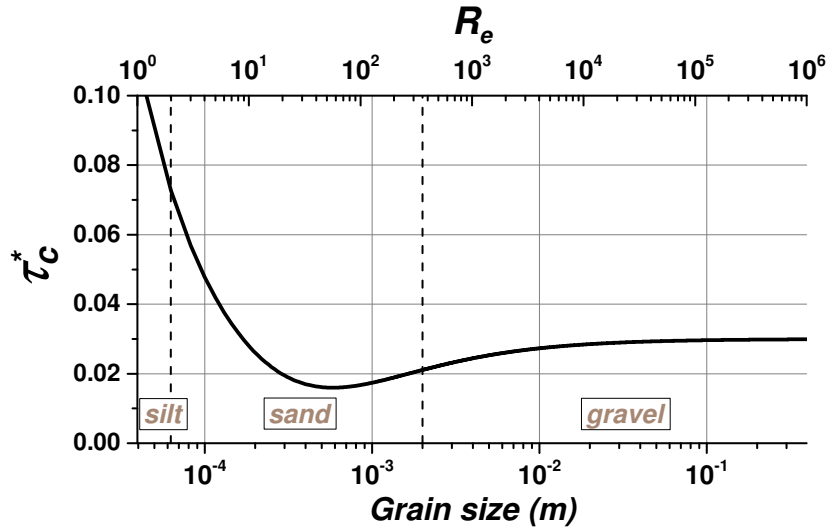


FIGURE 2.13 – Diagramme du nombre de Shields critique en fonction de la taille de grain ou de son nombre de Reynolds associé. Dans le cas du transport en charriage, le nombre de Shields critique choisi se trouve régulièrement dans la partie ‘gravier’ où il présente une valeur assez stable $\tau_c^* = 0.03$ (modifié de [Parker, 2004]).

La mesure de la vitesse de dépôt est très utile pour calculer la distance que peut parcourir une particule une fois entraînée dans le fluide (longueur de transport) mais aussi pour déterminer a priori le mode de transport d’une particule dans des conditions d’écoulement données. La détermination du mode de transport est effectuée grâce à l’utilisation du nombre de Rouse, Z , défini comme :

$$Z = \frac{V_s}{\kappa u^*} \quad (2.12)$$

où V_s est la vitesse de sédimentation de la particule, u^* la vitesse de cisaillement de l’écoulement et κ , la constante de Von Karman ($k = 0.4$). Plus Z est élevé, plus la vitesse de sédimentation domine et la particule a plus de chance d’être transportée en charriage. La distinction entre suspension et charriage est généralement définie par un nombre de Rouse aux alentours de 2.5.

2.2.2.2 Prédiction de la capacité de transport

La prédiction de la capacité de transport en charriage est primordiale dans de nombreux domaines : la gestion des rivières, prédiction de risques, évolution des rivières, écologie,... Cependant, sa mesure sur le terrain engendre des coûts financiers et humains assez élevés et rares sont les rivières équipées de dispositifs de mesure. Afin de quantifier les flux de sédiments, une approche en laboratoire a donc souvent été privilégiée, notamment par l’utilisation de rivières expérimentales à échelle réduite appelée “flumes” [Meyer-Peter and Muller, 1948; Einstein, 1950; Fernandez Luque and Van Beek, 1976; Parker, 1990; Wilcock and Crowe, 2003; Charru, 2006; Lajeunesse et al., 2010]. Cependant, les lois tirées de ces expériences ne sont souvent applicables que dans les conditions de l’expérience (en terme de conditions hydrauliques, nature de la distribution des grains, ...) et un modèle universel capable de prédire avec précision le transport en charriage dans les rivières à galets reste encore à développer. En effet, les paramètres pouvant affecter les prédictions d’un modèle sont nombreux et des études se sont consacrées à déterminer leurs influences respectives tel que : la pente de la rivière, la quantité de sédiment disponible pour le transport, la

distribution de la taille des grains, les conditions hydrauliques, l'échelle spatiale ou temporelle considérée,
...

Les différentes études ont mené à la création d'un nombre important de lois de transport qui diffèrent par quelques aspects mais qui sont globalement de la même forme. Le flux de sédiment transporté par unité de largeur est généralement exprimé comme une fonction de la différence entre le nombre de Shields et sa valeur critique, le tout augmenté à la puissance.

$$q_s^* = k(\tau^* - \tau_c^*)^a \quad (2.13)$$

ou sous la forme alternative :

$$q_s^* = k(\sqrt{\tau^*} - \beta\sqrt{\tau_c^*})(\tau^* - \tau_c^*) \quad (2.14)$$

avec k , une constante qui dépend des conditions expérimentales dans lesquelles ont été définies la loi, β une constante, a un exposant souvent égal à 3/2 et τ_c^* , le nombre de Shields critique qui dépend lui aussi des conditions expérimentales [Meyer-Peter and Muller, 1948; Ashida and Michiue, 1972; Fernandez Luque and Van Beek, 1976; Engelund and Fredsoe, 1976; Parker, 1979]. Le paramètre d'Einstein q_s^* est le taux de transport adimensionnel défini comme :

$$q_s^* = \frac{q_s}{\sqrt{RgD_{50}^3}} \quad (2.15)$$

avec R la masse volumique spécifique des sédiments ($R = (\rho_s - \rho_w)/\rho_w$), g la constante gravitationnelle et D_{50} la taille médiane de sédiments.

TABLE 2.3 – Paramètres des équations de transport en charriage les plus couramment utilisées.

Equation	k	a	τ_c^*	β	type
[Meyer-Peter and Muller, 1948]	8	1.5	0.047	/	eq. 2.13
[Ashida and Michiue, 1972]	17	/	0.05	1	eq. 2.14
[Fernandez Luque and Van Beek, 1976]	5.7	1.5	0.037 - 0.0455	/	eq. 2.13
[Engelund and Fredsoe, 1976]	18.74	/	0.05	0.7	eq. 2.14
[Parker, 1979]	11.2	1.5	0.03	/	eq. 2.13

Loin du seuil, les lois de transport en charriage ont le même comportement asymptotique et tendent vers une loi de puissance en 1.5 (Fig. 2.14). Ces lois trouvent donc leurs principales différences près du seuil, là où le comportement de l'équation est le plus non-linéaire. Ces différences émergent de (i) valeurs du nombre de Shields critique propres à chaque loi (voir tableau 2.3) et (ii) d'utilisation de la forme de l'équation (eq. 2.13 ou eq. 2.14).

Le taux de transport total, i.e. prenant en compte le transport en charriage et en suspension, peut être prédit avec l'équation de Engelund and Hansen [1967] :

$$q_s^* = k_{eh} \tau^{*2.5} \quad (2.16)$$

avec k_{eh} un coefficient dépendant de la taille et de la densité des grains principalement. La particularité de cette loi est qu'elle n'est pas seuillée, cela implique donc que chaque débit est capable de transporter des sédiments.

Les équations précédentes ont été établies pour des distributions de grains mono-disperses présentant un écart type très faible. Pour des distributions de grains plus complexes, avec notamment un partitionne-

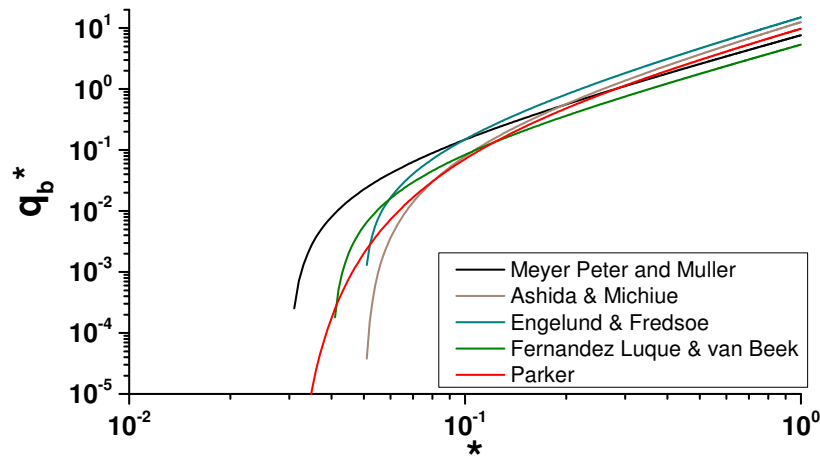


FIGURE 2.14 – Taux de transport adimensionnels en fonction du nombre de Shields calculés avec les équations les plus utilisées pour le calcul des taux de transport en charriage. [Meyer-Peter and Muller, 1948; Ashida and Michiue, 1972; Fernandez Luque and Van Beek, 1976; Engelund and Fredsoe, 1976; Parker, 1979]

ment significatif entre une fraction sableuse et de graviers, d'autres lois ont été définies (voir [Parker, 1990; Wilcock and Crowe, 2003; Lajeunesse et al., 2010]). Ces lois permettent de prédire le taux de transport associé à chaque classe de grain pour une condition d'écoulement donnée. La particularité de ces lois est qu'elles prennent en compte assez précisément les interactions complexes entre les différentes classes de grains avec notamment : i. l'effet de la fraction sableuse qui, lorsqu'elle augmente, réduit la valeur de la contrainte cisailante critique et ii. l'utilisation d'une fonction complexe ('hiding function') définissant l'importance relative entre la masse du grain et la tendance des grains à se dissimuler dans la couche alluviale selon leur taille qui affecte leur capacité à être transporté [Wilcock and Crowe, 2003].

2.2.2.3 Évaluation des lois de transport en charriage

Devant la multitude de lois de transport en charriage, seules quelques études se sont consacrées à l'évaluation de leurs prédictions pour les rivières naturelles [Gomez and Church, 1989; Reid et al., 1996; Yang and Huang, 2001; Almedeij and Diplas, 2003; Barry et al., 2004; Recking, 2010; Recking et al., 2012]. Ceci est surtout dû au fait que la mesure sur le terrain des flux en charriage représente un défi assez difficile à relever et que les données disponibles pour cet exercice sont assez rares. La plupart de ces travaux démontrent les faibles performances des lois de transport les plus utilisées par la communauté.

Faute de modèles reproduisant de manière satisfaisante les données mesurées sur le terrain, certains auteurs (e.g. Barry et al. [2004]) ont proposé une formule de transport en charriage sous forme de loi de puissance ($Q_s = \alpha Q^\beta$) avec le préfacteur dépendant du degré de pavage et un exposant fonction de l'aire drainée du bassin versant. Cependant, la définition d'une telle loi a plusieurs incertitudes : (i) la période d'enregistrement des débits est souvent de l'ordre de quelques dizaines d'années, ce qui n'est pas suffisant pour mesurer l'action des grandes crues et donc manquer le scaling entre Q_s et Q pour les événements moins fréquents et (ii) les débits mesurés sont sur un intervalle d'un ordre de grandeur, ce qui est assez faible pour définir une loi de puissance solide. De plus, les exposants varient entre 1.5 et 4 ce qui provoquerait des taux de transport extrêmement élevés voir irréalistes pour des crues peu fréquentes. Par ailleurs, la calibration de telles lois, qui sont en quelque sorte des courbes tarages, nécessiterait obligatoirement d'avoir des données de flux en charriage sur la rivière considérée.

En conclusion, certains travaux ont montrés que les lois déjà définies peuvent aussi démontrer de bonnes performances lorsque celles-ci sont calibrées pour la rivière étudiée [Gomez and Church, 1989] et reste aujourd’hui le meilleur moyen de minimiser les erreurs de prédictions de taux de transport.

2.2.3 Débit effectif vs approche stochastique

Pour une géométrie de rivière donnée, les prédictions hydrauliques ainsi que leur couplage avec les équations de transport permettent de calculer la capacité de transport de la rivière pour un débit donné. Cependant, le calcul de la capacité de transport long terme nécessite la prise en compte de la probabilité de chaque débit subit par la rivière. Différentes approches existent, celles-ci sont décrites dans cette section.

2.2.3.1 Variabilité des débits

Au cours du temps, les rivières sont soumises à différents débits dont l’amplitude et la fréquence dépendent de leurs contextes climatiques. Les rivières situées dans des régions sensibles aux typhons ou aux moussons, seront plus souvent affectées par des crues qu’une région au climat tempéré. Plusieurs études ont permis de déterminer que la distribution “fréquence-magnitude” des crues suivait une loi de puissance de la forme :

$$N(Q) = Q^{-\alpha} \quad (2.17)$$

avec Q , le débit journalier et α un exposant contrôlant la queue de distribution des débits (Fig. 2.15a) [Turcotte and Greene, 1993; Lague et al., 2005; Molnar et al., 2006; Phillips and Jerolmack, 2016]. La variabilité des débits diminue avec α et se traduit par une diminution de la fréquence des grands débits par rapport au débit moyen.

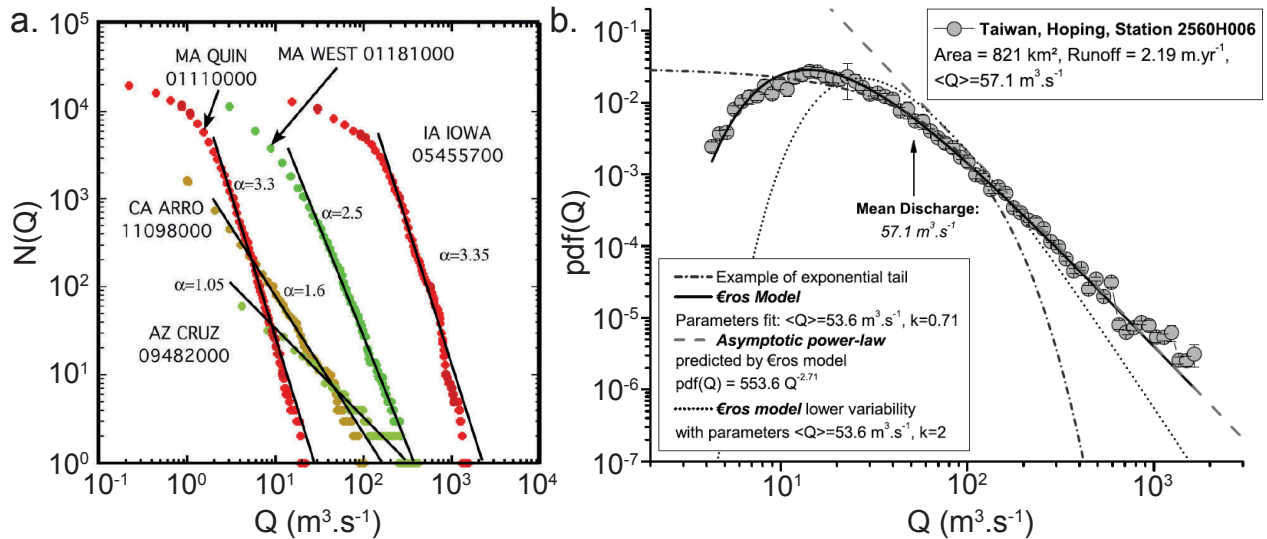


FIGURE 2.15 – **a.** Exemple de queues de distribution pour plusieurs rivières américaines [Molnar et al., 2006]. **b.** Distribution des débits de la rivière Hoping, Taiwan dont la densité de probabilité est une fonction gamma inverse. [Lague et al., 2005]

Cependant, si cette loi reproduit la distribution des événements extrêmes, elle ne prend pas en compte la gamme complète des débits. Il a été démontré que, pour certaines rivières, celle-ci pouvait être reproduite par une fonction inverse gamma qui a pour propriété d’avoir une forme exponentielle en direction des débits faibles et une loi de puissance pour les grands événements (Fig. 2.15b). La queue d’une telle distribution est

dite “lourde” lorsque les probabilités des événements extrêmes (ici, les crues) sont élevées. Elle est définie comme “légère” lorsque la probabilité des événements extrêmes chute très rapidement ce qui est aussi une caractéristique des distributions de type exponentielle. La distribution des débits journaliers est donc définie par une fonction de type :

$$pdf_{\bar{Q},k} = \frac{k^{k+1}}{\Gamma(k+1)} \left(\frac{Q}{\bar{Q}}\right)^{-(2+k)} \exp\left(-k\frac{\bar{Q}}{Q}\right) \quad (2.18)$$

avec \bar{Q} , le débit moyen de la rivière et k un paramètre exprimant la variabilité des débits [Davy and Crave, 2000; Lague et al., 2005; DiBiase and Whipple, 2011]. Pour des valeurs de k élevées ($k > 2$) les grands événements deviennent très improbables. Les valeurs de k dans les systèmes naturels sont comprises entre 0.01 et 5 [Molnar et al., 2006; Carretier et al., 2013; Lague, 2014]

2.2.3.2 Capacité de transport long terme des rivières

Lorsque l’on s’intéresse à l’évolution long-terme d’une rivière, la question qui se pose est celle-ci : l’intégralité de la gamme des débits peut-elle être réduite à un seul débit effectif ou est-il nécessaire de prendre en compte toute la gamme? Cette question trouve sa légitimité dans la simple observation que la plupart des débits ne produisent pas ou peu de transport sédimentaire et donc ne participent pas de manière significative au taux de transport long terme de la rivière et n’ont pas d’influence sur la géométrie de la rivière. D’autre part, les crues importantes vont avoir un impact fort sur les taux de transport de la rivière mais sont peu fréquentes. Afin de mesurer l’importance relative de chaque débit sur le transport sédimentaire, Wolman and Miller [1960] ont proposé un modèle conceptuel consistant au produit entre le taux de transport (eq. 2.13) et la probabilité d’occurrence de chaque débit (Fig. 2.16).

$$Q_{s,pdf} = Q_s pdf(Q) \quad (2.19)$$

Ce modèle démontre que la majorité des sédiments sont transportés par une gamme de débits intermédiaires. Le débit effectif (Q_{eff}) est défini comme le mode du produit entre taux de transport et fréquence des débits (Fig. 2.16).

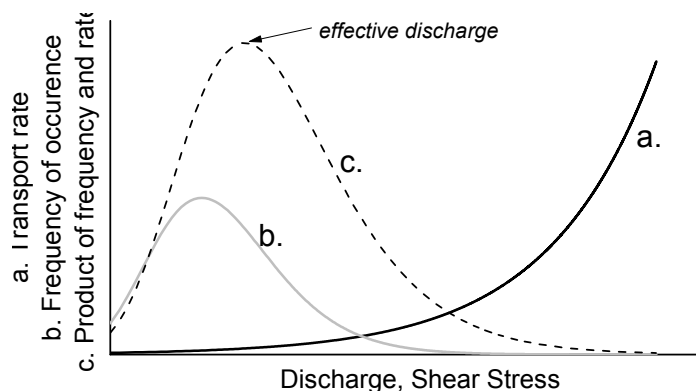


FIGURE 2.16 – Importance relative du taux de transport en fonction de la fréquence des débits. Adapté de [Wolman and Miller, 1960]

Cette approche a été testée sur de nombreuses rivières présentant des caractéristiques différentes dans le but double de trouver un lien entre le débit de pleine berge et le débit effectif et de déduire la fréquence de retour de ce débit effectif [Andrews, 1980; Gintz et al., 1996; Costa and O’Connor, 1995; Emmett and

Wolman, 2001; Orndorff and Glonek, 2004; Crowder and Knapp, 2005]. Ces études concluent que, pour les systèmes étudiés, le débit effectif est souvent proche du débit de pleine berge et présente des temps de retour compris entre 1 et 2 ans. Ces notions ont une grande utilité dans la gestion et restauration des rivières [Andrews and Nankervis, 1995] le débit de pleine berge étant considéré comme le débit contrôlant la géométrie de la rivière. En d'autres termes, la rivière adapte sa largeur, sa pente et sa hauteur de berge afin d'accommoder le débit de pleine berge.

La capacité de transport long terme est obtenu en intégrant l'équation 2.19 [Tucker, 2004; Lague, 2014] :

$$\bar{Q}_{T,st} = \int_{Q_c}^{Q_{max}} Q_s p df(Q) dQ \quad (2.20)$$

avec Q_{max} le débit maximum, Q_c le débit à partir duquel la rivière commence à transporter des sédiments et Q_s le taux de transport sédimentaire. Le temps caractéristique de l'intégration dépend de la fréquence de retour de Q_{max} . Une méthode alternative a été développée dans le but de définir une mesure de débit plus représentative de la variabilité hydrologique [Doyle and Shields, 2008; Basso et al., 2015]. Ce débit est appelé équivalent fonctionnel (Q_{fed}) et est défini comme le débit présentant les mêmes taux de transport que le taux de transport long terme, $Q_s(Q_{fed}) = \bar{Q}_{T,st}$. Le capacité de transport long terme des rivières peut être calculée de trois façons différentes dont deux utilisent un débit fixe (Q_{eff} ou Q_{fed}) et une prenant en compte l'action de chaque débit ($\bar{Q}_{T,st}$). Ces trois modèles sont sensibles : (i) à la forme de la densité de probabilité des débits (queue de distribution lourde ou légère) qui peut notamment donner plus d'importance aux crues et (ii) à la loi de transport utilisée et notamment sur la présence d'un seuil et de son degré de non-linéarité sur la contrainte cisailante. Une loi sans seuil verra son débit effectif proche du débit moyen alors qu'une loi seuillée donnera plus d'importance aux débit extrêmes.

La figure 2.17 montre les résultats obtenus en utilisant les différentes solutions pour calculer la capacité de transport long terme des rivières alluviales. La solution effective sera appelée $\bar{Q}_{T,eff}$ et la solution stochastique, $\bar{Q}_{T,st}$. Lorsque l'on utilise la solution effective avec une loi seuillée, chaque paramètre (largeur, pente et taille de grains) à une valeur critique à partir de laquelle le taux de transport devient nul. Cette valeur critique disparaît lorsque le seuil est nul, est la solution effective prédit une capacité de transport long terme augmentant faiblement avec la largeur ($\bar{Q}_{T,eff} \propto W^{0.1}$) et plus fortement avec la pente de la rivière ($\bar{Q}_{T,eff} \propto S^{1.05}$). Les prédictions de $\bar{Q}_{T,eff}$ seuillée montrent une tendance asymptotique vers ces lois de puissances lorsque τ est loin du seuil.

Contrairement à la solution effective, la solution stochastique permet de prédire une capacité de transport long-terme quelle que soit la valeur des paramètres définissant la géométrie de la rivière. En effet, en prenant en compte toute la gamme des débits, les grands évènements sont capables de dépasser la valeur du seuil et donc de présente une capacité de transport non nulle. Les solutions stochastiques (Fig. 2.17), montrent peu de différences lorsque la géométrie permet d'obtenir des capacités de transport plus élevées. C'est la cas pour des faibles largeurs et tailles de grain et des grandes pentes. Dans ces conditions, la gamme de débits permettant de transporter du sédiment et plus grande et prend en compte l'effet d'évènements plus intermédiaires ce qui a pour effet de réduire l'impact des crues sur la capacité de transport long terme. Dans le cas de pentes faibles, de grandes largeur et tailles de grains, la gamme de débits pouvant dépasser le seuil et plus restreinte, les crues contrôlent donc la capacité de transport long terme. La variabilité des débits a alors un effet significatif avec des écarts de prédictions entre $k = 0.5$ et $k = 4$ pouvant aller jusqu'à 4 ordres de grandeur. Pour les solutions stochastiques, le débit critique exerce donc une influence significative sur la capacité de transport long terme des rivières alluviales.

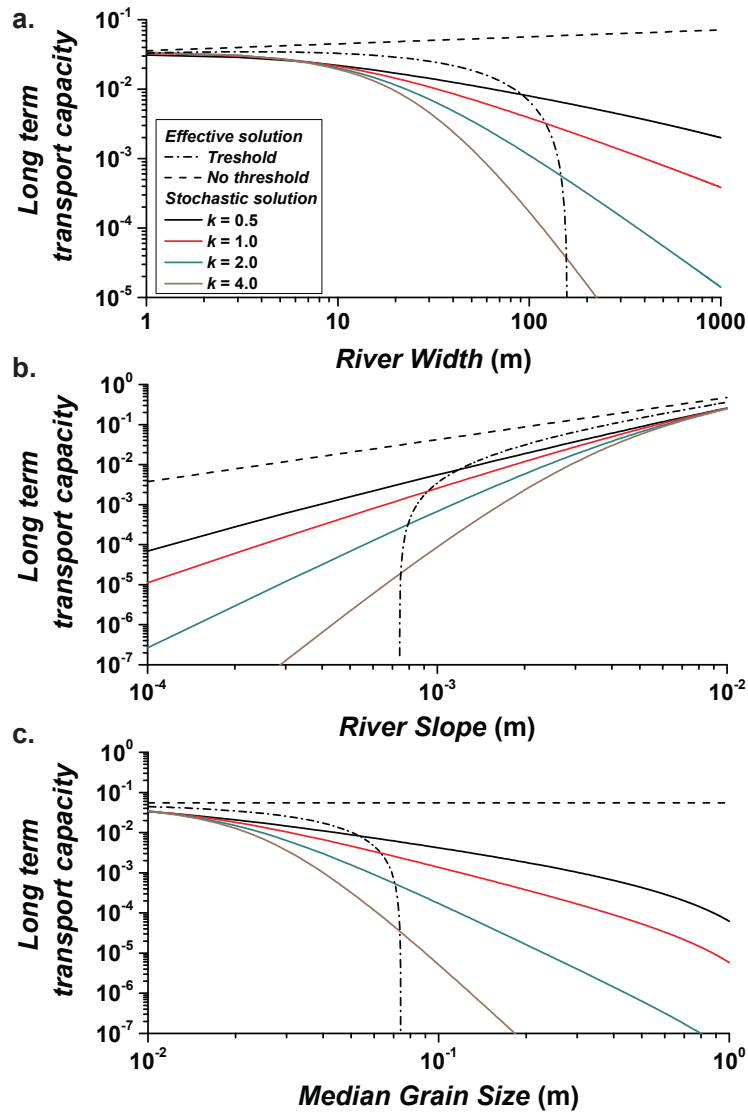


FIGURE 2.17 – Comparaison entre la capacité de transport en charriage long terme calculée avec un débit effectif (eq. 2.13, courbes noires en tirets) et la solution stochastique (eq. 2.20, courbes pleines). Chaque graphique présente la sensibilité des résultats en fonction des paramètres contrôlant la capacité de transport des rivières, la largeur, la pente et la taille médiane des sédiments. (inspiré de [Lague, 2014])

2.2.4 Les différents régimes de rivières et leurs morphologies

Les rivières adaptent leur géométrie et leur régime en fonction des forçages externes qu'elles subissent. Ceux-ci peuvent être d'origine tectonique, sédimentaire, climatique et hydrologique. Les rivières naturelles peuvent être classées en 2 grandes catégories : les rivières alluviales et les rivières à substratum rocheux. Une des définitions des rivières rocheuses est que celle-ci doit obligatoirement inciser le substratum verticalement ou latéralement pour modifier sa géométrie [Turowski et al., 2008]. En comparaison, les rivières alluviales évoluent sur un lit de sédiment non cohésif généralement de forte épaisseur. Ces dernières peuvent présenter plusieurs types de dynamiques allant du simple chenal droit ou sinueux aux complexes rivières en tresses caractérisées par plusieurs chenaux mobiles.

Dans ce travail de thèse, j'ai étudié les rivières alluviales dans différents régimes tel que les rivières mono-chenal ou en tresses. Je me suis aussi intéressé aux rivières à substratum rocheux mais j'ai surtout

étudiée l'évolution de la couverture alluviale dans ces rivières plutôt que leur incision. Dans la suite de cette section, seules les rivières alluviales seront décrites car mon travail n'a pas porté sur la dynamique des rivières à substratum rocheux en tant que tel.

2.2.4.1 Les rivières alluviales mono-chenal

Les rivières alluviales caractérisées par un seul chenal actif regroupent les rivières droites/sinueuses et les rivières méandriformes (Fig. 2.18). Les premières sont relativement rares à la surfaces de la Terre alors que les dernières représentent la majorité des rivières observables à la surface de la terre actuellement. Elles ont donc l'objet de nombreuses études visant à comprendre leur évolution, mais aussi pour améliorer leur gestion, la plupart passant par des zones urbaines.



FIGURE 2.18 – Photographies aériennes de rivières ne comportant qu'un seul chenal actif. Ces deux rivières présentent un degré de sinuosité assez important. En haut : rivière Allier, France ; en bas : rivière Koyukuk, Alaska [Kleinhans, 2010].

Ces rivières alluviales sont composées d'un chenal actif bordé de part et d'autre par une plaine d'inondation dont l'évolution est inter-dépendante. Il est communément admis que les rivières alluviales ajustent leur géométrie (largeur, pente et hauteur des berges) aux forçages externes quelles subissent : contexte hydrologique (climat, taux de précipitation effectif,...), de leur apport en sédiment et de la taille du sédiment. Le lit de la rivière est façonné par le transport en charriage et est composé des grains plus grossiers, de même que le berges inférieures La partie supérieure des berges est elle construites majoritairement par les dépôts de crue plus composés de grains plus fins (sables, silts,...) mais aussi de grains grossiers (graviers, galets, ...). La géométrie de ces rivières est mesurée pour le débit de pleine berge, qui représente le débit maximum pour lequel l'eau ne s'écoule pas dans la plaine d'inondation. La plupart des mesures sur les rivières naturellement montrent empiriquement que les paramètres définissant la géométrie de la rivière sont tous liés au débit de pleine berge, Q_{bf} , par une loi de puissance [Bray, 1982; Andrews, 1984; Hey and Thorne, 1986; Millar, 2005; Parker et al., 2007] :

$$W = a_w Q_{bf}^{0.45-0.55} \quad (2.21)$$

$$S = a_s Q_{bf}^{-(0.2-0.43)} \quad (2.22)$$

$$H_{bf} = a_h Q_{bf}^{0.33-0.4} \quad (2.23)$$

avec a_w , a_s et a_h des constantes dépendant des conditions dans lesquelles les rivières se trouvent.

Afin de proposer des justifications physiques à ces relations géométriques, plusieurs travaux invoquent des hypothèses dites ‘extrémales’ ou ‘d’optimisation’ tels que la maximisation du transport sédimentaire, la minimisation de la friction ou de la pente [Millar, 2005; Nanson and Huang, 2008]. Cette théorie est basée sur le ‘principe de moindre action’, dictant qu’un système soumis à plusieurs scénarii d’adaptation choisira toujours celui qui lui coûtera le moins en énergie. La deuxième catégorie de théorie est celle des chenaux à seuil prédisant que la géométrie des rivières est ajustée pour avoir un débit de pleine berge présentant des contraintes cisailantes légèrement supérieures à sa valeur critique (d’un facteur 1 à 2 selon la cohésion des berges ; [Parker et al., 2007]).

De ces théories découlent le concept d’auto-formation des rivières, énonçant que les rivières tendent à ajuster leurs géométries hydrauliques afin de pouvoir transporter le volume de sédiment que leur impose leur contexte tectonique et climatique sans dépôt, ni affouillement. D’autre part, cette définition indique que la rivière se forme jusqu’à atteindre un état d’équilibre et dont les dimensions moyennes restent constantes sur des périodes couvrant plusieurs années.

Toutes les lois définissant la géométrie hydraulique des rivières mono-chenal sont basées sur des observations. L’étude la plus complète dans ce domaine est probablement celle de Parker et al. [2007] qui propose des relations mêlant empirisme et développements physiques visant à expliquer les observations. Malgré tous les efforts de recherches effectués, il reste encore beaucoup de travail pour identifier les contributions respectives de la taille des grains, la végétation, la stabilité des berges sur la géométrie d’équilibre des rivières mono-chenal.

2.2.4.2 Les rivières alluviales en tresses

Les rivières en “tresse” sont décrites par un ensemble de chenaux instables séparés par des barres internes éphémères [Ashmore, 2013]. Lors des débits importants, la rivière subit des changements morphologiques rapides tels que : la migration ou le développement des barres, la bifurcation de chenaux ou l’érosion ou dépôt localisés. Tous ces processus en association avec au transport en charge de fond participent aux instabilités inhérentes des rivières en tresses. Le développement de la morphologie “en tresses” découle aussi du fait que lors de grands débits, l’écoulement et le transport en charriage sont divisés mais aussi localisées dans les différents chenaux alors que les barres internes sont inactives. Cette dynamique est favorisée par un matériel présent dans le lit de la rivière non consolidé et mobile, il est donc à disposition pour le transport à chaque évènement majeur (Fig. 2.19).

L’environnement ‘typique’ permettant le développement des rivières en tresses est : une forte alimentation en sédiment de taille importante (généralement de l’ordre du centimètre ou plus), une puissance hydraulique importante et un matériel n’offrant aucune résistance à l’entraînement et une quasi absence de végétation dans le lit actif de la rivière. Ces conditions sont généralement réunies au niveau des piémonts de chaînes de montagnes actives ou alors dans les zones glaciaires pour les rivières à lits à graviers. Des rivières en tresses sont aussi observées dans de grands systèmes fluviaux présentant des grands débits (de l’ordre de $10000 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) et à lit sableux.

Le transport en charriage est un élément essentiel à la compréhension et à la prédiction de l’évolution des rivières en tresses et notamment sur la dynamique conjuguée des chenaux et des barres. La géométrie des barres est exclusivement modélisée par le transport en charriage.

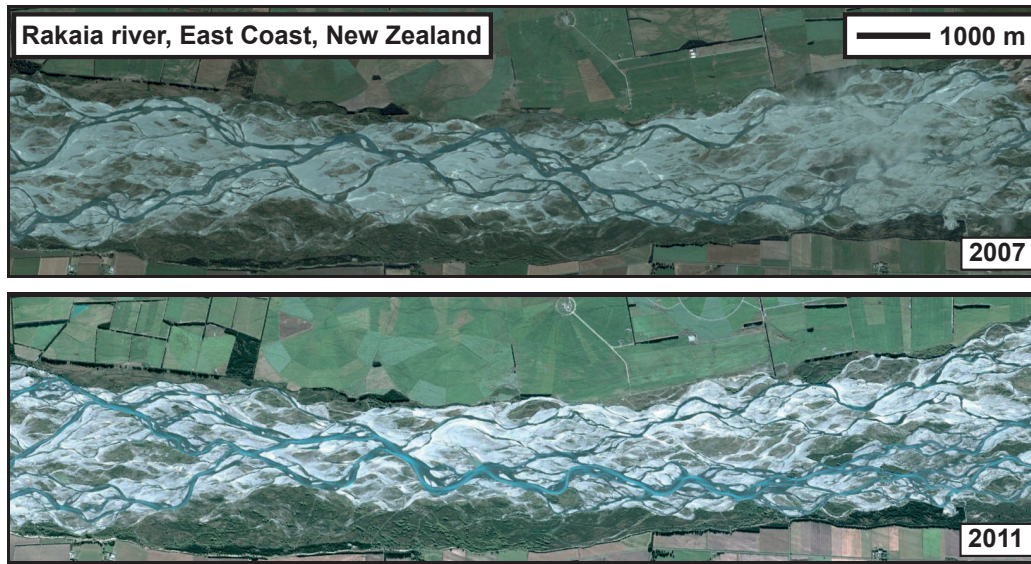


FIGURE 2.19 – Photographies aériennes de la rivières en tresse Rakaia en Nouvelle Zélande prises à 2 dates différentes. Ces images sont prises à faible débit et montrent le caractère mobile des rivières en tresses avec une organisation du lit alluviale différente à chaque date. (Source : Google Earth)

2.3 L’île du Sud de la Nouvelle Zélande

Dans ce travail, je me suis souvent basé sur les rivières de la chaîne de Alpes du Sud en Nouvelle Zélande. La contexte tectono-géomorphologique extrême de cette chaîne de montagne en fait une zone d’étude très intéressante car les processus gouvernant l’évolution des versants et des rivières s’y déroulent à une vitesse très élevée comparé à la majorité des autres zones terrestres. Par ailleurs, la faille qui longe cet orogène est capable de produire des séismes de haute magnitude a une fréquence d’environ 300 ans, le dernier grand séisme ayant eu lieu en 1717 [Berryman et al., 2012]. Il apparaît donc que la Faille Alpine approche de la fin de son cycle inter-sismique [De Pascale and Langridge, 2012], la probabilité de sa rupture dans le 100 prochaines années étant estimée à 85% [Robinson and Davies, 2013]. L’étude de cette zone est donc importante en terme de prévision et gestion des risques.

2.3.1 Contexte Général

La chaîne des Alpes du Sud est l’expression de surface de la convergence oblique entre les plaques tectoniques Pacifique et Australienne [Wellman, 1979]. C’est une chaîne de montagnes relativement jeune dont le soulèvement a débuté il y a 7 - 10 Ma selon les estimations [Kamp et al., 1989; Kamp and Tippett, 1993]. Elle présente des taux de soulèvement tectonique avoisinant le centimètre par an, qui font partie des taux les plus élevés au monde [Adams, 1980; Tippett and Kamp, 1993; Herman et al., 2010].

Celle-ci est essentiellement composée de schistes appelés aussi “greywacke” datant du mésozoïque présentant un gradient métamorphique décroissant progressivement de la Faille Alpine vers la ligne de partage des eaux. Au plus proche de la faille sont observées des mylonites, ultramylonites et cataclasites. Les plus hauts sommets sont, quant à eux, composés de grès ayant subit un léger métamorphisme.

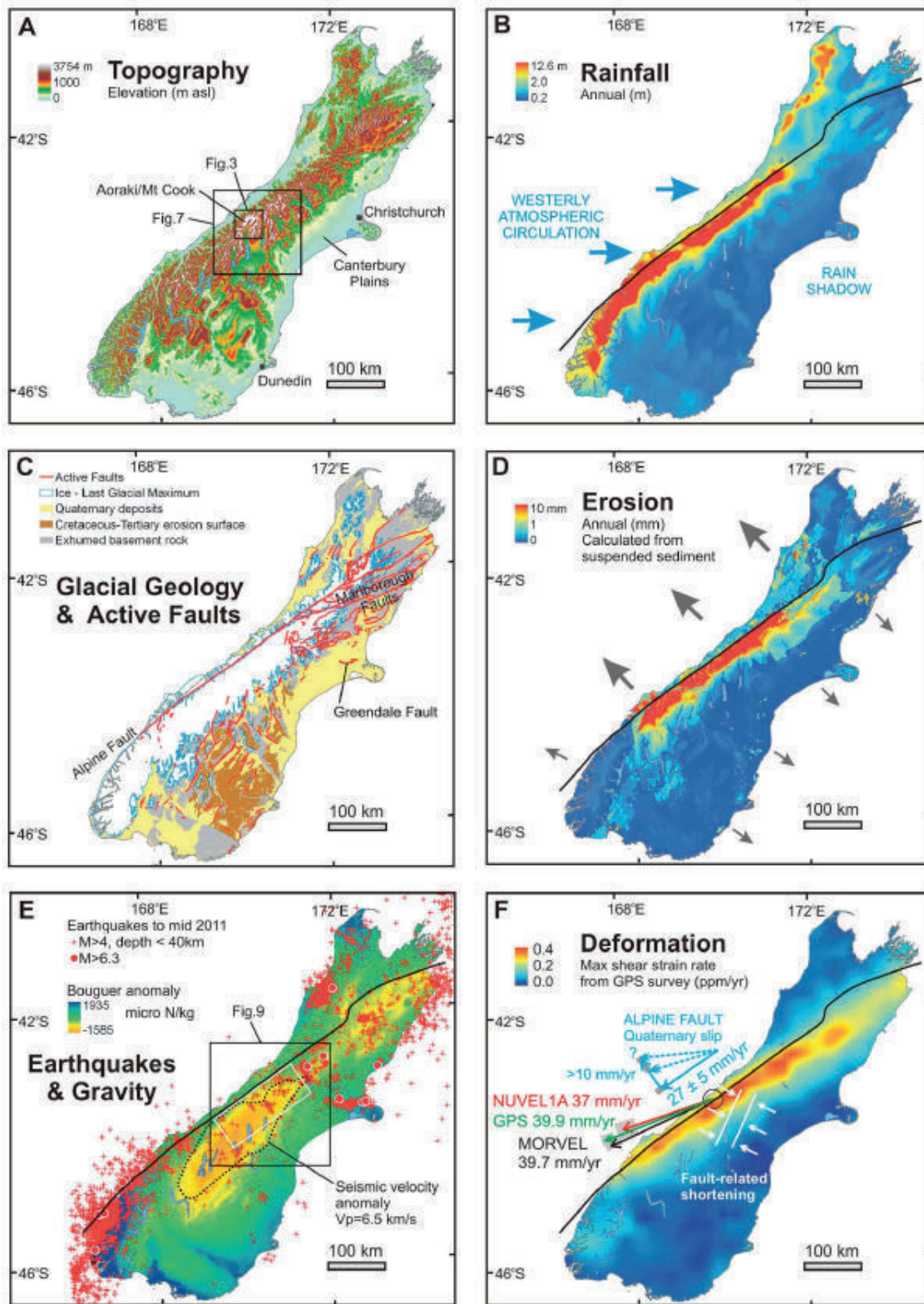


FIGURE 2.20 – A. Carte topographique de l'île du Sud de Nouvelle Zélande. B. Précipitations annuelles moyennes. C. Etendue des glaciers durant le dernier maximum glaciaire. D. Taux d'érosion dérivant des flux en suspension. E. Carte des séismes de $M_w > 4$. F. Carte des déformations. [Cox et al., 2012]

2.3.2 La Faille Alpine

Du long de ses 600 km, la Faille Alpine représente la principale structure d'exhumation de la chaîne des Alpes du Sud. Son segment central de 200 km accommode la quasi-totalité du mouvement relatif entre la plaque Pacifique et Australienne qui présente des vitesses de convergence d'environ 37mm.a^{-1} . Celui-ci est partitionné entre un mouvement décrochant dextre et un soulèvement vertical représentant 70 et 30 % de mouvement total, respectivement (Fig. 2.20F). A grande échelle, la Faille Alpine peut être clairement identifiée comme une structure linéaire d'orientation SW-NE. Les déplacements liés aux mouvements de la faille seraient principalement co-sismiques, des études GPS ne montrant que très peu de déplacement durant les périodes inter-sismiques [Beavan et al., 1999].

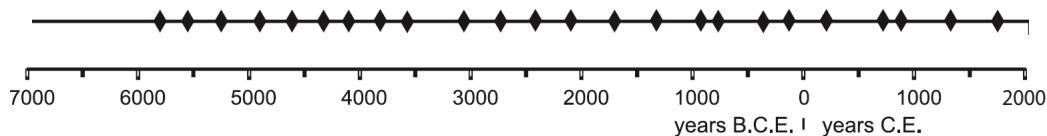


FIGURE 2.21 – Temps de récurrence des grands tremblements de terre sur la Faille Alpine. [Berryman et al., 2012]

La Faille Alpine fait partie des segments de plaque tectonique les plus actifs au monde [DeMets et al., 1990]. Elle concentre une sismicité importante dont l'expression est principalement révélée par des séismes de surface (profondeur du foyer inférieure à 40 km) liés au jeu des principales failles actives (Fig. 2.20E). Les séismes les plus destructeurs sont supposés atteindre des magnitudes supérieures à 8 [Yetton, 1998; De Pascale and Langridge, 2012] provoquant des déplacements verticaux de 2-3m et horizontaux de 8-9m [Adams, 1980; Cooper and Norris, 1990; Sutherland and Norris, 1995]. Les travaux effectués sur les trois derniers grands événements sismiques (années 1430, 1620 et 1717) ont démontré que la faille pouvait se rompre sur des longueurs allant de 200 à 600 km [Sutherland et al., 2007]. Plusieurs études paléosismiques ont révélé que la Faille Alpine présente une fréquence de rupture quasi-périodique d'environ 300 ± 50 ans pour les séismes de magnitude supérieure à 8 (Fig. 2.21) [Wells et al., 1999; Berryman et al., 2012; Howarth et al., 2013].

2.3.3 Précipitations et débits des rivières

La chaîne des Alpes du Sud forme une barrière naturelle aux alizés venant de l'Ouest qui a l'effet notoire de concentrer les précipitations sur la côte Ouest. Avec des taux de précipitations pouvant atteindre 15m.an^{-1} proche de la ligne de partage des eaux (Fig. 2.20B) [Griffiths and McSaveney, 1983; Henderson and Thompson, 1999; Tait et al., 2006]. La côte Ouest subit donc des taux de pluviométrie parmi les plus élevés au monde. L'effet orographique est clairement marqué car du côté Est de la chaîne (région de Canterbury) présente des taux de précipitations d'un ordre de grandeur inférieur (1m.an^{-1}).

Les taux de précipitations élevés entraînent des crues assez fréquentes. La densité de probabilité des débits peut être ajustée par une loi gamma inverse (Fig. 2.22) présentant une queue de distribution lourde (exposant k de l'équation 2.18 égal à 1). Cela suppose que les crues sont fréquentes sur la côte Ouest. Un traitement statistique des débits de ces 2 rivières montrent une légère empreinte saisonnière avec des débits mensuels moyens plus élevés d'octobre à janvier (40% supérieur aux débits moyen annuel). Cette augmentation des débits en été austral pourrait être causée par la fonte des glaces mises en place pendant l'hiver.

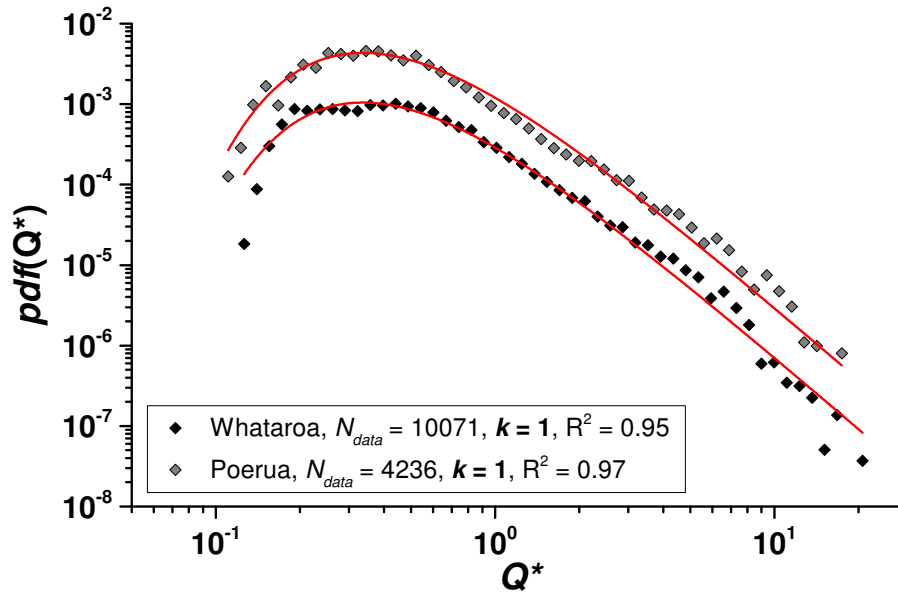


FIGURE 2.22 – Densité de probabilité des débits de 2 rivières de la côte Ouest, la Whataroa river et la Poerua river. Q^* est le débit journalier normalisé par le débit moyen. Les durées d’enregistrement des débits sont de 30 et 10 ans pour la Whataroa et la Poerua respectivement. (Données mises à disposition par M. Hicks, NIWA)

2.3.4 Morphologie de la côte Ouest

Sur le toit de la Faille Alpine repose la chaîne des Alpes du Sud présentant une altitude moyenne d’environ 1200m avec un point culminant à 3754m (Mount Cook) (Fig. 2.23a). La morphologie des paysages de la côte Ouest résultent de l’interaction entre un forçage tectonique extrême, des précipitations intenses ainsi que de son histoire climatique passée. Le dernier maximum glaciaire (LGM) a eu un effet important sur la dynamique érosive et sur la morphologie de la chaîne des Alpes. Les glaciers occupaient alors la majeure partie des Alpes du Sud dont certains atteignaient la mer de Tasman (Fig. 2.20C). Ces glaciers ont creusé de larges vallées dans la majorité des systèmes fluviatiles des Alpes du Sud. Les traces laissées par le LGM sont observables notamment par la présence de dépôts morainiques latéraux et terminaux épais et la présence de lacs glaciaires terminaux disséminés tout au long de la côte Ouest. Ces moraines servent de contraintes latérales à la plupart des systèmes fluviatiles en limitant leur dynamique latérale. L’empreinte du LGM est aussi présente dans certains bassins versants, notamment par la présence de vallées larges près de leurs exutoires (ex : Whataroa river).

Actuellement, la plupart des bassins versant de la côte Ouest (partie centrale) présentent une morphologie de vallées en ‘V’ dans les ordres les plus faibles (1 à 3) impliquant que les rivières sont retournées dans une dynamique d’incision (Fig. 2.23b) [Herman and Braun, 2006]. Il a été postulé que l’incision rapide des rivières combinée aux pentes fortes des vallées en ‘U’ aurait engendré des taux de glissements de terrain importants dans la période post-LGM et serait le facteur le plus efficace pour que les bassins versants retournent à une dynamique d’incision [Hovius et al., 1997].

La côte Ouest peut être divisée en 2 domaines de longueurs égales (environ 15 km), le premier allant de la ligne de partage des eaux jusqu’au front de la chaîne de montagnes et le deuxième étant la plaine alluviale. Dans le premier, les bassins versants sont caractérisés par des aires drainées assez faibles avec des valeurs maximum proches de 600 km². Les versants présentent des pentes modales entre 32 et 38°

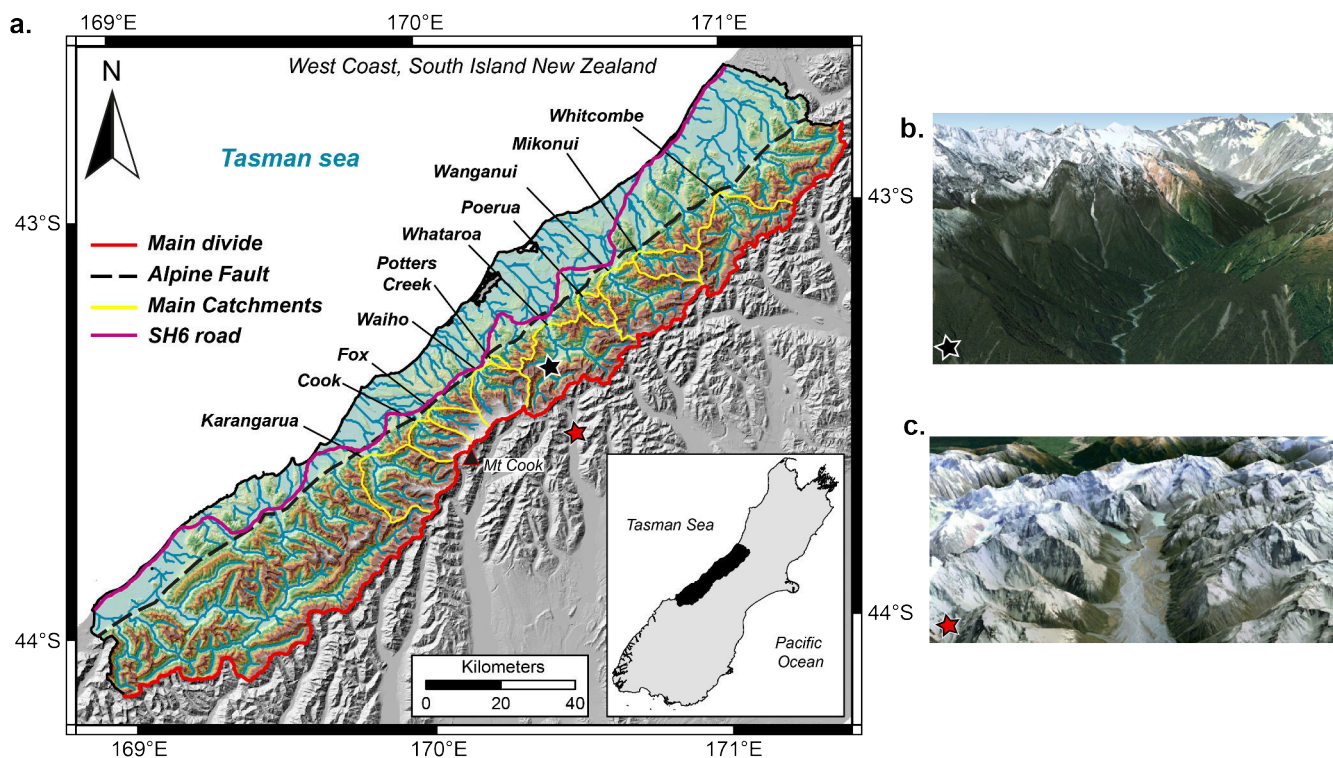


FIGURE 2.23 – a. Carte des principaux bassins versants de la côte Ouest de l’île du Sud de Nouvelle Zélande. Cette carte montre aussi la position de la route SH6 qui une structure présentant une forte vulnérabilité aux effets qui pourrait avoir un séisme de forte magnitude. b. Photo aérienne montrant la vallée en ‘V’ de la Whataroa. c. Photo aérienne montrant la vallée glaciaire en ‘U’ de la Godley river.

[Clarke and Burbank, 2010; Kritikos, 2013]. Ces pentes fortes proche de la pente critique sont la raison pour laquelle, les glissements de terrain sont extrêmement fréquents dans cette région qu’ils soient co-ou asismiques [Korup et al., 2010; Kritikos, 2013]. Le deuxième domaine est caractérisé par de larges rivières alluviales souvent en tresse qui évoluent sur un lit de gravier préalablement déposé lors du retrait des glaciers du dernier maximum glaciaire. Ces rivières sont aussi fréquemment exposées à des apports massifs de sédiments dérivant de glissements de terrain.

Le contraste avec la partie Est des Alpes du Sud est particulièrement marqué avec la présence le longues et larges vallées glaciaires qui comportent généralement des glaciers dans les parties les plus élevées de la chaîne (Fig. 2.23c). Ces vallées présentent un fort remplissage sédimentaire dérivant probablement du retrait des glaciers à la fin du LGM et des glissements de terrain. Sur cette forte épaisseur de sédiments évoluent des rivières en tresses qui conservent cette dynamique jusqu’à la côte pour certains grands systèmes.

La combinaison entre les forts taux de soulèvement et de précipitation entraîne des taux d’érosion et des flux sédimentaires élevés. L’estimation des taux de dénudation dérivant de la production de glissements de terrain donne des valeurs allant de 5 à 20 mm/an selon les bassins versants considérés (Fig. 2.24) [Hovius et al., 1997]. L’intégration de ces taux d’érosion sur la surface des bassins versants donne des valeurs de flux sédimentaires annuels de l’ordre de plusieurs millions de mètres cubes par an. La comparaison entre les volumes de sédiments produits par les glissements de terrain et les les flux sédimentaires sortant des bassins versants indiquent que le la ruptures des versants et le mécanisme d’érosion principal des Alpes du Sud. Ceci souligne la dominance des processus de versants dans la dynamique de la chaîne de Alpes du

Sud.

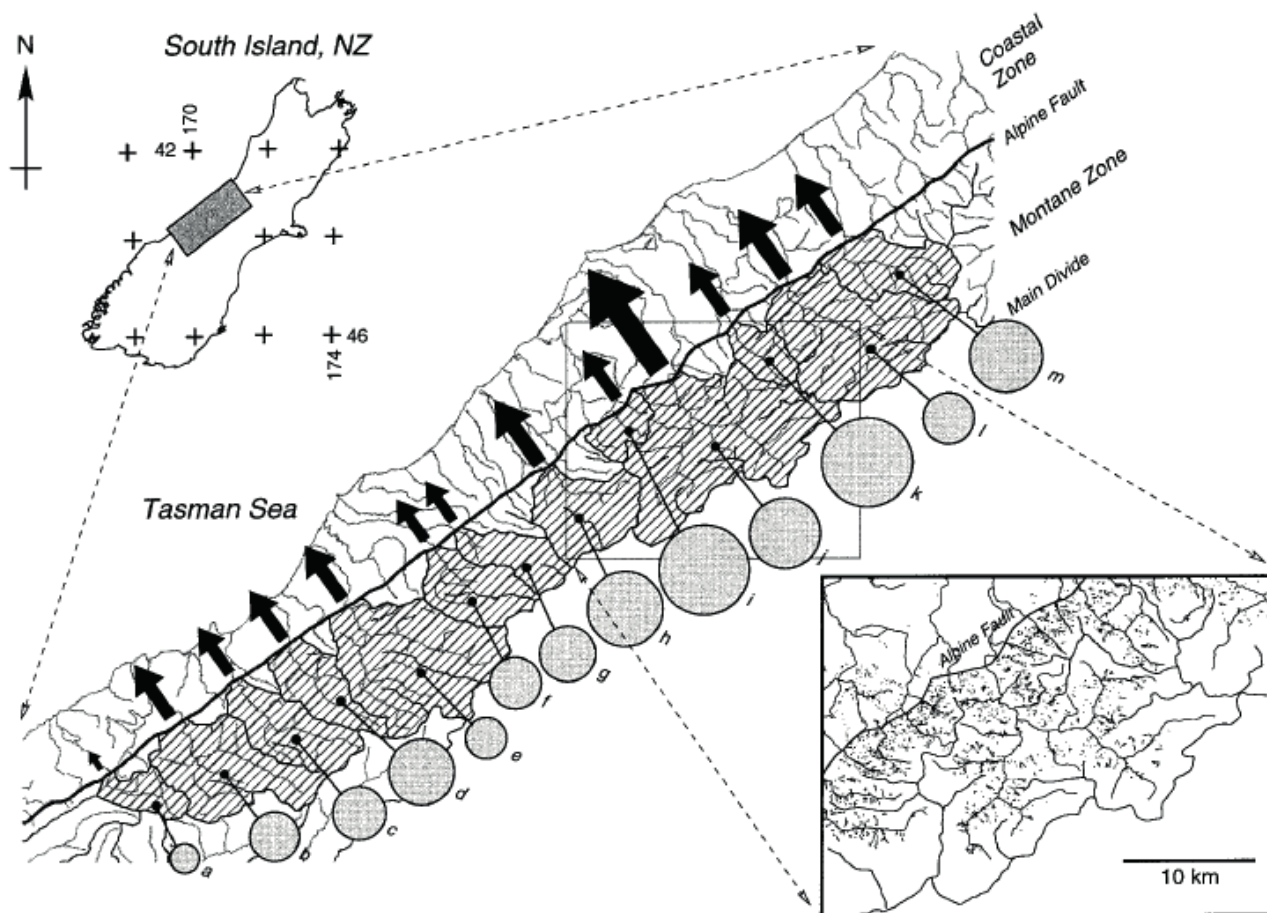


FIGURE 2.24 – Carte des bassins versants principaux du segment central de la côté Ouest présentant l'intensité des taux de dénudation induits par les glissements de terrain (cercles gris) et l'amplitude des flux sédimentaires (flèches noires) [Hovius et al., 1997].

2.3.5 Risques

De part son contexte tectonique et géomorphologique extrême, l'île du Sud de Nouvelle Zélande est particulièrement exposée aux risques naturels qu'ils soient directement déclenchés par un évènement sismique ou non. La côté Ouest est une région surveillée de par sa susceptibilité aux évènements à risques comme des crues intenses présentant une haute fréquence de retour, des glissements de terrain, des séismes de moyennes magnitudes, ($5 < M_w < 7$), mais aussi dans l'attente d'un séisme de magnitude supérieure ou égale à 8. Malgré le fait que la côté Ouest soit peu densément peuplée, elle présente des lignes de communication cruciales tels que l'axe routier majeur (route SH6) et un câble de communication lui étant associé desservant toute la partie ouest de l'île (Fig. 2.25a). S'ils venaient à être endommagés, cela engendrerait des problèmes majeurs d'accès pour les secours mais aussi d'ordre économiques et de la vie de la population locale [Robinson and Davies, 2013].

La proximité de la route SH6 et plus particulièrement de ses ponts, au front de la montagne (de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres, Fig. 2.23a) en fait une structure à hauts risques car elle serait vulnérable aux apports massifs de sédiments dans les plaines alluviales pouvant succéder aux déclenche-

ment de plusieurs glissements de terrain. La destruction de un ou plusieurs ponts aurait des répercussions fortes sur les communications routières intra côte Ouest mais aussi vers la côté Est, car il n’y a que 2 passages entre les deux côtés de l’île : Arthur’s Pass au Nord et la Haast’s Pass au Sud.

Les secteurs d’activité qui encaisseraient le plus de dégâts seraient la production laitière, le tourisme et l’industrie minière. Un bon nombre de fermes se trouvent à proximité de la Faille Alpine et dans le cas d’un grand séismes, celles-ci seraient confrontées 1. aux risques de destruction par l’arrivée des ondes sismiques et 2. aux aléas hydro-sédimentaires durant la phase post-sismique. L’avulsion des rivières dans les champs et pâturages ou l’augmentation de la fréquence des crues empêcherait le fonctionnement normal des fermes et priverait la côté Ouest d’un de ces revenus économiques principaux [Hancox et al., 2005; Robinson and Davies, 2013].

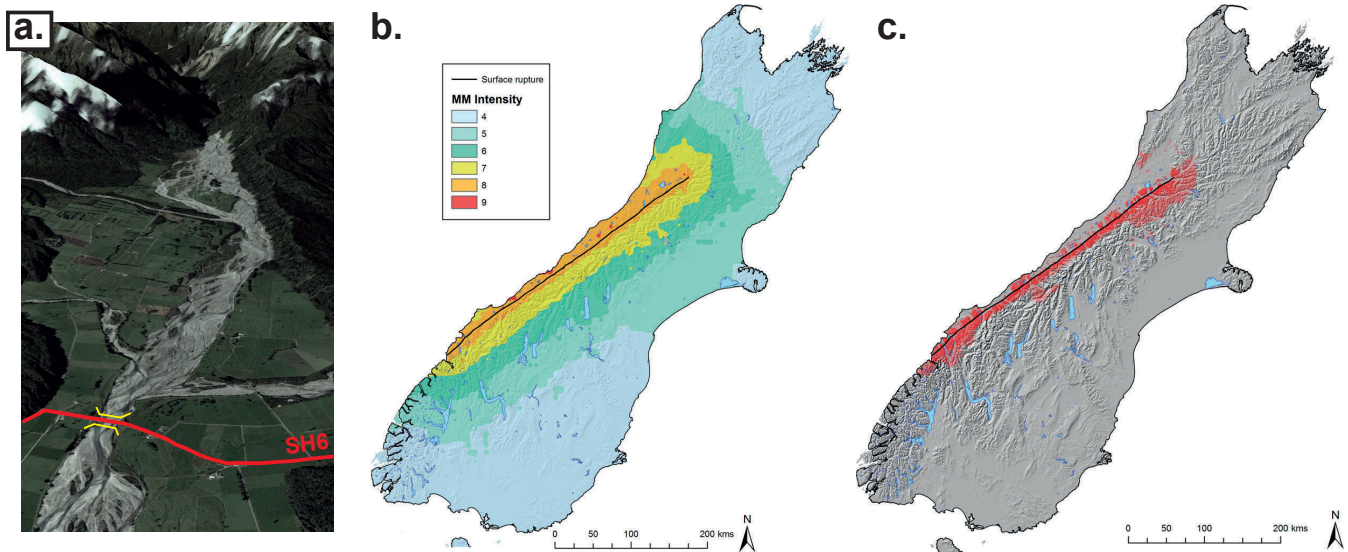


FIGURE 2.25 – **a.** Image aérienne de la plain alluviale de la Poerua. (rouge : la route SH6, le symbole jaune indique un pont). **b.** Carte d’intensité sismique dans le cas d’un séisme de $M_w = 8$. **c.** Étendue spatiale des glissements de terrain co-sismiques . La zone en rouge représente la surface ayant une probabilité de rupture supérieure à 80%. [Robinson et al., 2016]

Les estimations de premier ordre visant à définir les zones les plus affectées par un séisme de magnitude supérieure à 8 montrent que les versants de la partie Ouest des Alpes du Sud présentent une probabilité de rupture supérieure à 80% (Fig. 2.25b,c). Le nombre de glissements de terrain produit serait de l’ordre d’environ 50000 ± 20000 et serait concentrés entre la faille et la ligne de partage des eaux [Robinson et al., 2016]. Les estimations de volumes sédimentaires produits par le séisme sont de l’ordre du kilomètre cube [Marc et al., 2016a; Robinson et al., 2016] impliquant que l’export de cette quantité de sédiment dans les plaines alluviales provoquerait des aléas hydro-sédimentaires très importants dans la majorité des rivières de la côté Ouest.

3. Modélisation numérique de la dynamique des rivières alluviales

Ce chapitre a pour but de présenter la méthode utilisée dans ce travail : la modélisation numérique de l'évolution des rivières alluviales. Je commence par une introduction traitant de la modélisation numérique des paysages. La partie suivante est consacrée à la description des différents éléments du modèle utilisé dans cette étude. La troisième partie est un article présentant les derniers développements effectués et notamment l'implémentation du nouveau modèle hydrodynamique. Je conclus par une discussion sur la calibration du modèle d'érosion latérale.

3.1 Introduction

3.1.1 Les modèles d'évolution des paysages

Depuis le début des années 1980, les progrès technologiques ont fait passer les modèles de l'état de dessins conceptuels (Fig. 3.1a) à celui d'algorithmes numériques permettant la modélisation des interactions complexes entre les différents processus qui contrôlent l'évolution des paysages (Fig. 3.1b, c) [Tucker and Hancock, 2010]. Cette dernière trentaine d'années a donc vu le développement d'une multitude de modèles numériques de processus de surface qui diffèrent par les processus pris en compte, les échelles spatiales et temporelles considérées, ainsi que des méthodes numériques utilisées pour résoudre les différentes lois physiques qui gouvernent l'évolution des rivières et versants (Fig. 3.1) (e.g. [Chase, 1992; Braun and Sambridge, 1997; Crave and Davy, 2001; Tucker et al., 2001; Carretier and Lucazeau, 2005; Davy and Lague, 2009; Braun and Willett, 2013; Coulthard et al., 2013; Nicholas, 2013b]).

La modélisation numérique de l'évolution des paysages sert plusieurs objectifs :

- Comprendre les processus gouvernant l'évolution des paysages et leur importance relative.
- Permettre de générer des pistes de travail qu'il sera nécessaire de confirmer sur le terrain.
- Avoir une vision dynamique de l'évolution des paysages.
- Donner des outils pour prédire l'évolution de certains systèmes où les mesures de terrain sont difficiles.

Un modèle numérique peut être décrit de prime abord comme un ensemble d'hypothèses faites sur la dynamique des processus dont découle les lois physiques utilisées pour la simuler. Par conséquent, les modèles numériques oscillent toujours entre la fidélité et la complexité de la reproduction de phénomènes naturels et la simplicité de la formulation des problèmes physiques. De ce point de vue, les SPM peuvent être classés en 2 catégories :

i. Les modèles à complexité réduite ('reduced complexity models') qui n'ont pas de description physique rigoureuse des processus mais dont l'originalité réside dans l'exploration efficace de ceux-ci. Le nombre de paramètres étant limité il est plus aisé de démontrer que le processus implémenté est responsable

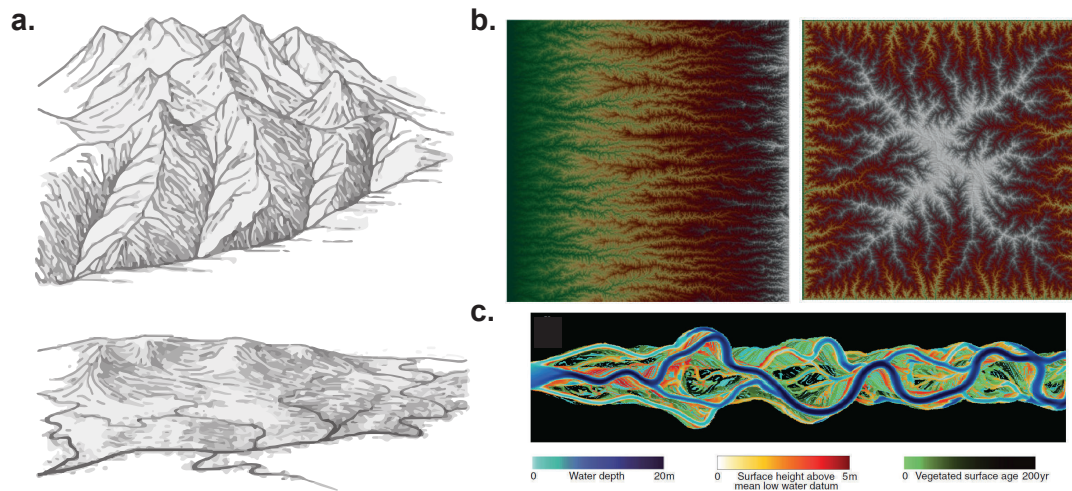


FIGURE 3.1 – a) Dessin conceptuel d’une chaîne de montagne active (en haut) et en fin de vie (en bas) (Press and Siever, 1986). b) 2 images vues de dessus montrant l’évolution d’un paysage soumis à un soulèvement tectonique et à un taux de précipitation effectif constant et uniforme, (FastScape ; Braun and Willett [2013]). c) Exemple d’une simulation numérique montrant un stade de l’évolution d’une rivière méandrique. (HS-TAR : Nicholas [2013b])

d’une certaine morphologie ou dynamique de paysage (e.g. [Murray and Paola, 1994, 1997; Nicholas, 2005; Jerolmack and Paola, 2007]).

ii. Les modèles possédant une description mathématique rigoureuse de chaque processus physique connu (‘physics-based models’). Ces modèles peuvent être aussi utilisés à des fins de compréhension des processus mais l’un des avantages d’avoir une description physique solide réside dans la prédiction précise de l’évolution des systèmes étudiés. Ils sont utilisés en recherche fondamentale mais aussi dans les domaines plus appliqués tels que la gestion/restauration des rivières et la gestion des risques [Kleinhans and van den Berg, 2011; Coulthard et al., 2013; Nicholas, 2013b; Ferguson et al., 2015].

Le choix d’utilisation d’un modèle dépend donc de la problématique à résoudre et des contraintes disponibles pour paramétrer le modèle. Mon travail de thèse se portant sur l’évolution des rivières alluviales sur des échelles spatiales et temporelles courtes (i.e., kilomètres et de la seconde au siècle, respectivement) il nécessite l’utilisation de modèles morphodynamiques de type ‘physics-based’ afin de pouvoir caractériser l’évolution de celles-ci de façon plus réaliste. Plus particulièrement, il doit posséder des éléments indispensables à la simulation de ce genre de rivières telle qu’une description physique de l’écoulement des rivières en 2D et du transport sédimentaire permettant l’émergence des largeurs de rivières. Les sections suivantes seront consacrées à la présentation et à la description de cette catégorie de modèles.

3.1.2 Les modèles morphodynamiques de l’évolution des rivières alluviales

Les modèles morphodynamiques à l’échelle de la rivière permettent de simuler leur évolution en prenant en compte les interactions complexes entre hydrodynamique, transport sédimentaire et la géométrie de la rivière. Ils fournissent des outils à la fois de prédiction de l’évolution des rivières et permettent de quantifier l’importance relative de chaque processus pour différents régimes de rivières. Les deux dernières décennies ont vues le développement d’un bon nombre de modèles de plus en plus sophistiqués, qui se différencient par la complexité de la description physique des processus modélisés.

Néanmoins, il est possible d’identifier 5 composantes majeures communes à tous les modèles morphody-

namiques des rivières alluviales sur des courtes échelles temporelles (i.e. de la seconde aux siècles) [Kleinhans, 2010] :

- la résolution des lois gouvernant l’hydrodynamique.
- la résolution des lois gouvernant le transport sédimentaire.
- les conditions initiales (topographie et dimensions du domaine).
- les conditions aux limites (e.g. débit d’eau et flux entrant de sédiments)
- la méthode numérique utilisée (automate cellulaire, différences finies, volumes finis, ...).

Ces 5 composantes contrôlent la dynamique ainsi que le régime de la rivière dont on souhaite modéliser l’évolution. Il est possible de contraindre chaque point de la liste précédente grâce à l’acquisition de données sur le terrain : mesures de taille de grains, stations de jaugeage, images satellites ou LiDAR terrestre... Plus le nombre de données sera important, moins il y aura de degré de liberté laissé aux modélisateurs et les prédictions des modèles seront plus fiables.

3.1.2.1 Les modèles 1D

Les modèles 1D sont communément utilisés pour prédire la réponse du lit de la rivière en terme d’altitude et de distribution de taille de grain à différents forçages externes comme le débit de pleine berge, la géométrie du lit et les apports sédimentaires. Ces modèles supposent une largeur de rivière constante et, formellement, une variation des variables et paramètres dans la direction transverse négligeable par rapport à celle dans le sens du flux. En une dimension, la résolution de l’équation de l’hydrodynamique est simple (‘backwater equation’) ce qui permet de coupler ses prédictions avec des modèles de transport sédimentaire plus complexes prenant en compte des distributions de grains détaillées [Cui et al., 2003a; Cui and Parker, 2005; Ferguson et al., 2015]. Ils présentent aussi l’avantage d’induire des temps de calculs plus faibles que les modèles 2D. Les profils de rivières étudiés peuvent alors mesurer jusqu’à plusieurs centaines de kilomètres (contre des sections de l’ordre du kilomètre dans le cas 2D) dont l’évolution peut être calculée sur des échelles séculaires [Nicholas, 2013c]. Ce genre de modèle a été utilisé pour étudier, notamment, les modes de propagation de pulses sédimentaires dans les rivières afin de reproduire des résultats expérimentaux [Cui et al., 2003a], d’étudier la réponse des rivières de montagne [Cui and Parker, 2005; Lisle et al., 2001] et la réponse des rivières dans un environnement minier [Ferguson et al., 2015]. L’autre point fort des modèles 1D réside dans la description physique robuste des lois de transport qui permet de comparer directement les prédictions du modèle avec des observations naturelles.

La particularité de ces modèles est que l’adaptation morphologique du lit alluvial ne se fait que via des changements de pentes, la largeur étant figée temporellement dans la plupart des cas. Cependant, une largeur fixe au cours du temps a des effets sur les prédictions long-termes car l’effet de la largeur sur l’hydraulique et la capacité de transport de la section sont négligés. Cela engendre généralement des sous-estimations des taux de transport pour les faibles débits.

3.1.2.2 Les modèles 2D

Les modèles 2D sont capables de reproduire l’évolution et la dynamique des régimes de rivières plus complexes, tels que les rivières sinueuses, méandriformes ou en tresses. Les principales différences avec les modèles 1D résident principalement dans l’implémentation (i) d’une description hydraulique en 2D plus poussée pouvant prendre en compte les circulations secondaires (i.e. convection au sein de la colonne d’eau) et (ii) de modèles d’érosion et de flux latéraux qui permet d’ajouter de la mobilité latérale aux systèmes étudiés.

Les premiers modèles 2D reposaient sur une description physique extrêmement simplifiée et ont permis de mettre en évidence les processus responsables de la dynamique en tresses des rivières [Murray and Paola, 1994, 1997] (Fig. 3.2). Ils ont notamment démontré la nécessité d’avoir une relation plus que linéaire entre le flux de sédiment et le flux d’eau pour déclencher une dynamique en tresse, mais aussi l’importance de l’érosion de berges pour conserver cette dynamique. Ces modèles pionniers ont ouvert la voie à une plus grande utilisation des modèles à complexité réduite dans l’exploration de la dynamique des rivières et à la démocratisation de l’utilisation d’automates cellulaires. [Coulthard et al., 2002; Thomas and Nicholas, 2002; Doeschl-Wilson and Ashmore, 2005; Jerolmack and Paola, 2007; Coulthard et al., 2007; Parsons and Fonstad, 2007].

La dernière décennie a vu le développement de modèle morphodynamiques 2D de plus en plus performants caractérisés par une description physique plus robuste de chaque processus tels que :

- une description hydraulique complexe : prise en compte des termes inertiels dans les équations de Saint-Venant [Coulthard et al., 2013] et des circulations secondaires [Nicholas, 2013b; Schumann et al., 2013].
- des lois de transport sédimentaires prenant en compte plusieurs tailles de sédiments : de 2 [Nicholas, 2013b] à 9 [Coulthard et al., 2013].
- le description des flux sédimentaires latéraux : érosion des berges et dépôt latéral.

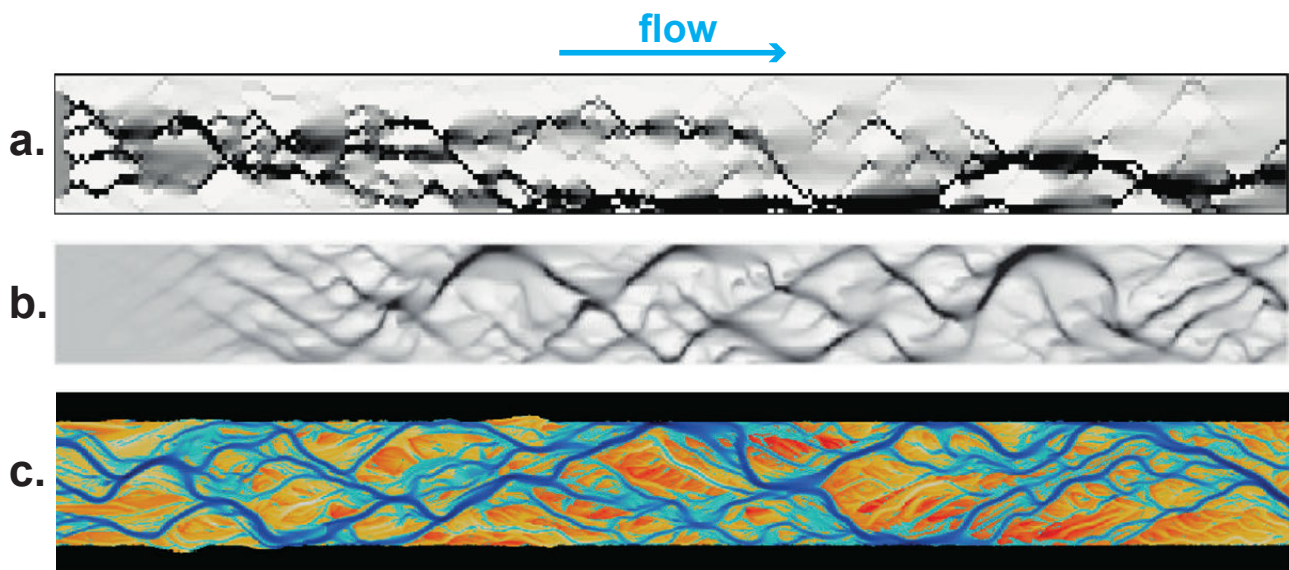


FIGURE 3.2 – Exemples de trois simulations effectuées avec des modèles morphodynamiques différents. Approche à complexité réduite : **a.** Automate cellulaire de Murray and Paola [1994]. Approche avec une description physique rigoureuse avec les modèles : **b.** Delft3D [Kleinhans, 2010]. **c.** HSTAR [Nicholas, 2013b].

Les modèles les plus avancés actuellement sont probablement HSTAR et Delft3D [Nicholas, 2013a,c; Schuurman et al., 2013; Kleinhans, 2010]. Par exemple, HSTAR est le premier modèle numérique capable de reproduire la dynamique des rivières en tresses, anabranchées et méandriformes avec une même description physique générale et un haut degré de réalisme (Fig. 3.2c) [Nicholas, 2013c]. Le régime des rivières est déterminé par les conditions aux limites, la géométrie de la topographie initiale, la loi de transport et la vitesse de croissance de la végétation riparienne. Delft3D est quant à lui une suite de modèles ‘open source’ proposant une multitude de choix pour résoudre l’hydrodynamique en 2D ou 3D, et de lois de transport sédimentaire (voir <http://oss.deltares.nl/web/delft3d>).

Les objets les plus étudiés avec les modèles morphodynamiques 2D sont les grands systèmes fluviaux (Amazone, Ganges, ...) et des rivières alluviales généralement éloignées des chaînes de montagnes qui représentent les zones de production sédimentaire primaires. Ce choix est justifié par la proximité de zones urbaines et ces implications en terme de gestions de crues et des rivières [Nicholas, 2013b; Schumann et al., 2013; Coulthard et al., 2013].

Sur les échelles de temps courtes, cette classe de modèles n'a jamais été utilisée pour étudier l'impact des forçages sédimentaires sur les plaines alluviales situées en front de chaînes ou encore la dynamique de la couverture alluviale dans les rivières à substratum rocheux. Sur des échelles plus longues, certains travaux se sont concentrés sur la réponse des cônes alluviaux à des forçages sédimentaires ou climatiques à l'aide de modèles numériques 2D à l'échelle du paysage qui ne résolvent pas l'hydrodynamique et l'émergence de la largeur des rivières [Coulthard et al., 2002; Carretier and Lucazeau, 2005; Densmore et al., 2007]. L'évolution de la couverture alluviale dans les rivières à substratum rocheux a été simulée numériquement à l'aide de STRIMM [Lague, 2010], qui est un modèle 1D incluant un modèle d'érosion latérale du substratum. Cependant, ce modèle ne prend pas en compte l'émergence de largeur de rivières alluviales inférieures à celle de la largeur du substratum.

3.2 Le modèle morphodynamique Eros

Cette section vise à faire un historique rapide de l'évolution du code Eros et de décrire les différentes lois utilisées dans le modèle ainsi que leurs processus physiques associés. Ensuite, les capacités du modèle numérique à reproduire différents régimes de rivières alluviales seront illustrées par des exemples de simulations. La validation et l'explication détaillée du modèle est exposée dans une section sous forme de publication scientifique. La section se terminera par une discussion sur le modèle d'érosion latérale et sa calibration pour les différents régimes de rivières.

3.2.1 Introduction

Le modèle Eros, développé par P. Davy, est un modèle d'évolution des paysages basé sur une méthode particulière consistant au routage d'éléments unitaires (précipitons) sur une maille rectangulaire qui le long de leurs chemins peuvent transporter ou déposer des sédiments [Chase, 1992; Davy and Crave, 2000; Crave and Davy, 2001; Davy and Lague, 2009]. Le développement d'Eros a débuté il y a environ 15 ans et n'a pas cessé d'évoluer depuis lors en gardant toujours la même méthode numérique : la méthode des précipitons. Les premières versions du code ont été développées avec l'objectif de simuler numériquement l'évolution des chaînes de montagnes sur de grandes échelles temporelles (plusieurs millions d'années) et spatiales (plusieurs centaines de kilomètres) [Davy and Crave, 2000; Crave and Davy, 2001]. A ces échelles, le modèle n'avait pas de besoin de description précise de l'écoulement des rivières et les lois d'érosion fluviale étaient fonction du débit et de la pente locale avec l'utilisation de la 'stream power law' [Crave and Davy, 2001; Lague et al., 2003; Loget et al., 2006]. Le modèle a ensuite évolué pour intégrer un modèle simplifié d'hydrodynamique 2D permettant d'aborder la dynamique des tresses [Davy and Lague, 2009; Moulin, 2009]. Cependant, la description de la hauteur était assez rudimentaire et était surtout présente pour que les précipitons marchant sur la table d'eau aient plus de chance d'aller explorer latéralement la topographie non immergée et déclencher des avulsions.

Ce travail se concentrant sur l'évolution des rivières alluviales sur le court terme, l'implémentation de nouvelles fonctionnalités ont été nécessaires pour permettre d'utiliser Eros à des fins prédictives sur des cas naturels. Le développement le plus important a été celui d'un modèle hydrodynamique décrivant

l'écoulement des rivières afin que leurs largeurs puissent être discrétisées par plusieurs cellules (section 3.2.2). Ceci est indispensable lorsque que l'on travaille avec des topographies hautes résolutions discrétisées par des tailles de cellules de l'ordre du mètre à la dizaine de mètres. Le modèle hydrodynamique calculant aussi les contraintes cisailantes basales exercées par la colonne d'eau sur le lit de la rivière, il ouvre la voie à un coulage réaliste avec les lois de transport en charriage type Meyer-Peter Muller [1948] ou de charge totale type Engelund and Hansen [1967] qui sont classiquement utilisées dans la communauté (section 3.2.3). Les derniers développements en date ont concerné la description des flux de dépôts latéraux i.e., la capacité des précipitons à déposer des sédiments sur leurs voisins caractérisés par un altitude plus basse et étant dans la direction normale à l'écoulement (section 3.2.4).

Dans sa version actuelle, Eros contient la plupart des processus physiques présents dans d'autres modèles morphodynamiques 2D tel que HSTAR ou Delft3D. Néanmoins, il se démarque de la grande majorité des autres modèles par 1. la méthode numérique employée (les précipitons), 2. sa gestion du transport sédiment (précisions en section 3.2.3), 3. sa flexibilité que soit dans la simulation de plusieurs régimes de rivières alluviales (rivières droite, en tresses, ...), ou de rivières à substratum rocheux et 4. ses capacités de changements d'échelles spatiales et temporelles.

Bien que n'étant pas le développeur du code, j'ai activement participé à la validation des calculs du modèle hydrodynamique grâce à la comparaison des sorties d'Eros avec des solutions analytiques ou avec les prédictions d'un autre modèle considéré comme étant l'un des plus avancés dans le domaine (*Lisflood-FP*, [Bates et al., 2010]). Cette étape est importante à cause de la dépendance des calculs de transport/dépôt de sédiments au modèle hydrodynamique. Ensuite, j'ai procédé à la validation des calculs du modèle de transport/dépôt sur des cas simples (chenaux rectangulaires). Le modèle disposant de nouvelles lois de transport j'ai aussi étudié le comportement de rivières dans différents régimes (droites ou en tresses) afin de vérifier que le modèle était capable de reproduire ces dynamiques avec les nouveaux développements. Par ailleurs, une partie de mon travail a été d'automatiser l'analyse des résultats d'Eros afin de pouvoir tirer le maximum d'informations des simulations de manière efficace.

3.2.2 Le modèle hydrodynamique

L'explication détaillée du fonctionnement de ce nouveau modèle se trouve dans l'article en section 3.3, mais je propose ici d'en faire une explication succincte afin d'en saisir le fonctionnement global. Le modèle hydrodynamique est utilisé pour calculer les hauteurs d'eau et vitesses d'écoulement en chaque point de la grille. L'originalité de ce modèle réside dans l'utilisation de la méthode des précipitons pour effectuer la résolution d'une forme réduite des équations de Saint Venant ce qui permet un couplage direct avec le modèle de transport/dépôt.

Une fois entré dans le système, chaque précipiton transporte une quantité d'eau qui diminue ou augmente par échange avec les volumes d'eau contenus dans chaque élément de la grille. En régime stationnaire, le volume d'eau transporté par le précipiton n'est pas modifié au cours de son parcours, contrairement au régime non-stationnaire, dans lequel le volume d'eau diminue au cours de la marche du précipiton.

Considérons le modèle en mode stationnaire, dans lequel le volume du précipiton (V_p) reste constant durant sa marche vers la condition de sortie. La marche du précipiton vers l'aval est conditionnée par un choix de pente stochastique (Fig. 3.3). Chaque cellule voisine au précipiton présentant une altitude plus basse se voit assigner une probabilité de réception du précipiton qui est fonction de l'intensité de sa pente. Le voisin choisi n'est alors pas forcément celui présentant la plus grande pente. Tout au long de sa marche le précipiton 'remplit' alors les cellules rencontrées de son volume, V_p .

Lorsqu'un précipiton arrive sur une cellule, il incrémente la hauteur d'eau d'un petit volume de valeur

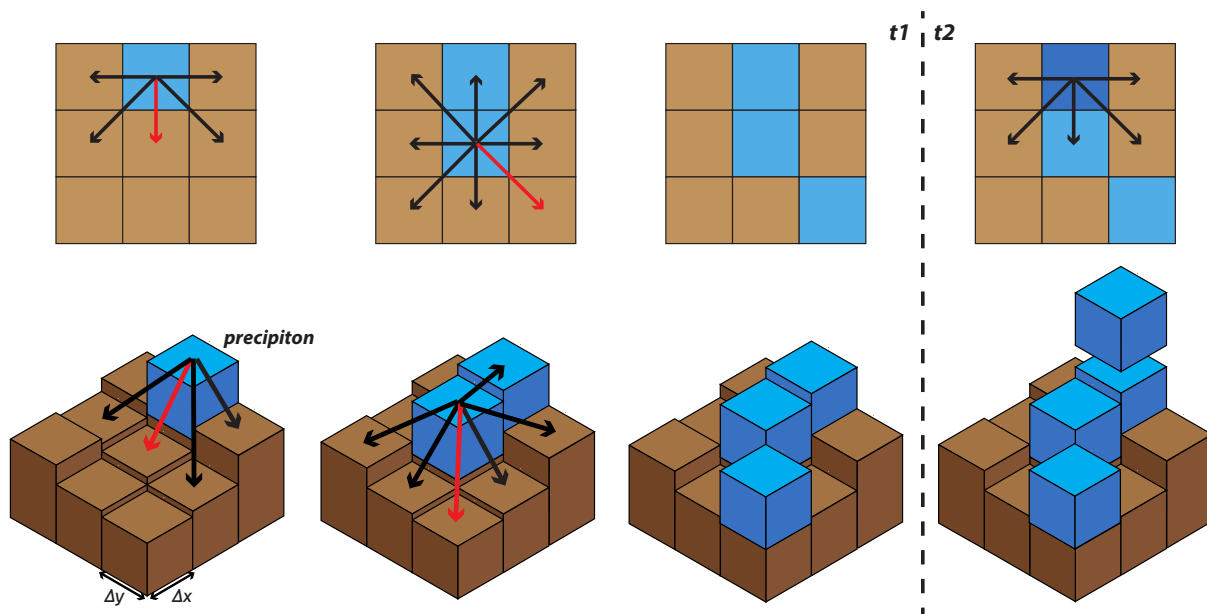


FIGURE 3.3 – Schéma montrant chaque étape de la marche du précipiton en mode stationnaire. Les flèches montrent le calcul des pentes entre le précipiton et les cellules voisines. Le code couleur rouge est utilisé pour souligner le choix de pente stochastique. La ligne du haut représente une vue de dessus et celle du bas une vue en perspective.

constante, V_p . Une fois le précipiton partit de la cellule, la décroissance de la hauteur d'eau est déterminé par la résolution d'une équation différentielle de premier ordre dépendant de la loi de résistance choisie (Manning, Darcy ou Chézy). Si le précipiton 'tombe' sur un pixel présentant déjà une hauteur d'eau (Fig. 3.3, temps t2), celui-ci se déplace en dessus de l'eau, ce qui est une propriété très importante pour provoquer des avulsions et la dynamique des rivières en tresse.

Lorsqu'un précipiton rencontre un minimum local, celui-ci continue sa marche en remplissant le minimum local de son volume jusqu'à ce qu'il trouve une sortie. Cette gestion des minimums locaux permet notamment de gérer facilement le bruit de certains modèles numériques de terrain de haute résolution mais aussi la formation de lac en amont de barrages naturels tels que les glissements de terrain.

En mode hydrodynamique, ce modèle calcule les hauteurs d'eau sur une topographie réelle ou synthétique et peut être alors utilisé pour déterminer les étendues spatiales des crues par exemple. Il est à noter que dans ce travail, le modèle est toujours utilisé en mode stationnaire car il converge vers la solution rapidement. Néanmoins, le mode non-stationnaire, dans lequel le volume du précipiton décroît le long de sa marche, est aussi utilisable et est crucial dans la prédiction de la propagation temporelle d'un onde de crue.

Bien que ce modèle puisse être utilisé seulement en mode hydrodynamique, ces prédictions peuvent aussi être utilisées dans différentes lois de transport sédimentaire, qui sont décrites ci-après.

3.2.3 Le modèle de transport/dépôt de sédiments

Lors de son passage sur une cellule, le précipiton peut effectuer plusieurs actions tels que l'entraînement ou le dépôt de sédiments dont les flux sont différents en nature et donc gérés par une description physique différente. Au niveau du précipiton, la variation du flux sédimentaire par unité de largeur, q_s , ne prenant en compte que les flux verticaux (flux latéraux nuls) est décrite par la compétition entre entraînement et

dépôt de sédiments :

$$\frac{D(c_s h)}{Dt} = \frac{\delta(c_s h)}{\delta t} + \text{div}(q_s) = \dot{e} - \dot{d} \quad (3.1)$$

avec D la dérivée lagrangienne, \dot{e} le taux d'entraînement des sédiments et \dot{d} le taux de dépôt des sédiments. Il est à noter que le bilan de masse complet prenant en compte les flux latéraux est décrit en section 3.2.5.

L'implémentation du modèle hydrodynamique permet d'utiliser les calculs de contraintes cisailantes basales dans les lois d'entraînement des sédiments dans la colonne d'eau qui sont définies par la même équation de base :

$$\dot{e} = K(\tau - \tau_c)^a \quad (3.2)$$

avec K une constante dépendant de la loi de transport utilisée, τ la contrainte cisailante calculée à partir de la hauteur d'eau et de la pente hydraulique, τ_c la contrainte cisailante critique et a un exposant dont la valeur dépend de la loi utilisée. La simulation d'une rivière transportant le sédiment en charriage nécessite que $a = 1.5$ et $\tau_c > 0$ dont la valeur est fonction de la taille de grain médiane (e.g. [Meyer-Peter and Muller, 1948; Fernandez Luque and Van Beek, 1976]). Il est aussi possible de paramétrer une équation dite de 'total load' de type Engelund and Hansen [1967], englobant à la fois le transport en charriage et en suspension, en paramétrant l'équation avec $a = 2.5$ et $\tau_c = 0$.

Les flux de transport et de dépôt sont exprimés en fonction d'une longueur de transport (ξ) pouvant représenter la distance moyenne parcourue par une particule entre son entraînement et son re-dépôt [Charru, 2006; Davy and Lague, 2009; Lajeunesse et al., 2010] qui est définie par :

$$\xi = \frac{q_s}{c_s w_s} \quad (3.3)$$

avec c_s la concentration de la colonne d'eau en sédiments et w_s la vitesse de sédimentation des particules une fois entraînée dans la colonne d'eau. Le taux de dépôt sédimentaire, \dot{d} , est exprimé par :

$$\dot{d} = \frac{q_s}{\xi} \quad (3.4)$$

avec q_s le flux sédimentaire par unité de largeur. En régime stationnaire ($\dot{e} = \dot{d}$), le flux de sédiments transportés est exprimé comme :

$$q_s^{eq} = \xi \dot{e} \quad (3.5)$$

Le paramètre ξ peut être aussi considéré comme une longueur caractéristique de déséquilibre ou comme une distance de saturation. Lorsque ξ tend vers 0, l'équation 3.5 décrit un flux sédimentaire saturé et égal à la capacité de transport locale assurant une dynamique de transport en charriage typique des rivières en transport limité. Dans le cas où ξ tend vers l'infini, le taux de dépôt de sédiments devient négligeable (eq. 3.4) et le système se comporte comme s'il était en détachement limité i.e. une fois la particule entraînée elle sort directement du système. De grandes longueurs de transport peuvent être aussi utilisées pour simuler le transport en suspension, les petites particules parcourant généralement de grandes distances avant d'être déposées à nouveau [Davy and Lague, 2009]. Néanmoins celle-ci doit être inférieure à la taille totale du système étudié. Avec une grande longueur de transport, le précipiton ne sera pas saturé en sédiments et il sera en sous capacité, i.e. le flux de sédiment entraîné est inférieur à la capacité de transport de la rivière [Kooi and Beaumont, 1994]. Cela implique aussi que sur des distances inférieures à ξ le taux de dépôt est inférieur au taux d'érosion. Dans ce travail, la dynamique de transport étudiée étant le charriage, les longueurs de transport utilisées étaient faibles et toujours inférieures à la taille des cellules (e.g. $\xi = 2 \text{ m} < \delta x = 5 \text{ ou } 10 \text{ m}$).

En première hypothèse, la valeur de la longueur de transport est fixe dans les simulations, mais il est aussi possible de la faire varier en fonction de différents paramètres. Les premières implémentations offraient la possibilité de faire dépendre ξ avec le débit local [Davy and Lague, 2009]. Certains travaux basés sur des rivières expérimentales, ont démontré que la longueur de transport peut s'exprimer en fonction de la contrainte cisailante basale [Charru, 2006; Lajeunesse et al., 2010; Houssais and Lajeunesse, 2012]. A l'équilibre, le taux de transport est donc calculé comme :

$$q_s = \xi(\tau)E(\tau - \tau_c)^a = KE(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_c})(\tau - \tau_c)^a \quad (3.6)$$

avec K une constante dépendant de la taille médiane des sédiments, de leur vitesse de dépôt et de coefficient empiriques et a un exposant égal à 1. Il est à noter que le calcul de $\xi(\tau)$ pour une gamme de D_{50} et de τ réaliste donne des valeurs de ξ compris entre 0 et 6 m ce qui est de l'ordre de grandeur des valeurs de ξ utilisées dans les simulations.

3.2.4 Flux sédimentaires transversaux

3.2.4.1 L'érosion latérale

Dans les systèmes naturels, l'érosion des berges est un processus important qui influence la migration des méandres, les mouvements latéraux des rivières en tresses mais aussi la géométrie et notamment la largeur des chenaux alluviaux lorsqu'ils sont affectés par des crues. Par exemple, les travaux de Murray and Paola [1994] sur la modélisation numérique de la dynamique des rivières en tresses ont démontré que le terme d'érosion latérale est primordial dans la reproduction de la dynamique des rivières en tresses.

Cependant, l'implémentation numérique du terme d'érosion latérale souffre d'un manque de relations quantitatives reliant les propriétés des berges à l'efficacité de l'érosion latérale. Comme dans d'autres modèles numériques, l'érosion latérale dans Eros est décrite par un modèle simple dans lequel le taux d'érosion latérale est proportionnel à la pente topographique transverse à l'écoulement et au taux d'érosion verticale [Davy and Lague, 2009; Nicholas, 2013b]. L'érosion latérale n'est appliquée qu'à la cellule voisine au précipiton possédant une altitude plus élevée que celle où se trouve le précipiton. Le taux d'érosion latérale est exprimée selon une relation de la forme :

$$\dot{e}_l = k_{el}\dot{e}\left(\frac{dz}{dy}\right)_{in} \quad (3.7)$$

avec k_{el} un paramètre défini arbitrairement et représentant l'érodabilité des berges, \dot{e} le taux d'entraînement vertical décrit dans l'équation 3.2 et $\left(\frac{dz}{dy}\right)_{in}$ la pente topographique transverse à la direction de l'écoulement. L'érosion latérale est calculée sur la cellule voisine du précipiton possédant une altitude plus élevée que celle-ci soit immergée ou non qui diffère de l'implémentation de Nicholas [2013c] qui n'applique l'érosion latérale que sur les cellules "sèches". Il peut aussi être exprimé en flux avec :

$$q_{s,el} = k_b q_s \left(\frac{dz}{dy}\right)_{in} \quad (3.8)$$

avec k_b une constante.

Il existe d'autres modèles utilisant des algorithmes plus complexes prenant en compte la courbure de la berge pour calculer le taux d'érosion latérale au détriment de temps de calcul plus élevés [Coulthard et al., 2006; Van De Wiel et al., 2007]. Ce genre de modèles est surtout utilisé pour étudier la migration des méandres [Ikeda et al., 1981]. Ce phénomène est négligé dans Eros, cela donc représente un challenge de savoir si ce type de modèle est critique dans la reproduction de la dynamique de tresses ou si les processus

physiques nécessaires sont déjà décrits dans le modèle.

Lors de simulations numériques, la valeur du paramètre k_{el} influence la géométrie des chenaux (largeur) et donc la distribution des contraintes cisailantes dans le lit de la rivière. Il contrôle aussi la forme et la mobilité latérale des rivières lorsque celles-ci sont dans un régime en tresse. L'influence de la valeur de k_{el} sur la dynamique des rivières est discutée dans la section 3.4.

3.2.4.2 Le dépôt latéral

Lorsqu'elles sont transportées en charriage, les particules sédimentaires ont une interaction forte avec le lit de la rivière. Elles sont donc sensibles à la géométrie du lit et aux diverses variations topographiques le caractérisant. Considérons une particule posée sur un lit de rivière plan légèrement incliné dans une direction normale à l'écoulement. Une fois la particule mise en mouvement dans le fluide sa trajectoire vers l'aval se décompose en une composante longitudinale et normale à la direction de l'écoulement [Ikeda, 1982; Sekine and Parker, 1992; Dey, 2003]. De cette composante normale résulte un flux de sédiments transverse à l'écoulement qui peut provenir de 2 sources : la gravité et les circulations secondaires de l'écoulement. Les résultats obtenus sur des rivières expérimentales ont montré que le flux sédimentaire transverse peut être défini par :

$$\frac{q_{s,dl}}{q_s} = \beta \left(\frac{\tau^*}{\tau_c^*} \right)^{-m} \tan(\omega) \quad (3.9)$$

avec $q_{s,dl}$, le flux de sédiment transverse, q_s le flux de sédiment dans la direction de l'écoulement principal, β une constante dépendant de l'angle de friction interne du matériel, m un exposant positif, ω l'angle de la pente transverse [Sekine and Parker, 1992; Talmon et al., 1995].

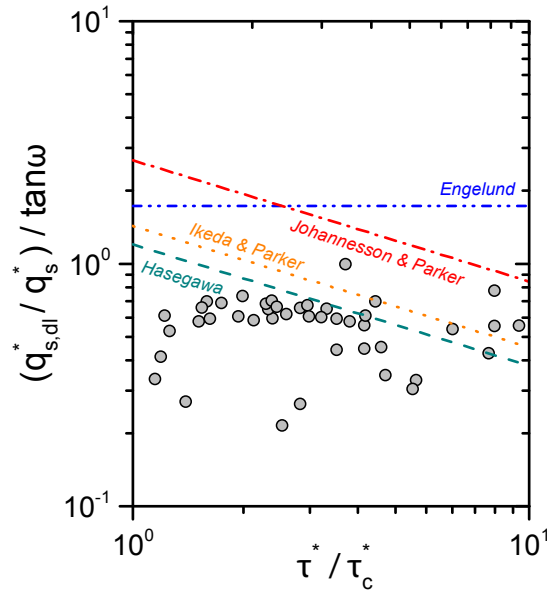


FIGURE 3.4 – Données de plusieurs expériences sur les taux de transport transverses. Quelques relations théoriques sont montrées. (Modifié de [Sekine and Parker, 1992])

Certaines relations théoriques démontrent une dépendance en loi de puissance du flux transverse à la contrainte cisailante à la puissance avec $m = 0.5$ (Fig. 3.4) [Sekine and Parker, 1992; Talmon et al., 1995]. Ces relations impliquent donc que les flux transverses sont plus importants lorsque la contrainte cisailante s'approche du seuil de transport. Néanmoins, les données expérimentales ne sont pas toutes en

faveur de tels modèles (Fig. 3.4), et semblent démontrer une indépendance du flux transverse à la contrainte cisailante ($m = 0$). L'équation 3.10 devient donc $q_n = \beta \tan(\omega) q_s$, avec $\beta = 0.55$ dans le cas de Sekine and Parker [1992] et $\beta = 1.79$ dans le cas de Engelund [1974].

Dans Eros, le dépôt latéral de sédiment est défini comme :

$$q_{s,dl} = k_{dl} q_s \left(\frac{dz}{dy} \right)_{out} \quad (3.10)$$

avec $\left(\frac{dz}{dy} \right)_{out}$ la pente topographique transverse entre la cellule du précipiton et les cellules voisines présentant des altitudes plus basses et k_{dl} qui peut être défini comme une constante ou comme une fonction de la contrainte cisailante basale. Cependant, les résultats de simulations numériques présentés dans ce travail utilisent une valeur de k_{dl} constante car les développements permettant de le faire varier avec τ n'ont été effectués qu'à la fin de ma thèse.

3.2.5 Bilan de masse

Les parties précédentes exposent le fonctionnement de chaque modèle indépendamment des autres, cette section est donc consacrée à la description de leurs interactions (Fig. 3.5). En utilisant les équations présentées dans les sections précédentes, il est possible de définir les équations de conservations de masse. Lors du passage du précipiton sur une cellule, sa charge sédimentaire augmente avec l'entraînement vertical de sédiment et le flux d'érosion latérale et diminue en déposant du sédiments sur la cellule active mais aussi par dépôt transverse sur les cellules voisines (Fig. 3.5). La variation spatiale de la charge sédimentaire contenue dans les précipitons (aussi appelé 'stock') s'écrit donc :

$$\frac{D(c_s h)}{Dt} = \frac{\delta(c_s h)}{\delta t} + \text{div}(q_s) = \dot{e} - \dot{d} + \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \left(\frac{q_{s,el} - q_{s,dl}}{\Delta y} \right) \quad (3.11)$$

avec h la hauteur d'eau, Δy la taille de la cellule dans la direction transverse au flux, $q_{s,dl}$ le flux de sédiment transverse que le précipiton dépose sur ces voisins, $q_{s,el}$, le flux provenant de l'érosion des berges d'une cellule voisine. Au niveau d'une cellule, l'équation de conservation de la masse (équation d'Exner) la variation temporelle de la topographie comme :

$$(1 - \phi) \frac{dz}{dt} = -\dot{e} + \dot{d} + \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \left(\frac{q'_{s,el} - q'_{s,dl}}{\Delta y} \right) \quad (3.12)$$

avec z l'altitude de la cellule, t le temps, ϕ la porosité du lit, $q'_{s,dl}$ le flux de sédiment transverse provenant d'un précipiton passant sur la cellule voisine à la cellule considérée, $q'_{s,el}$, le flux provenant de l'érosion des berges de la cellule où se trouve le précipiton.

Lors du passage d'un précipiton sur une cellule sont calculés, dans l'ordre :

- Les prédictions du modèle hydrodynamique : pente hydraulique, hauteur d'eau et contrainte cisailante.
- Les flux verticaux et latéraux : variation de la charge sédimentaire contenue dans le précipiton.
- La variation de la topographie de la cellule
- La variation de la topographie des cellules voisines au précipiton.

Ces actions se répètent jusqu'à ce que le précipiton atteigne la condition de sortie et qu'un autre soit lancé sur la condition d'entrée. Le lecteur intéressé par le développement détaillé de ces équations peut se référer aux annexes de la publication de la section 3.3. Le fonctionnement du code étant maintenant expliqué, la

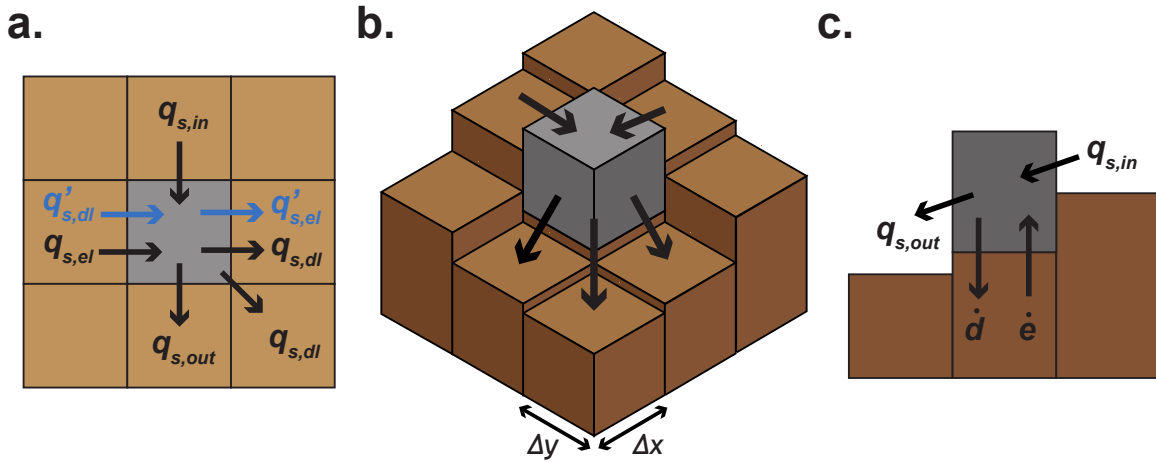


FIGURE 3.5 – Schéma démontrant le bilan des flux sur la charge sédimentaire du précipiton (en gris). **a.** Vue de dessus, **b.** Vue en perspective, **c.** Vue en coupe dans le sens de la direction de l'écoulement qui ne fait intervenir que les flux verticaux. Les flèches noires désignent les flux émanant du précipiton au centre de la grille. Les flèches noires représentent les flux intégrés pouvant provenir de l'action d'autres précipitons passant au voisinage du centre de la grille.

section suivante sera consacrée à la présentation d'exemple de simulations numériques afin de démontrer les capacités du modèle.

3.2.6 Evolution typique d'une simulation

3.2.6.1 Emergence des instabilités

Une des caractéristiques primordiales de chaque modèle d'évolution de paysages est l'émergence d'instabilités marginales ou, autrement dit, la chenalisation de l'écoulement. En d'autres termes, le modèle doit avoir une loi de transport de sédiments ou d'érosion présentant les conditions suffisantes et nécessaires pour qu'un écoulement chenalisé émerge d'un écoulement précédemment diffus. Les instabilités émergent principalement d'une petite perturbation sur le lit de la rivière à partir de laquelle celui-ci est incisé. L'incision engendre un minimum local qui a pour effet de changer la pente et de concentrer les débits en ce point et donc permettre soit d'amplifier ou d'amortir l'instabilité : (i) l'amplification a lieu car l'augmentation du flux d'eau au niveau du minimum local favorise la croissance de l'incision et (ii) les flux latéraux de sédiments ont tendance à remplir le minimum local et donc d'inhiber l'incision.

Dans le cas des rivières alluviales en transport limité, la condition nécessaire pour l'émergence de telles instabilités nécessite une augmentation non-linéaire du flux sédimentaire avec le débit ($q_s \propto q^m$ avec $m > 1$) [Smith and Bretherton, 1972; Loewenherz, 1991; Murray and Paola, 1997]. Si la loi de transport utilisée est la 'stream power law' paramétrée pour une rivière en transport limité, cette condition est automatiquement vérifiée car $m = 1.5$. Dans le cas d'une loi de transport en charriage du type Meyer-Peter et Muller :

$$q_s = k(\rho g(nq)^{0.6} s^{0.7} - \tau_c)^{1.5} \quad (3.13)$$

l'émergence des instabilités dépend de la distance de la contrainte cisailante à sa valeur critique, la non-linéarité entre flux d'eau et sédimentaire provient exclusivement de la présence d'un seuil

Loin du seuil q_s augmente quasi-linéairement avec q ($m = 0.9$) et ne respecte pas la condition d'émergence des instabilités (Fig. 3.6a,b). La condition de non-linéarité entre q_s et q est satisfaite lorsque la

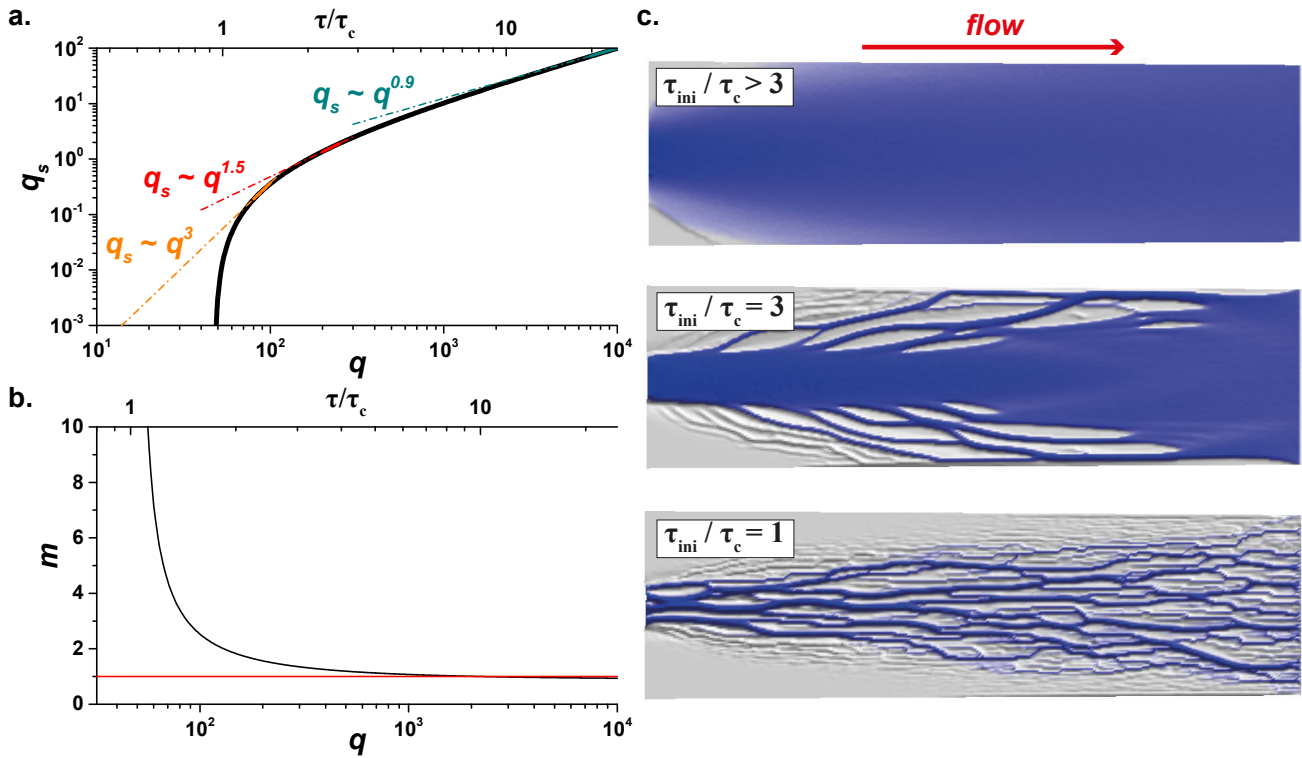


FIGURE 3.6 – **a.** Flux sédimentaire (q_s) en fonction de flux d'eau (q_w). **b.** Evolution de l'exposant m en fonction du débit d'eau. **c.** Différentes simulations d'Eros montrant l'influence du rapport entre la contrainte cisailante initiale et le seuil de transport. Les images correspondent à la même étape temporelle de la simulation. [Paramètres : $S_{ini} = 1\%$, $Q_w = 15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 1.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau_{u_c} = 1, 4.3, 13 \text{ Pa}$, $\xi = 2 \text{ m}$, $\Delta x = 2 \text{ m}$. Loi de transport : Meyer-Peter Muller].

contrainte cisailante s'approche du seuil pour des valeurs de $\tau/\tau_c < 3$. Il est possible de vérifier si Eros respecte bien les conditions d'émergences des instabilités en faisant des simulations présentant plusieurs valeurs de τ_{ini}/τ_c (Fig. 3.6c). Lorsque $\tau_{ini}/\tau_c > 3$ l'écoulement est diffus et occupe donc toute la largeur du chenal. Lorsque le seuil est plus élevé, l'écoulement commence à être chenalisé et la valeur du seuil contrôle la dynamique de la rivière. L'augmentation de la contrainte cisailante critique provoque l'émergence de plusieurs chenaux. La non-linéarité étant plus forte les minimums locaux émergeant sur la topographie sont plus profonds permettant une amplification des instabilités et surtout l'émergence de chenaux indépendants. Cependant, au cours du temps la dynamique latérale des chenaux donne lieu à des captures et des fusions de chenaux qui, à terme peuvent se regrouper en un seul chenal. Dans les simulations Eros, il est possible d'obtenir des résultats similaires au cas $\tau_{ini}/\tau_c > 3$ dans le cas où l'érosion latérale est trop forte provoquant donc l'inhibition des instabilités.

3.2.6.2 Rivière droite

L'un des premiers cas tests pour comprendre les capacités du modèle morphodynamique est celui de l'émergence d'un chenal à partir d'une topographie plane. Dès les premiers stades, la rivière commence à inciser le lit de sédiments près de la condition d'entrée des flux en faisant émerger un chenal défini par une certaine largeur. La chenalisation de l'écoulement se propage ensuite de l'amont vers l'aval assez rapidement en conservant la largeur ayant émergé durant les premiers stades (Fig. 3.8a et b). L'adaptation morphologique de la largeur de la rivière est plutôt rapide en atteignant un stage d'équilibre aux alentours

du stade $t = 50$. Cependant, la figure 3.8c montre que pour ce même stade la rivière n'est pas à l'équilibre des flux sur toute sa longueur et présente une capacité de transport supérieure au flux entrant. La mise à l'équilibre du système est alors assurée par une décroissance de la pente provoquant une baisse de la capacité de transport.

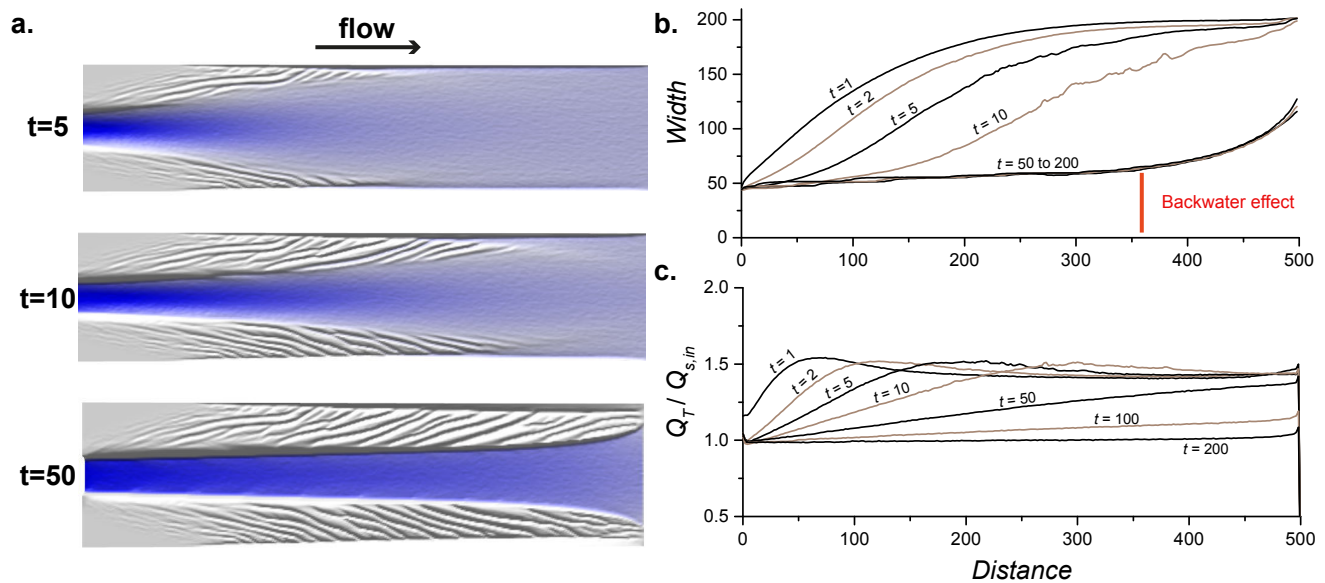


FIGURE 3.7 – **a.** Evolution temporelle d'une simulation d'une rivière droite. **b.** Evolution de la largeur de la rivière en fonction de la distance à la condition d'entrée d'eau pour différents pas de temps. **c.** Evolution du rapport entre capacité de transport de la rivière et le flux sédimentaire d'entrée pour différents pas de temps. [Paramètres : $S_{ini} = 1\%$, $Q_w = 15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 1.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau_{uc} = 4 \text{ Pa}$, $\xi = 2 \text{ m}$, $\Delta x = 2 \text{ m}$. Loi de transport : Meyer-Peter Muller].

Lors des premières étapes de calcul, les cellules près de la condition d'entrée présentent des capacités de transport très élevées devant le flux de sédiment entrant (Fig. 3.8c). Ceci provoque une incision forte de la rivière dans les sédiments qui chenalise directement l'écoulement. Grâce à l'action conjointe des différents modèles, une largeur émerge de telle sorte à ce que les cellules aux abords de l'écoulement présentent une contrainte cisailante basale inférieure au seuil, inhibant ainsi l'érosion latérale des berges. Cette largeur est fonction de paramètres tels que le flux entrant de sédiment, le débit d'eau, le coefficient de friction, la longueur de transport, la taille médiane des sédiments et le coefficient d'érosion latérale. Qualitativement, la largeur :

- augmente avec le flux de sédiments entrants, le débit d'eau, le coefficient de friction et le coefficient d'érosion latérale.
- diminue quand la taille des sédiments et la longueur de transport augmentent.

Ces paramètres peuvent être classés en 2 catégories : les paramètres naturels (flux et taille de grain) représentant les conditions aux limites du problème étudié et les paramètres liés aux modèles utilisés et dont il est nécessaire de calibrer les valeurs.

3.2.6.3 Rivière en tresses

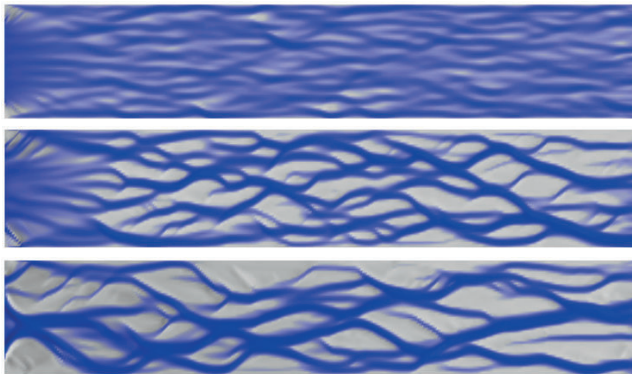
La dynamique des rivières en tresses a un caractère complexe que les chercheurs ont essayé de comprendre à la fois par des observations naturelles mais aussi par une approche numérique. Les premiers modèles numériques ayant attaqué ce problème ont visé à mettre en lumière les processus fondamentaux

de la dynamique en tresses [Murray and Paola, 1994, 1997]. Ces premières études ont identifié la nécessité d'avoir une relation non-linéaire entre le flux de sédiments et le débit local menant à l'émergence des instabilités et un terme de dépôt latéral pour reproduire la dynamique latérale des tresses.

D'après les différents tests effectués avec Eros, les processus permettant la simulation d'une dynamique alluviale en tresse sont :

- Une loi de transport sédimentaire définissant le flux de sédiment comme une fonction non-linéaire du débit d'eau. Dans le cas d'une loi de transport en charriage cette condition n'est respectée que lorsque le rapport entre contrainte cisailante et sa valeur critique (τ/τ_c) sont proches de 1 (voir section 3.2.6.1).
- Plus τ/τ_c sera proche de 1, plus le nombre de chenaux indépendants sera élevés participant au déclenchement de la dynamique en tresse.
- Une érosion latérale suffisante pour permettre la migration des chenaux.
- Un flux de sédiments entrants suffisamment élevé pour éviter que la rivière ne s'incise dans son lit, résultant finalement à une rivière droite.

a. Stream Power Law



b. Meyer-Peter Muller

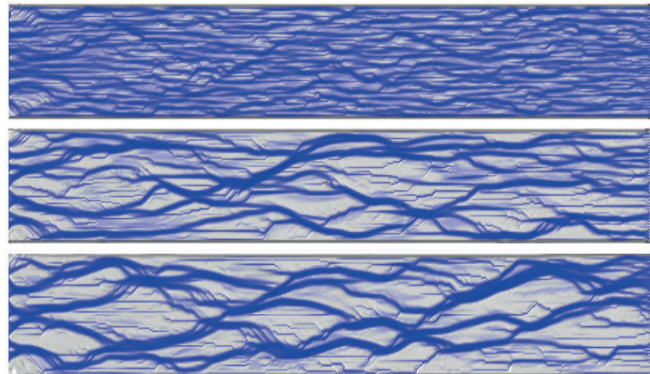


FIGURE 3.8 – Evolution temporelle d'une simulation d'une rivière en tresses. **a.** Loi de transport utilisée : Stream Power Law. [Paramètres : $S_{ini} = 1\%$, $Q_w = 160 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 0.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\xi = 2 \text{ m}$, $\Delta x = 10 \text{ m}$.] **b.** Loi de transport utilisée : Meyer-Peter and Muller. [Paramètres : $S_{ini} = 0.5\%$, $Q_w = 400 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 0.75 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau_{c} = 26.5 \text{ Pa}$, $\xi = 2 \text{ m}$, $\Delta x = 10 \text{ m}$.]

La figure 3.8 montre l'évolution temporelle d'une simulation de rivière en tresses. Les premiers stades illustrent l'émergence des instabilités distribuées sur l'ensemble de la topographie à partir desquelles les chenaux vont commencer leur croissance. Ensuite, les chenaux vont croître en largeur par la fusion de plusieurs chenaux. Ici, le flux entrant de sédiment est assez fort pour que la rivière soit légèrement en sous-capacité qui mène à une aggradation du lit de la rivière mais qui permet aussi de préserver la dynamique en tresses. Certains auteurs ont proposé une fluctuation des débits entrants comme responsables de la dynamique en tresse. Cette hypothèse ne constitue pas un processus nécessaire car il a été prouvé lors d'expériences analogiques et numériques que la dynamique en tresse était observée aussi avec un débit constant. Cependant, lors des simulations Eros, si celle-ci évolue sur de longues périodes de temps, il arrive généralement un stade où les chenaux indépendants fusionnent en un seul chenal. Une incision des chenaux trop élevée peut entraîner l'inhibition ou le ralentissement de la migration latérale des chenaux : (i) les cellules externes des chenaux ont plus de chance d'être sous le seuil de transport et (ii) le différentiel d'altitude entre la berge et le lit étant plus élevé l'érosion latérale met plus de temps à éroder la berge.

3.3 A precipiton method to calculate river hydrodynamics, with applications to flood prediction and landscape evolution models

Philippe Davy¹, Thomas Croissant¹ and Dimitri Lague¹

¹*Géosciences Rennes, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes*

corresponding author: P. Davy (philippe.davy@univ-rennes1.fr)

Abstract

The “precipiton” method is part of the particle-based methods, and consists in routing elementary water volumes (i.e. precipitons) on top of topography with erosive and deposition actions. Here we present an original way to calculate both river depth and velocity from a method that remains embedded into the precipiton framework. The method consists in solving water depth from a differential equation where the water depth is increased by a constant quantity at each precipiton passage, and decreased by a mass balance 1st-order differential equation, where the flux is related to water depth from a flow resistance equation. The precipitons are then routed downstream on top of the resulting water surface. The method is applicable even if the precipitons are routed one by one, i.e. independently of each other, which makes it quite fast. Compared to the grid-based methods, this particle method is not subject to the classical drying-wetting issue, and allows for straightforward transfers between river bed and running water. We have applied the method to different cases (channel flow, flow over topographic bumps, or real cases with high-resolution LIDAR topography). In all cases, the method fits well the shallow water solution without inertia. When coupled with erosion and sediment transport equations, the model is able to reproduce a large range of river patterns (from straight to braided channels) with geometries independent of grid size. Both multi-thread experiments give new insight about the development of the braiding instability.

1. Introduction and state-of-the art

Cellular and precipiton (elementary volume of water launched stochastically on top of the topography) methods have been popular to mimic self-organized emerging properties of geomorphological systems, from high-resolution braided patterns to drainage network organization [Chase, 1992; Coulthard *et al.*, 2007; De Boer, 2001; Doeschl-Wilson and Ashmore, 2005; Doeschl *et al.*, 2009; Favis-Mortlock, 1998; Murray and Paola, 1997; Murray and Paola, 1994; Murray and Paola, 1996; Nicholas and Quine, 2007; Nicholas, 2009; 2010; Parsons and Fonstad, 2007; Sapozhnikov *et al.*, 1998; Thomas and Nicholas, 2002; Thomas *et al.*, 2007]. Such high-resolution high-frequency fluvial geomorphic structures and dynamics are beyond the scope of simple landscape evolution model (see the state-of-the-art review by [Tucker and Hancock, 2010] and references

therein), whose hydrodynamic description is much too rudimentary. Similarly, they are hardly modeled with sophisticated CFD models because of computational time, although recent progress are worth noting [*Jang and Shimizu, 2005; Nicholas et al., 2013; Schuurman et al., 2013; Wang et al., 2010*].

If cellular automata and precipiton methods are worth considering for complex patterns in geomorphology, solving hydrodynamics constitutes a major difficulty, and for some model a clear weakness, that casts doubt on the relevance of results. The dependency of resulting channel geometries on grid size that was observed on the seminal model of *Murray and Paola [1994]*, as well as on the following [*Doeschl-Wilson and Ashmore, 2005; Nicholas and Quine, 2007; Ziliani et al., 2013*], demonstrates a failure in the mathematical description that formally makes these models irrelevant to a continuous description of real systems. The basic reason is that the classical kinematic wave assumption used in these models neglects the water pressure depth gradient; but this force is critical to enable for instance channel width to remain finite [*Tucker and Hancock, 2010*]. Without this pressure gradient term, the landscape evolution models are unable to predict channel width from erosion dynamics; they must specify it as an external relationship and basically consider channels to be 1D “wires” surrounded by 3D hillslopes. As this external relationship imposes a fixed relationship between channel width and mean discharge, these models cannot capture for instance, the tendency for alluvial channel width to vary with sediment supply and/or incision rates (e.g., [*Duvall et al., 2004; Lague, 2010; Lague, 2014; Lave and Avouac, 2001; Simon and Thorne, 1996; Whittaker et al., 2007*]).

There are not very many studies, which describe the 2D (and so even 3D) hydrodynamics equations with erosion and transport, with applications on river width dynamics and lateral channel migration. Most of them are based on grid-based Eulerian methods [*Cao et al., 2004; Cao, 2007; Coulthard et al., 2013; Darby et al., 2002; Duan and Julien, 2005; Edmonds and Slingerland, 2007; Fagherazzi and Sun, 2003; Jang and Shimizu, 2005; Lesser et al., 2004; Nicholas et al., 2013; Ruther and Olsen, 2007; Simpson and Castelltort, 2006; Simpson, 2007*]. The main numerical issue when dealing with channel dynamics is to take into account the wetting (flow spreads over dry areas) and drying of topography (flow quits some areas). This can occur in many natural situations either due to flow variations or when channels move laterally by erosion [*Horritt, 2002*] (see the discussion in [*Bradford and Sanders, 2002*], and geomorphological applications in [*Jang and Shimizu, 2005*]). Another issue is to consider non-local sediment transfer [*Foufoula-Georgiou et al., 2010; Stark et al., 2009*], which result from sediment transfers between bed topography and running water over a wide range of spatial scales. Particle methods allow for solving quite naturally both issues.

In this paper, we present an improvement of the initial “precipiton” method consisting in routing elementary water volumes (i.e. precipitons) on top of topography with erosive and deposition actions [*Chase, 1992; Crave and Davy, 2001; Davy and Crave, 2000*]. A major advantage of particle methods is that the sediment exchange between free surface flow and erodible bed is explicitly written with (for instance) both erosion and deposition terms as in [*Davy and Lague, 2009*], while the coupling between

hydrodynamics and sediment erosion/transport remains a difficulty for classical numerical scheme [Cao, 2007]. The obvious drawback of the precipiton method is its very crude approximation of the river hydrodynamics since the method basically assumes that precipitons move down the steepest topographic slope.

Here we present a significant step forward that enables calculating both river depth and velocity from a method that remains intimately embedded into the precipiton framework and exploits its computing efficiency. The method is applicable even if the precipitons are routed one by one, i.e. independently of each other. It is not subject to the classical wetting-drying issue (see the description below), and can be applied at catchment scale or over a given channel reach using high resolution digital elevation models

The paper is organized as follow. First the basic hydraulic equations and their implementation in the framework of precipitons are presented. Then, we apply the method to various artificial cases, we compare it to the storage cell inundation model *Lisflood-FP* [Bates et al., 2010] that have been recently coupled with the cellular automata model *CAESAR* to address the hydrodynamic issue in landscape evolution model [Coulthard et al., 2013]. We also apply it to natural cases with high resolution LIDAR topography. Lastly, we show how the model can be coupled with erosion and deposition rules to perform landscape-evolution modeling.

2. A particle method for solving hydrodynamics

2.1. Basic equations

The 2D shallow water equation is a widely used approximation of the 3D Navier-Stokes equation for applications such as the evaluation of flooded areas, erosion and sediment transport predictions, landscape evolution model, etc.(see a review in [Horritt and Bates, 2002]). The basic equations are the conservation of mass and the conservation of momentum equations integrated over the flow depth, where the basic forces are gravity and friction drag. The water balance writes as:

$$(1) \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \partial_i q_i = 0,$$

where h is the water depth, t is time and q_i the flow discharge vector is $q_i = hu_i$ with u_i the mean flow velocity vector. The momentum equation involves three terms:

$$(2) \quad \rho h \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho g h \left(\frac{\partial h}{\partial x_i} + \frac{\partial Z}{\partial x_i} \right) - \tau_i,$$

where Z is bed elevation, τ_i the resisting friction force on river bed, ρ the water density, x_i and x_j the horizontal coordinates, u_i and u_j the horizontal coordinates, and g the gravitational constant. The shear stress τ_i is supposed to be maximum along the flow path and equal to zero perpendicularly.

The left-side terms represent inertia. The first term ($\rho h \frac{\partial u_i}{\partial t}$) vanishes at steady state, but it has been found to capture a large part of the non-stationary flooding characteristics [de Almeida and Bates, 2013]. The second left-side term represents the convective acceleration; it is important in places where there exist large spatial variations of discharge intensity or direction, and negligible – or less important – in channel reaches where the flow is more gradually varying.

The right-side term represents both driving (gravity) and resisting forces. The first term ($\rho g h \frac{\partial h}{\partial x_i}$) is the fluid pressure term, which is neglected in the 2D kinematic wave approximation, so that water is flowing in the direction of steepest downward topographic gradient [Tucker and Hancock, 2010]. This assumption is very crude since it basically does not allow water to spread laterally over submerged banks, making any 2D kinematic wave model unable to address the basic issue of channel width (see for instance [Izumi and Parker, 1995]). The second term is the resistance of the channel bed and banks on flow, which is collinear to the flow velocity such as:

$$(3) \quad \tau_i = K(h)|\mathbf{u}|u_i,$$

where $|\mathbf{u}|$ is the velocity modulus and $K(h)$ a function, which is found to be slightly dependent on h in experiments (Manning model [Manning, 1891]), or modeled as a constant (Darcy-Weisbach). K is dependent on the rugosity of the river bed. Equation (3) implicitly assumes that the basal friction on river bed is much larger than any of the other frictional terms that are lateral bank friction and viscous drag in the water column.

If we assume that the inertial terms are negligible, the momentum equation (2) provides two critical pieces of information: the flow velocity u_i is parallel to the water table slope s_i , and both quantities are related by the following relationship (also called the “friction” equation in the following):

$$(4) \quad u_i = C h^\alpha \frac{s_i}{\sqrt{s}},$$

where α is an exponent equal to $\frac{1}{2}$ for Darcy-Weisbach model and $\frac{2}{3}$ for Manning, and C a constant such as: $C = \frac{\rho g h^{\frac{1}{2}-\alpha}}{K(h)^2}$.

The minimum requirement to take into account the pressure gradients is to consider s_i in eq.(4) as the slope of the water surface rather than of topography. This implies to solve equations (1) and (2) (or (4)) in 2D to derive both water depth h and velocity u_i as it is classically done in flood inundation models (see a review in [Horritt and Bates, 2002]). The cost in terms of computation time seems hardly compatible with landscape evolution models, although significant improvements have been obtained in modeling quite a long term evolution of braided and meandering patterns [Jang and Shimizu, 2005; Nicholas et al., 2013; Ruther and Olsen, 2007]. Recent advances with cellular

automata techniques are also worth noting [Coulthard *et al.*, 2013], which couples the erosion/deposition code *Caesar* with *Lisflood-FP* [Bates and De Roo, 2000].

To our knowledge, there is no attempt to solve the shallow water equation with precipiton methods in landscape evolution models, although this method offers substantial advantages compared to the classical Eulerian methods [Crave and Davy, 2001]. Since particles are following or making flow, the largest density of particles is naturally encountered in large flows. Wetting and drying are natural. The interplay between erosion and hydrodynamics is rather straightforward: particles are routed with hydrodynamics rules (fixing direction and speed), and interact with topography during the path. The boundary conditions are easily managed: particles are launched from places where water input flow is defined (either by rainfall or river inflow). There are other particle-based methods used for solving hydrodynamics, such as smooth particle hydrodynamics [Lee and Han, 2010; Solenthaler *et al.*, 2011] or particle-in-cell [Brackbill *et al.*, 1988]. They share most of the above-cited advantages, except may be a more complex way to manage boundaries [Li and Liu, 2002; Liu and Liu, 2003]. But they require calculating the interactions between particles, which is time consuming.

The precipiton method is based on running water particles one by one on a fix rectangular grid, where the elementary motions are restricted to the 8 nearby neighbors. In that sense, the method is close to cellular automaton, but it remains a particle method since the grid is only updated at the particle passage. As for other particle-based methods, it makes use of equations (2) or (4) to route particles.

2.2. A stochastic particle-based method for solving hydrodynamics

In this paper, we propose to solve equations (1) and (4) (i.e. by neglecting the inertia terms in eq. (2)) by using a particle method based on the code *€ROS* [Crave and Davy, 2001; Davy and Crave, 2000]. The code routes elementary water volumes that interact with topography. The concepts of precipitons was originally introduced by Chase [1992]. Precipitons are a discrete representation of water volumes that are stochastically generated by rainfall and then run over topographic surfaces. In the initial version, the precipitons are moving downward in the direction of topographic slope. They erode topography by an amount that depends on discharge and slope; discharge is calculated at each grid cell from the frequency of precipiton passages over the cell; the amount of erosion is calculated from discharge and topographic slope, and deposition from the amount of sediments brought by the particle.

The basic requirement to take into account hydrodynamics is that the particle velocity (and thus direction) is defined according to eq.(4). It comes to route the precipiton on top of the water surface rather than of topography. A stochastic algorithm is implemented where the particle direction is chosen probabilistically as a function of velocity, and of water slope:

$$(5) \quad P_i \sim u_i \sim \sqrt{H(s_i) * s_i},$$

where P_i is the probability for the particle to follow the direction i , H is the Heaviside function (1 if positive, 0 if negative), and s_i is the slope magnitude in the direction i . The probability term ensures that all possible directions defined in eq. (4) are actually sampled probabilistically. In that sense, eq. (5) represents the stochastic equivalent of the directional component of the friction equation (4).

The stochastic walk results in a series of precipitons that pass through each cell at a rate proportional to the local discharge [Crave and Davy, 2001]. The inflow of precipiton in the cell is defined as:

$$(6) \quad Q_p = \sum_p V_{p,\text{in}} \delta(t_p).$$

p numbers the list of precipitons that pass through the cell at time t_p . $V_{p,\text{in}}$ is the volume of water carried by the precipiton p when getting into cell, and δ the delta function. The integral of Q_p over time is the total volume of water entering into the cell. Because of the stochasticity introduced in the precipiton creation and routing (eq. (5)), the passage of particles on a cell can be described by a Poissonian process, where the arrival time of a particle is independent of the others (Markov hypothesis). The list of passage time t_p thus follows a Poissonian distribution, whose time interval between successive precipitons is exponentially distributed with a characteristic time equal to the ratio V/Q , where V is the average volume of precipiton and Q the average flow rate [Crave and Davy, 2001].

The basic idea of the method is to calculate the water depth h resulting from a stochastic differential equation that expresses a water mass balance equation for each cell C :

$$(7) \quad A \frac{dh}{dt} = -\phi(h, s) + Q_p = -\phi(h, s) + \sum_p V_{p,\text{in}} \delta(t_p),$$

where A is the cell area. In eq.(7), the cell is filled up by precipitons (last hand-right term), and runs out at a rate given by the flow rate function $\phi(h, s)$ (first right-hand term). The choice of the function ϕ is the key point of the method; we define it as the flow rate given by the friction equation (4), which is either the Manning or Darcy-Weisbach relationship:

$$(8) \quad \phi(h, s) = uh\Delta y = \Delta y \cdot C \cdot \sqrt{s}h^{\alpha+1},$$

where Δy is the flow width (i.e. the grid cell dimension perpendicular to the flow direction).

Since the inflow occurs at discrete time, eq. (7) comes to solve a first-order differential equation between two successive precipitons:

$$(8) \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{\phi(h,s)}{\Delta x \Delta y},$$

where Δx is the pixel length (i.e. the grid cell dimension parallel to the flow direction). The equation becomes:

$$(9) \quad \frac{dh}{dt} = -\frac{C}{\Delta x} \sqrt{s} \cdot h^{\alpha+1}.$$

This first-order differential equation says that the cell is emptying with an apparent time scale of $\frac{\Delta x}{u(h,s)}$. It can be solved analytically if the slope s is assumed constant: Combined with eq. (7), this gives the following expressions:

$$(10) \quad \text{if } t < t_p: h(t) = h_{p-1} \left(1 + \alpha \frac{C}{\Delta x} \sqrt{s} \cdot h_{p-1}^\alpha (t - t_{p-1}) \right)^{-1/\alpha},$$

$$(11) \quad \text{for } t = t_p: h_p = h_{p-1} \left(1 + \alpha \frac{C}{\Delta x} \sqrt{s} \cdot h_{p-1}^\alpha (t_p - t_{p-1}) \right)^{-\frac{1}{\alpha}} + \frac{V_p}{\Delta x \cdot \Delta y},$$

where the series h_p refers to the water depth at time t_p , just after the volume increase (i.e. the relative maxima observed in Figure 1, which shows an example of such evolution).

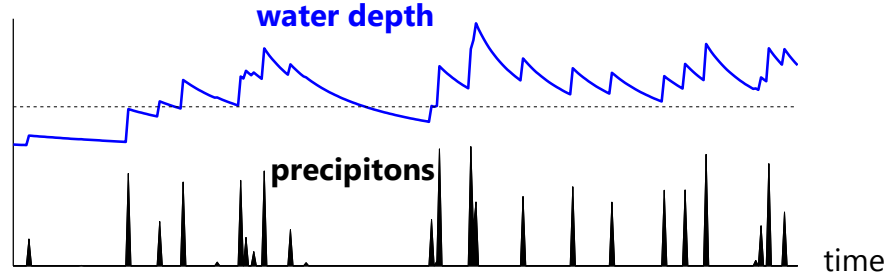


Figure 1: Schematic graph showing the evolution of water depth (upper) and precipiton volume (lower) with time. The water depth increases abruptly at each precipiton passage and then decreases gradually according to eq. (9).

The series h_p constitutes the solution of the stochastic equation (7). An example of typical evolution is given in the Figure 1. If the fluctuations are small enough, the water depth average $\bar{h} = \langle h_p \rangle$ is the value predicted by the friction equation 4: $q = \frac{Q}{\Delta y} = C \cdot \sqrt{s} \cdot \bar{h}^{\alpha+1}$ (see the demonstration given in the Appendix for small fluctuations). Thus eq. (11) constitutes the stochastic equivalent of the magnitude of the friction equation (4).

Eq. (9) gives the precipiton volume $V_{p,\text{out}}$ when leaving out cell. To maintain a global mass balance for water, it must be equal to the total volume of water loosed by the cell since the latest precipiton $p - 1$, just before being filled up by the precipiton P :

$$(12) \quad V_{p,\text{out}} = \int_{t_{p-1}}^{t_p} \phi(h, s) dt = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \left(h_p - h_{p-1} - \frac{V_p}{\Delta x \cdot \Delta y} \right),$$

$V_{p,\text{out}}$ becomes the inflow precipiton volume for the next cell visited by the precipiton. Equation (12) is the actual equivalent of the mass balance equation (1).

The numerical simulations consist of a five-stage process (in bracket, we give the continuous equivalent):

1. (*rainfall*) Precipitons are created according to an inflow map, which describe all the processes that contribute to flow on topography (rainfall, channel discharge or groundwater seepage). The initial volume of precipiton is $V_p^0 = Q \cdot dt$, where Q is the local inflow or discharge, and dt is the time increment between two successive precipitons “launched” on the grid, wherever they land on.

2. (*directional component of the friction equation*) The precipitons are routed in a neighboring cell according to eq. (5). The water surface slope is calculated by updating the water depth of neighboring cells at the time $t = t_p$ by using eq. (10).

3. (*magnitude component of the friction equation*) The water depth is updated in the cell by applying eq. (11), which is an approximate solution of eq. (7) valid for constant slope. Note that the slope in eq. (11) is the one calculated at $t = t_{p-1}$.

4. (*mass balance equation*) The precipiton volume is updated by applying eq. (12).

5. (*boundary conditions*) The precipiton path ends up when it reaches points of the grid that are specified as “absorbing” boundary elements. Since the downward slope cannot be calculated for these points, the water depth must be fixed by a relationship, or calculated in the same manner than for others by using a surrogate value of water slope (the water depth slope of the upward cell, or the topographic slope).

It is also possible to use a “stationary” variant of the preceding scheme, where the precipiton volume is not updated in stage 4.

4b. The precipiton keeps all along its path its initial volume. The transient stage are not described correctly, but the solution goes very fast to the stationary solution since the precipiton “fills” all downstream points with a constant volume V_p^0 . Since the stationary stage is defined as $V_{p,out} = V_{p,in}$, the solution is similar to the eventual stage of the full equation.

However, with this variant, the mass balance is not ensured for each precipiton but on average. Hereafter, we discuss a few important points of the model.

Why this is a stochastic equation

The basic equations (5) and (7) contain stochastic terms both in the direction probability P_i and in the t_p series, which follow a Poissonian distribution. The spatial derivatives that are intrinsic to the basic equations (1) and (2) are ensured by the variations of the precipiton paths. The speed of the method is largely due to the fact that precipitons are independent of each other, i.e. launched one by

one. The relationships between adjacent cells is mainly provided by the time series t_p , and h_p that are recorded on each cell of the grid.

Stability criteria

We propose here an attempt to formalize a stability criterion for the method. The results will be checked with numerical examples in the following paragraphs.

As shown in Figure 1, the method induces time fluctuations of the water surface, which in turn modifies the slope distribution s_i . If the fluctuations are larger than the general “expected” slope s , the precipiton walk will be considerably perturbed and it is not sure that the numerical solution converge to the expected one. The water surface fluctuations have two sources: 1) the abrupt increase $\frac{\bar{V}_p}{\Delta x \cdot \Delta y}$ (see eqs. (10) and (11), and Figure 1), and 2) the fluctuations of the time series $\Delta t_p = t_p - t_{p-1}$. Both affect the considered cell but also for its neighbors, and thus contribute to modifying slopes s_i . To quantify these effects, we start from the linearized form of equation (11), which is valid for small V_p values:

$$(13) \quad \Delta h_p = h_p - h_{p-1} \cong h_{p-1} \left(1 - \frac{c}{\Delta x} \sqrt{s} \cdot h_{p-1}^\alpha \Delta t_p \right) + \frac{V_p}{\Delta x \cdot \Delta y}$$

The first and second terms of the equation(10) are likely identical at stationary regime. Since $\sigma_{\Delta t_p} = \Delta t_p$ for a Poissonian distribution, we expect the variability on Δh_p to be equal to $\frac{2 \cdot V_p}{\Delta x \cdot \Delta y}$.

A necessary stability condition for the numerical scheme is that the fluctuation of water surface does not affect too much the downward routing of precipitons, in other words, that the amplitude of fluctuations must remain smaller than the variations due to water slope s :

$$(14) \quad \frac{\bar{V}_p}{\Delta x \cdot \Delta y} \ll s \Delta x,$$

This result will be tested in the following simulations.

Flow path

The precipitons are moving along the grid lines or diagonals. Although the 8 directions are allowed, the precipiton paths is not exactly matching the flow path because of its grid dependency. The method is thus supposed to quantify flow between cells, not exactly flow paths (although it may give an estimate).

Can we avoid calculating the transfer time t_p ?

We assume that, in any cell of the precipiton path, the difference in time between two successive precipitons, $\Delta t_p = t_p - t_{p-1}$ (see eqs. 7 and 11) is well predicted by the average of the initial difference $\Delta t_p^0 = t_p^0 - t_{p-1}^0$, where t_p^0 is the time when the precipitation P is generated on topography. This assumption is valid if the transfer time is short compared to the time between two

successive precipitons, or if the transfer time to a given cell is equivalent for all the precipitons. This is thus a reasonable assumption if a precipiton is an erosive rain event that occurs only a few times a year, as it was assumed in [Chase, 1992; Crave and Davy, 2001]. For hydrodynamic issues such as flood prediction, this assumption is no more valid, and a transfer time should be calculated for evaluating Δt_p . However, the method does not require to know precisely all Δt_p values in all cells, but only the average $\overline{\Delta t_p}$ over a certain time scale t_{avg} , which can be much longer than each Δt_p . It is easy to demonstrate that $\overline{\Delta t_p} \sim \overline{\Delta t_p^0}$ if the averaging time t_{avg} is longer than the transfer time of precipitons. Indeed the total number of precipitons passing through the cell during t_{avg} will not be very different if we take account of the transfer time or not.

Lakes

In “lakes”(i.e. regions surrounded by a higher elevation ridge), we expect the slope to be very small, and thus the precipiton to fill in the lake until they can flow out from the lowest cell of their ridge boundary. The capacity of the model to manage the lake filling is a critical point of the method since it is generally a difficulty for numerical modeling.

Numerical implementation

The precipiton model has been implemented in C++ according to the description given in the previous paragraph. The code is called *Floodos* hereafter and is available with an open source license.

3. Hydraulic simulations and comparison with other methods

All the simulations described below have been performed by considering a Manning relationship for flow resistance with a Manning coefficient of 0.04. The coefficient of equation 4 are thus: $\alpha = \frac{2}{3}$, and $C = \frac{1}{n} = 25$.

3.1. Transient experiments

The first test is a rectangular channel with a flow condition at the upper boundary (Fig. 2a), where precipitons are thus generated. The model parameters are given in the Table 1. Calculations have been performed in the non-stationary mode as described above, similar to a dam-break flood event. Predicted water depths were compared with *Lisflood-FP*, one of the most used numerical model in flood prediction, [Bates et al., 2010; Coulthard et al., 2013], whose predictions have been benchmarked [Bates et al., 2010; Hunter et al., 2005]. We used the implementation of *Lisflood-FP* in *Caesar: Caesar–Lisflood 1.6a* [Coulthard et al., 2013].

Table 1. Model parameters for the simulations presented in figures 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 and 9

	Width (pixel)	Length (pixel)	wet pixels (pixel)	Δx (pixel)	Inflow	Slope	n	CPU time (min)	Figures
U-shape channel	100	2000	200000	1	120	0.002	0.04	12.48	3b, 9
	50	1000	50000	2	120	0.002	0.04	2.1	2a, 3a&b, 9
	25	500	12500	4	120	0.002	0.04	0.57	3b, 9
Bump	20	250	50000	0.1	0.02- 0.2	0.001	0.04	/	4
Cruz LIDAR DEM (reach mode)	2053	1352	286000	2.5	500	/	0.04	34	5c, 7a&c, 9
	685	451	36500	7.5	500	/	0.04	1.4	6, 9
	229	151	4190	22.5	500	/	0.04	0.05	7b&c, 9
Cruz LIDAR DEM (catchment mode)	331	396	131076	7.5	60	/	0.04	4	8

Figure 2b shows a comparison of water depth for different time steps between *Lisflood-FP* and our model. Results show that *Floodos* perfectly matches the predictions of *Lisflood-FP* for each time step of the simulation, attesting the ability of our model to reproduce the transient behavior of a flood propagation. Except the first 4 lines close to the boundary, for which *Floodos* shows boundary effects, the difference between both models is about 0.5% on average.

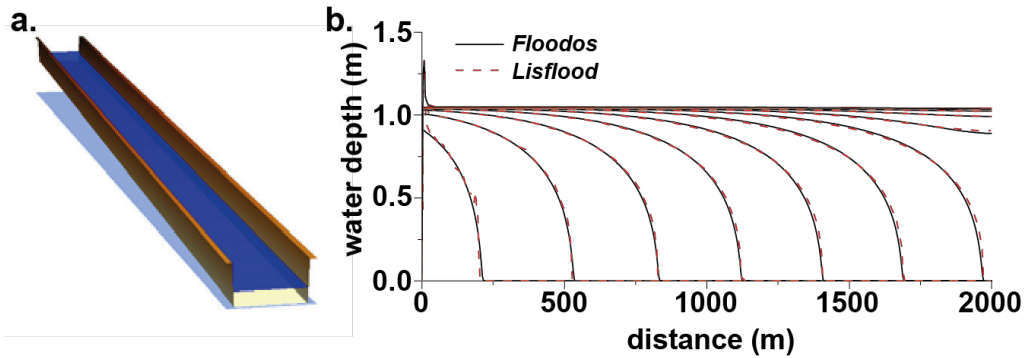


Figure 2: a. Straight U-channel used to compute water depth. b. Predicted water depth at different time steps for the 2 models. Predictions of *Floodos* are in good agreement with *LISFLOOD-FP*.

3.2. Stationary mode and convergence conditions

In the stationary mode (point 4b in the code description, previous paragraph), the precipiton keeps its initial volume all along its path (i.e. $V_p = \text{cst}$) entailing a faster filling of the water volume and thus a much shorter time to reach the stationary regime. To test the code efficiency, we use the same parameters as in the previous case. Given the rectangular shape of the channel and the fact that only the basal friction is considered in this example (see the discussion after eq. (3)), this experiment can be easily compared to a 1D Manning analytical solution, although the calculation is actually performed in 2D. Figure 3a shows the calculated water depth as a function of time, for different

calculation time steps dt (and thus precipiton volume $V_p = Q \cdot dt$, with Q the inflow). The first stage of water depth increase corresponds to the infilling of the rectangular channel, whose time scale depends on the grid size but not on the elementary precipiton volume V_p (see the discussion below). The number of precipitons requires to reach stationary is thus inversely proportional to V_p .

Although each run converges at some point to a stationary solution, the obtained value is correct only for small precipiton volume V_p (dashed and dotted curves in Figure 3a). The stability criterion corresponds to a critical precipiton volume V_p^c about equals to $2 \cdot 10^{-2}$. We verify the conjecture formulated in the previous paragraph, that the precipiton volume should remain smaller than water height difference between adjacent cells along stream (eq. (14)). We found here that, given the eventual slope s_o , the ratio $S_t = \frac{V_p}{s_o \Delta x^2 \Delta y}$ must remain smaller than 0.75.

The effect of the grid size, Δx , on the water depth calculation is shown in the Figure 3b. In order to compare results from the different tests, the time step value dt (or precipiton volume V_p) was chosen as the largest that respect the stability criteria $S_t = 0.75$. The time to stationary solution increases with Δx . This result is the direct consequence of the method. Indeed each precipiton fills the downstream grid cells by a volume $V_p = Q \cdot dt$. Thus the total amount of water brought by precipiton in the system is $V_p \cdot \frac{L_x}{\Delta x}$, and the number of precipiton to reach a given water depth h_c is the ratio between the total volume, and the volume brought by precipiton $n_p = \frac{h_c L_y \Delta x}{V_p}$. Replacing V_p by its value given by the stability criterion leads to $n_p = \frac{h_c L_y}{S_t s_o \Delta x \Delta y} = \frac{h_c}{S_t s_o L_x} N_t$, where N_t is the number of grid cells. This result shows that the number of precipiton necessary to bring the required amount of water basically increases as the number of grid cells. As observed in Figure 3b, the corresponding time $t = \frac{n_p V_p}{Q_o} = \frac{h_c L_y \Delta x}{Q_o}$ increases linearly with Δx . The dependency of the computational time with resolution will be discussed in section 3.5.

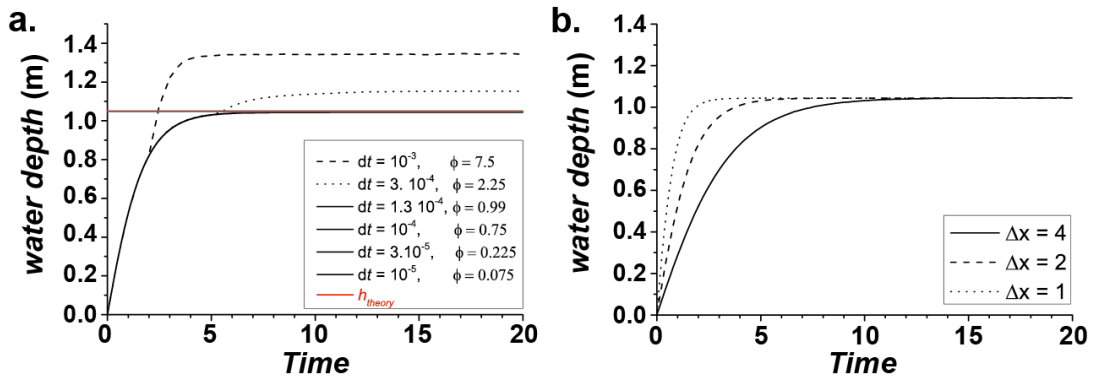


Figure 3: a. Water depth evolution through time for different time step values. b. Water depth evolution through time for different grid cell resolutions.

3.3. Dam

This test was designed to evaluate the efficiency of the method to fill up lakes and dams. The initial topography is a straight channel with a hump in the middle that acts as barrier for the precipitation walk toward the downstream boundary (Fig. 4a). Two discharges were tested (Fig. 4b): $Q = 0.2$, for which the water depth h is likely larger than the hump height (i.e. when calculated without hump), and $Q = 0.02$, for which h is likely smaller. The test characteristics are given in the Table 1; it was performed in the stationary mode.

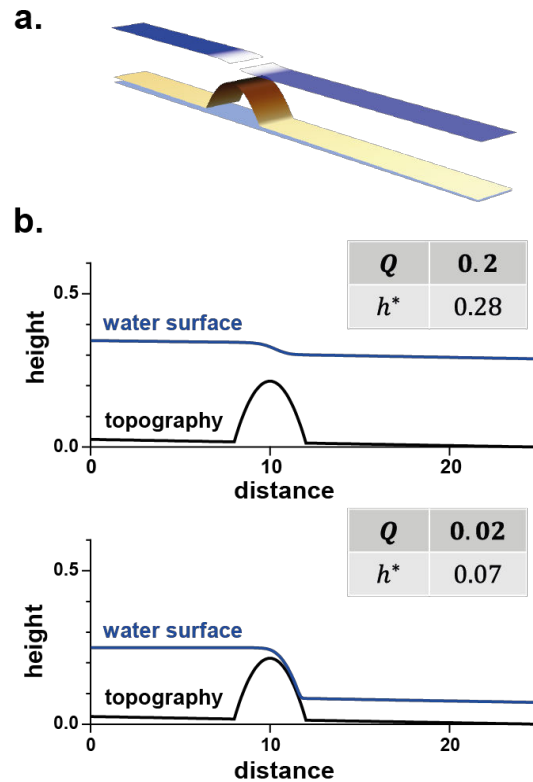


Figure 4: a. Straight channel with a bump of maximum height 0.2 in the middle. b. Water depth for both discharges 0.2 (top) and 0.02. h^* is the stationary river depth without bump related to the discharge Q .

The filling of the volume upstream of the hump was successfully achieved by precipitons, and the water eventually overtops the dam to flow downstream. Note that, with the stationary mode, one precipiton can fill up this upstream volume since it brings its water volume to each cell it goes through. It thus continues being routed as long as it runs above the hump and can reach the downstream boundary. The water depth downstream of the hump is consistent with the expected theoretical value, calculated by assuming that the water slope is similar to topographic slope (Fig. 4b). Upstream of the hump, the water depth is slightly larger consistent with a water slope slightly lower than the topographic slope. Note that the water surface must slope constantly downstream to allow the

expected downstream walk of precipitons, which implies a larger water depth upstream of the hump than downstream (Fig. 4b).

3.4. Real case applications with LIDAR DEM

A potential application of the model is the prediction of flood levels from high resolution digital elevation models (DEM) that are now regularly acquired from airborne LiDAR. The test was applied on the Cruz river near Cruz Rock (California, USA), whose LIDAR DEM acquired in the program *PG&E Diablo Canyon Power Plant* at an original resolution of 1m is available on the web platform OpenTopography (<http://www.opentopography.org/>). The DEM has been degraded to 2.5 m for our study (Fig. 5a). The modeling challenge is to deal with a complex floodplain containing geomorphological features such as multiple channels, terraces, bars, as well as a partial dam at the outlet (an actual bridge transformed in a dam after the rasterization of the LiDAR 3D data). The high-resolution DEM contain pits (i.e. local topographic minima), especially in the floodplain, which can be a concern for classical numerical methods [Zhu *et al.*, 2013]. To evaluate the robustness of this method to pits, we use the topography as it is, i.e. without erasing pits with a depression filling algorithm.

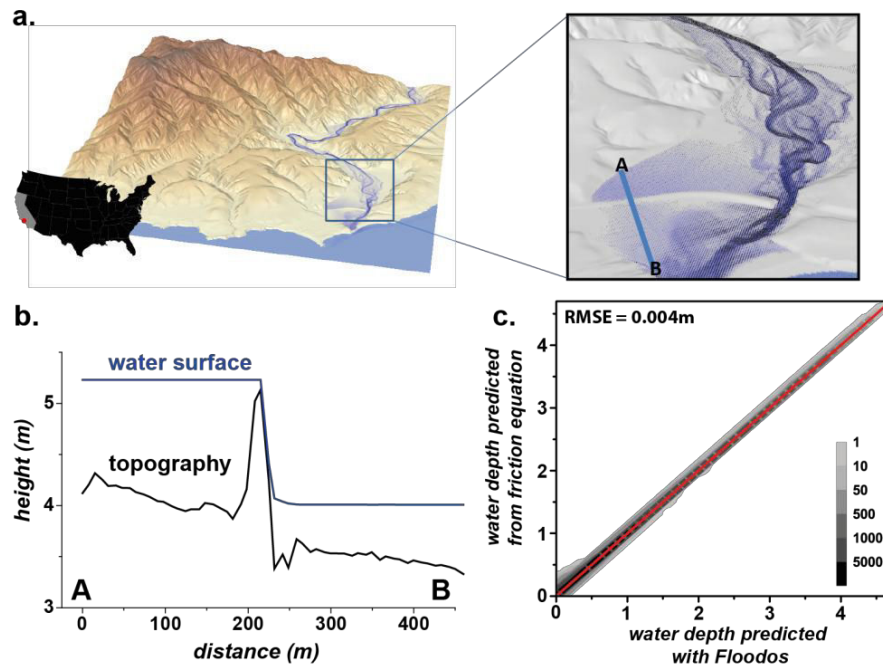


Figure 5: a. LIDAR DEM near Cruz rock (USA) derived from airborne LiDAR data acquisition ($\Delta x = 2.5\text{m}$) with b. a zoom of the flood plain area close to outlet. The blue scale colors represent water depth; flow direction vectors weighted by discharge are shown in black. b) Longitudinal profile through the downstream dam showing water surface on top of the topography. c. Density plot of the water depth h calculated by *Floodos* (horizontal axis) versus h predicted from the Manning friction equation given discharge and water slope. The red line indicates a perfect agreement between both values.

We use the model under the “stationary” mode with simplified boundary conditions consisting of water input localized on pixels at the upstream river boundary. With these conditions, the water depth is computed only on pixels where river actually flows. The river discharge has been fixed at $\sim 500 \text{ m}^3$ to ensure an overbank flow in the floodplain. The model also calculates flow discharge q and water slopes, which allows for verifying the friction equation 4 at every pixel. For this, we calculate the water depth expected from eq. (4) given q and s and compare it with the calculated value for each pixels (Fig. 5c). Results show that the friction equation is verified with a very good accuracy for all pixels (average standard deviation of 0.004 m between calculated and predicted values).

The model also succeeds in calculating flow around the artificial dam (Fig. 5a,b), and in managing local holes in the river bed (see for instance the downstream part of the road dam in Fig. 5c). This demonstrates its ability to deal with high resolution DEM, even with high frequency variations in topography, whether it is real or not. Note that, in the stationary regime, *Floodos* can calculate the flood extent for a particular discharge (Fig. 6), but the flood spreading from inlet must be calculated with the non-stationary version.

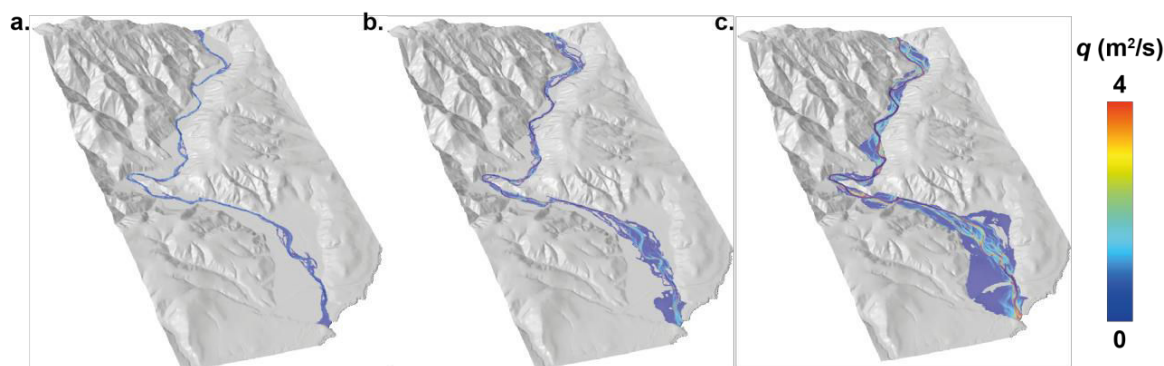


Figure 6: Picture of the flood extent for different discharges in the Cruz DEM. **a.** $Q_{in} = 40 \text{ m}^3/\text{s}$. **b.** $Q_{in} = 150 \text{ m}^3/\text{s}$. **c.** $Q_{in} = 500 \text{ m}^3/\text{s}$. The color scale is a function of local unit discharge.

We compare results obtained from *Floodos* with *Lisflood-FP*. The calculations were performed on both high- and low-resolution DEM (2.5m and 22.5m, respectively) in order to appraise the grid resolution effects (Fig.7). Although *Lisflood-FP* underpredicts the water depth in a few places, both models give about consistent results for the 2.5 m grid (Fig.7a). For the low-resolution grid, *Lisflood-FP* systematically overpredicts water depth compared to *Floodos* (Fig 7b). With such a large resolution, a large part of the channels are made of one or two pixels, so that there are a large number of ‘wet’ pixels that are surrounded by ‘dry’ ones as illustrated in Fig 7b (red areas). This is not a favorable configuration for the 4-neighbor *Lisflood-FP* algorithm. On the contrary, *Floodos* use a 8-neighbor algorithm and is insensitive to the wetting/drying issue. The results obtained from the low-resolution DEM are thus consistent with those from the high-resolution DEM (Fig 7c), the main

discrepancies between both predictions reflect mostly pixels that are wet for the 2.5m grid and dry pixels for 22.5m grid.

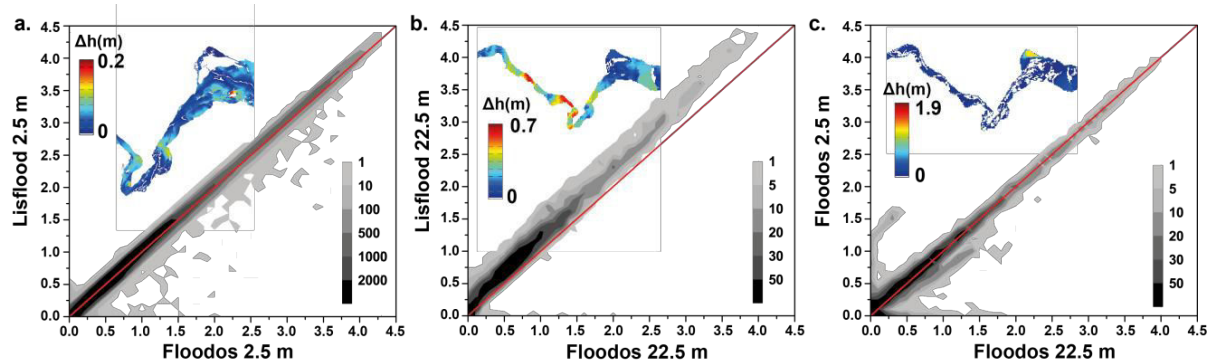


Figure 7: Density plot of the comparisons between *Floodos* and *Lisflood-FP* water depth predictions for different grid resolutions (red line is $h_{Floodos} = h_{Lisflood}$) along with a raster map of the difference of water depth predictions (a. $\Delta x = 2.5\text{m}$, b. $\Delta x = 22.5\text{m}$). c. Density plot comparing *Floodos* water depth predictions for the same DEM with two resolutions of 2.5m and 22.5m respectively.

3.5. Method efficiency

The computation time was recorded for the U-channel model (see paragraph 3.2) in the stationary regime, as a function of the number of wet pixels (Fig. 8). Calculations have been performed by using the largest time step value that respects the stability criteria defined in the paragraph 3.2. The method is quite efficient since the computation time increases slightly non-linearly with the number of pixels following a relationship $CPU\ time \sim N^{1.2}$. The computational time is about similar, although slightly different, for the real-case application described in the paragraph 3.4.

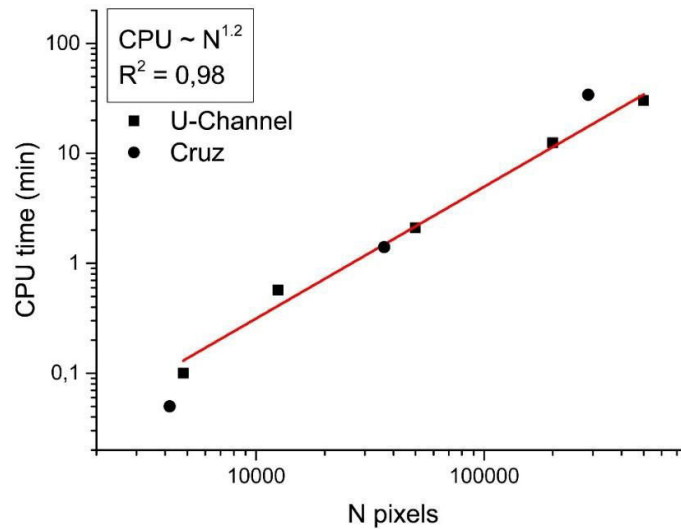


Figure 8: Computational cost versus the number of ‘wet’ pixels for the U-channel and Cruz cases.

4. Morphodynamic modeling

The precipiton method has been originally developed as a particle-based geomorphic model capable of resolving the stream power erosion equation with the hypothesis that the hydraulic slope is similar to topographic slope, and that the river width is a known function of flow and topographic parameters (mainly discharge). In that respect, it is equivalent to most of the current Landscape Evolution Models (see the review by [Tucker and Hancock, 2010]). It is also a reduced-complexity model capable of mimicking the emerging properties of geomorphological systems such as braided patterns [Castelltort *et al.*, 2004; Davy and Lague, 2009]. The capacity of the precipiton method to resolve the shallow water equations – thus calculating hydraulic slopes –, and to be easily coupled with erosion/deposition processes make it a quite efficient numerical method to explore river dynamics. In the following, we will briefly describe the method and demonstrate its capacity on the emergence of the river width, and on braided patterns.

4.1. Implementation of the erosion model

We use the implementation described in [Crave and Davy, 2001; Davy and Crave, 2000; Davy and Lague, 2009], where each precipiton is eroding, transporting and releasing sediments with an erosion law \dot{e} and a deposition law \dot{d} , which are described from hydraulic variables: discharge q , hydraulic slope s , and water depth h . The erosion function \dot{e} is likely controlled by the hydraulic shear stress τ and critical shear stress τ_c , and the shear stress is already calculated in the hydraulic functions described in the previous paragraphs ($\tau = \rho g h s$). The erosion function \dot{e} can also be a function of discharge q and slope s as it is in the stream-power framework [Howard, 1994; Lague, 2014; Whipple and Tucker, 1999]. Deposition is controlled by the sediment transport length ξ , which is likely a function of discharge [Davy and Lague, 2009]. If the sediment transfer length is much larger than flow distances, the systems evolves as detachment-limited systems controlled by local erosion rate \dot{e} ; if ξ is small, the erosion/deposition equation is similar to a transport capacity equation where the sediment flux q_s is exactly equal to the product of the sediment transfer length with local erosion rate: $q_s = \xi \dot{e}$.

Sediment fluxes in transverse direction to the main flow are also a very important component in the geomorphodynamic process. Both lateral erosion (\dot{e}_l) and deposition (q_{sl}) fluxes are defined in the EROS model, consistent with the Exner formulation that considers both fluxes between topography and stream [Davy and Lague, 2009; Paola and Voller, 2005]:

$$(15) \quad \dot{e}_l = k_e \nabla_l H \dot{e},$$

$$(16) \quad q_{sl} = k_d \nabla_l H q_s$$

with $\nabla_l H$ is the topographic gradient orthogonal to the stream direction (further called lateral topographic gradient), k_l and k_d both dimensionless coefficients for lateral erosion and lateral deposition, respectively. The main difference between both expression is that the former is in a ratio of

the basal erosion, which is controlled by basal shear stress, and the latter in a ratio of the sediment flux in stream.

The erosion term models “bank-like” erosion processes. The lateral topographic gradient is also the geometrical ratio between basal and lateral surfaces, and the coefficient k_e reflects both changes in erodability or erosion processes between basal and lateral erosion.

The deposition term models lateral mass transfer due to either flow processes (transverse component of the bed shear stress induced by secondary flow), or gravity forces acting on the bed [Ikeda, 1982; Ottevanger *et al.*, 2013; Parker, 1984]. The coefficient k_d reflects the efficiency of the lateral flow; it is likely dependent on the shear stress τ such as:

$$k_d = \frac{1}{\alpha\sqrt{\theta}},$$

where θ is the Shields parameter, i.e. the stress normalized by grain size $\theta = \frac{\tau}{\rho g D}$, and α a dimensionless parameter that varies between 0.35 and 1.5 [Ikeda, 1982; Parker, 1984; Sekine and Parker, 1992; Talmon *et al.*, 1995]. The details of the equations, and of their implementation in the numerical code, are given in the Appendix.

4.2. Formation of straight channels

As a basic test of the method, we simulate the formation of a stream on a sloping plane. The model dimensions are 200x500 m and the initial slope is 1%. Water depths are computed according to the Manning equation with a friction coefficient of 0.025. Sediment fluxes are calculated by assuming a bedload transport (i.e. the sediment transport distance ξ is small compared to system dimensions), whose flux is given by the Meyer-Peter Muller (MPM) equation $q_s = E(\tau - \tau_c)^a$, with $a = 1.5$, $E = 0.0002 \text{ kg}^{-1.5} \cdot \text{m}^{-3.5} \cdot \text{s}^{-2}$, and $\tau_c = 4 \text{ Pa}$. These conditions are obtained with $\xi = 2 \text{ m}$, and the vertical erosion term $\dot{e} = \frac{q_s}{\xi} = \frac{E}{\xi}(\tau - \tau_c)^a$. An inflow is applied at the upstream boundary along a line of width 40 m, with a constant input discharge $Q = 15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, and a fixed sediment flux equal to 10% of the flow. The downstream conditions are described in the Appendix 2. Simulations are run with an initialization phase, where precipitons build up the water-depth distribution on the initial topographic conditions without eroding.

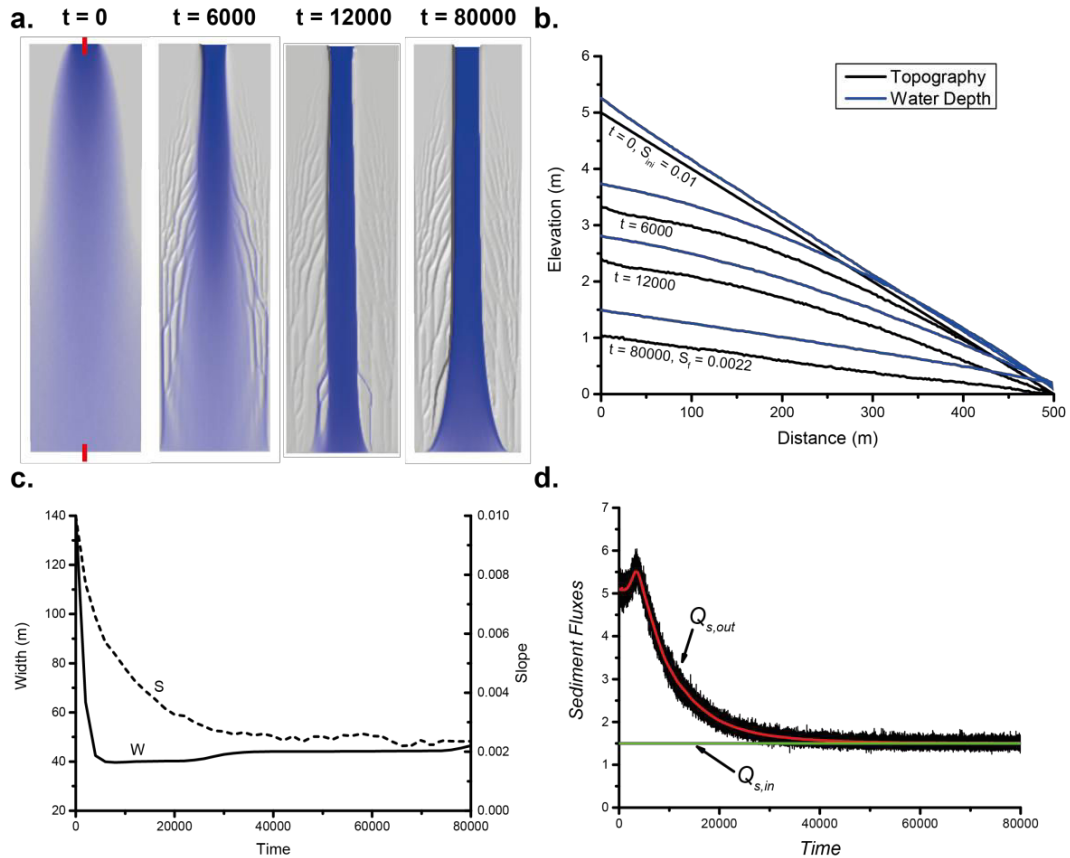


Figure 9: Simulation of the erosion of an initially flat sloping surface of 200×500 m with an initial slope of 1%, and a grid resolution $\Delta x = 2$ m. The upstream inflow Q is equal to $15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The erosion parameters are given in the text. **a.** Snapshots of the temporal evolution of the formation single thread channel for the time steps 0, 6000, 12000 and 80000. **b.** Elevation and water depth profile along the main channel at different time steps at $x = 100$ m (between the red lines). **c.** Temporal evolution of channel width and slope measured at the center of the model. **d.** Outflux as a function of time, the red curve is the average evolution obtained by filtering high-frequency variations.

The results of this experiment are given in Figure 9 with a grid size $\Delta x = 2$ m. The incision propagates downstream and forms a channel, whose slope is decreasing down to a stationary state where sediment inflow equal outflow. The channel width establishes rapidly in the upstream part of the model, and slightly later downstream (Fig. 9a). At the stationary stage, it is about constant all along the profile, except near the downstream boundary where the boundary conditions (no erosion and backwater effects) induce a widening of the channel. The time evolution of the channel width is much faster than of channel slope and sediment flux (Fig. 9b, c, and d).

Simulations have been performed with three different grid resolution for different values of the lateral erosion parameter k_e (Fig. 10). Although there exists a stochastic variability inherent to each simulation (precipitations are launched randomly on the upstream boundary), the eventual channel geometry are likely independent of the grid size, which is a basic test to validate the numerical method that most of the reduced-complexity models fail [Doeschl-Wilson and Ashmore, 2005; Murray and Paola, 1994; Nicholas and Quine, 2007; Ziliani et al., 2013]. The channel width depends mostly on both lateral erosion and deposition coefficient, k_e and k_d respectively, defined in eq.(15) and (16).

With $k_d = 0.5$, simulations shows that the channel width is independent of k_e if $k_e < 0.03$, and then increases proportional to $\log(k_e)$ if $k_e > 0.03$. The lower bound of simulated channel width is about 20 m, likely consistent with natural rivers with similar flow and sediment parameters (discharge of $15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, grain size of $\sim 1 \text{ cm}$) [Parker et al., 2007].

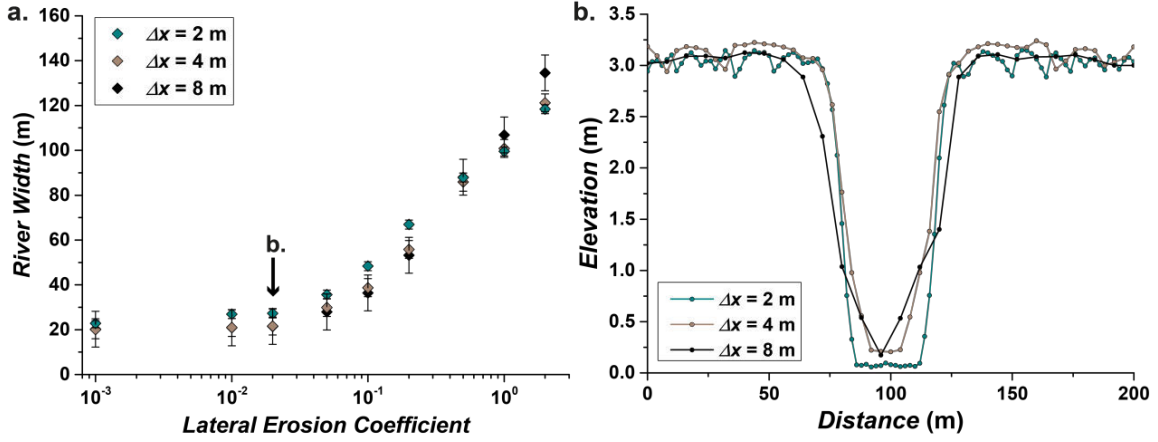


Figure 10: a. River width at stationary stage for 3 different grid resolutions ($\Delta x = 2, 4, 8 \text{ m}$) as a function of the lateral erosion parameter k_e defined in eq (15). b. Channel cross section at the model center for $k_e = 2.10^{-2}$. All the other simulation parameters are described in the text.

4.3. Multi-thread channels

We also reproduce the braided patterns that the previous version of Eros was already able to create with a simplified description of water surface hydraulics and lateral erosion [Davy and Lague, 2009]. Model and boundary conditions are set to match roughly the Waimakariri River, New Zealand, which has been used as a field test for computed braided patterns by [Nicholas, 2000]. The initial topography is a planform of dimensions $800 \times 5000 \text{ m}$ with a grid resolution $\Delta x = 10 \text{ m}$ and an initial slope of 0.5%. The water depths are calculated assuming a Manning-type friction with $n = 0.035$. The entrainment of sediment is computed with a MPM equation with the threshold of initiation of motion set to 26.5 Pa (average grain size of $\sim 3 \text{ cm}$). Other parameters are a lateral erosion parameters $k_d = 3 * \sqrt{\theta}$, $k_e = 0.25$, an upstream inflow $Q = 500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The transport deposition length ξ was found to be a critical parameter for the development of braiding patterns [Davy and Lague, 2009], and we test both a value of the order of the grid size ($\xi = 20 \text{ m}$), and another one significantly larger ($\xi = 500 \text{ m}$). The former is thereafter named ξ_{20} and the latter ξ_{500} .

No sediment influx was imposed, but we let the system converge to a stationary stage by recycling the total amount of outflowing sediment from the downstream boundary to the upstream inlet. This entails no variation of the mean topography, but a coupled evolution of sediment flux and channel geometry. Note that these examples are developed here only as an illustration of the model to

efficiently couple hydrodynamic and erosion laws and generate elementary fluvial instabilities. Advanced abilities of the coupled model will be discussed in another paper.

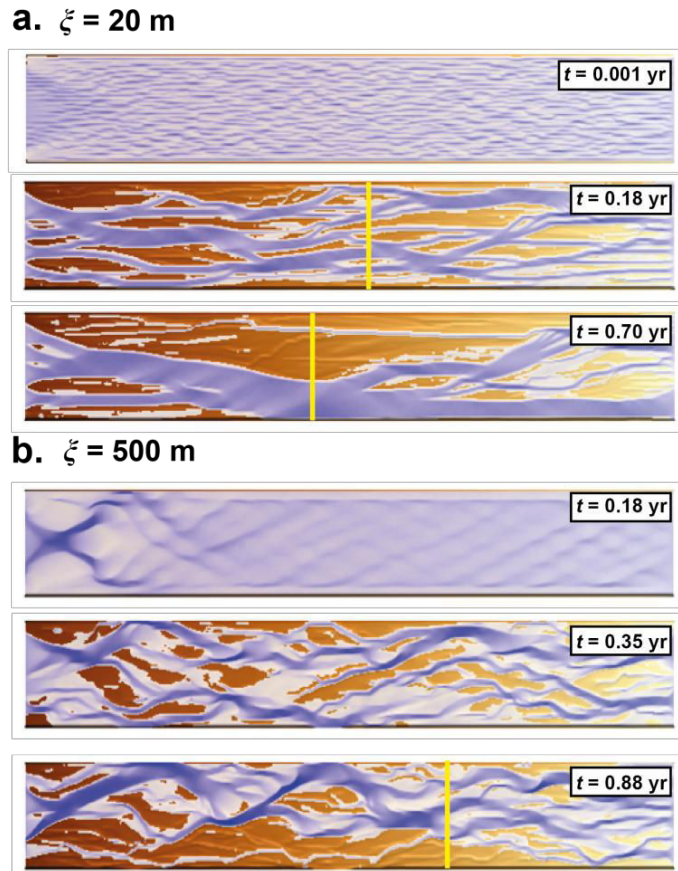


Figure 11: Top views of the channel patterns for both simulations described in the text with sediment recycling conditions (inlet on the left, outlet with constant topography on the right). **a.** Simulations with a deposition length of 20 m and **b.** with 500 m. The time is given in years for a constant discharge of $400 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (which would correspond to a much longer time in natural systems, considering the climate variability). The blue color scale is related to water depth, and the brown color corresponds to place with no flow.

Both simulations (with $\xi = 20$ and 500 m, resp.) are characterized by an initial development stage preceding a stationary or pseudo-stationary regime, which may evolve on the long term. For $\xi 20$, the early stage is made of small-scale “scratch” micro-channels spreading through the whole system (Fig. 11a), which progressively merges to form larger channels. Apparently, there is no limit to this process, and the system eventually organizes into a single channel. For $\xi 500$, a likely rhomboidal instability initially forms (Fig. 11b), whose spacing and angle depends on the lateral flux parameter the deposition length ξ , and lateral transfer coefficient k_d (this will be further developed in the next paper). This is consistent with the proposition of *Devauchelle et al.* [2010], who proposed that the instability results from a coupling between flow and sediment transport rather than from a pure hydrodynamical origin. Then, the braiding pattern develops by the degeneracy of the regular initial instability into a bar/channel organization as already observed in [*Schuurman et al.*, 2013] and, to a

lesser extent, in [Nicholas *et al.*, 2013]. Although the “braiding instability” (a generic term, which stands for the dynamics of channels and bar in braided patterns) is initially shaped by the rhomboidal pattern, it is not clear whether both instabilities are geometrically and physically linked.

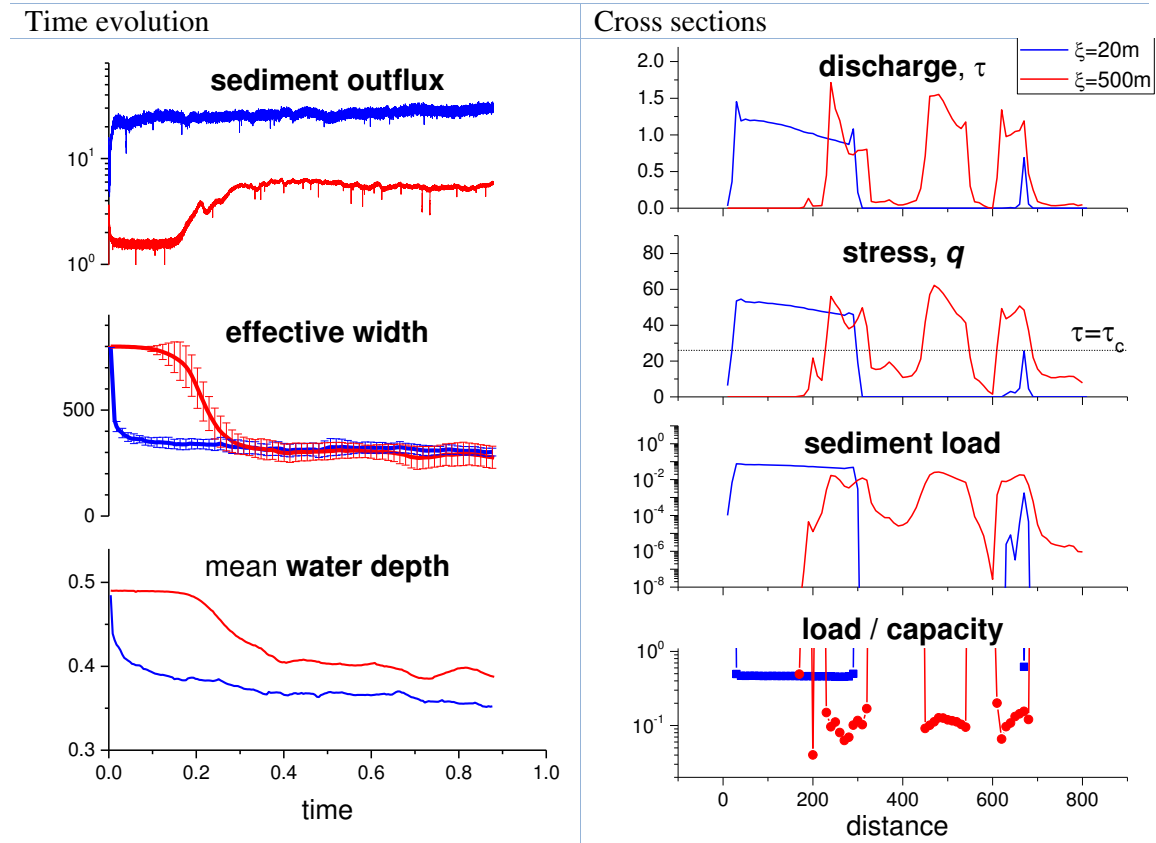


Figure 12: Left column: history of the sediment flux, effective width (i.e. the width by discharge, calculated for each cross section perpendicular to flow $[0, L_y]$ as $W = \left(\int_0^{L_y} q(y) dy \right)^2 / \int_0^{L_y} q(y)^2 dy$, and averaged over all the cross sections except those affected by inlet and outlet boundary conditions), and mean water depth (average over all the “wet” pixels) for both multithread models. Right column: Evolutions of the discharge per unit width q , stress τ , sediment load, and ratio of sediment load by stream capacity $\xi \dot{e}$, for the two cross sections indicated in the last model stages of **Figure 13** corresponding to $t = 0.7$ for $\xi 20$ (blue lines) and $t = 0.88$ for $\xi 500$ (red lines), respectively.

The specific recycling boundary conditions maintain the topographic slope fixed on average, but neither the sediment flow nor the channel pattern are constrained, which allows the former to adapt to the latter and vice-versa. The history of macroscopic parameters (sediment flux, effective width, mean water depth) are given in the Figure 12, left column. Although very different in distribution, both models converge to the same total efficient width, which is roughly the sum of individual channel widths. The mean water depth is slightly higher in $\xi 500$ than in $\xi 20$ model, emphasizing a slightly larger dry surface in the former. But models differ by the total sediment flux that they can carry, which is 5 times larger in $\xi 20$ than in $\xi 500$ (Fig. 12, top-left).

This major difference between both models can be explained by a cross-section analysis of the channel characteristics (Fig.12, right column). For $\xi 20$ (red lines), the discharge is concentrated into

one big channel, in which the shear stress is about 2 times the threshold, and the sediment load half the total sediment capacity $q_s^\infty = \xi \dot{e}$. In addition to the main channel, there is a small braid, which carries sediment but is unable to erode. All the rest of the model in this cross-section is dry. The $\xi 500$ model at stage $t = 0.88$ is made of 3 main channels, all able to erode the channel bed with a shear stress about 2 times the threshold. The sediment load in channels is only 10% of the potential capacity. A significant part of the cross section, in between channels, is constituted of flow that carries sediment without being able to erode (see the small channel at a distance of about 400 m from the left side). These characteristics entails an interplay between eroding channels and deposition zones, which is basic to the braiding process. The deposition length ξ is also a characteristic length of the channel pattern because it fixes the average distance between eroding and depositing zones, and thus the average channel length (see Figure 11).

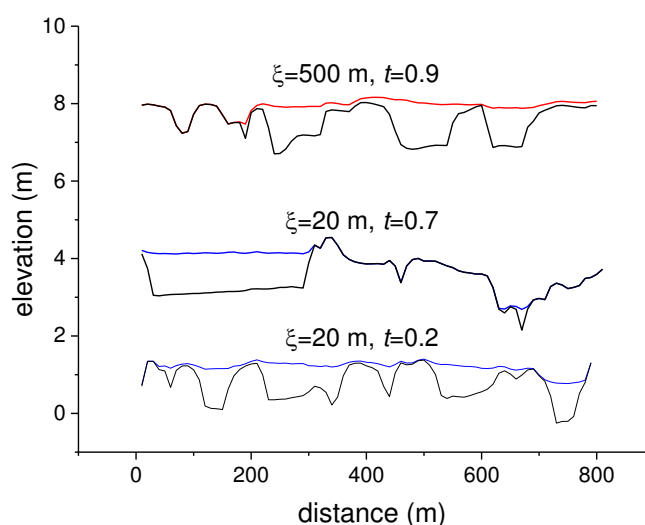


Figure 13: 3 cross sections of both multithread simulations with topography (black line) and water surface (blue or red lines). The cross-sections are indicated by the yellow lines in the Figure 11.

Although the experiments are not comparable in terms of parameters and boundary conditions, the morphodynamic model is consistent with the results obtained by similar numerical codes that couples realistic hydrodynamics and sediment erosion/transfer equations (e.g. [Jang and Shimizu, 2005; Kleinhans, 2010; Nicholas, 2013b; Nicholas et al., 2013; Schuurman et al., 2013; Wang et al., 2010], and far more realistic than reduced complexity models [Doeschl-Wilson and Ashmore, 2005; Murray and Paola, 1997; Murray and Paola, 1994; Thomas et al., 2007]). The rhomboid instability has been observed as an initial stage of several models [Kleinhans, 2010; Nicholas et al., 2013; Schuurman et al., 2013], as well as the widespread scratch patterns observed in exp. $\xi 20$ [Jang and Shimizu, 2005].

A full analysis of the model and of the braiding instability is beyond the scope of this paper, but we already emphasize several points that deserve to be further analyzed. The MPM equation that we use in both simulations predicts a small dependency of the flux with discharge ($q_s \sim q^{0.9}$ with the

Manning hydraulic shear), in contrast with the Engelund and Hansen (EH) equation [Engelund and Hansen, 1967] used in [Schuurman et al., 2013], and partly in [Nicholas et al., 2013], which predicts $q_s \sim q^{1.5}$. The only non-linearity of our version of MPM is due both to threshold, which entails large variations of q_s for shear stress close to τ_c , and to the deposition distance ξ , which allows highly non-linear sediment flux ($q_s \sim q^{1.9}$ in our case) if the deposition flux is much smaller than erosion rate (i.e. for distances smaller than ξ). Since the pioneering works of [Smith and Bretherton, 1972], it is known that the $q_s(q)$ relationship favors the concentration of flow into channels for more-than-linear relationship ($q_s \sim q^\alpha$, with $\alpha > 1$), and this should enhance in some ways the braiding instability. The “less-than-linear” $\xi 20$ experiments show that the multithread pattern is a consequence of initial instabilities, but tend to reduce during time by channel merging; this is also observed in [Jang and Shimizu, 2005], who used similar erosion laws (MPM with sediment at capacity). In contrast, the $\xi 500$ experiment seems to emphasize a well-developed braiding pattern, which significantly differ from the initial rhomboidal instability. This is observed in Nicholas et al. [2013] and Schuurman et al. [2013], who use EH. Note that Nicholas et al. [2013] implicitly define a deposition length for the silt fraction, with a value of the order of 10 km as derived from their equation (23). Schuurman et al. [2013] assumed that sediment flux is at capacity for their standard model (they also run a model with MPM, but they gave no detail about it except the sediment outflux), but the absence of lateral erosion freezes the system in a shape very close to the initial rhomboidal instability. The issue of whether the instability is mainly driven by the non-linearity of sediment flux vs. discharge, by the deposition length as it is for the development of sand ripples and dunes [Andreotti et al., 2002; Charru et al., 2013], or by secondary circulation due to turbulence (see the seminal works of [Parker, 1976], this features is not implemented in this model) is still an open question.

Both experiments show that channels are far to be at capacity, with important consequences on the ability of the braided system to export large sediment fluxes. The deposition length ξ , whose physics is fully explained in [Charru, 2006; Davy and Lague, 2009] (contrary to what is said in [Schuurman et al., 2013]), appears to be a primary control on this channel characteristics. ξ fixes the maximum distance for a system to be undercapacity and, because of this, controls the distance between erosional and depositional areas and thus the length of the braids. The necessary condition for a control of braid characteristics by ξ is that ξ is sufficiently large in natural systems, i.e. several times the channel width. There are only few attempts to evaluate ξ for natural systems, but Davy and Lague [2009] shows that, depending on grain size, ξ can be large enough to be a potential control of the braid patterns.

As already noticed by [Schuurman et al., 2013], the lateral deposition flux (k_d coefficient) is critical for the development and shape of the braiding instability. Experiments with low k_d are not able to reproduce realistic braided patterns. A difficulty when comparing models is that the applied boundary conditions may be a first control on the development of patterns. A net erosion system will

tend the development of a few well incised channels with low lateral mobility, while an aggrading system will tend to develop deltas, which naturally tends to distribute sediments into different temporary channels due to a self-filling channel process. Varying the discharge and the sediment flux at the inlet boundary, as in other studies [Kleinhans, 2010; Nicholas, 2013a; Nicholas *et al.*, 2013; Schuurman *et al.*, 2013], may potentially control the erosion/deposition dynamics, reducing the role of autocyclic (internal) dynamics. The recycling-sediment conditions that we use force the system to develop at a constant bulk slope, and thus to self-adapt both the sediment flux transported out of the system and the characteristics of the channel patterns. We believe that recycling-sediment conditions are suitable for a benchmark comparison between models.

5. Discussion and conclusion

To our knowledge, this is the first attempt to use the precipiton method to calculate realistic water depth. The method mimics the paths of water droplets from source to sink, and was initially designed to erode and transport matter along the path by transferring water and matter from cell to cell. The strength of the method developed by *Crave and Davy* [2001] is that the particles/precipitons are routed one by one, which makes it fast. The flow is calculated from the recording of the times when the precipitons reach each cell. Also, there is no drying/wetting issues since the calculation is made along the flow path as any Lagrangian method.

The method is based on particles/precipitons that (i) move on top of the water surface, as it is expected from the shallow water equation without the inertia terms, and (ii) interact with water surface to build up the water depth. For this, each cell is filled up by precipitons when they flow into the cell, and leaks at a rate which is given by the friction law. The water depth evolution is formally described by a stochastic differential equation that is solved each time a precipiton gets into a cell. It produces stochastic values of the local water depth, whose average is the expected value. At each cell, the precipiton volume is updated to maintain the water balance.

The method also allows for a fast calculation of the stationary solution. To do it, the volume of water carried by the precipiton does not change along the downstream path. The water balance is not ensured for each precipiton but the stationary solution is theoretically correct.

An intrinsic limit of this fast method is that it generates a water surface whose roughness is of the order of the elementary precipiton volume. Since precipitons are moving on top of it, this can induce unexpected additional displacements that bring unexpected water volumes in the system. To avoid this, we found that the roughness must remain smaller than the water depth difference between adjacent cells normally induced by water slope.

The method is efficient to manage local minimas (whether they are natural or artificial), lakes or dam reservoir. We test it for straight channels, dam, and high resolution DEM. It appears to be at least as fast as the now classical *Lisflood-FP* program.

The method presented in this manuscript solves the shallow water equation with no inertia terms including advection and acceleration, meaning that the flow is assumed everywhere subcritical. We are now working on improving the method by taking into account the inertia terms of eq. (2) in the precipiton routing. We also work on incorporating the vertical shear between water masses in the momentum equation (2).

The coupling with the erosion/deposition equations as done in the EROS code is straightforward. In addition to defining the water depth, particles erode the river bed, transport and release sediments. All the erosion/transport equations can be implemented in this scheme including lateral erosion, and lateral deposition fluxes. A few examples of channel formation have been presented to illustrate the method efficiency. The code shows no dependency of the eventual solution to grid size. It is also successful in creating a large variety of channel forms from straight to braided channels. Both experiments shown in this paper already shows some interesting features of the braiding instability that deserves to be further studied, about the condition to develop braiding patterns, the role of deposition length, the fact that channels are under capacity, and the role of lateral deposition fluxes.

Appendix 1. Analysis of the stochastic equation

We demonstrate that the stochastic solution, such as expressed in eq. (7) (or eq. (11) in the case of constant slope s) gives the expected average such as defined in eq. (4), although it fluctuates with time as in Figure 1, if $\phi(h, s)$ depends only on h ($\phi(h, s)$ is noted $\phi(h)$ thereafter). This encompasses the case where s is constant. The equation (8) can be integrated between two successive precipitons $p - 1$ and p as:

$$\Phi(h_p) = \Phi(h_{p-1}) + t_p - t_{p-1},$$

with $\Phi(h) = \int \frac{\Delta x \Delta y}{\phi(h)} dh$. Eq. (7) thus writes as:

$$(18) \quad h_p = \Phi^{-1}(\Phi(h_{p-1}) + t_p - t_{p-1}) + \frac{V_p}{\Delta x \Delta y},$$

if $t_p - t_{p-1} \ll \Phi(h_{p-1})$, the equation can be approximated by:

$$h_p = h_{p-1} + \Phi^{-1'}(\Phi(h_{p-1}))(t_p - t_{p-1}) + \frac{V_p}{\Delta x \Delta y},$$

where $\Phi^{-1'}$ is the derivative of Φ^{-1} . Eventually, we obtain:

$$(19) \quad h_p = h_{p-1} - \frac{\phi(h_{p-1})}{\Delta x \Delta y} (t_p - t_{p-1}) + \frac{V_p}{\Delta x \Delta y}.$$

The list of precipiton arrival times average time between two successive precipitons defines the flow discharge, as already mentioned by [Crave and Davy, 2001]: $\overline{t_p - t_{p-1}} = \frac{V_p}{Q}$. By calculating the average over p of the previous expression (with $\bar{h} = \langle h(t_p) \rangle = \langle h(t_{p-1}) \rangle$), we obtain:

$$\phi(\bar{h}) = Q,$$

which demonstrates that the average water depth is the one given by the friction equation.

Appendix 2. The precipiton method, erosion and transport equations, implementation of the erosion/deposition rules

Each particle/precipiton is basically a water volume V_p whose height is the water depth h . It interacts with topography according to erosion/deposition rules

Physical variables

River bed height z_b
 River flow depth h
 Flow velocity u
 Discharge per unit width $q = u \cdot h$
 Concentration of sediment (m^3/m^3) in stream : c_s
 Sediment load $q_s = c_s q$
 Sediment thickness in stream: $h_s = c_s h$
 Sediment porosity ϕ
 Pixel area $\Delta S = \Delta x \Delta y$

Precipiton state variables

Precipiton dimensions: dx_p (along stream), dy_p (perpendicular to flow), h (vertical)
 Volume of precipiton: $V_p = dx_p \cdot dy_p \cdot h$
 Total discharge: $Q = u \cdot dy_p$
 Total amount of sediment in the precipiton: $S_p = c_s V_p$
 Total “height” of sediment over the pixel area $h_{sp} = \frac{S_p}{\Delta S} = \frac{S_p}{\Delta x \cdot \Delta y} = \frac{c_s V_p}{\Delta x \cdot \Delta y}$
 Time spent by the precipiton over the pixel: $\tau_p = \frac{dx_p}{u} = \frac{V_p}{Q}$
 From the above equations, we derive a relationship between q_s and h_{sp} :

$$q_s = c_s q = \frac{c_s Q}{\Delta y} = \frac{c_s V_p}{\tau_p \Delta y} = \frac{h_{sp}}{\tau_p} \Delta x$$

Erosion/transport equations

Erosion rate \dot{e}

The erosion is supposed to be dependent on the basal shear stress, which writes as $\tau = \rho g h s$, with threshold related to the grain size $\tau_c = \theta_c \rho g D$, with θ_c the critical Shields parameter. For flat surface, θ_c was found equal to 0.047, but it varies with bed roughness [Kleinhans and van Rijn, 2002].

$$\text{Deposition rate } \dot{d} = \frac{q_s}{\xi}$$

The deposition rate is assumed to be linearly proportional to the sediment load carried by flow. Although potentially different, the length scale ξ is intimately related to the average hop length of sediment grains.

$$\text{Lateral bed slope flux } q_{sl} = k_d \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} q_s$$

A lateral mass transfer arises due to either flow processes (transverse component of the bed shear stress induced by secondary flow), or gravity forces acting on the bed [Ottevanger et al., 2013]. In the above formulation, we define the lateral transfer flux as a ratio of the suspended sediment flux q_s and of the lateral bed slope. The lateral transfer flux only depends on a dimensionless factor k_d , which is likely varying with the shear stress τ : $k_d = \frac{1}{\alpha \sqrt{\theta}}$,

where θ is the Shields parameter, i.e. the stress normalized by grain size $\theta = \frac{\tau}{\rho g D}$ [Ikeda, 1982; Parker, 1984; Sekine and Parker, 1992; Talmon et al., 1995].

Note that the lateral bed slope flux is an asymmetric flux toward lower surrounding topography. $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)_{out}$ is positive if sediment can flow out from the point by gravity, otherwise it is nil.

$$\text{Lateral erosion rate } \dot{e}_l = k_e \dot{e} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)_{in}$$

A lateral erosion term can be applied to the system representing either the lateral friction of flow, or an erosion flux from lateral banks.

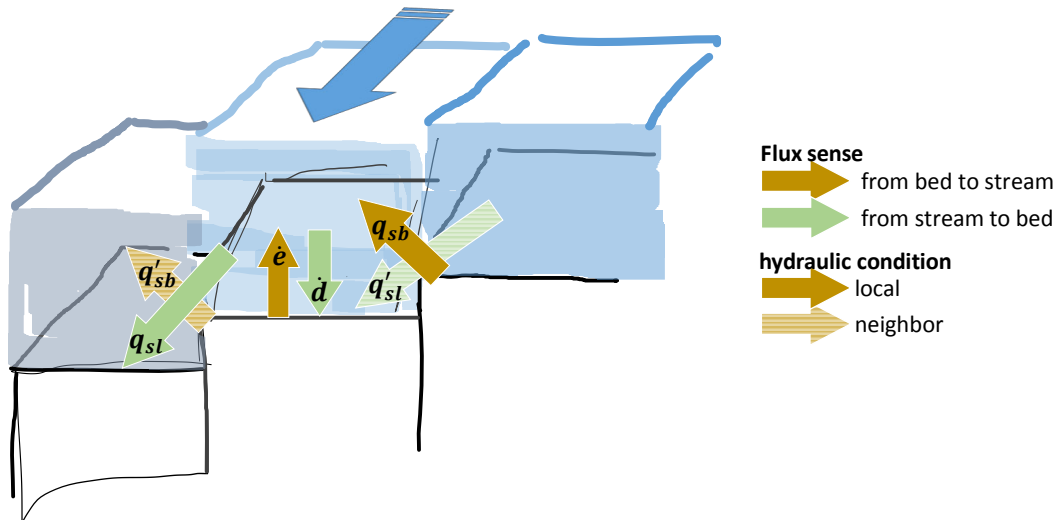
In the former case, the erosion rate is about similar to the basal shear, but it applies on a different surface, the channel bed surface for the latter $\Delta x \cdot \Delta y$, and the “bank” surface for the former $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right) \Delta y \cdot \Delta x$, with $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)$ the lateral gradient of bed topography, so that we can express \dot{e}_l as developed above with k_e a dimensionless coefficient.

Note that the lateral erosion is an asymmetric flux, from higher surrounding topography. $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)_{in}$ is positive if sediment can flow toward the point by gravity, otherwise it is nil.

$$\text{Lateral “bank” erosion flux } q_{sb} = k_b \left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)_{in} q_T$$

Nicholas et al. [2013] used a different formulation for lateral “bank” erosion, where bank erosion is characterized by flux of sediment proportional to the sediment transport capacity q_T . q_T can be formulated to describe erosion processes of steep banks by making it dependent on the lateral slope $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y}\right)_{in}$. It can also be considered as the sediment flux at capacity $q_T = \xi \dot{e}$. We let the issue open.

A continuous formulation of the lateral fluxes with the 2-compartment Exner problem



The 2-compartment Exner formulation considers both river bed (B) and stream (S) as 2 different compartments that exchange matter fluxes. Variations of the sediment volume in both compartments

are $(1 - \phi) \frac{\partial z_b}{\partial t}$ for river bed, where ϕ is the sediment porosity, and $\frac{D(c_s h)}{Dt}$ in stream, where D refers to the Lagrangian derivative. In the above figure, we note the different fluxes by indicating those which flow from bed to stream in brown, and from stream to bed in green. We also indicate if the hydraulic conditions for calculating fluxes are local (filled arrows), or defined by the neighbor stream (hatched arrow).

The total mass balance for stream and river bed, respectively, writes as

$$\text{Eq. A1} \quad \frac{D(c_s h)}{Dt} = \frac{\partial(c_s h)}{\partial t} + \text{div}(\mathbf{q}_s) = \dot{e} - \dot{d} + \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \left(\frac{-q_{sl} + q_{sb}}{\Delta y} \right)$$

$$\text{Eq. A2} \quad (1 - \phi) \frac{\partial z_b}{\partial t} = -\dot{e} + \dot{d} + \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \left(\frac{q'_{sl} - q'_{sb}}{\Delta y} \right),$$

with y the direction transverse to flow.

Note that the stream equation is fully defined by the hydraulic conditions operating in the stream, which allows particles to be independent of each other (no transfer between particles).

The last term of both equations corresponds to the divergence of the lateral sediment flux. Depending on the expression for q_{sl} and q_{sb} , it may differ from the classical expressions used in numerical work that used an Eulerian description of the problem [Nicholas *et al.*, 2013; Schuurman *et al.*, 2013].

Erosion/transport equation for precipitons

The equations are derived along the flow path in the pixel, by considering that the flow characteristics (q, s) are constant, and so the shear stress, erosion rate \dot{e} and deposition length ξ .

x is the flow path direction, and y the transverse coordinate.

The mass balance in the sediment volume writes as:

$$\text{Eq. A3} \quad dS_p = \dot{e} \tau_p \Delta y \cdot dx - \frac{q_s}{\xi} \tau_p \Delta y \cdot dx + \sum_{nb} (-q_{sl} \tau_p \cdot dx + \dot{e}_{lat} \tau_p \Delta y \cdot dx + q_{sb} \tau_p \cdot dx),$$

where \sum_{nb} designs the sum over all neighbors.

Replacing S_p by h_{sp} , and noting that $q_s \tau_p = h_{sp} \Delta x$, Eq. A3 leads to

$$\text{Eq. A4} \quad dh_{sp} = \dot{e} \tau_p \frac{dx}{\Delta x} - h_{sp} \frac{dx}{\xi} + \sum_{nb} \left(-\frac{k_d}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} h_{sp} dx + \dot{e}_{lat} \tau_p \frac{dx}{\Delta x} + \frac{k_b}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{in} q_T \cdot \tau_p \frac{dx}{\Delta x} \right)$$

The first term of Eq.A4 represents a linear increase of the total erosion from x to $x + \Delta x$ by basal erosion, the second term is the amount of sediment deposited on the pixel surface, the third the part of sediment deposited on the lateral neighbor(s), and the fourth and fifth the contribution of the lateral “bank” flux.

The topographic change of the pixel is directly impacted by the basal erosion and deposition, while the lateral terms entails a change of the neighboring pixels in the transverse direction (either erosion or deposition depending on the sign of the bed gradient $\left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)$).

$$\text{Eq. A5} \quad (1 - \phi) dz_b = -\dot{e} \tau_p \frac{dx}{\Delta x} + h_{sp} \frac{dx}{\xi}$$

$$\text{Eq. A6} \quad (1 - \phi) dz_{b,nb} = + \frac{k_d}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} h_{sp} dx - \dot{e}_{lat} \tau_p \frac{dx}{\Delta x} - \frac{k_b}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{in} q_T \cdot \tau_p \frac{dx}{\Delta x},$$

where $dz_{b,nb}$ is the topographic variation of a neighbor. Eq.A4 can be rearranged to gather the terms that are independent of on h_{sp} in the one hand, and those that depends in the other hands:

$$\text{Eq. A7} dh_{sp} = \left(\dot{e} + \sum_{nb} \left(\dot{e}_l + \frac{k_b}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{in} q_T \right) \right) \frac{\tau_p}{\Delta x} dx - \left(\frac{1}{\xi} + \sum_{nb} \left(\frac{k_d}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} \right) \right) h_{sp} dx,$$

which can be rewritten as:

$$\text{Eq. A8} \quad dh_{sp} = e_T dx - h_{sp} \frac{dx}{\xi'}$$

with e_T the total amount of material eroded by precipiton (lateral+basal) per unit path length, and ξ' – such as $1/\xi' = \frac{1}{\xi} + \sum_{nb} \left(\frac{k_d}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} \right)$ – the actual sediment transfer length including lateral depositions.

We assume that both e_T and ξ' are constant on the pixel, which make easy the integration of Eq. A8 from x to x' :

$$\text{Eq. A9} \quad h_{sp}(x') = \xi' e_T \left(1 - \exp \left(-\frac{x'-x}{\xi'} \right) \right) + h_{sp}(x) \exp \left(-\frac{x'-x}{\xi'} \right),$$

The total variation of sediment matter in the channel, i.e. from x to $x + \Delta x$ is:

$$\text{Eq. A10} \quad \Delta h_{sp} = h_{sp}(x + \Delta x) - h_{sp}(x) = \left(\xi' e_T - h_{sp}(x) \right) \left(1 - \exp \left(-\frac{\Delta x}{\xi'} \right) \right)$$

The pixel altitude variation is deduced from integrating Eq. A5 and Eq. A6.

$$\text{Eq. A11} \quad (1 - \phi) \Delta z_b = -\dot{e} \tau_p + \frac{1}{\xi} \int_x^{x+\Delta x} h_{sp}(x') dx'$$

$$(1 - \phi) \Delta z_b = -\dot{e} \tau_p + \frac{\xi'}{\xi} e_T \Delta x - \frac{\xi'}{\xi} \Delta h_{sp}$$

$$\text{Eq. A12} (1 - \phi) \Delta z_{b,nb} = \frac{k_d}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{out} \int_x^{x+\Delta x} h_{sp}(x') dx' - \dot{e}_{lat} \tau_p - \frac{k_b}{\Delta y} \left(\frac{\partial z_b}{\partial y} \right)_{in} q_T \cdot \tau_p$$

Implementation on a regular grid with 8 neighbors

The equations are easily implemented on regular grid. Δx is the distance from a point to another, and Δy is defined as: $\Delta y = \frac{\Delta S}{\Delta x}$.

The hydraulic slope is first calculated, then the shear stress, and then the variations of the precipiton sediment load h_{sp} , and of the topography of pixel (z_b) and lateral neighbors (z_l).

The time spent by the precipiton to erode, τ_p , is either calculated as the average time between two successive precipitons (by assuming the continuity of water flow, see [Crave and Davy, 2001]), or from the actual velocity. In the latter case, the program can be parallelized since the action of a precipiton does not depend on the others.

6. References

- Andreotti, B., P. Claudin, and S. Douady (2002), Selection of dune shapes and velocities - Part 1: Dynamics of sand, wind and barchans, *European Physical Journal B*, 28(3), 321-339.
- Bates, P. D., and A. P. J. De Roo (2000), A simple raster-based model for flood inundation simulation, *Journal of Hydrology*, 236(1-2), 10.1016/S0022-1694(00)00278-X, 54-77.
- Bates, P. D., M. S. Horritt, and T. J. Fewtrell (2010), A simple inertial formulation of the shallow water equations for efficient two-dimensional flood inundation modelling, *Journal of Hydrology*, 387(1-2), 10.1016/j.jhydrol.2010.03.027, 33-45.
- Brackbill, J. U., D. B. Kothe, and H. M. Ruppel (1988), Flip: A low-dissipation, particle-in-cell method for fluid flow, *Comput. Phys. Commun.*, 48(1), 10.1016/0010-4655(88)90020-3, 25-38.

- Bradford, S. F., and B. F. Sanders (2002), Finite-volume model for shallow-water flooding of arbitrary topography, *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(3), 289-298.
- Cao, Z., G. Pender, S. Wallis, and P. Carling (2004), Computational dam-break hydraulics over erodible sediment bed, *Journal of hydraulic engineering*, 130(7), 689-703.
- Cao, Z. (2007), Comments on the paper by Guy Simpson and Sebastien Castellort, "Coupled model of surface water flow, sediment transport and morphological evolution", *Computers & Geosciences* 32 (2006) 1600–1614, *Computers & Geosciences*, 33(7), 10.1016/j.cageo.2006.11.009, 976-978.
- Castellort, S., J. Van Den Driessche, and P. Davy (2004), Reply to comment on "How plausible are high-frequency sediment supply-driven cycles in the stratigraphic record?" by Jasper Knight, *Sedimentary Geology*, 164(3–4), <http://dx.doi.org/10.1016/j.sedgeo.2003.10.011>, 331-334.
- Charru, F. (2006), Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow, *Physics of Fluids*, 18(12), 10.1063/1.2397005.
- Charru, F., B. Andreotti, and P. Claudin (2013), Sand ripples and dunes, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 45, 469-493.
- Chase, C. G. (1992), Fluvial land sculpting and the fractal dimension of topography, *Geomorphology*, 5, 39-57.
- Coulthard, T. J., D. M. Hicks, and M. J. Van De Wiel (2007), Cellular modelling of river catchments and reaches: Advantages, limitations and prospects, *Geomorphology*, 90(3-4), 192-207.
- Coulthard, T. J., J. C. Neal, P. D. Bates, J. Ramirez, G. A. M. de Almeida, and G. R. Hancock (2013), Integrating the LISFLOOD-FP 2D hydrodynamic model with the CAESAR model: implications for modelling landscape evolution, *Earth Surface Processes and Landforms*, 38(15), 10.1002/esp.3478, 1897-1906.
- Crave, A., and P. Davy (2001), A stochastic "precipiton" model for simulating erosion/sedimentation dynamics, *Computers & Geosciences*, 27(7), 10.1016/S0098-3004(00)00167-9, 815-827.
- Darby, S. E., A. M. Alabyan, and M. J. Van De Wiel (2002), Numerical simulation of bank erosion and channel migration in meandering rivers, *Water Resour. Res.*, 38(9), 10.1029/2001WR000602.
- Davy, P., and A. Crave (2000), Upscaling local-scale transport processes in large-scale relief dynamics, *Physics and Chemistry of the Earth, Part A: Solid Earth and Geodesy*, 25(6–7), 10.1016/S1464-1895(00)00082-X, 533-541.
- Davy, P., and D. Lague (2009), Fluvial erosion/transport equation of landscape evolution models revisited, *J. Geophys. Res.*, 114(F3), 10.1029/2008jf001146, 1-16.
- de Almeida, G. A. M., and P. Bates (2013), Applicability of the local inertial approximation of the shallow water equations to flood modeling, *Water Resour. Res.*, 49(8), 10.1002/wrcr.20366, 4833-4844.
- De Boer, D. H. (2001), Self-organization in fluvial landscapes: sediment dynamics as an emergent property, *Computers & Geosciences*, 27(8), 10.1016/S0098-3004(00)00137-0, 995-1003.
- Devauchelle, O., L. Malverti, É. Lajeunesse, C. Josserand, P. Y. Lagrée, and F. Métivier (2010), Rhomboid beach pattern: A laboratory investigation, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* (2003–2012), 115(F2).
- Doeschl-Wilson, A. B., and P. E. Ashmore (2005), Assessing a numerical cellular braided-stream model with a physical model, *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(5), 10.1002/esp.1146, 519-540.
- Doeschl, A. B., P. E. Ashmore, and M. Davison (2009), Methods for assessing exploratory computational models of braided rivers, *Braided Rivers: Process, Deposits, Ecology and Management*, 177-197.
- Duan, J. G., and P. Y. Julien (2005), Numerical simulation of the inception of channel meandering, *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(9), 1093-1110.

- Duvall, A., E. Kirby, and D. Burbank (2004), Tectonic and lithologic controls on bedrock channel profiles and processes in coastal California, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* (2003–2012), 109(F3).
- Edmonds, D. A., and R. L. Slingerland (2007), Mechanics of river mouth bar formation: Implications for the morphodynamics of delta distributary networks, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 112(F2), 10.1029/2006JF000574, F02034.
- Engelund, F., and E. Hansen (1967), *A monograph on sediment transport in alluvial streams*, Teknisk forlag Copenhagen.
- Fagherazzi, S., and T. Sun (2003), Numerical simulations of transportational cyclic steps, *Computers & geosciences*, 29(9), 1143-1154.
- Favis-Mortlock, D. (1998), A self-organizing dynamic systems approach to the simulation of rill initiation and development on hillslopes, *Computers & Geosciences*, 24(4), 10.1016/S0098-3004(97)00116-7, 353-372.
- Foufoula-Georgiou, E., V. Ganti, and W. E. Dietrich (2010), A nonlocal theory of sediment transport on hillslopes, *J. Geophys. Res.*, 115, 10.1029/2009jf001280, F00A16.
- Horritt, M. S. (2002), Evaluating wetting and drying algorithms for finite element models of shallow water flow, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 55(7), 10.1002/nme.529, 835-851.
- Horritt, M. S., and P. D. Bates (2002), Evaluation of 1D and 2D numerical models for predicting river flood inundation, *Journal of Hydrology*, 268(1–4), 10.1016/S0022-1694(02)00121-X, 87-99.
- Howard, A. D. (1994), A detachment-limited model of drainage basin evolution, *Water Resour. Res.*, 30(7), 10.1029/94WR00757, 2261-2285.
- Hunter, N. M., M. S. Horritt, P. D. Bates, M. D. Wilson, and M. G. F. Werner (2005), An adaptive time step solution for raster-based storage cell modelling of floodplain inundation, *Advances in Water Resources*, 28(9), 10.1016/j.advwatres.2005.03.007, 975-991.
- Ikeda, S. (1982), Lateral bed load transport on side slopes, *Journal of the Hydraulics Division*, 108(11), 1369-1373.
- Izumi, N., and G. Parker (1995), Inception of channelization and drainage basin formation: upstream-driven theory, *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 283, 10.1017/S0022112095002357, 341-363.
- Jang, C.-L., and Y. Shimizu (2005), Numerical simulation of relatively wide, shallow channels with erodible banks, *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(7), 565-575.
- Kleinhans, M. G. (2010), Sorting out river channel patterns, *Progress in Physical Geography*, 34(3), 10.1177/0309133310365300, 287-326.
- Lague, D. (2010), Reduction of long-term bedrock incision efficiency by short-term alluvial cover intermittency, *J. Geophys. Res.*, 115, 10.1029/2008jf001210, F02011.
- Lague, D. (2014), The stream power river incision model: evidence, theory and beyond, *Earth Surface Processes and Landforms*, 39(1), 10.1002/esp.3462, 38-61.
- Lave, J., and J. P. Avouac (2001), Fluvial incision and tectonic uplift across the Himalayas of central Nepal, *J. Geophys. Res.*, 106(B11), 26561-26591.
- Lee, H., and S. Han (2010), Solving the Shallow Water equations using 2D SPH particles for interactive applications, *The Visual Computer*, 26(6-8), 865-872.
- Lesser, G. R., J. A. Roelvink, J. A. T. M. van Kester, and G. S. Stelling (2004), Development and validation of a three-dimensional morphological model, *Coastal Engineering*, 51(8–9), 10.1016/j.coastaleng.2004.07.014, 883-915.
- Li, S., and W. K. Liu (2002), Meshfree and particle methods and their applications, *Applied Mechanics Reviews*, 55(1), 10.1115/1.1431547, 1-34.
- Liu, G.-R., and M. Liu (2003), Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method, World Scientific.

- Manning, R. (1891), On the flow of water in open channels and pipes, *Transactions of the Institution of Civil Engineers of Ireland*, 20, 161-207.
- Murray, A., and C. Paola (1997), Properties of a cellular braided-stream model, *Earth Surface Processes and Landforms*, 22, 1001-1025.
- Murray, A. B., and C. Paola (1994), A cellular model of braided rivers, *Nature*, 371, 54-57.
- Murray, A. B., and C. Paola (1996), A New Quantitative Test of Geomorphic Models, Applied to a Model of Braided Streams, *Water Resour. Res.*, 32(8), 10.1029/96WR00604, 2579-2587.
- Nicholas, A. (2013a), Morphodynamic diversity of the world's largest rivers, *Geology*, 41(4), 10.1130/g34016.1, 475-478.
- Nicholas, A. P. (2000), Modelling bedload yield in braided gravel bed rivers, *Geomorphology*, 36(1-2), [http://dx.doi.org/10.1016/S0169-555X\(00\)00050-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0169-555X(00)00050-7), 89-106.
- Nicholas, A. P., and T. A. Quine (2007), Crossing the divide: Representation of channels and processes in reduced-complexity river models at reach and landscape scales, *Geomorphology*, 90(3-4), 10.1016/j.geomorph.2006.10.026, 318-339.
- Nicholas, A. P. (2009), Reduced-complexity flow routing models for sinuous single-thread channels: intercomparison with a physically-based shallow-water equation model, *Earth Surface Processes and Landforms*, 34(5), 641-653.
- Nicholas, A. P. (2010), Reduced-complexity modeling of free bar morphodynamics in alluvial channels, *J. Geophys. Res.*, 115(F4), 10.1029/2010jf001774, F04021.
- Nicholas, A. P. (2013b), Modelling the continuum of river channel patterns, *Earth Surface Processes and Landforms*, 38(10), 10.1002/esp.3431, 1187-1196.
- Nicholas, A. P., P. J. Ashworth, G. H. Sambrook Smith, and S. D. Sandbach (2013), Numerical simulation of bar and island morphodynamics in anabranching megarivers, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 118(4), 10.1002/jgrf.20132, 2019-2044.
- Ottevanger, W., K. Blanckaert, W. S. J. Uijttewaai, and H. J. de Vriend (2013), Meander dynamics: A reduced order non-linear model without curvature restrictions for flow and bed morphology, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 10.1002/jgrf.20080, n/a-n/a.
- Paola, C., and V. R. Voller (2005), A generalized Exner equation for sediment mass balance, *Journal of Geophysical Research-Earth Surface*, 110(F4), F04014
Artn f04014.
- Parker, G. (1976), On the cause and characteristic scales of meandering and braiding in rivers, *J. Fluid Mech.*, 76(3), 10.1017/S0022112076000748, 457-480.
- Parker, G. (1984), Discussion of "Lateral Bed Load Transport on Side Slopes" by Syunsuke Ikeda (November, 1982), *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(2), doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1984)110:2(197), 197-199.
- Parker, G., P. R. Wilcock, C. Paola, W. E. Dietrich, and J. Pitlick (2007), Physical basis for quasi-universal relations describing bankfull hydraulic geometry of single-thread gravel bed rivers, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 112(F4), 10.1029/2006JF000549.
- Parsons, J. A., and M. A. Fonstad (2007), A cellular automata model of surface water flow, *Hydrological Processes*, 21(16), 10.1002/hyp.6587, 2189-2195.
- Ruther, N., and N. R. B. Olsen (2007), Modelling free-forming meander evolution in a laboratory channel using three-dimensional computational fluid dynamics, *Geomorphology*, 89(3-4), 308-319.
- Sapozhnikov, V. B., A. B. Murray, C. Paola, and E. Fofoula-Georgiou (1998), Validation of braided-stream models: Spatial state-space plots, self-affine scaling, and island shapes, *Water Resour. Res.*, 34(9), 2353 - 2364.
- Schuurman, F., W. A. Marra, and M. G. Kleinmans (2013), Physics-based modeling of large braided sand-bed rivers: Bar pattern formation, dynamics, and sensitivity, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 118(4), 10.1002/2013JF002896, 2509-2527.

- Sekine, M., and G. Parker (1992), Bed- Load Transport on Transverse Slope. I, *Journal of Hydraulic Engineering*.
- Simon, A., and C. R. Thorne (1996), Channel adjustment of an unstable coarse- grained stream: opposing trends of boundary and critical shear stress, and the applicability of extremal hypotheses, *Earth Surface Processes and Landforms*, 21(2), 155-180.
- Simpson, G., and S. Castelltort (2006), Coupled model of surface water flow, sediment transport and morphological evolution, *Computers & Geosciences*, 32(10), 10.1016/j.cageo.2006.02.020, 1600-1614.
- Simpson, G. D. (2007), Reply by Simpson G.D.H. and Castelltort, S. to comments by Cao, Z. on the paper “Coupled model of surface water flow, sediment transport and morphological evolution” *Computers & Geosciences*, 32, 1600–1614 (2006), *Computers & Geosciences*, 33(7), 10.1016/j.cageo.2007.03.005, 979-980.
- Smith, T. R., and F. P. Bretherton (1972), Stability and the conservation of mass in drainage basin evolution, *Water Resour. Res.*, 8(6), 10.1029/WR008i006p01506, 1506-1529.
- Solenthaler, B., P. Bucher, N. Chentanez, M. Müller, and M. Gross (2011), SPH Based Shallow Water Simulation, in *Workshop in Virtual Reality Interactions and Physical Simulation*, The Eurographics Association.
- Stark, C. P., E. Fofoula-Georgiou, and V. Ganti (2009), A nonlocal theory of sediment buffering and bedrock channel evolution, *J. Geophys. Res.*, 114(F1), 10.1029/2008jf000981.
- Talmon, A. M., N. Struiksmā, and M. C. L. M. Van Mierlo (1995), Laboratory measurements of the direction of sediment transport on transverse alluvial-bed slopes, *Journal of Hydraulic Research*, 33(4), 10.1080/00221689509498657, 495-517.
- Thomas, R., and A. P. Nicholas (2002), Simulation of braided river flow using a new cellular routing scheme, *Geomorphology*, 43(3-4), 179-195.
- Thomas, R., A. P. Nicholas, and T. A. Quine (2007), Cellular modelling as a tool for interpreting historic braided river evolution, *Geomorphology*, 90(3-4), 302-317.
- Tucker, G. E., and G. R. Hancock (2010), Modelling landscape evolution, *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(1), 28-50.
- Wang, H., G. Zhou, and X. Shao (2010), Numerical simulation of channel pattern changes Part II: Application in a conceptual channel, *International Journal of Sediment Research*, 25(4), 10.1016/S1001-6279(11)60005-X, 380-390.
- Whipple, K. X., and G. E. Tucker (1999), Dynamics of the stream-power river incision model: Implications for height limits of mountain ranges, landscape response timescales, and research needs, *J. Geophys. Res.*, 104(B8), 17661-17674.
- Whittaker, A. C., P. A. Cowie, M. Attal, G. E. Tucker, and G. P. Roberts (2007), Bedrock channel adjustment to tectonic forcing: Implications for predicting river incision rates, *Geology*, 35(2), 103-106.
- Zhu, D., Q. Ren, Y. Xuan, Y. Chen, and I. D. Cluckie (2013), An effective depression filling algorithm for DEM-based 2-D surface flow modelling, *Hydrology and Earth System Sciences*, 17(2), 10.5194/hess-17-495-2013, 495-505.
- Ziliani, L., N. Surian, T. J. Coulthard, and S. Tarantola (2013), Reduced-complexity modeling of braided rivers: Assessing model performance by sensitivity analysis, calibration, and validation, *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*, 118(4), 10.1002/jgrf.20154, 2243-2262.

3.4 Discussion : calibration du modèle d'érosion latérale

Le modèle d'érosion latérale implémenté dans Eros est assez simple. Le taux d'érosion latérale est fonction de la pente topographique mesurée dans la direction normale à l'écoulement, le taux d'érosion vertical sur la cellule considérée et d'un coefficient, k_{el} dont la valeur est fixée arbitrairement. Il est donc nécessaire de le calibrer et d'étudier la réponse des rivières à sa paramétrisation dans les différents régimes (rivières droite et en tresses). Le paramètre k_{el} peut être assimilé à l'érodabilité des berges.

3.4.1 Rivières droites

Dans le cas d'une rivière droite, le chenal incise la couverture alluviale afin d'atteindre une géométrie d'équilibre qui est fonction des conditions aux limites telles que le débit d'eau, le flux entrant de sédiments et la taille de grain médiane. La valeur de k_{el} contrôle aussi cette géométrie d'équilibre en influençant la largeur d'équilibre de la rivière (Fig. 3.9). Par exemple, une forte érodabilité des berges donnera des chenaux larges provoquant donc une perte de capacité de transport qui sera compensée par une pente d'équilibre plus forte. Comme vu précédemment lors des simulations, la largeur arrive à sa valeur d'équilibre plus rapidement que la pente. La valeur de k_{el} exerce son influence durant les premiers stades de l'émergence de la chenalisation de l'écoulement. Par ailleurs, pour des k_{el} élevés, la largeur de la rivière étant plus grande la pente du chenal devra être plus élevée pour conserver une capacité de transport nécessaire à l'export du flux entrant et donc atteindre un état d'équilibre.

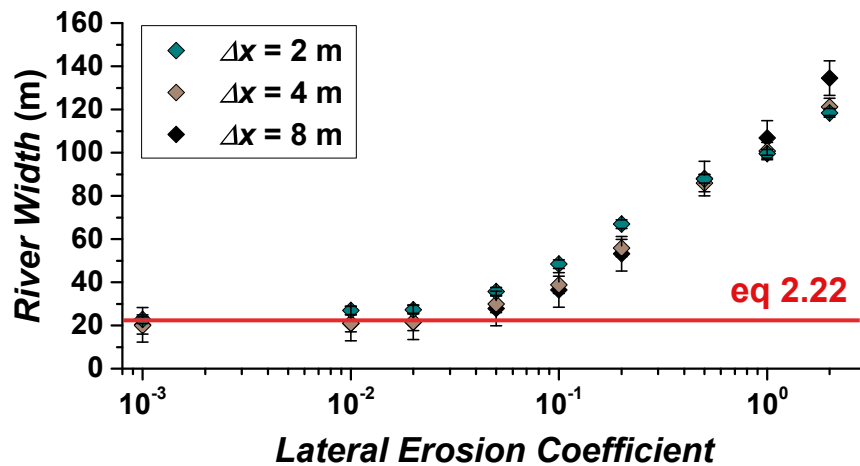


FIGURE 3.9 – Influence de la valeur du coefficient d'érosion latérale sur la largeur d'équilibre des rivières pour différentes résolutions de grille. La courbe rouge représente la valeur de largeur calculée à partir de la relation empirique de l'équation 2.21 [Parker et al., 2007]. [Paramètres : $S_{ini} = 1\%$, $Q_w = 15 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 0.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau_{c} = 4 \text{ Pa}$, $\xi = 2 \text{ m}$. Loi de transport : Meyer-Peter Muller].

Dans le cas des rivières droites, il est possible d'évaluer les prédictions du modèle en les comparant aux relations empiriques définissant la géométrie des rivières pour des valeurs de débits d'eau et de taille de grain données (voir eq. 2.21 et 2.22) [Parker et al., 2007]. Il est à noter que seule la largeur sera évaluée tout en gardant à l'esprit qu'afin de garder la même capacité de transport, des variations de largeurs influenceront la pente et la hauteur d'eau. La figure 3.9 montre la valeur de la largeur d'équilibre en fonction de k_{el} suit 2 régimes. Le premier dans lequel la largeur est relativement constante et le deuxième où la largeur croît exponentiellement avec la valeur du coefficient d'érosion latérale. Les largeurs prédites correspondant aux calculs faits à partir des relations empiriques se trouvent dans le premier régime. Il semblerait

donc que de faibles valeurs de k_{el} soient les plus appropriées pour les simulations de rivières droites ne comprenant qu'un seul chenal.

3.4.2 Rivières en tresses

Dans le cas des rivières en tresses, la calibration du modèle sera plus arbitraire et s'appuiera sur la comparaison avec des systèmes naturels. La valeur de k_{el} sera choisie en fonction du nombre de chenaux individuels (ou braiding index) et de leurs largeurs respectives. Cependant, je montrerai que la gamme de valeur réaliste de l'érodabilité des berges n'est pas très étendue menant à un choix de valeur pour ce paramètre relativement limité. Le coefficient d'érosion latérale contrôle l'érodabilité des berges et sa valeur a une influence à la fois sur : (i) l'amplification ou l'inhibition des instabilités marginales et (ii) sur la géométrie de la rivière. Afin d'apprécier le rôle de la valeur de k_{el} , la meilleure façon est d'effectuer une analyse de sensibilité.

Lorsque k_{el} est nul, les tresses ont une largeur d'une cellule et ne présentent aucune dynamique temporelle, i.e., les chenaux indépendants émergeant au début de la simulation restent figés tout au long de celle-ci (Fig. 3.10a). Les flux latéraux étant nuls, les instabilités ne peuvent que s'amplifier et creuser des chenaux profonds. Dans le cas d'une valeur de k_{el} trop élevée, les instabilités marginales sont amorties par des flux latéraux trop importants pour permettre une émergence de chenaux indépendants. Entre ces deux cas extrêmes, une dynamique de rivière en tresse relativement réaliste est reproduite par le modèle. Une valeur de k_{el} plus forte encourage la migration latérale des chenaux et provoque des fusions de chenaux plus efficaces.

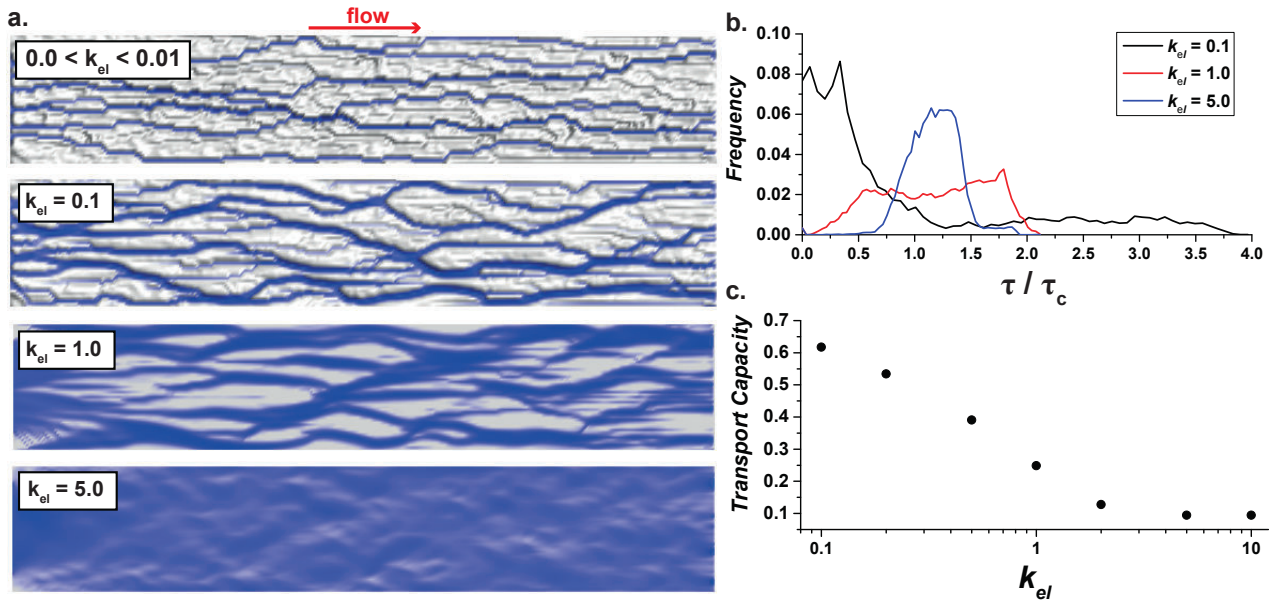


FIGURE 3.10 – Analyse de sensibilité sur le coefficient d'érosion latérale (k_{lat}) dans le cas des rivières en tresses. **a.** Exemples de simulations Eros. **b.** Distribution du rapport entre contrainte cisailante et sa valeur critique. **c.** Influence de k_{el} sur la capacité de transport des rivières en tresses. [Paramètres : $S_{ini} = 1\%$, $Q_w = 160 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $Q_s = 0.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\tau_{uc} = 30 \text{ Pa}$, $\xi = 2 \text{ m}$, $\Delta x = 10 \text{ m}$. Loi de transport : Meyer-Peter Muller].

L'adaptation morphologique de la rivière à la valeur de k_{el} concerne surtout la largeur et le nombre de chenaux actifs, la pente ne subissant par de modifications significatives loin de la condition d'entrée. L'efficacité de l'érosion latérale influence ainsi la distribution des contraintes cisailantes sur la topographie.

Une valeur faible de k_{el} entraîne une distribution homogène des contraintes cisailantes au dessus de leur valeur critique car la géométrie en 'U' des chenaux résulte en un échantillonnage complet de la gamme des contraintes. On peut aussi observer un net déséquilibre entre le nombre de cellules sous le seuil et celles le dépassant. Dans ces conditions, la surface des barres internes est supérieure à la surface occupée par les chenaux. Lorsque k_{el} augmente les chenaux ont tendance à avoir un fond plus plat, la distribution des contraintes est alors plus étroite et la distribution des contraintes inférieures et supérieures au seuil est plus équilibrée. Finalement, si k_{el} est très élevé, le fait qu'aucun chenal n'émerge mène à l'émergence d'un mode dans la distribution égal à la contrainte moyenne. L'effet de k_{el} sur la distribution des contraintes se répercute sur la capacité de transport de la rivière qui est plus élevée lorsque l'érodabilité des berges est plus faible car cela mène à des contraintes cisailantes plus importantes. Le fait d'avoir de multiples chenaux plus étroits est plus efficace pour transporter du sédiment qu'un chenal très large.

Concrètement, le choix du coefficient d'érosion latérale se fera en fonction de la morphologie de la rivière alluviale considérée. Si des données sont disponibles (par ex : débit, taille de grain médiane, pente longitudinale), le coefficient d'érosion sera contraint par la reproduction de premier ordre des motifs de tresses observés dans le système naturel et avec un accent mis sur la largeur des chenaux et leur nombre.

4. Evolution morphodynamique les plaines alluviales soumises à des apports massifs de sédiments et aléas hydro-sédimentaires associés

4.1 Introduction

Le chapitre précédent était consacré à la description des nouveaux développements implémentés dans le modèle numérique Eros avec notamment un modèle hydrodynamique capable de prédire les vitesses d'écoulement sur des topographies hautes résolutions et la description de l'érosion et du transport via la contrainte cisailante. Les calculs des différentes lois (hydraulique, transport/ dépôt et flux latéraux) étant basés sur une description physique des processus, Eros peut être utilisé à des fins prédictives. Les objectifs de ce chapitre sont donc doubles : le premier consistera à la validation des différents modèles en utilisant un cas naturel. Une fois validé, Eros sera utilisé pour explorer la réponse d'une plaine alluviale soumise à des forçages sédimentaires importants.

Ce travail est centré sur l'évolution temporelle de la plaine alluviale de la rivière Poerua (île du Sud de Nouvelle Zélande) qui a subi des taux d'aggradation très élevés suite à l'apport massif de sédiments provenant d'un glissement de terrain situé en amont de la plaine, provoqué par la rupture d'un versant du Mount Adams en 1999. Plusieurs raisons ont motivé l'utilisation de ce cas en particulier. Premièrement, d'un point de vue pratique, j'ai pu avoir accès à plusieurs types de données pour tester et contraindre le modèle numérique. Notamment, les mesures *dGPS* permettant d'avoir accès à l'évolution temporelle du lit alluvial de la rivière sur une période de 13 ans (de 1999 à 2012). La présence d'une station de jaugeage éphémère de 1981 à 1993 mesurant les débits de la rivière Poerua toutes les heures permettent de contraindre les débits d'entrée du modèle. Finalement, j'ai pu effectuer des mesures de tailles de grains sur le terrain afin d'obtenir la taille de grain médiane à utiliser lors des expériences numériques. Deuxièmement, le cas de la Poerua représente un bel exemple des aléas hydro-sédimentaires subits par une plaine alluviale lorsqu'elle est soumise un apport massif de sédiments. Il est donc très intéressant de pouvoir reproduire numériquement le comportement de rivières alluviales soumises à ce genre de forçages afin d'améliorer la gestion des risques de zones présentant les mêmes caractéristiques. Dernièrement, compte tenu de la forte probabilité d'un séisme de haute magnitude provoquée par la rupture de la Faille Alpine il est nécessaire d'étudier plus systématiquement la réponse court-terme des cônes alluviaux dans des contextes de taux de transferts sédimentaires élevés.

Dans cette étude, nous montrons que le modèle Eros est capable de reproduire l'évolution temporelle du cône alluvial de la Poerua de 1999 à 2003. Une fois le modèle validé, nous explorons l'impact de différents types de forçages sédimentaires sur la réponse du cône alluvial en jouant sur la quantité de sédiments introduites dans le système et la concentration en sédiments grossiers. En dernière partie, nous discutons de l'utilisation d'un modèle tel qu'Eros dans la prédiction d'aléas hydro-sédimentaires dans les zones à

risques.

Ce chapitre est composé d'une publication scientifique accompagnée d'informations complémentaires. Celle-ci sera soumise dans un journal de rang A entre le moment de la soumission du manuscrit et la soutenance orale.

4.2 Morphodynamic modeling of hydro-sedimentary hazards induced by large sediment supplies in alluvial fans: Application to the 1999 Mount Adams landslide, New Zealand

Thomas Croissant¹, Dimitri Lague¹, Philippe Davy¹, Tim Davies² and Philippe Steer¹

¹ Géosciences Rennes, UMR6118, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes

² Department of Geological Sciences, University of Canterbury, 8041 Christchurch

Corresponding author: T. Croissant (thomas.croissant@univ-rennes1.fr)

Abstract

Active mountain ranges are frequently subjected to mass wasting events triggered either by storms or earthquakes, supplying large volumes of sediment into river networks. Besides altering river dynamics, large sediment deliveries to alluvial fans are known to cause hydro-sedimentary hazards such as flooding, river avulsion and bank erosion. In this context, few numerical models have been used to investigate the short term (e.g. a few years) dynamics of alluvial fans to help hazard management and to understand the longer term dynamics. Here, we use the 2D morphodynamic model *Eros* with a new 2D hydrodynamic model resolving efficiently river flow and inundation patterns on complex topography. The latter combined with a sediment transport/deposition model, and bank erosion law is able to reproduce several features of alluvial fan dynamics such as river regime modification (single-thread to multi-thread), river avulsion and aggradation, floods and bank erosion. We first parameterize the model and unknown boundary conditions such as bedload sediment supply against a natural well-documented case: the Mount Adams rock avalanche and subsequent avulsion on the Poerua river fan (West Coast, New Zealand). The measured aggradation levels, up to 5 meters, that followed landslide-derived sediments inputs in the Poerua river are compared to model outputs and best-fit sediment supply rates are estimated. *Eros* predicted the evolution of the alluvial fan during the first post-landslide stages with less than 30 cm difference. The model is subsequently used to evaluate how the sediment supply volume and rate control the alluvial fan response in terms of aggradation patterns and associated hazards. Our results show that the total injected volume control the overall levels of aggradation, but input rates have a previously unforeseen major control on the location of preferential deposition and hazards areas. Fan re-incision following a return to pre-landslide sediment flux transfers the sediment to downstream parts and pose similar hydro-sedimentary hazards that the ones caused by the initial aggradation phase. We conclude that 2D morphodynamics models are essential to capture the full range of hazards occurring in alluvial fans. However, due to strong non-linearities, e.g. threshold effects and uncertainties on boundary conditions, only ensemble simulations can be used to produce probabilistic maps of hydro-sedimentary hazards relevant for decision making.

keywords: *Alluvial fan dynamics, morphodynamic modeling, hydro-sedimentary hazards*

I. Introduction

Alluvial fans located at the front of active mountain ranges can be submitted to large sediment deliveries during short time scales. The extreme geomorphic conditions experienced in these areas such as, intense precipitations, earthquakes and steep slopes can trigger frequent mass wasting processes that supply large volumes of sediments in the fluvial network [Dadson *et al.*, 2004; Yanites *et al.*, 2010; Robinson and Davies, 2013]. The progressive evacuation of landslide-derived sediments from their location in the upstream catchment to the alluvial fan can alter river dynamics, for instance, by depositing a high quantity of sediment along its path. As massive sediment supplies are introduced to the alluvial fan they actively contribute to its construction and dynamics [Allen and Hovius, 1998; Keefer, 1999; Crosta and Frattini, 2004; Davies and Korup, 2007] but often lead to hydro-sedimentary hazards that threaten infrastructure and people living nearby [Hancox *et al.*, 2005; Robinson and Davies, 2013]. In this context, being able to predict potential hydro-sedimentary hazards, downstream of a fan, is important for hazards management and emergency response as well as for the understanding of the long-term dynamics of alluvial fans

2D numerical models of fan dynamics would be extremely useful tools for hazard management, yet, they are generally only used to assess the response of a fan to tectonic and climatic forcing on long time scales (i.e. greater than 1000 yr) [e.g. Coulthard *et al.*, 2002; Carretier and Lucazeau, 2005; Densmore *et al.*, 2007]. So far, sediment pulse propagation in alluvial rivers has been studied 1) for single thread rivers [Cui *et al.*, 2003a, 2003b; Cui and Parker, 2005; Nelson and Dube, 2016] and 2) for a sediment supply that is too limited to significantly affect river dynamics or cause hydro-sedimentary hazards and for which a 1D approach is justified because the model domain (i.e. the channel) does not evolve with time [Lisle *et al.*, 2001; Madej, 2001; Sutherland *et al.*, 2002; Hoffman and Gabet, 2007]. Hence, 2D numerical models able 1) to capture the short term dynamics of alluvial rivers (< 100 yr) and 2) to predict hydro-sedimentary hazards in response to a large sediment supply are still required.

Amongst key requirements that a 2D numerical model should include to address hydro-sedimentary hazards and fan morphodynamics, the prediction of flooding patterns, avulsion and channel lateral mobility are essential outcomes. The model should allow for the self-organization of flow into single or multi-thread channels (i.e., braided rivers) and their lateral mobility. This involve modeling 2D flow hydrodynamics, bedload transport and bank erosion. In addition, because large sediment deliveries occur during single flood events, the model should be able to operate at short timescales, but also predicts fan geometry change over decades. Finally, because predicting hazards depends on uncertain boundary conditions (e.g. initial topography) as well as stochastic variables (e.g., sequence of floods and sediment supply events), the model should be fast enough to explore the

impact of minor variations on the boundary conditions to generate not one prediction, but an ensemble of predictions that can be used to generate probabilistic maps of hazards.

Here, we use the landscape evolution model Eros [Davy and Crave, 2000; Crave and Davy, 2001; Loget *et al.*, 2006; Davy and Lague, 2009] that has recently been improved to include all the above requirements [Davy *et al.*, 2016, *subm.*]. We first evaluate the capabilities of the Eros model to reproduce alluvial fan dynamics submitted to large sediment supplies by testing it against a natural case and solving at the same time for unknown boundary conditions such as the rate of sediment supply. The model predictions are compared to the dGPS topographic surveys to monitor the morphologic evolution of the Poerua Fan after the 1999 Mount Adams landslide evacuation. Once validated, the model is applied to the same area to assess the sensitivity of the morphological response of the fan to the total sediment volume and its supply rate. The fan dynamics and the associated hydro-sedimentary hazards are investigated during both an aggradation and a degradation phase. These results are then used to investigate the risk of flooding and river avulsion. Finally, we discuss the use of 2D morphodynamics modeling to predict hydro-sedimentary hazards associated to alluvial fans.

II. The Poerua River context

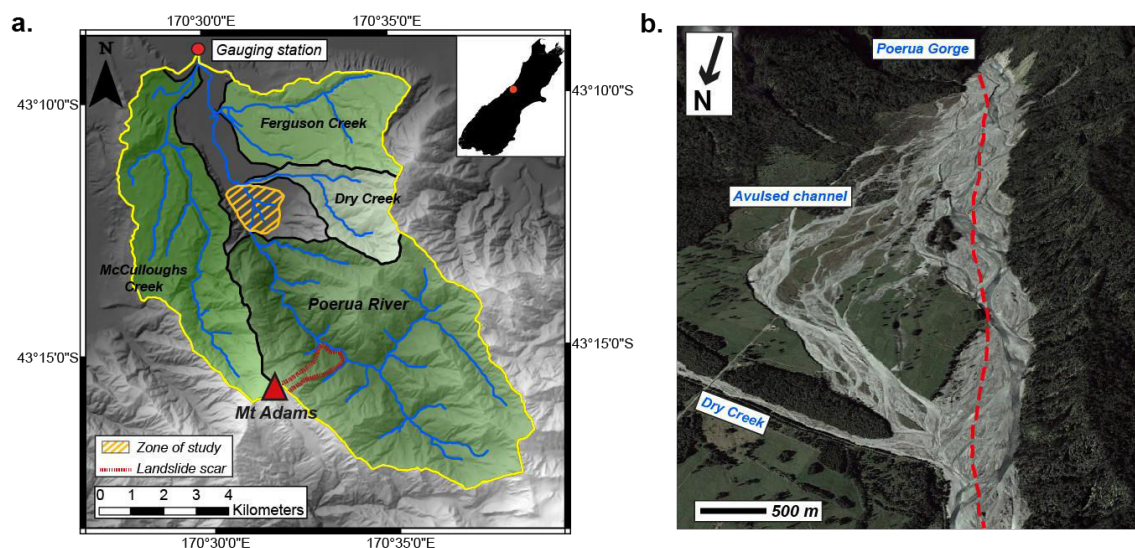


Figure 1: a. Map of the Poerua catchment area and topography. Drainage area = 65 km². The patterned orange area represents the studied area located on the first 2.6km of the alluvial fan after the gorge exit. b. Aerial picture of the study zone looking upstream: the Poerua fan, from the gorge exit to Dry Creek. The dashed red line shows the approximate location of the active channel prior to the landslide (source: Google Earth).

The Poerua river

Our study is focused on the Poerua River which is located on the West Coast of the central Southern Alps of New Zealand (Fig. 1a). This region of the South Island experiences a combination of high exhumation rates ($\sim 5 \text{ mm.yr}^{-1}$) [Tippett and Kamp, 1993; Herman *et al.*, 2010] and precipitation rates as high as $\sim 14 \text{ m.yr}^{-1}$ at the headwaters [Griffiths and McSaveney, 1983; Tait *et al.*, 2006].

Downstream of the mountain front, the Poerua River is a gravel-bed braided river typical of West Coast alluvial rivers. The alluvial fan, located at the exit of the Poerua gorge is bounded by a lateral moraine on the western side of the river and opens to a large floodplain on the eastern side which is occupied by forests and grazing fields. The study area is located in the alluvial fan between the Poerua gorge exit and the Dry Creek outlet (Fig. 1b).

Alluvial fan temporal evolution

On the 6th of October 1999, a large landslide with an estimated volume of $10\text{-}15 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ detached from Mount Adams and fell into the Poerua valley (Fig. 1a), blocking the river with a $\sim 120 \text{ m}$ high landslide dam. A few days later, a minor precipitation event caused the dam to fail, triggering a dam break flood with an estimated peak discharge of $1000\text{-}3000 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [Hancox et al., 2005; Davies et al., 2007]. The dam break flood carried a large portion of landslide derived sediments downstream [Korup et al., 2004]. This event marks the onset of the landslide sediment evacuation and the transfer and deposition of large volumes of sediment in the catchment and in the alluvial fan, in turn causing a series of hydro-sedimentary hazards. The bedrock river experienced several meters of bed aggradation in the lower gorges, storing up to $\sim 5.7 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ (30% to 50% of the landslide initial volume) of the landslide-derived sediment [Korup, 2004]. The large sediment supply to the alluvial fan (sediment discharge up to $6 \cdot 10^5 \text{ m}^3 \cdot \text{yr}^{-1}$) resulted in the fanhead aggradation of ~ 5 meters [Hancox et al., 2005; Robinson and Davies, 2013]. Starting three years after the landslide, the aggrading Poerua river experienced a series of avulsion events that shifted the river course up to 800 m east of the former bed on an ancient fan surface, causing bank erosion up to 50 meters and putting some infrastructure at risk. The river remained on the fan surface for a number of years before returning to its pre-landslide bed. Currently, the fan head is being re-incised by the river which, in addition to the stop banks built during the last few years, has the effect to confine the flow in the active channel and therefore limit the probability of further overbank discharge

dGPS surveys

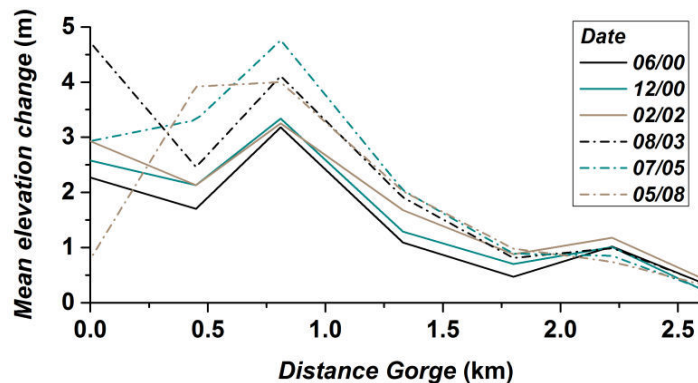


Figure 2 : Mean elevation change compared to pre-landslide geometry measured by dGPS surveys along the first 2.6km of the alluvial fan from 2000 to 2008 (data from [Korup et al., 2004; Davies and Korup, 2007; Nelson, 2012]).

Given the importance of hazards assessment, the active channel of the alluvial fan has been surveyed at 6 dates since the landslide occurrence. Special attention was given to constraining the evolution of aggradation rates in the vicinity of the SH6 Bridge which carries the only road traversing Westland together with a critical telecommunication cable. The alluvial fan was divided into 34 cross sections that have been repeatedly surveyed with dGPS to get the mean elevation changes and provide the temporal topographic evolution of the Poerua riverbed [Korup *et al.*, 2004; Nelson, 2012]. These studies indicate a high sediment supply at the fan head leading to aggradation levels up to 5 m in certain areas (Fig. 2). Aggradation was on going from 1999 to 2005 but the latest survey in 2008 suggests that the fan head shifted to a degrading phase. This observation could mean that the landslide deposit is no longer feeding the river and has been mostly removed or has a limited connectivity even during large floods. The river is now thought to be in a degrading phase to retrieve its pre-landslide geometry. Sections that cover the first 2.6 km of the fan are used as constraints for the model outputs.

III. Model description

The 2D numerical model used in this study includes a hydrodynamic model (Davy & al, 2015, *submitted*) and the erosion/deposition model, *Eros* [Crave and Davy, 2001; Loget *et al.*, 2006; Davy and Lague, 2009]. The model uses a particle based method which consists in routing elementary volumes of water, called precipitons, on top of the topography and the water surface following local transport rules. Along its path, a precipiton has the possibility to interact with the topography either by transporting or depositing sediment vertically and laterally.

The simulations are realized in “reach mode”, meaning that precipitons only fall at the river entry. The downstream path of each precipiton is dictated by a stochastic algorithm in which the downward direction of the particle is chosen probabilistically as a function of hydraulic slope. Under the assumption of a stationary regime (time derivatives of shallow water equation set to zero), the water volume of the precipiton remains constant along its path and fills the cells with the same amount of water. In that way, the water depth converges more rapidly toward the stationary solution. Moreover, in this regime the mass balance is not ensured for each precipiton but on average. Thereby, water depth increases by a constant and small quantity at the precipiton passage and decreases by an amount set by the chosen resistance equation (here Manning equation; see Davy *et al.*, 2016, *submitted* for more details on the hydrodynamic model). In essence, the model resolves the vertically averaged Saint-Venant equation in 2D without inertial terms.

The shear stress exerted by the water column on the river bed is computed from the water depth and hydraulic slope calculations as:

$$\tau = \rho g h s \quad (1)$$

where ρ is the water density, g the gravitational constant, h the water depth and s the hydraulic slope. The hydrodynamic model predictions are then used to compute sediment entrainment, \dot{e} , which is

classically expressed as a function of excess shear stress elevated to a power exponent [*Meyer-Peter and Müller, 1948; Davy and Lague, 2009; Lajeunesse et al., 2010*]:

$$\dot{e} = E(\tau - \tau_c)^a \quad (2)$$

where E is a constant that depends on sediment and water density and the gravitational constant, a an exponent and τ_c the critical shear stress of sediment motion. The sediment load mass balance along the precipiton path is set by:

$$\frac{dq_s}{dt} = \dot{e} - \dot{d} + \frac{dq_l}{dx} - \frac{dq_n}{dx} \quad (3)$$

with q_s the longitudinal sediment flux, \dot{d} the amount of deposited sediment, q_l the lateral flux coming from lateral bank erosion and q_n the lateral deposition flux on downstream neighbor cells. The deposition rate is defined by:

$$\dot{d} = \frac{q_s}{\xi} \quad (4)$$

with ξ the transport length which physically represents the average travel distance of sediment grains in the flow from entrainment to re-deposition [*Davy and Lague, 2009; Lajeunesse et al., 2010*]. Assuming local equilibrium conditions, the sediment flux is then expressed by:

$$q_s = \xi \dot{e} = \xi E(\tau - \tau_c)^a \quad (5)$$

For simplicity, the transport length is here assumed constant. Being in the context of a braided gravel bed river ξ has to be small compared to the size of the system in order to be in a transport-limited regime [*Davy and Lague, 2009*]. In equation 5, the product ξE and a are tuned according to the saturated transport capacity law of interest. To compute bedload transport, we chose to use a Meyer-Peter and Muller parameterization, i.e., $E\xi \sim 1.5 \cdot 10^{-5}$, $a = 1.5$ and τ_c is nonzero and dependent on median grain size [*Meyer-Peter and Müller, 1948*]. To compute total load we use an Engelund and Hansen parameterization with $a = 2.5$, $\tau_c = 0$ and $E\xi$ a function of median grain size [*Engelund and Hansen, 1967*].

Precipitons have the ability to erode adjoining cells with a lateral erosion term:

$$\dot{e}_{lat} = k_e \dot{e} S_l \quad (6)$$

where k_e is a dimensionless coefficient and S_l the lateral topographic gradient as used previously [*Davy and Lague, 2009; Coulthard et al., 2013; Nicholas, 2013*]. Lateral bank erosion is critical to the lateral dynamics of braided rivers. Given the lack of robust physical description of bank erosion in natural systems, equation 6 represents a simple way to account for lateral erosion. The lateral sediment flux is described by, $q_l = k_e q_s S_l$. The action of gravity on transported gravel on cross-sloping plane induces sediment flux normal to the flow, described as:

$$q_n = k_d q_s S_n \quad (7)$$

with k_d a constant here fixed at 0.5 [*Sekine et al., 1992*] and S_n is the transverse slope.

The elements presented in this section constitute the classical ingredients of 2D morphodynamic models and are essential to trigger geomorphic instabilities in going from the emergence of a single thread river to complex river regimes such as braided patterns. The cell size of the synthetic topography is 10 m with a mean simulation time of 35 min for one flood with a 5 seconds time step and a 3.20 GHz processor.

IV. Model validation

1. Initial topography, boundary conditions

The objective here is to test the numerical model parameters and constraint some unknown boundary condition by comparing its outcomes against data from the Poerua fan surveys that took place between 1999 and 2003 (Fig. 2). We choose to limit our study only to the evolution of the first 2.6 km of the fan after the gorge exit because most of the major geomorphic changes are recorded within this area (supplementary material, Fig. S1a) and the shorter area reduces computational times. In the following, we present the construction of the model initial topography and the data used to constrain the model boundary conditions.

Initial topography

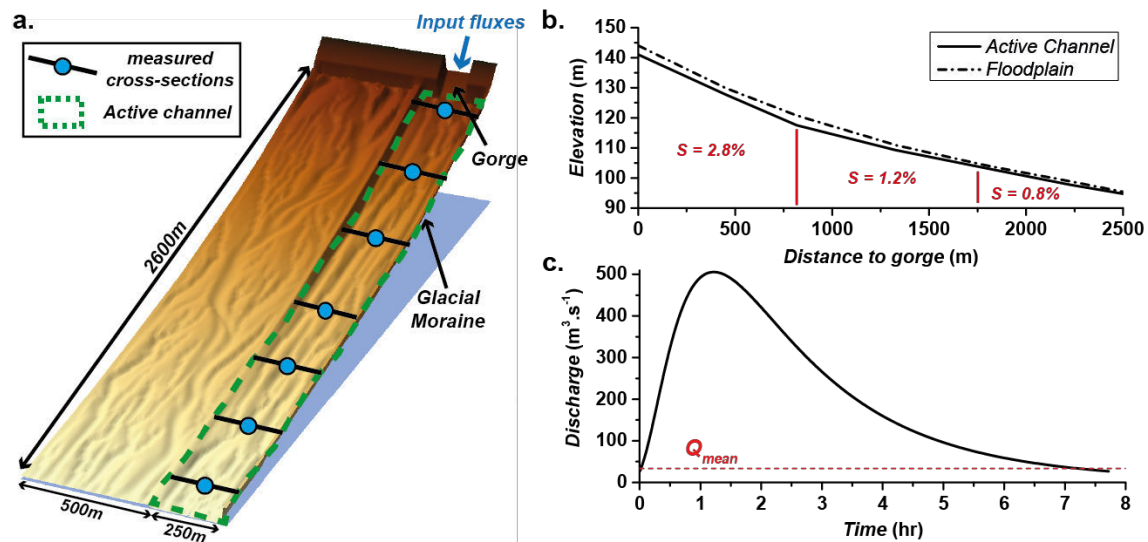


Figure 3 : a. Initial topography of the Poerua River deduced from data and observation (cell size = 10 m). The precipitations can only enter the model at the gorge entry (near the blue arrow). The cross section locations correspond to the dGPS surveys. b. Profiles of the active channel mean elevation and its associated floodplain. c. Hydrograph used for the simulation.

Unfortunately, no high resolution topography of the floodplain and fan was available, before or after the landsliding event. We thus used aerial photographs and low resolution to constrain as much

as possible the morphology of initial topography (Fig. 3). The most critical parameters are the channel width and the topographic slope because of their influence on the river transport capacity.

An elevation profile was surveyed in May 1999 along the active riverbed (Fig. 3b). The slopes extracted from this profile include 2 major slope breaks dividing the fan into 3 segments of different slope. The first 800 m are steeper (2.8% mean slope) than the following 1500m (1.2% mean slope) while the last part of the fan slope is only ~0.8%. Assuming a constant grain size, these 2 major breaks in the slope induce major transport capacity loss which have driven locally high aggradation levels (peaks in Fig. 2). For the sake of simplicity and because of the lack of constraints, the initial active channel width is assumed constant along the river reach. The measures of mean channel width on the pre-landslide aerial photographs and from dGPS cross sections allow us to fix the reach width to a mean value of 250 m (supplementary material, Fig. S1b).

Before the landslide event, the fan head was entrenched in the alluvial plain therefore preventing the occurrence of overbank discharges during several decades [Davies *et al.*, 2005; Davies and Korup, 2007]. Current field observations indicates that the landslide-induced aggradation has elevated the river bed elevation close to the floodplain level [Davies and Korup, 2007]. Combining these observations, the bank height is fixed at the aggradation levels at the time of the river avulsion (2001) measured by the surveys (Fig. 3b). By limiting the occurrence of overbank discharges and by focusing sediment flux inside the active channel, the floodplain height stand out as a major control of avulsion dynamics in the aggradation phase.

As the avulsed river occupied a previous fan surface, a braided pattern is imprinted on the fan instead of having a flat surface. This, besides adding a higher level of realism to the simulations, enhances the chances for river avulsion by introducing topographic local minima for the overbank flow to exploit. The braided pattern is obtained by making an independent numerical simulation with a channel width matching the fan width. The channel and bar shape patterns are extracted from this simulation and applied on the Poerua fan surface.

Boundary conditions

River discharges data are assessed from an ephemeral gauging station installed at the SH6 bridge in the Poerua (Fig. 1) that recorded hourly discharges from 1981 to 1993 (supplementary material Fig. S2, data courtesy of Murray Hicks, NIWA). Although the timeframe of these data predates the occurrence of the landslide they are useful to constrain the expected range of discharges experienced by the river. During the recorded period, water discharges varied between 3.5 and 1070 $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and the mean discharge was 33 $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Given the high water discharge variability and precipitation rates of the West Coast climate the Poerua catchment is expected to experience several significant floods during one year. We extract the hydrograph characteristics from a statistical analysis of the discharge record. For instance, daily stream flows in excess of 500 $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ occur more than 6 times a year. Even if the

data show that the mean annual peak flood discharge is around $800 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, this value has to be lowered because the gauging station measured not only Poerua discharges but also the contribution of 3 minor catchments that account for 43% of the total drainage area (Fig. 1). Accounting for this effect, the Poerua peak discharge has been fixed at $500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and the mean duration of the event is fixed at 8h. We choose to work with hydrograph rather than with a mean constant discharge to fully account for the non-linearities that emerge from equation 5 and better reproduce intra-hydrograph entrainment/deposition phases. Hydrographs are built with a log-normal distribution formula to reproduce the asymmetry between the rising and falling limb (Fig. 3c).

The non-linearity of equation 5 also arises from the value of the critical shear stress, which strongly depends on the median grain size. The rock avalanche composition shows a highly non-sorted grain size distribution (GSD) ranging from fine sand to cobbles with a median grain size of $\sim 5 \text{ mm}$ (supplementary material Fig. S3b) [Dunning, 2004]. However, the current fan GSD measured at several place near the gorge using a Wolman surfacic pebble count method indicate a much coarser median grain size ($D_{50} \sim 20\text{cm}$) on the fan surface. These data are used to fix the value of $\tau_c = 110 \text{ Pa}$, using the MPM formula (supplementary material Fig. S3a).

2. Parameterization of the model

There are 2 parameters of the model, the transport length ζ , and the lateral erosion coefficient, k_e , for which no physically or empirically based parameterization have been proposed. An additional unknown of the problem is the temporal variations in sediment supply rate. To account for this latter, we consider the coarse sediment concentration at the gorge exit $C_s = Q_{s,in} / Q$, as an additional parameter, which allows us to compute the incoming coarse sediment discharge $Q_{s,in}$ as being proportional to incoming water discharge Q (an asymptotic prediction of bedload transport capacity laws, e.g., Lague [2010]). The transport length ζ strongly controls the emergence and length scale of multi-thread rivers (Davy and Lague, [2009]). By making independent simulations, we find that using $\zeta = 2 \text{ m}$ reproduces well the braided morphology of the Poerua river given the grain size ($D_{50} \sim 20\text{cm}$). This value is fixed for the following simulations, except for the dam break flood (see section results). The transport length being set, the parameter E is tuned accordingly to the asymptotic transport law coefficients.

It is mandatory to constrain the lateral erosion coefficient as it controls the lateral dynamic of the river. Because there is no independent physical way to determine the value of k_e , we perform a sensitivity analysis to find its value that best reproduces observed braided patterns. Independent simulations are made with a simple channel planform of initial slope of 2% subjected to 12 floods. The parameter k_e varies on 2 orders of magnitude from 0.01 to 1. When k_e is too low, the channel width of individual threads usually equals cell size (Fig. 4). Conversely, a large value inhibits the growth of

fluvial instabilities and leads to a diffuse flow (i.e. the river width is equal to the topographic domain). The output sediment flux does not depend on k_e for $k_e < 1.0$ but decreases rapidly when $k_e \geq 1.0$ (Fig. 4b). The diffuse flow has a lower transport capacity compared to individual threads as the flow is on average closer to the transport threshold compared to multiple channelized threads. The best results in terms of braid number, width and sediment fluxes are obtained for the value of $k_e \cong 0.05$.

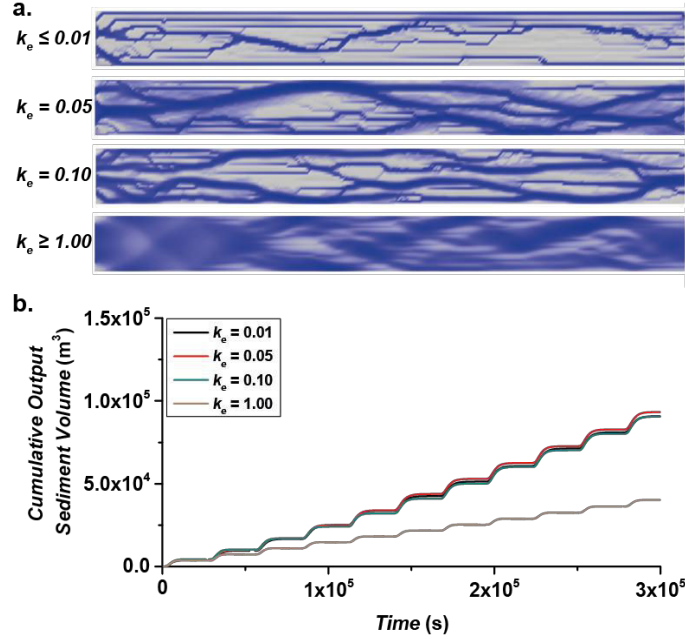


Figure 4 : a. Sensitivity analysis of the parameter k_e that controls lateral erosion efficiency. Parameter k_e evolves along 2 order of magnitude (0.01 to 1). b. Cumulative output sediment volume as a function of time for different value of k_e .

Only the input sediment concentration remains unknown. For each step (date of survey), several simulations are launched with different input sediment concentrations. The outputs of the various models are then compared to the dGPS survey to find the best-fitting value. The topographic measurements on the numerical results are made only on the pre-landslide bed to match the dGPS surveys methodology. Mean elevations of the “synthetic” alluvial river are measured along 7 cross-sections that correspond to the dGPS sections. The discrepancies are estimated with an error function ϕ , defined as the sum of the root mean square deviation between mean model predictions and data:

$$\phi = \sum_i \sqrt{(\bar{h}_{i,data} - \bar{h}_{i,model})^2} \quad (8)$$

with i , the number of the measured cross-sections.

Table 1: List of the parameters and their associated values used for this study. They are divided between the different case of study.

	<i>Notation</i>	<i>Sensitivity Analysis</i>	<i>Dam Break</i>	<i>Fan Evolution</i>
Manning coef.	n	0.035	0.035	0.035
Flood peak ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	Q_{peak}	500	1700	500
Flood duration (h)	Q_{dur}	8	3	8
Median grain size (m)	$D50$	0.2	0.005	0.2
Transport length (m)	ζ	2	20	2
Erodibility ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	E	$7.5 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-7}$	$7.5 \cdot 10^{-6}$
Transport law exponent	a	1.5	2.5	1.5
Lateral erosion coef.	k	0.05	0.05	0.05
Transverse slope coef.	d	1	1	1
Sediment concentration (%)	Cs	1	~13	Variable

3. Results

Dam Break

Chronologically, the first step of the alluvial fan evolution is the dam break flood. The reproduction of the major aggradation levels that followed this event is critical as the flood wave deposited ~65% of the total volume of sediment injected in the fan since 1999 [Davies and Korup, 2007]. The flood carried a large proportion of sand mixed with gravels and boulders. Hence, the Engelund and Hansen [1967] total load transport equation is more suited to reproduce this event. It requires to tune the terms E , ζ and a in equation 2 according to the total load equation (see Table 1). Being in a total load framework, the median grain size used is lower than for bedload transport, implying a higher transport length with $\zeta = 20$ m. A transport length lower than 20 m leads to the total destruction of river pattern and a diffuse flow. The first survey was obtained 6 months after the dam break and subsequent aggradation had thus followed the initial event. Hence, the model should reproduce the shape of the aggradation profile but remained at a slightly lower elevation than the surveyed profile.

The rising limb of the hydrograph coincides with the onset of sediment aggradation 1 km downstream of the gorge exit. This aggradation continues during the flood to reach nearly 3 m at the end of the event (Fig. 5). At the peak discharge, the model predicts degradation in the first 500 m (Fig. 5a) while the river is focused on a single channel (Fig. 5b). The river transport capacity in this steep part of the fan exceeds the input sediment flux temporarily and fan incision occurs. During the flood recession, aggradation on the fan started and most of the overall deposition occurs during this phase in the apex of the fan and downstream. The model predicts that the single thread channel developed at peak flow evolves towards two incised threads at low flow. These results illustrate the rapid

morphological changes of the channel braid during a single event, that could not be captured with a 1D model. These results are obtained by setting the sediment concentration to 13% which best reproduces the patterns of aggradation and gives coherent volumes of sediment introduced and deposited in the active bed. Indeed, during the dam break flood, our best fit simulation predicts that a total sediment volume of $1.15 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ has been introduced in the fan and $\sim 8 \cdot 10^5 \text{ m}^3$ has been deposited in the active channel. These values are similar to estimated volumes by dGPS surveys [Korup, 2004]. The sediment concentration is elevated but is close to values measured in natural systems during major floods [e.g. Dadson *et al.*, 2004; Hovius *et al.*, 2011]. The final topography obtained after the dam break will be used as initial topography for the next step.

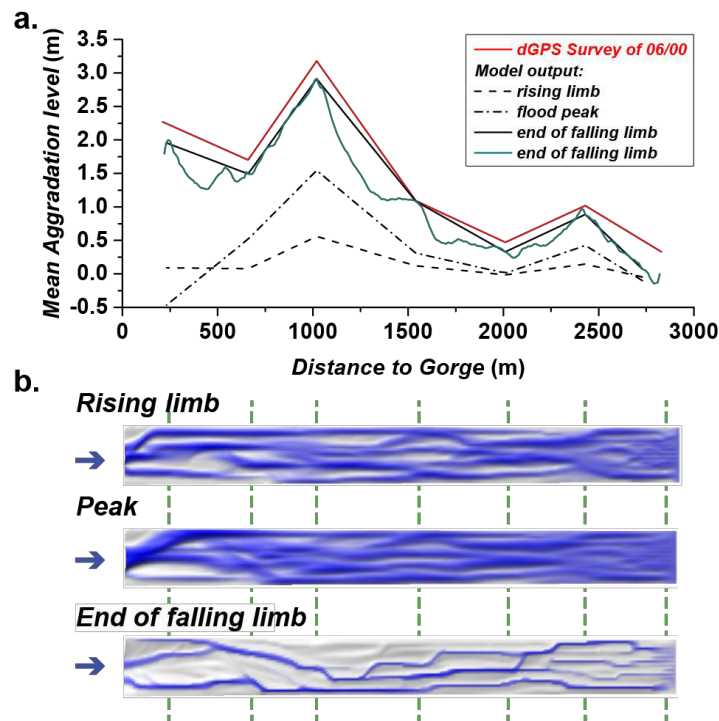


Figure 5: **a.** Model simulations of the mean aggradation levels in the first 2.6km of the Poerua alluvial fan during the dam break flood (rising limb, peak flood and the end of the flood). The black lines are the modeled aggradation levels at the same location than dGPS surveys to compare them with data (red line). The dark cyan line is the continuous modeled aggradation levels along the active bed profile. **b.** Snapshots of the evolution of the active channel at different times in the flood hydrograph. The green dash lines represent the location of dGPS surveys.

Modeling of the fan temporal evolution

The simulations start after the dam break wave of aggradation and now use the parameterization for bedload transport (Table 1) We decompose the simulations into different time period corresponding to the survey dates. We tune the input sediment concentration between each step to minimize the difference between observed and predicted channel profile using eq. 8.

Figure 6 shows the aggradation profiles along the active channel of the alluvial fan for each time interval. For the 2 first intervals in the year 2000, the model results match the dGPS data with a mean error (ϕ) less than one meter (Fig. 6b, c). The model reproduces the 2 peaks of aggradation at the location of the slope breaks similar to ones observed in the natural case. The modeling of the 2 last time intervals shows a good agreement with the data in the lower parts of the fan but some disparities occur in the first 800 m after the gorge exit (Fig. 6d, e). The model overestimates the aggradation levels at 600 m after the gorge.

The discrepancies between the model and the observations could arise from the lack of a persistent river avulsion in the numerical simulations. The river avulsion that occurred in the Poerua fan has diverted sediment flux onto the floodplain decreasing the sediment supply on the active river channel and ultimately aggradation rates. In our simulations, even though the floodplain is flooded during peak discharges they are not sufficient to trigger a river avulsion. The aggradation rates in the river channel are thus higher than ones measured by dGPS. A sustainable avulsion of the river would have probably required the exploitation of a former avulsed channel (a topographic low) as shown by Jerolmack and Paola, 2007. This hints at the importance of having detailed knowledge on the initial topography (e.g., a LiDAR survey for instance) to predict with more accuracy this type of avulsion events very sensitive to the actual height difference between the channel and the floodplain.

Modeling results indicate a reduction of sediment concentration with time implying a decrease in sediment fluxes. This is consistent with the observation in 2008 of the onset of the degradation phase of the fan head, as evidenced by river re-incision towards a pre-landslide river profile. A decrease of sediment fluxes and concentration can be caused either by the difficulty for floods to entrain the remaining landslide deposit or by the shortage of sediments induced by the complete removal of the landslide deposit. The first hypothesis is supported by aerial photographs from 2011 showing that a non-negligible part of the landslide remains on the catchment and on downstream storage pockets induce by flat areas of the pre-landslide river profile.

Overall, for the period between the dam break flood and the date 02/02, the total volume of sediments injected in the fan is equal to $1.76 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ which is close to the $1.70 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ estimated by Korup et al, [2004]. Despite small discrepancies between the model results and natural data during the last 2 steps, the model is able to predict at first order the patterns of aggradation that followed the evacuation of the Mount Adams landslide. The two first steps attest to the precision of the model with the local errors measured at each dGPS station less than 30 cm (supplementary material Fig. S4). The

model also reproduces the triggering of the braided river regime by a large input of sediment. We now use it to explore the sensitivity of the fan dynamics to various forcing factors.

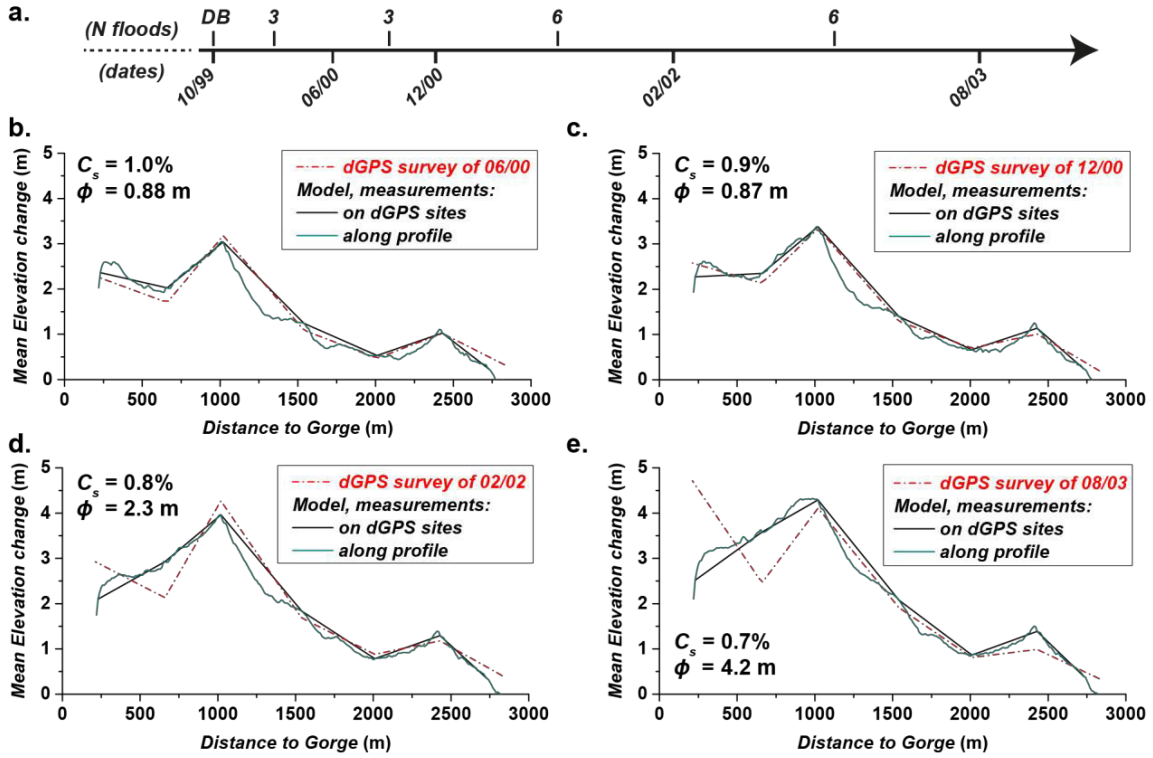


Figure 6 : a. Time line of the fan evolution starting just after the dam break (DB) and stopping at the survey made in 2003. The number of simulated floods is shown between the dates. b. to e. Mean levels of aggradation predicted by the morphodynamic model and its comparison with the dGPS surveys. The morph blue line is the model long profile mean aggradation levels and the black line is the same but at the same location that the dGPS data. The mean error, ϕ , is measured with eq. 8.

V. Alluvial plain resilience to landslide evacuation

1. Influence of sediment input rate and volume

Aggradation phase

The modeling is based on the assumption that a volume of landslide-derived sediment is carried out downstream and about to enter the alluvial fan. Depending on the river transport capacity, the connectivity of landslides with the fluvial network, the landslide distance to the outlet and the grain size, the same volume of sediment can be introduced at different rates in the fan. Here we investigate how (i) the rate of sediment introduction and (ii) the total injected volumes of sediment change the morphodynamic response and aggradation patterns in the fan.

The same synthetic initial topography as for the validation section is used along with the same hydrologic input i.e. hydrographs with a peak at $500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and a duration of 8 hours. The sediment is

introduced at the gorge exit at a rate defined by a constant input sediment concentration. At equal total injected volume, a lower sediment concentration requires more floods and thus a longer time (Fig. 7). The simulations are performed for 3 total volumes of sediment, $1, 1.5$ and 2.10^6 m^3 .

Figure 7 shows the aggradation patterns in the active channel for different volumes and their impact on flooding extents. For the lowest sediment concentration, no aggradation occurs at the fan apex whatever the total volume due the steep slope of the channel. Yet, the sediment is transported downstream and a higher aggradation on the first slope break occurs than for higher sediment concentration. The opposite effect is observed for the highest sediment concentration as the river experiences an important transport capacity loss immediately after the gorge resulting in aggradation levels up to 7m for the largest volume and sediment concentration. As a result, aggradation rates decrease downstream compared to the lowest concentration simulations.

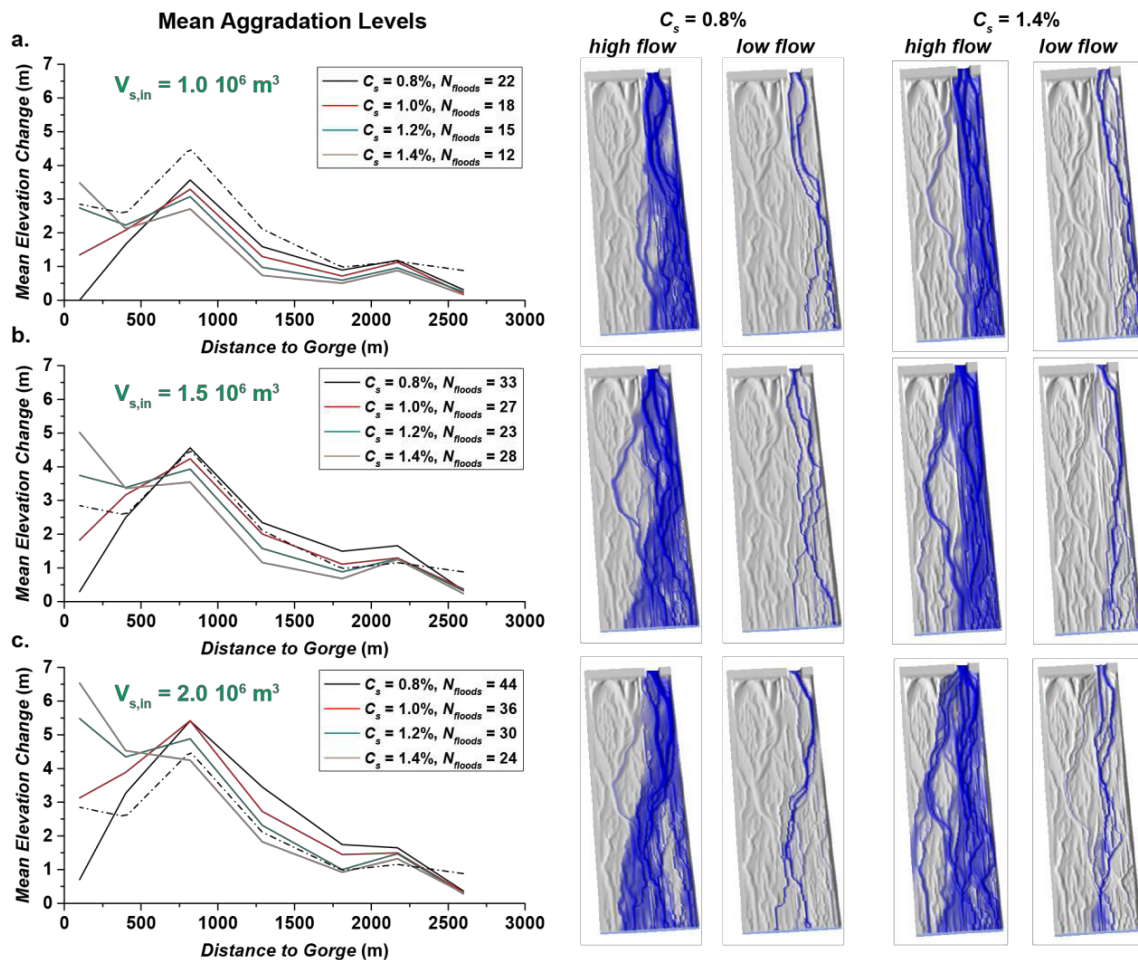


Figure 7: Mean aggradation levels predicted by the numerical model for different sediment input rates and for several initial volume. The total sediment volume introduced in the alluvial plain is **a.** 1.10^6 m^3 . **b.** $1.5.10^6 \text{ m}^3$. **c.** 2.10^6 m^3 . Snapshots of simulations are associated to each initial volumes for the min and max input sediment concentration. These pictures show the last flood of the model during its peak and the lowest discharge that follows.

As the introduced sediment volume increases, the aggradation levels progressively reach the floodplain height resulting in channel avulsion and extended flooding (Fig. 7b, c). Due to the presence of slope breaks in the channel and the different locations of preferred aggradation as a function of sediment concentration, the likelihood of avulsion varies downstream for the different scenarios: avulsion and flooding occur preferentially at the slope break and downstream for low sediment concentration (Fig. 7a and b). As sediment concentration increases, the likelihood of avulsion is mostly focused at the gorge exit rather than downstream (e.g. Fig 7c). This illustrates how hazards related to aggradation and channel mobility can vary spatially on fans for otherwise identical volumes of sediment introduced in the system.

Degradation phase

During the recent years, the Poerua river has begun a degradation phase at the fan apex that is thought to reduce hydro-sedimentary hazards. Here, we study this behavior with the numerical model by inducing a fan degradation with a decrease of the input sediment concentration. The final topographies obtained in the figure 7c with $C_s = 0.8\%$ and 1.4% are set as initial topographies. The same hydrograph as the previous simulations is used with 6 floods corresponding to 1 year. The sediment concentration value could also be a parameter to explore, but for simplicity, we chose to study the model prediction for a single value of $C_s = 0.4\%$, i.e. between 2 to 3 times less than the concentration responsible for the past aggradation. The aggradation/degradation patterns are quantified for the first 5 years that follow the sediment input reduction (Fig. 8).

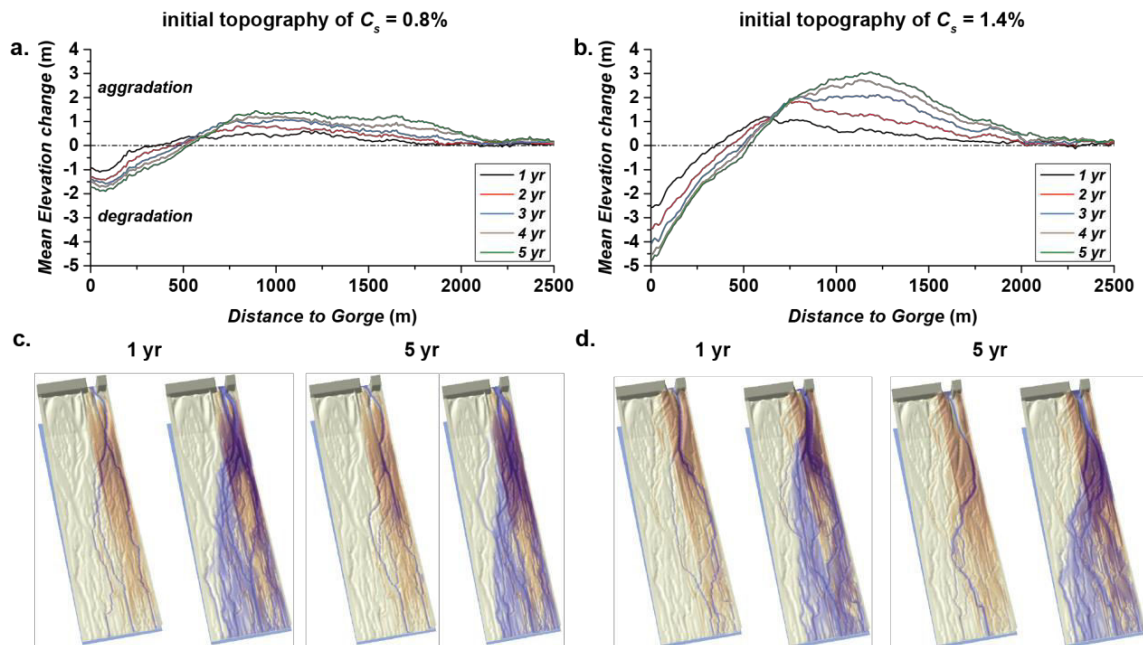


Figure 8: Aggradation/degradation patterns following the beginning of the degradation phase during the first five years for initial topographies of **a.** $C_s = 0.8\%$ **b.** $C_s = 1.4\%$. Negative or positive values show areas of degradation or aggradation, respectively. **c.** and **d.** Snapshots of the model results showing the topography evolution at 1 yr and 5 yr after the degradation phase beginning. The left pictures show the river at low flow and the right ones at peaks flooding.

Figure 8 shows that the decrease of sediment concentration systematically leads to the degradation of the fan apex. The rate of incision (or entrenchment) depends on the initial transport capacity of the river immediately after the gorge. For instance, because the fan apex of the topography developed with $C_s = 1.4\%$ is steeper, the rate of incision is higher than for $C_s = 0.8\%$ (Fig. 8a and b). The rate of fan apex degradation decreases with time because of the feedbacks between slope and river transport capacity. As the river incises the fan, the river slope gets lower, in turn leading to a decrease of the river transport capacity. During the degradation phase, the river regime switches from a laterally mobile braided dynamics to a single thread channel entrenched in the fan by 2 m for $C_s = 0.8\%$ and 4.5 m for $C_s = 1.4\%$.

For both cases, the sediment volume that is eroded from the upstream part of the fan is transferred and stored downstream, leading to the downstream aggradation of the riverbed. The downstream aggradation levels induced by the upstream degradation of the fan can reach 3.5 m (Fig. 8b) and are thus comparable to ones obtain during the aggradation phase. The aggradation patterns either maintain hydro-sedimentary hazards in the same areas (in the case of $C_s = 0.8\%$) or put at risks previously safe areas (in the case of $C_s = 1.4\%$). In the latter case, the areas at-risk are translated from the fan head to 1 km downstream of the gorge. The flooding patterns observed are quite similar between the two cases (Fig. 8c and d). As time increases, the surface of the floodplain vulnerable to inundation decreases. The upstream part of the river bed being entrenched, the flooding risk are considerably reduced in these areas and only threaten the downstream part of the fan.

As the time increases, the morphological differences between the two scenario decreases (see supplementary material, Fig. S5). Starting from 700 m downstream of the gorge, the mean elevation difference between the 2 cases is lower than 0.9 m and effectively reach 0 m in certain parts. The principal discrepancies reside in the first 700 m after the gorge where the aggradation levels are extremely high in the case $C_s = 1.4\%$. We expect these elevation discrepancies, that correspond to additional sediment storage during the aggradation phase, to be progressively removed later by the lateral mobility of the river. The degradation phase reduces the hazards occurrence at the fan head but propagates them downstream. To prevent hazards during either the degradation phase, stop banks could seem as a rational solution to contain the flow within the main channel. However, the river being laterally confined, stop banks could also favor sediment transport farther downstream and thus induce aggradation near more sensitive infrastructures such as bridges.

2. Flood susceptibility assessment

In the West Coast of New Zealand, inundation related to storm generally has short recurrence intervals, a behavior highlighted by the heavy tail of the water discharge distribution of the Poerua river (supplementary material Fig. S6). They are mainly due to the combination of high precipitation rates (up to 14 m/yr) and a steep landscape. However, in the context of landslide sediment removal,

flooding frequency and inundation levels can be enhanced by dam break and riverbed aggradation. Here, we investigate how aggradation levels influence flood hazards. The final topographies generated after the initial aggradation phase (Fig. 7a, c) are used as initial topographies for a set of simulations where the water discharge increases progressively. It's worth noting that these simulations only use the hydrodynamic part of the model and that sediment transport and deposition are not accounted for anymore. The water discharge ranges from $30 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, the mean discharge of the Poerua river to $2000 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ which is likely to have a recurrence interval greater than 100 years. This last discharge can be considered as the maximum discharge event likely experienced by the river in the short term.

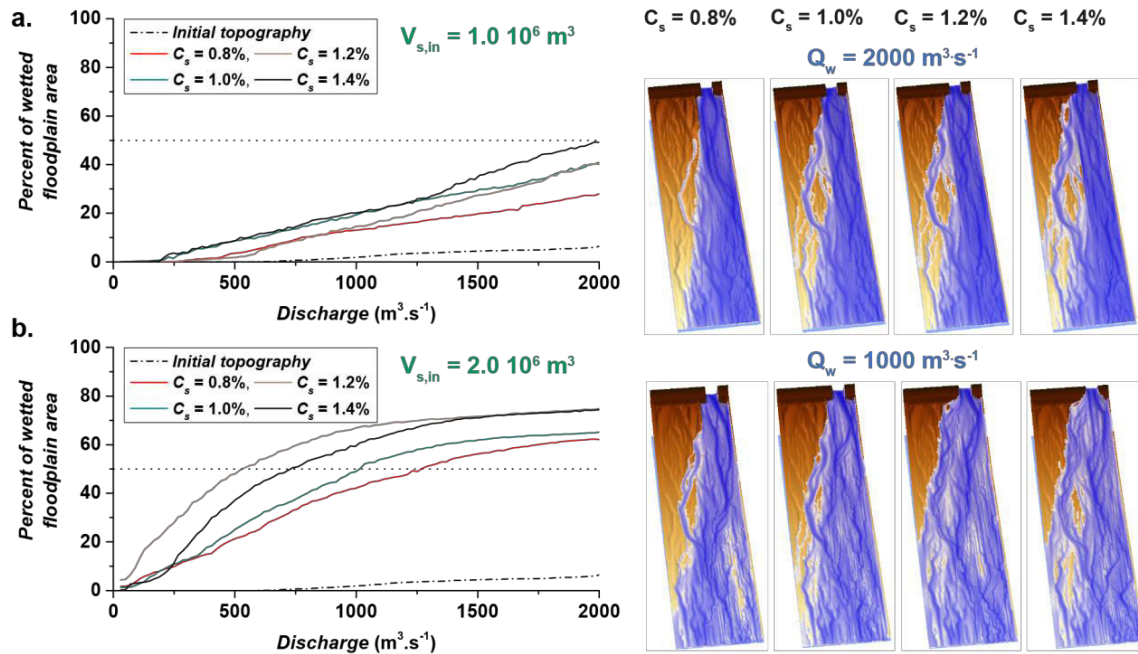


Figure 9: Percentage of flooded area in the floodplain. In the numerical model, a cell is considered as flooded when the water depth is superior to 0.1 m. The topographies used at initial topographies are ones obtained **a.** after a total injected volume of $V_{s,in} = 1.10^6 \text{ m}^3$. **b.** $V_{s,in} = 2.10^6 \text{ m}^3$. The black dashed line present model results computed on the initial topography of Fig. 3. Snapshots of the water depths predictions are associated to each plots.

Figure 8 presents the results of the percentage of cells with at least 10 cm of water flowing on the initial floodplain as a function of discharge. The water depths computed on the initial topography (dashed lines) show that the water flow remains almost exclusively confined in the active channel (maximum of 5% of wetted areas). This result is consistent with pre-landslide observations in the Poerua in which the active channel was able to convey discharges as high as $1500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ without flooding the elevated fan. When the introduced sediment volume is low ($V_{s,in} = 1.10^6 \text{ m}^3$), the discharge has to reach a critical value before overflowing the alluvial plain. Above this threshold, the total flood area increases with discharge (Fig 9a). For $C_s > 1\%$, the flooding patterns are similar, with the inundation of a former active channel present in the floodplain because of the higher aggradation levels at the fan apex. For aggradation levels that match or exceed the floodplain height ($V_{s,in} = 2.10^6$

m³), the alluvial fan is constantly flooded as the river is free to move laterally in the plain. In the worst scenario and for moderate to large water discharges, the percentage of flooding can exceed 50% (Fig. 9b). The increase of the flooded surface is steeper than in the previous case as the floodplain is completely open to flooding. In some of the simulations the percentage of flooded area reaches a plateau around 70% due to the incapacity of the river to flow in the left upper corner of the topography.

Our results demonstrate that the links between sediment concentration and flooding hazards are not straightforward. For instance, figure 9a shows that inundated areas are similar for $C_s = 1.0$ and 1.4% between 0 and $1300 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, while the flooded surface for $C_s = 1.2\%$ are always higher than $C_s = 1.4\%$ in the large volume scenario (fig. 9b). These discrepancies are the result of several processes acting simultaneously. At first order, the flooded areas are controlled by aggradation patterns that set the location of flooding onset. At the second order, the highly mobile braided river patterns modifies channel positions and flow directions. The latter combined with the topographic configuration of the floodplain control inundation patterns. In the case of $V_{s,in} = 2 \cdot 10^6 \text{ m}^3$, the floodplain is systematically inundated by floods for moderate to high discharges implying several flooding events per year. The Poerua floodplain being mainly occupied by grazing fields, so frequent inundations would impact their normal exploitation and lead to revenue losses for farmers.

3. Simulations reproducibility

In Eros, particle routing is semi-stochastic, meaning that a downstream cell is chosen with a probability that is a function of the local slope and does not systematically correspond to the lowest one. Given the non-linearity in sediment transport due to the threshold of entrainment, minor differences in routing on a complex topography may result in changes in aggradation levels in various parts of the channel which may affect the location and duration of avulsion. Here, we explore the sensitivity of model predictions to very small variations in the realization of numerical simulations. Starting from the initial topography (Fig. 3a) and a sediment concentration set to 1.2% , we launch a total of 12 simulations with different seed values.

Figure 10a shows the maximum differences in aggradation levels averaged over the active channel for the 12 simulations. Considering the smallest input volumes, the differences in aggradation levels have a mean value around 25 cm that is quite small. However, the discrepancies between the different simulations amplifies when the input volume increases and can reach values up to 0.8m. For high aggradation levels, a part of the sediment is diverted in the floodplain and thus lead to differences in deposited volumes in the channel and the floodplain (Fig. 10b, supplementary material Fig. S7). Simulations having experienced an early avulsion would deposit more sediment in the floodplain, leading to lower aggradation rates in the active channel.

Figure 10c shows that at low flow, the river can either remain in its pre-landslide active bed, occupy the floodplain or be divided in two channels, with one in the floodplain and the other one in the riverbed. This configuration also has an effect on the flooding patterns at high flow. For simulations presenting the same boundary conditions, the final results can be extremely different in terms of spatial extent of the flooding. This should not be taken as a fundamental flaw of the numerical model, but more as an illustration of how sensitive is the evolution of these systems to small stochastic fluctuations typical of natural systems. The impact of these fluctuations could not be captured with simple deterministic 1D models. The diversity of scenario is emphasized in this context by the low relief topography that is pre-organized in terms of paleo-channels. These represent threshold elevations that are more or less explored depending on where exactly avulsion occurs. In the context of hazard predictions on these fans, one simulation is not enough to draw reliable conclusions on decadal evolution of an alluvial fan submitted to large sediment inputs.

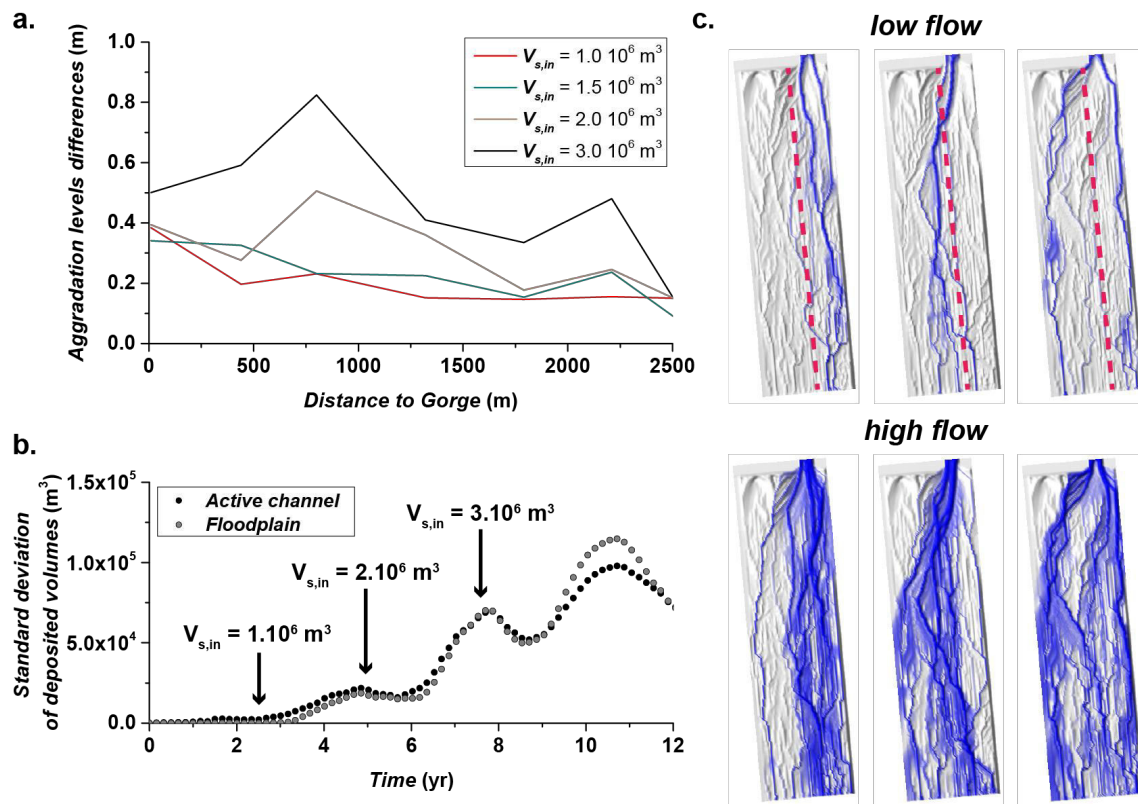


Figure 10: a. Maximum difference in aggradation levels for the 12 simulations presenting different seeds. b. Standard deviation of the deposited volume in the active channel and the floodplain (supplementary material Fig. S7). It is calculated from the statistical properties of the 12 simulations. The arrows are pointing to the times where a total volume 1.10^6 , 2.10^6 and 3.10^6 m^3 is introduced. Model snapshot at low and high flow for 3 selected simulations that have a different seed for random number generation. The 'low flow' ($50 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) snapshots are used to determine if the river avulsion is persistent and 'high flow' ($500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) to appraise the flooding extent. The dashed red line represents the pre-landslide active channel.

VI. Discussion

1. Limitations of the approach

The alluvial fan response to large sediment deliveries on short time scales has rarely been assessed with a numerical approach and even less with a 2D morphodynamic model [Coulthard *et al.*, 2002]. Most of the work in this context has focused on single thread rivers numerically studied with 1D models for simplicity [Cui and Parker, 2005; Ferguson *et al.*, 2015]. Here, the studied river is in a highly dynamic braided regime which motivates the use of 2D model approach. The main advantage presented by such models is that the whole system response can be analyzed, as for instance the coupling between the active channel and the floodplain.

The use of a median grain size to predict bedload transport rates can be seen as a simplification of the Eros model as potential complexity associated to extended grain size distribution are not accounted for. This for instance includes, the role of subsurface sand content on grain entrainment or the armoring effect induced by a layer of coarse sediment covering the riverbed [Parker, 1990; Wilcock and Crowe, 2003]. These two effects are antagonist as the first one encourages higher sediment transport rate and the second makes the grains harder to entrain [Crowe Curran and Waters, 2014]. Between these 2 effects, the latter is more likely to have an effect on model predictions and on the alluvial fan dynamics [Davies and McSaveney, 2006]. The presence of an armor could imply a longer temporal persistence of aggradation levels as the floods necessary to destabilize it have to be greater than usual and thus present higher recurrence time.

Despite the lack of an accurate description of the grain size distribution, this study shows that Eros can reproduce the post-landslide evolution of the Poerua fan, and as such can be used to explore the dynamics of alluvial fans submitted to large sediment deliveries. The bedload transport model combined to the hydrodynamic model proved to capture the system complexity by accounting for: i. river regimes modifications (from single thread to braided and inversely) ii. the high lateral mobility of braided regime, iii. flooding and avulsion patterns associated to riverbed aggradation. Adding a new degree of complexity by implementing a multi-grain size model could be the next step to improve the numerical simulations outputs.

Amongst boundary conditions that affect the model results, the most important is the initial topography. Indeed, the initial state of a river system is rarely know and must be reconstructed from several sources of information [Ferguson *et al.*, 2015]. In our study, the initial topography is designed to be as simple as possible (constant channel width for example) while including the features deemed necessary to the reproduction of the Poerua aggradation pattern. These features are the slope breaks and their intensity that control the aggradation peaks and the floodplain height that controls the occurrence of overbank discharges. However, the latter prove to be in part responsible for the discrepancies in the comparison between observed and predicted aggradation rates in the calibration part of the model. The high levels of complexity introduced by the high lateral mobility of braided

channel at the scale of one flood combined with the non-linearity of the avulsion onset make the exact reproduction of aggradation levels achievable only in a statistical sense, that is by exploring an ensemble of simulations, rather than just one.

These difficulties are only encountered in the reconstruction of past event dynamics. In a hazards prediction framework, these complexities can be resolved by using high resolution digital elevation models of the zone of interest as the initial topography. This would reduce a large part of the uncertainties and only the input sediment fluxes and the succession of floods would be unknown and left to be explored.

2. Alluvial fan dynamics on short times-scales

It has been proven that large sediment deliveries control the fan head dynamics on short timescales [Keefer, 1999; Davies and Korup, 2007]. These areas located immediately downstream at the mountain front are vulnerable to riverbed aggradation that usually alters their dynamics and are prone to hydro-sedimentary hazards [Robinson and Davies, 2013]. The response of alluvial fans to various forcing factors such as river discharge and sediment fluxes has been explored with experimental rivers [Davies *et al.*, 2003; Davies and Korup, 2007]. However, a numerical modeling approach provides a more flexible and efficient method to systematically explore different parameters such as the total volume of injected sediment, the input sediment fluxes and the river discharge.

Logically, simulations results show that the total sediment volume entering the alluvial fan controls the amplitude of aggradation levels. However, we demonstrate that subtle variations in sediment concentration (+/- 20 %) lead to different aggradation patterns highlighting the sensitivity of fan dynamics to input sediment fluxes. As such, both the total volume and the sediment flux control the spatial and temporal occurrence of hydro-sedimentary hazards. Non straight forward behaviors arise from pronounced channel mobility in this system, such that flooding risk does not necessarily increase with sediment supply rates. Such complexity highlights the potential of using a new generation of 2D landscape evolution model able to capture the order one phenomena at timescales ranging from hours to several decades.

3. Effect of a large earthquake on the Alpine Fault on West Coast alluvial fan

Several studies have pointed out the high occurrence probability of a large magnitude earthquake ($M_w > 8$) in the Southern Alps in the next century (~85% chance of an Alpine Fault rupture) [Berryman *et al.*, 2012; Robinson and Davies, 2013]. An event of this size is expected to trigger a large number of landslides to the landscape with an estimated total volume up to one cubic kilometer [Marc *et al.*, 2016; Robinson *et al.*, 2016]. Even if it is difficult to assess, the progressive

evacuation of this material is likely to cause several hydro-sedimentary hazards in the alluvial fans located along the Alpine Fault.

The Poerua catchment represents a good test case as its drainage area corresponds to the average one for catchments located in the West Coast. If we assume that the next earthquake produce 1 km^3 of sediment in the 7000 km^2 area between the Alpine Fault and the main divide [Robinson *et al.*, 2016], the Poerua catchment (65 km^2) would receive approximately the same volume of sediment than the volume produced by the 1999 Mount Adams landslide. The only difference is that the sediment would be more likely distributed in several locations in the catchment with smaller landslide volumes. This could affect the rate of sediment delivery to the alluvial plain, depending on the distances between each landslide and the outlet. Therefore, the Poerua case illustrates the possible cosequences that are expected to happen in the West Coast following the occurrence of large magnitude earthquake and can be used to assess the response of other fans.

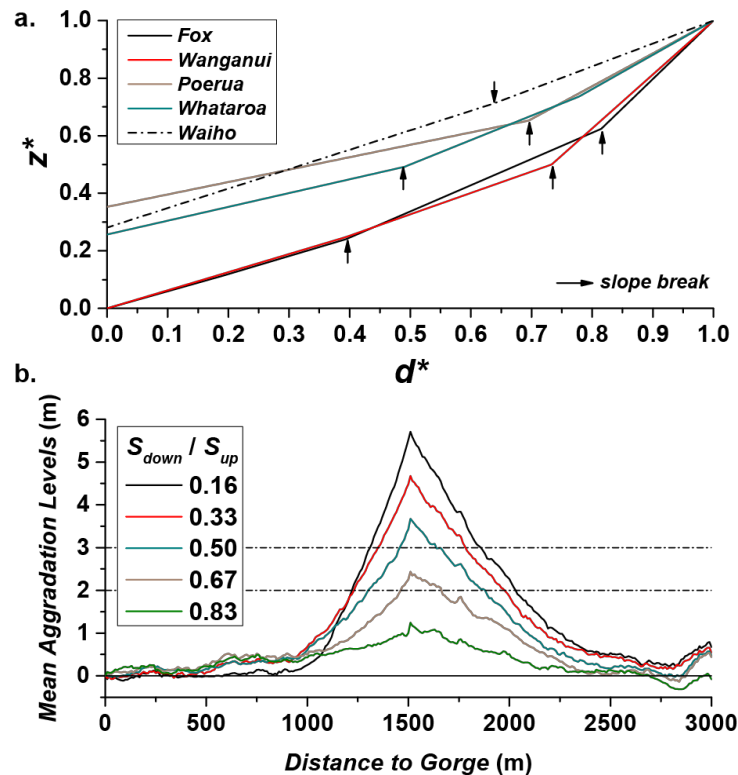


Figure 11: a. Long profile of several alluvial fans of the West Coast of New Zealand. Distance and Elevation are normalized in order to plot each fan in the same graph. The particularity of these fans is they all exhibit a slope break in their profile. (data from [Davies *et al.*, 2005]) b. Effect of slope break intensity on aggradation profile.

Most of the alluvial fans located on the West Coast of New Zealand display a steepened fan head, implying that the long profiles of the alluvial river present one or multiple slope breaks (Fig. 11a) [Davies *et al.*, 2005; Davies and Korup, 2007]. In field studies and in our numerical simulations, these slope breaks have been identified as presenting the highest aggradation levels, independently of

the landslide volume and injection rates. Therefore, these locations need special attention in terms of hazard management as they represent hazardous areas in term of flood and avulsion initiation and can be located near critical infrastructures. The Fox and Wanganui rivers display steep fan heads which could favor a long distance sediment transport until being deposited at the slope transition. The other fans have more chance to deposit the sediments immediately after the catchment outlet. Our simulations show that the aggradation patterns and amplitudes are controlled by the slope break intensity, with higher aggradation rates when the slope difference is high (Fig. 11b). Using this criterion, the Fox, Wanganui and Poerua fan would be exposed to higher hazards. However, the active channel of the Fox and Waiho being wider, the sediment supply must be higher to induce significant hydro-sedimentary hazards. On the contrary, the fan heads of Poerua, Wanganui and Whataroa are narrow and could focus aggradation rates, in turn leading to floods and avulsion more easily.

The paleo-braided patterns visible on the present day West Coast agricultural land indicate that all these river systems have the capacity to be extremely mobile laterally when not entrenched in their fans. It is therefore very likely that a major earthquake would supply the alluvial fan with enough material to lead to a sharp increase of the lateral mobility of alluvial rivers, in turn leading to an increase of hydro-sedimentary risks. The Poerua example shows a rapid sediment supply into the alluvial part of the catchment with at least 50% of landslide being exported from its location source to downstream reaches in less than 10 years. Therefore, hydro-sedimentary hazards could be expected quite rapidly after the occurrence of a large seismic event. Our modeling results also show that past the main aggradation phase, the degradation phase can also pose multiple hazards in downstream locations that are no less destructive given that floodplain height can actually be lower. This makes the mitigation of the impact of a large earthquake a complex task given the spatio-temporal evolution of the hazards over decades.

4. Hazards prediction using 2D morphodynamic modeling

In the West Coast of New Zealand and more generally in all alluvial fans subject to large sediment supplies, bedload transfers may cause several hydro-sedimentary hazards [Davies and McSaveney, 2006]. However, the difficulties of predicting them with accuracy and therefore to design resilience plans result mostly from the lack of studied natural examples and of efficient tools to assess the river dynamics on short time scales. Until now, maps of flood hazard predictions were performed with fuzzy-logic algorithms [Kritikos, 2013], or hydrodynamics models [Baker, 1976; Lastra et al., 2008; Benito and Hudson, 2010]. Generally, these methods only consider water levels predictions to map hazardous zones without accounting for the morphologic changes induced by bedload transfers that can increase the flooding potential of intermediate discharge events.

We have shown that 2D morphodynamic modeling can help in predicting the trajectory of landscape evolution and associated hazards in such complex settings. Accounting for sediment

transport, bed level change and channel mobility is essential, rather than considering only the hydraulic part of the problem. We have shown that subtle variations in the realization of the simulation due to minor change in the stochastic model can result in significant different outcomes, a result not surprising given the numerous non-linearities in the elementary physics of the problem (e.g., threshold of transport, threshold of avulsion). This highlights that, in a context of hazard predictions, morphodynamic models cannot give reliable results based on only one single simulation. To solve this deficiency, ensemble modeling in which model realization and boundary conditions such as storm sequencing are varied is required not only to assess mean tendencies and their associated uncertainties but also to identify worst-case scenario. This way, probabilistic hazards map can be generated which offer a richer view to inform decision making.

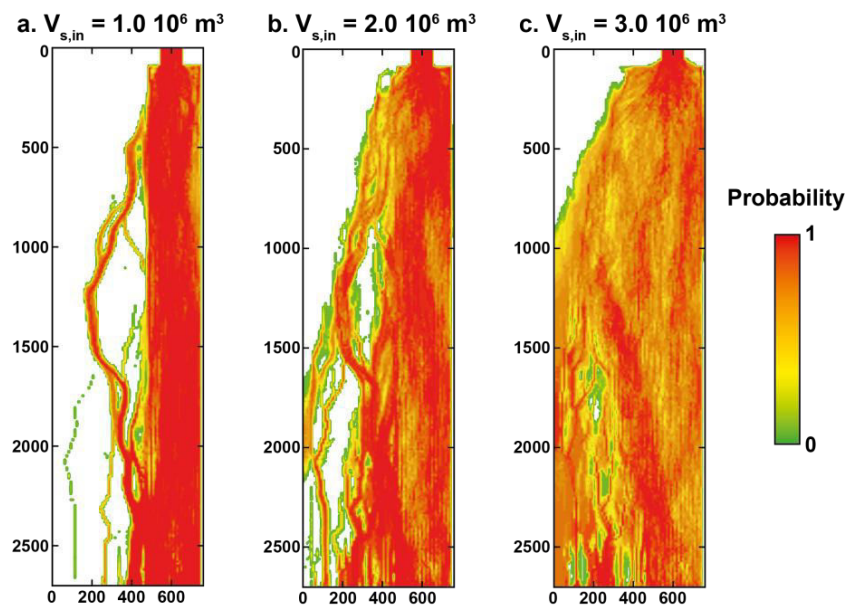


Figure 12: Flooding probability maps obtained from ensemble modeling. The probability is computed as the percentage of flooded cell in the 12 simulations. The maps show results for 3 introduced volumes of sediment.

Figure 12 is an illustration of such probabilistic hazard maps. It shows flooding probability maps based on the 12 simulations presented in section V.3 for different volumes introduced in the floodplain but for a fixed sediment concentration (floods characteristics are the same than section V). As expected the flooding probability increase with the volume of sediment introduced in the system. These maps illustrate 2 types of probabilistic outcome: the first is obtained for the smallest volume (fig. 12a) and shows well defined hazardous area (probability close to 1) and no hazard (probability close to 0) which make managing choices relatively easy and independent on model realization. The second scenario (fig. 12c) is obtained for the largest volume and illustrate a case for which the floodplain has a uniform probability of flooding close to 0.5. This level of probability corresponds to strong differences between model realizations, requiring ensemble modeling to evaluate more

accurately the risk. Still, low probability flooding area can be identified and correspond to topographic high (Fig. 12c), but there exists at least one realization in the 12 for which there was some flooding on these. Intermediate volume of sediment (Fig. 12b) produces a map that share features of the 2 previous examples.

If one considers the hazard probabilistic maps for the different volume of sediment as a time evolution, our results show how spatio-temporal probabilistic maps can be generated to help inform decision making. They show, as for many natural systems, that the longer the model duration is, the more difficult it becomes to draw hazard inference from a single model.

VII. Conclusion

In this study we have 1) used a 2D morphodynamic model to reproduce aggradation patterns that followed the landslide sediment reworking in the Poerua alluvial fan and 2) explored the fan response to different scenarios of large sediment deliveries. Our results show that the Eros model is able to predict with sufficient accuracy the post-landslide temporal evolution of the Poerua alluvial fan. The first stage of the evolution is controlled by the dam break flood that is simulated using a total load sediment transport law. The following stages are reproduced by using a classical bedload law and resolving individual hydrographs. In general, the model captures most of the observed behaviors of the natural case, and can predict local aggradation levels with a precision less than 30 cm during the first stages.

Following model testing, we have assessed the dynamics of the fan submitted to large sediment supplies. We have demonstrated that the morphological response of the fan is strongly influenced by sediment input volume and rates. While the aggradation levels increase systematically with the landslide volume, the location of avulsion depends on subtle variation in sediment concentration. During the aggradation phase, input sediment rates control the location of preferential aggradation and the total injected volume its amplitude. These patterns of aggradation control the probability and location of hydro-sedimentary hazards such as floods and river avulsion and cannot be captured with standard 1D numerical models. The fan degradation simulations show that the river is able to incise vertically into the fan head reducing hazards occurrence at this location. However, the eroded sediment from the upstream part is transferred downstream either putting at-risk previously safe areas or maintaining hazards levels. Finally, we assess the reliability of morphodynamic modeling predictions for hazards management in at-risk areas such as the West Coast of New Zealand. The stochastic output of the model strongly suggest that ensemble simulation are necessary to derive robust results in terms of hazards probability.

Acknowledgements

The authors thank Murray Hicks (NIWA) for making the Poerua discharge data available. T.C. is funded by the Université Européenne de Bretagne (UEB). T.C and P.S. acknowledge supports by the EROQUAKE project funded by the Agence Nationale de le Recherche (ANR) and D.L. acknowledge support by CNRS/INSU/ALEAS project SEDIQUAKE.

References

- Allen, P. a, and N. Hovius (1998), Sediment supply from landslide dominated catchments: implications for basin margin fans, *Basin Res.*, *10*, 19–35.
- Baker, V. R. (1976), Hydrogeomorphic methods for the regional evaluation of flood hazards, *Environ. Geol.*, *1*(5), 261–281, doi:10.1007/BF02676716.
- Benito, G., and P. F. Hudson (2010), *Flood hazards: the context of fluvial geomorphology*.
- Berryman, K. R., U. a Cochran, K. J. Clark, G. P. Biasi, R. M. Langridge, and P. Villamor (2012), Major earthquakes occur regularly on an isolated plate boundary fault., *Science (80-.)*, *336*(6089), 1690–3, doi:10.1126/science.1218959.
- Carretier, S., and F. Lucazeau (2005), How does alluvial sedimentation at range fronts modify the erosional dynamics of mountain catchments?, *Basin Res.*, *17*(3), 361–381, doi:10.1111/j.1365-2117.2005.00270.x.
- Coulthard, T. J., M. G. Macklin, and M. J. Kirkby (2002), A cellular model of Holocene upland river basin and alluvial fan evolution, *Earth Surf. Process. Landforms*, *27*(3), 269–288, doi:10.1002/esp.318.
- Coulthard, T. J., J. C. Neal, P. D. Bates, J. Ramirez, G. a. M. de Almeida, and G. R. Hancock (2013), Integrating the LISFLOOD-FP 2D hydrodynamic model with the CAESAR model: implications for modelling landscape evolution, *Earth Surf. Process. Landforms*, *38*(15), 1897–1906, doi:10.1002/esp.3478.
- Crave, A., and P. Davy (2001), A stochastic “precipiton” model for simulating erosion/sedimentation dynamics, *Comput. Geosci.*, *27*(7), 815–827, doi:10.1016/S0098-3004(00)00167-9.
- Crosta, G. B., and P. Frattini (2004), Controls on modern alluvial fan processes in the Central Alps, Northern Italy, *Earth Surf. Process. Landforms*, *29*(3), 267–293, doi:10.1002/esp.1009.
- Crowe Curran, J., and K. A. Waters (2014), The importance of bed sediment sand content for the structure of a static armor layer in a gravel bed river, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, *119*(7), 1484–1497, doi:10.1002/2014JF003143.
- Cui, Y., and G. Parker (2005), Numerical Model of Sediment Pulses and Sediment-Supply Disturbances in Mountain Rivers, *J. Hydraul. Eng.*, *131*(8), 646–656, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:8(646).
- Cui, Y., G. Parker, T. E. Lisle, J. Gott, M. E. Hansler-Ball, J. E. Pizzuto, N. E. Allmendinger, and J. M. Reed (2003a), Sediment pulses in mountain rivers: 1. Experiments, *Water Resour. Res.*, *39*(9), 1239–1251, doi:10.1029/2002WR001803.
- Cui, Y., G. Parker, J. Pizzuto, and T. E. Lisle (2003b), Sediment pulses in mountain rivers: 2. Comparison between experiments and numerical predictions, *Water Resour. Res.*, *39*(9), n/a–n/a, doi:10.1029/2002WR001805.
- Dadson, S. J. et al. (2004), Earthquake-triggered increase in sediment delivery from an active mountain belt, *Geology*, *32*(8), 733–736, doi:10.1130/G20639.1.
- Davies, T. R., and M. J. McSaveney (2006), Geomorphic constraints on the management of bedload-dominated rivers, *J. Hydrol. New Zeal.*, *45*(2), 111–130.
- Davies, T. R., M. J. McSaveney, and P. J. Clarkson (2003), Anthropogenic aggradation of the Waiho River, Westland, New Zealand: Microscale modelling, *Earth Surf. Process. Landforms*, *28*(2), 209–218, doi:10.1002/esp.449.
- Davies, T. R., V. Manville, M. Kunz, and L. Donadini (2007), Modeling Landslide Dambreak Flood Magnitudes: Case Study, *J. Hydraul. Eng.*, *133*(July), 713–720, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:7(713).
- Davies, T. R. H., and O. Korup (2007), Persistent alluvial fanhead trenching resulting from large, infrequent

- sediment inputs, *Earth Surf. Process. Landforms*, 32(5), 725–742, doi:10.1002/esp.1410.
- Davies, T. R. H., M. J. McSaveney, and C. Doscher (2005), *Monitoring the effect of landslide-induced aggradation in the Poerua Valley, Westland*.
- Davy, P., and A. Crave (2000), Upscaling local-scale transport processes in large-scale relief dynamics, *Phys. Chem. Earth, Part A Solid Earth ...*, 25(6), 533–541.
- Davy, P., and D. Lague (2009), Fluvial erosion/transport equation of landscape evolution models revisited, *J. Geophys. Res.*, 114(F3), F03007, doi:10.1029/2008JF001146.
- Davy, P., T. Croissant, and D. Lague (2016), A precipitation method to calculate river hydrodynamics, with applications to flood prediction and landscape evolution models, *Submitt. to JGR*.
- Densmore, A. L., P. A. Allen, and G. Simpson (2007), Development and response of a coupled catchment fan system under changing tectonic and climatic forcing, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 112(1), 1–16, doi:10.1029/2006JF000474.
- Dunning, S. (2004), *Rock Avalanches in high mountains*, University of Luton.
- Engelund, F., and E. Hansen (1967), A monograph on sediment transport in alluvial streams, *Tek. Forl.*
- Ferguson, R. I., M. Church, C. D. Rennie, and J. G. Venditti (2015), Reconstructing a sediment pulse: modeling the effect of a placer mining on Fraser River, Canada, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, (published online), 1–19, doi:10.1002/2015JF003491. Received.
- Griffiths, G., and M. McSaveney (1983), Distribution of mean annual precipitation across some steepland regions of New Zealand, *New Zeal. J. Sci.*, 26(2), 197–209.
- Hancox, G. T., M. J. McSaveney, V. R. Manville, and T. R. Davies (2005), The October 1999 Mt Adams rock avalanche and subsequent landslide dam- break flood and effects in Poerua river, Westland, New Zealand, *New Zeal. J. Geol. Geophys.*, 48(4), 683–705, doi:10.1080/00288306.2005.9515141.
- Herman, F., E. J. Rhodes, J. Braun, and L. Heiniger (2010), Uniform erosion rates and relief amplitude during glacial cycles in the Southern Alps of New Zealand, as revealed from OSL-thermochronology, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 297(1-2), 183–189, doi:10.1016/j.epsl.2010.06.019.
- Hoffman, D. F., and E. J. Gabet (2007), Effects of sediment pulses on channel morphology in a gravel-bed river, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 119(1-2), 116–125, doi:10.1130/B25982.1.
- Hovius, N., P. Meunier, C. Lin, and H. Chen (2011), Prolonged seismically induced erosion and the mass balance of a large earthquake, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 304, 347–355.
- Keefer, D. (1999), Earthquake-induced landslides and their effects on alluvial fans, *J. Sediment. Res.*, 69(1), 84–104.
- Korup, O. (2004), Landslide-induced river channel avulsions in mountain catchments of southwest New Zealand, *Geomorphology*.
- Korup, O., M. J. McSaveney, and T. R. H. Davies (2004), Sediment generation and delivery from large historic landslides in the Southern Alps, New Zealand, *Geomorphology*, doi:10.1016/j.geomorph.2004.01.001.
- Kritikos, T. (2013), *Geomorphic Hazard Analyses in Tectonically-Active Mountains: Application to the Western Southern Alps*, New Zealand, University of Canterbury.
- Lajeunesse, E., L. Malverti, and F. Charru (2010), Bed load transport in turbulent flow at the grain scale: Experiments and modeling, *J. Geophys. Res.*, 115(F4), F04001, doi:10.1029/2009JF001628.
- Lastra, J., E. Fernandez, A. Diez-Herrero, and J. Marquinez (2008), Flood hazard delineation combining geomorphological and hydrological methods: An example in the Northern Iberian Peninsula, *Nat. Hazards*, 45(2), 277–293, doi:10.1007/s11069-007-9164-8.
- Lisle, T. E., Y. Cui, G. Parker, J. E. Pizzuto, and A. M. Dodd (2001), The dominance of dispersion in the evolution of bed material waves in gravel-bed rivers, *Earth Surf. Process. Landforms*, 26(13), 1409–1420, doi:10.1002/esp.300.
- Loget, N., P. Davy, and J. Van Den Driessche (2006), Mesoscale fluvial erosion parameters deduced from modeling the Mediterranean sea level drop during the Messinian (late Miocene), *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 111(F3), doi:10.1029/2005JF000387.
- Madej, M. a. (2001), Development of channel organization and roughness following sediment pulses in single-thread, gravel bed rivers, *Water Resour. Res.*, 37(8), 2259–2272, doi:10.1029/2001WR000229.

- Marc, O., N. Hovius, P. Meunier, T. Gorum, and T. Uchida (2016), A seismologically consistent expression for the total area and volume of earthquake-triggered landsliding, *J. Geophys. Res. F Earth Surf.*, 640–663, doi:10.1002/2015JF003732.
- Meyer-Peter, E., and R. Müller (1948), Formulas for Bed-Load Transport, *Int. Assoc. Hydraul. Struct. Researach - Zweite Tagung - Second Meet. - Deuxième réunion.*
- Nelson, A., and K. Dube (2016), Channel response to an extreme flood and sediment pulse in a mixed bedrock and gravel-bed river, *Earth Surf. Process. Landforms*, 41(2), 178–195, doi:10.1002/esp.3843.
- Nelson, M. (2012), The impact of landslides on sediment yield, South Westland, New Zealand, University of Canterbury.
- Nicholas, A. P. (2013), Modelling the continuum of river channel patterns, *Earth Surf. Process. Landforms*, 38(10), 1187–1196, doi:10.1002/esp.3431.
- Parker, G. (1990), Surface-based bedload transport relation for gravel rivers, *J. Hydraul. Res.*, 28(4), 417–436, doi:10.1080/00221689009499058.
- Robinson, T. R., and T. R. H. Davies (2013), Review Article: Potential geomorphic consequences of a future great (Mw = 8.0+) Alpine Fault earthquake, South Island, New Zealand, *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.*, 13(9), 2279–2299, doi:10.5194/nhess-13-2279-2013.
- Robinson, T. R., T. R. H. Davies, T. M. Wilson, and C. Orchiston (2016), Coseismic landsliding estimates for an Alpine Fault earthquake and the consequences for erosion of the Southern Alps, New Zealand, *Geomorphology*, 263, 71–86, doi:10.1016/j.geomorph.2016.03.033.
- Sekine, B. M., A. Member, and G. Parker (1992), Bed-Load Trnasport on Tranverse Slope. I, , 118(4), 513–535.
- Sutherland, D. G., M. H. Ball, S. J. Hilton, and T. E. Lisle (2002), Evolution of a landslide-induced sediment wave in the Navarro River, California, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 114(8), 1036–1048, doi:10.1130/0016-7606(2002)114<1036:EOALIS>2.0.CO;2.
- Tait, A., R. Henderson, R. Turner, and X. Zheng (2006), Thin plate smoothing spline interpolation of daily rainfall for New Zealand using a climatological rainfall surface, *Int. J. Climatol.*, 26(14), 2097–2115, doi:10.1002/joc.1350.
- Tippett, J. M., and P. J. J. Kamp (1993), Fission track analysis of the Late Cenozoic vertical kinematics of continental pacific crust, South Island, New Zealand, *J. Geophys. Res.*, 98(B9), 16119, doi:10.1029/92JB02115.
- Wilcock, P. R., and J. C. Crowe (2003), Surface-based Transport Model for Mixed-Size Sediment, *J. Hydraul. Eng.*, 129(2), 120–128, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2003)129:2(120).
- Yanites, B. J., G. E. Tucker, K. J. Mueller, and Y. Chen (2010), How rivers react to large earthquakes: Evidence from central Taiwan, *Geology*, 38(7), 639–642, doi:10.1130/G30883.1.

4.3 Figures complémentaires

Morphodynamic modeling of hydro-sedimentary hazards induced by large sediment supplies in alluvial fans: Application to the 1999 Mount Adams landslide, New Zealand

Thomas Croissant¹, Dimitri Lague¹, Philippe Davy¹, Tim Davies² and Philippe Steer¹

¹ Géosciences Rennes, UMR6118, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes

² Department of Geological Sciences, University of Canterbury, 8041 Christchurch

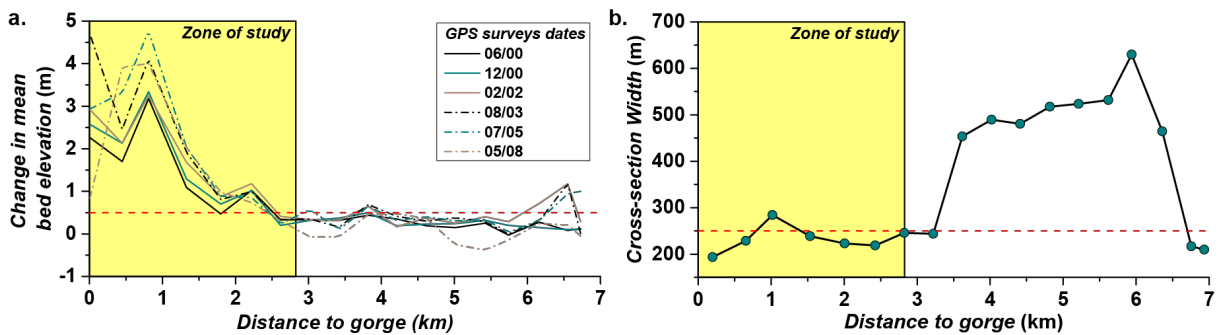


Figure S1 : **a.** Mean elevation change of the Poerua alluvial fan between the pre-landslide state and the different surveys. We choose to compute the fan morphodynamic evolution only on the 2.6 first kilometers as it is the area with the most significant aggradation. **b.** Width of the cross sections of the GPS survey [Nelson, 2012]. The mean width in the yellow area is equal 235m. The red line is at $W = 250$ m the value used in our study.

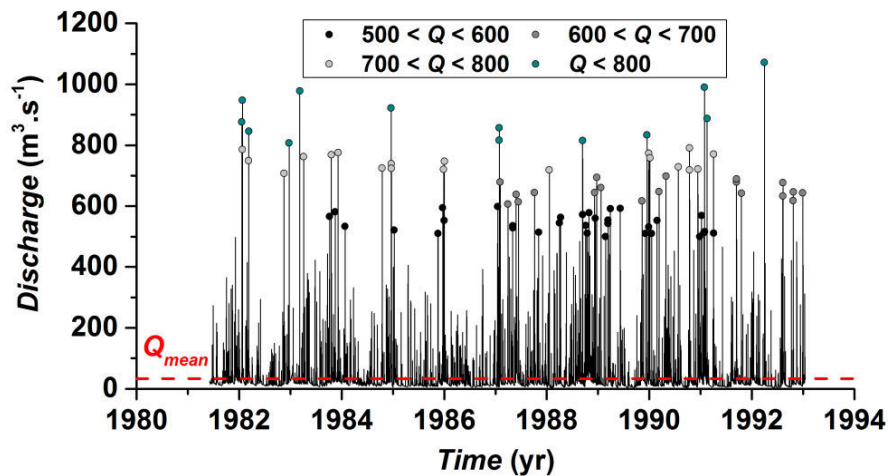


Figure S2: Poerua gauging station discharge records. The minimum and maximum hourly discharge are respectively $1070 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and $3.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The minimum and maximum daily discharge are respectively $540 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and $3.5 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. The mean discharge is $33 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

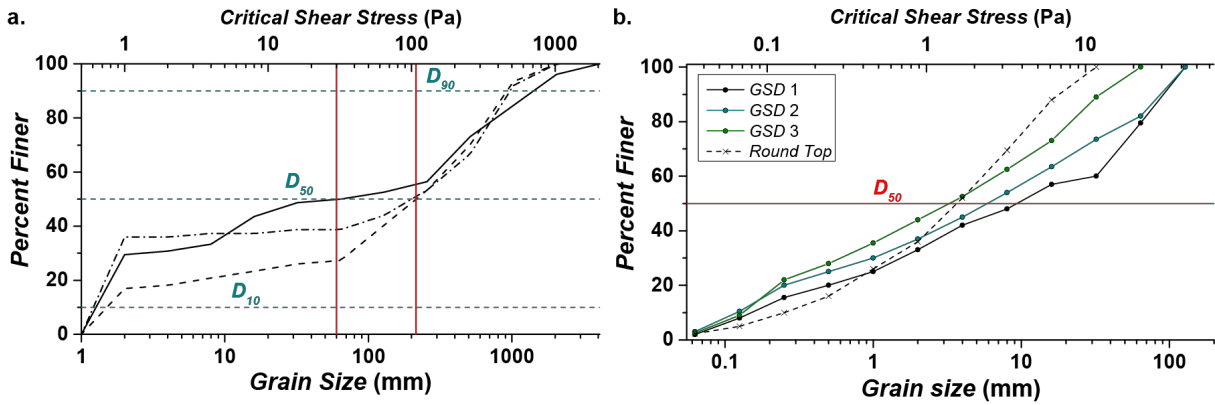


Figure S3: **a.** Surface grain size distributions of coarse sediment (larger than 1mm) measured on the field on the alluvial fan of the Poerua river. **b.** Grain size distribution of the landslide determined by Dunning [2004] for grain smaller than 100 mm.

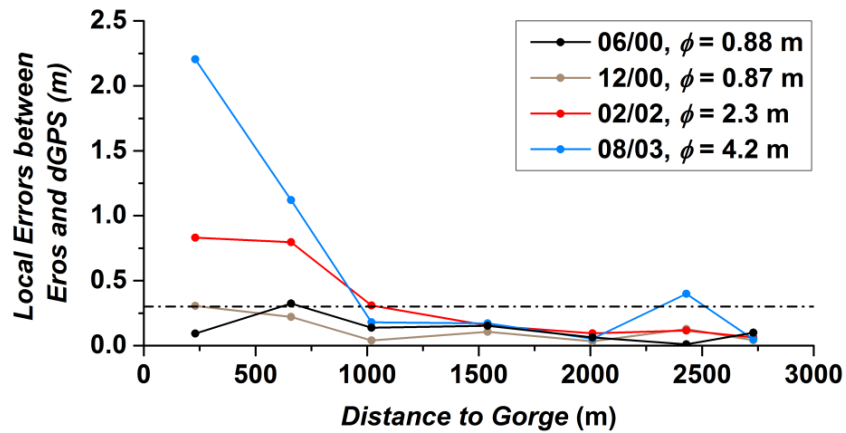


Figure S4: Local errors between model predictions and measured elevations by dGPS for 4 survey dates. Errors are computed as the root mean square deviation between mean model predictions and data. The dash line shows a local error of 30 cm for which most of the calculated errors are below.

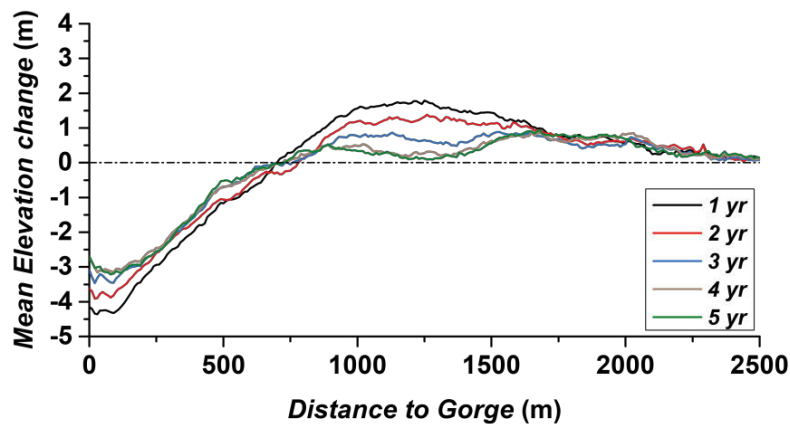


Figure S5: Mean elevation differences obtained by comparing the elevations of the $C_s = 0.8\%$ and $C_s = 1.4\%$ cases for the experiments of fan degradation (i.e. reduction of sediment input flux).

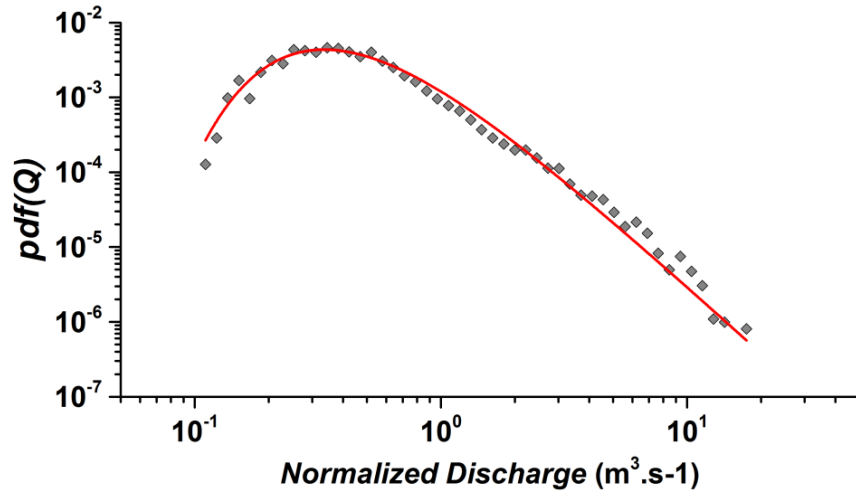


Figure S6: Probability distribution of the Poerua discharge. The distribution is fitted by an inverse gamma function defined in Lague et al, 2005 with $Q_{mean} = 33 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and $k = 1$. The pdf is heavy-tailed meaning that large events have a large probability of occurrence.

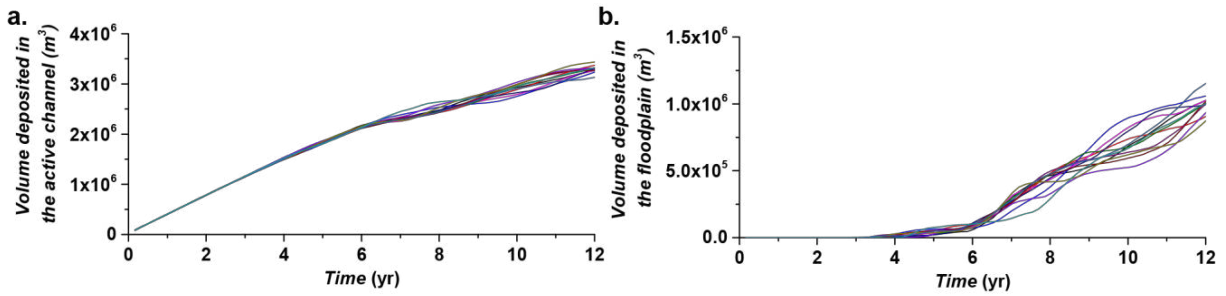


Figure S7: Temporal evolution of the sediment volumes deposited in the active channel (a.) and the floodplain (b.) for 12 simulations presenting different seed for random number generation.

Table S1: Statistical properties of the Poerua discharge.

Discharge (cumec)	$N_{events}(Sup. to)$	$N_{events} / year$	$N_{events}(in interval)$
100	651	54.25	317
200	334	27.83	148
300	186	15.5	70
400	116	9.667	33
500	83	6.91	32
600	51	4.25	19
700	32	2.667	19
800	13	1.083	8
900	5	0.416	4
1000	1	0.0833	1

5. Capacité de transport long terme des rivières alluviales

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'investigation de l'impact de la végétation riparienne peuplant les plaines d'inondation, la variabilité des débits (fréquence des crues) et les variations longitudinales de la largeur des rivières sur la capacité de transport long-terme des rivières alluviales. Il se démarque des autres chapitres par la méthode employée (ici, une approche analytique) et les échelles de temps considérées (e.g., 100-1000 ans).

L'effet de la végétation riparienne est le plus souvent étudiée dans le cas de crue individuelle mais son effet n'a jamais été pris en compte dans le calcul de la capacité de transport long-terme nécessitant de prendre en compte l'effet de tous les débits (et donc des crues) modulés par leurs fréquences. Nous utilisons une approche analytique où les prédictions de capacité de transport sont effectuées sur une section transversale de rivière alluviale. La géométrie de la rivière est composée d'un chenal rectangulaire bordé de part et d'autre par une plaine d'inondation dont l'occupation végétale est prise en compte par l'assignation d'un coefficient de friction dépendant du type et de la densité de la végétation. La gamme des débits journaliers subit par la rivière est décrite par une fonction de densité de probabilité de type inverse gamma présentant des queues de distribution lourdes (fréquence de crues élevée) à légères (fréquence de crues faible).

Nous étudions d'abord l'influence de la végétation riparienne sur les courbes d'évaluation liant débit et contrainte cisailante basale et à fortiori sur la capacité de transport d'évènements individuels pour le transport en charriage et en suspension. La capacité de transport long terme, \bar{Q}_s , est calculée en intégrant la distribution complète des débits et leurs capacités de transport associées pour différents types de végétation. De ce fait, nous explorons la sensibilité de \bar{Q}_s à la végétation riparienne et à la fréquence des crues simultanément. Le solution stochastique de la capacité de transport long terme est aussi comparée aux prédictions faites avec plusieurs définitions de débits effectifs.

Finalement, nous partons du postulat que la capacité de transport long-terme à la transition entre les gorges étroites situées à la sortie des bassins versants et les larges plaines alluviales doit être conservée malgré les fortes variations de largeurs des rivières. Nous explorons alors différentes configurations de plaines alluviales en termes de nombre de chenaux actifs, afin de trouver celles respectant l'hypothèse précédente.

Ce chapitre est présenté sous la forme d'une publication scientifique accompagnée de ses informations complémentaires. Celle-ci sera soumise dans un journal de rang A entre le moment de la soumission du manuscrit et la soutenance orale.

5.2 The influence of flood frequency, riparian vegetation and valley confinement on long-term river transport capacity and width variations

Thomas Croissant¹, Dimitri Lague¹ and Philippe Davy¹

¹ *Géosciences Rennes, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes*

Corresponding author: T. Croissant (thomas.croissant@univ-rennes1.fr)

Abstract

Climate fluctuations at geological timescales control the capacity of rivers to transport sediment with consequences on geochemical cycles, sedimentary basins dynamics and sedimentation/tectonics interactions. While the impact of differential friction generated by riparian vegetation has been studied for individual flood events, its impact on the long-term sediment transport capacity of rivers, modulated by the frequency of floods remains unknown. Here, we investigate this effect on a simplified river-floodplain configuration obeying observed hydraulic scaling laws. We numerically integrate the full-frequency magnitude distribution of discharge events and its impact on the transport capacity of bedload and suspended material for various level of vegetation-linked differential friction. We demonstrate that riparian vegetation by acting as a virtual confinement of the flow i) increases significantly the instantaneous transport capacity of the river independently of the transport mode and ii) increases the long term bedload transport capacity as a function of discharge variability. Our results expose the dominance of flood frequency rather than riparian vegetation on the long term sediment transport capacity. Therefore, flood frequency has to be considered when evaluating long-term bedload transport capacity while floodplain vegetation is important only in high discharge variability regimes. By comparing the transport capacity of unconfined alluvial rivers and confined bedrock gorges, we demonstrate that the latter always presents the highest long term transport capacity at equivalent width and slope. The loss of confinement at the transition between bedrock and alluvial river must be compensated by a widening or a steepening of the alluvial channel to avoid infinite storage. Because steepening is never observed in natural system, we compute the alluvial widening factor value that varies between 1.5 to 7.5 times the width of the bedrock channel depending on alluvial channels configuration and discharge variability. This result is well supported by measurements made in natural river systems in different worldwide locations (Taiwan, Himalayas and New Zealand). Although bank cohesion is often invoked to as a property that sets alluvial river width, the systematic increase of channel width at the bedrock/alluvial transition at mountain fronts can be explained also by unconfinement effects.

Key words: *transport capacity, riparian vegetation, discharge variability, stochastic approach.*

I. Introduction

Cyclic climate variations at geological timescales (>1 Myr) influence river transport capacity, with consequences on bedrock river incision, sediment export from actively eroding zones and long term mountain range dynamics [Humphrey and Heller, 1995; Rinaldo et al., 1995; Armitage et al., 2011; Godard et al., 2013; Braun et al., 2014]. Attempts to predict the impact of climate variations on river transport capacity have been based on using mean descriptor of climate characteristics, such as mean runoff [Ludwig and Probst, 1998; Simoes et al., 2010]. Yet, climate also controls flood frequency [Molnar, 2001; Molnar et al., 2006] and vegetation type [Fagre et al., 2003; Dosseto et al., 2010] which may modify fluvial hydraulics and sediment transport. The influence of climate variability on landscape dynamics has already been explored in the context of incision and sediment transport in actively eroding bedrock rivers [Tucker and Bras, 2000; Snyder, 2003; Tucker, 2004; Lague et al., 2005; Molnar et al., 2006; DiBiase and Whipple, 2011]. These results cannot be directly transferred to alluvial rivers as the presence of a floodplain and vegetation may change the impact of extreme events compared to steep, confined bedrock rivers. The objective of this paper is to fill this gap by evaluating the role of discharge variability and floodplain vegetation on long-term alluvial river transport capacity and comparing it to the transport capacity of confined bedrock rivers. This is a prerequisite to evaluate more precisely the present day transfer efficiency of river networks under various climate conditions, and the minimum set of climate/vegetation parameters to include in numerical models of landscape evolution interested in predicting the impact of past or future change in climate characteristics.

River floodplains are colonized by a wide variety of vegetation whose type and extent depends on climate condition and human intervention (e.g., deforestation, agriculture...). During overbank discharges, riparian vegetation leads to differential friction between the river channel and the floodplain which increases water depth and alters velocity patterns compared to a vegetation-free case. Impacts of floodplain vegetation on flow hydraulics have been extensively studied to improve river management regarding flood hazards [Chow, 1959; Bren, 1993; Darby, 1999; Tabacchi et al., 2000; Mason et al., 2003; Hunter et al., 2007; Rudorff et al., 2014] but its control on sediment transport has received little attention. Previous studies have focused mainly on floodplain sedimentation [Tsujimoto, 1999; Camporeale et al., 2013; Vargas-Luna et al., 2014], not in the main channel where the bulk of bedload transport concentrates. Because bedload transport is the main process, along bank erosion, governing the geometric evolution of rivers, it is essential to understand how vegetation might affect bedload transport capacity and subsequently river equilibrium geometry, on top of known effect such as bank cohesion reinforcement [Millar, 2000].

To evaluate this effect, we first acknowledge that sediment transport occurs over a wide range of flood discharges whose frequency-magnitude distribution depends on the climate regime [Wolman and

Miller, 1960; Tucker and Bras, 2000]. This can be accounted for by explicitly integrating sediment transport events over the total range of discharges prorated by their frequency of occurrence. This stochastic description is essential to capture non-linearities generated by transport thresholds [Tucker and Bras, 2000; Molnar et al., 2006; Lague, 2014] and to evaluate the role of climate-driven discharge variability that the traditional effective discharge cannot easily account for [Tucker and Bras, 2000; Lague et al., 2005].

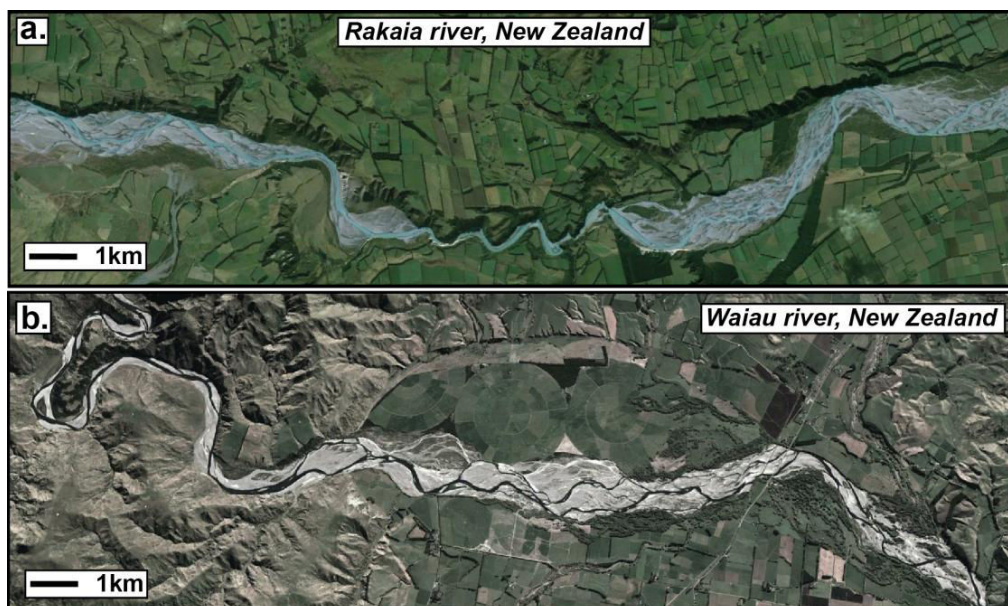


Figure 1: Google Earth snapshots of rivers experiencing longitudinal variation in valley confinement and width. **a.** Rakaia river, South Island, New Zealand. **b.** Waiau river, South Island, New Zealand.

If flood variability is accounted for, the degree of confinement of the channel in the surrounding valley is expected to alter flow hydraulics during very large events and ultimately modify the long-term transport capacity and the channel equilibrium geometry. This is highly relevant to the problem of channel widening upstream and downstream of gorges that is systematically observed in mountainous areas and corresponds to a major change in the confinement of the river (Fig. 1). For instance, the widening can be as large as a factor 5 in the Rakaia and the Waiau river. Channel narrowing and gorge development is generally interpreted as a morphologic response to accommodate bedrock incision in response to localized tectonic uplift (e.g., [Lavé and Avouac, 2001; Turowski et al., 2009; Yanites et al., 2010]) or to a change in channel bank mechanical resistance [Finnegan et al., 2005]. However, a theory predicting river narrowing in response to tectonic uplift in various conditions is still lacking [Lague, 2014]. We postulate, that the change in confinement within and outside gorges, which has not been envisioned for in previous approaches neglecting the complete spectrum of discharge events, might be an important factor to account for.

Evaluating the impact of vegetation and confinement across the complete spectrum of floods has, to date, never been explored and is the main objective of our work. Beyond quantifying the impact that vegetation has on secular sediment transport in various climate regimes (e.g., humid, temperate,

monsoonal, arid) and discussing its relevance for morphodynamics modeling of river evolution, we also aim at discussing how the long term transport can be evaluated with a unique effective discharge rather than the complete spectrum of daily stream flow and whether that notion that to the bankfull discharge is the effective discharge [Andrews, 1980; Simon *et al.*, 2004], holds on whatever the vegetation, confinement and climate regime.

We start by presenting the simplified hydraulic model developed for this study and the computation of long-term sediment transport capacity over a range of daily stream flow covering several order of magnitudes. We present the results of its application to calculate bedload and suspended load transport capacities. We systematically study the influence of vegetation, discharge variability and confinement on long-term transport capacity. We then revisit the relationship between effective discharge and long-term transport capacity as a function of discharge variability. Finally, the previous results offer new insights into the controls of confinement on long-term transport capacity and channel width variation at the confined/unconfined transition of bedrock gorges .

II. Methods

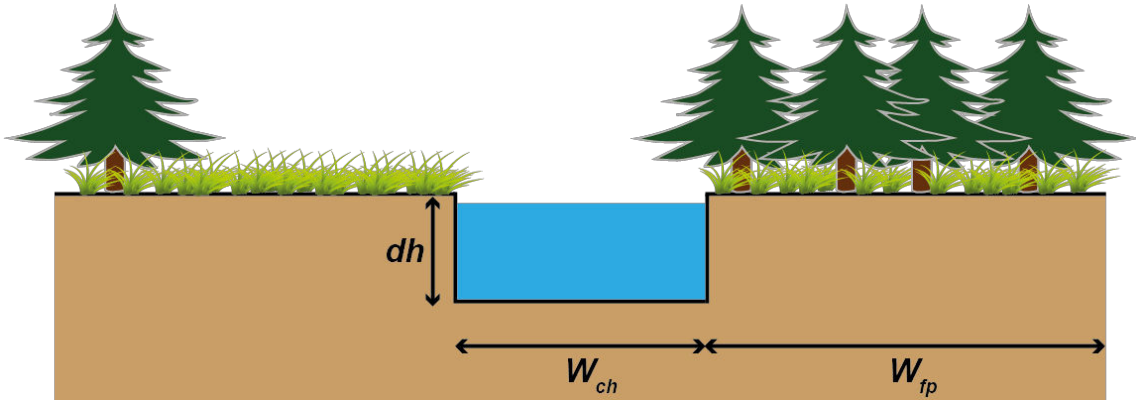


Figure 2: Model configuration with W_{ch} the channel width, W_{fp} the floodplain width and dh the bank height. The main channel has a rectangular cross-section and floodplain is colonized by different vegetation types whose effect on hydraulics is captured by varying the Manning friction coefficient, n . For example: on the left bank: dense brush with some sparse trees ($n = 0.10$) and on the right bank: dense brush and dense population of trees ($n = 0.15$).

2.1 Transport capacity calculation

Sediment transport capacity is calculated on asymmetrical cross section representing a rectangular channel opening on a wide floodplain with bankfull width W_{ch} , channel slope S , and bankfull depth dh (Fig.2). Several studies have demonstrated that the bankfull geometry parameters of single-thread rivers obey a power law relationship with bankfull discharge [Bray, 1982; Hey and Thorne, 1986]. For instance, by synthesizing a large amount of single-thread alluvial rivers data, Parker *et al* [2007] has derived a relationship for river geometry that depends only on bankfull

discharge (considered as the channel forming discharge) and median grain size of channel bed material. Channel geometry is thereby computed using the bankfull characteristics of single thread gravel-bed rivers described in Parker et al, 2007 by fixing the bankfull discharge Q_{bf} and median grain size D_{50} . We set our study in the context of gravel-bed rivers and choose arbitrarily $D_{50} = 0.05$ m, defined as coarse gravel in the Wentworth scale. We set $Q_{bf} = 500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ such that $W_{ch} = 82$ m, $S = 0.0013$ and $dh = 2.9$ m that represents a “mean” geometry in the dataset used by Parker et al, [2007]. The floodplain width, W_{fp} is set arbitrarily to 200m. Relevance of our findings for other floodplain width is addressed in the discussion section. A Manning friction coefficient of 0.035, typical of natural gravel-bed streams is used for the channel whereas friction coefficients from 0.04 to 0.15 are assigned to the floodplain depending on vegetation height and density following values of Manning coefficients derived from previous studies (Table 1) [Chow, 1959; Cobby et al., 2003; Mason et al., 2003; Werner et al., 2005; Casas et al., 2010; Powell, 2014; Rudorff et al., 2014]. To assess the effect of floodplain vegetation on sediment transport capacity for different water stages, we explore a range of daily discharges experienced by the river. The choice of the range and the maximum value is justified in the section 2.3.

Table 1 : Manning coefficient values and examples of associated vegetation type.

Manning Coefficient Value, n	Vegetation type
0.04	gravel, grass or crops
0.06	light brush and trees
0.10	medium to dense brush
0.15	dense brush and trees

In the following sections, results are compared with a confined channel of identical width W_{ch} and infinitely high banks. This represents an archetype of a rectangular incised bedrock gorge. The width/water depth ratio is always above 10 for the considered discharge range so that the lateral friction can be neglected in subsequent bed shear stress calculation.

In order to get the stage-discharge rating curve for over banks discharges we decompose the cross section in 2 subsections, the main channel and the floodplain. Following the “Divided Channel Method” [Chow, 1959; Bousmar and Zech, 1999; Fernandes et al., 2012] the total discharge is described as:

$$Q_{total} = Q_{channel} + 2Q_{floodplain} \quad (1)$$

The cross section being rectangular and by neglecting bank friction and assuming a steady, uniform flow, the discharge for each subsection can be estimated from the Manning resistance equation:

$$Q_{total} = \frac{W_{ch}}{n_{ch}} h_{ch}^{5/3} S^{1/2} + 2 \frac{W_{fp}}{n_{fp}} h_{fp}^{5/3} S^{1/2} \quad (2)$$

where h is the water depth, n the Manning friction coefficient. Indexes ch and fp indicate the main channel and floodplain respectively. By replacing h_{fp} with $h_{ch}+dh$ in the previous equation, values of h_{ch} for the range of discharge are computed with a Newton-Raphson method to obtain channel and floodplain rating curves. Calculations are made with a 10^{-5} m precision in order to get distinct h_{ch} values for close discharges.

We use classic sediment transport laws expressing the sediment transport capacity as a function of the shear stress exerted by the flow on the river bed as:

$$\tau = \rho ghS \quad (3)$$

where ρ is the water density and g the gravitational constant. The transport capacity for bedload material is calculated with the Parker[1979] (PK)fit to [Einstein, 1950] law in order to be consistent with the study by Parker et al [2007]:

$$q_{s,bl} = k_p \tau^{1.5} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau}\right)^{4.5} \quad (4)$$

where k_p is a constant depending on sediment and water density and the gravitational constant and τ_c is the critical shear stress defined as the shear stress necessary to entrain bedload material in motion. It is worth noting that while the predicted bedload transport capacity will vary with the chosen bedload transport law, our results on the sensitivity to vegetation, discharge variability and confinement are independent on the specific law used as long as it incorporate a threshold of transport and an asymptotic scaling as $\tau^{1.5}$. For instance, our test using a Meyer-Peter and Mueller law [Meyer-Peter and Müller, 1948] results in similar conclusions.

In natural and experimental alluvial channels, bedload transport typically starts when discharge is between 50 and 100 percent of the bankfull discharge [Talling, 2000; Pitlick and Cress, 2002; Ryan and Emmett, 2002; Ryan et al., 2002; Mueller et al., 2005; Parker et al., 2007]. In the following section, the threshold of sediment motion is computed to conserve the τ_{bf}/τ_c ratio of 1.63 from Parker et al, [2007], corresponding to a Shields number $\tau_c^* \sim 0.03$ ($\tau_c^* = \tau_c/(\rho_s - \rho)gD_{50}$). The impact of using different threshold value is addressed in the discussion section.

The suspended load transport capacity is determined with the Engelund and Hansen (E&H) law [Engelund and Hansen, 1967]:

$$q_{s,susp} = k_{eh} \tau^{2.5} \quad (5)$$

where k_{eh} is a constant depending on grain size, sediment density, the gravitational constant and a friction factor. Although this formula was designed to calculate total load capacity for sand bed rivers we use it only to predict suspended load rates assuming that a uniform grain size is transported as suspended load for the entire range of discharge. Consequently, we fix the grain size likely to be transported in suspension at 0.25 mm and set the critical discharge as the smallest discharge for which the Rouse number is equal to 2.5 (which represents roughly the transition between bedload and suspension). This translates into a critical discharge roughly equal to 10% of the mean discharge.

Given its role in governing long-term river morphodynamics, our study focuses mainly on bedload transport. We also consider the predictions for suspended load for two reasons: first, in many rivers, the bulk of sediment flux is expected to be transported in suspension so that we can distinguish between the total flux sensitivity and the morphodynamics sensitivity to flood frequency and vegetation; second, the E&H law offers a contrasting functional relationship with respect to PK: both are non-linear, but the PK non-linearity emerges from a threshold, while the E&H non-linearity comes from a power law behavior. This comparison helps in pinpointing fundamental differences in the sensitivity to flood frequency, vegetation and confinement of bedload and suspended load transport capacity.

2.2 Probability distribution of daily discharge

It has been observed that for different worldwide river systems, the complete range of mean daily streamflow can be approximated by an inverse gamma probability density function [Crave and Davy, 2001; Lague *et al.*, 2005; Molnar *et al.*, 2006; DiBiase and Whipple, 2011; Lague, 2014] of the form:

$$pdf(Q_m, k) = \frac{k^{k+1}}{\Gamma(k+1)} \exp\left(-\frac{k}{Q^*}\right) Q^{*-(2+k)} dQ \quad (6)$$

where Q^* is the daily discharge normalized by mean daily discharge Q_m ($Q^* = Q/Q_m$), Γ the gamma function and k a parameter that controls the shape of the probability density function and captures the variability of the hydrological forcing. The inverse gamma distribution exhibits an exponential tail towards low discharges and a power law tail for large discharges.

To assess the impact of discharge variability, different values of k are used from 0.2 (high variability) to 4 (low variability) consistent with the range of values measured on earth (see supplementary Fig. S1). Note that $k = 4$ represents an extremely low variability regime for which the tail of the *pdf* although a power-law, can be considered as light, in a sense that large events are extremely rare [Lague, 2014]. Values ranging from 0.2 to 1.0 represent highly variable climate conditions typical of monsoon dominated areas such as Taiwan which is frequently affected by typhoons [Lague *et al.*, 2005] or arid areas in the United States (US) with infrequent large storms events [Molnar *et al.*, 2006]. Rossi *et al.*, [2016] have shown that the power law tail of daily streamflow *pdf* may not be as frequent as previously thought, at least in the continental US. Here, we acknowledge the potential limitations of eq. (6), but consider it general enough to explore the sensitivity of sediment transport to the mean and variability of daily streamflow.

In our approach, the river geometry (W_{ch} , S and dh) is set by the bankfull discharge fixed at $500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, but the computation of long-term sediment transport capacity requires to know the characteristics of the discharge distribution (Q_m and k in eq. 6). There is currently no theory or model

that can simply link Q_{bf} and Q_m [Phillips and Jerolmack, 2016]. Published datasets of single thread gravel-bed rivers shows that Q_{bf}/Q_m varies between 1.5 and 12, but the sensitivity to discharge variability is not explored [Williams, 1978; Andrews, 1980; Andrews and Nankervis, 1995; Pitlick and Cress, 2002]. It is also commonly observed that the bankfull discharge recurrence time is about 1.5 to 2 years for rivers located in a temperate climate ($k > 2$) and low relief areas [Leopold et al., 1964; Petit and Pauquet, 1997]. Based on the previous observation, we set $Q_{bf}/Q_m \sim 5$ for $k=2$. Under those conditions, the bankfull discharge for k between 0.2 and 1 has a recurrence interval of ~ 2 months meaning that competent discharges last several days per years.

2.3 Calculation of long term sediment transport

The sediment transport capacity is calculated for each discharge within the total range using equations 4 and 5. Material composing the floodplain usually differs from the main channel bed in terms of grains size and vegetation. As the flow inundates the floodplain, partitioning between form drag and skin friction changes. A part of the flow energy contributing to transport sediment is lost because of the supplementary form friction introduced by fixed elements composing the floodplain. As a consequence, the fraction of shear stress contributing effectively to transport is reduced especially as the proportion of material causing form friction increases (e.g., trees and large brushes). This leads ultimately to use others transport laws parameterizations to compute transport capacity in the floodplain adding a source of uncertainty. For these reasons, sediment transport is only calculated in the main channel.

Long term sediment transport capacity $\overline{Q_s}$, is obtained by integrating the product of event based sediment transport capacity by their probability of occurrence over the discharge range [Tucker and Bras, 2000]:

$$\overline{Q_s} = \int_{Q_c}^{Q_{max}} W_{ch} q_s pdf(Q) dQ \quad (7)$$

with Q_c defined as the critical discharge able to initiate transport and Q_{max} the maximum discharge experienced by the river during the chosen interval. Q_{max} is chosen to ensure the convergence of equation 7. In doing so we assume that channel geometry (width, longitudinal slope and bank height), median grain size and parameters of the frequency-magnitude distribution remain stationary during the time scale of integration. This time scale is a function of the recurrence time of Q_{max} and so depends on climate variability. Considering any k values, the recurrence time of Q_{max} is always under 100 years for eq. 7 to converge. It is thus reasonable to assume that the channel geometry remains approximately steady at the integration timescale if boundary conditions are fixed (mean discharge, grain size, vegetation type and base level). Predictions for time scales longer than 100-1000 years with non-

stationary boundary conditions are not possible with our approach as the river geometry may change and a full morphodynamics model should be used.

To explore the role of confinement change on channel width variations (Fig. 1), the calculations are also applied to multi-thread gravel bed rivers by making slight modifications to our approach. The active bed of multi-thread rivers is divided into inner channels W_{ic} , and two bordering inter-channel plains, W_{inc} . In this framework, the inter-channel typically corresponds to the area of braided rivers that is exposed at low flow but actively reworked during major floods and where vegetation do not develop permanently (Fig. 1). For a given number of threads $n_{threads}$, each inner channels have identical geometry (W_{ic} , W_{inc} , S , dh) and carry a discharge and sediment transport equal to $Q_m/n_{threads}$ and $\overline{Q}_S/n_{threads}$. We assume that during flood events, the flow remains in the active bed characterized by a total width equal to $W_{unconf} = n_{threads}(W_{ic} + W_{inc})$. Discharge rating curves are computed on a single elementary thread by dividing total discharge by $n_{threads}$. The event based and long term transport capacity are then computed using eq. 4 and 6 respectively multiplied by the number of threads.

Table 2 : Model parameters

Parameters	Unit	Notations	Values
bankfull discharge	m ³ .s ⁻¹	Q_{bf}	500
median grain size	m	D_m	0.05
channel width	m	W_{ch}	81
Slope	-	S	0.0013
bank height	m	dh	3.13
$Q_{bankfull}/Q_{mean}$	-	Q_{bf}/Q_m	4.8
$\tau_{bankfull}/\tau_c$	-	τ_{bf}/τ_c	1.2
Norm. discharge range	-	-	0.01 - 200
channel friction	m ^{1/3} .s	n_{ch}	0.04
floodplain friction	m ^{1/3} .s	n_{fp}	0.04 - 0.15
discharge variability	-	k	0.2 - 4.0

2.4 Representative discharge

In river restoration/engineering as well as in landscape evolution modeling, the action of the complete range of discharges experienced by a river is often reduced to one discharge for convenience and simplicity of computation. This representative or “channel forming” discharge, hereafter called Q_{rep} , has been computed or estimated using several approaches that are summarized below.

1. The seminal work of Wolman and Miller [1960] has introduced the concept of effective discharge, Q_{eff} , presented as the discharge that does the most efficient geomorphic work over time. It is defined as the discharge corresponding to the maximum of the product of the discharge probability of

occurrence (eq. 6) and event based transport capacity (eq. 4) over the discharge range [Wolman and Miller, 1960]:

$$Q_{eff} = \max(W_{ch} q_s pdf(Q)) \quad (8)$$

2. The bankfull discharge Q_{bf} is commonly assumed to be the representative discharge given its morphologic signature. Indeed, in the case of gravel-bed rivers, several studies have shown that $Q_{eff} \sim Q_{bf}$, when the long term bedload rates are controlled by frequent intermediate discharges [Andrews, 1980; Andrews and Nankervis, 1995]. However, as larger events tends to control long term bedload transport rates, Q_{eff} becomes larger than Q_{bf} [Emmett and Wolman, 2001; Orndorff et al., 2004].

3. In channel restoration design, discharges presenting a return time varying between 1 to 2 years, Q_{rn} , are often considered a reasonable approximation of Q_{rep} [Doyle et al., 2007].

The long term transport capacity for a given Q_{rep} is computed as the product of the daily bedload transport capacity calculated or measured at Q_{rep} and the annual frequency, f_{rep} of this discharge.

$$\overline{Q_{s,rep}} = Q_{s,rep} f_{rep} \quad (9)$$

where f_{rep} is computed using a formula suited for the considered discharge distributions and thus expected to depends on climate variability [Doyle and Shields, 2008]. For instance, when considering an inverse gamma distribution (eq. 6), f_{rep} can be analytically computed and depends on k ([Lague et al., 2005], eq. 6). For any value of k , as competent discharge increases, f_{rep} decreases. For a given discharge (i.e., Q_{bf}) and identical mean annual discharge, f_{rep} increases when k decreases.

In the following work, we study how the long term transport capacity computed with the three definitions of the representative discharge (Q_{eff} , Q_{bf} and Q_{ri}) is influenced by riparian vegetation and discharge variability. We then assess how the single discharge approximation (eq. 9) compare to the exact solution of $\overline{Q_s}$ (eq. 7).

2.5 Width measurements

Our model predictions offer new insights into the controls on widening/narrowing of rivers in response to change in confinement due to valley geometry (gorge vs open valley) or vegetation (Fig. 1). We compare these predictions with natural rivers located in New Zealand, Taiwan and the Himalayas (Suppl. Fig S4, S5). They were chosen according to 2 criterions: (i) the longitudinal slope must remain approximately constant along the transition zone; (ii) no major tributary should modify discharge and sediment supply to the main channel; (iii) the gorge section should have a continuous alluvial cover. The first two criteria ensure that width is the only geometrical characteristics that varies alongstream, and the third one ensures that the river is at or close to transport capacity. The measurements follow the method of Fisher et al., [2012]. The active channel part where vegetation is not present is delineated using high resolution satellite imagery obtained from Google Earth, and an

along stream width variation is generated. A mean width and standard deviation is computed from measurements every 5 m for a 1 km reach in the confined and unconfined section.

III. Results

We start by exploring how event based transport capacity varies for different floodplain friction ranging from grass bed surfaces ($n_{fp} = 0.04$) to dense tree configurations ($n_{fp} = 0.15$), with intermediate cases representing various densities of bushes and trees. We then integrate these calculations in different climatic contexts controlled by the frequency of extreme flooding events in order to compute $\overline{Q_s}$. Bedload and suspended load are studied as well as unconfined and confined channels. Because it is often used in landscape and morphodynamics models, we also study the sensitivity of the effective discharge to vegetation and flood frequency. Finally, we present the comparison between data and model prediction of the width variation at the transition between alluvial floodplains and bedrock gorges.

3.1 Event-based impact of riparian vegetation on sediment transport

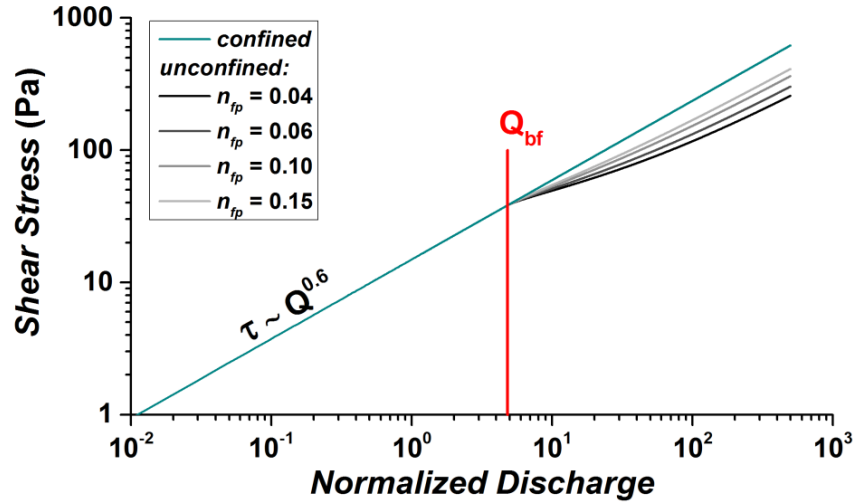


Figure 3: Bed shear stress exerted in the channel (τ) as a function of the normalized discharge for different floodplain friction values. The bankfull discharge corresponds to a normalized discharge of 4.8 (i.e. 4.8 times the mean discharge).

Channel shear stress is calculated for different floodplain friction coefficients and for the complete range of discharges (Fig.3). Below Q_{bf} , the scaling to the power 0.6 corresponds to the expected relationship between shear stress and discharge in a rectangular channel combined with the Manning friction law [e.g. *Whipple and Tucker, 1999*]. Above the bankfull discharge and for unconfined configurations, bed shear stress is reduced compared to the confined channel. For a discharge 500 times larger than the mean discharge, bed shear stress is 140% larger in a confined channel compared to the unconfined case without vegetation. As floodplain friction increases, bed shear stress increases

due to the additional resistance yielding higher flow depth. Figure 3 shows that channel confinement represents the asymptotic behavior towards which the highest floodplain friction converge. This illustrates the virtual confinement generated by dense floodplain vegetation.

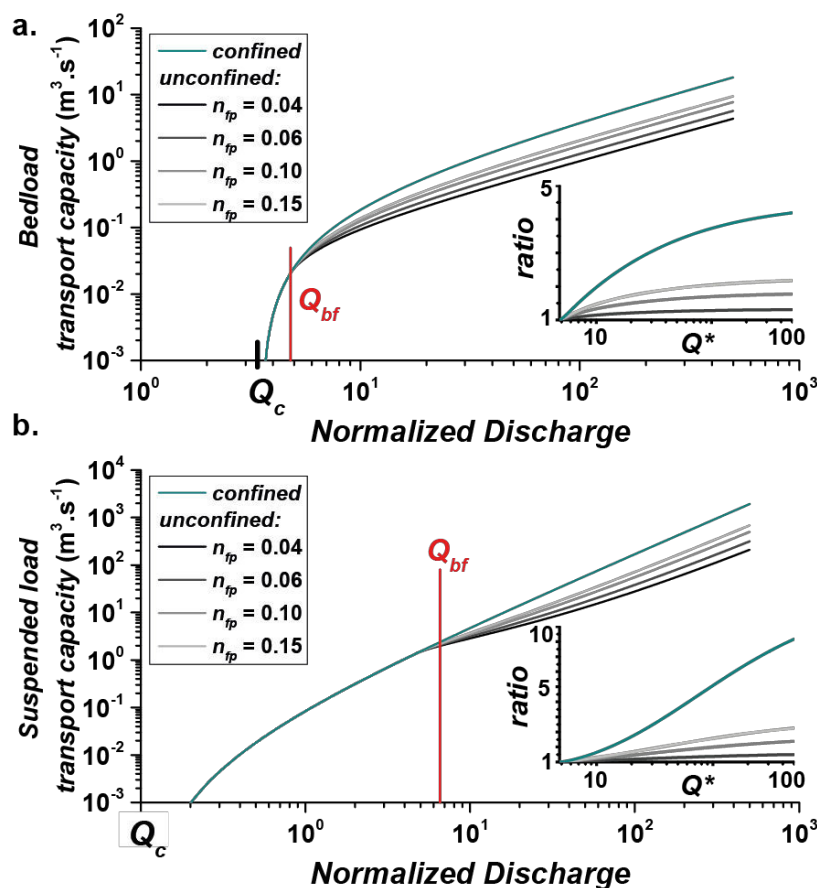


Figure 4: Sediment transport capacity as a function of the normalized discharge. The cyan plots represent sediment fluxes for confined channel. **a.** Bedload transport rate. **b.** Suspended load transport capacity. Inserted graphs show the ratio of transport capacity with respect to the unconfined case with uniform friction.

The amplification of channel bed shear stress due to floodplain vegetation compared to a bare floodplain configuration (Fig. 3) translates into an increase of sediment transport capacity (Fig. 4). However, bedload and suspended load exhibit different sensitivities due to the type of non-linearity between transport capacity and shear stress (PK vs H&E). For bedload, the scaling between transport capacity and discharge is asymptotically linear ($Q_{BL} = f(Q)$, e.g. [Tucker, 2004]) beyond the critical discharge which is the main source of non-linearity at discharges close to Q_{bf} (Fig. 4a). Consequently, the transport capacity amplification factor increases rapidly above bankfull discharges compared to bare floodplain and remains constant for very large floods. For suspended load, the non-linearity emerge from the scaling exponent ($Q_{SL} = f(Q^{1.5})$) and the transport capacity amplification factor increases continuously with discharge (Fig. 4b). At moderate floods ($Q^* < 30$), the increase in suspended load transport capacity is negligible while bedload transport capacity can be doubled for the

highest friction case. Only during rare and very large events ($Q^* > 100$) does vegetation increase suspended load capacity as much as bedload. This highlights a profound difference on the sensitivity of the transport mode to vegetation for frequent floods.

Confinement of the channel has an even greater effect than vegetation. Bedload transport capacity can be increased up to 5 times due to confinement (Fig. 4a) and suspended load up to nearly 10 times during extreme and rare events ($Q^* > 500$, Fig. 5a). These results highlight at first order a profound difference in the transport capacity of alluvial rivers and bedrock gorges simply related to channel confinement, all other parameters being equal (slope, channel width and grain size).

3.2 Impact of variability, vegetation and confinement on long term sediment transport

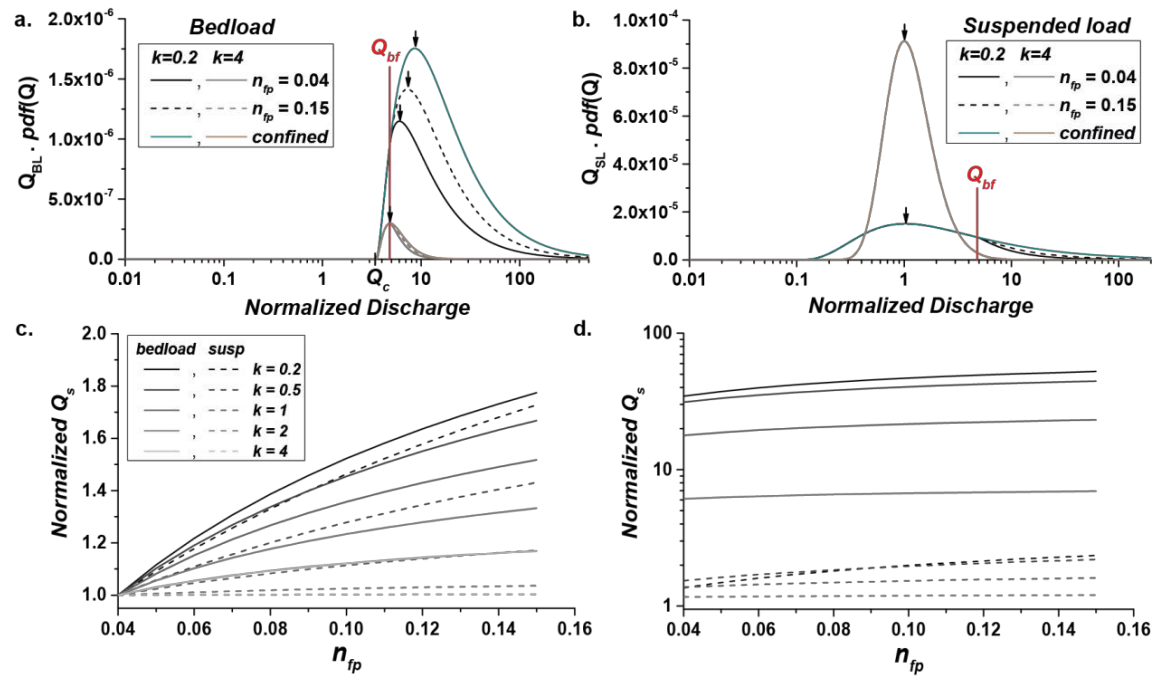


Figure 5 : **a.**, **b.** Product between sediment transport capacity and event probability of occurrence ($pdf(Q^*)$). The effect of flood frequency, riparian vegetation and confinement is explored for **a.** bedload transport and **b.** suspended load transport. Arrows shows the effective discharge. **c.**, **d.** Normalized long term transport capacity as a function of floodplain friction. **c.** The normalization is made by dividing long term sediment flux by the case with homogeneous friction. **d.** The normalization is made by dividing long term sediment flux by the $k = 4.0$ case.

We now built on the previous results to explore how floodplain vegetation and confinement modifies long-term sediment transport capacity by accounting for the frequency-magnitude distribution of discharge events. Following the approach by Wolman and Miller [1960], we plot the product of sediment transport capacity and event probability of occurrence to explore the contribution of various discharges to the overall long-term transport capacity budget (Fig. 5a and 5b).

For bedload, the large critical shear stress and the fact that alluvial channels tend to have competent discharge starting slightly below Q_{bf} translates into a dominance of events greater or equal to Q_{bf} on long term transport capacity (Fig. 5a). As discharge variability increases (i.e., k decreases), and keeping the channel geometry fixed, overbank floods become more frequent, and contributes more significantly to long-term sediment transport than events around Q_{bf} . This is highlighted by the effective discharge increasing from Q_{bf} at low variability ($k = 4$), to $1.5*Q_{bf}$ at very high variability ($k = 0.2$; Fig. 4a). As floodplain vegetation only increases transport capacity for overbank floods (Fig. 4a)), only when large floods are important in the long-term sediment budget does vegetation play a role. Hence, the amplifying effect of riparian vegetation on long term bedload transport capacity increases with discharge variability (Fig. 4c). For example, a densely tree vegetated floodplain increases by 120% total long-term bedload capacity compared to a non-vegetated floodplain when $k=0.2$, by 90 % for $k = 1$ but only by 20% when $k = 4$ (Fig. 4c).

The influence of valley confinement can be understood as the asymptotic behavior of the virtual confinement generated by floodplain vegetation. Figure 4a shows that valley confinement has only a sensible effect for high discharge variability, in which case the effective discharge of a bedrock gorge can be doubled compared to an alluvial river with bare floodplain, all other parameters being equal (slope, width and grain size). In low discharge variability regimes ($k > 2$), a confined bedrock gorge and an alluvial river would have only minor differences in long-term transport capacity.

The amplification by vegetation and confinement remains however small when compared to the impact of increasing discharge variability: as shown in Fig. 4d, in which the long-term transport capacity is normalized by its value calculated for $k = 4$ (low variability), bedload transport capacity experience a ~60-70 fold increase when k decreases from 4 to below 1. By giving more weight to larger and rarer events, highly variable hydraulic regimes would (i) lead to much higher long term bedload transport capacity and (ii) enhance the amplification effect of vegetation on total bedload transport capacity. This emphasize that flood frequency has to be considered when evaluating long-term bedload transport capacity in alluvial and bedrock rivers, while floodplain vegetation is only important in high variability regimes. These results also indicate that except for very low discharge variability (Fig. 5a, $k = 4$), the effective discharge for bedload transport capacity in an alluvial river is expected to be 20 to 120 % larger than the bankfull discharge, and to depend on discharge variability and vegetation.

Contrary to bedload, the long term budget of suspended load transport is mainly controlled by discharges lower than bankfull due to the very low critical discharge (Fig. 4b). The effective discharge for suspended load is 5 to 10 times smaller than for bedload and typically of the same order than the mean discharge. Therefore, extreme events have only a limited impact on long term transport capacity. Consequently, the influence of discharge variability, riparian vegetation and valley confinement is strongly subdued compared to bedload: suspended load transport capacity increases only by a factor

~ 2 when k decreases from 4 to 1, while bedload increases by a factor 80 (Fig. 4d). Similarly, floodplain vegetation only increases suspended load capacity by a maximum of 70% in extreme variability regimes and for the highest friction. It has otherwise a negligible effect (i.e., $< 10\%$) for $k > 1$. This reduced sensitivity of suspended load emphasizes the dominant role of the transport threshold in setting the dominance of large events on long-term transport compared to the scaling exponent of transport capacity laws. We note that the effective discharge for suspended load is much smaller than for bedload material which raises the question of the adequate modeling of concurrent bedload and suspended load in numerical simulations using a constant discharge.

3.3 Representative discharges for bedload transport and discharge variability

Long term river evolution is generally studied or modeled using a representative discharge Q_{rep} for which three definitions have been proposed. One issue is to know whether these representative discharge should vary with climate variability or if a simple definition can be chosen that would systematically provide an adequate description of the exact long-term flux.

We first note that for any definition of Q_{rep} , $\overline{Q_{s,rep}}$ always increases with discharge variability:

- If $Q_{rep} = Q_{bf}$, the bankfull transport capacity remains the same for any k but its frequency increases when k decreases.
- If $Q_{rep} = Q_{eff}$, Q_{eff} and its associated frequency increases with k (Fig. 5a).
- If $Q_{rep} = Q_{rt}$, the annual frequency of Q_{rt} is fixed (to 1 or 0.5) but discharges that corresponds to that frequency always increase with k .

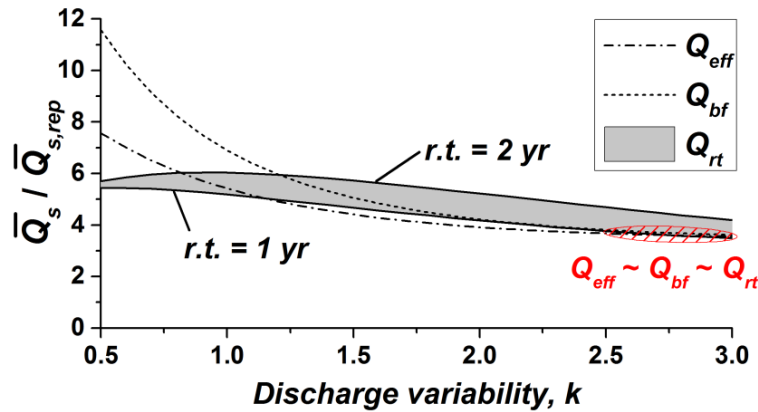


Figure 6 : Ratio between long term bedload transport capacity computed by accounting for the total range of discharge (eq. 7) and the one computed with the representative discharge (eq. 9). (r.t.: return time, here equal to 1 and 2 years).

Figure 6 shows the ratio between $\overline{Q_s}$ (eq.7) calculated exactly using the complete discharge spectrum and $\overline{Q_{s,rep}}$ computed for Q_{eff} , Q_{bf} and Q_{rt} (eq.9). This ratio is evaluated for different discharge variability k . $\overline{Q_{s,rep}}$ is systematically smaller than $\overline{Q_s}$ by a factor 3.5 to 11.5 depending on the

definition of the representative discharge and the variability. These discrepancies increase with discharge variability because the range of discharge that controls $\overline{Q_s}$ increases in highly variable contexts and have more weight compared to $\overline{Q_{s,rep}}$ which is computed for only one discharge. When $k > 2$, $\overline{Q_s}/\overline{Q_{s,rep}}$ shows limited variations and the 3 representative discharges overlap ($Q_{eff} \sim Q_{bf} \sim Q_{rt=1}$). Arguably, for these low variability regime, it is possible to assume that the representative discharge does not vary with climate variability. But a correcting factor that will depend on the specific channel geometry and grain size must be introduced to accurately compute the long-term sediment flux with a single representative discharge prorated by its frequency of occurrence (in our test case, this factor is about 4 but would depend on the channel geometry and grain size). For $k < 1.5$, $\overline{Q_s}/\overline{Q_{s,rep}}$ varies between 6 and 12 and there are significant differences between the 3 definitions of the representative discharge. The fixed return time discharge exhibits a reduced sensitivity to discharge variability (between 4 and 6). Using it to predict long-term bedload transport capacity whatever the discharge variability, is the less biased solution compared to the other two definitions. The effective discharge Q_{eff} or the bankfull discharge Q_{bf} introduce an important underestimation of long term transport capacity that increases with discharge variability. This makes using them arguably more complex and biased than the exact solution accounting for the whole discharge spectrum.

3.4 Sensitivity of channel width to changes in confinement

A direct consequence of the effect of valley confinement or *virtual* confinement by vegetation is that for an identical channel width, slope and grain size, rivers can experience a significant drop in along stream bedload transport capacity when the confinement decreases (Fig.4). Figure 7 shows the reduction of bedload transport capacity experienced by an alluvial river with varying floodplain friction compared to a confined bedrock gorge of identical slope, width and grain size. Two trends appear: first, the loss of transport capacity in the unconfined alluvial reach increases with discharge variability, reaching 70-75 % for $k < 1$, and limited to 30 % for $k = 4$; second, the presence of vegetation attenuates the loss of transport capacity in high variability regimes. We note that approaching this problem by assuming a spatially uniform representative discharge such as the bankfull discharge in the alluvial section would predict no transport capacity change.

If the river dynamics is transport limited, that is bedload sediment transport is close to capacity, a negative alongstream gradient of transport capacity develops at the location of confinement loss driving aggradation over the long-term. In a steady configuration, such total transport capacity gradients cannot be maintained. Channel geometry has to change to compensate the reduction in confinement and maintain the total transport capacity. Hence, systematic co-variations in channel geometry with changes in valley confinement or floodplain vegetation should be observed. We note that the change in bank resistance (from bedrock to alluvium, or with root reinforcements effects by

vegetation) can play a role, and has often been invoked to explain changes in channel width for instance [Millar, 2000; Tal and Paola, 2007; Nicholas, 2013]. But we evaluate how large could be the effect of a change in confinement only.

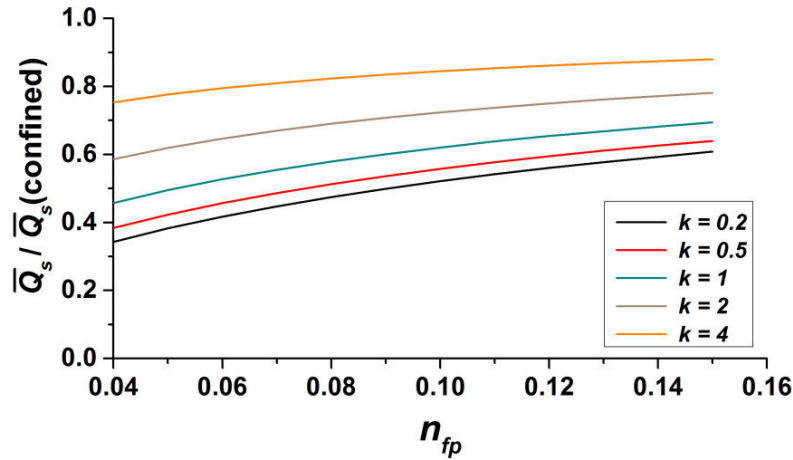


Figure 7 : Unconfined channel long term transport capacity of an alluvial reach normalized by the confined configuration of a bedrock gorge as a function of floodplain friction.

We explore the potential geometrical signature of the loss of confinement by focusing on the transition between bedrock gorges and alluvial reaches (Fig. 1) rather than exploring the vegetation effect for two reasons : (i) the change in valley confinement is expected to be larger than with vegetation and would thus translate into a larger geometrical change; (ii) riparian vegetation may have changed over the last century due to human intervention, and the present day river configuration may not reflect these recent changes.

Considering the bedrock/alluvial transition, observations show that the alluvial channel slope is either constant or lower than the upstream bedrock gorge section (e.g., [Lavé and Avouac, 2001]) which implies that it does not contribute to maintaining transport capacity when confinement decreases. On the contrary, it could amplify the capacity loss. While surface grain size may vary longitudinally due to varying competent discharges, continuity of bedload sediment transport implies that over the short distance considered in our analysis (less than a few kilometers), the bulk grain size distribution should not vary abruptly. Hence, we posit that channel width variations is the main response of a channel to the loss of confinement at the transition between bedrock gorges and alluvial channels.

To test this assumption, we predict how large would channel widening be necessary for total bedload transport capacity to be maintained. First, we briefly report on a study of natural examples in 3 worldwide locations (Southern Alps of New-Zealand, Himalayas and Taiwan). This preliminary analysis only aims at identifying the range of widening factor at bedrock/alluvial transitions, not to explore causal relationships with discharge variability, grain size and other geomorphological factors for which we do not have good enough constraints. Second, we recall how total transport capacity

varies with channel width in a stochastic threshold framework [Lague, 2014] as it is central to understanding the results. We subsequently explore the predictions of our simplified model updated to account for the multi-threaded nature of alluvial rivers downstream of gorges typically observed in nature, using the Rakaia river (Fig. 1) as an example to set up the model parameters.

3.4.1 Natural observations

Channel widening is measured in rivers where channel confinement (and width) varies significantly alongstream (Fig. 8). The studied gravel-bed rivers are characterized by highly variable hydrological regimes ($k < 1.5$, see supplementary material for details). We choose cases in which the bedrock gorge exhibits a continuous alluvial cover of sediment indicative of a system at or close to transport capacity. We thus expect total transport capacity to be maintained at the confined/unconfined transition.

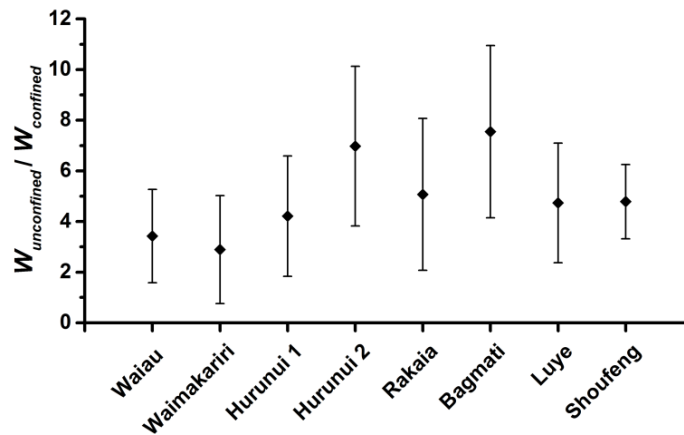


Figure 8: Ratio between unconfined and confined channel width for different natural rivers. Uncertainties derive from the standard deviation of width measurements distributions

Figure 8 shows that mean channel width increases by a factor 3 to 8 at the confined/unconfined transition. While the width in the confined gorge generally exhibit little variability ($\sim 15\%$), the active channel width in the unconfined alluvial part varies significantly over the 5-10 km chosen to compute the mean width. This translates into large fluctuations of the widening factor around the mean (Fig. 1).

3.4.2 Dependency of long-term transport on channel width

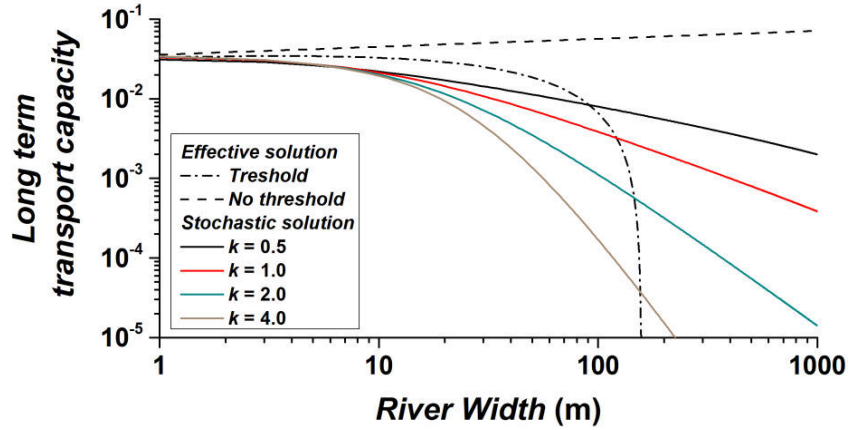


Figure 9: Prediction of long-term transport capacity sensitivity of channel width for a confined channel in the case of a constant discharge solution (with and without threshold, eq. 9), and comparison with the exact solution obtained by a stochastic approach accounting for the full-spectrum of daily streamflows (eq. 7). Inspired from Lague [2014]. Parameters used are shown in table 2. A correction factor of 5 is applied to the constant discharge prediction to match out the stochastic prediction as discussed in section 3.3 and shown in Fig. 6.

The long-term total transport capacity \overline{Q}_s of an alluvial channel is the product of channel width with the unit transport capacity $\overline{Q}_s = Wq_s(W)$. In the traditional constant effective discharge approach, \overline{Q}_s is submitted to two antagonists effects: \overline{Q}_s increases linearly with W through the integration over the channel section, but decreases due shear stress decreasing with W (i.e., $q_s \sim W^{0.9}$ when $\tau \gg \tau_c$ for a confined rectangular channel with a Manning friction law). The resulting total transport capacity should slightly increase with width as $\overline{Q}_s \propto W^{0.1}$ when $\tau \gg \tau_c$ (Fig. 9; [Lague, 2014]). However, when considering bedload transport, the threshold is never negligible and the resulting effect is that \overline{Q}_s decreases strongly with channel width until $\tau \leq \tau_c$ for which $\overline{Q}_s = 0$ (Fig. 9).

A stochastic approach using the complete spectrum of discharge yield significant differences with the constant discharge solution (Fig. 9). The main reason is that a third effect plays out in modulating \overline{Q}_s : width variations not only affect the shear stress for all discharges, but also change the critical discharge Q_c at which bedload transport starts [Tucker and Bras, 2000; Lague, 2014]. As channel width increases, Q_c increases and the range of competent discharge decreases. The censoring effect of the critical discharge variation with W is actually a dominant control over the long-term sediment transport rather than the reduction of shear stress available for transport at individual discharges. The resulting effect is that \overline{Q}_s decreases systematically with width, at a rate that decreases with discharge variability. Results shown in figure 9 slightly differs from analytical predictions by Lague [2014] (Fig. S1) because we use a more complete numerical solution with the inverse gamma distribution of daily streamflows and the unit sediment transport law is slightly different. In particular, model results predict that \overline{Q}_s does not vary at small width because the threshold is negligible, a regime

that is never met for gravel bed rivers and which explains the difference with the analytical approximation proposed by *Lague* [2014] which assume a non-negligible threshold.

The previous results have two important consequences: first, there is a fundamental difference in how the width in combination with the critical shear stress of bedload entrainment affects long-term transport capacity between a constant discharge and an exact stochastic solution. Second, the stochastic predictions show that the decrease in transport capacity due to the loss of confinement at the bedrock/alluvial transition could only be compensated by a narrowing of the alluvial channel if it stays single threaded. This contradicts observations from figure 8. However, the prediction holds for single thread rivers. Yet, in all studied cases, the alluvial channel becomes braided after the gorge exit (Fig. S4 and S5, supplementary material) which call for a new modeling approach of the problem.

3.4.3 Application to the Rakaia river

We use the modified multi-thread model to explore if solutions exists in which widening of the active channel can be predicted. We base our analysis on the Rakaia river in New-Zealand (Fig. 1 and 8) for which the widening factor ($W_{unconf} / W_{conf} \sim 5$) is typical of the studied examples. The annual mean daily discharge is $200 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ and the 1 year return discharge is $\sim 2500 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [*Moulin*, 2009] resulting in a discharge variability value $k = 1.1$, if we assume that eq. (6) applies. We explore geometrical configurations for the unconfined alluvial channel corresponding to 1 to 3 threads (i.e., braids) that are inset on an active floodplain of fixed width $W_{unconf} = 1 \text{ km}$ as in the Rakaia. At low discharges, flow concentrates on the inner channel(s). During flooding conditions, water inundate the active channel but remain restricted to the 1 km active floodplain (Fig. 9). We assume that the slope (0.4%) , the median grain size (10 cm) and the Manning friction coefficient are identical between the confined and the multi-thread reach.

To predict a widening factor, we assume that the total long term bedload transport capacity must be identical between the confined bedrock gorge and the multi-thread alluvial reaches. We proceed as follow: first, we compute the total transport capacity in the unconfined section for 1, 2 or 3 inner channels. For each thread number $n_{threads}$, the inner channel width W_{ic} and bank height dh are chosen to respect a high width/depth ratio ($W/D = 40$) typical of braided rivers [*Egozi and Ashmore*, 2009; *Ashmore*, 2013]. This yields $W_{ic} = 130, 110$ and 90 m and $dh = 3, 2.5$ and 1.5 m for $n_{threads} = 1, 2$ or 3 respectively. For each of the previous configuration and various discharge variability factors, we search for the confined channel width W_{conf} by minimizing the root mean square error between the total long term transport capacity of the unconfined and confined sections. We have checked that this problem has a unique solution for which the total long-term transport capacity are within 1 % of each other.

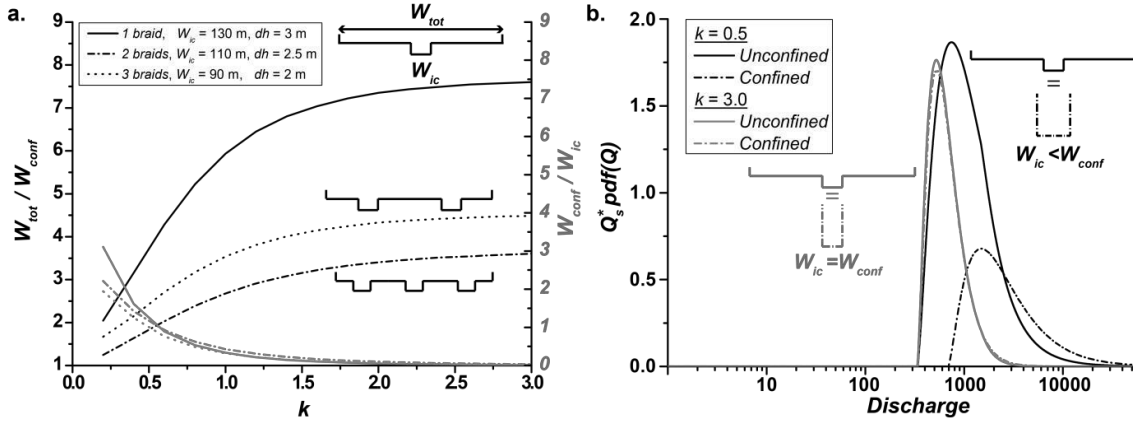


Figure 10 : a) W_{tot} / W_{conf} and W_{conf} / W_{ic} for different number of braids and different discharge variability contexts, $W_{tot}=1000$ m. b) Product between sediment transport capacity and event probability of occurrence for confined and unconfined channel configuration. For each k , the graphs show the case where confined and unconfined long term transport capacity are equal i.e. the integral of the solid plot and the dash plot are equal.

Figure 10a shows the influence of discharge variability on W_{unconf} / W_{conf} and $W_{conf} / n_{threads} W_{ic}$ for different number of threads. First, the modeling approach finds a solution in which the bedrock gorge and alluvial channel have identical long-term transport capacity with a widening ratio W_{unconf} / W_{conf} spanning values consistent with observations (Fig. 8). W_{unconf} / W_{conf} increases with k whatever the number of threads, with a loss of sensitivity when discharge variability decreases (i.e. $k > 1.5$). The larger is the number of threads, the smaller is the widening ratio. Given that $W_{unconf} = 1$ km, the observed variations of the widening ratio indicate that the bedrock gorge width increases with $n_{threads}$ and with discharge variability. This is documented by the ratio $W_{conf} / n_{threads} W_{ic}$ (Fig. 9a) which decreases with k and tends to $W_{conf} = n_{threads} W_{ic}$ for low variability regimes. In essence, the model shows that the only solution in which total capacity is maintained despite the loss of confinement is to have the cumulative width of individual alluvial inner channel(s) smaller than the confined channel. As shown in Fig. 9, narrower channels have higher transport capacity which compensate for the loss of confinement.

To better understand this result and the sensitivity to discharge variability, figure 10b shows the product between total transport capacity and event probability of occurrence when $n_{threads}=1$. At low discharge variability ($k = 3$), overbank floods in the alluvial inner channel have a negligible contribution to long-term transport capacity such that it behaves very closely to a purely confined channel (fig. 9b, note that the confined and unconfined curve almost completely overlap). As such, W_{conf} / W_{ic} tends asymptotically towards 1. For a large variability ($k = 0.5$), the same total long-term bedload transport capacity is realized fundamentally differently in the two sections: bedload transport starts at a lower critical discharge in the narrow inner channel than in the wider confined section, but large overbank floods are less effective than in the bedrock section due to the loss of confinement. This results in an effective discharge nearly twice larger in the confined section. In essence, because the confinement induces a large contribution of extreme floods compared to the unconfined channel,

matching the long-term transport capacity is realized in the model by increasing the critical discharge of transport Q_c to reduce the fraction of the time during which transport occurs. In the modeling framework where only width can vary, this implies that the confined width must be larger than the inner alluvial channel. The higher is discharge variability, the larger is the contribution of extreme floods which must be compensated by a smaller range of competent discharges (i.e., high Q_c). This explains why the widening ratio decreases with discharge variability.

Interestingly, an along stream transport capacity gradient exists at the event scale for the high discharge variability solution (Fig 9b): during frequent flooding, erosion should occur at the vicinity of the confined/unconfined transition due to a negative capacity gradient, while aggradation should occur during very large infrequent floods. Yet, over the long term these differences average out and no gradient in temporally averaged bedload transport capacity exists. For low discharge variability, no transport capacity gradient exists whatever the event magnitude.

Understanding the sensitivity to the number of threads requires to evaluate the sensitivity of total transport capacity to discharge. Using the analytical approximation by *Lague* [2014] (eq. C1) as a back of the envelope estimate of the non-linearity, $\overline{Q_s} \propto Q_m^b$, with b ranging from 1.5 to 4 depending on k and the cross-section geometry. The non-linear dependency indicates that increasing the number of threads reduces the total transport capacity of the alluvial channel. For the same reasons than above, the confined channel width increases with the number of threads such that the widening factor decreases.

The Rakaia river exhibits a mean widening factor equal to 5 with fluctuations between 2 and 8. Our predictions are consistent with the observed fluctuations at $k \sim 1$ for 1 to 3 threads. This is roughly consistent with observations of the Rakaia at low flow (Fig 1a) where 1 main braid dominates along 1 to 3 smaller braids. Measurements of the cumulative inner channel width on the braided river results in values which are typically of the same order than the confined width with a large variability that preclude to evaluate if our model predictions are actually consistent with observations. We underline that our modeling approach is only a first attempt with limited input from field data and strong simplifications when it comes to channel geometry. Our primary objective is to demonstrate the possibility of matching long-term bedload transport capacity in systems of significantly different width and confinement thanks to a fully stochastic approach of the problem. A sensitivity analysis to slope, grain size and the total unconfined width (supplementary material S6) shows that the widening ratio predicted by the multi-thread model ranges from 1.5 to 7.5 and is consistent with most of the observed natural examples and that our results remain qualitatively similar (Fig. 8). We thus propose that the large widening observed at the transition between bedrock gorges and alluvial channels, and the tendency to develop braided rivers in an unconfined sections is a morphologic response to maintain the total long term transport capacity constant alongstream.

IV. Discussion

The aim of this study is to offer a first approach to evaluating the impact of discharge variability, floodplain friction and channel confinement on the long-term transport capacity of rivers, contrasting the sensitivity of bedload and suspended load. More specifically our objective is to answer 2 questions:

- (i) Does discharge variability and the variable friction introduced by vegetation need to be accounted for when predicting sediment transport capacity of rivers over longer than secular timescales, with relevance for the morphodynamics of river and landscape evolution in the context of climate change?
- (ii) Does the change in confinement between bedrock and alluvial rivers, modulated by vegetation, alters significantly the transport capacity and can it explain the systematic widening observed at confined/unconfined transitions?

In the following, we discuss the relevance of our findings to these questions and start by discussing the limitations of our approach.

4.1 Limitations

One of the first simplifications made in this study lies in the rectangular channel cross section we impose, which is rarely met in natural systems either for alluvial or bedrock rivers [Whipple *et al.*, 2013; Lague, 2014]. This choice is consistent with the geometry used in Parker *et al* [2007] that allow us to define a representative bankfull geometry. While more complex geometries and different bank angle would alter the scaling between shear stress and discharge [e.g., Turowski *et al.*, 2008], the consequences on long-term bedload transport capacity would be limited due to the dominance of over or near bank discharges on the long-term budget. For suspended load, a reduced exponent of the scaling relationship between shear and discharge for $Q < Q_{bf}$ would predict even less sensitivity to discharge variability than our current results. Given that we demonstrate that discharge variability has a limited impact on long-term suspended load, this would just reinforce this conclusion.

In our channel configuration, the floodplain width can be thought as the maximal lateral distance that water can reach during a flood event. This distance is expected to vary with vegetation density and subtle micro-topography of the floodplain. At equal discharge, a larger floodplain lowers water depth, reduces channel transport capacity, but also enhances the sensitivity to differential friction and discharge variability. A sensitivity analysis (supplementary material Fig.S2) shows that the floodplain width only matters in high variability regimes ($k < 1$). In that case, a larger floodplain reinforces the amplification effect of riparian vegetation but reduces the impact of discharge variability. While actual bedload long-term transport capacity are modified, our conclusions on the sensitivity to vegetation or discharge variability are not altered.

In a stochastic context, any prediction of long-term bedload transport will be sensitive to the transport threshold which is set in our modeling framework by τ_{bf}/τ_c [Tucker and Bras, 2000; Lague, 2014]. Increasing the threshold translates into a greater contribution of overbank discharges to the long-term transport capacity budget and a higher sensitivity to vegetation friction and discharge variability. To ensure genericity of our results for various single-thread rivers, we choose a channel geometry set by $\tau_{bf}/\tau_c = 1.6$ as in Parker et al. [2007]. We note however that for single thread gravel bed rivers, τ_{bf}/τ_c has been estimated to range from 1.2 to 1.6 [Andrews, 1984; Dade and Friend, 1998; Parker et al., 2007]. It has also been observed that vegetation, through bank strengthening could increase τ_{bf}/τ_c towards values around 2 [Millar, 2005]. A sensitivity analysis (supplementary material Fig. S3), shows that our conclusions hold for τ_{bf}/τ_c between 1.2 and 2. The lower is τ_{bf}/τ_c the greater is the sensitivity to vegetation and discharge variability.

4.2 Impact of vegetation on the transport capacity of alluvial rivers

Our results demonstrate that for a typical single-thread gravel bed river, a dense floodplain vegetation generating high flow friction would increase long term bedload transport capacity by a factor up to two in conditions of high discharge variability compared to a uniform friction condition. When discharge variability is low ($k > 2$), floodplain vegetation has a more subdued effect, and would only have a sensible impact (i.e., amplifying sediment transport by more than 10-20 %) only for the largest end-member of the studied friction ($n_{fp} = 0.15$). Suspended load transport capacity is in general marginally increased by floodplain vegetation, except in the highest discharge variability regimes ($k < 0.5$) when it can be increased by 50 %.

These results demonstrates that the virtual confinement offered by riparian vegetation can have a significant impact on bedload transport efficiency such that the equilibrium geometry would be expected to be different with or without riparian vegetation, but only if discharge variability is high enough. This has counter intuitive implications that have not been envisioned before in the context of the interaction between river morphodynamics and riparian vegetation [Camporeale et al., 2013]. Under the assumption that floodplain vegetation only affects friction, rivers at steady state with an identical long term bedload supply rates, similar slope and grain size, would have an equilibrium width increasing with the level of virtual confinement by vegetation. This results from the same mechanism than in the bedrock/alluvial transition: more effective overbank discharges when vegetation is present have to be compensated by a reduced range of competent discharge to match the total capacity of a bare floodplain configuration. This can only be obtained by a larger width that increases Q_c .

This prediction is not consistent with the observation that riparian vegetation tends to reduce the width of single-thread rivers with otherwise similar boundary conditions[e.g., Millar, 2000, 2005;

Parker et al., 2007; Camporeale et al., 2013]. Increased bank resistance by root reinforcement has been put forward to explain such channel narrowing, as well as reduced near-bank flow velocities [*Tal and Paola, 2007; Camporeale et al., 2013; Nicholas, 2013*]. Our modeling work neglects these important processes, but suggests that riparian vegetation through virtual confinement could have a widening effect that would counteract channel narrowing due to vegetation induced bank erosion reduction. As a result the overall impact of vegetation on channel geometry could be more subdued than previously thought, especially in highly variable discharge regimes. As this effect can only be captured by considering the complete spectrum of discharges and is particularly important in high discharge variability regimes, it has not emerged previously as a mechanism by which vegetation influence channel morphodynamics by models using a constant effective discharge or slightly varying discharge [*Camporeale et al., 2013*].

4.3 Impact of discharge variability on the transport capacity of alluvial rivers and its morphodynamics

Our results show that discharge variability has a very large impact on long-term bedload transport capacity (Fig. Figure 5c) for a given channel geometry, while it is expected to have a minor effect on suspended load. As such, it is an essential element to factor in models of long-term river morphodynamics, in particular when climate forcing are varying. For computational reasons, it remains challenging to fully capture the impact of a large spectrum of discharge in 2D river morphodynamics models, such that an effective discharge, sometime slightly varying, is generally used [e.g., *Nicholas, 2013; Davy and Lague, 2009*]. Yet, as shown by the example of the bedrock/alluvial transition, considering discharge variability is not only essential to capture correctly the effect of a variable river hydrology, and in particular the extremes, but also to unravel new relationship between channel equilibrium geometry and boundary conditions that constant discharge approaches cannot capture.

Because discharge variability is expected to have a large impact on bedload transport capacity, one expect equilibrium channel geometry to vary significantly with it. Disentangling specifically the effect of variability amongst other varying boundary conditions such as grain size, sediment supply, mean discharge, bank resistance is probably difficult. A first step in that direction has been obtained by [*Phillips and Jerolmack, 2016*] who have shown that a large number of rivers in the US and Puerto Rico covering a wide range of discharge variability regimes tend to be organized such that bankfull shear velocity is 10 % higher than critical shear velocity. This observed apparent self-organization of rivers to a threshold state [*Talling, 2000; Parker et al., 2007*] despite large variations in discharge variability shows that channel equilibrium geometry is indeed varying significantly with discharge variability, a result consistent with the strong influence of discharge variability on transport capacity

for a fixed channel geometry. *Phillips and Jerolmack*, [2016] also observed that the effective discharge was a frequent event, a result consistent with our model prediction for alluvial rivers (Fig. 5a), where the effective discharge, even for extremely large variability ($k = 0.2$), remains a frequent discharge (Q_{eff}/Q_{bf} ranging between 1 and 2). This originates from the strong reduction in shear stress/discharge scaling during flooding and the limited asymptotic non-linearity of the bedload transport law. Yet our results show that even if the effective discharge is a frequent event, because the threshold of transport is high, any small change in variability changes significantly the frequency of competent discharge and the long-term bedload transport capacity in a larger way than the effective event does.

4.4 New insights on channel widening at bedrock gorge/alluvial plain transition

The modeling results show that the loss of confinement at the exit of bedrock gorges would translate into a significant loss of transport capacity if width, slope and grain size were uniform. Such negative alongstream gradient could not be sustained over the long-term and require a change in channel geometry. We demonstrate that inner threads in a braided river have to be narrower relative to their unit discharge to lower the critical discharge, increase the range of competent discharge and ultimately compensate for the loss of confinement. Indeed, braided rivers appear as the optimal geometric response to the problem of increasing the range of competent discharges and could be viewed as a river response to maintain alongstream transport capacity. An apparent paradox emerges from the prediction that the cumulative width of braids have to be slightly narrower than the bedrock gorge, but the observed active alluvial channel comprised between the braid is three to eight times larger than the bedrock gorge (Fig. 8). Here we touch upon braided river dynamics that we cannot address with our simplified model. We posit that the transition from bedrock banks to alluvial banks favors the lateral mobility of the newly formed braids and the construction over decadal timescales of a large active channel width.

The modeling results also points towards new insights into alluvial bed dynamics over short and longer term near the transition between narrow bedrock gorges and wide alluvial reaches. It shed light on the complex behavior that is expected in a stochastic framework due to alongstream variation in Q_c . At event scale, transport capacity would systematically vary downstream with frequent discharge promoting erosion in the alluvial section due to the smaller Q_c , and large events driving aggradation. due to confinement loss. It shows how spatial variations in width and confinement can results in short term dynamics that a constant discharge approach would qualify as unbalanced, while the long-term integration of the complete spectrum of discharges is indeed balanced.

Our work adds new elements to the understanding of channel narrowing in bedrock gorges traditionally interpreted as related to localized uplift and/or a change in channel bank resistance (e.g., [*Lavé and Avouac*, 2001; *Turowski et al.*, 2009; *Yanites et al.*, 2010]). The effect of deconfinement

should be mostly prominent in area of high discharge, limited vegetation and high sediment supply. While we propose a simplified approach to account for multi-thread alluvial channels, we do not account for potential effects of meandering in the bedrock reaches which is very often observed in localized bedrock gorges and high variability discharge regimes [Stark *et al.*, 2010], and whose effect on sediment transport and channel dynamics remains to be explored (Fig. 1).

V Conclusion

We present a simple but efficient model that computes long term transport capacity of alluvial rivers by incorporating a stochastic distribution of discharge events coupled with different sediment transport laws. The calculations are made on a rectangular cross section which geometry is constrained with relationships derived from natural rivers measurements [Parker *et al.*, 2007] and is fixed in time. The different vegetation contexts are simulated by tuning the floodplain Manning friction coefficient, which is supposed to increase with vegetation density and type. The flood frequency is modulated by a variability parameter that controls the shape of the discharge distribution by defining it as light (low flood frequency) or heavy tailed (high flood frequency).

Riparian vegetation increases significantly event based transport capacity by raising water depth in the active alluvial channel and thus act as a virtual confinement of the river. We found that bedload long term transport capacity is only sensitive to riparian vegetation when discharge variability is high. Bedload transport capacity increases significantly with discharge variability in relation to the high threshold of transport typical of threshold-state channels.

The comparison of alluvial and bedrock channel long term transport capacity for the same geometry shows that the latter is always more efficient to transport sediment. This result imply that if a river experiences significant longitudinal width variations along its downstream path a process had to intervene to boost alluvial channel transport capacity to prevent infinite storage. Alluvial rivers being for the most part unconfined, we propose that mechanism to be the widening of the alluvial active bed in either single or multi-thread regime. The quantification of the widening factor in natural rivers in 3 worldwide locations show variations between 3 and 8. We then design an optimization scheme aiming to find the ratio between alluvial and confined channels width that presents the same long term transport capacity. We found that in single thread river, the solution to the optimization scheme implies a grain size reduction in the alluvial fan and give widening factors between 4 and 12 depending on the riparian vegetation and flood frequency. In multi-thread rivers this factor is less and varies between 1 and 7.5 without implying grain size changes. In any river regime we found that unconfinement lead to widening factor that match natural ones so this process can be invoked as a non-negligible contributor to the widening that actually occur in nature.

Future work should focus on expanding the stochastic approach with 2D morphodynamics model of river dynamics efficient enough to reproduce a large spectrum of discharge. This would help in

deciphering the relationship between equilibrium geometry, discharge variability, confinement and vegetation that can only be fully addressed by considering the stochastic hydraulic forcing occurring in natural rivers.

Acknowledgments: *This research was funded by CNRS/INSU/ALEAS project SEDIQUAKE.*

References

- Andrews, E. D. (1980), Effective and bankfull discharges of streams in the Yampa River basin, Colorado and Wyoming, *J. Hydrol.*, *46*, 311–330, doi:10.1016/0022-1694(80)90084-0.
- Andrews, E. D. (1984), Bed-material entrainment and hydraulic geometry of gravel-bed rivers in Colorado., *Geol. Soc. Am. Bull.*, *95*(March), 371–378, doi:10.1130/0016-7606(1984)95<371:BEAHGO>2.0.CO;2.
- Andrews, E. D., and J. M. Nankervis (1995), Effective Discharge and the Design of Channel Maintenance Flows for Gravel-Bed Rivers, *Geophys. Monogr. Ser.*, *89*, 151–164, doi:10.1029/GM089.
- Armitage, J. J., R. a. Duller, A. C. Whittaker, and P. a. Allen (2011), Transformation of tectonic and climatic signals from source to sedimentary archive, *Nat. Geosci.*, *4*(4), 231–235, doi:10.1038/ngeo1087.
- Ashmore, P. (2013), *Morphology and Dynamics of Braided Rivers*, Elsevier Ltd.
- Bousmar, D., and Y. Zech (1999), Momentum Transfer for Practical Flow Computation in Compound Channels, *J. Hydraul. Eng.*, *125*(July), 696–706, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:7(696).
- Braun, J., C. Voisin, a. T. Goullan, and C. Chauvel (2014), Erosional response of an actively uplifting mountain belt to cyclic rainfall variations, *Earth Surf. Dyn. Discuss.*, *2*(2), 971–1004, doi:10.5194/esurfd-2-971-2014.
- Bray, D. I. (1982), Regime relations for gravel-bed rivers, *Gravel-Bed Rivers*, 517–542.
- Bren, L. J. (1993), Riparian zone, stream, and floodplain issues: a review, *J. Hydrol.*, *150*, 277–299, doi:10.1016/0022-1694(93)90113-N.
- Camporeale, C., E. Perucca, L. Ridolfi, and a M. Gurnell (2013), Modeling the interaction between river morphodynamics and riparian vegetation, *Rev. Geophys.*, *51*(2012), doi:10.1002/rog.20014.
- Casas, A., S. N. Lane, D. Yu, and G. Benito (2010), A method for parameterising roughness and topographic sub-grid scale effects in hydraulic modelling from LiDAR data, *Hydrol. Earth Syst. Sci.*, *14*(8), 1567–1579, doi:10.5194/hess-14-1567-2010.
- Chow, V. Te (1959), Open-channel hydraulics, *McGraw-Hill B. Co.*, 728, doi:ISBN 07-010776-9.
- Cobby, D. M., D. C. Mason, M. S. Horritt, and P. D. Bates (2003), Two-dimensional hydraulic flood modelling using a finite-element mesh decomposed according to vegetation and topographic features derived from airborne scanning laser altimetry, *Hydrol. Process.*, *17*(10), 1979–2000, doi:10.1002/hyp.1201.
- Crave, A., and P. Davy (2001), A stochastic “precipiton” model for simulating erosion/sedimentation dynamics, *Comput. Geosci.*, *27*(7), 815–827, doi:10.1016/S0098-3004(00)00167-9.
- Dade, W. B., and P. F. Friend (1998), Grain- Size, Sediment- Transport Regime, and Channel Slope in Alluvial Rivers, *J. Geol.*, *106*(6), 661–676, doi:10.1086/516052.
- Darby, S. E. (1999), Effect of Riparian Vegetation on Flow Resistance and Flood Potential, *J. Hydraul. Eng.*, *125*, 443–454, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1999)125:5(443).
- DiBiase, R., and K. Whipple (2011), The influence of erosion thresholds and runoff variability on the relationships among topography, climate, and erosion rate, *J. Geophys. Res.*, *116*(F04036), 1–17, doi:10.1029/2011JF002095.
- Dosseto, a., P. P. Hesse, K. Maher, K. Fryirs, and S. Turner (2010), Climatic and vegetation control on sediment dynamics during the last glacial cycle, *Geology*, *38*(5), 395–398, doi:10.1130/G30708.1.

- Doyle, M. W., and C. A. Shields (2008), An alternative measure of discharge effectiveness, *Earth Surf. Process. Landforms*, 33(June 2007), 308–316, doi:10.1002/esp.
- Doyle, M. W., D. Shields, K. F. Boyd, P. B. Skidmore, and D. Dominick (2007), Channel-Forming Discharge Selection in River Restoration Design, *J. Hydraul. Eng.*, 133(7), 831–837, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2007)133:7(831).
- Egozi, R., and P. Ashmore (2009), Experimental analysis of braided channel pattern response to increased discharge, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 114(2), 1–15, doi:10.1029/2008JF001099.
- Einstein, H. A. (1950), The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows, *Soil Conserv. Serv.*, (1026), 1–31.
- Emmett, W. W., and M. G. Wolman (2001), Effective Discharge and Gravel Bed Rivers, *ESPL*, 26, 1369–1380, doi:10.1002/esp.303.
- Engelund, F., and E. Hansen (1967), A monograph on sediment transport in alluvial streams, *Tek. Forl.*
- Fagre, D. B., D. L. Peterson, and A. E. Hessel (2003), Taking the pulse of mountains: Ecosystem responses to climatic variability, *Clim. Change*, 59(1–2), 263–282.
- Fernandes, J. N., J. B. Leal, and A. H. Cardoso (2012), Flow structure in a compound channel with smooth and rough floodplains, *Eur. Water Publ.*, 38, 3–12.
- Finnegan, N. J., G. Roe, D. R. Montgomery, and B. Hallet (2005), Controls on the channel width of rivers: Implications for modeling fluvial incision of bedrock, *Geology*, 33(3), 229–232, doi:10.1130/G21171.1.
- Fisher, G. B., C. B. Amos, B. Bookhagen, D. W. Burbank, and V. Godard (2012), Channel widths, landslides, faults, and beyond: The new world order of high-spatial resolution Google Earth imagery in the study of earth surface processes, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, 492, 1–22, doi:10.1130/2012.2492(01).
- Godard, V., G. E. Tucker, G. Burch Fisher, D. W. Burbank, and B. Bookhagen (2013), Frequency-dependent landscape response to climatic forcing, *Geophys. Res. Lett.*, 40(5), 859–863, doi:10.1002/grl.50253.
- Hey, R. D., and C. R. Thorne (1986), Stable channels with mobile gravel beds, *J. Hydraul. Res.*, 112, 671–689, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1986)112:8(671).
- Humphrey, N. F., and P. L. Heller (1995), Natural oscillations in coupled geomorphic systems: an alternative origin for cyclic sedimentation, *Geology*, 23(6), 499–502, doi:10.1130/0091-7613(1995)023<0499:NOICGS>2.3.CO.
- Hunter, N. M., P. D. Bates, M. S. Horritt, and M. D. Wilson (2007), Simple spatially-distributed models for predicting flood inundation: A review, *Geomorphology*, 90(3–4), 208–225, doi:10.1016/j.geomorph.2006.10.021.
- Lague, D. (2014), The stream power river incision model: evidence, theory and beyond, *Earth Surf. Process. Landforms*, 39(1), 38–61, doi:10.1002/esp.3462.
- Lague, D., N. Hovius, and P. Davy (2005), Discharge, discharge variability, and the bedrock channel profile, *J. Geophys. Res.*, 110(F04006), doi:10.1029/2004JF000259.
- Lavé, J., and J. Avouac (2001), Fluvial incision and tectonic uplift across the Himalayas of central Nepal, *J. Geophys. Res.*, 106(B11), 26561–26591, doi:10.1029/2001JB000359.
- Leopold, L. B., M. G. Wolman, and J. P. Miller (1964), Fluvial processes in geomorphology, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 522, 57pp.
- Ludwig, W., and J.-L. Probst (1998), River sediment discharge to the oceans: Present-day controls and global budgets, *Am. J. Sci.*, 298(4), 265–295, doi:10.2475/ajs.298.4.265.
- Mason, D. C., D. M. Cobby, M. S. Horritt, and P. D. Bates (2003), Floodplain friction parameterization in two-dimensional river flood models using vegetation heights derived from airborne scanning laser altimetry, *Hydrol. Process.*, 17(9), 1711–1732, doi:10.1002/hyp.1270.
- Meyer-Peter, E., and R. Müller (1948), Formulas for Bed-Load Transport, *Int. Assoc. Hydraul. Struct. Researach - Zweite Tagung - Second Meet. - Deuxième réunion.*
- Millar, R. G. (2000), Influence of bank vegetation on alluvial channel patterns, *Water Resour. Res.*, 36(4), 1109–1118, doi:10.1029/1999WR900346.

- Millar, R. G. (2005), Theoretical regime equations for mobile gravel-bed rivers with stable banks, *Geomorphology*, 64(3-4), 207–220, doi:10.1016/j.geomorph.2004.07.001.
- Molnar, P. (2001), Climate change, flooding in arid environments, and erosion rates, *Geology*, (12), 1071–1074.
- Molnar, P., R. S. Anderson, G. Kier, and J. Rose (2006), Relationships among probability distributions of stream discharges in floods, climate, bed load transport, and river incision, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 111(2), doi:10.1029/2005JF000310.
- Moulin, L. (2009), Instabilités en tresses des systèmes fluviaux : études de rivières de Nouvelle-Zélande et modélisation.
- Mueller, E. R., J. Pitlick, and J. M. Nelson (2005), Variation in the reference Shields stress for bed load transport in gravel-bed streams and rivers, *Water Resour. Res.*, 41(4), 1–10, doi:10.1029/2004WR003692.
- Nicholas, A. P. (2013), Modelling the continuum of river channel patterns, *Earth Surf. Process. Landforms*, 38(10), 1187–1196, doi:10.1002/esp.3431.
- Orndorff, R. L., L. A. Glonek, L. Orndorff, and L. A. Glonek (2004), Effective and Bankfull Discharge in Great Basin National Park, Nevada, *J. Arizona-Nevada Acad. Sci.*, 36(2), 103–110.
- Parker, G., P. R. Wilcock, C. Paola, W. E. Dietrich, and J. Pitlick (2007), Physical basis for quasi-universal relations describing bankfull hydraulic geometry of single-thread gravel bed rivers, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 112(May 2006), 1–21, doi:10.1029/2006JF000549.
- Petit, F., and A. Pauquet (1997), Bankfull discharge recurrence interval in gravel-bed rivers, *Earth Surf. Process.*, 22, 685–693.
- Phillips, C. B., and D. J. Jerolmack (2016), Self-organization of river channels as a critical filter on climate signals, *Science (80-.)*, 352(6286), 694–697, doi:10.1126/science.aad3348.
- Pitlick, J., and R. Cress (2002), Downstream changes in the channel geometry of a large gravel bed river, *Water Resour. Res.*, 38(10), 1–11, doi:10.1029/2001WR000898.
- Powell, D. M. (2014), Flow resistance in gravel-bed rivers: Progress in research, *Earth-Science Rev.*, 136, 301–338, doi:10.1016/j.earscirev.2014.06.001.
- Rinaldo, A., W. E. Dietrich, R. Rigon, G. K. Vogel, and I. Rodriguez-Iturbe (1995), Geomorphological signatures of varying climate, *Nature*, 374(6523), 632–635, doi:10.1038/374632a0.
- Rossi, M. W., K. X. Whipple, and E. R. Vivoni (2016), Precipitation and evapotranspiration controls on daily runoff variability in the contiguous United States and Puerto Rico, *J. Geophys. Res. Earth Surf.*, 121(1), 128–145, doi:10.1002/2015JF003446.
- Rudorff, C. M., J. M. Melack, and P. D. Bates (2014), Flooding dynamics on the lower Amazon floodplain: 1. Hydraulic controls on water elevation, inundation extent, and river-floodplain discharge, *Water Resour. Res.*, 50(1), 619–634, doi:10.1002/2013WR014091.
- Ryan, S. E., and W. W. Emmett (2002), The nature of flow and sediment movement in Little Granite Creek near Bondurant, Wyoming, *For. Sci.*, (RMRS-GTR-90), 48 pp.
- Ryan, S. E., L. S. Porth, and C. a. Troendle (2002), Defining phases of bedload transport using piecewise regression, *Earth Surf. Process. Landforms*, 27(9), 971–990, doi:10.1002/esp.387.
- Simoes, M., J. Braun, and S. Bonnet (2010), Continental-scale erosion and transport laws: A new approach to quantitatively investigate macroscale landscapes and associated sediment fluxes over the geological past, *Geochemistry Geophys. Geosystems*, 11(9), Q09001, doi:10.1029/2010GC003121.
- Simon, A., W. Dickerson, and A. Heins (2004), Suspended-sediment transport rates at the 1.5-year recurrence interval for ecoregions of the United States: Transport conditions at the bankfull and effective discharge?, *Geomorphology*, 58(1-4), 243–262, doi:10.1016/j.geomorph.2003.07.003.
- Snyder, N. P. (2003), Importance of a stochastic distribution of floods and erosion thresholds in the bedrock river incision problem, *J. Geophys. Res.*, 108(B2), 2117, doi:10.1029/2001JB001655.
- Stark, C. P., J. R. Barbour, Y. S. Hayakawa, T. Hattantji, N. Hovius, H. Chen, C.-W. Lin, M.-J. Horng, K.-Q. Xu, and Y. Fukahata (2010), The Climatic Signature of Incised River Meanders, *Science (80-.)*, 327(5972), 1497–1501, doi:10.1126/science.1184406.

- Tabacchi, E., L. Lambs, H. Guillo, A.-M. Planty-Tabacchi, E. Muller, and H. Décamps (2000), Impacts of riparian vegetation on hydrological processes, *Hydrol. Process.*, *14*(16-17), 2959–2976, doi:10.1002/1099-1085(200011/12)14.
- Tal, M., and C. Paola (2007), Dynamic single-thread channels maintained by the interaction of flow and vegetation, *Geology*, *35*(4), 347, doi:10.1130/G23260A.1.
- Talling, P. J. (2000), Self-organization of river networks to threshold states, *Water Resour. Res.*, *36*(4), 1119–1128, doi:10.1029/1999WR900339.
- Tsujimoto, T. (1999), Fluvial processes in streams with vegetation, *J. Hydraul. Res.*, *37*(March 2015), 789–803, doi:10.1080/00221689909498512.
- Tucker, G. E. (2004), Drainage Basin Sensitivity To Tectonic and Climatic Forcing : Implications of a Stochastic Model for the Role of Entrainment and Erosion Thresholds, *Earth Surf. Process. Landforms*, *205*(2), 185–205, doi:10.1002/esp.1020.
- Tucker, G. E., and R. L. Bras (2000), A stochastic approach to modeling the role of rainfall variability in drainage basin evolution, *Water Resour. Res.*, *36*(7), 1953, doi:10.1029/2000WR900065.
- Turowski, J. M., N. Hovius, H. Meng-Long, D. Lague, and C. Men-Chiang (2008), Distribution of erosion across bedrock channels, *Earth Surf. Process. Landforms*, *33*(3), 353–363, doi:10.1002/esp.1559.
- Turowski, J. M., D. Lague, and N. Hovius (2009), Response of bedrock channel width to tectonic forcing: Insights from a numerical model, theoretical considerations, and comparison with field data, *J. Geophys. Res.*, *114*(F3), F03016, doi:10.1029/2008JF001133.
- Vargas-Luna, A., A. Crosato, and W. S. J. Uijttewaal (2014), Effects of vegetation on flow and sediment transport: comparative analyses and validation of predicting models, *Earth Surf. Process. Landforms*, *176*(September 2014), n/a–n/a, doi:10.1002/esp.3633.
- Werner, M., N. Hunter, and P. Bates (2005), Identifiability of distributed floodplain roughness values in flood extent estimation, *J. Hydrol.*, *314*, 139–157, doi:10.1016/j.jhydrol.2005.03.012.
- Whipple, K. X., and Tucker (1999), Dynamics of the stream-power river incision model: Implications for height limits of mountain ranges, landscape response timescales, and research needs, *J. Geophys. Res.*, *104*, 661–674, doi:10.1029/1999JB900120.
- Whipple, K. X., R. a. DiBiase, and B. T. Crosby (2013), *Bedrock Rivers*, Elsevier Ltd.
- Williams, G. (1978), Bank-Full Discharge of Rivers give bank-full discharge, *Water Resour. Res. Res.*, *14*(6).
- Wolman, M. G., and J. P. Miller (1960), Magnitude and Frequency of Forces in Geomorphic Processes, *J. Geol.*, *68*, 54–74, doi:10.1086/626637.
- Yanites, B. J., G. E. Tucker, K. J. Mueller, Y. G. Chen, T. Wilcox, S. Y. Huang, and K. W. Shi (2010), Incision and channel morphology across active structures along the Peikang River, central Taiwan: Implications for the importance of channel width, *Bull. Geol. Soc. Am.*, *122*(7-8), 1192–1208, doi:10.1130/B30035.1.

5.3 Figures complémentaires

The influence of flood frequency, riparian vegetation and valley confinement on long-term river transport capacity and width variations

Thomas Croissant¹, Dimitri Lague¹ and Philippe Davy¹

¹ Géosciences Rennes, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes

Corresponding author: T. Croissant (thomas.croissant@univ-rennes1.fr)

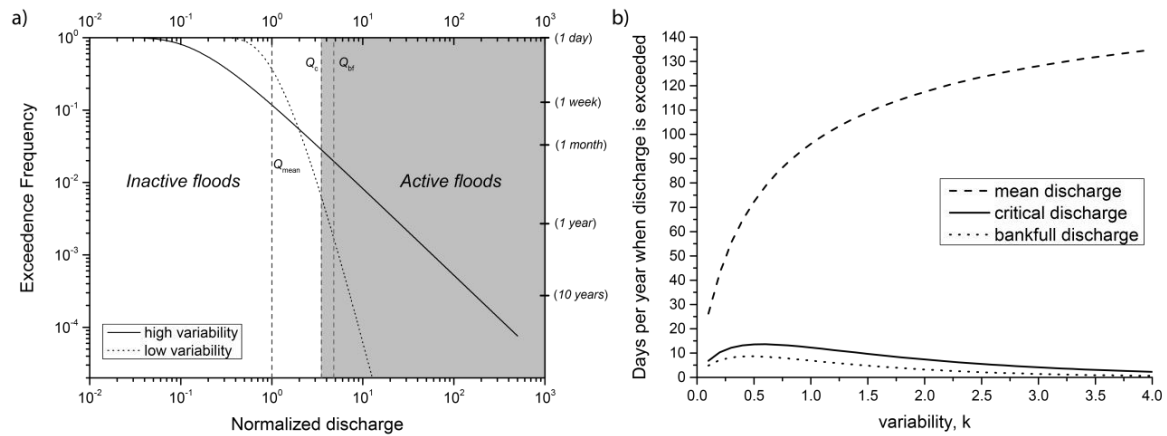


Figure S1: a) Exceedence frequency (and associated recurrence time on right axis) as a function of normalized daily discharge. Solid plot is $k=0.2$ and dash plot is $k=4.0$. Q_{bf} = bankfull discharge, Q_{mean} = mean discharge and Q_c = critical discharge (Inspired by R. DiBiase personal website). b) Number of days per year when mean, critical and bankfull discharges are exceeded as a function of discharge variability. (Modified from Fig. 5 in Molnar and al, 2006).

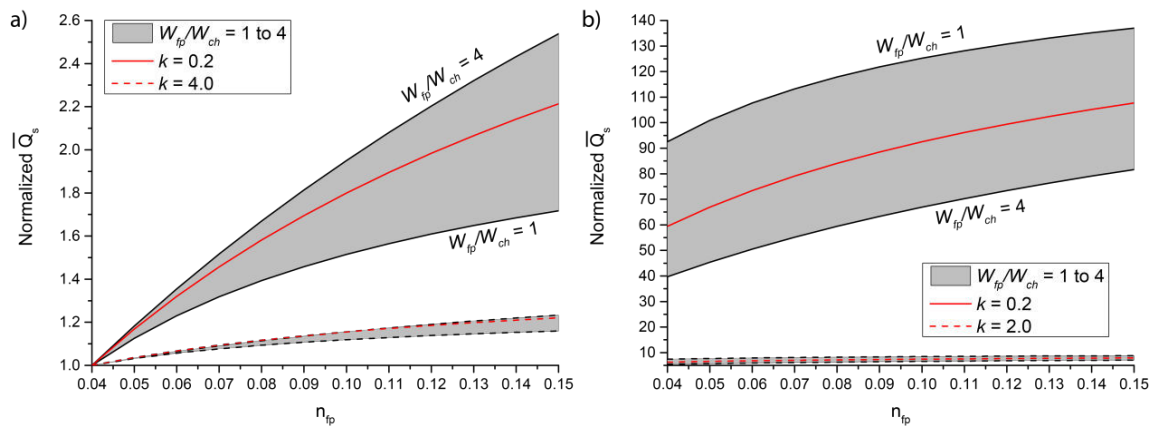


Figure S2 : Influence of floodplain width on long term transport capacity predictions. a) for bedload and b) for suspended load. The floodplain width is varied to be between 1 to 4 time the active channel width. The red lines represents the values used in the paper.

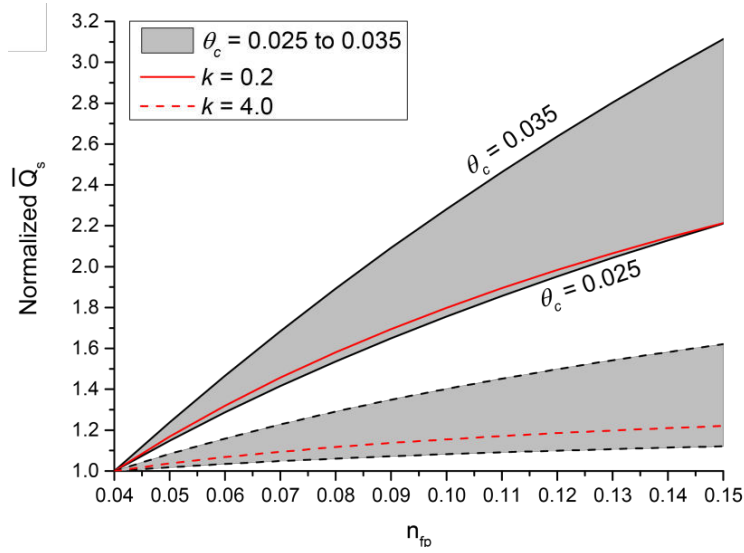


Figure S3 : Influence of critical shields number on long term bedload transport capacity predictions

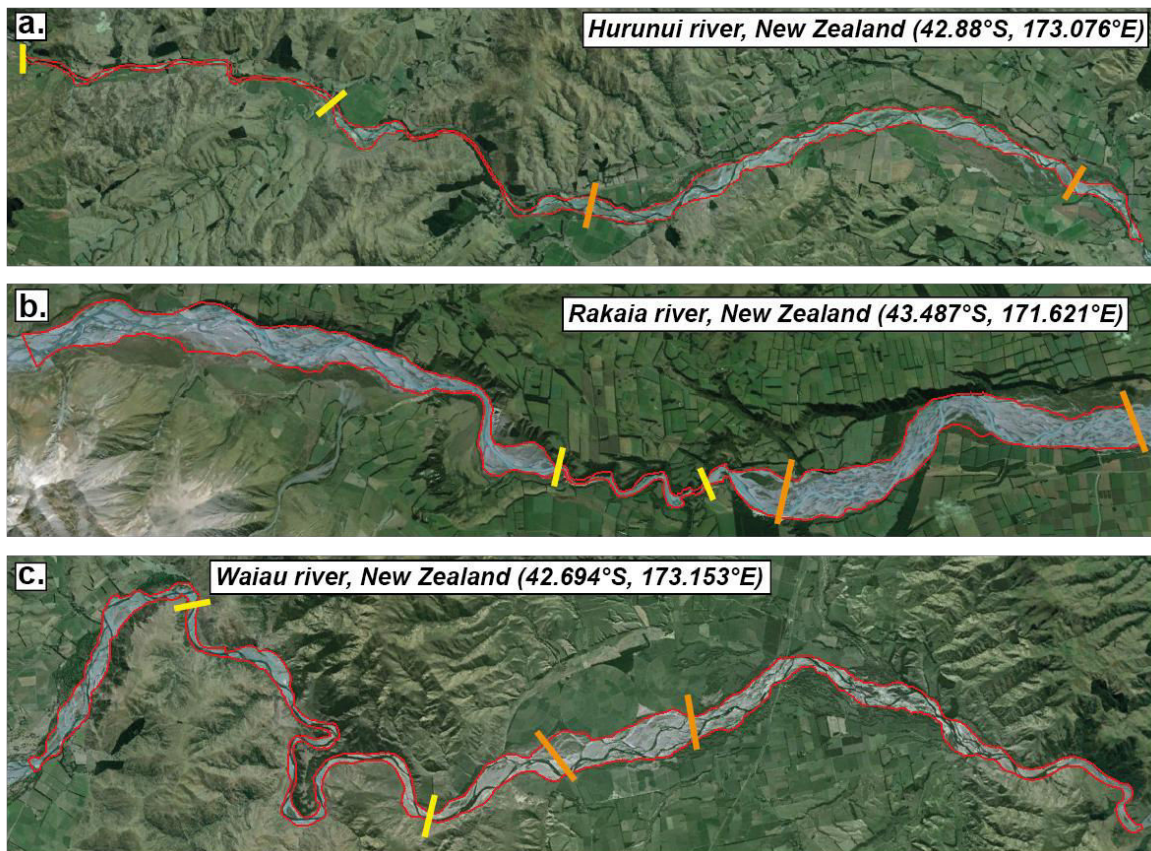


Figure S4: Snapshot of satellite images (Google Earth Pro) used to measure width variation between confined and unconfined reaches. **a.** The Hurunui river, New Zealand. **b.** The Rakaia river, New Zealand. **c.** The Waiau river, New Zealand. The active river channel is highlighted with the red line. The width measurements of the confined part are made between the yellow lines and between the orange lines for the unconfined rivers.

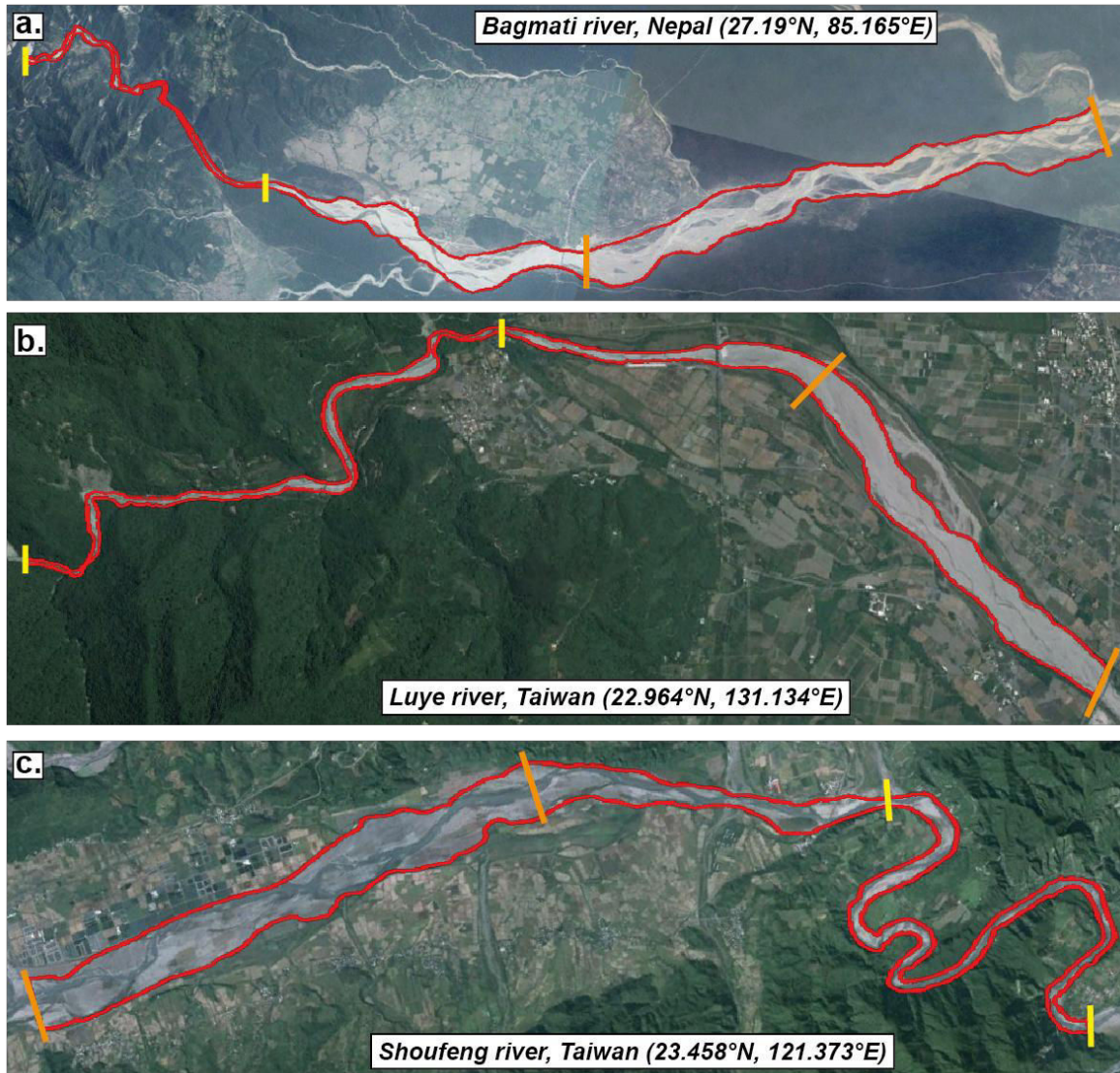


Figure S5: Snapshot of satellite images (Google Earth Pro) used to measure width variation between confined and unconfined reaches. **a.** The Bagmati river, Nepal. **b.** The Luye river, Taiwan. **c.** The Shoufeng river, Taiwan. The active river channel is highlighted with the red line. The width measurements of the confined part are made between the yellow lines and between the orange lines for the unconfined rivers.

Sensitivity analysis of the multi-thread bedrock/alluvial model solutions

Figure S6 shows the sensitivity of the model prediction to channel slope, grain size and the unconfined width W_{unconf} . Channel slope (resp. grain size) decreases (resp. increases) the critical discharge which translates into a narrowing (resp. widening) of the confined section. Consequently, the widening ratio increases with slope (fig. S6a) and decreases with grain size (fig. S6b). W_{unconf} alters the contribution of the largest events to long-term transport (fig. S6c): for a small unconfined channel width (i.e., narrower inter-braids), large floods generate higher water depths translating into a larger \overline{Q}_S . Consequently, the

ratio of confined channel to inner channel will be smaller. This effect is only significant for high variability regimes ($k < 1.5$). Even if increasing W_{unconf} results in increasing W_{conf} in our modeling framework (as W_{ic} is constant for a given number of thread), the net effect is a greater widening ratio. Overall, these results show that the conclusion drawn from the model setup based loosely on the Rakaia are not altered by changes in the model parameter.

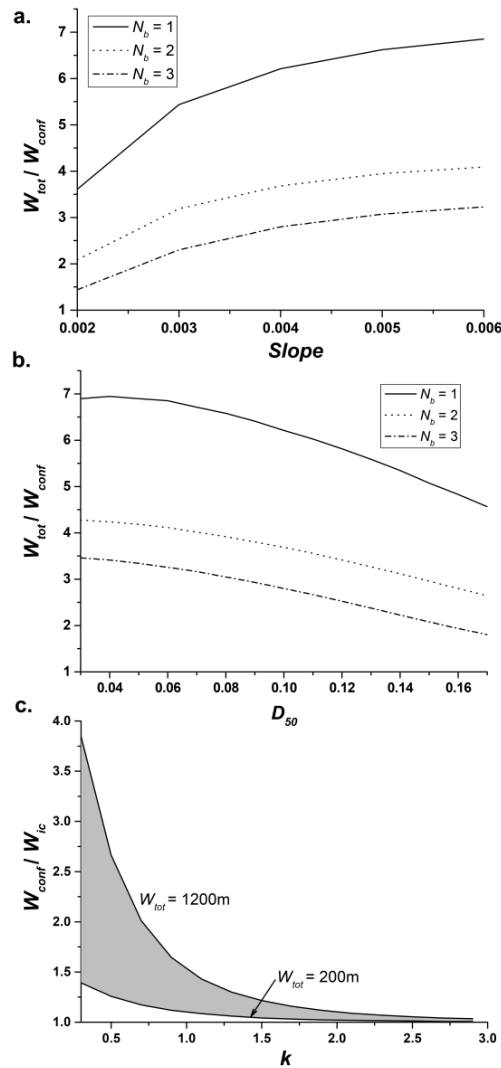


Figure S6: Sensitivity analysis of arbitrary fixed parameters to reproduce the Rakaia river configuration. **a.** Effect of channel slope when $k = 1$. **b.** Effect of median grain size when $k = 1$. **c.** Effect of the total width of the braided plain on the W_{conf}/W_{ic} ratio.

6. Evacuation post-sismique des glissements de terrain

6.1 Introduction

Les séismes de haute magnitude génèrent des glissements de terrain à une échelle régionale dans la zone où l'accélération verticale du sol est assez élevée pour provoquer la ruptures des versants. Selon leur volume et leur taux de connectivité avec le réseau fluvial, ils affectent la dynamique des rivières à substratum rocheux en bloquant le cours de celles-ci et/ou en modifiant fortement leur géométrie. Les études permettant de déterminer précisément les temps d'export (ou de résidence) des glissements de terrain sont encore rares et pourtant elles pourraient mener à une meilleure compréhension du rôle des séismes sur la dynamique court terme des chaînes de montagnes.

La détermination des temps caractéristiques d'export des sédiments pourrait nous donner des informations sur la dynamique inter-sismique des chaînes de montagne et notamment si celles-ci sont capables d'exporter les sédiments produits par les séismes pendant cet intervalle temporel. La contraintes des temps de transferts sédimentaires hors de la zone épiscopale vers le front de la montagne participerait à la compréhension de la dynamique des cônes alluviaux et notamment sur leurs phases de construction. Les flux sédimentaires générés par les séismes sont élevés et injectent une grande quantité de sédiment dans les plaines alluviales. Si ceux-ci sont assez élevés ils peuvent redonner leur mobilité latérale aux rivières qui peuvent redistribuer le sédiment sur tout la surface du cône par avulsion et pose donc des questions de gestion des risques associés à ces flux sédimentaires.

Les transferts de matériel grossier (graviers, galets, ...) par les rivières sont toujours assez mal contraints car leurs mesures sur le terrain relèvent souvent du défi. L'étude la plus avancée dans un contexte post-sismique propose un modèle analytique simple permettant de calculer au premier ordre le temps d'évacuation des sédiments dérivant de glissements de terrain [Yanites et al., 2010]. Ce modèle énonce que le volume de sédiments produits est évacué à un taux fixé par la capacité de transport de la rivière. Cependant, l'adaptation morphologique de la couverture alluviale à l'intérieur du chenal à substratum rocheux est négligée dans cette approche et pouvant mener à une sur-estimation des temps d'export des sédiments.

Ici, nous utilisons l'avantage des simulations morphodynamiques pour étudier systématiquement la réponse du système en fonction des différents paramètres définissant i. la capacité de transport des rivières (pente, largeur et débit d'eau) et ii. les propriétés des glissements de terrain (tailles de grain médianes et volume). Le modèle Eros est particulièrement adapté à ce genre d'étude car la géométrie de la rivière alluviale prédite est sensible à la fois au débit d'eau mais aussi aux flux sédimentaires. Le but des simulations conduites dans ce chapitre est d'estimer les temps d'export des glissements de terrain hors de leur zone de dépôt pour différentes conditions aux limites. L'objectif final étant d'améliorer le modèle analytique proposé par Yanites et al. [2010] afin d'accéder à des prédictions plus précises des temps d'export des glissements

de terrain post-sismiques.

Dans ce chapitre, le problème de l'évacuation des glissements de terrain est abordés à l'aide du modèle morphodynamique Eros. La section suivante se sert des résultats des simulations en 1D en guise d'introduction au problème en me permettant de décrire les différents les modes d'évacuation des pulses et les temps caractéristiques d'évacuation. Ensuite, l'étude sur les chenaux en 2D est présentée sous la forme d'une publication scientifique, qui sera soumise dans un journal de rang A entre le moment de la soumission du manuscrit et la soutenance orale, accompagnée de son matériel supplémentaire. Les dernières sections sont consacrées à la comparaison entre approche 1D et 2D et à la présentation de travaux en cours basés des sections précédentes.

6.2 Approche en 1D

Dans cette section, l'export des glissements de terrain est étudié avec le modèle Eros avec une approche en 1D. Les figures suivantes sont le résultat de 70 simulations numériques présentant différentes pentes, tailles de grain, débits d'eau et volumes de glissement.

6.2.1 Mode d'export des glissements de terrain

La topographie initiale est un chenal simple caractérisé par 2 paramètres : sa pente et sa largeur. En une dimension, la largeur de la rivière n'est discrétisée que par une seule cellule (ici un carré de 50m de côté). Les chenaux mesurent 3000 m de longueur ce qui correspond à une discrétisation en 60 cellules. Le lit de la rivière est composé de substratum dont l'érodabilité est nulle. Seul le volume du glissement de terrain introduit en amont de la rivière peut être transporté. Les simulations sont effectuées avec un débit effectif et le sédiment composant le glissement de terrain est décrit par une taille de grain médiane. L'équation de résistance hydraulique utilisée est celle de Manning et la loi de transport sédimentaire est celle de Meyer-Peter et Muller. Les simulations en 1D ne comporte ni d'érosion latérale, ni de dépôt latéral.

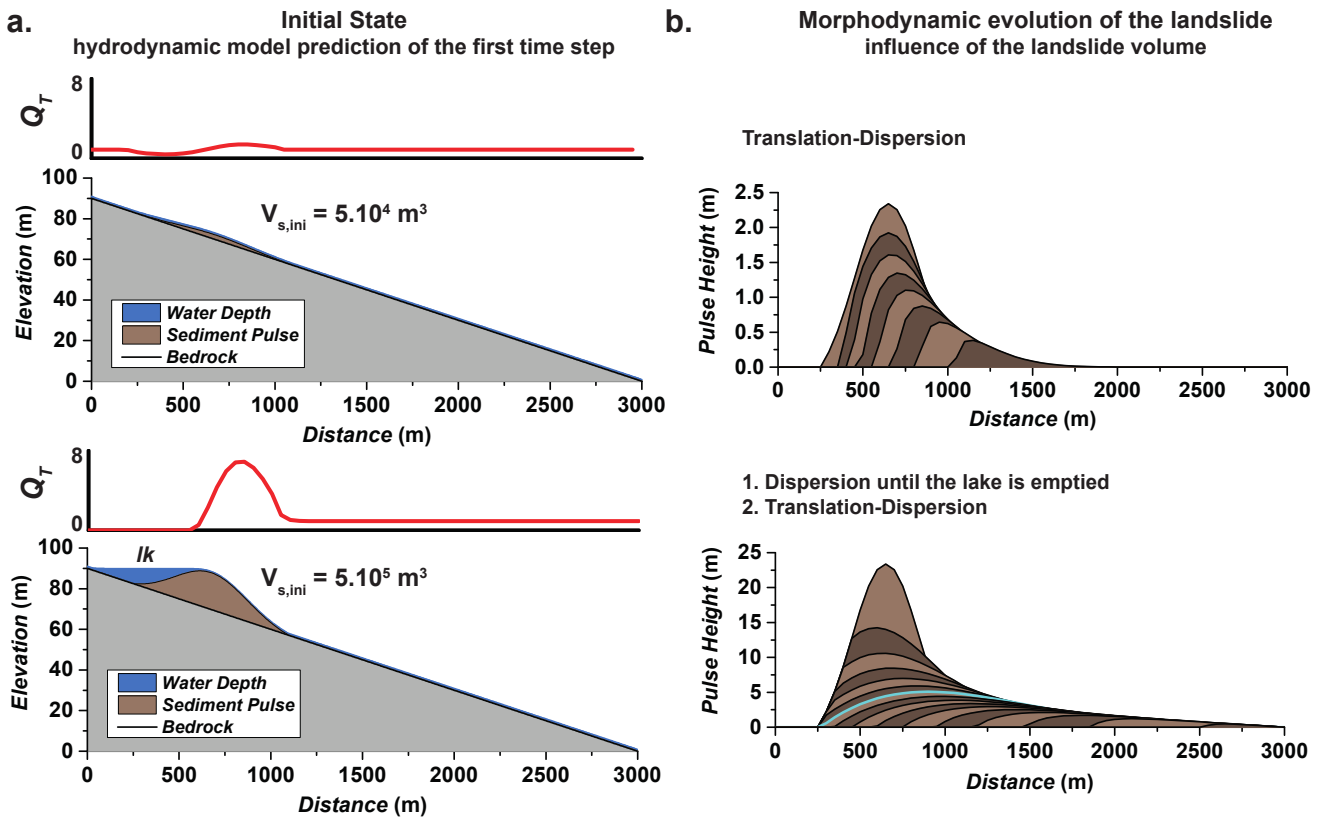


FIGURE 6.1 – Résultats provenant de simulations Eros en 1D pour différents volumes de glissements de terrain. **a.** Prédictions hydrodynamiques initiales du modèle ainsi que son impact sur la capacité de transport de la rivière. **b.** Evolution temporelle de la morphologie du pulse et leurs modes d'évacuation. La ligne en cyan délimite la transition entre les deux mode de transport.

La figure 6.1 présente les stades initiaux pour différents volumes de glissements de terrain ainsi que les prédictions de capacité de transport de la rivière le long du profil. Pour un petit volume, la prédiction du modèle hydrodynamique est faiblement affectée par le glissement et la rivière est en capacité de transpor-

ter du sédiment tout au long du profil. Le pulse est exporté par une combinaison de translation-dispersion qui est le plus processus le plus communément observé sur les cas naturels. A partir d'un certain volume, le glissement de terrain est assez haut pour créer un minimum local dans le profil de la rivière et mène à la formation d'un lac. La pente hydraulique au niveau du lac étant nulle, la capacité de transport devient elle aussi égale à zéro. La présence d'un lac contrôle donc les premiers stades de l'évolution morphodynamique en inhibant le transport de la partie aval du pulse. Le mécanisme d'évacuation du pulse durant les premières étapes est la dispersion, caractérisée par la réduction de l'amplitude du dépôt et la propagation vers l'aval de la queue du pulse. La fin de la phase de dispersion est marquée par la vidange complète du lac, la rivière est en capacité de transporter du sédiment sur la longueur de pulse et la quantité de sédiment restant dans le chenal est évacuée par translation-dispersion.

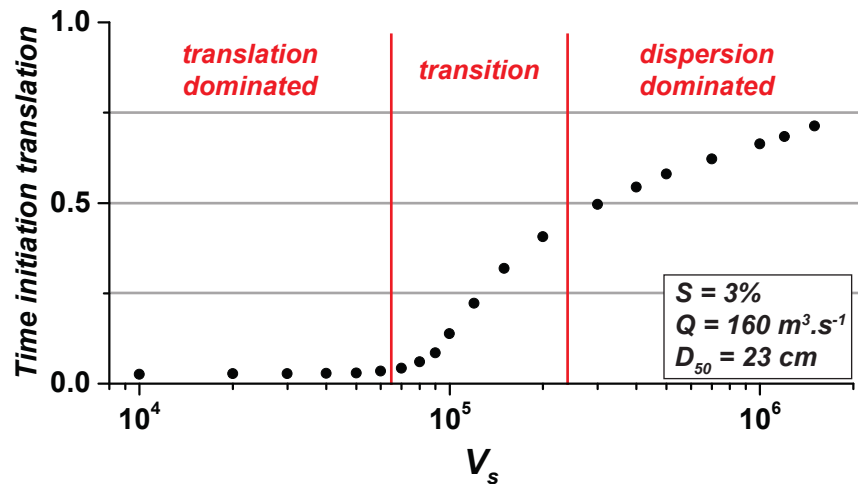


FIGURE 6.2 – Mesure du temps d'occurrence de la transition entre la phase de dispersion et celle de translation-dispersion présenté dans la figure 6.1 en fonction du rapport entre le volume du glissement de terrain pour une capacité de transport fixe. Ce temps est normalisé par le temps nécessaire pour exporter la totalité du volume de sédiment hors de sa zone de dépôt.

La formation d'un lac en aval du glissement de terrain est gouvernée au premier ordre par son volume dont la valeur contrôle la dominance de la phase initiale de dispersion. La figure 6.2 montre que les petits volumes ne sont évacués que par translation alors que pour les gros volumes la dispersion domine. Entre les 2 régimes, il y a une phase de transition où la dispersion prend rapidement de l'importance avec le volume. Les petits volumes présentent un temps d'initiation de la translation constant car elle intervient dès les premiers pas de temps. Concernant les gros volumes, la phase de dispersion s'étend sur au moins 50% du temps total d'export et sa proportion augmente avec le volume du glissement. Par ailleurs, la durée de la phase de dispersion est aussi contrôlée par les paramètres contrôlant la capacité de transport de la rivière. A volume constant, une rivière présentant une pente plus forte, un débit plus fort, une largeur plus faible ou pour un glissement composé de sédiments plus fins la phase de dispersion sera moins longue.

La phase de dispersion a une influence sur la dynamique de la rivière car le sédiment couvre une partie plus importante du substratum rocheux et le protège de l'incision de la rivière pendant des périodes plus longues [Lague, 2010]. La translation étant beaucoup plus rapide elle n'affecte pas beaucoup la dynamique de la rivière. Cependant, les sédiments parcourent une distance plus longue plus rapidement et pourraient servir d'outils à la rivière pour inciser le socle.

6.2.2 Evolution morphodynamique

La largeur du chenal étant fixe, le seul mécanisme d'adaptation morphologique de la rivière est une modification de sa pente au cours du temps ce qui influence aussi sa capacité de transport (Fig. 6.3). La pente du glissement est mesurée entre deux points fixes définis à partir de l'état initial. Le premier est localisé à l'apex du glissement et le second est localisé sur la dernière cellule du glissement.

A partir de l'état initial, la pente décroît assez rapidement pendant la phase de dispersion. Le rapport S_{ch}/S_{val} est inférieur à 1 lorsque le pulse commence la phase de translation-dispersion. Une pente plus élevée, provoque automatiquement une augmentation de la capacité de transport de la rivière qui a pour effet d'accélérer l'export du glissement de terrain hors de sa zone de dépôt (Fig. 6.3). Selon la valeur de la pente initiale de la rivière et du volume du glissement, la capacité de transport au niveau de pulse peut être jusqu'à 10 fois supérieure à la capacité de transport du chenal et augmente donc considérablement la rapidité d'évacuation du glissement. Logiquement, l'évolution de la capacité de transport à le même comportement que celle de la pente.

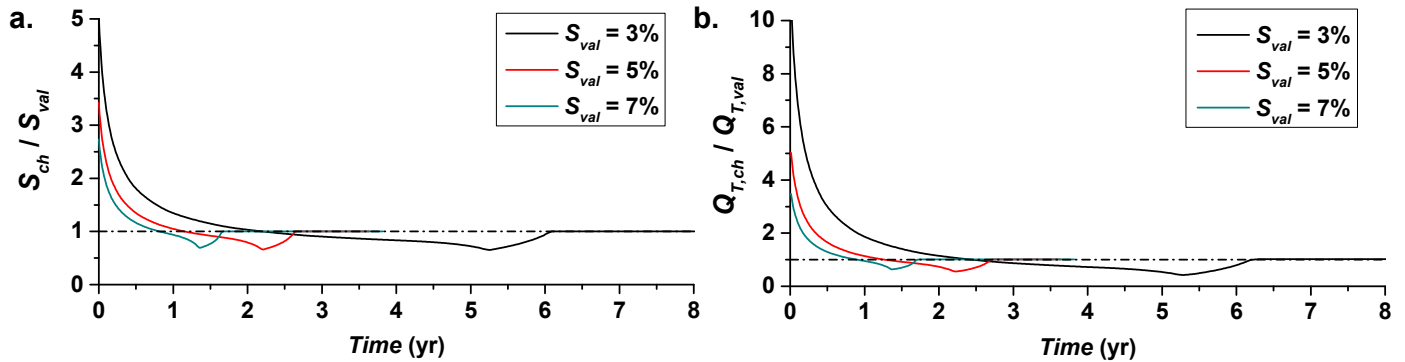


FIGURE 6.3 – **a.** Evolution temporelle de la pente du pulse (S_{ch}) normalisée par la pente de la rivière à substratum rocheux (S_{val}). **b.** Evolution temporelle de la capacité de transport de la rivière au niveau du pulse ($Q_{T,ch}$) normalisée par la capacité de transport de la rivière à substratum rocheux ($S_{T,val}$).

6.2.3 Temps d'évacuation des glissements de terrain

Dans cette section, je présente les résultats acquis sur 70 simulations numériques présentant différentes pentes, débits d'eau, tailles de grain et volumes de glissements de terrain. On s'intéresse ici, aux temps d'export des glissements de terrain défini comme le temps nécessaire à la rivière pour évacuer la totalité (ou un pourcentage) du glissement de terrain hors de sa zone de dépôt initiale. Dans la suite, Q_T désigne la capacité de transport de la rivière à substratum rocheux calculée dans le cas où il n'y a pas de glissement de terrain.

Le temps d'export augmente avec le volume du glissement de terrain et décroît avec la capacité de transport de la rivière (Fig. 6.4). Les graphiques montrent que malgré une dispersion significative des temps d'export, ils semblent être structurés. A pente constante (capacité de transport fixe), les temps d'export sont liés au volume du glissement par une loi de puissance d'exposant 0.9 (Fig. 6.4a, courbe bleue). De la même manière, les temps d'export sont aussi lié à la capacité de transport de la rivière par une loi de puissance d'exposant -0.9 (Fig. 6.4b). Ceci suggère que le temps d'export des glissements de terrain pourrait être exprimé comme une combinaison du volume et de la capacité de transport de la rivière. Les résultats montrent que le rapport V_s/Q_T est particulièrement adapté car tous les résultats des simulations suivent la même tendance (Fig. 6.5).

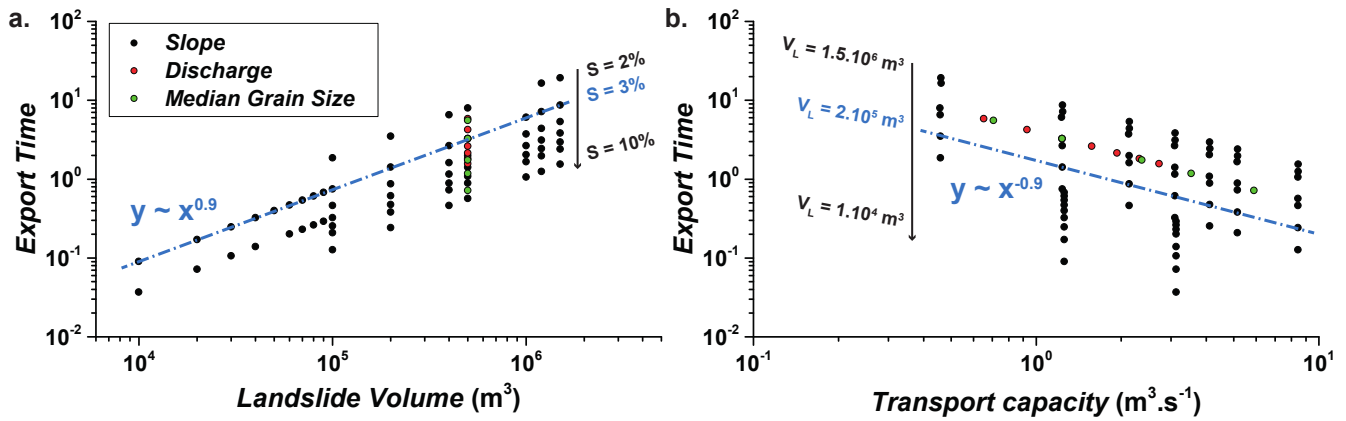


FIGURE 6.4 – Temps d’export des glissement de terrain en fonction **a.** du volume des glissements et **b.** de la capacité de transport de la rivière à substratum rocheux. Ces temps sont calculés à partir de simulations numériques Eros.

La figure 6.5 présente le temps d’export des glissements de terrain calculés lorsque 50%, 70% ou 100% du volume du glissement a été exporté hors de sa zone de dépôt initial. La droite $T = aV_s/Q_T$ représente le temps d’export des glissements calculé selon le modèle analytique de Yanites et al. [2010], avec a le pourcentage du volume initial considéré (courbes noires dans Fig. 6.5). Les temps d’export calculé suivent 2 régimes : 1. Pour des faibles V_s/Q_T : les temps d’export suivent une relation linéaire avec V_s/Q_T . 2. Pour des forts V_s/Q_T : les temps d’export s’alignent selon une tendance suivant une loi de puissance dont l’exposant dépend du pourcentage de volume évacué. Dans le premier régime, l’introduction du glissement de terrain affecte peu ou pas la capacité de transport de rivière à substratum rocheux. A l’opposé, le deuxième régime est caractérisé par des modifications morphologiques (augmentation de pente) qui permettent d’accélérer l’évacuation du glissement de terrain. La transition entre les 2 régimes correspond à des configurations à partir desquelles la phase de dispersion participe de façon significative dans l’export du glissement.

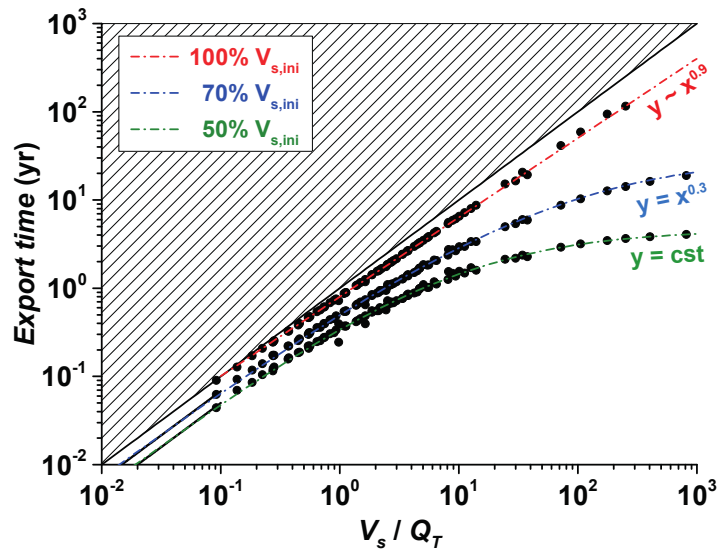


FIGURE 6.5 – Temps d’export des glissements de terrain en fonction du rapport entre le volume du glissement de terrain et la capacité de transport de la rivière. Le temps d’export est calculé lorsque 50%, 70% ou 100% du volume initial est évacué de la zone de dépôt.

La loi de puissance gouvernant le comportement asymptotique des grands V_s/Q_T voit son exposant décroître lorsque la proportion de volume exporté augmente. Ceci implique qu'un mécanisme ralenti considérablement l'évacuation du glissement de terrain. Ici, ce processus pourrait être la translation du pulse vers l'aval. Contrairement à la phase de dispersion, la phase de translation est dominée par des pentes inférieures ou égales à la pente du chenal rocheux impliquant donc une perte de capacité de transport. Ceci pourrait expliquer le ralentissement de l'évacuation sédimentaire.

Les points à retenir de cette section sont :

1. Le volume des glissements de terrain contrôle au premier ordre l'évolution initiale de l'évacuation des glissements de terrain.
2. Le temps d'export des glissements de terrain est contrôlé par l'adaptation morphologique du pulse au cours du temps.
3. La phase de dispersion permet de conserver une pente plus élevée sur des temps plus longs et donc d'augmenter significativement la capacité de transport de la rivière. L'évacuation des glissements de terrain est accélérée.
4. Les temps d'évacuation prédit par le modèle numérique sont plus faibles que ceux prédits par le modèle analytique simple (V_s/Q_T).
5. L'export des sédiments décélère au cours du temps à cause des réductions de la pente alluviale.

Ce résultat a un impact fort concernant la gestion des risques des plaines alluviales car l'évacuation des premiers 50% des glissements de terrain est beaucoup plus rapide.

Les simulations en 1D nous donnent un premier aperçu de l'impact de l'adaptation morphologique de la rivière sur les temps d'export des glissements de terrain pour différentes caractéristiques géométriques de rivières et de propriétés des glissements. Cependant, celles-ci ne représentent qu'une simplification des cas naturels en négligeant notamment les adaptations en largeur de chenaux, l'incision verticale des dépôts par les rivières et leur export par érosion latérale. Ces simulations ne permettent pas de prendre en compte les non-linéarités existants entre la largeur des rivières et la capacité de transport des rivières. Ces points sont abordés dans la section suivante qui traite de l'export des glissements de terrain avec une approche en 2D.

6.3 Rapid post-seismic landslide evacuation boosted by dynamic river width

Thomas Croissant^{1,*}, Dimitri Lague¹, Philippe Steer¹ and Philippe Davy¹

¹ *Géosciences Rennes, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes*

Corresponding author: T. Croissant (thomas.croissant@univ-rennes1.fr)

Abstract

Large magnitude earthquakes trigger widespread mass-wasting in mountain ranges^{1,2}. The subsequent fluvial evacuation of several cubic kilometers^{3,4} of landslide-derived sediments from the epicentral area to the mountain front is still poorly understood⁵⁻⁷ while being the primary cause of post-seismic natural hazards⁸⁻¹⁰. Here, we use a 2D landscape evolution model¹¹ to investigate the post-seismic time-scales and dynamics of coarse landslide sediment export. Our results show that landslides, by locally increasing river slope, lead to a rapid vertical incision of the deposits and a dynamic narrowing of the river channel. We evidence for the first time, that prolonged river self-organization into a narrower alluvial channel overprinted over the bedrock valley increases dramatically river decadal transport capacity compared to the standard fixed width 1D or 2D existing models. This effect, negligible for small landslides, increases non-linearly with landslide volume and reduces export time of major landslides by orders of magnitude compared to existing theory. For a wide variety of valley/landslide configuration, the export time of coarse debris obeys a universal non-linear relationship solely function of the initial landslide volume and pre-landslide river transport capacity. When upscaling these results to realistic populations of landslide volumes^{10,12,13} and river transport capacities, we find that the mean residence time of landslide-derived coarse sediment decreases with precipitation variability, mean runoff and river steepness. Our results lead to post-seismic mean residence times of ~5yr for New Zealand and ~10yr for Taiwan after an earthquake of magnitude 8, much shorter than previously inferred or than the recurrence time of large magnitude earthquakes (e.g. 100-1000 yr)¹⁴. By increasing mountain river transport capacity, dynamic alluvial river narrowing has major consequences for post-earthquakes hazards management and fundamentally change our understanding of landscape evolution, currently based on channel slope effects.

Quantifying the export time of sediment produced by intermediate-to-large magnitude earthquakes is critical to understand the role of landslides on river dynamics^{7,15-17} and in landscape evolution^{1,4,18,19}, to infer the net topographic mass balance of earthquakes^{3,20,21} and to efficiently manage hydro-sedimentary hazards^{8,22}. While the post-seismic evacuation time of fine sediments has been measured at around 10 years^{6,16,21}, no estimate exists for coarse debris due to the inherent difficulty of monitoring bedload transport. To date, the export time of post-seismic debris was only

inferred using a simple zero-dimensional (0D) approach in which the volume of landslide-derived sediment is divided by the river transport capacity⁷. The calculated export time ranges from decades to centuries and can even be longer than the recurrence time of large magnitude earthquakes. A direct implication is that coarse debris would progressively accumulate in the landscape over several seismic cycles, in turn preventing the landscape to reach a long-term steady-state. This is not generally observed in active mountain belts over quaternary timescales, which suggests the 0D model lacks key processes able to speed up coarse sediment export including 1) the major morphological alterations of the valley and river geometry due to co-seismic landsliding (e.g. river damming, aggradation, steepening, see suppl. Fig. S1) and 2) the dynamic feedbacks between river geometry, sediment supply and transport capacity.

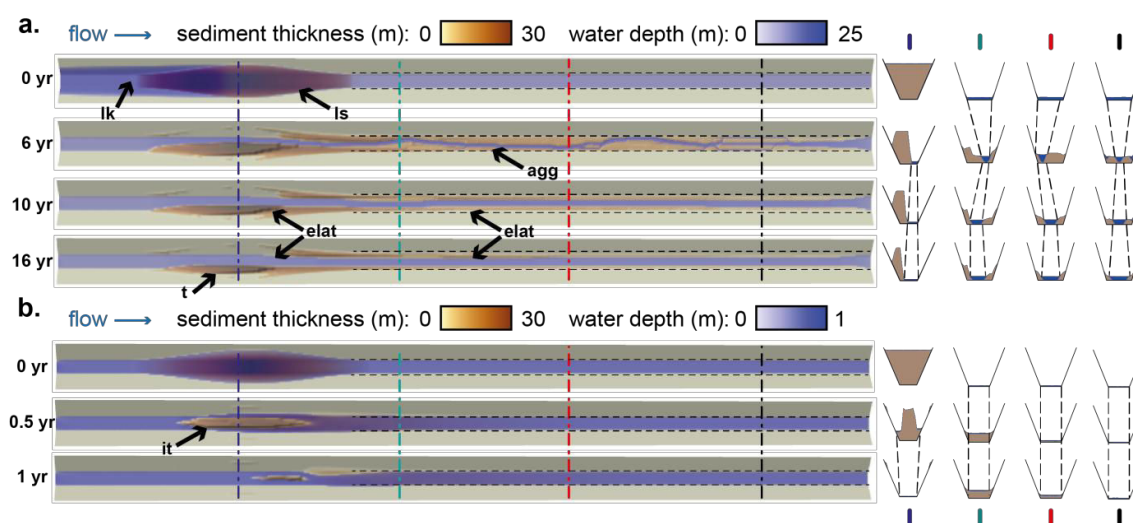


Figure 1 | Morphodynamic evolution of a landslide deposit inside a bedrock channel. Temporal evolution of numerical simulations showing cases where the dynamic self-organization of the alluvial river into a narrower channel **a.** dominates the landslide evacuation (bedrock channel slope of 1.2%) and **b.** are not significant (bedrock channel slope of 7%). The color bars represent the locations of the cross sections showed on the right. Note the different timescales of evolution. Notation: **lk**: lake, **ls**: landslide, **agg**: aggradation area, **elat**: lateral erosion, **t**: terrace, **it**: inner terrace.

To explore the role of morphodynamic river feedbacks and predict the export time of coarse landslide deposits, we use a landscape evolution model that includes 2D river hydrodynamics and sediment transport/deposition vertically and laterally (see Methods). The initial topography is a synthetic 3 kilometers long bedrock channel of constant slope and bottom width on which a Gaussian-shaped sediment pulse is introduced near the upstream condition (Supplementary Fig S2). Depending on the bedrock valley configuration, on the initial sediment volume and grain size and on upstream sediment supply, rivers of varying geometries (single thread, straight, sinuous, braided rivers) and dynamics self-emerge from the model¹¹. Therefore, a total of 75 computational experiments were performed, where we vary both the pre-landslide channel transport capacity Q_T (a function of water discharge, sediment grain size, river slope and width; see Methods) and landslide volume V_{ls} (Supplementary Table S2).

For a low pre-landslide transport capacity, due to the steep slope downstream of the landslide deposit, the river rapidly incises the landslide vertically and narrows significantly (Fig. 1a). Due to the non-linearities in bedload sediment transport, channel narrowing and steepening increase the alluvial river total transport capacity (Suppl. Fig S4). Both morphological changes occur during landslide incision (Suppl. Fig. S3) but their effect differ by their temporal persistence and their spatial distribution. Channel steepening only lasts the first few years of landslide incision (Suppl. Fig S3a) and has a limited effect downstream. On the contrary, alluvial river narrowing is active during most of the simulation and affects the valley over its entire length, in turn increasing river transport capacity (Suppl. Fig. S3a). Once the alluvial river has incised down to the initial bedrock profile, meaning that the sediment supply from the landslide incision is not high enough to preserve an alluvial bed, sediment deposits are then only eroded laterally. This leads to a progressive river widening and to a transport capacity decrease. Depending on initial configurations, up to 20% of the original sediment volume remains trapped in alluvial terraces. For a similar landslide volume, but with a higher pre-landslide transport capacity (e.g., because of higher bedrock slope or discharge), the flow is not initially impeded by the deposits (Fig. 1b). Its evacuation causes less morphological modifications of the alluvial cover and in particular no long-lived alterations of the channel width (Fig. S3d). The alluvial river transport capacity remains largely unchanged by the little fluctuations of the slope and width (Fig. S3f). These two cases define the end-members in our simulations, i.e. low or high V_{ls}/Q_T , with only the latter being characterized by a significant morphological response to sedimentary forcing in particular dynamics alluvial channel narrowing and lateral mobility (Fig. 1a). In both cases, export of landslide-driven sediments occurs in two successive phases, the first one where the river morphological adaptation increases transport rates and the second one corresponds to the removal of sediment by lateral erosion (Fig. 2a,b). The transition occurs when the sediment flux drops below the initial transport capacity, and occurs when approximately 50% of the initial landslide volume has been mobilized. The first phase is marked by a quasi-exponential or quasi-linear decay of sediment discharge, for high or low V_{ls}/Q_T , respectively, while the second phase is quasi-linear in both cases, with fluctuations related to stochastic lateral erosion of terrace remnants. Therefore, we define the landslide export time T_{exp} , as the time required to export 50 % of the initial volume out of the landslide deposit zone, as it corresponds to the duration of the major perturbation of the river and bedload sediment flux. Because some experiments, characterized by low pre-landslide transport capacity or large sediment volumes, are marked by a landslide dam and a dam lake during their initial evolution (Fig. 1a), the export time is counted from the onset of landslide incision.

Our results demonstrate a clear but complex dependency of the T_{exp} to the landslide volume V_{ls} and to pre-landslide transport capacity Q_T (Supplementary Fig. S6a,b). However, we find a surprisingly simple empirical expression of T_{exp} as a function of the ratio V_{ls}/Q_T , well-fitting ($R^2 = 0.97$) all the experiments along a continuous function with 2 power-law asymptotic regimes:

$$T_{exp} = \delta \left(\mu \frac{V_{LS}}{Q_T} \right)^{\beta_1} \left[1 + \left(\mu \frac{V_{LS}}{Q_T} \right)^{\varphi} \right]^{\frac{(\beta_2 - \beta_1)}{\varphi}} \quad (1)$$

where δ and μ are constants and φ a parameter controlling the curvature at the transition between the 2 power-law regimes, β_1 and β_2 two exponents (here, $\beta_1 = 1$ and $\beta_2 = 0.1$) controlling the left and right asymptote, respectively (Fig. 2c). The linear regime at low V_{LS}/Q_T is similar to the 0D prediction and is characterized by no significant morphological modifications of the river (fig 1b). As V_{LS}/Q_T increases, a second regime occurs that deviates significantly from the linear regime to approach a power-law scaling with an exponent 0.1 (fig 2c). Such low exponent indicates that for a given transport capacity, the efficiency of sediment export increases significantly with the landslide volume. Channel width reduction is a good indicator of this efficiency, highlighting that river self-organization in the alluvial cover is the key phenomenon driving the positive feedback between landslide volume and transport capacity (Fig. 2c).

Once the first half of the landslide is evacuated, the export of the remaining sediments by lateral erosion slows down significantly (Supplementary Fig. S5). The power law exponent of the right asymptote increases as the total volume evacuated increase until reaching the 0D model prediction when it reaches ~90% (Fig. S4,6c).

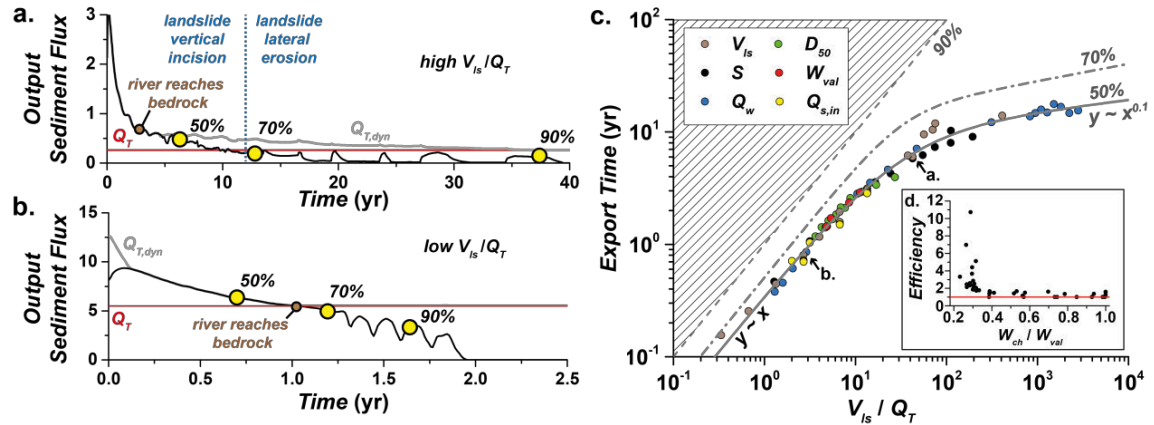


Figure 2 | Export time of sediment pulses. Output sediment flux (in $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) measured immediately downstream of the landslide deposit in the case of a bedrock channel slope of **a.** 1.2% and **b.** 7%. The yellow dots corresponds to 50, 70 or 90% of the initial landslide volume being mobilized out of the initial deposit zone. $Q_{T,dyn}$ is the transport capacity of the river incising the landslide. **c.** Results of the 75 numerical simulations when V_{LS} is normalized by the pre-landslide river transport capacity Q_T . The export times are computed as the time need to evacuate 50 % of the initial landslide deposit. Curves obtained for 70 % and 90 % are also shown for reference. **d.** Efficiency of the alluvial river narrowing effect against the minimum ratio between alluvial channel width and bedrock valley channel width measured at the landslide during the simulation. The efficiency is measured as the ratio between the export time predicted by the 0D model, and the 2D model results. Efficiency increases rapidly when the alluvial narrows below half the initial bedrock valley width..

To explore the consequences of the alluvial river morphodynamic on the mean residence time of post-seismic coarse sediment, we upscale the export-time relation (eq. 1), defined for individual landslide, to realistic distributions of earthquake-induced landslides. We define the residence time of the landslide population as being the time required to export half the volume of the population of n landslides out of their deposition sites, $T_{res} = (\sum_{i=1}^n T_{exp}^i V^i) / (\sum_{i=1}^n V^i)$. We focus only on catchments located in orogens susceptible to experience a magnitude 8 earthquake triggering thousands of landslides that would deliver a total volume of coarse material equal to 1 km³ in the river network^{23,24}. Each catchment is characterized by its along stream geometry (slope and width), and its climate imposed by a mean annual runoff and a discharge variability²⁵ (Fig. 3). For each setting, we use a Monte-Carlo approach to generate populations of earthquake-induced landslides that follow a classical volume distribution¹². We further assume that they are randomly distributed in the drainage network, therefore experiencing varying river transport capacity, and that they are not coalescing. Simulations with upstream sediment supply show that the export time still obey eq. (1) (Suppl. Fig. S6d) which indicates that T_{res} should not be altered by the upstream removal of other landslides. For a magnitude 8 earthquake, we typically generate about $n = 22000$ landslides.

Our results indicate residence times of 5 to 22 years for active mountain ranges worldwide, implying a very rapid remobilization of landslide-derived sediment in the first years following an earthquake (Fig. 3). Sensitivity tests demonstrate that residence times are mainly controlled by climatic conditions, in particular to mean annual runoff and discharge variability, and by river steepness, while bedrock valley width is not an important factor (Fig. 3a, b). Studied catchments located in Taiwan and in the Southern Alps of New-Zealand gather all the conditions to rapidly export landslides, i.e. steep and narrow bedrock rivers combined with a high mean runoff and a high discharge variability. The longer residence times inferred for catchments located in the San Gabriels, Western Andes and Nepal result from a lower runoff, discharge variability and river steepness, respectively. In addition, we determine that the residence time of a landslide population is mostly controlled by its largest landslides. Considering catchments of the Southern Alps ($T_{res}=5.4$ yr), the residence time of the 0.6% landslides with the largest volumes ($>10^6$ m³), representing 60% total volume of the population, is ~8.5 years while the residence time of the ~99.4% smaller landslides is ~0.7 yr. Still considering the Southern Alps, if we apply scaling laws between earthquake magnitude and total landslide volume^{10,23}, we predict that varying earthquake magnitude to 7, 8 or 9 leads to residence time of 4.4, 5.5 and 8.5 years, respectively, despite total volumes increasing from $4.5 \cdot 10^7$ m³ to $3.5 \cdot 10^{10}$ m³. This emphasizes how efficient is width narrowing in evacuating very large landslide. The same scenarios, but using the 0D formalism, would predict residence times of 37, 74 and 600 years, respectively.

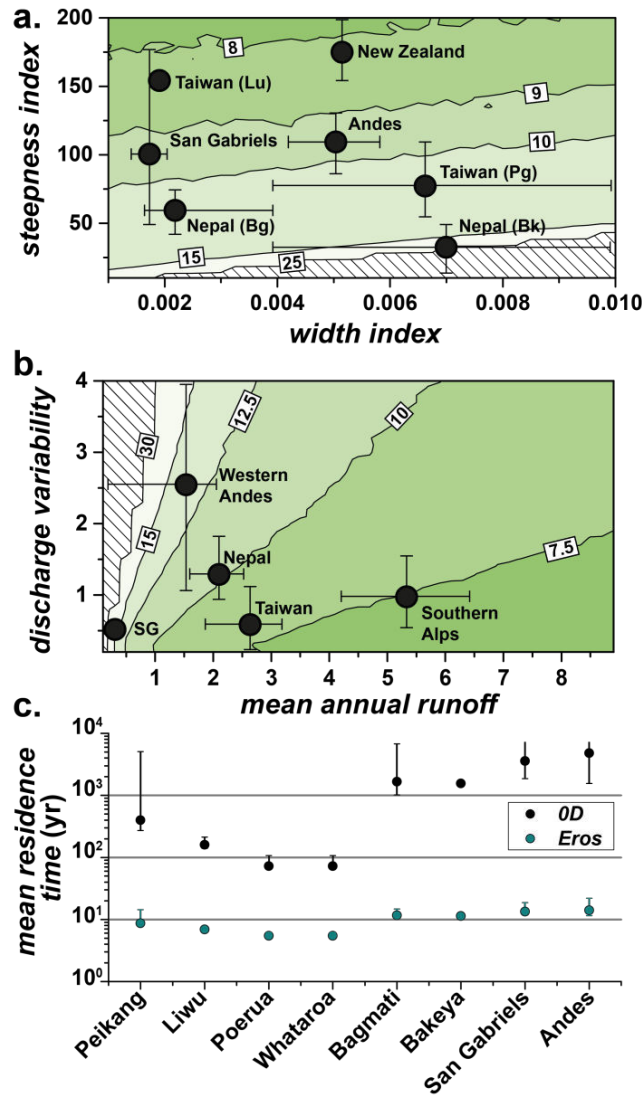


Figure 3 | Mean residence time of earthquake-derived landslides in active mountain ranges. a. Influence of catchment geometry for a fixed climate (mean annual runoff: $\bar{r} = 2 \text{ m.yr}^{-1}$, discharge variability, $k = 1$). **b.** Influence of climate for a fixed catchment geometry (steepness index: $k_{sn} = 100$, width index: $k_{wn} = 0.005$). **c.** Mean residence time computed for different catchments by accounting for their individual properties (see suppl. Table S3) and for a fixed median grain size set to $D_{50} = 0.1 \text{ m}$. The errors bars shows the computations for $D_{50} = 0.025 \text{ m}$ (lower limit) and $D_{50} = 0.3 \text{ m}$ (upper limit). Notations: Lu: Liwu river, Pg: Peikang, Bg: Bagmati, Bk: Bakeya.

The inferred export and residence times represent lower estimates as we have neglected processes able to protect landslide sediments from river transport, such as landslide dam stability or landslide connectivity to river network. Landslide dam stability is poorly constrained, but we can expect at least half of the dams to be destabilized in the first years following the earthquake²⁶. Landslide connectivity also remain poorly constrained, even if a recent study indicates that only 43% of the landslides triggered by the Wenchuan earthquake were connected to the river network¹⁵. Yet, because large landslides, which are inherently well connected to rivers, control the residence time of landslide populations, we expect landslide connectivity to play a minor role. Despite these potential

limitations, our results are coherent with natural cases, such as the export in less than 5 years of 50% of the volume of the Mount Adams landslide²⁷, and compare well with the post-seismic export times of suspended sediments at the catchments scale measured at ~10 years^{6,14,19}. Indeed, we suggest that local mobilization and transport of coarse sediments from landslide deposits, by unarmoring fine sediments and by inducing sediment attrition, could be a major source of post-seismic release and export of suspended sediments.

Overall, our results predict residence time of earthquake-triggered landslides much shorter than previously inferred using the 0D formalism or than the recurrence time of large-magnitude earthquakes (e.g. 100-1000 yr)¹². Because of dynamic river width adaptation, we infer a relatively rapid export of large landslides that control the residence time of landslide populations. In turn, earthquake magnitude is not expected to significantly change the post-seismic residence time of landslides, despite changing by orders of magnitude the induced sediment production and impacted surface area. On the contrary, river steepness, mean runoff and water discharge variability strongly promote short residence time. This offer new insights on the feedback between tectonics, surface processes and climate occurring at the timescale of the seismic cycle. Our findings are not restricted to post-seismic conditions, and we expect a similar fast landscape recovery after landslides triggered by heavy rainfall events. Short landslide residence times likely imply short-lived but intense hydro-sedimentary hazards downstream, such as river avulsion, aggradation, flooding and bank erosion²⁸, and a more pronounced sensitivity to climate and topography than to earthquake magnitude. Finally, the 2D model results are the first to accurately reproduce typical mixed-bedrock alluvial rivers found in active mountain belts in which an alluvial self-formed channel first generate alluvial terraces that are remnants of upstream landslides removal, and progressively erase them through lateral erosion. Dynamic channel width and lateral erosion appear as key ingredients of mountain river evolution that are currently overlooked in theories and models of landscape evolution that use simplified hydraulics and focus only on the role of channel slope^{29,30}.

METHODS

Numerical model description. Eros is a morphodynamic model dedicated to simulate river and landscape dynamics at decadal to secular timescales. It includes a 2D hydrodynamics model and a vertical and lateral sediment transport/deposition model. 2D hydrodynamics is solved by routing water particles, called precipitons, on top of the topography and the water surface following local transport rules. In our simulations, precipitons only enter at the model upstream condition. The model solves for the vertically averaged Saint-Venant equations in a static form and assuming Manning's friction law (the hydrodynamic model is detailed in Davy et al, [2016]). Along its downstream path, a precipiton interact with the topography by transporting or depositing sediments and by laterally eroding its neighbor's cells. The mass balance of the precipiton sediment load, q_s , is defined as:

$$\frac{dq_s}{dt} = \dot{e} - \dot{d} + \frac{dq_l}{dx} - \frac{dq_n}{dx} \quad (2)$$

with \dot{e} the sediment entrainment rate, \dot{d} the deposition rate, q_l the sediment flux coming from lateral bank erosion and q_n , the transversal deposition flux. Assuming local equilibrium conditions, the sediment flux is expressed with the bedload transport equation of Meyer Peter and Muller [1948]; $q_s = \xi \dot{e} = \xi E (\tau - \tau_c)^{1.5}$, where ξ is the sediment transport length (equivalent to mean saltation length)^{31,32}, E is the sediment erodability that depends on the gravitational constant and sediment density and τ_c the critical shear that depends on the median grain size. The sediment deposition rate is expressed as $\dot{d} = q_s / \xi$. The transport length is set to 2m to be consistent with coarse material transported by bedload close to transport limited conditions. The erosion rate of adjoining cells is defined as: $\dot{e}_{lat} = k_e \nabla_l h \dot{e}$, where k_e is a dimensionless coefficient and $\nabla_l h$ the lateral topographic gradient^{31,33}. The action of gravity on transported sediment on tilted planes lead to a bedload flux normal to the flow direction, described as: $q_n = k_d q_s S_n$, with k_d a constant, here set to 0.5³⁴ and S_n the topographic transverse slope. Due to the short duration of the experiments, incision of the bedrock valley and wall is neglected. The cells size measures 5 m and a typical simulation runs in about 2 weeks.

River width, slope and transport capacity measurements. All the morphologic parameters are measured at the pulse location, along the incising part of the river. The slope of the active bed of the alluvial reach is measured between the highest and lowest cells. Along the transversal direction, the alluvial river width, W_{ch} , is measured with:

$$W_{ch} = \frac{(\int q_i dy)^2}{\int q_i^2 dy} \quad (3)$$

with q the local unit discharge and i the considered cell in the transverse direction. This expression, also known as the participation ratio provides the width over which the discharge is significant. The local transport capacity of each cell inside the box is computed using eq. (3). The total transport capacity of each river cross section is obtained by integrating the local transport capacity in the transversal direction.

Export Time scaling. Because our simulations are carried out using an effective discharge (Q_{eff}), the model export times are in effective time unit. To rescale this effective time into a dimensional real time, a frequency must be assigned to Q_{eff} . By making the assumption that the discharge used for the simulation is a daily discharge having a recurrence interval of one year the time rescaling gives us an export time in years.

Mean residence time of earthquake-derived landslides in catchments. Mean residence time of earthquake-derived landslides over a catchment is computed using a Monte Carlo random sampling approach combining the probability density functions (*pdf*) of landslide volumes and catchment wide transport capacity. To remain in the same framework than the export time law defined in equation 1, we compute the river transport capacity using an effective discharge.

Discharge variability and effective discharge

The at-a-station distribution of daily streamflow Q is classically given by an inverse gamma function:

$$pdf(Q, k) = \frac{k^{k+1}}{\Gamma(k+1)} \exp\left(-\frac{k}{Q/\bar{Q}}\right) (Q/\bar{Q})^{-(2+k)} dQ \quad (4)$$

Where $\bar{Q} = \bar{r}A$ is the mean daily discharge, with A the drainage area and \bar{r} the mean runoff, Γ the gamma function and k a parameter linked to the variability of the hydrological forcing³⁵. The effective discharge Q_{eff} , here defined as having a one-year return time, is found by using the relationship:

$$t_r(Q_{eff}) = P(Q \geq Q_{eff})^{-1} = \Gamma(k/Q_{eff}, k+1)^{-1} \quad (5)$$

where $P(Q \geq Q_{eff})$ is the probability of Q greater than Q_{eff} and $t_r(Q_{eff})$ is the return time of Q_{eff} . The effective discharge Q_{eff} is here defined to be the daily discharge presenting a one-year recurrence interval which represents a good compromise between frequency of occurrence and geomorphic effectiveness.

Distribution of along stream transport capacity.

We consider river networks characterized by drainage areas spanning between a critical value³⁶ of 0.5 km² and a maximum value of 1000 km². The along stream river transport capacity depends on the river width (W), slope (S) and discharge (Q) and of the median grain size (D_{50}) of sediments composing the landslides:

$$Q_T = WK \left(\rho_w g \left(\frac{nQ_{eff}}{W} \right)^{0.6} S^{0.7} - (\rho_s - \rho_w) g \tau_c^* D_{50} \right)^{1.5} \quad (6)$$

with K a constant, g the gravitational constant, n the Manning friction coefficient, τ_c^* the critical Shields stress, ρ_w and ρ_s the water and sediment density respectively. At steady-state, it is generally observed that $W = k_{wn} A^{0.5}$, with k_{wn} the normalized width index³⁷, and $S = k_{sn} A^{-0.45}$, with k_{sn} the normalized steepness index³⁸.

Combining equations 9, 10, 11, and 13 in equation 8 and assuming a constant D_{50} allows us to compute the along stream transport capacity Q_T as a simple function of A . By computing $Q_T(A)$ on SRTM Digital Elevation Models of Taiwan, we empirically obtain the transport capacity probability density function described by a power law of the form:

$$pdf(Q_T) = k_Q Q_T^{-2} dQ_T \quad (7)$$

with k_Q a constant (Supplementary Fig S8). The same expression can be derived theoretically by assuming that drainage area pdf is defined by a power law of exponent -1.5³⁹. The results sensitivity to these values is shown in supplementary Fig. S10. The median grain size is set arbitrarily to 10 cm to have the same value than Yanites et al [2010] and has been varied between 2.5 and 30 cm to test the sensitivity of the results to this parameter (Suppl. Fig. S8).

Distribution of earthquake-derived landslides

The complete distribution of earthquake-triggered landslide surface (A_{ls}) is commonly given by a 3 parameters inverse gamma pdf :

$$pdf(A_{ls}) = \frac{1}{a\Gamma(\rho)} \left[\frac{a}{A_{ls} - s} \right]^{\rho+1} \exp \left[-\frac{a}{A_{ls} - s} \right] \quad (8)$$

with a , a parameter controlling the position of the maximum probability, s a parameter controlling the exponential decay of small landslides and ρ a positive exponent¹². Individual landslide areas are converted to volume by using an empirical law defined as:

$$V_{ls} = \alpha A_{ls}^{\gamma} \quad (9)$$

with α and γ are constant parameters that depends on various parameters controlling hillslopes evolution. We choose to set $\alpha = 0.1$ and $\gamma = 1.5$ as they reproduce well deep-seated bedrock landslides values that are characteristics of large magnitude earthquakes in active mountain ranges^{3,13}. Combining equation 8 and 9, the *pdf* of landslide volumes is expressed as:

$$pdf(V_{ls}) = \frac{1}{a\Gamma(\rho)} \left[\frac{a}{\left(\frac{V_{ls}}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - s} \right]^{\rho+1} \exp \left[- \frac{a}{\left(\frac{V_{ls}}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - s} \right] \frac{1}{\gamma} \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{\frac{1}{\gamma}} V_{ls}^{\frac{1}{\gamma}-1} dV_{ls} \quad (10)$$

The parameters values are listed in supplementary Table S4.

Calculation of landslide mean residence time within catchments.

Using a Monte Carlo approach, we generate n values of transport capacity and landslide volume following the distributions of eq. 10 and 14, with n being the number of landslides triggered by an earthquake. Assuming that each landslide behaves independently of other landslides, the resulting distribution of export times, T_{exp} is obtained by injecting the ratio of these 2 series V_{ls} / Q_T in equation 1. The mean residence time of landslides (defined per unit volume) is:

$$\overline{T_{exp,w}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{\sum_{i=1}^{n(j)} V_i T_{exp,i}}{\sum_{i=1}^{n(j)} V_i} \quad (11)$$

The Monte Carlo sampling is repeated $N = 500$ times, with different series of V_{ls} / Q_T , to obtain a robust estimate of $\overline{T_{exp,w}}$.

References

1. Korup, O., Densmore, A. L. & Schlunegger, F. The role of landslides in mountain range evolution. *Geomorphology* **120**, 77–90 (2010).
2. Ouimet, W. The hills came tumbling down. *Nat. Geosci.* **4**, 424–425 (2011).
3. Parker, R. N. *et al.* Mass wasting triggered by the 2008 Wenchuan earthquake is greater than orogenic growth. *Nat. Geosci.* **4**, 449–452 (2011).
4. Li, G. *et al.* Seismic mountain building: Landslides associated with the 2008 Wenchuan earthquake in the context of a generalized model for earthquake volume balance. *Geochemistry, Geophys. Geosystems* **15**, 833–844 (2014).
5. Pearce, a J. & Watson, a J. Effects of earthquake-induced landslides on sediment budget and transport over a 50-yr period. *Geology* **14**, 52 (1986).
6. Dadson, S. J. *et al.* Earthquake-triggered increase in sediment delivery from an active mountain belt. *Geology* **32**, 733–736 (2004).
7. Yanites, B. J., Tucker, G. E., Mueller, K. J. & Chen, Y. How rivers react to large earthquakes: Evidence from central Taiwan. *Geology* **38**, 639–642 (2010).
8. Huang, R. Q. & Li, W. L. Analysis of the geo-hazards triggered by the 12 May 2008 Wenchuan Earthquake, China. *Bull. Eng. Geol. Environ.* **68**, 363–371 (2009).
9. Chigira, M., Wu, X., Inokuchi, T. & Wang, G. Landslides induced by the 2008 Wenchuan earthquake, Sichuan, China. *Geomorphology* **118**, 225–238 (2010).
10. Keefer, D. Earthquake-induced landslides and their effects on alluvial fans. *J. Sediment. Res.*

- 69**, 84–104 (1999).
11. Davy, P., Croissant, T. & Lague, D. A precipitation method to calculate river hydrodynamics, with applications to flood prediction and landscape evolution models. *Submitt. to JGR* (2016).
 12. Malamud, B. D., Turcotte, D. L., Guzzetti, F. & Reichenbach, P. Landslide inventories and their statistical properties. *Earth Surf. Process. Landforms* **29**, 687–711 (2004).
 13. Larsen, I. J., Montgomery, D. R. & Korup, O. Landslide erosion controlled by hillslope material. *Nat. Geosci.* **3**, 247–251 (2010).
 14. Berryman, K. R. *et al.* Major earthquakes occur regularly on an isolated plate boundary fault. *Science* (80-.). **336**, 1690–3 (2012).
 15. Li, G. *et al.* Connectivity of earthquake-triggered landslides with the fluvial network: Implications for landslide sediment transport after the 2008 Wenchuan earthquake. *J. Geophys. Res. Earth Surf.* **121**, 703–724 (2016).
 16. Wang, J. *et al.* Controls on fluvial evacuation of sediment from earthquake-triggered landslides. *Geology* **43**, 115–118 (2015).
 17. Steer, P., Simoes, M., Cattin, R. & Shyu, J. B. H. Erosion influences the seismicity of active thrust faults. *Nat. Commun.* **5**, 5564 (2014).
 18. Dadson, S. *et al.* Links between erosion, runoff variability and seismicity in the Taiwan orogen. *Nature* **426**, 648–651 (2003).
 19. Larsen, I. & Montgomery, D. Landslide erosion coupled to tectonics and river incision. *Nat. Geosci.* (2012).
 20. Marc, O., Hovius, N. & Meunier, P. The mass balance of earthquakes and earthquake sequences. *Geophys. Res. Lett.* **43**, 1–9 (2016).
 21. Hovius, N., Meunier, P., Lin, C. & Chen, H. Prolonged seismically induced erosion and the mass balance of a large earthquake. *Earth Planet. Sci. Lett.* **304**, 347–355 (2011).
 22. Robinson, T. R. & Davies, T. R. H. Review Article: Potential geomorphic consequences of a future great (Mw = 8.0+) Alpine Fault earthquake, South Island, New Zealand. *Nat. Hazards Earth Syst. Sci.* **13**, 2279–2299 (2013).
 23. Marc, O., Hovius, N., Meunier, P., Gorum, T. & Uchida, T. A seismologically consistent expression for the total area and volume of earthquake-triggered landsliding. *J. Geophys. Res. F Earth Surf.* 640–663 (2016). doi:10.1002/2015JF003732
 24. Robinson, T. R., Davies, T. R. H., Wilson, T. M. & Orchiston, C. Coseismic landsliding estimates for an Alpine Fault earthquake and the consequences for erosion of the Southern Alps, New Zealand. *Geomorphology* **263**, 71–86 (2016).
 25. Lague, D. The stream power river incision model: evidence, theory and beyond. *Earth Surf. Process. Landforms* **39**, 38–61 (2014).
 26. Costa, J. E. & Schuster, R. L. The formation and failure of natural dams. *Geol. Soc. Am. Bull.* **100**, 1054–1068 (1988).
 27. Korup, O., McSaveney, M. J. & Davies, T. R. H. Sediment generation and delivery from large historic landslides in the Southern Alps, New Zealand. *Geomorphology* (2004). doi:10.1016/j.geomorph.2004.01.001
 28. Korup, O. Landslide-induced river channel avulsions in mountain catchments of southwest New Zealand. *Geomorphology* **63**, 57–80 (2004).
 29. Castelltort, S. *et al.* River drainage patterns in the New Zealand Alps primarily controlled by plate tectonic strain. *Nat. Geosci.* **5**, 744–748 (2012).
 30. Egholm, D. L., Knudsen, M. F. & Sandiford, M. Lifespan of mountain ranges scaled by feedbacks between landsliding and erosion by rivers. *Nature* **498**, 475–8 (2013).
 31. Davy, P. & Lague, D. Fluvial erosion/transport equation of landscape evolution models revisited. *J. Geophys. Res.* **114**, F03007 (2009).
 32. Lajeunesse, E., Malverti, L. & Charru, F. Bed load transport in turbulent flow at the grain scale: Experiments and modeling. *J. Geophys. Res.* **115**, F04001 (2010).
 33. Nicholas, A. P. Modelling the continuum of river channel patterns. *Earth Surf. Process.*

- Landforms* **38**, 1187–1196 (2013).
34. Sekine, B. M., Member, A. & Parker, G. Bed-Load Transport on Transverse Slope. I. **118**, 513–535 (1992).
 35. Lague, D., Hovius, N. & Davy, P. Discharge, discharge variability, and the bedrock channel profile. *J. Geophys. Res.* **110**, (2005).
 36. Montgomery, D. R. & Dietrich, W. E. Channel initiation and the problem of landscape scale. *Science* **255**, 826–30 (1992).
 37. Turowski, J. M., Lague, D. & Hovius, N. Cover effect in bedrock abrasion: A new derivation and its implications for the modeling of bedrock channel morphology. *J. Geophys. Res.* **112**, F04006 (2007).
 38. Snyder, N. P., Whipple, K. X., Tucker, G. E. & Merritts, D. J. Landscape response to tectonic forcing: Digital elevation model analysis of stream profiles in the Mendocino triple junction region, northern California. *Geol. Soc. Am. Bull.* **112**, 1250–1263 (2000).
 39. Rodriguez-Iturbe, I. & Rinaldo, A. *Fractal river basins: chance and self-organization*. (2001).

Acknowledgments

T.C and P.S. acknowledge supports by the EROQUAKE project funded by the Agence Nationale de la Recherche (ANR) and D.L. acknowledge support by CNRS/INSU/ALEAS project SEDIQUAKE. Aditya Bandopadhyay is warmly thanked for his helpful insights concerning the mathematical development of the Monte Carlo approach.

Author contributions

All authors contributed equally to the design of the study and the writing of the paper. T.C. designed and performed the simulations and processed their results. P.D. developed the numerical model. T.C., P.S. and D.L. developed the stochastic approach.

6.4 Figures complémentaires

Rapid post-seismic landslide evacuation boosted by dynamic river width

Thomas Croissant^{1,*}, Dimitri Lague¹, Philippe Steer¹ and Philippe Davy¹

¹ Géosciences Rennes, OSUR, CNRS, Université de Rennes 1, Campus de Beaulieu, Rennes

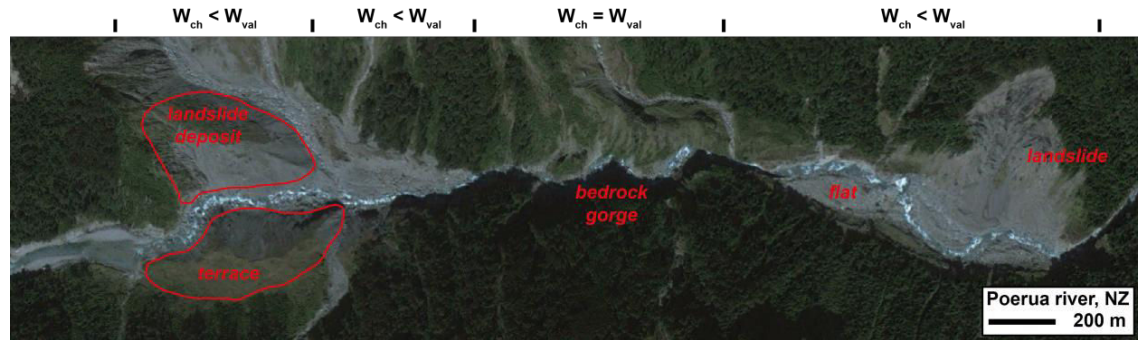


Figure S1 | Landslide incision in a bedrock river. Aerial image taken in 2010 of the Poerua catchment in Southern Alps New Zealand where a $\sim 10 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ landslide blocked the river course in the year 1999. The river incised the landslide following its rupture and led to aggradation in flat area within the catchment. The alluvial river width is lower than bedrock valley width in reaches other than gorges.

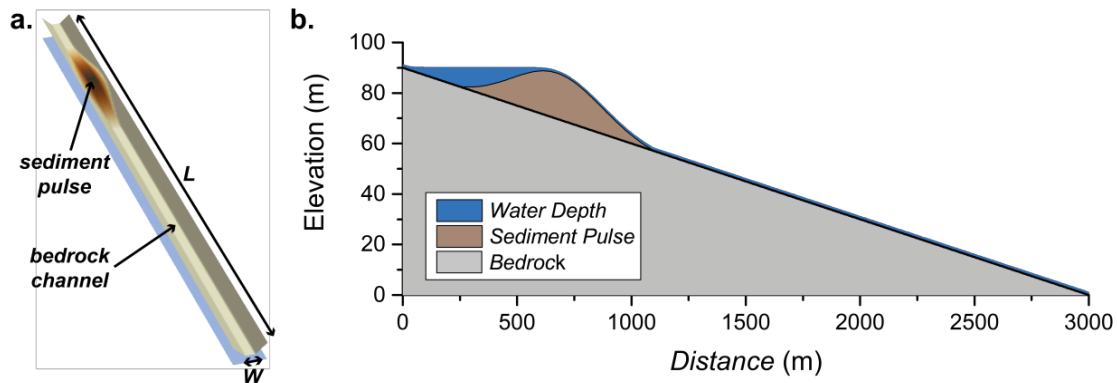


Figure S2 | Numerical model set-up. **a.** 3D perspective view of the synthetic topography used for the experiment. A Gaussian shaped sediment pile is deposited upstream of a 3 kilometers long bedrock channel. The bedrock is considered non-erodible at the time scale of the study. The model only solves for the evolution of the alluvial cover in relation to 2D hydraulics and sediment transport. **b.** Longitudinal section of the initial step of a simulation where the landslide dams the river, creating a local minima leading to the formation of a 10 m deep lake. Note the thin blue line downstream of the dam is the actual flow depth in the river.

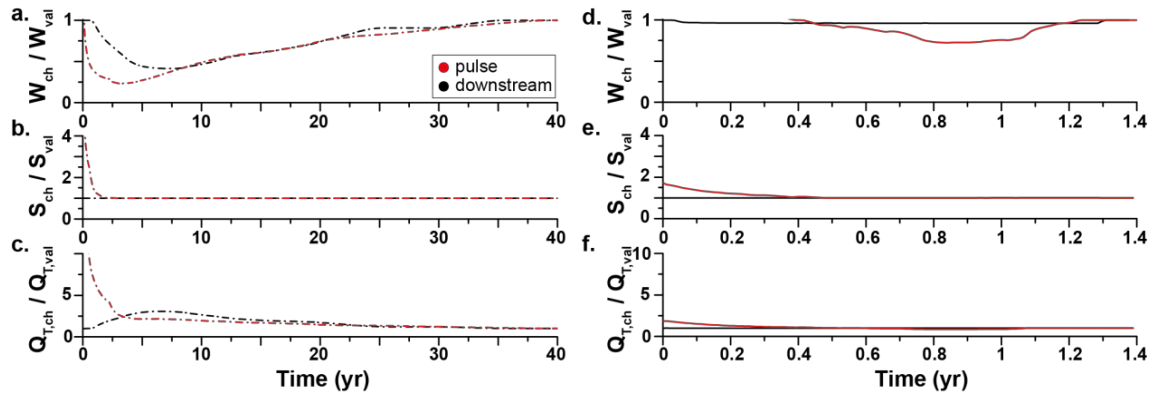


Figure S3 | Quantification of the river morphodynamic evolution. Temporal evolution of the river width, slope and transport capacity for two bedrock channels that differ by their initial slopes (fig 1, a, b, c: $S = 1.2\%$ and d, e, f: $S = 7\%$). The measurements are made at different locations in the bedrock channel: at the landslide location (in red) and 1km downstream of the landslide (in black). The measurements are normalized by the bedrock channel characteristics before landslide deposition. Note the different time scales.

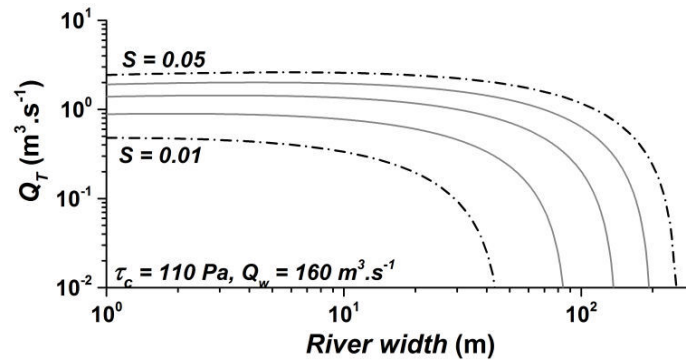


Figure S4 | River transport capacity as a function of river width. Theoretical plot showing alluvial river transport capacity as a function of river width, for different channel slope. River transport capacity is computed with a Meyer-Peter and Muller [1948] bedload transport law similar to the one used in the 2D simulations. The input water discharge and median grain size are fixed.

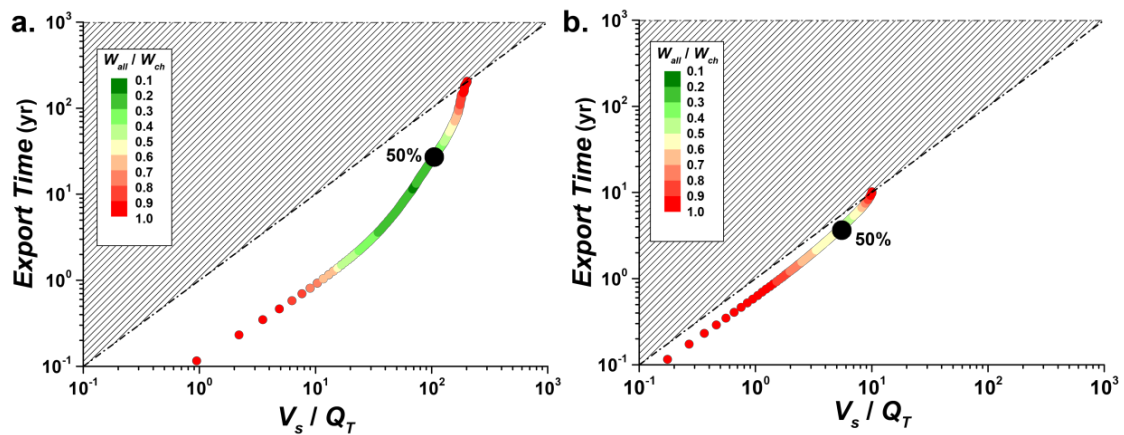


Figure S5 | Temporal evolution of the ratio V_{ls} / Q_T . In these graphs, V_{ls} is the total volume exported from the landslide deposit as a function of time. **a.** for a bedrock channel slope of 1.2% and **b.** 7%. The color scale represent the amplitude of width reduction as the pulse is exported. The line $y = x$ corresponds to the prediction of the 0D model.

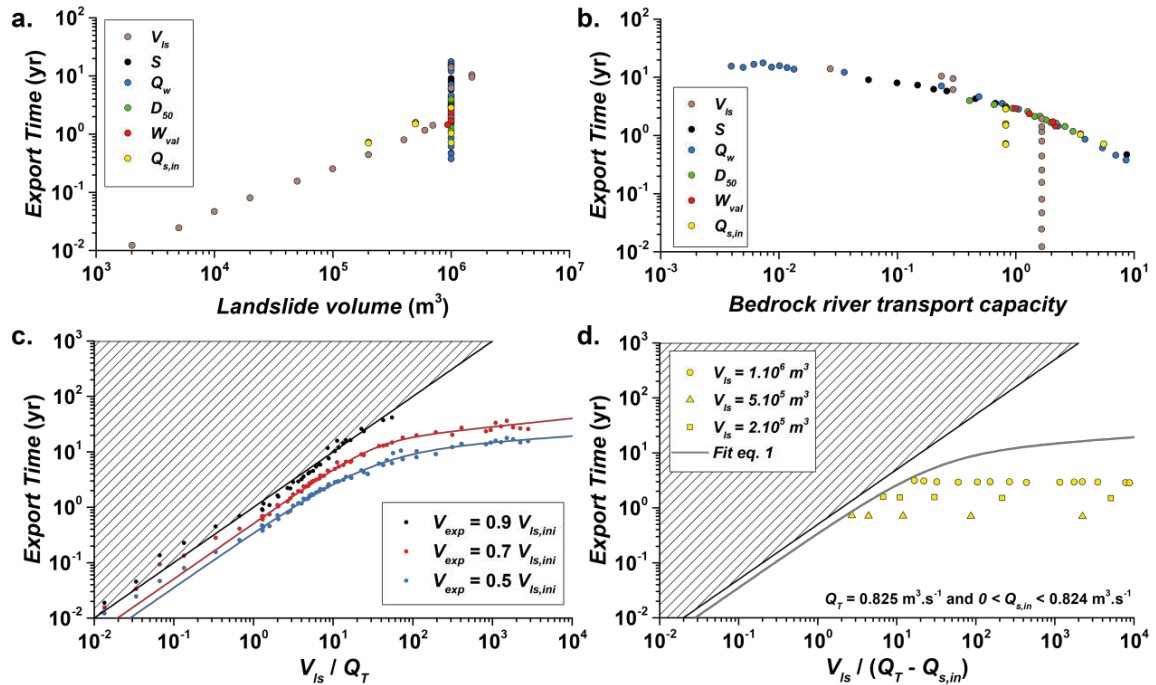


Figure S6 | Influence of landslide volume, bedrock transport capacity and sediment supply on export times. Export time as a function of **a.** the landslide volume and **b.** the pre-landslide bedrock river transport capacity. For each plot, the dot color corresponds to one explored parameter. **c.** Export time as a function of the ratio V_{Is} / Q_T for different landslide volume proportion. Blue line: 50% of the initial landslide volume is exported. Red line: 70%. Black line: 90%. **d.** The bedrock initial transport capacity is similar for all the simulation ($S = 3\%$, $W = 50$ m, $Q_w = 160$ m³.s⁻¹ and $D_{50} = 0.20$ m). The system response is studied for 3 different landslide volumes with sediment supply ($Q_{s,in}$) ranging from 0 to 99% of the bedrock transport capacity. The export times is computed when a volume equal to 50% of the landslide volume is evacuated out of the deposit area. This volume is computed by adding the sediment exported from the landslide and the input sediment volume and by subtracting the sediment volume stored upstream of the landslide. The transport capacity of the alluvial river at the landslide location being much higher than bedrock transport capacity the input sediment represent only 26% of the alluvial river transport capacity.

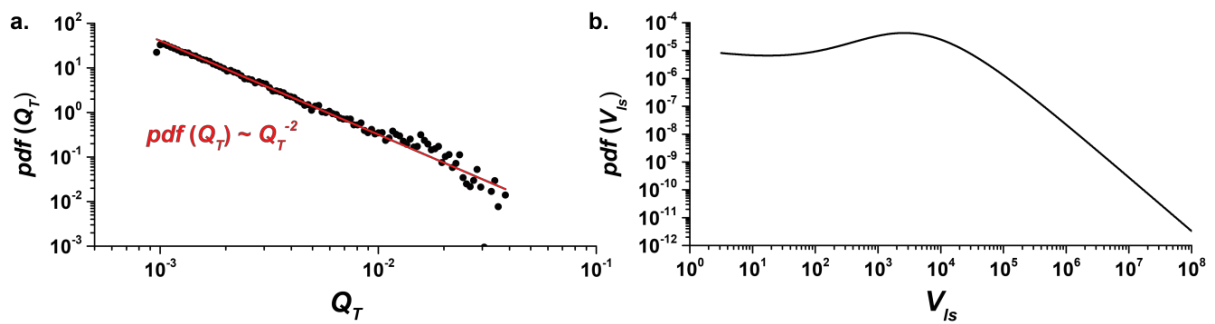


Figure S7 | Distribution of river transport capacity and landslide volume. **a.** Probability density function of the transport capacity computed in the whole mountainous areas of Taiwan using a SRTM90 Digital Elevation Model. Data fit is a power law function of exponent -2 (eq. 7). **b.** Probability density function of landslide volumes obtained by combining Malamud et al [2004] *pdf* of landslide areas and Larsen et al, [2010] volume/area scaling relationship (eq. 10).

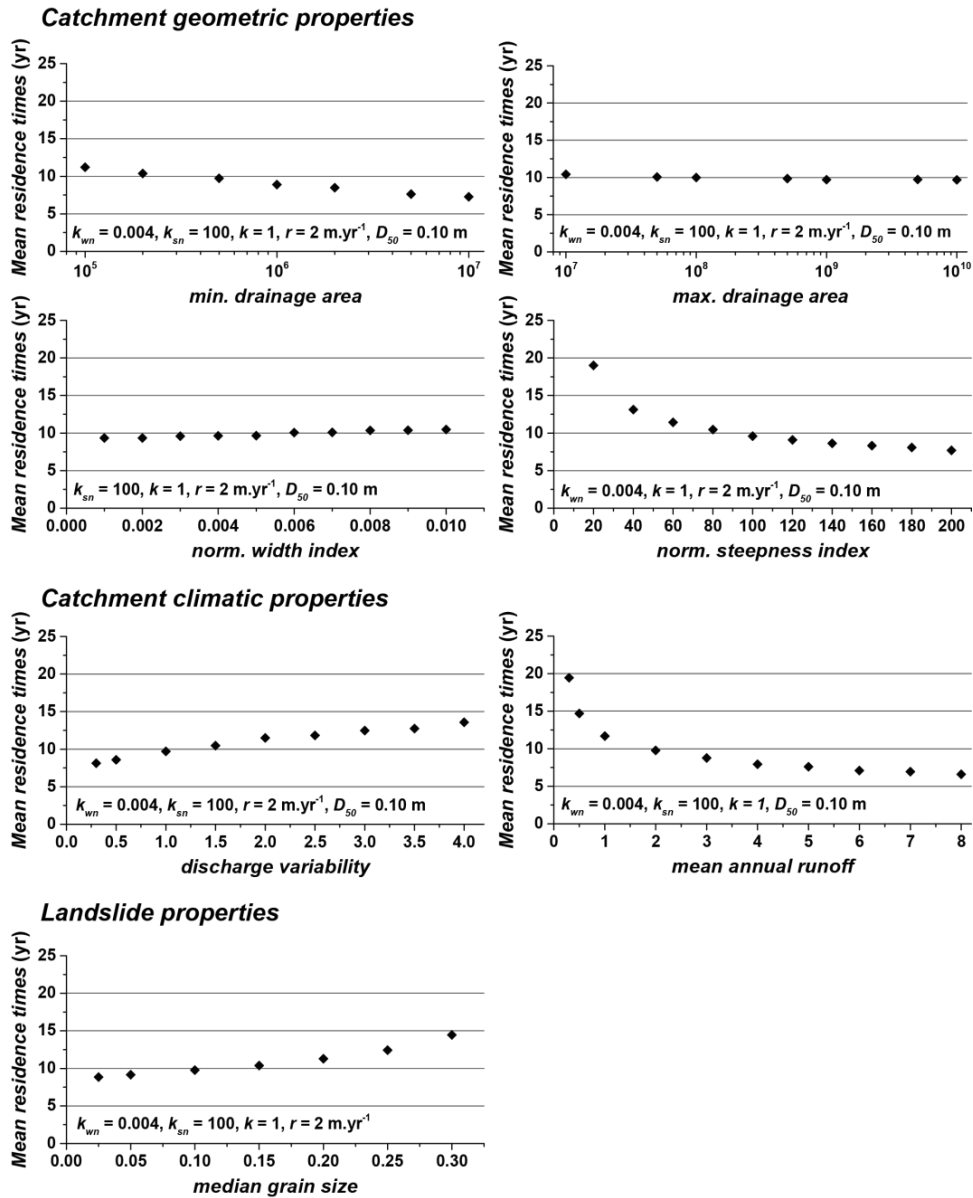


Figure S8 | Sensitivity Analysis. The mean residence time sensitivity is tested against the parameters that controls the river transport capacity such as catchment geometry, climatic context and median grain size. **a.** minimum drainage, **b.** maximum drainage area, **c.** normalized width index (k_{wn}) and **d.** normalized steepness index (k_{sn}). **e.** the discharge variability (k). **f.** the mean annual runoff (\bar{r}). **g.** the median grain size (D_{50}).

Supplementary Tables

Table S1 | Eros model parameterization.

Parameters	Notation	Values
Manning coefficient	n	0.035
water density	ρ_w	1000
sediment density	ρ_s	2700
gravitational constant	g	9.81
critical Shields number	τ_c^*	0.03
transport length	ξ	2
sediment erodability	E	7.5106
lateral erosion coefficient	k_e	0.01
lateral deposition coefficient	k_d	0.5

Table S2 | List of parameters values range used in Eros for the different simulations.

Parameters	Units	min. Value	max. Value
Discharge	$m^3.s^{-1}$	40	600
Slope	$m.m^{-1}$	0.008	0.1
Grain Size	cm	5	30
Width	m	10	100
Landslide Volume	m^3	10^3	3.10^6

TableS3 | List of the parameters used for transport capacity calculations: k_{wn} : width index, k_{sn} : steepness index and k : discharge variability.

Catchment	k_{wn}	k_{sn}	mean runoff ($m.yr^{-1}$)	k
Peikang	0.004 - 0.011	50-100	2.5	0.5
Liwu	0.0022	160	2.5	0.5
Bagmati	0.002 - 0.004	50	1.5 - 2.5	1
Bakeya	0.0025 - 0.01	33	1.5 - 2.5	1
San Gabriels	0.002	30 - 200	0.28	0.5
Whataroa	0.005	160 - 200	5 - 10	1
Poerua	0.005	160 - 200	5 - 10	1
West. Andes	/	100	0.2 - 2	0.2-4

Table S4 | Parameters controlling the pdf of landslide volume.

Parameters	Notation	Values
Position max pdf	a	1500
Power law exponent	p	1.4
Rollback	s	-1.5
V-A law prefactor	α	0.1
V-A law exponent	γ	1.5

6.5 Comparaison des approches 1D et 2D

Il est intéressant de comparer les approches 1D et 2D car elles partagent des .

Les 2 approches diffèrent par le mécanisme d'accélération de l'export des glissement de terrain. En 1D l'ajustement en pente est dominant alors qu'en 2D il n'est présent qu'aux premiers stades de la simulation à cause de la rapidité de l'incision du glissement. Dans les 2 cas, on peut observer un décélération de la vitesse d'export au cours du temps, marquée par l'augmentation progressive de l'exposant de la loi de puissance de l'asymptote entre 50 et 90% du volume initial exporté pour les grands V_{ls}/Q_T (Fig. 6.6). Celle-ci provient de mécanismes différents, mais qui dans les 2 cas est déclenché par une modification du mode d'export du glissement. Dans le cas 1D, la décélération émerge du passage de la phase de dispersion, très efficace pour export les sédiments car elle est implique de pentes fortes, à la translation-dispersion que est beaucoup moins efficace. En 2D, elle est marquée par le passage d'une dynamique en incision verticale du glissement, impliquant de fortes pentes et de faibles largeurs, à son érosion latérale, beaucoup moins efficace.

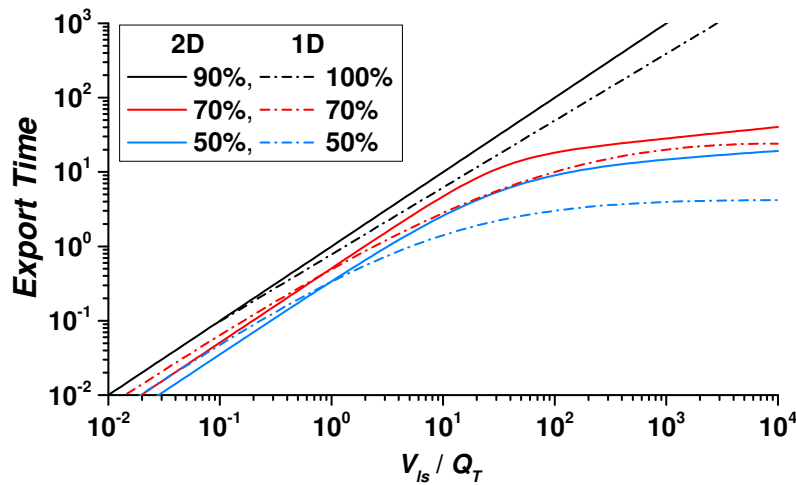


FIGURE 6.6 – Comparaison entre les lois de temps d'export des glissements de terrain déterminées pour les cas 1D et 2D.

La figure 6.6 montre que les temps d'export en 1D sont systématiquement plus faibles que le 2D. D'un point de vue strictement théorique, cela démontre que l'augmentation de la capacité de transport provoquée par des pentes plus fortes est plus efficace que par une réduction de largeur. En effet, pour les grands V_{ls}/Q_T la phase de dispersion permettant de préserver des pentes élevées pendant 50 à 70 % de l'export total du glissement de terrain (voir Fig. 6.2). Pour les petits V_{ls}/Q_T les simulations 2D ont des temps d'export généralement plus faibles que celles en 1D, la phase de translation dispersion semble être un peu moins efficace en 1D.

Cependant, les propos précédents ne valent que dans un cas théorique car il est très peu probable d'observer une phase de dispersion avec des volumes sédimentaires de telles amplitudes (e.g. supérieur à 10^6 m³ de sédiments). Cette dynamique peut être observée lorsque l'amplitude du pulse est inférieure à la hauteur des berges, i.e. quelques mètres ce qui n'est pas le cas ici car les plus gros glissements peuvent mesurer plus de 40 m d'épaisseur. De manière générale, la rivière aura plutôt tendance à inciser le glissement ce qui est le cas reproduit par les simulations 2D.

6.6 Discussion : amélioration des simulations numériques

Les simulations présentées dans les sections précédentes ont permis d'élaborer une loi définissant le temps d'export des glissements de terrain en fonction de la capacité de transport des rivières et du volume des glissements de terrain. Cependant, les conditions initiales et aux limites utilisées dans les simulations peuvent être améliorées afin d'explorer la sensibilité des résultats dans d'autres situations.

Ces améliorations sont :

- La description stochastique des débits vus par la rivière, en étudiant notamment l'effet de la variabilité contrôlant la fréquence d'occurrence des crues.
- La présence d'une couverture alluviale sur le lit de rivière à substratum rocheux.
- L'effet de changements morphologiques de la rivière le long de son profil.

Cette section présente à la fois des réflexions sur la manière d'améliorer les simulations numériques mais aussi quelques travaux préliminaires en cours de traitement.

6.6.1 Description stochastique des débits

Au cours du temps, les rivières naturelles subissent une série de débits dont la distribution peut être reproduite avec une fonction gamma inverse caractérisée par le débit moyen et un paramètre contrôlant la variabilité des débits (k) (eq. 2.18). Ce dernier gouvernant la fréquence d'occurrence des crues, plus celui-ci est faible, plus les crues sont fréquentes. L'utilisation d'une telle distribution est intéressante car la valeur du débit moyen peut être relié au taux de précipitation effectif (runoff) subit par un bassin et k la variabilité des débits. La combinaison de ces 2 paramètres permet donc de simuler différents environnements climatiques dans lesquels pourrait être située la rivière. Par exemple, certaines parties des Andes présentent un runoff faible et une forte variabilité, Taiwan et les Alpes du Sud combinent fort runoff et forte variabilité alors que des zones tempérées sont plutôt caractérisées par des runoffs moyen à fort et une faible variabilité.

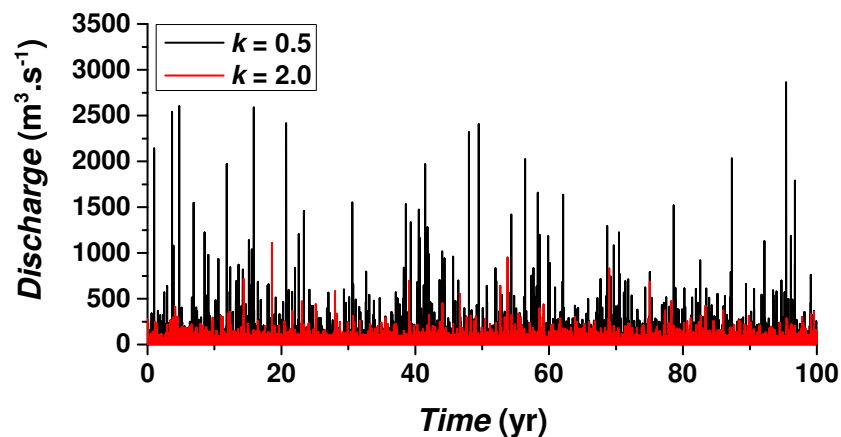


FIGURE 6.7 – Exemple de chronique de débits virtuels créés à partir d'une distribution inverse gamma ayant le même débit moyen mais des variabilités (k) différentes. Ce genre de chroniques peuvent être utilisées comme entrée dans Eros.

L'utilisation d'une approche stochastique enrichirait les simulations car contrairement aux simulations en débit effectif l'évacuation des glissements de terrain pourrait être contrôlée par l'amplitude des débits et la rétro-action morphologique entre les différents débits et la géométrie de la rivière. Par exemple, lors de petits débits, la rivière alluviale aurait une largeur inférieure au chenal à substratum rocheux tandis

que lors de crues l'eau occupera la totalité de la largeur de chenal (Fig. 6.8a). Par ailleurs, les faibles débits présentant des taux de transport nuls sur le chenal à substratum rocheux peuvent être en capacité de transporter du sédiment grâce à l'augmentation de pente et au rétrécissement du chenal actif. Même si ceux-ci ont une faible capacité de transport, ils sont très fréquents et peuvent alors avoir une influence sur les temps d'évacuation des sédiments (Fig. 6.8b). L'adaptation morphologique de la couverture alluviale permet de faire varier spatialement et temporellement la valeur du débit critique.

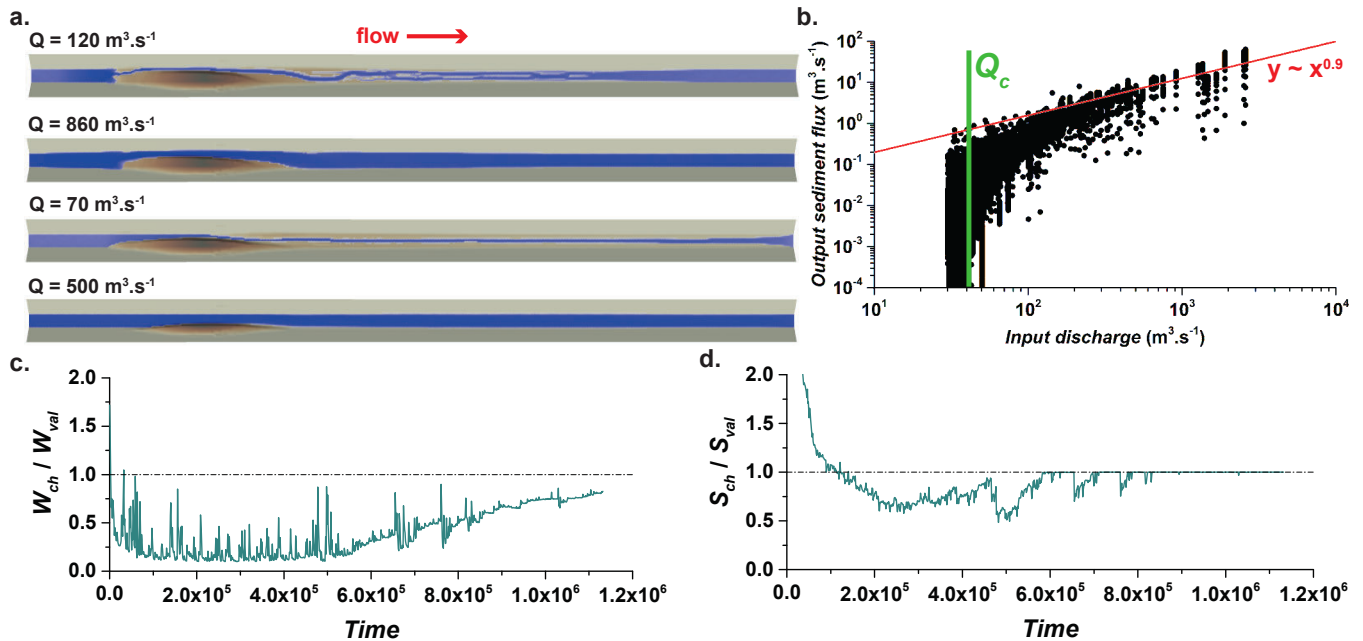


FIGURE 6.8 – **a.** Vue de dessus de l'évolution morphologique du glissement de terrain lors d'une simulation à débit variable ($Q_{mean} = 30m^3.s^{-1}$ et $k = 0.5$). Les images montrant l'évolution temporelle de l'évacuation du glissement pour différents débits. **b.** Relation entre flux sédimentaires sortants et débits d'entrée pour la simulation à débits variables. (Q_c : débit critique pour le chenal sans glissement de terrain) **c.** Évolution temporelle de la largeur moyenne de la rivière alluviale normalisée par la largeur du chenal à substratum rocheux au niveau du glissement de terrain. **d.** Évolution de la pente du pulse au niveau de la deuxième moitié du glissement de terrain.

Les rétro-actions entre débits variables et adaptation morphologique de la rivière sont beaucoup plus complexes à appréhender qu'en débit effectif, une crue assez puissante pouvant remodeler complètement la couverture alluviale. Lors des grands évènements associés à un écoulement occupant la totalité de la largeur du chenal, il est possible d'observer des similitudes avec les simulations 1D, avec, par exemple, des passages en translation-dispersion si les crues interviennent une fois le lac vidé. Cependant, l'adaptation en largeur et en pente semble suivre le même comportement global que les simulations en débit effectif (Fig. 6.8c,d). Notamment, la persistance temporelle des modifications de largeur et de pente est relativement similaire. Le glissement est incisé très rapidement, les modifications de pentes n'ont donc qu'un effet limité sur l'export des glissements. Au niveau du glissement, la rivière est étroite la plupart du temps, mais il est possible d'observer l'effet des crues qui génèrent des augmentations de largeurs ponctuelles qui par la même occasion engendrent des taux d'érosion latérale plus importants.

Au moment de de l'écriture du manuscrit, les simulations numériques à débits variables sont toujours en cours d'exécution à cause de temps de calculs plus longs que pour les débits effectifs. A terme, le traitement de leurs résultats devra nous permettre de définir une loi d'export des glissements de terrain plus réaliste.

6.6.2 Effet d'une couverture alluviale initiale

Les rivières considérées dans les simulations sont dans un régime à substratum rocheux. Cependant, dans certains contextes, ces rivières peuvent présenter une couverture alluviale dont l'épaisseur est variable. Afin d'étudier l'effet d'une couverture alluviale sur l'export de glissements de terrain, il est possible d'en ajouter une sur la topographie initiale utilisée pour les simulations (Fig. 6.9). Afin que celle-ci ne se dégrade pas pendant la simulation, il est nécessaire de trouver le flux de sédiment entrant permettant de conserver la pente de la rivière alluviale en fonction du débit d'eau et de la taille médiane des sédiments. Cette étape peut être assez fastidieuse car il est nécessaire de faire des simulations indépendantes sans glissement afin de faire émerger la bonne géométrie de rivière pour chaque pente, largeur, débit d'eau et taille de grain.

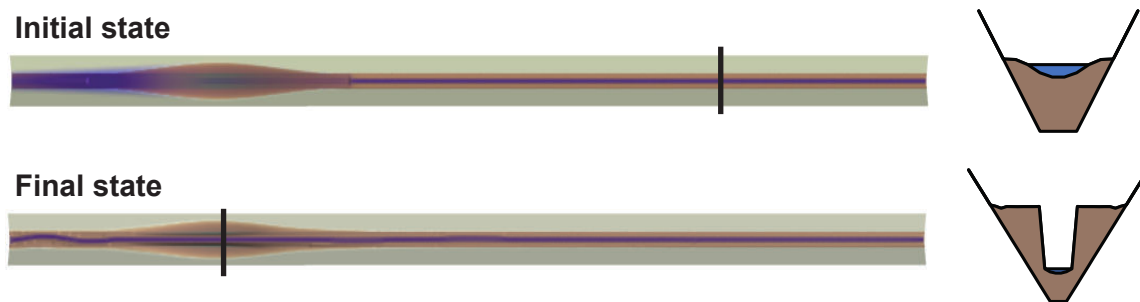


FIGURE 6.9 – A gauche : vue de dessus d'une simulation avec une couverture alluviale s'étendant sur la totalité du chenal à l'état initial et final. A droite : vues en coupe de l'épaisseur de sédiment dans le chenal. Les coupes sont effectuées au niveau des lignes noires.

La principale différence de ces simulations comparées à celles sans couverture alluviale est que la rivière est à capacité sur la totalité du chenal. D'un point de vue théorique, elle n'est pas en capacité d'exporter le glissement de terrain. Cependant, les modifications morphologiques provoqués par l'introduction et l'évacuation du pulse permet localement d'augmenter la capacité de la rivière qui peut alors propager le sédiment de la zone de dépôt vers l'aval. Les résultats obtenus lors de cette simulation montre que proportion assez limitée du glissement a été exporté hors de sa zone de dépôt. Une fois que la rivière a incisé le glissement et atteint la couverture alluviale précédant l'introduction du glissement, elle retrouve sa largeur initiale. De ce fait, les cellules les plus externes de la rivière présentent des contraintes cisailantes inférieures au seuil de transport. L'érosion latérale du glissement est donc inhibée car la rivière a atteint de nouveau un état d'équilibre.

Avec des simulations à débits effectifs, il est donc impossible dans ce contexte d'évacuer la totalité du glissement qui présente donc des temps de résidence infini. Pour palier à cela, il est nécessaire d'envisager des simulations à débits variables, les crues ayant la capacité d'éroder latéralement le dépôt et procéderait donc à son évacuation totale.

6.6.3 Profil de rivière complexe

Les lois d'export des glissements proposées concernent leur re-mobilisation hors de leurs zones de dépôt. La calcul des temps d'export des glissements hors des bassins nécessiterait de prendre en compte la complexité de la géométrie longitudinale d'un profil de rivière naturelle. En effet, les rivières peuvent présenter des changements abrupts de pentes et de largeurs qui affectent localement leurs capacités de transport. Par exemple, dans la chaîne des Alpes du Sud, la rivière de la Poerua (étudiée dans le chapitre 4) présente une

succession de gorges et de replats dans le premier kilomètre en aval de la plaine alluviale. Les gorges, généralement très étroites représentent des zones à fortes capacité de transport tandis que les replats étant plutôt larges et faiblement pentus ont une faible capacité de transport. Cette succession de géométries peut avoir une forte influence sur la rapidité d’export des glissements de terrain mais aussi sur les temps de résidence des sédiments.

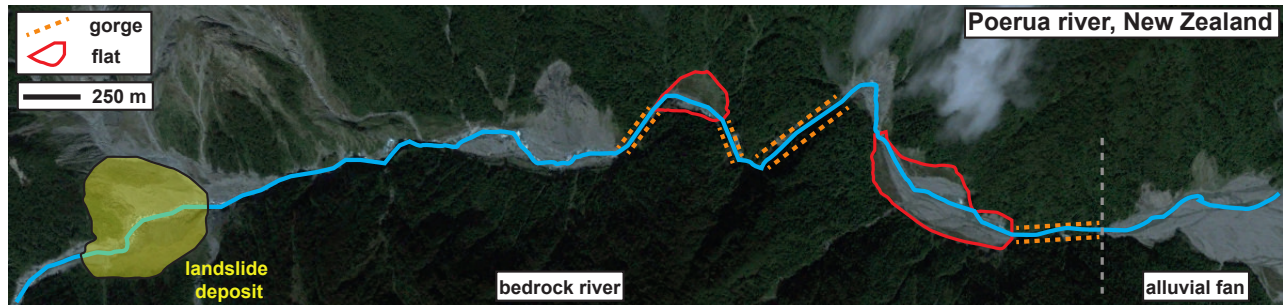


FIGURE 6.10 – Vue de dessus de la rivière Poerua montrant la succession de gorge et replat dans son profil longitudinal.

Toujours en prenant l’exemple de la Poerua, environ 50% du volume initial du glissement a été évacué dans les premières années suivant la rupture du Mount Adams. Il a été estimé qu’environ 30% du volume est stocké dans les replats de la rivière à substratum rocheux dû à ces pertes locales de capacité de transport (Fig. 6.10). Dans ce cas précis, les replats jouent un rôle de tampon en retenant une large proportion du sédiment évacué et atténue donc la quantité de volume pouvant être transféré dans la plaine alluviale. Les replats atténuent fortement les niveaux d’aggradation dans les plaines alluviales et donc les risques hydro-sédimentaires associés. La rivière a tendance à inciser verticalement les dépôts dans les replats et leur évacuation est plus progressive car elle implique une mobilité latérale de la rivière pour aller entraîner les dépôts.

L’effet des profils complexes des rivières sur les temps d’export des glissements peut être abordé avec Eros selon 2 approches :

- en mode ‘reach’ : Il est possible de créer des profils de rivières synthétiques introduisant différentes pentes et largeurs. Les effets de réductions de largeur et de pentes peuvent être étudiés systématiquement afin de définir leur influence sur la rapidité de la propagation dans le réseau fluvial, des sédiments provenant des glissements de terrain .
- en mode ‘catchment’ (bassin versant) (Fig. 6.11). Les simulations sont effectuées sur un bassin versant réel provenant d’un Modèle Numérique de Terrain. Si celui-ci est d’assez bonne résolution, les profils de rivières ont déjà leurs propres complexités avec des changements de pentes et de largeur. Il est alors possible d’étudier d’autres effets tels que ceux de la taille de grain médiane et les débits vus par le bassin versants sur l’export des glissements de terrain.

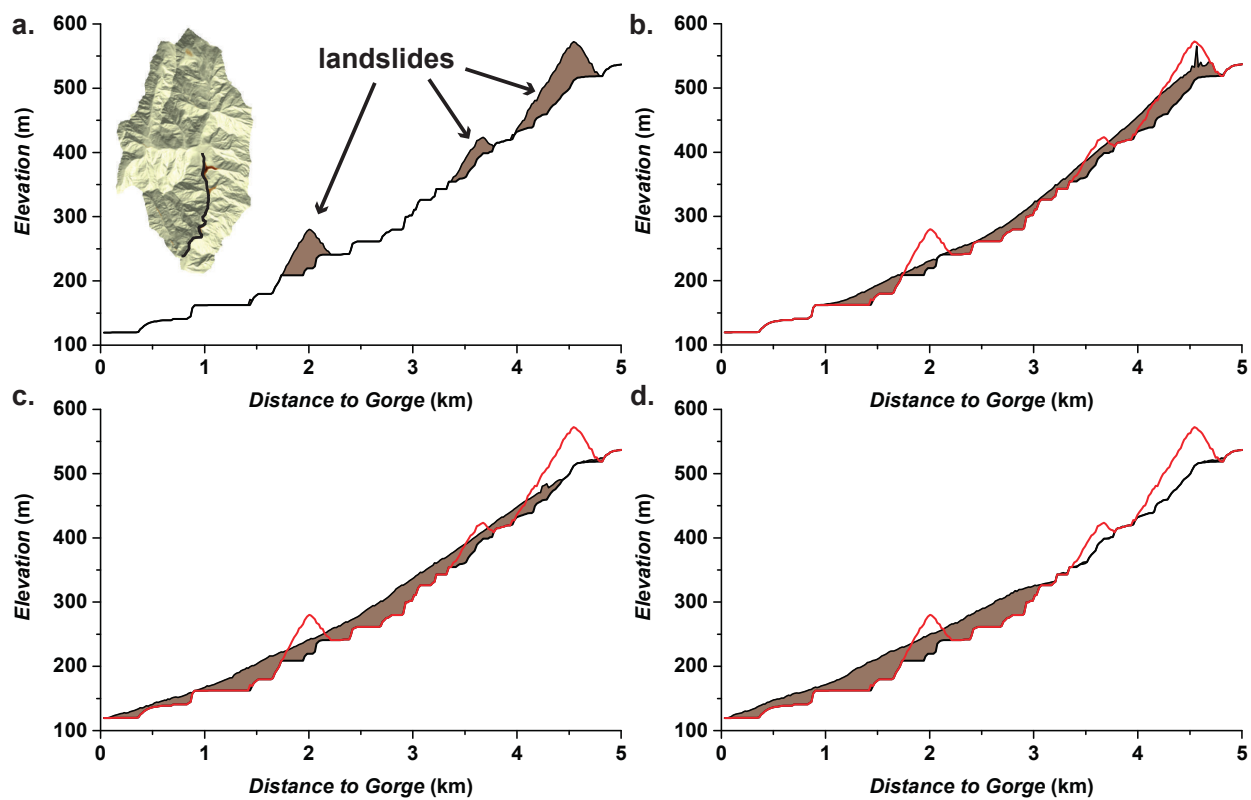


FIGURE 6.11 – Simulations numériques de l'évacuation des glissements de terrain dans le bassin versant de la Poerua en mode 'catchment'. Les graphiques montrent l'évolution temporelle de la couche sédimentaire le long du profil de la rivière. L'encart dans **a.** montre une vue de dessus du MNT de la Poerua (résolution de 25m). La courbe rouge dans les figures **b., c., d.** montre le profil initial des glissements de terrain.)

7. Conclusion générale

7.1 Résultats principaux

Ce travail a eu pour objectif d'approfondir les connaissances sur les transferts post-sismiques de sédiments grossiers de leur zones de production (les bassins versants) jusque dans leur zone de dépôt (la plaine alluviale) en utilisant une approche numérique. Les résultats principaux ont porté sur :

1. L'étude de la dynamique des transferts sédimentaires d'un bassin versant et des plaines alluviales dans un contexte post-sismique. Les études sur ce sujet sont rares et plus encore sur les transferts de sédiments grossiers. Les principaux résultats ont permis : (1) de définir une nouvelle loi d'export des sédiments issus des glissements de terrain prédisant des temps beaucoup plus faibles que ceux estimés précédemment ; (2) une meilleure compréhension de la dynamique court-terme des plaines alluviales soumises à des apports sédimentaires conséquents et plus particulièrement des paramètres contrôlant la localisation et le déclenchement des crues et des avulsions.

2. La compréhension des facteurs gouvernant les interactions entre flux sédimentaires, adaptation morphologique et capacité de transport des rivières dans différents régimes. Les différentes études nous ont permis de mettre en évidence (1) le rôle dominant de la réduction de largeur des rivières dans l'accélération de l'évacuation des glissements de terrain par rapport à l'impact de la pente ; (2) l'augmentation de la capacité de transport long-terme des rivières alluviales par des effets de confinements dû à une végétation dense sur les plaines alluviales ou à la présence de gorges ; (3) que la perte de capacité de transport due à l'effet de déconfinement à la transition gorge/plaine alluviale peut être compensée par une réduction de la largeur du ou des chenaux actifs de la rivière alluviale ; (4) que la capacité de transport long-terme du transport en charriage est dominée par la fréquence de retour des débits légèrement supérieurs au débit de pleine berge ; (5) l'influence du changement de régime des rivières alluviales soumises à des apports sédimentaires conséquents sur l'exploration latérale de la surface du cône alluvial et des aléas hydro-sédimentaires associés ; (6) l'impact de la complexité longitudinale des profils de rivière (e.g. des variations de pentes) sur la localisation des zones d'aggradation préférentielle ;

3. Une meilleure caractérisation des aléas hydro-sédimentaires dans les cônes alluviaux. L'approche utilisée a montré que (1) une prédiction correcte des aléas ne peut se faire que via la modélisation synchrone de la dynamique du transport sédimentaire et de l'écoulement hydraulique ; (2) l'évolution temporelle du système est très sensible aux conditions initiales (i.e. la topographie) et aux faibles variations d'amplitude des flux sédimentaires ; (3) le caractère stochastique intrinsèque à Eros encourage les simulations d'ensemble pour la réalisation de carte d'aléas hydro sédimentaire probabilistiques ; (4) la déforestation des plaines alluviales pourrait affecter de manière significative la résilience des plaines alluviales subissant des forçages sédimentaires élevés (ex : côte Ouest de la Nouvelle Zélande). (5) une meilleure caractérisation des processus de mobilisation des glissements de terrain aiderait à l'anticipation des risques en aval.

4. L'importance des simulations morphodynamiques en 2D. La possibilité de reproduire la dynamique des systèmes étudiés ne nous a été permis que par une approche utilisant une résolution de l'hydraulique en 2D car sans cela : (1) la pente aurait été identifiée comme le facteur dominant de l'accélération de la mobilisation des glissements de terrain prédisant des temps encore plus faibles que le cas 2D (cf. l'approche 1D) ; (2) l'étude de la dynamique des cônes alluviaux n'aurait pas été possible car la dynamique en tresses des rivières nécessite au minimum un couplage entre loi d'écoulement et de transport sédiment en 2D. Nous suggérons donc que l'étude des transferts sédimentaires court-termes ne peut être robuste qu'avec une approche morphodynamique 2D prenant en compte les interactions complexes entre flux sédimentaires, écoulement hydraulique, géométrie et capacité de transport des rivières.

La définition d'une nouvelle loi exprimant les temps d'évacuation des sédiments issus glissements de terrain hors de leur zone de dépôt constitue le résultat ayant le plus d'implications. Les temps d'export calculés à partir de cette loi donnent des valeurs beaucoup plus faibles (5-25 ans) que précédemment estimé à partir d'un modèle analytique simple (~ 100 ans) pour l'évacuation des glissements de terrain. Cela implique donc (i) une redistribution plus rapide des sédiments dans les bassins versants perturbant la dynamique des rivières sur des échelles spatiales étendues et (ii) le raccourcissement du temps de réaction des autorités pour protéger les zones sensibles aux risques hydro-sédimentaires.

Par ailleurs, le temps d'export est défini en fonction de 2 paramètres aisément estimables sur le terrain : le volume du glissement (cartographie aérienne) et la capacité de transport de la rivière à substratum rocheux (étude de terrain ou à partir de modèles numériques de terrain). Ceci est un pré-requis indispensable pour permettre la comparaison avec des données naturelles car, à terme, il sera nécessaire de confirmer les lois que nous proposons avec des données provenant de cas naturels.

La caractérisation de l'impact des grands tremblements de terre sur les paysages est actuellement asymétrique si on considère la somme des connaissances acquises sur les dynamique des versants et celles des transferts sédimentaires, souvent pointés comme une lacune dans plusieurs publications scientifiques. Si ce travail a apporté des résultats inédits sur le problème des transferts sédimentaires post-sismiques, ce sujet d'étude est encore relativement jeune et est promis à des évolutions intéressantes. Parmi ces évolutions les plus pertinentes semblent être : la simulation intégrée (i.e. prenant en compte l'ensemble du système : bassin versant + plaine alluviale), une approche stochastique pour simuler la gamme des débits vus par la rivières et le calcul conjugué des flux en charriage et en suspension. Ces aspects là n'a pas été abordés dans ce travail faute de temps mais quelques simulations préliminaires sont exposées dans la section suivante.

7.2 Perspectives et travaux en cours

7.2.1 Etude des transferts sédimentaires à l'échelle d'un bassin versant et de sa plaine alluviale

Afin de pouvoir étudier des cas se rapprochant le plus de la nature on peut imaginer des simulations Eros à partir de topographies réelles à l'échelle d'un bassin versant et de sa plaine alluviale associée. Les échelles spatiales et temporelles impliquées ici permettent encore l'utilisation d'Eros avec des temps de calculs raisonnables. Idéalement cette étude serait possible avec le couplage entre Eros et Slipos, un modèle capable de générer des ruptures de versants et le runout des glissements de terrain subséquents de manière réaliste. L'avantage de cette approche réside dans plusieurs points :

1. Slipos est utilisé pour déclencher un nombre de glissements de terrain donnant des valeurs de volumes cohérents avec un séisme de magnitude 8.
2. La connectivité entre glissements et réseau fluvial est intrinsèque à Slipos et peut être gérée par la critère d'arrêt du runout des glissements (valeur critique de la pente dynamique).

3. Les différences de capacité de transport le long du profil de rivières du à l'évolution de la géométrie et des débits en fonction de l'aire drainée permettrait d'échantillonner plusieurs valeur du rapport V_{ls}/Q_T .
4. La prise en compte des effets de cascades sédimentaires, ou autrement dit les interactions entre les glissements de terrain.
5. Pouvoir accéder au flux de sédiments réels sortant du bassins versants et au suivi des transferts de sédiments en chaque point de la topographie.
6. La caractérisation des aléas hydro-sédimentaires dans la plaine alluviale directement à partir des flux sortants du bassin versant.
7. L'utilisation de modèles numériques de terrain haute résolution est nécessaire pour prendre en compte la dynamique étudiée dans le chapitre 6 et donc les effets définis comme dominants dans l'export des glissements de terrain (i.e. les réductions de largeurs).

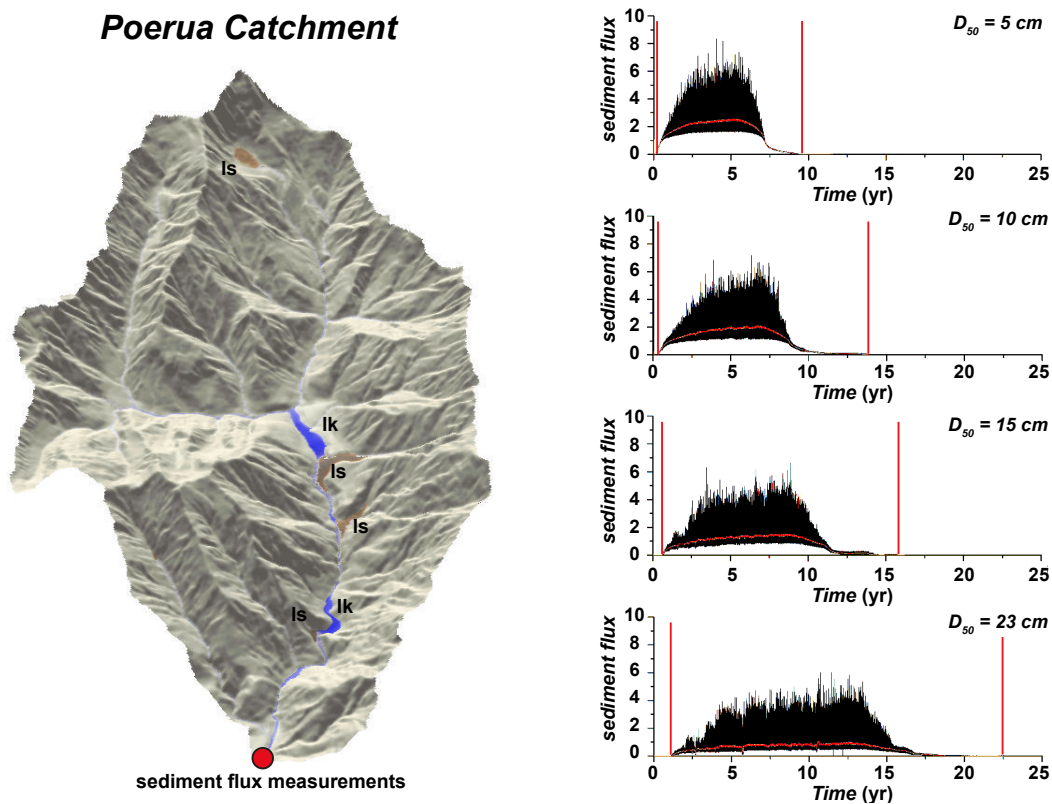


FIGURE 7.1 – Exemple de simulation Eros couplé avec Slipos sur le bassin versant de la Poerua. L'utilisation de Slipos a permis de générer plusieurs glissements de terrain distribués dans le bassin versant. Les graphiques à droite montrent l'évolution du flux sédimentaire pour différentes tailles médianes de grain. (ls : landslide, lk : lake).

La Figure 7.1 montre les résultats de quelques simulations préliminaires combinant Slipos et Eros à l'échelle d'un bassin versant. L'état initial est caractérisé par le déclenchement de 4 glissements de terrain dont 1 non connecté au réseau fluvial. Les dépôts des 3 autres ont une épaisseur suffisante pour provoquer la formation de lacs à l'aval. Les graphiques montrent l'évolution des flux sédimentaires sortants du bassin versants pour différentes tailles médianes de sédiments. La taille de grain contrôle la durée d'export et l'amplitude des flux sortants du bassin et donc entrant dans la plaine alluviale. Les différents types de signaux sédimentaires obtenus sont similaires à ceux utilisés dans l'étude des paramètres contrôlant l'aggradation dans les plaines alluviales (Chapitre 4). Ces flux pourraient alors servir à la gestion des

risques dans la plaine alluviale du bassin versant considéré toujours à l'aide du modèle morphodynamique 2D Eros. Les incertitudes sur la topographie initiale seraient éliminées par l'utilisation de modèles numériques de terrain hautes résolutions acquis par images satellites (Fig. 7.2a), ou par LiDAR terrestres (Fig. 7.2b). Ces données sont déjà disponibles pour certains cônes alluviaux de la côte Ouest de la Nouvelle Zélande dont nous avons fait l'acquisition au LiDAR terrestre : la Whataroa, la Poerua, Gaunt Creek, Potters Creek et la Waiho. Le modèle de transport sédimentaires et notamment la taille de grain pourrait être contraintes par la mesure automatique des distributions de tailles de grains sur nuages de points LiDAR développée par P. Steer (Fig. 7.2c).

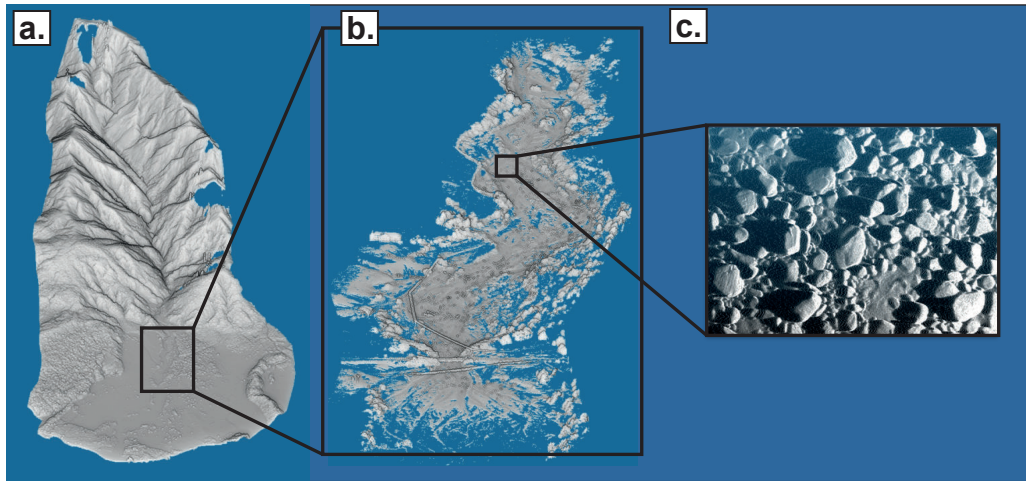


FIGURE 7.2 – Exemple de l'acquisition topographique haute résolution avec 2 méthodes différentes sur le bassin versant de Potters Creek, Nouvelle Zélande. **a.** Modèle Numérique de Terrain (MNT) obtenu par stéréogrammétrie avec des images hautes résolutions acquises par les satellites Pléiades (ERDAS Imagine). La dimension des cellules est 2 m. **b.** Nuage de points du cône alluvial de la rivière Potters Creek acquis par LiDAR terrestre. Le domaine d'acquisition s'étend sur 1.5 km de la gorge au pont de la route SH6. **c.** Le nuage de point est assez dense pour mesurer la partie grossière de la distribution de taille de grain avec une méthode numérique développée par P. Steer.

7.2.2 Etude des transferts sédimentaires à l'échelle d'une chaîne de montagnes et sur plusieurs cycles sismiques

En l'état actuel, les temps de calculs avec Eros seraient beaucoup trop longs pour permettre des simulations à l'échelle du chaîne de montagnes et sur des échelles temporelles dépassant le millier d'années. Dans ce cas, une approche semi-analytique spatialisée reprenant la même approche que celle décrite dans la section 6.3 serait plus pertinente : le calcul de la capacité de transport est effectuée sur un modèle numérique de terrain à partir du *width index*, du *steepness index* et d'une description stochastique des débits. La distribution des volumes de glissements de terrain est générée avec les relations de Malamud et al. [2004a] et Larsen et al. [2010]. Les volumes sont distribués aléatoirement sur la topographie. Le temps d'export local est calculé grâce à la loi définie dans le chapitre 6 (Fig. 7.3a). Il serait aussi possible d'utiliser la loi de Gutenberg-Richter contrôlant la fréquence d'occurrence des séismes en fonction de leurs magnitudes et de la loi Keefer [1994] ou [Marc et al., 2016a] gouvernant la production sédimentaire en fonction de la magnitude.

La figure 7.3 montre des résultats préliminaires de cette approche appliquée sur le MNT (SRTM à 90 m)

de la côté Ouest de la Nouvelle Zélande. L'évolution du nombre total de glissements et le volume sortant du système suivent une loi de décroissance exponentielle (Fig. 7.3b,c). Les plus gros glissements contrôlent le temps d'évacuation de la totalité des sédiments (Fig. 7.3a, $t = 100$ yr). Le temps d'évacuation semble aussi contrôlé par les rivières composant les ordres 1 et donc présentant une capacité de transport plus faible (Fig. 7.3d).

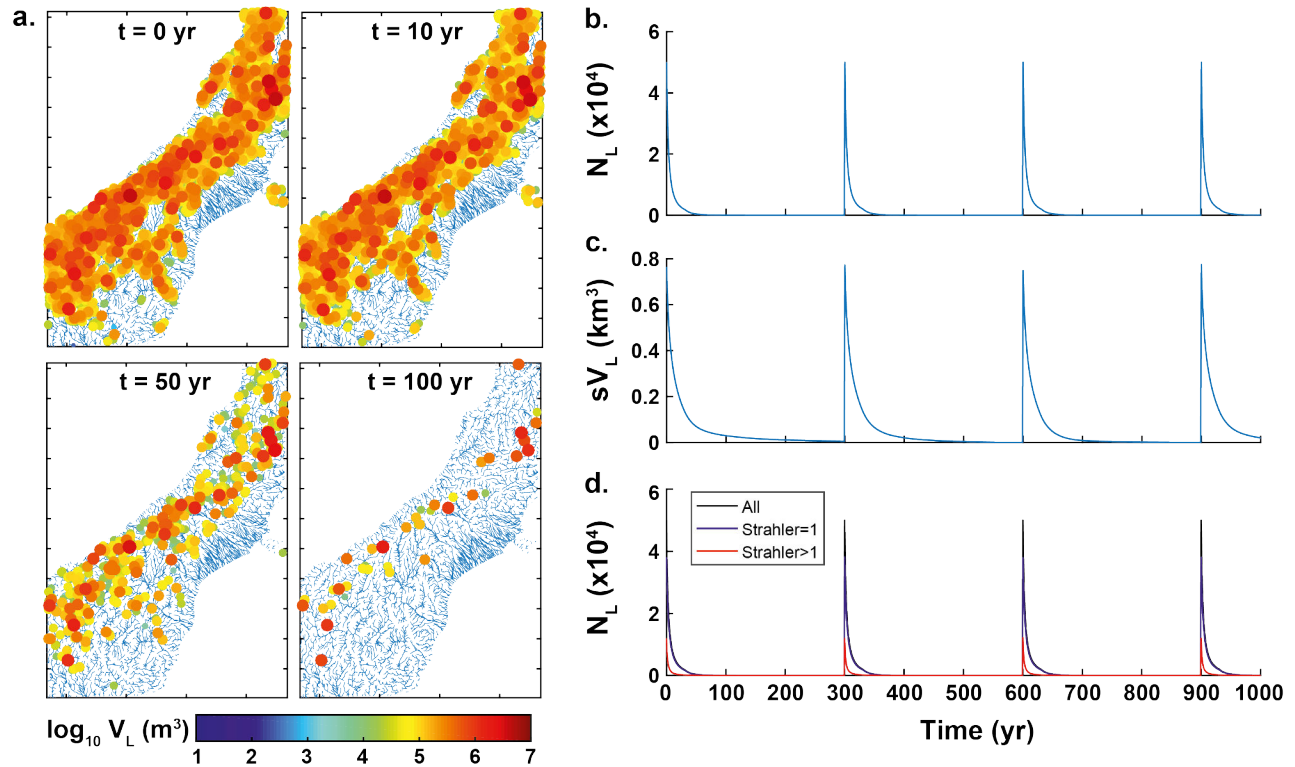


FIGURE 7.3 – **a.** Série temporelle de l'évacuation de glissements de terrain dans les Alpes du Sud en Nouvelle Zélande. Les calculs sont effectués en calculant la capacité de transport du réseau de drainage extrait du modèle numérique de terrain SRTM de la Nouvelle Zélande. Le calcul du temps d'export est effectué grâce à loi définie dans le chapitre 6. **b.** Evolution temporelle du nombre de glissements de terrain pour 4 cycles sismiques. **c.** Evolution temporelle du volume de glissement de terrain restant dans la chaîne de montagne. **d.** Partitionnement entre les différents ordres de Strahler.

Cette approche pourrait être améliorée en assignant des probabilités sur les versants les plus susceptibles de rompre en prenant en compte : la pente des versants, une carte de l'accélération verticale générée par un séisme, une carte de la cohésion des versants et aussi une fonction décrivant la connectivité entre le glissement et le réseau fluvial.

Ce genre d'approche, certes plus simple que la modélisation numérique 2D nous permettrait d'identifier le comportement des chaînes de montagnes en intégrant l'effet de plusieurs cycles sismiques. Le calcul de l'évolution des volumes sédimentaires sortants des chaînes de montagnes nous renseignerait sur la capacité des rivières à exporter la totalité des sédiments en l'espace d'un cycle sismique ou si le système stocke des sédiments. Ceci aurait des impacts forts sur la dynamique d'incision des chaînes de montagnes en périodes inter-glaciaires. Par ailleurs, la simplicité de l'approche peut être mise à profit pour étudier des comportements plus difficiles à simuler dans les simulations 2D. Par exemple, plusieurs types de chaînes de montagnes différant par leurs géométries et leurs climats peuvent être étudiées. On peut s'attendre à ce qu'une chaîne type Taiwan dominée par les typhons et la chaînes des Andes pouvant présenter des endroits

assez arides n'est pas le même type de réponse post-sismique pour un événement de même ampleur.

7.2.3 Amélioration du modèle Eros

Si la version actuelle est déjà assez poussée, plusieurs améliorations seraient envisageable pour compléter et de capturer les processus potentiellement importants sur l'étude des transferts sédimentaires post-sismiques et plus particulièrement au modèle de transport/dépôt de sédiment. Afin de simuler l'export total des glissements de terrain (charge en suspension et charriage) et non seulement de la charge grossière, il serait nécessaire d'implémenter un modèle prenant en compte plusieurs tailles de grains. Une première étape pourrait être le développement d'un modèle à deux classes de grains caractérisés par une taille médiane pour les particules fines et une autre pour les particules grossières. Ce genre de modèle est déjà implémenté dans d'autres modèles morphodynamiques 2D tels que HSTAR [Nicholas, 2013b] par exemple. Il existe par ailleurs des modèles pouvant prendre en compte une distribution de tailles de grain plus détaillée tels que Delft3D et CAESAR [Coulthard et al., 2013]. Ces modèles utilisent généralement des lois de transport sédimentaire beaucoup plus complexes. Néanmoins, dans le cas d'export de sédiments post-sismiques, il reste encore beaucoup trop d'incertitudes concernant les distributions de taille de grain et l'utilisation d'un modèle trop complexe ne ferait que les amplifier. Donc, l'utilisation d'un modèle à 2 classes de grains semble plus approprié et présente aussi l'avantage de pouvoir comparer les sorties du modèle avec des données naturelles. Par exemple, l'évolution des flux en suspension suivant les séismes de Chi-Chi et du Wenchuan sont très bien contraints [Dadson et al., 2004; Wang et al., 2015]. D'une autre façon, il serait aussi intéressant de comparer les résultats des simulations avec les signaux sédimentaires enregistrés dans les lacs dans l'île du Sud de Nouvelle Zélande. Il a été prouvé les signaux co- et post-sismiques s'enregistrent très bien dans les successions sédimentaires lacustres et peuvent être utilisée à des fins paléosismiques [Howarth et al., 2013].

Si l'on s'intéresse maintenant à l'impact du cycle sismique sur l'évolution des paysages sur une échelle temporelle un peu plus longue, il serait intéressant de prendre en compte l'influence des glissements de terrain sur l'incision du substratum rocheux [Lague, 2010; Yanites et al., 2010; Egholm et al., 2013]. Cela nécessiterait de prendre en compte l'effet couverture/outil des sédiments présent sur le lit de la rivière et donc le développement de nouvelles lois d'incision dans Eros.

L'une des limitations de l'étude réalisée dans le chapitre 5 réside dans la géométrie fixe du chenal actif de la rivière alluviale alors que les crues majeures pourraient avoir la capacité de modifier la géométrie transversale du chenal. Cette limitation pourrait être dépassée avec l'utilisation d'un modèle morphodynamique tel qu'Eros qui est capable de faire émerger des géométries de rivière fonction des forçages externes qu'elle subit. Ici, ces forçages seraient la gamme de débits journaliers vus par la rivière pouvant dont le caractère variable (i.e. la fréquence des crues) serait géré par des distributions inverse gamma présentant différentes queues de distribution. Les mêmes conditions que la chapitre 5 seraient atteintes avec l'utilisation d'un modèle de croissance de la végétation qui contrôlerait à la fois la cohésion des berges en jouant sur le coefficient d'érodabilité mais aussi sur le coefficient friction hydraulique. L'utilisation d'Eros avec une approche stochastique à l'échelle de la rivière, permettrait d'étudier avec plus de précision l'influence de la végétation riparienne et de la variabilité des débits sur la capacité de transport long terme des rivières alluviales. Le modèle étant capable de prendre en compte les rétro-actions entre amplitudes des débits, érosion des berges et croissance de la végétation.

Bibliographie

- Adams, J. (1980). Paleoseismicity of the alpine fault seismic gap, new zealand. *Geology*, 8(2) :72–76.
- Almedeij, J. H. and Diplas, P. (2003). Bedload transport in gravel-bed streams with unimodal sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(11) :896–904.
- Anderson, R. S. and Anderson, S. P. (2010). *Geomorphology : the mechanics and chemistry of landscapes*. Cambridge University Press.
- Andrews, E. and Nankervis, J. M. (1995). Effective discharge and the design of channel maintenance flows for gravel-bed rivers. *Natural and anthropogenic influences in fluvial geomorphology*, pages 151–164.
- Andrews, E. D. (1980). Effective and bankfull discharges of streams in the yampa river basin, colorado and wyoming. *Journal of Hydrology*, 46(3) :311–330.
- Andrews, E. D. (1984). Bed-material entrainment and hydraulic geometry of gravel-bed rivers in colorado. *Geological Society of America Bulletin*, 95(3) :371–378.
- Ashida, K. and Michiue, M. (1972). Studies on bed load transportation for nonuniform sediment and river bed variation. *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 14.
- Ashmore, P. (2013). Morphology and dynamics of braided rivers. *Treatise on geomorphology*, 9 :289–312.
- Barlow, J., Barisin, I., Rosser, N., Petley, D., Densmore, A., and Wright, T. (2015). Seismically-induced mass movements and volumetric fluxes resulting from the 2010 m w= 7.2 earthquake in the sierra cucapah, mexico. *Geomorphology*, 230 :138–145.
- Barry, J. J., Buffington, J. M., and King, J. G. (2004). A general power equation for predicting bed load transport rates in gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 40(10).
- Basso, S., Frascati, A., Marani, M., Schirmer, M., and Botter, G. (2015). Climatic and landscape controls on effective discharge. *Geophysical Research Letters*, 42(20) :8441–8447.
- Bates, P. D., Horritt, M. S., and Fewtrell, T. J. (2010). A simple inertial formulation of the shallow water equations for efficient two-dimensional flood inundation modelling. *Journal of Hydrology*, 387(1) :33–45.
- Beavan, J., Moore, M., Pearson, C., Henderson, M., Parsons, B., Bourne, S., England, P., Walcott, D., Blick, G., Darby, D., et al. (1999). Crustal deformation during 1994–1998 due to oblique continental collision in the central southern alps, new zealand, and implications for seismic potential of the alpine fault. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 104(B11) :25233–25255.
- Benda, L. and Dunne, T. (1997). Stochastic forcing of sediment routing and storage in channel networks. *Water Resources Research*, 33(12) :2865–2880.
- Berryman, K. R., Cochran, U. A., Clark, K. J., Biasi, G. P., Langridge, R. M., and Villamor, P. (2012). Major earthquakes occur regularly on an isolated plate boundary fault. *Science*, 336(6089) :1690–1693.
- Braun, J. and Sambridge, M. (1997). Modelling landscape evolution on geological time scales : a new method based on irregular spatial discretization. *Basin Research*, 9(1) :27–52.
- Braun, J. and Willett, S. D. (2013). A very efficient o (n), implicit and parallel method to solve the stream power equation governing fluvial incision and landscape evolution. *Geomorphology*, 180 :170–179.
- Bray, D. (1982). Regime equations for gravel-bed rivers. *Gravel-bed rivers*, pages 517–542.
- Burbank, D. W., Leland, J., Fielding, E., Anderson, R. S., Brozovic, N., Reid, M. R., Duncan, C., et al.

- (1996). Bedrock incision, rock uplift and threshold hillslopes in the northwestern himalayas. *Nature*, 379(6565) :505–510.
- Camenen, B. (2007). Simple and general formula for the settling velocity of particles. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(2) :229–233.
- Carretier, S. and Lucazeau, F. (2005). How does alluvial sedimentation at range fronts modify the erosional dynamics of mountain catchments? *Basin research*, 17(3) :361–381.
- Carretier, S., Regard, V., Vassallo, R., Aguilar, G., Martinod, J., Riquelme, R., Pepin, E., Charrier, R., Hérail, G., Fariás, M., et al. (2013). Slope and climate variability control of erosion in the andes of central chile. *Geology*, 41(2) :195–198.
- Charru, F. (2006). Selection of the ripple length on a granular bed sheared by a liquid flow. *Physics of Fluids (1994-present)*, 18(12) :121508.
- Chase, C. G. (1992). Fluvial landsculpting and the fractal dimension of topography. *Geomorphology*, 5(1) :39–57.
- Chigira, M., Wu, X., Inokuchi, T., and Wang, G. (2010). Landslides induced by the 2008 wenchuan earthquake, sichuan, china. *Geomorphology*, 118(3) :225–238.
- Chow, V. T. (1959). Open channel hydraulics.
- Clarke, B. A. and Burbank, D. W. (2010). Bedrock fracturing, threshold hillslopes, and limits to the magnitude of bedrock landslides. *Earth and Planetary Science Letters*, 297(3) :577–586.
- Cooper, A. and Norris, R. (1990). Estimates for the timing of the last coseismic displacement on the alpine fault, northern fiordland, new zealand. *New Zealand journal of geology and geophysics*, 33(2) :303–307.
- Costa, J. E. and O'Connor, J. E. (1995). Geomorphically effective floods. *Natural and anthropogenic influences in fluvial geomorphology*, pages 45–56.
- Costa, J. E. and Schuster, R. L. (1988). The formation and failure of natural dams. *Geological society of America bulletin*, 100(7) :1054–1068.
- Costa, J. E. and Schuster, R. L. (1991). Documented historical landslide dams from around the world. Technical report, US Geological Survey.
- Coulthard, T., Hicks, D., and Van De Wiel, M. J. (2007). Cellular modelling of river catchments and reaches : Advantages, limitations and prospects. *Geomorphology*, 90(3) :192–207.
- Coulthard, T., Macklin, M., and Kirkby, M. (2002). A cellular model of holocene upland river basin and alluvial fan evolution. *Earth Surface Processes and Landforms*, 27(3) :269–288.
- Coulthard, T., Wiel, M., Van De, J., et al. (2006). A cellular model of river meandering. *Earth Surface Processes and Landforms*, 31(1) :123–132.
- Coulthard, T. J., Neal, J. C., Bates, P. D., Ramirez, J., Almeida, G. A., and Hancock, G. R. (2013). Integrating the lisflood-fp 2d hydrodynamic model with the caesar model : implications for modelling landscape evolution. *Earth Surface Processes and Landforms*.
- Cox, S. C., Stirling, M. W., Herman, F., Gerstenberger, M., and Ristau, J. (2012). Potentially active faults in the rapidly eroding landscape adjacent to the alpine fault, central southern alps, new zealand. *Tectonics*, 31(2).
- Crave, A. and Davy, P. (2001). A stochastic precipiton model for simulating erosion/sedimentation dynamics. *Computers & Geosciences*, 27(7) :815–827.
- Crowder, D. W. and Knapp, H. V. (2005). Effective discharge recurrence intervals of illinois streams. *Geomorphology*, 64(3) :167–184.
- Cui, P., Zhu, Y.-y., Han, Y.-s., Chen, X.-q., and Zhuang, J.-q. (2009). The 12 may wenchuan earthquake-induced landslide lakes : distribution and preliminary risk evaluation. *Landslides*, 6(3) :209–223.
- Cui, Y. and Parker, G. (2005). Numerical model of sediment pulses and sediment-supply disturbances in mountain rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 131(8) :646–656.
- Cui, Y., Parker, G., Lisle, T. E., Gott, J., Hansler-Ball, M. E., Pizzuto, J. E., Allmendinger, N. E., and Reed,

- J. M. (2003a). Sediment pulses in mountain rivers : 1. experiments. *Water Resources Research*, 39(9).
- Cui, Y., Parker, G., Pizzuto, J., and Lisle, T. E. (2003b). Sediment pulses in mountain rivers : 2. comparison between experiments and numerical predictions. *Water Resources Research*, 39(9).
- Dadson, S. J., Hovius, N., Chen, H., Dade, W. B., Hsieh, M.-L., Willett, S. D., Hu, J.-C., Horng, M.-J., Chen, M.-C., Stark, C. P., et al. (2003). Links between erosion, runoff variability and seismicity in the taiwan orogen. *Nature*, 426(6967) :648–651.
- Dadson, S. J., Hovius, N., Chen, H., Dade, W. B., Lin, J.-C., Hsu, M.-L., Lin, C.-W., Horng, M.-J., Chen, T.-C., Milliman, J., et al. (2004). Earthquake-triggered increase in sediment delivery from an active mountain belt. *Geology*, 32(8) :733–736.
- Davies, T., Manville, V., Kunz, M., and Donadini, L. (2007). Modeling landslide dambreak flood magnitudes : Case study. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(7) :713–720.
- Davies, T. R., McSaveney, M., et al. (2006). Geomorphic constraints on the management of bedload-dominated rivers. *Journal of Hydrology (New Zealand)*, 45(2) :111.
- Davy, P. and Crave, A. (2000). Upscaling local-scale transport processes in large-scale relief dynamics. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A : Solid Earth and Geodesy*, 25(6) :533–541.
- Davy, P. and Lague, D. (2009). Fluvial erosion/transport equation of landscape evolution models revisited. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 114(F3).
- De Pascale, G. and Langridge, R. (2012). New on-fault evidence for a great earthquake in ad 1717, central alpine fault, new zealand. *Geology*, 40(9) :791–794.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D., and Stein, S. (1990). Current plate motions. *Geophysical journal international*, 101(2) :425–478.
- Densmore, A. L., Allen, P. A., and Simpson, G. (2007). Development and response of a coupled catchment fan system under changing tectonic and climatic forcing. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112(F1).
- Densmore, A. L. and Hovius, N. (2000). Topographic fingerprints of bedrock landslides. *Geology*, 28(4) :371–374.
- Dey, S. (2003). Threshold of sediment motion on combined transverse and longitudinal sloping beds. *Journal of Hydraulic Research*, 41(4) :405–415.
- DiBiase, R. A. and Whipple, K. X. (2011). The influence of erosion thresholds and runoff variability on the relationships among topography, climate, and erosion rate. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 116(F4).
- Dietrich, W. E. (1982). Settling velocity of natural particles. *Water resources research*, 18(6) :1615–1626.
- Doeschl-Wilson, A. B. and Ashmore, P. E. (2005). Assessing a numerical cellular braided-stream model with a physical model. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(5) :519–540.
- Doyle, M. W. and Shields, C. A. (2008). An alternative measure of discharge effectiveness. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(2) :308–316.
- Egholm, D. L., Knudsen, M. F., and Sandiford, M. (2013). Lifespan of mountain ranges scaled by feedbacks between landsliding and erosion by rivers. *Nature*, 498(7455) :475–478.
- Einstein, H. A. (1950). *The bed-load function for sediment transportation in open channel flows*. Number 1026. US Department of Agriculture.
- Emmett, W. W. and Wolman, M. G. (2001). Effective discharge and gravel-bed rivers. *Earth Surface Processes and Landforms*, 26(13) :1369–1380.
- Engelund, F. (1974). Flow and bed topography in channel bends. *Journal of the Hydraulics Division*, 100(Proc. Paper 10963).
- Engelund, F. and Fredsoe, J. (1976). A sediment transport model for straight alluvial channels. *Hydrology Research*, 7(5) :293–306.
- Engelund, F. and Hansen, E. (1967). A monograph on sediment transport in alluvial streams. Technical

- report, TEKNISKFORLAG Skelbreggade 4 Copenhagen V, Denmark.
- Ferguson, R. (2010). Time to abandon the manning equation? *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(15) :1873–1876.
- Ferguson, R. (2012). Reach-scale flow resistance. *Treatise on Geomorphology, Fluvial Geomorphology*, edited by J. Schroder and E. Wohl, (Elsevier, New York), 9.
- Ferguson, R., Church, M., Rennie, C., and Venditti, J. (2015). Reconstructing a sediment pulse : Modeling the effect of placer mining on fraser river, canada. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 120(7) :1436–1454.
- Ferguson, R. I., Cudden, J. R., Hoey, T. B., and Rice, S. P. (2006). River system discontinuities due to lateral inputs : generic styles and controls. *Earth surface processes and landforms*, 31(9) :1149–1166.
- Fernandez Luque, R. and Van Beek, R. (1976). Erosion and transport of bed-load sediment. *Journal of Hydraulic Research*, 14(2) :127–144.
- Gallen, S. F., Clark, M. K., and Godt, J. W. (2015). Coseismic landslides reveal near-surface rock strength in a high-relief, tectonically active setting. *Geology*, 43(1) :11–14.
- Gintz, D., Hassan, M. A., and SCHMIDT, K.-H. (1996). Frequency and magnitude of bedload transport in a mountain river. *Earth Surface Processes and Landforms*, 21(5) :433–445.
- Gomez, B. and Church, M. (1989). An assessment of bed load sediment transport formulae for gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 25(6) :1161–1186.
- Griffiths, G. A. and McSaveney, M. (1983). Distribution of mean annual precipitation across some steepland regions of new zealand. *New Zealand journal of science*, 26(2) :197–209.
- Guzzetti, F., Malamud, B. D., Turcotte, D. L., and Reichenbach, P. (2002). Power-law correlations of landslide areas in central italy. *Earth and Planetary Science Letters*, 195(3) :169–183.
- Guzzetti, F., Mondini, A. C., Cardinali, M., Fiorucci, F., Santangelo, M., and Chang, K.-T. (2012). Landslide inventory maps : New tools for an old problem. *Earth-Science Reviews*, 112(1) :42–66.
- Hancox, G. T., McSaveney, M. J., Manville, V. R., and Davies, T. R. (2005). The october 1999 mt adams rock avalanche and subsequent landslide dam-break flood and effects in poerua river, westland, new zealand. *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, 48(4) :683–705.
- Henderson, R. and Thompson, S. (1999). Extreme rainfalls in the southern alps of new zealand. *Journal of Hydrology (NZ)*, 38(2) :309–330.
- Herman, F. and Braun, J. (2006). Fluvial response to horizontal shortening and glaciations : a study in the southern alps of new zealand. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 111(F1).
- Herman, F., Rhodes, E. J., Braun, J., and Heiniger, L. (2010). Uniform erosion rates and relief amplitude during glacial cycles in the southern alps of new zealand, as revealed from osl-thermochronology. *Earth and Planetary Science Letters*, 297(1) :183–189.
- Hey, R. D. and Thorne, C. R. (1986). Stable channels with mobile gravel beds. *Journal of Hydraulic Engineering*, 112(8) :671–689.
- Hoffman, D. F. and Gabet, E. J. (2007). Effects of sediment pulses on channel morphology in a gravel-bed river. *Geological Society of America Bulletin*, 119(1-2) :116–125.
- Houssais, M. and Lajeunesse, E. (2012). Bedload transport of a bimodal sediment bed. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 117(F4).
- Hovius, N., Meunier, P., Lin, C.-W., Chen, H., Chen, Y.-G., Dadson, S., Horng, M.-J., and Lines, M. (2011). Prolonged seismically induced erosion and the mass balance of a large earthquake. *Earth and Planetary Science Letters*, 304(3) :347–355.
- Hovius, N., Stark, C. P., and Allen, P. A. (1997). Sediment flux from a mountain belt derived by landslide mapping. *Geology*, 25(3) :231–234.
- Howarth, J. D., Fitzsimons, S. J., Jacobsen, G. E., Vandergoes, M. J., and Norris, R. J. (2013). Identifying a reliable target fraction for radiocarbon dating sedimentary records from lakes. *Quaternary Geochrono-*

- logy, 17 :68–80.
- Ikeda, S. (1982). Lateral bed load transport on side slopes. In *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, volume 108.
- Ikeda, S., Parker, G., and Sawai, K. (1981). Bend theory of river meanders. part 1. linear development. *Journal of Fluid Mechanics*, 112 :363–377.
- Iverson, R. M. (2000). Landslide triggering by rain infiltration. *Water resources research*, 36(7) :1897–1910.
- Jerolmack, D. J. and Paola, C. (2007). Complexity in a cellular model of river avulsion. *Geomorphology*, 91(3) :259–270.
- Kamp, P. J., Green, P. F., and White, S. H. (1989). Fission track analysis reveals character of collisional tectonics in new zealand. *Tectonics*, 8(2) :169–195.
- Kamp, P. J. and Tippett, J. M. (1993). Dynamics of pacific plate crust in the south island (new zealand) zone of oblique continent-continent convergence. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 98(B9) :16105–16118.
- Keefer, D. (2013). Landslides generated by earthquakes :immediate and long-term effects. *Treatise of Geomorphology*, 5 :250–266.
- Keefer, D. K. (1984). Landslides caused by earthquakes. *Geological Society of America Bulletin*, 95(4) :406–421.
- Keefer, D. K. (1994). The importance of earthquake-induced landslides to long-term slope erosion and slope-failure hazards in seismically active regions. *Geomorphology*, 10(1) :265–284.
- Keefer, D. K. (1999). Earthquake-induced landslides and their effects on alluvial fans. *Journal of Sedimentary Research*, 69(1).
- Kleinans, M. G. (2010). Sorting out river channel patterns. *Progress in Physical Geography*, 34(3) :287–326.
- Kleinans, M. G. and van den Berg, J. H. (2011). River channel and bar patterns explained and predicted by an empirical and a physics-based method. *Earth Surface Processes and Landforms*, 36(6) :721–738.
- Kooi, H. and Beaumont, C. (1994). Escarpment evolution on high-elevation rifted margins : Insights derived from a surface processes model that combines diffusion, advection, and reaction. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 99(B6) :12191–12209.
- Korup, O. (2004a). Geomorphometric characteristics of new zealand landslide dams. *Engineering Geology*, 73(1) :13–35.
- Korup, O. (2004b). Landslide-induced river channel avulsions in mountain catchments of southwest new zealand. *Geomorphology*, 63(1) :57–80.
- Korup, O. (2005). Geomorphic hazard assessment of landslide dams in south westland, new zealand : fundamental problems and approaches. *Geomorphology*, 66(1) :167–188.
- Korup, O., Densmore, A. L., and Schlunegger, F. (2010). The role of landslides in mountain range evolution. *Geomorphology*, 120(1) :77–90.
- Kritikos, T. (2013). *Geomorphic Hazard Analyses in Tectonically-Active Mountains : Application to the Western Southern Alps, New Zealand*. PhD thesis, University of Canterbury.
- Lague, D. (2010). Reduction of long-term bedrock incision efficiency by short-term alluvial cover intermittency. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 115(F2).
- Lague, D. (2014). The stream power river incision model : evidence, theory and beyond. *Earth Surface Processes and Landforms*, 39(1) :38–61.
- Lague, D., Crave, A., and Davy, P. (2003). Laboratory experiments simulating the geomorphic response to tectonic uplift. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth (1978–2012)*, 108(B1) :ETG–3.
- Lague, D., Hovius, N., and Davy, P. (2005). Discharge, discharge variability, and the bedrock channel profile. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface (2003–2012)*, 110(F4).

- Lajeunesse, E., Malverti, L., and Charru, F. (2010). Bed load transport in turbulent flow at the grain scale : Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* (2003–2012), 115(F4).
- Larsen, I. J., Montgomery, D. R., and Korup, O. (2010). Landslide erosion controlled by hillslope material. *Nature Geoscience*, 3(4) :247–251.
- Li, G., West, A. J., Densmore, A. L., Hammond, D. E., Jin, Z., Zhang, F., Wang, J., and Hilton, R. G. (2016). Connectivity of earthquake-triggered landslides with the fluvial network : Implications for landslide sediment transport after the 2008 wenchuan earthquake. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 121(4) :703–724.
- Li, G., West, A. J., Densmore, A. L., Jin, Z., Parker, R. N., and Hilton, R. G. (2014). Seismic mountain building : Landslides associated with the 2008 wenchuan earthquake in the context of a generalized model for earthquake volume balance. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 15(4) :833–844.
- Lisle, T. E., Cui, Y., Parker, G., Pizzuto, J. E., and Dodd, A. M. (2001). The dominance of dispersion in the evolution of bed material waves in gravel-bed rivers. *Earth Surface Processes and Landforms*, 26(13) :1409–1420.
- Lisle, T. E., Pizzuto, J. E., Ikeda, H., Iseya, F., and Kodama, Y. (1997). Evolution of a sediment wave in an experimental channel. *Water Resources Research*, 33(8) :1971–1981.
- Loewenherz, D. S. (1991). Stability and the initiation of channelized surface drainage : a reassessment of the short wavelength limit. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 96(B5) :8453–8464.
- Loget, N., Davy, P., and Van den Driessche, J. (2006). Mesoscale fluvial erosion parameters deduced from modeling the mediterranean sea level drop during the messinian (late miocene). *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 111(F3).
- Madej, M. A. (2001). Development of channel organization and roughness following sediment pulses in single-thread, gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 37(8) :2259–2272.
- Malamud, B. D., Turcotte, D. L., Guzzetti, F., and Reichenbach, P. (2004a). Landslide inventories and their statistical properties. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(6) :687–711.
- Malamud, B. D., Turcotte, D. L., Guzzetti, F., and Reichenbach, P. (2004b). Landslides, earthquakes, and erosion. *Earth and Planetary Science Letters*, 229(1) :45–59.
- Marc, O. and Hovius, N. (2015). Amalgamation in landslide maps : effects and automatic detection. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 15(4) :723–733.
- Marc, O., Hovius, N., and Meunier, P. (2016a). The mass balance of earthquakes and earthquake sequences. *Geophysical Research Letters*, 43(8) :3708–3716.
- Marc, O., Hovius, N., Meunier, P., Gorum, T., and Uchida, T. (2016b). A seismologically consistent expression for the total area and volume of earthquake-triggered landsliding. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 121(4) :640–663.
- Marshak, S. (2016). *Essentials of Geology*. W. W. Norton & Company ; 5 edition.
- Meunier, P., Hovius, N., and Haines, A. J. (2007). Regional patterns of earthquake-triggered landslides and their relation to ground motion. *Geophysical Research Letters*, 34(20) :L20408.
- Meunier, P., Hovius, N., and Haines, J. A. (2008). Topographic site effects and the location of earthquake induced landslides. *Earth and Planetary Science Letters*, 275(3) :221–232.
- Meyer-Peter, E. and Muller, R. (1948). Formulas for bed-load transport. IAHR.
- Millar, R. G. (2005). Theoretical regime equations for mobile gravel-bed rivers with stable banks. *Geomorphology*, 64(3) :207–220.
- Molnar, P., Anderson, R. S., Kier, G., and Rose, J. (2006). Relationships among probability distributions of stream discharges in floods, climate, bed load transport, and river incision. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 111(F2).
- Moulin, L. (2009). *Instabilites en tresses des systemes fluviatiles : etudes de rivieres de Nouvelle-Zelande et modelisation*. PhD thesis, Geosciences Rennes.

- Murray, A. B. and Paola, C. (1994). A cellular model of braided rivers. *Nature*, 371(6492) :54–57.
- Murray, A. B. and Paola, C. (1997). Properties of a cellular braided-stream model. *Earth Surface Processes and Landforms*, 22(11) :1001–1025.
- Nanson, G. C. and Huang, H. Q. (2008). Least action principle, equilibrium states, iterative adjustment and the stability of alluvial channels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(6) :923–942.
- Nelson, A. and Dubé, K. (2016). Channel response to an extreme flood and sediment pulse in a mixed bedrock and gravel-bed river. *Earth Surface Processes and Landforms*, 41(2) :178–195.
- Newmark, N. (1965). Effects of earthquakes on dams and embankments. *Geotechnique*, 15(2) :139–160.
- Nicholas, A. (2013a). Morphodynamic diversity of the worlds largest rivers. *Geology*, 41(4) :475–478.
- Nicholas, A. (2013b). Morphodynamic modeling of rivers and floodplains. *Treatise of Geomorphology*, 2 :160–179.
- Nicholas, A. P. (2005). Cellular modelling in fluvial geomorphology. *Earth Surface Processes and Landforms*, 30(5) :645–649.
- Nicholas, A. P. (2013c). Modelling the continuum of river channel patterns. *Earth Surface Processes and Landforms*, 38(10) :1187–1196.
- Orndorff, R. L. and Glonek, L. A. (2004). Effective and bankfull discharge in great basin national park, nevada. *Journal of the Arizona-Nevada Academy of Science*, pages 103–110.
- Ouimet, W. B. (2010). Landslides associated with the may 12, 2008 wenchuan earthquake : Implications for the erosion and tectonic evolution of the longmen shan. *Tectonophysics*, 491(1) :244–252.
- Ouimet, W. B. (2011). The hills came tumbling down. *Nat. Geosci*, 4 :424–425.
- Parker, C., Clifford, N. J., and Thorne, C. R. (2011). Understanding the influence of slope on the threshold of coarse grain motion : Revisiting critical stream power. *Geomorphology*, 126(1) :51–65.
- Parker, G. (1979). Hydraulic geometry of active gravel rivers. *Journal of the Hydraulics Division*, 105(9) :1185–1201.
- Parker, G. (1990). Surface-based bedload transport relation for gravel rivers. *Journal of hydraulic research*, 28(4) :417–436.
- Parker, G. (2004). *1D Sediment transport morphodynamics with application to rivers and turbidity currents*.
- Parker, G., Wilcock, P. R., Paola, C., Dietrich, W. E., and Pitlick, J. (2007). Physical basis for quasi-universal relations describing bankfull hydraulic geometry of single-thread gravel bed rivers. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 112(F4).
- Parker, R., Hancox, G., Petley, D., Massey, C., Densmore, A., and Rosser, N. (2015). Spatial distributions of earthquake-induced landslides and hillslope preconditioning in northwest south island, new zealand. *Earth Surface Dynamics Discussions*, 3(1) :1–52.
- Parsons, J. A. and Fonstad, M. A. (2007). A cellular automata model of surface water flow. *Hydrological processes*, 21(16) :2189–2195.
- Pearce, A. J. and Watson, A. (1986). Effects of earthquake-induced landslides on sediment budget and transport over a 50-yr period. *Geology*, 14(1) :52–55.
- Phillips, C. B. and Jerolmack, D. J. (2016). Self-organization of river channels as a critical filter on climate signals. *Science*, 352(6286) :694–697.
- Powell, D. M. (2014). Flow resistance in gravel-bed rivers : Progress in research. *Earth-Science Reviews*, 136 :301–338.
- Recking, A. (2010). A comparison between flume and field bed load transport data and consequences for surface-based bed load transport prediction. *Water Resources Research*, 46(3).
- Recking, A., Liébault, F., Peteuil, C., and Jolimet, T. (2012). Testing bedload transport equations with consideration of time scales. *Earth Surface Processes and Landforms*, 37(7) :774–789.
- Reid, I., Powell, D. M., and Laronne, J. B. (1996). Prediction of bed-load transport by desert flash floods.

- Journal of Hydraulic Engineering*, 122(3) :170–173.
- Robinson, T. and Davies, T. (2013). Review article : Potential geomorphic consequences of a future great (mw = 8.0+) alpine fault earthquake, south island, new zealand. *Natural Hazards and Earth System Science*, 13(9) :2279–2299.
- Robinson, T., Davies, T., Wilson, T., and Orchiston, C. (2016). Coseismic landsliding estimates for an alpine fault earthquake and the consequences for erosion of the southern alps, new zealand. *Geomorphology*, 263 :71–86.
- Schmidt, K. M. and Montgomery, D. R. (1995). Limits to relief. *Science*, 270(5236) :617–620.
- Schumann, G.-P., Neal, J., Voisin, N., Andreadis, K., Pappenberger, F., Phanthuwongpakdee, N., Hall, A., and Bates, P. (2013). A first large-scale flood inundation forecasting model. *Water Resources Research*.
- Schuurman, F., Marra, W. A., and Kleinhans, M. G. (2013). Physics-based modeling of large braided sand-bed rivers : Bar pattern formation, dynamics, and sensitivity. *Journal of geophysical research : Earth Surface*, 118(4) :2509–2527.
- Sekine, M. and Parker, G. (1992). Bed-load transport on transverse slope. i. *Journal of Hydraulic Engineering*, 118(4) :513–535.
- Shields, A. (1936). Anwendung der aehnlichkeitsmechanik und der turbulenzforschung auf die geschiebebewegung. Technical report, Preussischen Versuchsanstalt für Wasserbau.
- Sklar, L. S., Fadde, J., Venditti, J. G., Nelson, P., Wyzga, M. A., Cui, Y., and Dietrich, W. E. (2009). Translation and dispersion of sediment pulses in flume experiments simulating gravel augmentation below dams. *Water resources research*, 45(8).
- Smith, T. R. and Bretherton, F. P. (1972). Stability and the conservation of mass in drainage basin evolution. *Water Resources Research*, 8(6) :1506–1529.
- Sutherland, D. G., Ball, M. H., Hilton, S. J., and Lisle, T. E. (2002). Evolution of a landslide-induced sediment wave in the navarro river, california. *Geological Society of America Bulletin*, 114(8) :1036–1048.
- Sutherland, R., Eberhart-Phillips, D., Harris, R., Stern, T., Beavan, J., Ellis, S., Henrys, S., Cox, S., Norris, R., Berryman, K., et al. (2007). Do great earthquakes occur on the alpine fault in central south island, new zealand? *A continental plate boundary : tectonics at South Island, New Zealand*, pages 235–251.
- Sutherland, R. and Norris, R. (1995). Late quaternary displacement rate, paleoseismicity, and geomorphic evolution of the alpine fault : evidence from hokuri creek, south westland, new zealand. *New Zealand journal of geology and geophysics*, 38(4) :419–430.
- Tait, A., Henderson, R., Turner, R., and Zheng, X. (2006). Thin plate smoothing spline interpolation of daily rainfall for new zealand using a climatological rainfall surface. *International Journal of Climatology*, 26(14) :2097–2115.
- Talmon, A., Struiksmas, N., and Van Mierlo, M. (1995). Laboratory measurements of the direction of sediment transport on transverse alluvial-bed slopes. *Journal of Hydraulic Research*, 33(4) :495–517.
- Thomas, R. and Nicholas, A. (2002). Simulation of braided river flow using a new cellular routing scheme. *Geomorphology*, 43(3) :179–195.
- Tippett, J. M. and Kamp, P. J. (1993). Fission track analysis of the late cenozoic vertical kinematics of continental pacific crust, south island, new zealand. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 98(B9) :16119–16148.
- Tucker, G., Lancaster, S., Gasparini, N., and Bras, R. (2001). The channel-hillslope integrated landscape development model (child). In *Landscape erosion and evolution modeling*, pages 349–388. Springer.
- Tucker, G. E. (2004). Drainage basin sensitivity to tectonic and climatic forcing : Implications of a stochastic model for the role of entrainment and erosion thresholds. *Earth Surface Processes and Landforms*, 29(2) :185–205.
- Tucker, G. E. and Hancock, G. R. (2010). Modelling landscape evolution. *Earth Surface Processes and Landforms*, 35(1) :28–50.

- Turcotte, D. and Greene, L. (1993). A scale-invariant approach to flood-frequency analysis. *Stochastic hydrology and hydraulics*, 7(1) :33–40.
- Turowski, J. M., Hovius, N., Meng-Long, H., Lague, D., and Men-Chiang, C. (2008). Distribution of erosion across bedrock channels. *Earth Surface Processes and Landforms*, 33(3) :353–363.
- Van De Wiel, M. J., Coulthard, T. J., Macklin, M. G., and Lewin, J. (2007). Embedding reach-scale fluvial dynamics within the caesar cellular automaton landscape evolution model. *Geomorphology*, 90(3) :283–301.
- Venditti, J., Dietrich, W., Nelson, P., Wydzga, M., Fadde, J., and Sklar, L. (2010). Effect of sediment pulse grain size on sediment transport rates and bed mobility in gravel bed rivers. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 115(F3).
- Wang, J., Jin, Z., Hilton, R. G., Zhang, F., Densmore, A. L., Li, G., and West, A. J. (2015). Controls on fluvial evacuation of sediment from earthquake-triggered landslides. *Geology*, 43(2) :115–118.
- Wellman, H. (1979). An uplift map for the south island of new zealand, and a model for uplift of the southern alps. *Royal Society of New Zealand Bulletin*, 18 :13–20.
- Wells, A., Yetton, M. D., Duncan, R. P., and Stewart, G. H. (1999). Prehistoric dates of the most recent alpine fault earthquakes, new zealand. *Geology*, 27(11) :995–998.
- West, A. J., Hetzel, R., Li, G., Jin, Z., Zhang, F., Hilton, R. G., and Densmore, A. L. (2014). Dilution of 10 be in detrital quartz by earthquake-induced landslides : Implications for determining denudation rates and potential to provide insights into landslide sediment dynamics. *Earth and Planetary Science Letters*, 396 :143–153.
- Wilcock, P. R. and Crowe, J. C. (2003). Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(2) :120–128.
- Wolman, M. G. and Miller, J. P. (1960). Magnitude and frequency of forces in geomorphic processes. *The Journal of Geology*, pages 54–74.
- Yang, C. T. and Huang, C. (2001). Applicability of sediment transport formulas. *International Journal of Sediment Research*, 16(3) :335–353.
- Yanites, B. J., Tucker, G. E., Mueller, K. J., and Chen, Y.-G. (2010). How rivers react to large earthquakes : Evidence from central taiwan. *Geology*, 38(7) :639–642.
- Yetton, M. D. (1998). Progress in understanding the paleoseismicity of the central and northern alpine fault, westland, new zealand. *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, 41(4) :475–483.

VU :

Le Directeur de Thèse
(Nom et Prénom)

VU :

Le Responsable de l'École Doctorale

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le

Le Président de l'Université de Rennes 1

Davis ALIS

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président de Jury,
(Nom et Prénom)