

# **PARTIE I**

## **ECHELLE DU PLI**



# Chapitre 1

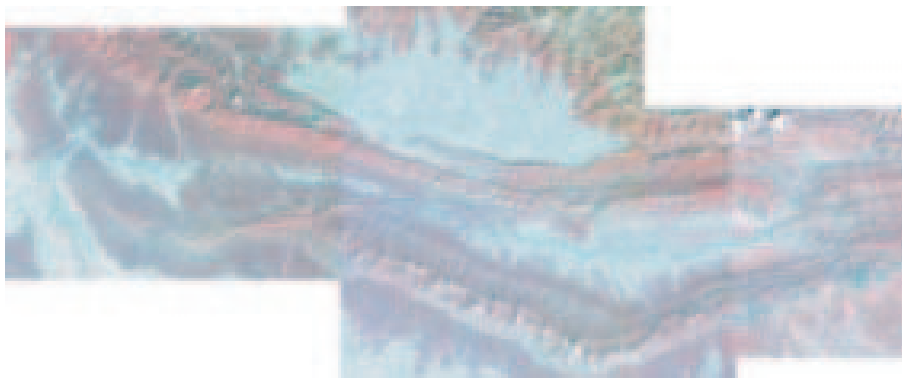
## Introduction

Les réseaux de drainage des systèmes chevauchants actifs possèdent des caractéristiques particulières. En effet, la direction des cours d'eau, globalement orientée de la zone interne (la plus haute) vers l'avant-pays, est souvent déviée aux fronts des chaînes de montagnes et devient transversale à celles-ci. Ces déviations peuvent concerner des régions sur de petites échelles (de l'ordre du kilomètre) : plusieurs cas ont été décrits en Californie [Medwedeff, 1992], en Nouvelle-Zélande [Jackson *et al.*, 1996], ou en Algérie [Boudiaf *et al.*, 1998]. Cependant, certains cours d'eau peuvent être déviés sur de beaucoup plus grandes distances, comme par exemple la rivière Rapti dans les Siwalik du Népal, qui prend sa source dans le Bas Himalaya, et dont le cours est dévié pendant plus de cent kilomètres vers l'Ouest avant de retrouver sa direction naturelle vers le Sud (Figure 1.1).

Cette dichotomie reflète la complexité des interactions entre les processus tectoniques qui soulèvent les reliefs et les processus érosifs qui tendent à les estomper. Face à cette complexité, l'étude de structures particulières permet de 'simplifier' le problème. Dans le cadre de cette étude, ce sont les plis de propagation ou de rampe caractéristiques des chevauchements actifs se traduisant en surface par un relief en cours de surrection, qui seront étudiés. La surrection affecte au départ une zone d'avant-pays où s'accumulent des sédiments issus de l'érosion de la chaîne. Cette situation présente l'avantage d'un héritage limité concernant le réseau de drainage et la possibilité d'enregistrer grâce aux sédiments la croissance des structures.

L'étude de la morphologie de ces systèmes chevauchants actifs possède de nombreuses applications :

- Du point de vue théorique, les structures des plis de propagation et plis de rampe constituent des laboratoires naturels permettant de mieux comprendre les processus physiques contrôlant l'évolution des reliefs. En particulier, ils permettent



**Fig. 1.1** – Le cours de la rivière Rapti dans l’Ouest du Népal. La rivière est déviée sur plus de 100 km par le relief frontal des Siwalik. Mosaïque d’images SPOT (taille de chaque image : 60x60 km).

d’étudier en détail les vitesses tectoniques (convergence, soulèvement, propagation latérale). Les résultats ainsi obtenus sont susceptibles d’être ensuite transposés sur de plus grandes périodes de temps et de plus grands objets, afin d’étudier de manière plus générale l’évolution de la morphologie des chaînes de montagnes.

- Du point de vue du remplissage sédimentaire, le réseau de drainage contrôle la distribution des faciès grossiers (comme le sable ou les graviers, qui constituent des roches-réservoirs) dans les bassins sédimentaires [Jackson et Leeder, 1994; Gupta, 1997].
- Du point de vue de l’estimation des risques naturels, la vitesse et la distribution de la déformation, ainsi que l’importance respective des déformations sismiques et asismiques contrôlent l’aléa sismique de ces régions [Boudiaf *et al.*, 1998].

L’objectif de cette partie est donc de modéliser numériquement l’évolution d’un système chevauchant actif, afin de déterminer l’influence des différents processus (tectoniques : créateurs de relief; superficiels : destructeurs) sur la géométrie du réseau de drainage associé.

De nombreuses observations de terrain réalisées dans différentes régions actives mettent en évidence les interactions qui existent entre le réseau hydrographique et les créations de reliefs [Burbank *et al.*, 1996; Jackson *et al.*, 1996]. De manière générale, elles montrent que lors de l’émergence d’une chaîne de montagnes, les rivières antécédentes peuvent soit maintenir leur course à travers celle-ci, soit être déviées [Tucker et Slingerland, 1996; Burbank *et al.*, 1999]. Ces différences de comportement sont le résultat de l’interaction entre un grand nombre de paramètres.

Plusieurs études [Burbank *et al.*, 1999; Tomkin et Braun, 1999] ont permis de déterminer

les paramètres contrôlant le comportement des cours d'eaux dans un modèle tectonique simplifié. L'approche analytique de [Tomkin et Braun, 1999], par exemple, s'intéresse à l'évolution d'un réseau de drainage dans la région d'Otago en Nouvelle-Zélande et tente de déterminer l'influence des processus considérés comme les plus importants (soulèvement tectonique et érosion par incision fluviale) sur cette évolution.

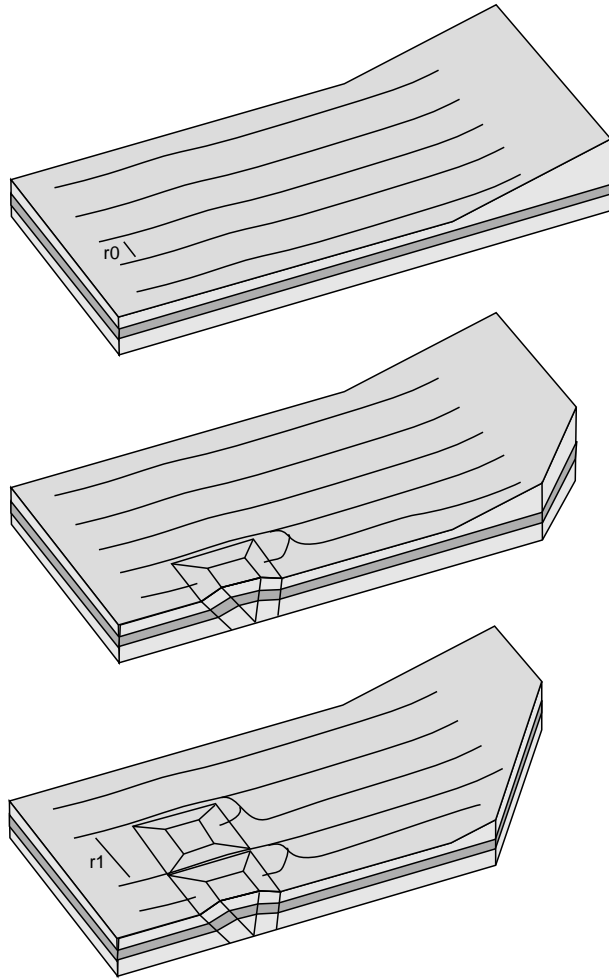
De manière générale, on peut remarquer que les caractéristiques favorisant le maintien des cours d'eau préexistants à travers la structure en croissance sont :

- des vitesses de soulèvement faibles,
- des rivières avec un grand bassin-versant,
- de fortes précipitations en amont de la chaîne.

Lors de la création d'un relief, les cours d'eau antécédents vont donc initialement être détournés et capturés, jusqu'à ce que le cours d'eau créé par ces captures ait une aire drainée suffisante pour pouvoir inciser la structure en croissance (Figure 1.2). L'espacement des cluses sur la structure permettra de connaître l'aire drainée nécessaire à l'incision du cours d'eau. D'après l'étude de [Tomkin et Braun, 1999], cet espacement dépend de la pente initiale, la largeur de la chaîne, la vitesse de croissance de la structure, les paramètres d'érosion fluviale et des précipitations.

Dans cette première partie, j'ai étudié l'évolution du réseau hydrographique lors de la croissance de structures en pli de propagation. Pour cela, j'ai utilisé un modèle numérique de processus de surfaces, CASCADE, et l'ai couplé à un modèle cinématique simulant la tectonique d'un pli de propagation.

Dans les chapitres suivants, je présenterai le modèle, ainsi que les modifications que j'y ai introduit, avant de présenter les résultats concernant l'évolution du réseau hydrographique.



**Fig. 1.2** – L'apparition au cours du temps d'un espacement caractéristique des cours d'eau au passage d'une structure tectonique en croissance. L'espacement initial des cours d'eau est  $r_0$ . Lors de la croissance de la structure tectonique, et de sa propagation latérale, les cours d'eau sont détournés et se regroupent. Certains des cours d'eau ainsi formés peuvent inciser le pli : l'espacement final  $r_1$  reflète l'importance relative de la tectonique et de l'incision fluviale.

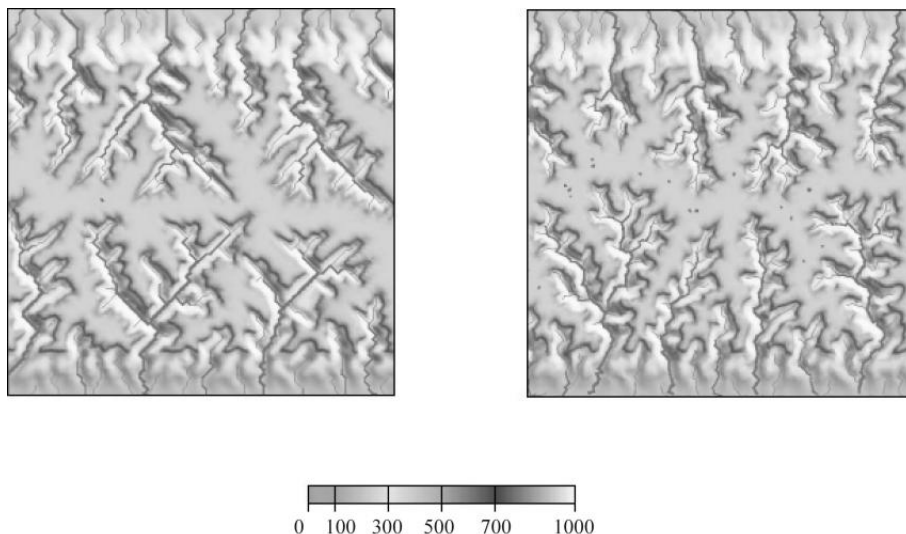
# Chapitre 2

## Le modèle Cascade

Le programme Cascade a été développé à l’Australian National University de Canberra par Braun, Sambridge et van der Beek depuis 1996 [Braun et Sambridge, 1997; van der Beek et Braun, 1998]. Une caractéristique fondamentale de ce modèle est qu’il permet de résoudre l’ensemble des équations géomorphiques sur une grille de cellules aléatoires non rectangulaires.

Les noeuds discrétisant le paysage sont connectés par une triangulation de Delaunay. Cette triangulation peut être définie comme celle pour laquelle les cercles circonscrits à chaque triangle ne contiennent aucun autre point. Etant donné un ensemble de points arbitraires, la triangulation de Delaunay est unique. Dans cette triangulation, chaque noeud est connecté à un ensemble de voisins appelés ” voisins naturels ”. Pour chaque paire de voisins naturels, il est possible de déterminer des cellules de Voronoï adjacentes. La cellule de Voronoï d’un noeud est la région du plan la plus proche de celui-ci (en quelque sorte son voisinage). Il existe des méthodes efficaces permettant de déterminer la triangulation de Delaunay et son diagramme de Voronoï dual pour toute distribution de noeuds dans le plan, ce qui permet de les déterminer après chaque perturbation de la distribution initiale : addition d’un noeud ou déplacements des noeuds préexistants. Les avantages d’une grille irrégulière sont multiples :

- Dans le cas d’une grille régulière, les déplacements de matière de noeud à noeud ne peuvent se faire que dans certaines directions. Ceci introduit une symétrie artificielle, qui ne reflète pas correctement la topographie observée (Figure 2.1).
- La méthode utilisée par Cascade permet d’étudier n’importe quelle discrétisation du paysage. Il est donc intéressant de l’utiliser pour résoudre des problèmes à géométries et/ou conditions aux limites complexes.
- Les échelles des différents processus géomorphiques ne sont pas forcément les mêmes. Il faut alors choisir comme résolution spatiale la plus petite des échelles



**Fig. 2.1** – Réseaux de drainage obtenus avec une grille régulière (à gauche) et irrégulière (à droite). La grille régulière induit des géométries de drainage qui sont des artefacts (d’après [Braun et Sambridge, 1997])

impliquées dans le modèle. Avec une discrétisation irrégulière, il est possible de faire varier la résolution spatiale à l’intérieur de la grille (ce qui n’est pas le cas avec une discrétisation régulière). De plus, il est possible de faire varier la résolution de manière dynamique, c’est-à-dire de partir d’une faible résolution spatiale, et de l’améliorer lorsque cela est utile.

- Enfin, la caractéristique la plus importante de cette discrétisation irrégulière est que celle-ci permet de déformer la grille initiale de manière très flexible, ce qui est d’une grande utilité pour les modélisations qui vont suivre.

## 2.1 Algorithme général

Le programme Cascade est un programme Fortran constitué d’un ensemble de sous-routines, programmes séparés et appelés à chaque pas de temps par le programme principal. Chaque sous-routine est caractéristique d’un processus intervenant dans l’évolution du paysage, ou d’un calcul plus général réalisé sur la grille (réarrangement des noeuds après des déplacements par exemple). Il est donc aisé de modifier soit le programme général (en ne prenant en compte qu’une partie des processus), soit une sous-routine particulière si l’on désire changer l’approche et la modélisation du processus qu’elle représente.



De manière générale, le programme peut être divisé en deux parties de fonctions différentes. Tout d'abord, les sous-routines de démarrage, qui initialisent la géométrie et les différents paramètres du modèle. A la suite de ces premières sous-routines se trouve le début de la boucle temps qui contient l'ensemble des sous-routines appelées à chaque incrément de temps, c'est-à-dire les sous-routines représentant les processus tectoniques et érosifs.

## 2.2 Processus d'érosion

La surface de la Terre est soumise à l'action des agents dynamiques qui attaquent tous les reliefs. Cette attaque est le résultat de différents processus superficiels, de caractéristiques différentes.

L'ablation consécutive aux phénomènes d'érosion n'est directement perceptible que sur des périodes d'une dizaine d'années et sur des zones d'érosion intense. De nombreux chercheurs se sont toutefois attachés à mettre en équations ces processus dans diverses modélisations. De nombreux SPM (Surface Process Model) existent à l'heure actuelle [Kooi et Beaumont, 1994; Chalaron, 1994; Merritts et Ellis, 1994; Tucker et Slingerland, 1994; Kooi et Beaumont, 1996; Beaumont *et al.*, 1999], et tous prennent généralement en compte les mêmes processus de surface.

Le récapitulatif effectué par [Densmore *et al.*, 1998] est représentatif de l'ensemble des travaux réalisés sur le sujet. De manière générale, on peut identifier trois processus de surface majeurs :

- le transport de sédiments par le réseau fluvial,
- le transport diffusif sur les versants,
- les mouvements de masse.

Les deux premiers processus ont lieu sur les versants (deux dimensions), alors que le dernier n'implique que le réseau fluvial (une dimension). L'érosion diffuse et l'incision fluviale sont prises en compte depuis longtemps dans les modèles d'évolution du paysage et sont donc présentes dans tous les SPM. Ces deux processus sont détaillés dans ce qui suit. En ce qui concerne les mouvements de masse (glissements de terrain, éboulements, écroulements), les travaux disponibles sont beaucoup plus rares, et ce processus n'était pas inclus dans CASCADE au début de cette étude. J'ai donc choisi de détailler la façon dont il est implémenté dans le modèle dans le chapitre suivant.

### 2.2.1 L'incision fluviale

Le creusement d'une vallée a pour point de départ l'incision du relief par un cours d'eau et l'approfondissement de son lit : c'est l'érosion linéaire. Cette érosion par l'eau courante dépend de la nature physique du matériau, du volume et de la vitesse de l'eau courante, et de la pente. Il existe de nombreux modèles de l'incision fluviale, de complexités diverses [Whipple et Tucker, 2002; van der Beek et Bishop, 2003].

#### Incision fluviale dépendant de la capacité de détachement

La formulation la plus fréquente de l'incision fluviale lie de façon proportionnelle le taux d'incision à la puissance de la rivière. Cette puissance peut être :

- la puissance brute  $\Omega = \Delta E_p = \rho g Q S$  (où  $g$  est l'accélération de la gravité,  $E_p$  est l'énergie potentielle d'un tronçon,  $\rho$  la masse volumique de l'eau,  $Q$  le débit de la rivière et  $S$  sa pente),
- la puissance spécifique  $\omega = \Omega/W$  (où  $W$  est la largeur de la rivière),
- la contrainte cisailante  $\tau = \omega/V$  (où  $V$  est la vitesse d'écoulement de l'eau).

Ces trois modèles conduisent à des équations différentes. Toutefois, le taux d'incision peut dans tous les cas être écrit sous la forme d'une loi de puissance en fonction de l'aire drainée et de la pente. C'est la Stream Power Law :

$$e = K A^m S^n \quad (2.1)$$

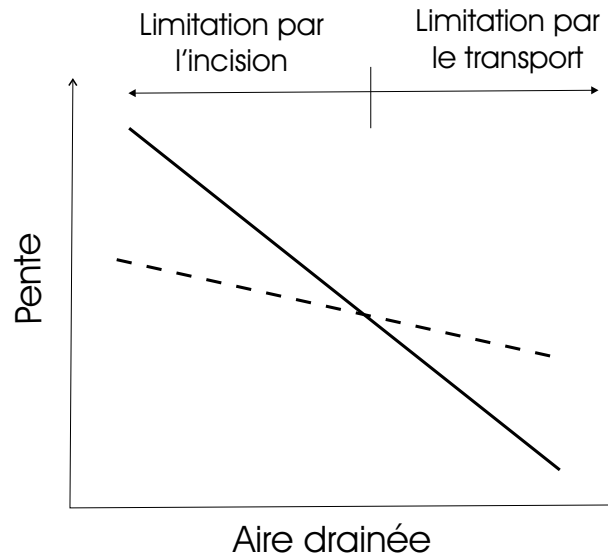
dont les valeurs des exposants dépendent du modèle de base choisi :

- si  $e$  est proportionnel à  $\Omega$  alors  $m = n = 1$  [Seidl et Dietrich, 1992; Seidl *et al.*, 1994],
- si  $e$  est proportionnel à  $\omega$  alors  $m \approx 0.5$  et  $n = 1$ ,
- si  $e$  est proportionnel à  $\tau$  alors  $m \approx 1/3$  et  $n \approx 2/3$  [Howard, 1994; Whipple et Tucker, 1999].

Dans cette formulation, le coefficient  $K$  englobe tous les facteurs lithologiques, géométriques, climatiques et granulométriques pouvant influencer l'incision.

Il est possible pour ce modèle de calculer la relation entre la pente et l'aire drainée dans un état stationnaire (l'érosion  $e = U$  le soulèvement) :

$$S = \frac{U}{K} A^{\frac{-m}{n}} \quad (2.2)$$



**Fig. 2.2** – Relation pente / aire drainée pour le modèle limité par le détachement (en trait plein) et limité par le transport (en trait pointillé). D'après [Whipple et Tucker, 2002].

### Incision fluviale dépendant de la capacité de transport

Dans d'autres cas, on observe que le profil en long d'une rivière est dicté par sa capacité à transporter les sédiments. Cette capacité de transport est fonction de la puissance hydraulique  $Q_{eq} = K_t A^{m_t} S^{n_t}$ .

Il est également possible pour ce modèle de calculer la relation entre pente et aire drainée dans l'état stationnaire :

$$S = \frac{\beta U}{K} A^{\frac{1-m_t}{n_t}} \quad (2.3)$$

avec  $\beta$  un coefficient qui représente la fraction de la charge totale délivrée à la rivière sous forme de charge de fond.

Le profil en long d'une rivière est limité par l'un de ces deux modèles (qui peut varier le long de l'écoulement). On observe que généralement, les rivières sont limitées en amont par la capacité d'incision, et en aval par la capacité de transport, ce qui permet de représenter sur le même graphique les relations entre la pente et l'aire drainée pour les deux modèles (Figure 2.2). La transition entre ces deux modèles peut être déplacée par des variations dans les flux de sédiments ou par des crues par exemple. De plus, des changements dans les variables hydrologiques, tectoniques, lithologiques ou climatiques peuvent induire des transitions supplémentaires.

### 2.2.1.1 Le modèle utilisé

Le modèle utilisé dans Cascade est le modèle de sous-capacité introduit par [Kooi et Beaumont, 1994]. Il s'agit d'un modèle hybride entre les deux modèles présentés plus haut.

Ce modèle suppose que le transport fluvial à grande échelle est contrôlé par la capacité de transport  $Q_{eq}$  des cours d'eau :

$$Q_{eq} = K_f v AS \quad (2.4)$$

où  $K_f$  est un paramètre adimensionnel reliant le débit au flux de sédiments du cours d'eau,  $v$  est le taux de précipitation de la région (supposé constant),  $A$  est la surface amont drainée par le cours d'eau, et  $S$  est la pente locale.

Le flux réel n'est généralement pas égal à la capacité de transport du cours d'eau, comme l'a montré une étude de terrain de [Leopold et Maddock, 1983]. Celui-ci se trouve donc hors équilibre, et tend à rétablir cet équilibre en ajustant ses variables hydrauliques : profondeur, largeur, vitesse et pente [Ritter *et al.*, 1995].

Puisque le cours d'eau est hors équilibre, il se produit érosion ou sédimentation (selon le signe du déséquilibre) à une vitesse déterminée par la différence  $q - q_{eq}$  et une longueur caractéristique du processus :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{q - Q_{eq}}{L_e} < 0 \quad (2.5)$$

dans le cas de l'érosion,

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{q - Q_{eq}}{L_s} > 0 \quad (2.6)$$

dans le cas de la sédimentation.

Le modèle tend vers le modèle limité par la capacité de transport (pour  $q \gg Q_{eq}$ ) ou par la capacité d'incision (pour  $q \ll Q_{eq}$ ). L'introduction des longueurs caractéristiques  $L_e$  et  $L_s$  nécessite un certain nombre de remarques :

- La longueur caractéristique  $L$  détermine la vitesse avec laquelle la capacité de transport à l'équilibre est approchée : elle représente en quelque sorte l' 'érodibilité' du matériau.
- Il n'y a aucune raison pour que  $L_e$  et  $L_s$  soient égaux, puisqu'ils caractérisent des processus différents, que sont l'érosion du fond de la rivière ou le dépôt d'alluvions.
- La valeur de  $L_e$  n'est pas facile à déterminer à partir d'expériences ou d'observa-

tions directes. Dans le modèle, son utilisation sert surtout à discriminer différentes qualités de roches et leur résistance à l'incision fluviale. En effet, pour deux types de roches différents, les longueurs caractéristiques d'érosion sont différentes : une faible valeur de  $L_e$  correspondra aux matériaux facilement détachables (tels les matériaux non consolidés ou les sédiments apportés récemment). Les roches indurées sont moins facilement érodables et sont donc représentées par une longueur caractéristique plus grande que les sédiments.

### 2.2.1.2 Justification du modèle utilisé

Le modèle de sous-capacité permet de décrire dans une équation unique les effets de l'érosion et ceux de la sédimentation.

La comparaison de profils théoriques réalisés avec différents modèles d'érosion fluviale à des profils réels montre [van der Beek et Bishop, 2003] qu'aucun des modèles actuellement proposés n'est satisfaisant. Les deux modèles les plus prometteurs semblent toutefois être les modèles incluant les deux aspects de l'incision fluviale, donc en particulier le modèle de sous-capacité.

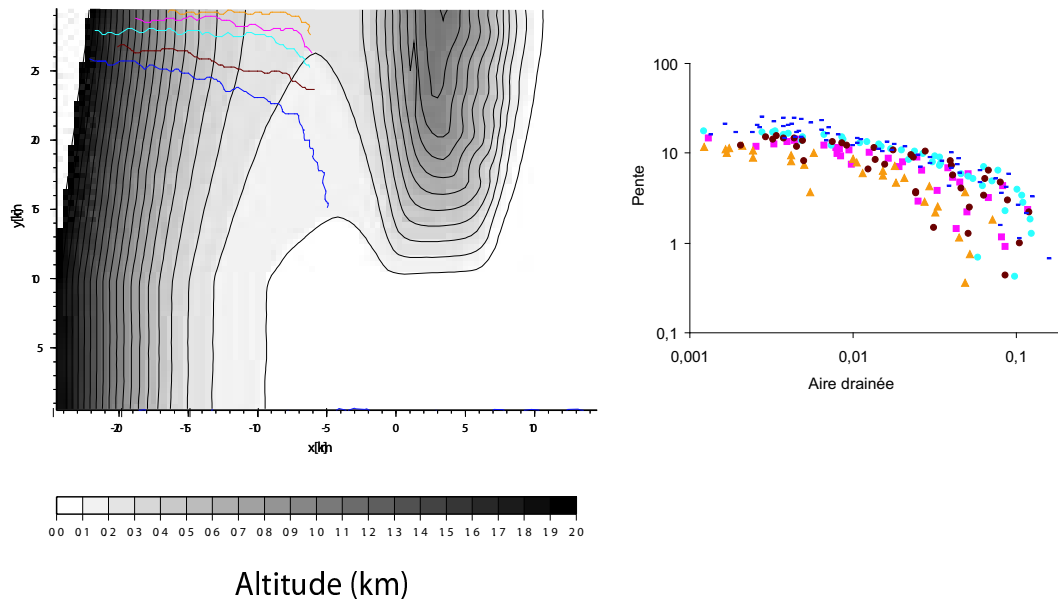
La représentation de la relation liant la pente à l'aire drainée dans les rivières de mes modèles (Figure 2.3) montre que cette relation est assez proche de la loi de puissance (caractéristique de la Stream Power Law), et en tous cas au moins aussi proche de cette loi que les données de terrain brutes.

En gardant à l'esprit que la complexité des processus rend illusoire de représenter l'érosion fluviale par une relation aussi simple, j'ai choisi d'utiliser le modèle de sous-capacité pour sa simplicité.

### 2.2.2 L'érosion diffusive

De nombreux modèles ont été proposés [Culling, 1960; Culling, 1965; Flemings et Jordan, 1989] pour exprimer la géométrie de dépôt des sédiments en fonction de divers paramètres physiques.

L'un des facteurs fondamentaux pour décrire le régime sédimentaire est la pente à l'instant de dépôt. Le modèle le plus simple, obtenu en tenant compte uniquement de ce facteur, implique que l'action du transport de régolites dans les changements de topographie peut être modélisée par un processus de diffusion linéaire.



**Fig. 2.3** – Relation entre la pente et l'aire drainée pour des rivières de mes modèles (échelle logarithmique). La couleur utilisée pour les symboles de la figure de droite permet de situer la rivière sur la figure de gauche.

La conservation de la masse entraîne :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \nabla q_s \quad (2.7)$$

où  $\rho$  représente la densité du matériau et  $q_s$  le flux massique de sédiments,  $h$  est l'altitude (en m) et  $t$  le temps (en années),

Or

$$q_s = -k \nabla h \quad (2.8)$$

où  $k$  est un coefficient de diffusion,

En combinant les équations 2.7 et 2.8, on obtient l'équation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \kappa_d \Delta h \quad (2.9)$$

dans laquelle  $\kappa_d$  est la diffusivité topographique ( $\text{m}^2/\text{an}$ ), qui dépend a priori du climat et de la lithologie.

Cette équation de diffusion est appropriée pour les systèmes dans lesquels le transport est proportionnel à la pente. Elle est confirmée par des analyses théoriques, expérimentales et empiriques du transport de pentes [Mitchell, 1976; Colman et Wat-

$\kappa_d$ (m <sup>2</sup> /an)	<i>Echelle</i>	<i>Référence</i>
$9.10^{-4}$	petite (escarpements)	[Colman et Watson, 1983]
$1,1.10^{-3}$	petite (escarpements)	[Hanks <i>et al.</i> , 1984]
$1,1.10^{-2}$	petite (falaises)	[Hanks <i>et al.</i> , 1984]
$1,6.10^{-2}$	moyenne (faille)	[Hanks <i>et al.</i> , 1984]

TAB. 2.1 – Valeurs de la diffusivité topographique pour différents environnements et échelles

son, 1983; Hanks *et al.*, 1984].

Il a été possible de déterminer des valeurs de la diffusivité topographique dans des environnements de différents types et pour différentes échelles (Table 2.2.2). De manière générale, il apparaît que pour des systèmes d'échelles petites ou moyennes (de l'ordre de quelques dizaines de km<sup>2</sup>, les processus de pentes sont gouvernés par des diffusivités topographiques de l'ordre de 10<sup>-2</sup> m/an. Un calcul rapide montre alors que le temps caractéristique de ce processus est  $T_d = L^2/\kappa_d$ , où  $L$  est la dimension caractéristique horizontale. Avec les valeurs typiques  $L = 200$  m (inférieur à la maille utilisée dans CASCADE) et  $\kappa_d = 10^{-2}$  m/an, ce temps vaut 4 millions d'années. Ce processus n'interviendra donc que très peu dans les modifications topographiques. Afin de ne pas surcharger le modèle, j'ai choisi de le négliger dans la plupart des modélisations.





# Chapitre 3

## Modifications au modèle

Afin de pouvoir utiliser le modèle CASCADE dans le contexte du Front Himalayen, j'ai fait les modifications suivantes :

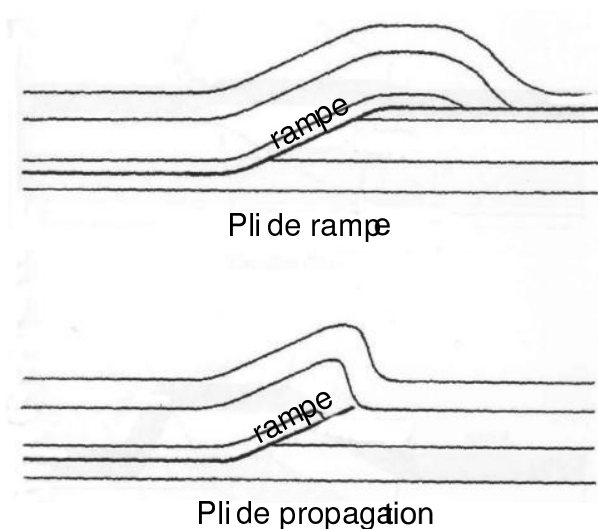
- J'ai développé un modèle cinématique de pli de propagation, afin de pouvoir modéliser la formation des chaînons frontaux Himalayens,
- J'ai développé un modèle de glissements de terrains stochastique. En effet, les glissements de terrains sont un agent d'érosion très important dans les chaînes de montagne, et particulièrement au Front Himalayen.

### 3.1 Modélisation tectonique

Différentes études menées sur des régions de convergence active [Suppe, 1983; Suppe et Medwedeff, 1990] ont permis de mettre en évidence l'évolution des structures dans le cadre de chevauchements liés à une compression subhorizontale. Les observations indiquent que ces structures se présentent tout d'abord sous la forme de plis par propagation de faille dans lesquels la faille est aveugle ; dans un second temps, lorsque la faille atteint la surface, la structure évolue en un pli de rampe passif (Figure 3.1).

#### 3.1.1 Les plis par propagation de faille

Les structures en pli par propagation de faille (parfois appelées plis d'amortissement) ont été reconnues dès le début des années 1950 par [Gallup, 1951] : ce processus, marquant l'amortissement de chevauchements cachés en profondeur, consiste en un plissement des couches supérieures de la croûte terrestre. Depuis une vingtaine d'années, sa géométrie est très étudiée grâce à l'apport des données de sismique pétrolière [Suppe



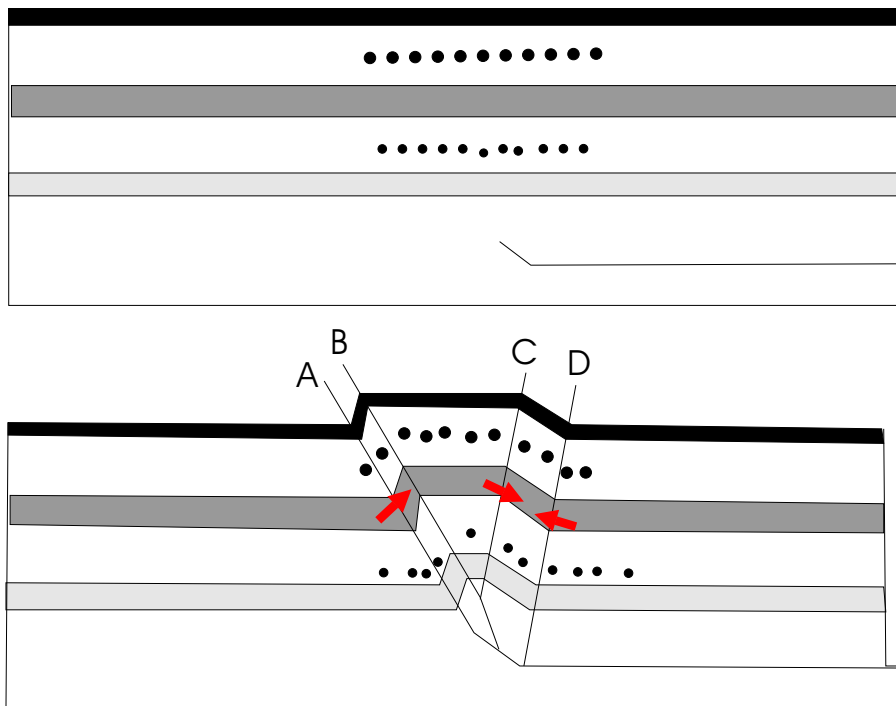
**Fig. 3.1** – Comparaison entre le pli de rampe passif (fault bend folding) et le pli de propagation (fault-propagation folding) (d'après [Jamison, 1987])

et Medwedeff, 1990; Medwedeff, 1992]. Ces études ont montré dans de nombreux cas et en première approximation que :

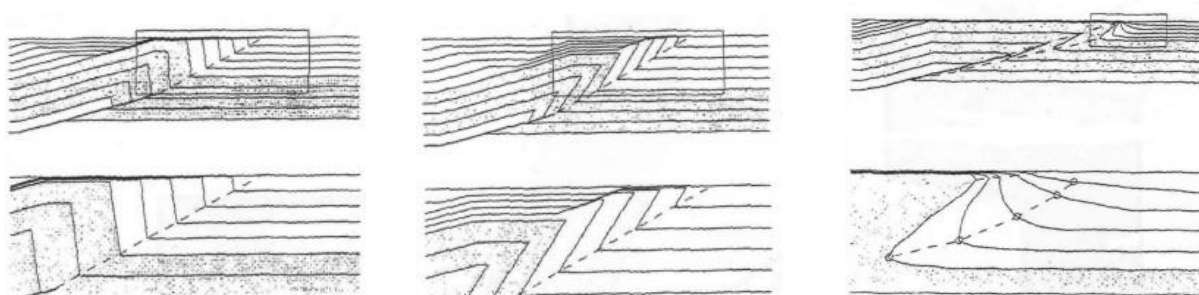
- l'épaisseur des couches antérieures à la tectonique est constante dans la structure synclinale arrière,
- la déformation liée au plissement est concentrée au voisinage des charnières, ce qui conduit à un style géométrique en lignes brisées (kink).

Cette constatation purement géométrique implique du point de vue cinématique que la matière migre progressivement au travers d'une charnière synclinale fixe (Figure 3.2).

A l'échelle inférieure, cette cinématique globale nécessite une déformation rotationnelle et un cisaillement parallèle aux couches, localisés au niveau des charnières. Cette déformation localisée a été mise en évidence sur certaines structures actives par des études de microsismicité. Pour ce qui est de la partie frontale des plis de propagation, [Suppe et Medwedeff, 1990] ont proposé deux modèles utilisant des géométries en kink : le premier modèle suppose que les couches gardent une épaisseur constante le long de la déformation (ce qui implique des transferts de matière au travers des charnières) ; le second que le plan axial de la charnière anticlinale située entre le haut du pli et le flanc avant est fixe (dans ce cas, le flanc avant peut s'épaissir ou s'amincir selon le pendage de la rampe). Un troisième modèle (dit de 'trishear') a été proposé par [Erslev, 1991] afin d'expliquer les surfaces de pli courbes, ce que ne faisaient pas les précédents modèles (Figure 3.3).



**Fig. 3.2** – Migration de la matière au niveau des charnières dans un pli de propagation (d'après [Mitra, 1990])



**Fig. 3.3** – Les trois modèles géométriques de plis de propagation et leurs effets sur des couches pré-tectoniques (en gris) et syntectoniques (en blanc). Les figures supérieures montrent l'ensemble de la structure, celles du bas un détail du flanc avant. De gauche à droite, les modèles sont le modèle à épaisseur constante, le modèle à plan axial fixe, et le modèle de trishear (d'après [Ford *et al.*, 1997])

Dans les cas les plus simples (géométries en lignes brisées), il est possible de décrire la géométrie des plis par propagation de faille par des relations angulaires fondamentales faisant intervenir le pendage du plan de décollement en profondeur et le pendage de la rampe (ce pendage est déterminé par les contraintes, la rhéologie et la vitesse de raccourcissement de la croûte [Schedl et Wiltschko, 1987]). Seules ces deux variables sont indépendantes dans le problème de géométrie posé. Les calculs réalisés par [Suppe et Medwedeff, 1990] sont rigoureux du point de vue trigonométrique. Toutefois, les hypothèses géométriques sont basées sur des observations de terrain et sont donc en grande partie empiriques. Il en est donc de même pour les implications cinématiques en terme d'évolution temporelle de la structure. Cependant, cette description rend très bien compte de la topographie effectivement observée.

### 3.1.1.1 Description géométrique

Des coupes équilibrées réalisées dans la partie frontale de la chaîne himalayenne [Leturmy, 1997; Husson, 1998; Mugnier *et al.*, 1999b] m'ont permis de comparer la géométrie réelle avec les géométries des trois modèles existants pour les plis de propagation (Figure 3.4). A la vue de celles-ci, j'ai choisi de modéliser la première partie du soulèvement tectonique par une structure en pli de propagation à charnière anticlinale fixe par rapport à la matière (deuxième modèle de Suppe et Medwedeff), la seconde partie de ce soulèvement étant modélisée par un pli de rampe.

En effet, les trois modèles sont très ressemblants pour tout ce qui concerne la partie des sédiments pré-tectoniques; ils diffèrent principalement par le comportement des couches syntectoniques. Dans les Siwalik, il n'y a pas de sédimentation syntectonique car le prisme est soumis à l'érosion. J'ai donc retenu le modèle le plus simple.

On se place dans un repère  $R$  d'origine  $O$  le point de rupture de pente, situé à une profondeur  $P$  (Figure 3.6). C'est cette profondeur qui détermine le raccourcissement à partir duquel la faille atteint la surface et donc le type de déformation : pli de propagation ou pli de rampe passif.

Le modèle de Suppe et Medwedeff considérant une charnière anticlinale fixe par rapport à la matière peut être totalement décrit géométriquement. Avec les notations angulaires explicitées Figure 3.5, ces auteurs déduisent :

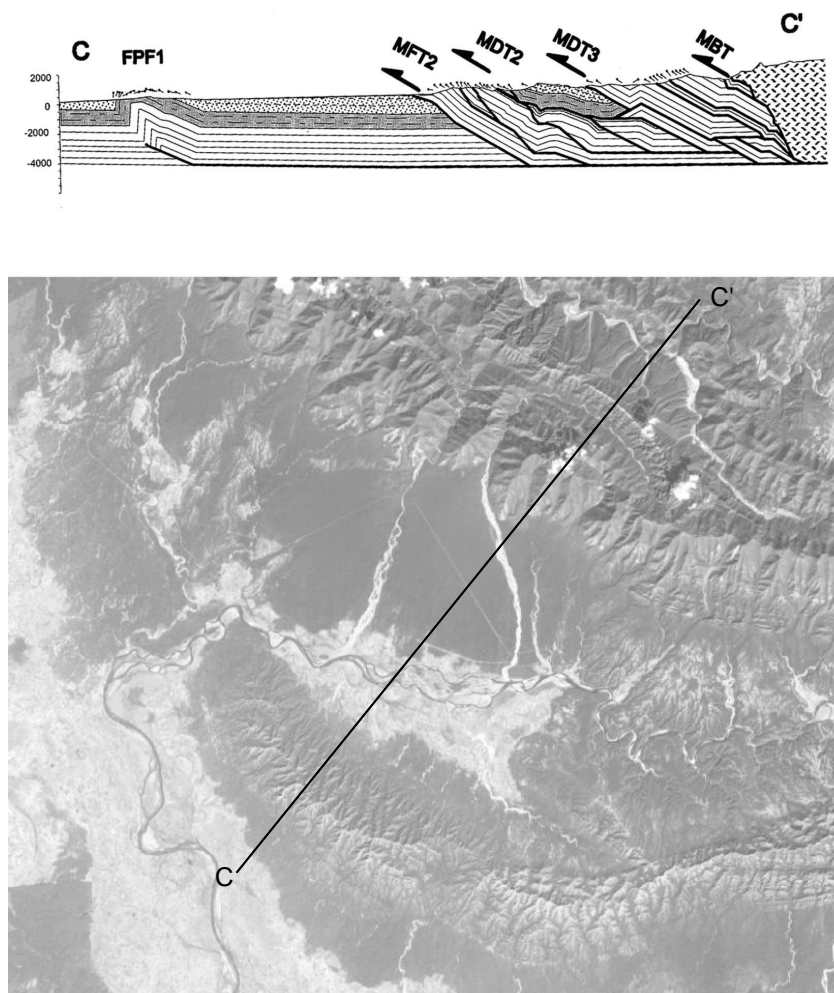


Fig. 3.4 – Coupe équilibrée réalisée au Front Himalayen (d'après [Mugnier *et al.*, 1999b])

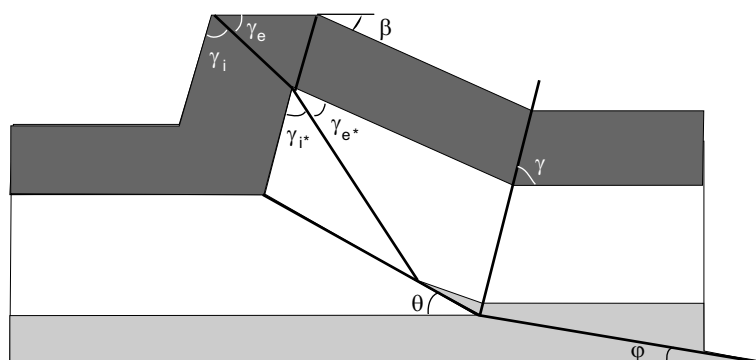


Fig. 3.5 – Les angles utilisés pour la modélisation du pli de propagation. D'après [Suppe et Medwedeff, 1990]

$$\tan(\theta - \phi) = \frac{-\sin(\gamma + \phi)[\sin(2\gamma + \phi) + \sin \phi]}{\cos(\gamma + \phi)[\sin(2\gamma + \phi) + \sin \phi] - \sin \phi} \quad (3.1)$$

$$\sin \gamma_i = \frac{\sin \gamma_i^* \sin \gamma_e}{\sin \gamma_e^*} \quad (3.2)$$

$$\cot \gamma_e = \cot \gamma_e^* - 2 \cot \gamma \quad (3.3)$$

$$\tan \gamma_i^* = \frac{\sin(2\gamma - \gamma_e^* + \gamma_e)}{\cos(2\gamma - \gamma_e^* + \gamma_e) + \sin \gamma_e / \sin \gamma_e^*} \quad (3.4)$$

$$\frac{\sin(2\gamma_e^*)}{\sin(2\gamma_i^*)} = \frac{\cot \gamma_i^* - \cot(\gamma_e + \gamma_i - \theta)}{\cot \theta - \cot \gamma_e} \quad (3.5)$$

$$2\gamma = \pi - \beta \quad (3.6)$$

Deux autres relations, que ne donnent pas Suppe et Medwedeff, sont de plus déductibles à partir de la figure. Ce sont :

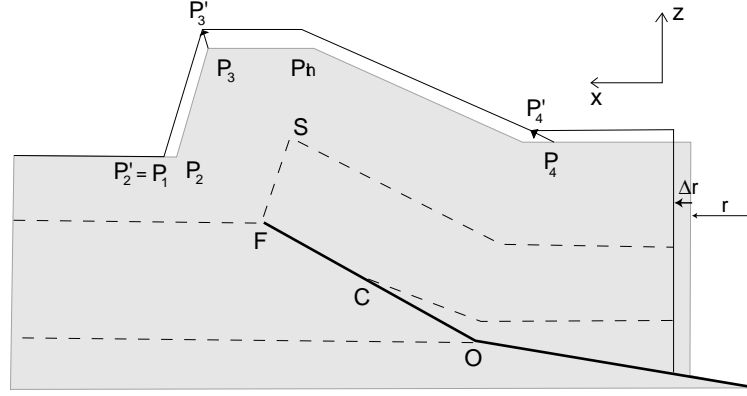
$$\gamma_e^* + \gamma_i^* = \gamma \quad (3.7)$$

$$\gamma_e + \gamma_i + \gamma = \pi \quad (3.8)$$

Les équations 3.1 à 3.8 peuvent être résolues numériquement en utilisant un programme itératif, afin de déterminer les valeurs de  $\gamma, \gamma_i, \gamma_e, \gamma_i^*$  et  $\gamma_e^*$  à partir de  $\theta$  et  $\phi$  :

- On calcule tout d'abord l'angle  $\gamma$  en faisant varier sa valeur par pas de 0,01 et en choisissant l'angle vérifiant le mieux l'équation 3.1.
- Puis, en faisant varier l'angle  $\gamma_e^*$  par pas de 0,01, les équations 3.3, 3.4 et 3.2 permettent de calculer successivement les angles  $\gamma_e, \gamma_i^*$  et  $\gamma_i$ .
- On choisit alors le quadruplet d'angles vérifiant le mieux l'équation 3.5. Ces angles satisfont bien les deux équations supplémentaires 3.7 et 3.8 déduites de la figure.

Cette procédure permet donc de calculer la géométrie générale de la structure pour le



**Fig. 3.6** – Localisation des points utilisés pour caractériser la géométrie du pli de propagation. Les points P'2, P'3 et P'4 sont les points charnières du pli pour le raccourcissement  $r + \Delta r$

pli par propagation de faille. Pour cela, j'ai de plus introduit les points C et F, respectivement terminaison du pli et terminaison de la faille, ainsi que des points de la surface (Figure 3.6). Les coordonnées des points sont :

$$P_4 \left( -\frac{P + \Delta r \tan \phi}{\tan \gamma} - \Delta r, P \right) \quad (3.9)$$

$$P'_4 \left( -\frac{P + \Delta r \tan \phi}{\tan \gamma}, P + \Delta r \tan \phi \right) \quad (3.10)$$

$$C \left( r \tan \phi \frac{\cos \theta \sin(\gamma + \beta)}{\sin \gamma \sin(\theta - \beta)}, r \tan \phi \frac{\sin \theta \sin(\gamma + \beta)}{\sin \gamma \sin(\theta - \beta)} \right) \quad (3.11)$$

$$F \left( r \tan \phi \frac{\cos \theta \sin \gamma [\sin(\theta - \beta) \sin \gamma_i^* + \sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*)]}{\sin(\theta - \beta) [\sin 2\gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*) - \sin(\theta + \gamma) \sin \gamma_i^* \sin \beta]}, \right. \\ \left. r \tan \phi \frac{\sin \theta \sin \gamma [\sin(\theta - \beta) \sin \gamma_i^* + \sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*)]}{\sin(\theta - \beta) [\sin 2\gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*) - \sin(\theta + \gamma) \sin \gamma_i^* \sin \beta]} \right) \quad (3.12)$$

$$S \left( x_F + \left( \frac{r \tan \phi}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{x_F}{\cos \theta} \right) \frac{\cos \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*)}{\sin \gamma_i^*}, \right. \\ \left. z_F + \left( \frac{r \tan \phi}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{x_F}{\cos \theta} \right) \frac{\sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma_i^*)}{\sin \gamma_i^*} \right) \quad (3.13)$$

$$P_{int} \left( -P \cot \gamma + \frac{\cos \beta}{\sin(\gamma + \beta)} (x_F \sin \gamma + z_F \cos \gamma), P + \frac{\sin \beta}{\sin(\gamma + \beta)} (x_F \sin \gamma + z_F \cos \gamma) \right) \quad (3.14)$$

$$P_3 \left( x_S + \frac{z_{P_{int}} - z_S}{\tan \gamma_e^*}, z_{P_{int}} \right) \quad (3.15)$$

$$P_1 \left( x'_F + \cos \gamma_e \frac{(x_{P3'} - x'_F) \sin \gamma + (z_{P3'} - z'_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma_e)}, \right. \\ \left. z_F + \sin \gamma_e \frac{(x_{P3} - x_F) \sin \gamma + (z_{P3} - z_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma_e)} \right) \quad (3.16)$$

$$P_2 \left( x'_F + \cos \gamma_e \frac{(x_{P3} - x_F) \sin \gamma + (z_{P3} - z_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma_e)}, \right. \\ \left. z'_F + \sin \gamma_e \frac{(x_{P3'} - x'_F) \sin \gamma + (z_{P3'} - z'_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma_e)} \right) \quad (3.17)$$

### 3.1.1.2 Description cinématique

On connaît pour un raccourcissement  $\Delta r$  la position de tous les points caractéristiques de la géométrie. Pour chaque noeud, on procède ensuite de la manière suivante : la position latérale permet de connaître le raccourcissement total  $\Delta r$  depuis le début du raccourcissement tectonique. On calcule alors les déplacements des points charnières définis précédemment et correspondant à ce raccourcissement (en calculant leur position après un raccourcissement  $\Delta r$  et leur position après le raccourcissement suivant ( $\Delta r + dr$ )). Par la suite, le déplacement du noeud considéré est ajusté en fonction de sa position par rapport à ces points charnières. Pour cela :

- Les points se trouvant en avant de  $P_1$  ne se déplacent pas.
- Les points situés entre  $P_1$  et  $P_2$  peuvent s'écrire sous la forme  $M = P_1 + \lambda \times (P_2 - P_1)$  : ils se déplacent alors de  $\lambda \times d(P_2)$ .



- Le point  $P_2$  ainsi que les points situés entre  $P_2$  et  $P_3$  se déplacent de  $d(P_3) = P_3P'_3$ .
- Le point  $P_3$  reste au niveau de la charnière : il se déplace donc de  $d(P_3) = P_3P'_3$ .
- Les points situés entre  $P_4$  et  $P_3$  vont être déplacés sur le segment  $P'_4P'_3$ . Le déplacement de l'abscisse du point est calculé en supposant que le maillage est simplement resserré suivant cet axe. La position en abscisse permet de calculer la variation d'altitude du point en utilisant les géométries connues aux deux instants.
- Le point  $P_4$  et ceux situés en arrière se déplacent de  $d(P_4) = P_4P'_4$ .

Le modèle de Suppe et Medwedeff décrivant uniquement la géométrie de la structure, il n'y a pas d'autres indications sur les déplacements de matière que celle qu'il ne se fait pas de déplacement à travers la charnière anticlinale. J'ai donc choisi une modélisation relativement simple et réaliste, dans laquelle les vitesses évoluent lentement et continûment sur la surface.

D'autres auteurs [Hardy et Poblet, 1995; Hardy, 1997] ont dérivé à partir de ce modèle géométrique une description cinématique, différente de celle qui est utilisée ici. Comme aucune étude de terrain n'a été réalisée pour tenter de contraindre la cinématique des plis de propagation, rien ne permet de favoriser un modèle plutôt que l'autre.

### 3.1.2 Les plis de rampe passifs

Lorsque, dans le cas le plus simple, la faille a atteint la surface (ou une nouvelle surface de décollement ; ce cas n'étant pas étudié) par propagation, le mode de déformation change, et le pli formé est simplement déformé passivement. On nomme cette nouvelle déformation fault-bend-folding [Jamison, 1987], ou pli de rampe passif.

#### 3.1.2.1 Description géométrique

La nouvelle géométrie du modèle ainsi que la cinématique peuvent être déterminées à partir du modèle de [Suppe, 1983]. La description s'appuie sur l'existence de charnières autour desquelles se font les changements de vitesses, la vitesse étant constante (en module et direction) entre ces charnières. Deux de ces charnières sont fixes au cours du temps, les deux autres se déplacent.

Comme dans le modèle du pli par propagation de faille, les angles  $\theta$  et  $\phi$  sont les deux seuls paramètres indépendants et les angles  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  (Figure 3.7) qui déterminent la position des charnières caractérisant les différentes zones de vitesses peuvent être cal-

culés selon les équations suivantes :

$$\tan(\theta - \phi) = \frac{\sin(\gamma_1 - \phi)[\sin(2\gamma_1 - \phi) - \sin \phi]}{\cos \gamma_1 - \sin(\gamma_1 - \phi)[\sin(2\gamma_1 - \phi) - \sin \phi]} \quad (3.18)$$

$$\tan \theta = \frac{\sin(2\gamma_2)}{1 + 2 \cos^2 \gamma_2} \quad (3.19)$$

### 3.1.2.2 Description cinématique

En utilisant de nouveau un programme itératif, les équations 3.18 et 3.19 permettent de calculer les angles  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , caractérisant la géométrie et l'évolution du pli de rampe. Ces angles étant connus, les différentes zones de vitesses (délimitées par les charnières) le sont aussi. A la suite de [Suppe, 1983] et [Poblet et Hardy, 1996], on peut définir différentes zones dans lesquelles les vitesses sont constantes et connues.

Les vitesses dans ces quatre zones (Figure 3.7) sont en fonction de  $v_t$  la vitesse de raccourcissement à l'arrière :

\* En zone 4, la vitesse du point est parallèle au décollement arrière et de module

$$v_4 = \frac{v_t}{\cos \phi}. \quad (3.20)$$

\* En zone 3, la vitesse est parallèle à la rampe et de module

$$v_3 = v_4 \frac{\sin(\gamma_1 - \phi)}{\sin(\gamma_1 - \theta)}. \quad (3.21)$$

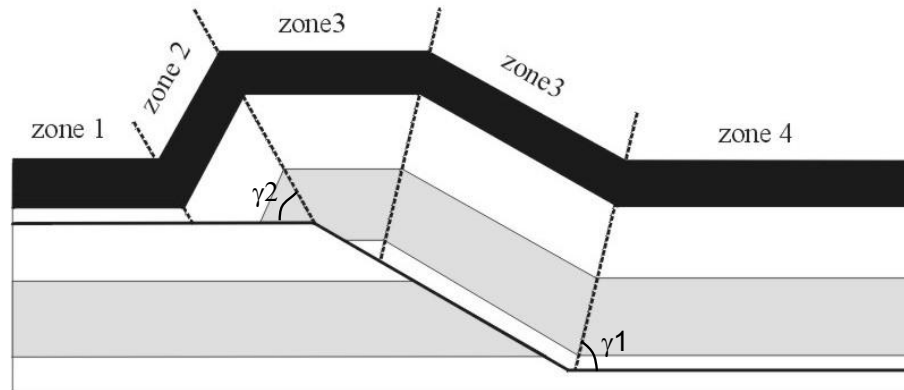
\* En zone 2, la vitesse est parallèle au décollement avant et de module

$$v_2 = v_3 \frac{\sin(\gamma_2 - \phi)}{\sin \gamma_2}. \quad (3.22)$$

\* En zone 1, la vitesse est nulle.

### 3.1.3 Propagation latérale des plis

Il est généralement observé que les structures en plis de propagation présentent des variations latérales de la géométrie [Burbank *et al.*, 1999]. Ces variations sont



**Fig. 3.7** – Les différentes zones de vitesse dans le modèle cinématique de pli de rampe. D'après [Poblet et Hardy, 1996]

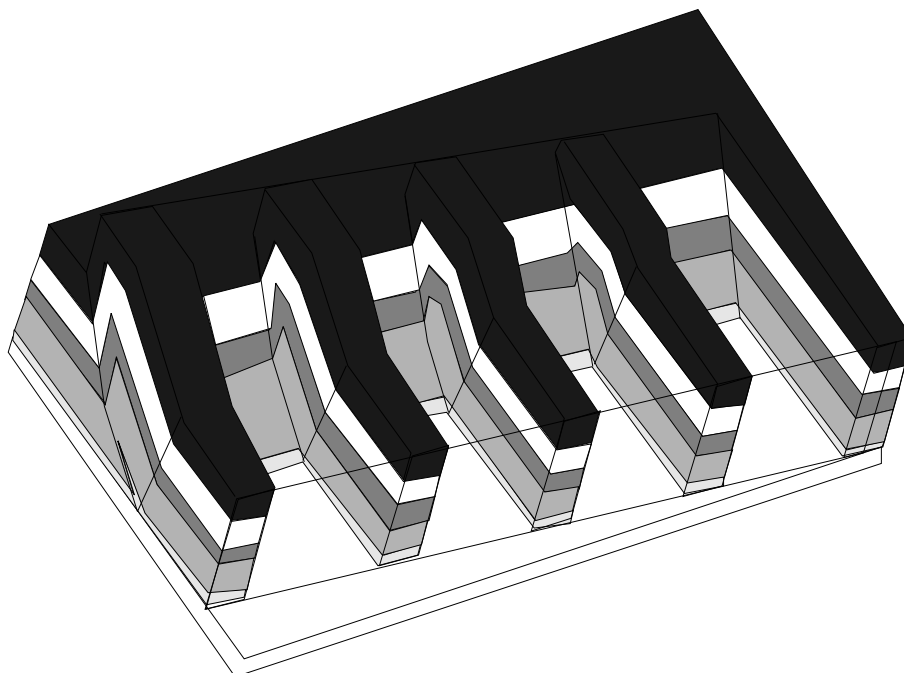
généralement interprétées [Elliott, 1976; Jamison, 1987; Mitra, 1990; Suppe et Medwedeff, 1990] comme des variations temporelles de l'évolution du pli : les variations géométriques observées représentent divers stades d'évolution du pli. C'est cette interprétation que j'ai choisi pour décrire la géométrie en trois dimensions des structures. Je considère donc que les variations latérales des plis par propagation de faille sont liées à un amortissement du raccourcissement (Figure 3.8). Pour décrire une faille à une distance  $\Delta y$  de la position initiale, j'ai introduit un délai  $\Delta t_y$  défini par  $\Delta t_y = \Delta y/V_y$ , où  $V_y$  représente la vitesse latérale de propagation.

### 3.1.4 Validité du modèle

Les modèles du pli par propagation de faille et du pli de rampe ne sont valides que dans certaines conditions.

\* La première de ces conditions est le fait que le pendage du flanc avant ( $\gamma$ ) de l'anticlinal ne doit pas excéder  $90^\circ$  (pour des raisons numériques lors de la modélisation), et ne doit pas non plus être négative.

\* Une autre condition porte sur  $\theta$  et  $\phi$  : les deux angles doivent être compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , et  $\theta$  doit être supérieur à  $\phi$ .



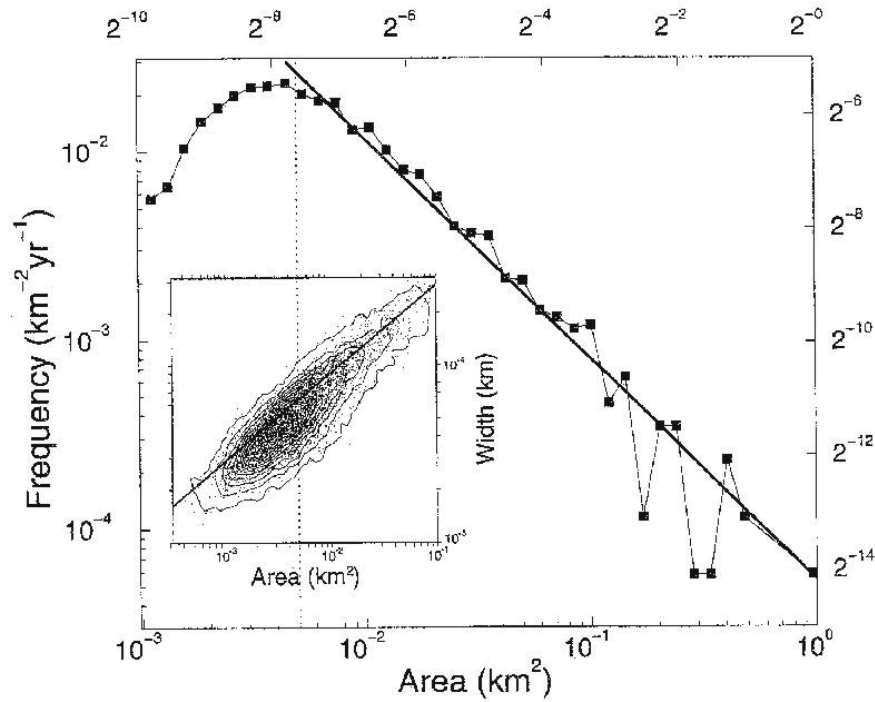
**Fig. 3.8** – Pli de propagation en trois dimensions (d'après [Leturmy, 1997])

## 3.2 Glissements de terrain

### 3.2.1 Rappel bibliographique

Il peut arriver que le relief créé par les processus tectoniques et érosifs entraîne en profondeur, sous le seul effet du poids des terrains, des contraintes mécaniques dépassant la résistance des roches [Schmidt et Montgomery, 1995]. Les ruptures qui se produisent alors, et qui sont suivies de mouvements de masse, constituent une phase normale de l'évolution du relief. J'ai choisi de m'intéresser aux glissements de terrains, car ils sont très présents dans les régions montagneuses et en particulier dans l'Himalaya.

Bien que [Anderson, 1994] ait développé un modèle simulant les glissements de terrains en utilisant une forte augmentation de la diffusivité au voisinage d'une pente critique, la plupart des modèles de surface développés à l'heure actuelle ne tiennent pas compte de ce processus, pourtant extrêmement important. En effet, de nombreuses observations et modélisations montrent que les glissements de terrains sont les agents géomorphiques majeurs dans de nombreux environnements montagneux actifs [Burbank *et al.*, 1996; Densmore *et al.*, 1998; Hovius *et al.*, 1997]. [Blodgett *et al.*, 1996] et [Hovius *et al.*, 1997] ont calculé que le flux de matière dû aux glissements de terrains est similaire au flux des rivières, ce qui montre que dans les régions tectoniquement actives, l'érosion



**Fig. 3.9** – Relation fréquence / magnitude pour les glissements de terrains dans les Alpes du Sud de Nouvelle Zélande (d'après [Hovius *et al.*, 1997])

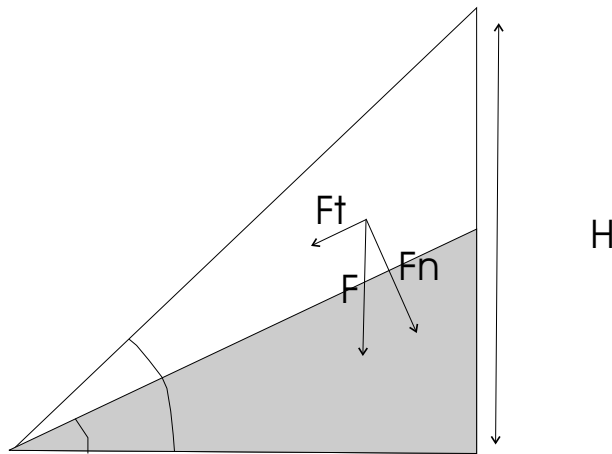
des versants se fait quasi uniquement par glissements.

Il semble que les glissements de terrains obéissent à des lois d'échelle. Des observations réalisées dans plusieurs environnements montagneux (Alpes du Sud de Nouvelle-Zélande par [Hovius *et al.*, 1997]; Taïwan par [Hovius *et al.*, 2000]) tendent à montrer que la distribution fréquence-magnitude des glissements de terrains se fait suivant une loi de puissance (Figure 3.9) :

$$n_c(A \geq A_c) = \kappa A_r \left( \frac{A_c}{A_r} \right)^{-\beta} \quad (3.23)$$

où  $n_c(A \geq A_c)$  est le nombre de glissements de surface supérieure ou égale à  $A_c$  par an sur une zone de surface totale  $A_r$ ,  $\kappa$  est le taux de glissement par unité de surface par an et  $\beta$  est un exposant (sans dimension).

Ces études permettent de déterminer des valeurs de  $\beta$  proches de 1 (entre 0,96 et 1,16). Les travaux de [Hovius *et al.*, 1997], [Burbank *et al.*, 1996], ou encore [Sanchez *et al.*, 1999] ont montré le couplage qui existe entre les glissements de terrains et l'incision fluviale. Cette dernière, en sapant rapidement les bases des versants, engendre des



**Fig. 3.10** – Géométrie utilisée pour calculer la cohésion effective dans cette étude. La force de pesanteur  $F$  est décomposée en  $F_n$  la force normale et  $F_t$  la force tangentielle au plan de glissement.

pentcs surcritiques et donc instables vis à vis des glissements de terrain. D'autre part, les glissements de terrains, en modifiant la topographie, modifient aussi le réseau hydrographique [Hovius *et al.*, 1998]. Enfin, ils sont une source stochastique de sédiments augmentant la charge des cours d'eaux [Benda et Dunne, 1997].

### 3.2.2 Description du modèle développé

A la suite de [Densmore *et al.*, 1998], nous avons utilisé le modèle de [Cullman, 1875] pour décrire le comportement de la zone d'étude vis à vis des glissements de terrain. Ce modèle s'intéresse à un matériau de Coulomb, caractérisé donc par une cohésion et un coefficient de frottement ou une pente critique. Il suggère que le glissement n'est possible en un point que si la pente topographique en celui-ci dépasse la pente critique (qui dépend principalement du matériau considéré et de son altération).

Alors, sur le plan de pente  $\omega$  (plan de glissement potentiel), la force de pesanteur est (Figure 3.10) :

$$F = \frac{\rho g}{2} H \frac{(\sin(\beta - \omega))}{\sin \beta \cos \omega} \quad (3.24)$$

avec  $g$  l'accélération de la gravité,  $\beta$  la pente topographique,  $\rho$  la densité du matériel et  $H$  sa hauteur.

On peut décomposer cette force verticale en force tangentielle  $F_t$  et force normale  $F_n$  au plan de glissement potentiel. Dans la représentation de Mohr, on peut alors

calculer la cohésion effective  $C(\omega)$  ( $C(\omega) = F_t - F_n \tan \psi$  où  $\psi$  est la pente critique du matériau considéré) pour ce plan :

$$C(\omega) = F \frac{\sin(\omega - \psi)}{\cos \psi} \quad (3.25)$$

et donc

$$C(\omega) = \frac{\rho g H \sin(\beta - \omega) \sin(\omega - \psi)}{2 \sin \beta \cos \psi} \quad (3.26)$$

Le glissement se produira selon le plan sur lequel la cohésion effective est maximale. La dérivée de la cohésion effective par rapport à l'angle du plan de glissement est :

$$\frac{\partial C}{\partial \omega} = \frac{1}{2} \rho g H \frac{\sin(\beta + \psi - 2\omega)}{\sin \beta \cos \psi} \quad (3.27)$$

L'angle  $\omega$  maximisant cette cohésion effective (angle pour lequel cette dérivée s'annule) est alors :

$$\omega_c = 1/2(\beta + \psi) \quad (3.28)$$

L'occurrence du glissement en ce point est alors fortement stochastique : le glissement se produira avec une probabilité dépendant du temps écoulé depuis le dernier glissement en ce point et de la hauteur sur laquelle la pente topographique est supérieure au seuil :

$$p_{int} = \frac{H}{H_c} + k_0 \frac{\Delta t_{gliss}}{dt_c} \quad (3.29)$$

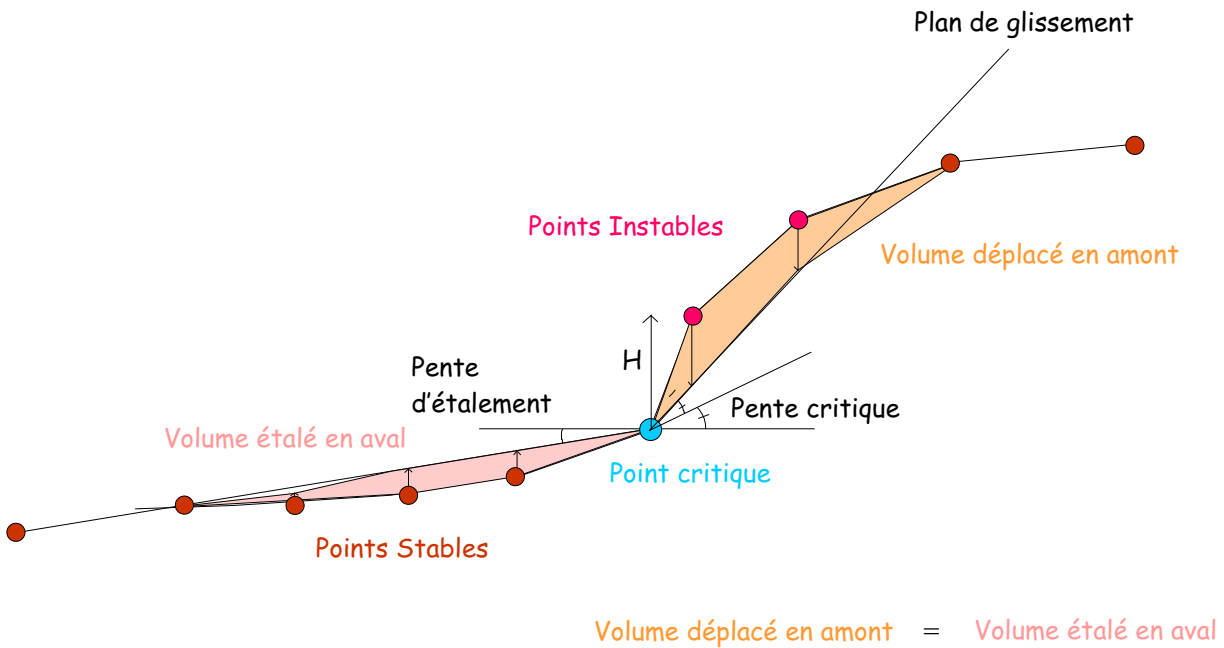
où  $\Delta t_{gliss}$  est le temps écoulé depuis le dernier glissement de terrain en ce point,  $dt_c$  l'intervalle de temps caractéristique,  $k_0$  une constante et  $H_c$  la hauteur stable maximale de la pente, calculée en remplaçant  $\omega$  par  $\omega_c$  dans l'équation 3.26 et égale à :

$$H_c = \frac{4C}{\rho g} \frac{\sin \beta \cos \psi}{1 - \cos(\beta - \psi)} \quad (3.30)$$

Afin de rendre la probabilité indépendante de l'incrément de temps, la probabilité de glissement est reliée à la probabilité intermédiaire par :

$$p_{gliss} = 1 - (1 - p_{int})^{k_1 dt/dt_c} \quad (3.31)$$

Cette dernière équation entraîne que la probabilité de glissement après un temps fixé à l'avance ne dépend pas de l'incrément de temps utilisé.



**Fig. 3.11** – Modèle de glissements de terrains développé dans cette étude.

La taille maximale de chaque glissement de terrain est fixée au départ : seuls les points situés à l'intérieur du domaine déterminé et considérés comme instables (car ils se trouvent au-dessus du plan de glissement) sont abaissés de manière à ce que la nouvelle pente des terrains soit  $\omega_c$  définie plus haut.

Le volume de matière déplacé est alors calculé et étalé au-dessous du point d'initiation, suivant la ligne de plus grande pente, et avec une inclinaison fixe.

Le modèle est résumé Figure 3.11.

### 3.2.3 L'aspect stochastique

Le modèle de glissements de terrains ainsi défini est fortement stochastique. En effet, la probabilité de glissement varie selon les points : elle dépend du temps écoulé depuis le dernier glissement de terrain, et de la hauteur de la pente instable.

Cependant, certaines valeurs des paramètres entraînent dans tous les cas une probabilité de glissement de 1. L'aspect stochastique des glissements disparaît alors.



### 3.2.3.1 Sensibilité au paramètre $k_0$

La probabilité intermédiaire de glissement est liée à  $k_0$  par l'équation 3.29. Comme il est évident que  $\Delta t_{gliss} \geq dt$  (puisque le temps écoulé depuis le dernier glissement de terrain est un multiple de l'incrément de temps dans notre modèle discret), cette équation entraîne :

$$p_{int} \geq k_0 \quad (3.32)$$

Il est alors aisé de remarquer que si  $k_0 \geq 1$ , alors  $p_{gliss} \geq 1$ . Afin de conserver une modélisation stochastique des glissements de terrain, il est donc nécessaire que le paramètre  $k_0$  soit inférieur à 1.

### 3.2.3.2 Sensibilité au paramètre $k_1$

La probabilité finale de glissement est liée à la probabilité intermédiaire par l'équation 3.31. Comme la probabilité intermédiaire est supérieure à  $k_0$ , l'inégalité suivante est vérifiée :

$$p_{gliss} \geq 1 - (1 - k_0)^{k_1 dt} \quad (3.33)$$

Il est bien évident que quelle que soit la valeur de  $k_1$ , il est possible d'avoir une probabilité intermédiaire telle que la probabilité finale soit inférieure à 1, puisque  $k_0 > 0$ . Cependant, cette probabilité vaudra  $1 \pm 1\%$  si  $k_1$  vérifie :

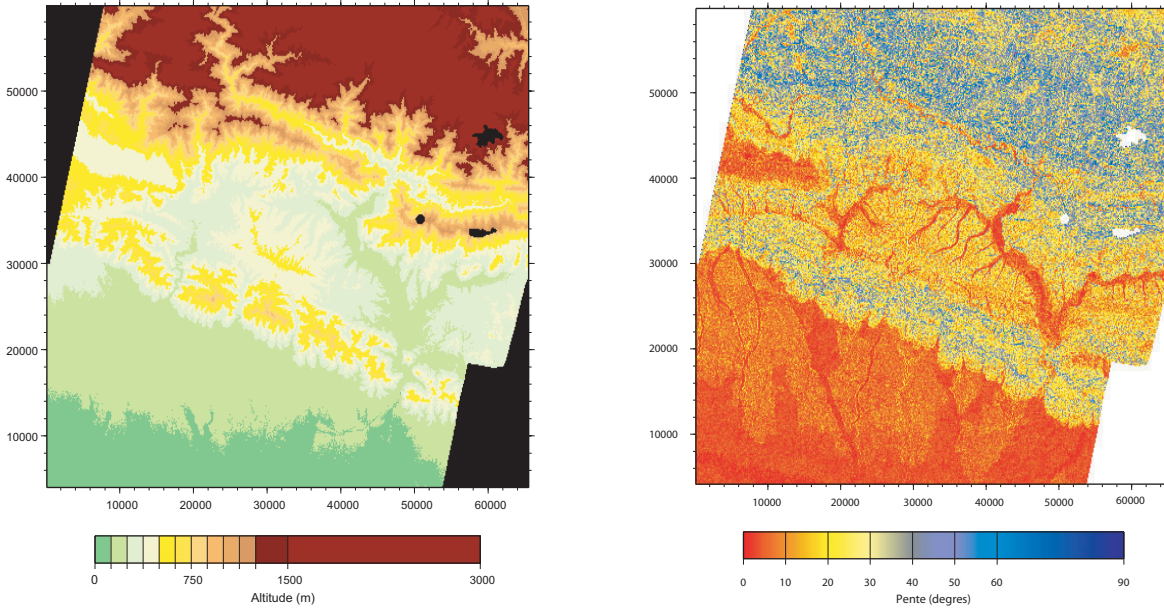
$$k_1 \geq \frac{\ln(0,01) dt_c}{dt \ln(1 - k_0)} \quad (3.34)$$

ce qui, avec les valeurs de  $dt = dt_c$  et  $k_0 = 10^{-2}$  (valeurs habituelles), entraîne  $k_1 \geq 4,58$ . De manière générale, il semble donc que les valeurs de  $k_1$  supérieures à 4,5 sont à éviter, si l'on veut conserver la caractéristique stochastique des glissements de terrains.

## 3.2.4 Etude de pentes sur des systèmes réels

### 3.2.4.1 Front himalayen

Un Modèle Numérique de Terrain (Figure 3.12) de la région située au Sud de Katmandou fourni par J. Lavé [Lavé et Avouac, 2000] m'a permis d'étudier les pentes sur le chevauchement frontal himalayen (MFT). Ce MNT étant très précis (résolution de 20m en horizontal), j'ai pu faire des études de pentes avec des résolutions de plus en plus

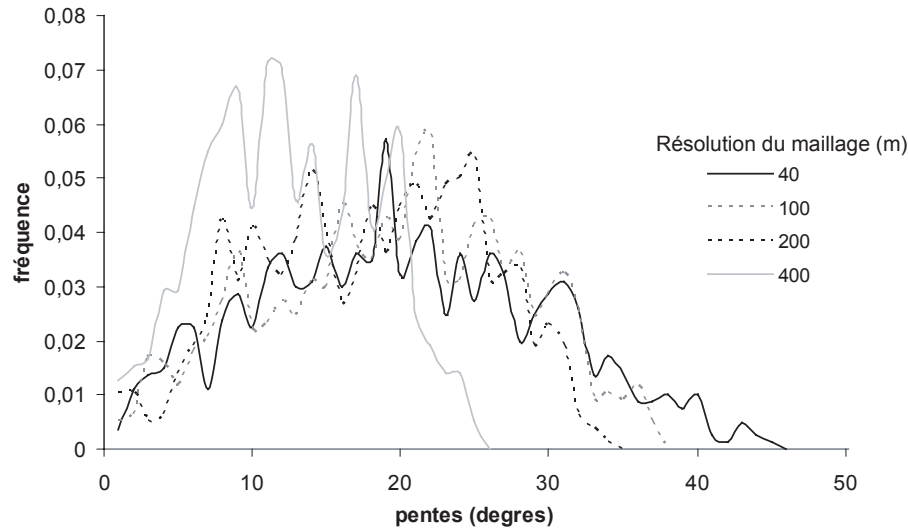


**Fig. 3.12** – Modèle Numérique de Terrain du front Himalayen au Sud de Katmandou. A gauche, topographie, à droite, pentes calculées.

dégradées afin d’approcher au mieux la taille du maillage utilisé dans les modélisations.

En dégradant la résolution du MNT, on observe des pentes de plus en plus faibles (Figure 3.13). En effet, cette dégradation a pour effet de lisser les reliefs, de gommer les petites irrégularités très sensibles avec le pas original de 20m. On observe de plus pour les faibles résolutions (200m ou 400m) l’apparition d’une pente critique. Pour de meilleures résolutions, l’histogramme est beaucoup plus étalé et il est plus difficile de déterminer réellement une pente critique (à part peut-être la pente maximale observée). Pour une résolution de 400m, qui est celle du maillage de départ du modèle, les pentes maximales observées sont de  $28^\circ$  (contre  $47^\circ$  pour une résolution de 40m). L’histogramme des pentes permet de déterminer une pente critique d’environ  $20^\circ$  pour une résolution de 400m et d’environ  $25^\circ$  pour une résolution de 200m. Ceci permet donc de calibrer grossièrement le modèle de glissements de terrains.

Il faut toutefois se rappeler que la résolution du modèle est anisotrope. En effet, la résolution initiale est de 400m en abscisse et en ordonnée, mais la tectonique de convergence a pour effet d’affiner la résolution en abscisse au niveau de la structure anticlinale due au pli de rampe, sans changer la résolution en ordonnée. Cette anisotropie de résolution aura donc très probablement des conséquences en ce qui concerne les glissements de terrains puisque pour une pente critique constante, les glissements de



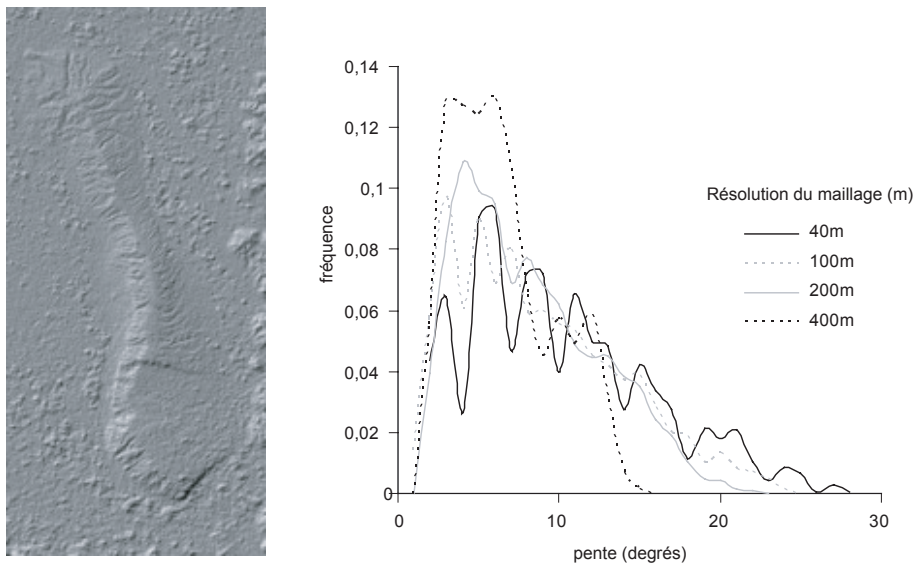
**Fig. 3.13** – Histogramme des pentes de la Figure 3.12 pour différentes résolutions

terrains se produisant perpendiculairement à la structure seront favorisés par rapport aux glissements de terrains se produisant parallèlement à celle-ci. Pour tenir compte au mieux de cette particularité du modèle, il faudrait donc en toute théorie utiliser une pente critique variable selon la résolution. En pratique, ceci serait très lourd à gérer, et j'ai donc choisi d'utiliser une pente critique unique.

### 3.2.4.2 Anticlinal de Pakuashan (Taïwan)

L'anticlinal de Pakuashan (Taïwan) est dû à un pli par propagation de faille [Delcaillau *et al.*, 1998] se propageant du Nord au Sud. Un MNT de résolution de 20m (réalisé et fourni par Luc Floissac) m'a permis d'étudier les pentes dans cet environnement, et ce pour différentes résolutions de 40m à 400m (Figure 3.14).

On peut faire les mêmes remarques que dans le cas précédent, c'est-à-dire que l'on observe une diminution des pentes maximales et moyennes lorsque la résolution se dégrade. Les pentes sont cependant dans cette région plus faibles qu'au front himalayen. Ceci peut être dû à une différence de lithologie (molasses Cénozoïques dans le cas précédent contre sédiments marins du Pléistocène moyen ici), mais aussi à une différence de vitesses tectoniques (2 cm/an précédemment, 2 mm/an à 3 cm/an ici selon des résultats GPS).



**Fig. 3.14** – Modèle Numérique de Terrain de l'anticlinal de Pakuashan (Taiwan) et histogramme des pentes pour différentes résolutions.

# Chapitre 4

## Etude du modèle de glissements de terrains

### 4.1 Localisation des glissements de terrains

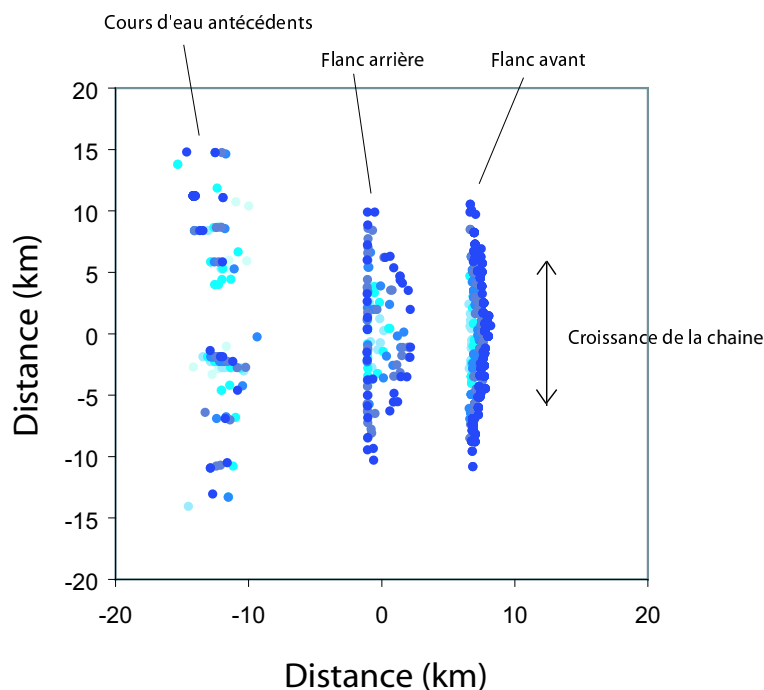
La localisation des glissements de terrains sur un modèle de croissance de pli montre (Figure 4.1) que ceux-ci sont localisés dans deux zones différentes. Cette localisation est liée de manière évidente à l'origine des glissements :

- Certains glissements sont localisés sur la chaîne préexistante, le long des cours d'eau. Ces glissements sont dus à l'incision fluviale, qui en sapant les bases des versants, crée des pentes surcritiques.
- Les autres glissements sont situés sur le pli qui se forme, et sont beaucoup plus localisés sur le flanc avant que sur le flanc arrière. Ces glissements sont d'origine tectonique, puisque la structure de pli de propagation produit des pentes surcritiques. Le flanc avant est beaucoup plus raide que le flanc arrière, c'est pourquoi les glissements y sont plus localisés.

Ceci souligne l'importance d'avoir un modèle couplant à la fois la tectonique, les processus fluviaux et les glissements de terrains.

### 4.2 Influence des propriétés mécaniques

Le modèle de glissements de terrains s'appuie sur les paramètres du matériel de Coulomb qui sont sa cohésion et sa pente critique. Selon les types de matériaux, ces propriétés mécaniques peuvent être différentes (Table 4.2). On remarque que généralement, pour de fortes cohésions, le coefficient de frottement est faible et réciproquement. Se-



**Fig. 4.1** – Localisation des glissements de terrains sur un modèle de croissance de pli. Les axes sont gradués en kilomètres à partir de l'origine du pli. Ce pli croît simultanément vers le haut et le bas de l'image.

lon les matériaux, la cohésion peut varier d'un ordre de grandeur. Quant à l'angle de frottement, il peut varier du simple au double.

Afin de déterminer quelle influence ces propriétés mécaniques exercent sur le nombre et le volume de glissements, ainsi que sur la topographie induite, j'ai réalisé deux modélisations correspondant aux cas extrêmes : matériau tendre ( $C = 0,15 \text{ MPa}$ ,  $\phi = 21^\circ$ ) et matériau compétent ( $C = 0,012 \text{ MPa}$ ,  $\phi = 36^\circ$ ). Pour ces modélisations, je me suis uniquement intéressée aux glissements induits par l'incision fluviale (afin de ne pas apporter de biais si les deux types de glissements ne sont pas régis par la même loi) : il n'y a donc pas de soulèvement tectonique. La topographie initiale comporte un versant de chaîne de pente assez forte, suivie d'une pente douce.

Les modélisations effectuées prédisent que pour le matériau compétent, la topographie est plus raide que pour le matériau tendre (Figure 4.2). Dans les deux cas (Figure 4.3), la pente maximale observée est la pente critique. Les pentes sont donc en moyenne beaucoup plus raides pour le matériau compétent.

Pour le matériau compétent, il y a eu en 1 million d'années un peu plus de 41 000 glissements pour un volume total de  $34\,000 \text{ km}^3$ , alors que pour le matériau tendre, il y a eu 58 770 glissements pour un volume total de  $50\,000 \text{ km}^3$ . Il y a plus de glissements

Contexte Géologique	Cohésion (MPa)	Angle de frottement (°)
strates alluviales	0,15	21
strates alluviales	0,12	17
siltstone (in situ)	0,026	27
sédiments glaciaires	0,02	29
sédiments glaciaires (in situ)	0,012	36

TAB. 4.1 – Propriétés mécaniques de matériaux obéissant au critère de Coulomb, déterminés sur le terrain (sauf le dernier). D’après [Schmidt et Montgomery, 1995].

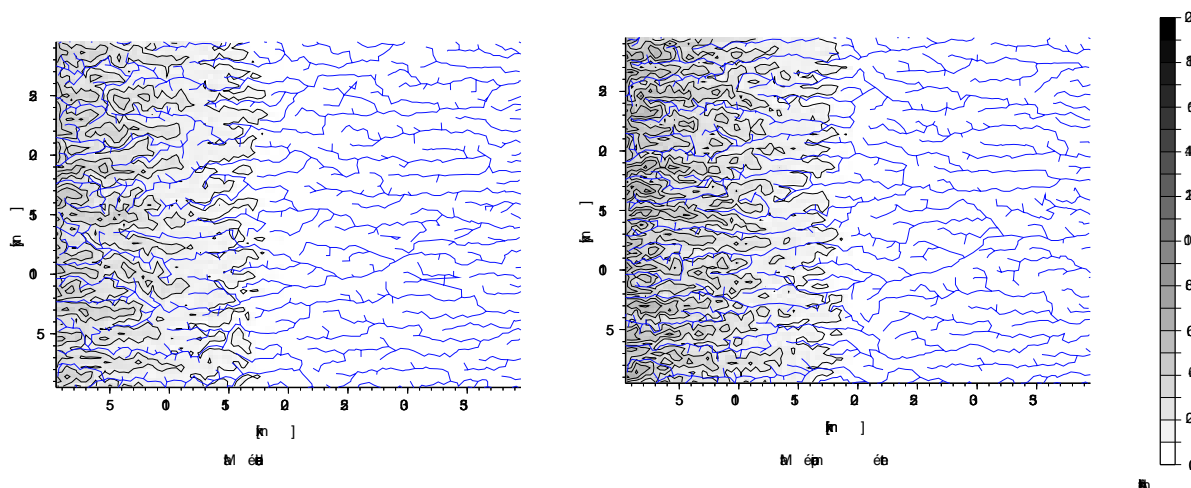


Fig. 4.2 – Topographie finale pour le matériau tendre (à gauche) et pour le matériau compétent (à droite).

pour le matériau tendre, et ils sont plus importants en moyenne. On observe de plus (Figure 4.4) que le glissement le plus important a un volume deux fois plus important pour le matériau tendre que pour le matériau compétent.

Dans les deux cas, il est possible de calculer le meilleur exposant de la loi de puissance en utilisant la méthode de [Aki, 1965] :

$$\beta = \frac{1}{\langle \ln V \rangle - \ln V_0} \tag{4.1}$$

où  $V_0$  est le volume minimal utilisé pour calculer l’exposant et  $\langle \log V \rangle$  est la moyenne de  $\log V$  pour  $V$  supérieur à  $V_0$ .

Dans les modèles, on remarque que lors des premiers 500 000 ans (Figure 4.4),

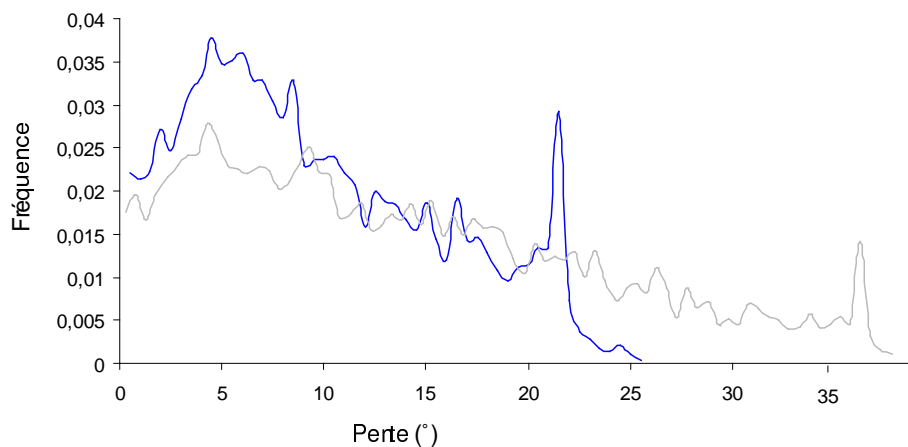


Fig. 4.3 – Histogramme des pentes pour les matériaux tendre (noir) et compétent (gris)

	$V_0 = 0,6$	$V_0 = 0,7$	$V_0 = 0,8$
<b>matériau tendre</b>	2,32	2,52	2,69
<b>matériau compétent</b>	2,26	2,44	2,64

TAB. 4.2 – Exposants de la loi puissance calculés avec le modèle développé dans ce travail pour différents volumes minimaux et différentes rhéologies

il y a de gros glissements de terrain, et qu'à partir de ce laps de temps, le système devient stable avec des glissements plus faibles. Je n'ai déterminé des exposants de loi puissance qu'avec les glissements se produisant dans la seconde moitié de temps, afin d'approcher de l'état stationnaire. Les exposants déterminés en utilisant différents volumes minimaux sont donnés en Table 4.2.

Les exposants calculés varient selon le volume minimal que l'on choisit, mais on remarque que les exposants déterminés pour le matériau compétent sont systématiquement plus faibles que pour le matériau tendre.

[Densmore *et al.*, 1998] ont montré que l'exposant de la loi puissance pouvait aller de 0,8 pour des matériaux compétents à 1,2 pour des matériaux tendres. Des études basées sur des catalogues de glissements dans divers contextes géologiques montrent de même que les exposants sont systématiquement plus élevés pour les avalanches rocheuses que pour les glissements de terrains [Dussauge *et al.*, 2003] (si l'on peut comparer ces deux types de mouvements de masse). Mes résultats montrent que ce modèle de glissement reproduit bien la tendance observée dans la nature, même si l'exposant n'est pas du même ordre. Cette dernière particularité signifie que les glissements de grande amplitude sont sous-estimés par notre modèle.



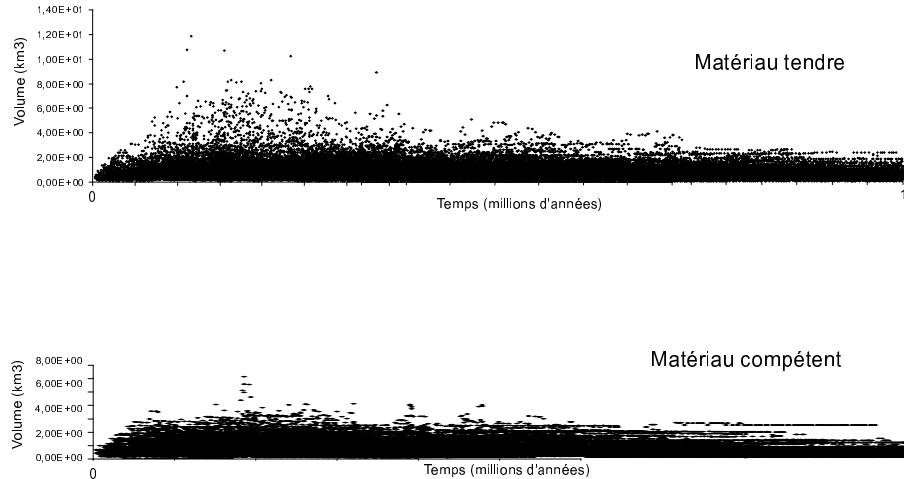


Fig. 4.4 – Volumes des glissements de terrain.

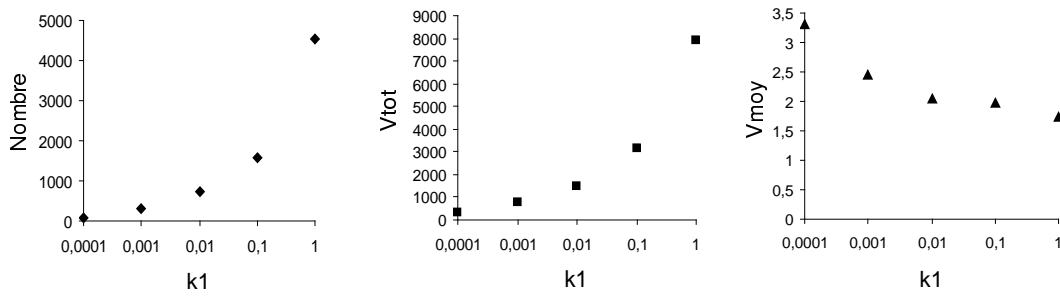
### 4.3 Influence de $k_0$ et $k_1$

La modélisation des glissements de terrains développée dans ce travail nécessite l'utilisation de quatre paramètres : la pente critique, la cohésion, le paramètre ( $k_0$ ) reliant la probabilité de glissement au temps écoulé depuis le dernier glissement de terrain et le paramètre ( $k_1$ ) reliant cette probabilité à l'intervalle de temps choisi pour la modélisation.

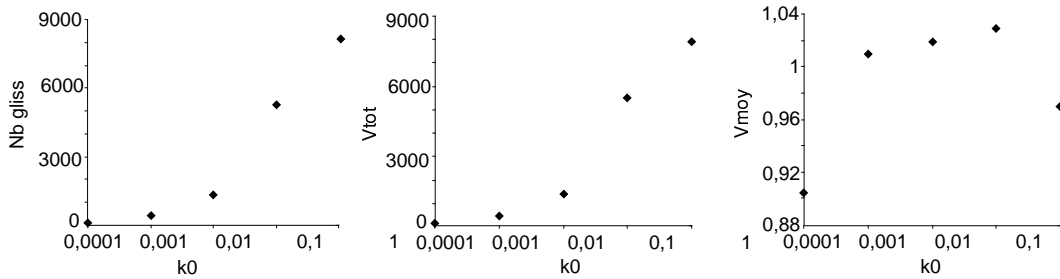
Pour caractériser l'influence de  $k_0$  et  $k_1$ , j'ai réalisé des modélisations sur 400 000 ans, avec une entrée tectonique simple : la moitié du modèle se soulève par rapport à l'autre. Je n'ai pas inclus de rivières, afin de n'avoir que des glissements 'tectoniques', et de ne pas introduire de biais pour le cas où les deux types de glissements ne seraient pas régis par la même loi.

On remarque (Figure 4.5) que lorsque  $k_1$  augmente, le nombre de glissements, ainsi que le volume total déplacé augmentent. En revanche, le volume moyen des glissements diminue. Le comportement est le même pour  $k_0$  (Figure 4.6).

Lorsque  $k_0$  ou  $k_1$  augmente, la probabilité de glissements augmente. Il y a donc plus de glissements, mais ceux-ci sont moins importants, car le versant instable n'a pas le temps de s'agrandir. En revanche, le volume total déplacé par les glissements ne devrait pas varier quels que soient  $k_0$  et  $k_1$ , car la tectonique et la pente critique sont identiques. Pour expliquer cette caractéristique, il faut s'intéresser aux différences de volume déplacés au cours du temps (Figure 4.7). On remarque alors que l'écart de volume entre les modélisations avec  $k_1$  faible et  $k_1$  élevé diminuent progressivement.  $k_0$  montre le même comportement. On peut alors déduire que les variations observées dans le volume total déplacé sont dues au fait que l'état n'est pas stationnaire (Figure 4.8).

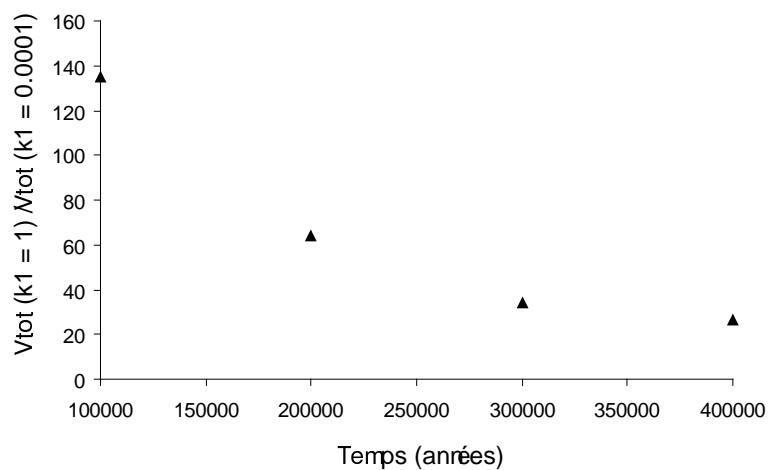


**Fig. 4.5** – Influence de  $k_1$  sur le nombre de glissements de terrain, le volume total et le volume moyen déplacés.

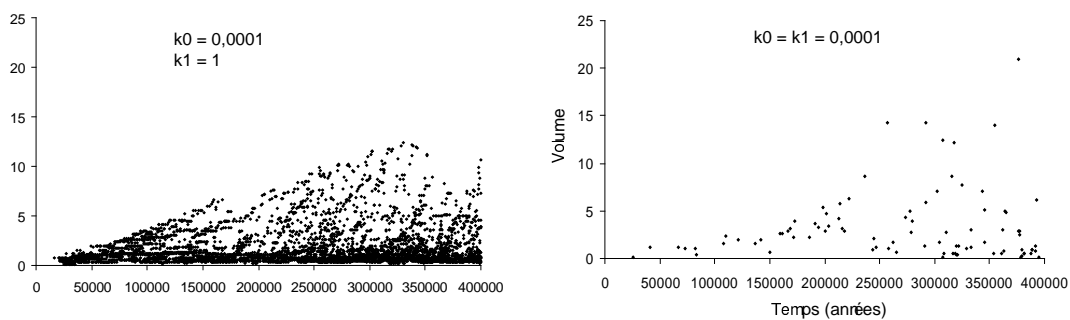


**Fig. 4.6** – Influence de  $k_0$  sur le nombre de glissements de terrain, le volume total et le volume moyen déplacés.

A l'état stationnaire, les volumes totaux déplacés seront les mêmes quels que soient les paramètres  $k_0$  et  $k_1$ .



**Fig. 4.7** – Evolution du rapport entre les volumes totaux déplacés pour un  $k_1$  élevé et pour un  $k_1$  faible.



**Fig. 4.8** – Glissements au cours du temps.



## Chapitre 5

# Influence du pendage du décollement sur le comportement des rivières

Cette partie a fait l'objet d'un article dans *Geology* en 2002 : [van der Beek *et al.*, 2002].



# Control of detachment dip on drainage development in regions of active fault-propagation folding

Rémi de Bak  
Bére de Capé  
Jarkoslav Jir

Laboratoire de Géodynamique des Chaînes Alpines, Université Joseph Fourier, 38041 Grenoble Cedex, France

## ABSTRACT

We have studied drainage development on active folds by using a numerical model that couples the kinematics of fault-propagation folding to a physical description of surface processes. Modeling results suggest that the dip of the underlying detachment exerts a major control on drainage development. For a nonzero detachment dip, the lateral displacement gradient sets up an axial slope behind the growing fold that diverts drainage so that the fold is shielded from rivers with large incision capacity. In this case, the characteristic fault-segment length, rather than the relative rates of fold uplift and incision, may control the spacing of transverse streams. We apply our model to the foothills of the Nepal Himalayas and suggest that striking differences in drainage patterns between central and western Nepal are controlled to a first order by variations in the dip of the underthrusting Indian plate.

**Keywords:** fault-propagation folding, river dynamics, numerical surface process models, active tectonics, landscape evolution.

## INTRODUCTION

Understanding the processes that control drainage development on tectonically active structures is important because drainage patterns may be used to establish the presence and activity of blind thrusts, and may thus provide valuable information for seismic risk assessment (Boudiaf et al., 1998; Keller et al., 1999). Moreover, the initial tectonic growth phase is a key event that controls long-term drainage patterns in collisional mountain belts (Oberlander, 1985; Gupta, 1997). The drainage patterns in the uplifting and eroding active fold-and-thrust belt control sediment supply to the forelands; modern examples can thus aid the interpretation of ancient foreland-basin deposits (Gupta, 1997).

Drainage patterns in regions of active fault-related folding display distinctive features, such as the diversion of preexisting transverse rivers to an axial course and the development of a series of wind gaps at the loci of antecedent transverse streams (e.g., Jackson et al., 1996; Gupta, 1997; Burbank et al., 1999). A conceptual model for the development of these features involves the competition between tectonic uplift and river incision: in order to maintain an antecedent course, a river must incise at a rate at least equal to the tectonic uplift rate. If its incision rate is lower, it will be outpaced and reversed by the growing fold (Burbank et al., 1999; Tomkin and Braun, 1999). Because the capacity of a river to incise bedrock depends on its local slope and discharge as well as bedrock lithology (e.g., Whipple and Tucker, 1999), the spacing between adjacent water gaps should be a function of the relative rates of thrust-controlled

surface uplift and river incision: streams will be reversed and captured by adjacent ones until their common drainage area, and thus discharge, is large enough to provide sufficient stream power to cut through the growing fold (Tomkin and Braun, 1999). Alternative models have stressed the importance of both drainage entrenchment within easily eroded lithologies (Oberlander, 1985; Tucker and Slingerland, 1996) and fluvial aggradation behind the fold (Humphrey and Konrad, 2000).

In this paper we study the development of drainage on active fault-propagation folds by using a numerical model that couples fold kinematics and surface processes. Our models suggest that a parameter that has hitherto been overlooked exerts a major control on the evolution of drainage patterns on active fault-propagation folds; i.e., the dip of the underlying detachment fault. We apply our model to drainage patterns observed in the Siwalik foothills of the Himalayas in central and western Nepal, where observed lateral variations in drainage deflection are not easily explained by varying tectonic uplift rates or lithologies.

## NUMERICAL MODEL

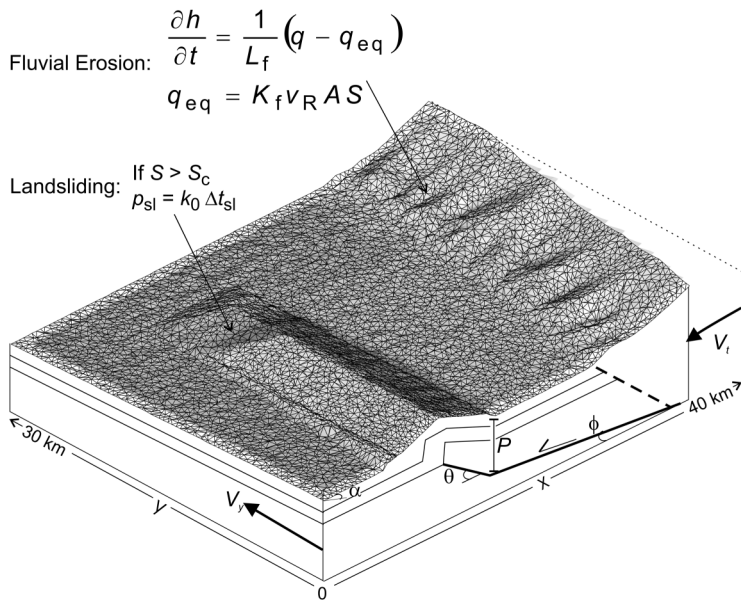
We have developed a three-dimensional numerical model for the interaction between fold growth and surface processes that extends earlier models (e.g., Chalaron et al., 1995; Tucker and Slingerland, 1996; Tomkin and Braun, 1999) by including both a realistic description of the tectonic velocity field, based on observations of fold geometry, and physically based surface-process algorithms.

The tectonic component of our model is

based on Suppe and Medwedeff's (1990) geometric analysis of fault-propagation folds (Fig. 1), in which fold geometry is controlled by the dips of the basal detachment ( $\varphi$ ) and fault ramp ( $\theta$ ), as well as the depth to the step-up point ( $P$ ). We translate the geometric description of Suppe and Medwedeff (1990) into a kinematic model by calculating the horizontal and vertical velocities of material points on the surface as a function of horizontal shortening rate ( $V_x$ ). Lateral propagation of the fold is modeled by introducing a delay time for the onset of fold growth that depends on the lateral propagation velocity ( $V_y$ ), so that the displacement gradient is constant along the fold (Wilkerson et al., 1991). A complete description of the model will be published separately (Champel et al., 2002).

We have coupled this fold-growth model to a modified version of the Cascade surface-processes model (Braun and Sambridge, 1997) that includes numerical formulations for fluvial incision and bedrock landsliding (Fig. 1). The fluvial-incision law in Cascade is based on the "undercapacity" model (Beaumont et al., 1992), which has the advantage of treating transport-limited and detachment-limited behavior within a single algorithm. Although this formulation differs from the more generally used stream-power models (e.g., Tucker and Slingerland, 1996; Whipple and Tucker, 1999), its use does not affect the first-order model predictions we describe here. The models shown here exclude hillslope diffusion for reasons of numerical efficiency. In tectonically active regions, bedrock landsliding appears to be by far the most important hillslope process in operation (Hovius et al., 1997; Densmore et al., 1998), and is required for the growing ridge to attain topographic steady state (Champel et al., 2002). We employ a simple stochastic bedrock-landsliding algorithm in which the probability of landsliding on slopes above a critical angle depends on the elapsed time since the last landsliding event.

Figure 1 shows the initial model setup, which consists of a preexisting half-ridge (simulating a previously active, more internal ridge) in front of which a gentle topographic slope ( $\alpha$ ) simulates the surface of the foothill deposits. The active ridge starts to grow 15 km in front of the preexisting one and propagates in the positive  $y$  direction. The topographic evolution depends on the tectonic and



**Figure 1. Numerical model components, showing model setup, irregular 100 × 75 node grid, and significance of different input parameters. Parameter notations are explained in Table 1, which also gives adopted values.**

geometric parameters  $V_t$ ,  $V_y$ ,  $\phi$ ,  $\theta$ ,  $\alpha$ , and  $P$ , as well as on the parameters controlling fluvial incision and landsliding. For this study, we concentrate on variations in the tectonic parameters, presenting model results for a single set of surface-process model parameters (Table 1). Parameter values are estimated from field observations in western Nepal (Leturmy, 1997; Mugnier et al., 1999); Champel et al. (2002) present a more detailed exploration of the model parameter space. We run the model until the master thrust breaks through the surface and the tectonic mechanism changes to fault-bend folding.

## MODEL RESULTS

Figure 2 shows drainage development for three models with varying convergence velocities and detachment dips. In models with a flat detachment ( $\phi = 0$ ), drainage evolves in

a manner consistent with the conceptual model outlined previously: rivers are reversed by the growing ridge, and adjacent catchments join until a stream with sufficient incision power to keep pace with tectonic uplift is produced. For the model with a relatively low convergence velocity (Fig. 2A), this process leads to the establishment of one water gap and a series of regularly spaced wind gaps at the loci of abandoned streams. If the convergence velocity is high (Fig. 2B), the upstream drainage area in our model is insufficient to produce a river that is able to cut through the ridge. In both cases, the absence of an axial slope leads to fluvial aggradation behind the fold and allows drainage to be deflected either in the direction of propagation or in the opposite direction. When varying the detachment angle ( $\phi$ ) from  $0^\circ$  to  $5^\circ$  (a moderate angle for near-surface detachments), drainage devel-

opment changes dramatically (Fig. 2C): streams are diverted well to the back of the growing fold, and major axial streams develop between the two ridges. No wind or water gaps develop on the ridge, and an axial slope of  $\sim 1^\circ$  is formed behind it. Deflected rivers to the back of the fold do not aggrade (Fig. 2D); the axial slope is therefore a tectonic feature.

To understand this evolution we have to look at the geometry of the system in more detail. Shortening at a rate  $V_t$  leads to uplift to the back of the fault-propagation fold at a rate  $\dot{u}$  (Fig. 1):

$$\dot{u} = V_t (\tan \phi + \tan \alpha). \quad (1)$$

Because the system propagates laterally at a rate  $V_y$ , an axial slope  $\lambda$  is created:

$$\lambda = \arctan\left(\frac{V_t(\tan \phi + \tan \alpha)}{V_y}\right). \quad (2)$$

The direction of steepest descent in the region behind the growing fold will therefore be at an angle  $\beta$  with the antecedent drainage such that  $\tan \beta = \tan \lambda / \tan \alpha$ :

$$\beta = \arctan\left(\frac{V_t(\tan \phi + \tan \alpha)}{V_y \tan \alpha}\right). \quad (3)$$

Figure 3 shows predicted values of  $\beta$  for  $\alpha = 0.2$  and different values of  $\phi$ ,  $V_t$ , and  $V_y$ . For slow lateral propagation rates ( $V_y/V_t \leq 5$ ), the angle  $\beta$  increases extremely rapidly even for moderate detachment angles ( $\phi \leq 5^\circ$ ); e.g., for the parameters in Figure 2C,  $\dot{u} = 1.8 \text{ mm}\cdot\text{yr}^{-1}$ ,  $\lambda = 1^\circ$ , and  $\beta = 79^\circ$ . Drainage will be strongly diverted in these cases, independent of the rate of tectonic uplift on the fold.

Diversion through uplift to the back of the fold therefore appears to be a very efficient mechanism that will only be negligible for flat detachments ( $\phi \approx 0$ ) and/or rapid lateral-propagation rates ( $V_y \gg V_t$ ). In other cases, we predict that as long as the fault propagates, drainage will not be able to cut through the ridge, simply because the rivers do not reach it but are diverted to the back of it.

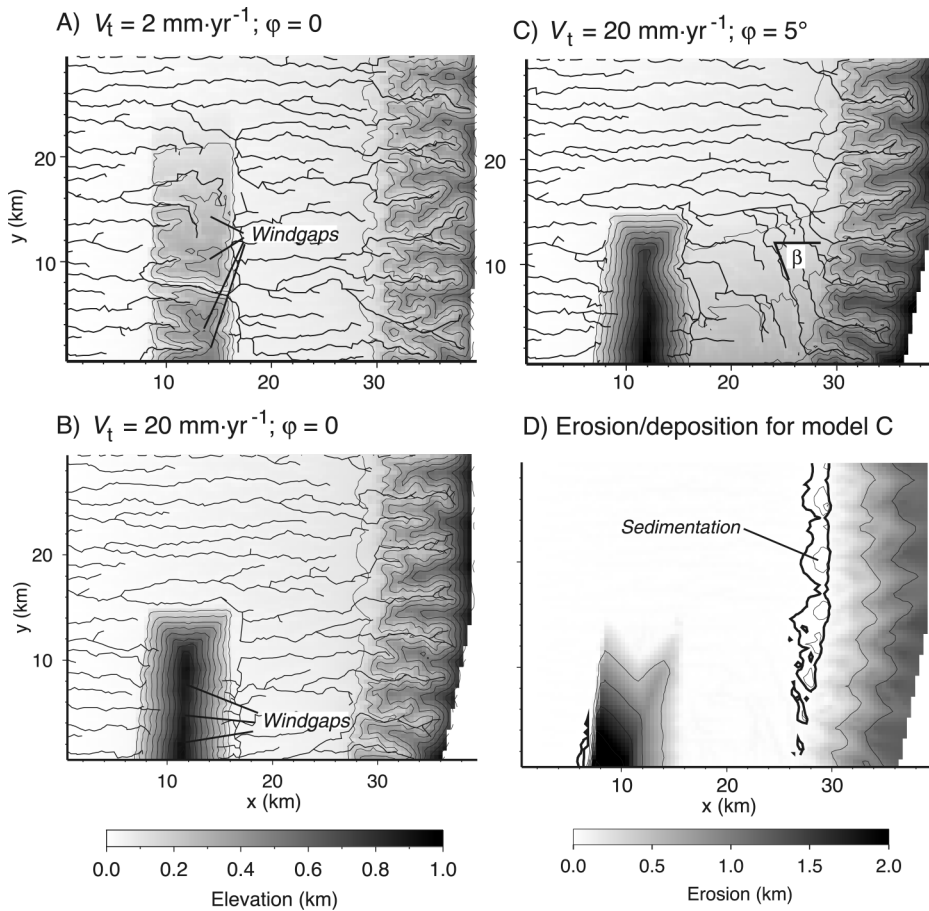
## COMPARISON WITH THE FRONTAL HIMALAYA, NEPAL

The Siwalik fold-and-thrust belt (Fig. 4) is formed by a succession of linear ridges, varying in altitude between 600 and 1500 m and uplifted at the hanging walls of thrusts that branch off a basal detachment at 5–6 km depth (DeCelles et al., 1998; Mugnier et al., 1999). The belt consists of sandstones and conglomerates with relatively little vertical or lateral variation in lithology (e.g., DeCelles et al., 1998). Global Positioning System data in-

TABLE 1. MODEL PARAMETER VALUES

Parameter	Description	Unit and Value	Scale
$V_t$	Convergence rate	20 mm	$-1$
$V_y$	Lateral propagation rate	100 mm	$-1$
$\phi$	Dip of detachment	0.5	$^\circ$
$\theta$	Dip of fault ramp	20	$^\circ$
$P$	Depth to detachment	5 km	
$\alpha$	Initial topographic slope	0.2	$^\circ$
$\lambda$	Axial slope		$^\circ$
$\beta$	Angled drainage deflection		$^\circ$
$K_f$	Fluvial incision parameter	0.05	
$v_R$	Residence time	1 yr	$-1$
$L_f$	Length scale for fluvial incision	20 km	
$q$	Fluvial runoff	m	$2 \text{ yr}^{-1}$
$q_{eq}$	Fluvial incision capacity	m	$2 \text{ yr}^{-1}$
$A$	Contributing drainage area	km	$2$
$S$	Local topographic gradient		
$S_c$	Critical slope for landsliding	0.30	
$k_0$	Probability coefficient for landsliding	10	$-4 \text{ yr}^{-1}$
$p_b$	Landsliding probability	0.4	
$\Delta t_b$	Time interval between landsliding events	y	





**Figure 2.** Maps of model topography and drainage for various convergence rates and detachment-fault dips. **A:** Slow convergence rate and flat detachment, after 250 k.y. **B:** Fast convergence rate and flat detachment, after 150 k.y. **C:** Dipping detachment, after 150 k.y. Angle of drainage deflection ( $\beta$ ) is annotated. **D:** Amount of erosion for dipping-detachment model. Thick zero contour encloses depositional areas; rivers incise everywhere except where exiting ridges. Values for  $V_t$  and  $\varphi$  are annotated; all other parameters are as in Table 1.

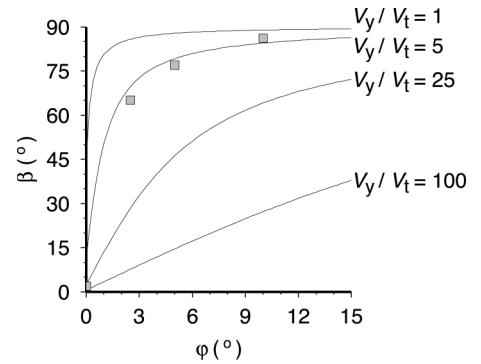
dicating short-term convergence rates of  $18 \pm 2$  mm-yr<sup>-1</sup> across the Nepal Himalaya (Bilham et al., 1997; Larson et al., 1999); active fault-propagation and fault-bend folding associated with the Main Frontal thrust take up a significant part of this convergence on geologic time scales (Lavé and Avouac, 2000; Mugnier et al., 2002). The Main Frontal thrust is formed by segments that branch on lateral ramps or die out laterally in propagating folds.

Drainage patterns within the Himalaya are remarkable in that numerous large rivers are deflected along the traces of the major thrusts (Gupta, 1997). Along-strike river offsets between the deformation front and the internal thrusts, as well as the spacing of rivers that cross the frontal ridge, display distinctive regional variations (Fig. 4). In western Nepal, several rivers are deflected for more than 100 km by the most external ridge. The Rapti River, for example, has been deflected by the Dundwa ridge and follows an axial course for ~130 km before exiting the Siwaliks (Fig. 4B). The axial segment of the Rapti River has a slope between 0.2° and 0.8° (Fig. 4C) and is

currently incising both bedrock and previously aggraded sediments (Leturmy, 1997).

In contrast, maximum deflection is only 37 km in central and eastern Nepal. Similarly, the mean spacing between drainage outlets crossing the frontal range is 60 km west of 84°30'E; the mean spacing is 21 km east of this longitude (Fig. 4D). Nonetheless, the stream power of the rivers involved is of the same magnitude; the contributing drainage area of the strongly diverted Rapti River where it exits the Siwaliks is greater than most of the much less diverted rivers of eastern Nepal. Long-term shortening rates of the outer ridges, derived from section balancing and the deformation of fluvial terraces, vary minimally between  $14 \pm 4$  mm-yr<sup>-1</sup> for western Nepal (Mugnier et al., 2002) and  $21 \pm 1.5$  mm-yr<sup>-1</sup> for central Nepal (Lavé and Avouac, 2000); shortening rates increase from west to east. Moreover, similar and uniform lithologies are exposed in the two areas.

From the results of our modeling, we suggest that the major control on the difference in drainage patterns observed between western

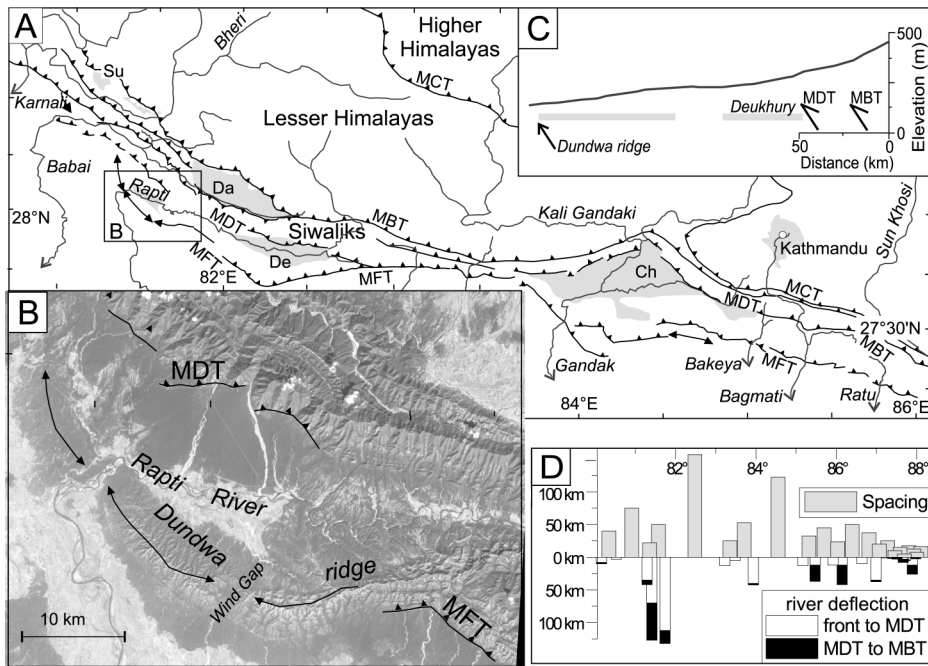


**Figure 3.** Predicted angle ( $\beta$ ) between pre-existing transverse drainage and direction of steepest descent to back of fault-propagation fold, as function of detachment dip ( $\varphi$ ), for  $\alpha = 0.2^\circ$  and different  $V_y/V_t$  ratios (see Table 1). Squares represent angles of drainage deflection for model experiments where  $V_y/V_t = 5$ .

and central Nepal is the dip of the detachment. Detachment angles have been estimated in both regions from flexural models (Lyon-Caen and Molnar, 1985), section balancing and seismic profiles (Mugnier et al., 1999; Lavé and Avouac, 2000), and dislocation modeling of geodetic data (Jackson and Bilham, 1994; Jouanne et al., 1999; Larson et al., 1999). These data suggest that, whereas  $\varphi = 1.5^\circ$ – $3^\circ$  in eastern Nepal, it may reach  $4.5^\circ$ – $8^\circ$  in western Nepal, with a transition zone located near long 84°E (Larson et al., 1999). To a first order, these variations support our model inferences that drainage patterns are strongly controlled by the dip of the underlying detachment.

## DISCUSSION AND CONCLUSIONS

Our modeling suggests that the interpretation of drainage patterns in regions of actively growing fault-propagation folds may be more complex than previously suggested. Conceptual models for drainage development in these settings (e.g., Jackson et al., 1996; Burbank et al., 1999; Keller et al., 1999) have concentrated on the growing fold, overlooking the evolution of the upstream region, which was assumed stable. Humphrey and Konrad (2000) suggested that fluvial-sediment flux and aggradation rate may play an additional role in controlling drainage patterns behind actively uplifting structures. We show that this area is also affected by lateral displacement gradients that tend to divert drainage and limit fluvial aggradation. For a detachment dip of a few degrees and relatively low rates of lateral propagation, drainage will be efficiently diverted to the back of the growing fold, which will thus be shielded from rivers having high stream power. If active folds are capable of efficiently diverting drainage behind them, then the observed drainage spacing cannot be simply linked to a competition between tectonic-uplift and fluvial-incision rates. The observed



**Figure 4.** A: Simplified structural and drainage map of Nepal Himalaya (modified from Chalaron et al., 1995; Mugnier et al., 1999), showing major thrusts (MCT—Main Central thrust, MBT—Main Boundary thrust, MDT—Main Dun thrust, MFT—Main Frontal thrust), fault-propagation folds (arrows), rivers, and Quaternary piggy-back basins (Su—Surkhhet, Da—Dang, De—Deukhury, Ch—Chitwan). Inset shows location of B. B: Detail of SPOT (Satellite Probatoire pour l'Observation de la Terre) image showing termination of Dundwa ridge in two active fault-propagation folds and diversion of Rapti River around active structures. C: Long profile of axial segment of Rapti River; arrows indicate locations where it crosses major thrusts or folds, and shaded bars indicate previously aggraded alluvial basins (after Leturmy, 1997). D: River spacing (upward y-axis) and diversion (downward y-axis: white—at Main Frontal thrust, black—at Main Dun thrust) for streams traversing Siwaliks, as function of longitude.

spacing may rather reflect aspects of the thrust geometry, such as a characteristic length of the lateral fault segments.

#### ACKNOWLEDGMENTS

Pascale Leturmy and Wouter Bos made significant contributions to this study. We thank Sanjeev Gupta, Rudy Slingerland, and an anonymous reviewer for thoughtful and constructive comments.

#### REFERENCES CITED

Beaumont, C., Fullsack, P., and Hamilton, J., 1992, Erosional control of active compressional orogens, in McClay, K.R., ed., *Thrust tectonics*: London, Chapman and Hall, p. 1–18.

Bilham, R., Larson, K., Freymueller, J., and Project IDYLHIM Members, 1997, GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya: *Nature*, v. 386, p. 61–64.

Boudiaf, A., Ritz, J.-F., and Philip, H., 1998, Drainage diversions as evidence of propagating active faults: Example of the El Asnam and Thénia faults, Algeria: *Terra Nova*, v. 10, p. 236–244.

Braun, J., and Sambridge, M., 1997, Modelling landscape evolution on geological time scales: A new method based on irregular spatial discretization: *Basin Research*, v. 9, p. 27–52.

Burbank, D.W., McLean, J.K., Bullen, M., Abdrakhmatov, K.Y., and Miller, M.M., 1999, Partitioning of intermontane basins by thrust-related folding, Tien Shan, Kyrgyzstan: *Basin Research*, v. 11, p. 75–92.

Chalaron, E., Mugnier, J.L., and Mascle, G., 1995, Control on thrust tectonics in the Himalayan foothills: A view from a numerical model: *Tectonophysics*, v. 248, p. 139–163.

Champel, B., van der Beek, P.A., Mugnier, J.L., and Leturmy, P., 2002, Growth and lateral propagation of fault-related folds in the Siwaliks of western Nepal: Rates, mechanisms and geomorphic signature: *Journal of Geophysical Research*, v. 107 (in press).

DeCelles, P.G., Gehrels, G.E., Quade, J., Ojha, T.P., Kapp, P.A., and Upreti, B.N., 1998, Neogene foreland basin deposits, erosional unroofing, and the kinematic history of the Himalayan fold-thrust belt, western Nepal: *Geological Society of America Bulletin*, v. 110, p. 2–21.

Densmore, A.L., Ellis, M.A., and Anderson, R.S., 1998, Landsliding and the evolution of normal-fault-bounded mountains: *Journal of Geophysical Research*, v. 103, p. 15 203–15 219.

Gupta, S., 1997, Himalayan drainage patterns and the origin of fluvial megafans in the Ganges foreland basin: *Geology*, v. 26, p. 501–504.

Hovius, N., Stark, C.P., and Allen, P.A., 1997, Sediment flux from a mountain belt derived by landslide mapping: *Geology*, v. 25, p. 231–234.

Humphrey, N.F., and Konrad, S.K., 2000, River incision or diversion in response to bedrock uplift: *Geology*, v. 28, p. 43–46.

Jackson, J., Norris, R., and Youngson, J., 1996, The structural evolution of active fault and fold systems in central Otago, New Zealand: Evidence revealed by drainage patterns: *Journal of Structural Geology*, v. 18, p. 217–234.

Jackson, M., and Bilham, R., 1994, Constraints on Himalayan deformation inferred from vertical velocity fields in Nepal and Tibet: *Journal of Geophysical Research*, v. 99, p. 13 897–13 912.

Jouanne, F., Mugnier, J.L., Pandey, M.R., Gamond, J.F., Le Fort, P., Serurier, L., Vigny, C., Avouac, J.P., and Idylhim Members, 1999, Oblique convergence in the Himalayas of Western Nepal deduced from preliminary results of GPS measurements: *Geophysical Research Letters*, v. 26, p. 1933–1936.

Keller, E.A., Gurrola, L., and Tierney, T.E., 1999, Geomorphic criteria to determine direction of lateral propagation of reverse faulting and folding: *Geology*, v. 27, p. 515–518.

Larson, K.M., Bürgmann, R., Bilham, R., and Freymueller, J.T., 1999, Kinematics of the India-Eurasia collision zone from GPS measurements: *Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 1077–1093.

Lavé, J., and Avouac, J.P., 2000, Active folding of fluvial terraces across the Siwaliks Hills, Himalayas of central Nepal: *Journal of Geophysical Research*, v. 105, p. 5735–5770.

Leturmy, P., 1997, *Sédiments et reliefs du front des systèmes chevauchants: Modélisations et exemples du front andin et des Siwalik (Himalaya) à l'Holocène* [Ph.D. thesis]: Grenoble, Université Joseph Fourier, 235 p.

Lyon-Caen, H., and Molnar, P., 1985, Gravity anomalies, flexure of the Indian plate and the structure, support and evolution of the Himalaya and Ganga Basin: *Tectonics*, v. 4, p. 513–538.

Mugnier, J.L., Leturmy, P., Mascle, G., Huyghe, P., Chalaron, E., Vidal, G., Hussion, L., and Delcaillau, B., 1999, The Siwaliks of western Nepal: I. Geometry and kinematics: *Journal of Asian Earth Sciences*, v. 17, p. 629–640.

Mugnier, J.L., Huyghe, P., Leturmy, P., and Jouanne, F., 2002, Episodicity and rates of thrust sheet motion in the Himalayas (western Nepal), in McClay, K.R., ed., *Thrust tectonics and petroleum systems*: American Association of Petroleum Geologists Memoir (in press).

Oberlander, T.M., 1985, Origin of drainage transverse to structures in orogens, in Morisawa, M., and Hack, J.T., eds., *Tectonic geomorphology*: Boston, Allan and Unwin, p. 155–182.

Suppe, J., and Medwedeff, D.A., 1990, Geometry and kinematics of fault-propagation folding: *Eclogae Geologicae Helveticae*, v. 83, p. 409–454.

Tomkin, J.H., and Braun, J., 1999, Simple models of drainage reorganisation on a tectonically active ridge system: *New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, v. 42, p. 1–10.

Tucker, G.E., and Slingerland, R.L., 1996, Predicting sediment flux from fold and thrust belts: *Basin Research*, v. 8, p. 329–349.

Whipple, K.X., and Tucker, G.E., 1999, Dynamics of the stream-power river incision model: Implications for height limits of mountain ranges, landscape response timescales, and research needs: *Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 17 661–17 674.

Wilkerson, M.S., Medwedeff, D.A., and Marshak, S., 1991, Geometric modeling of fault-related folds: A pseudo-three-dimensional approach: *Journal of Structural Geology*, v. 13, p. 801–812.

Manuscript received August 20, 2001  
 Revised manuscript received January 18, 2002  
 Manuscript accepted January 30, 2002

Printed in USA

## Chapitre 6

# Etude des Siwalik au Népal

Cette partie a fait l'objet d'un article publié dans Journal of Geophysical Research en 2002 : [Champel *et al.*, 2002].



## Growth and lateral propagation of fault-related folds in the Siwaliks of western Nepal: Rates, mechanisms, and geomorphic signature

Bénédicte Champel, Peter van der Beek, Jean-Louis Mugnier, and Pascale Leturmy<sup>1</sup>

Laboratoire de Géodynamique des Chaînes Alpines, Université Joseph Fourier, Grenoble, France

Received 8 May 2001; revised 17 August 2001; accepted 22 August 2001; published 12 June 2002.

[1] We study the controls on drainage development in tectonically active regions using a numerical tectonic surface processes model combining tectonic uplift caused by fault-related folding with erosion by fluvial incision, hillslope diffusion, and landsliding. Our model shows the fundamental control exerted by the dip of the detachment underlying the folds on drainage evolution. When the detachment is horizontal, the relative rates of tectonic uplift and fluvial incision control the evolution. For a nonzero dip, in contrast, the lateral displacement gradient associated with fold propagation sets up a lateral slope behind the active structure, which deflects the stream network. We also demonstrate the importance of landsliding for the attainment of realistic and steady state topography. In contrast, discontinuous tectonic movements do not appear to influence the system. We apply our model to the Dundwa fault-related fold ridge (Siwalik, Nepal). We estimate a remarkably low mean propagation rate for different segments of the structure. This finding, together with the structure and morphology of the ridge, leads us to propose that the ridge developed by linkage of several component segments. The drainage evolution predicted when modeling this scenario compares favorably with field observations. Our models provide insights into the dynamics of fault-related fold propagation: In particular, as a result of fault segment linkage, estimates of propagation rate of these structures may be strongly scale-dependent, and the observed morphology and drainage patterns on fault-related fold ridges may be controlled by fault geometry rather than by the relative rates of tectonics and surface processes.

*INDEX TERMS:* 8102 Tectonophysics: Continental contractional orogenic belts; 3210 Mathematical Geophysics: Modeling; 1815 Hydrology: Erosion and sedimentation; 1824 Hydrology: Geomorphology (1625); *KEYWORDS:* Siwalik, river dynamics, numerical modeling, landscape evolution, fault-related folding

### 1. Introduction

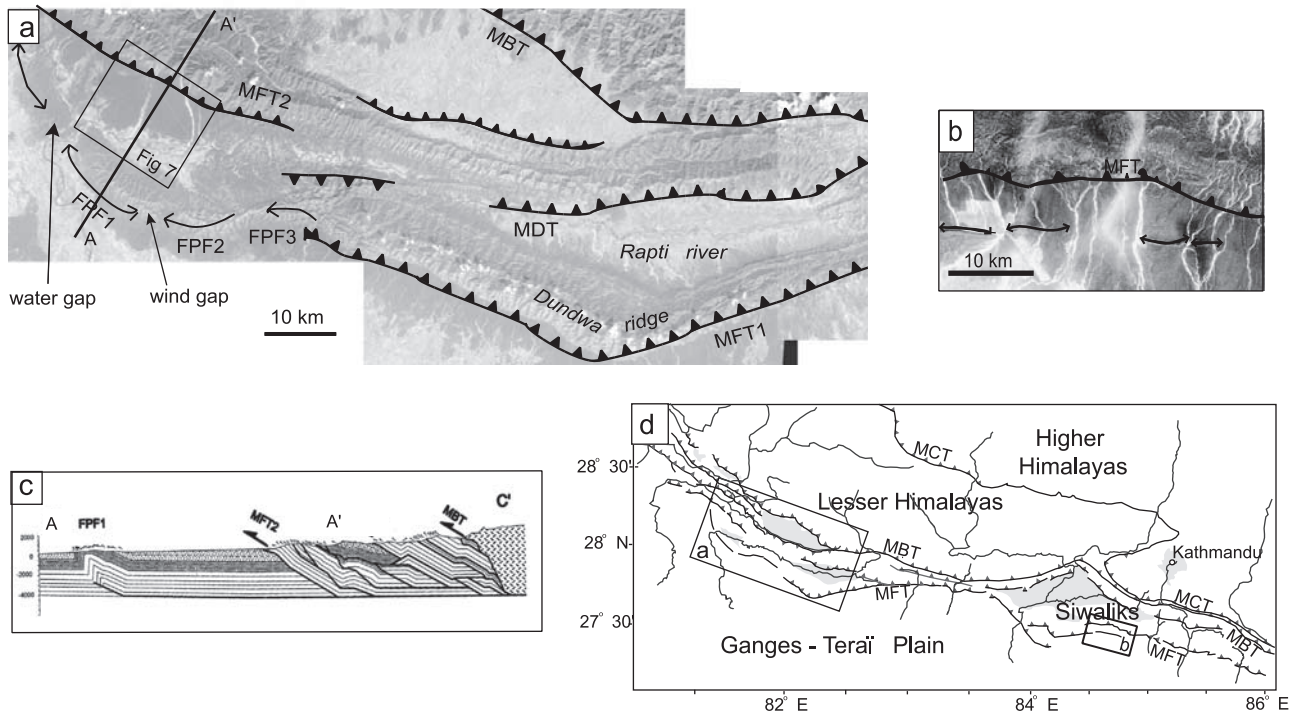
[2] Intracontinental mountain building in convergent settings initiates with the nucleation, growth, and lateral propagation of thrust faults [Elliott, 1976]. These tectonic processes interact with erosion and deposition to create the morphology and the long-term drainage patterns of active convergent regions [Gupta, 1997; Burbank *et al.*, 1999]. The study of the landscape characteristics of these regions therefore provides insights into the different processes that created their morphology. Distinctive geomorphic features of active thrust-related fold growth include the diversion of preexisting transverse rivers from an axial course and the development of a series of wind gaps at the loci of antecedent transverse streams [e.g., Jackson *et al.*, 1996; Burbank *et al.*, 1999]. The decrease in elevation of wind gaps, together with a decrease in relief and drainage density of the active fold crest, may indicate the direction of lateral fold propagation [Keller

*et al.*, 1999]. Antecedent rivers that have sufficient erosive power to cut through the uplifting ridge will evolve into transverse streams, which often show a characteristic spacing [Jackson *et al.*, 1996].

[3] Faulting is the primary mechanism for the upper crust to accumulate permanent strain. Numerous field observations show that as a fault accumulates displacement, its size and length increase [Watterson, 1986; Peacock and Sanderson, 1991; Dawers *et al.*, 1993]. Moreover, faults usually occur in arrays that constitute a fault zone by the linkage of several component segments [Dawers and Anders, 1995]. The frontal Himalayas are a large-scale example of this arrangement: The Main Frontal Thrust of the western Nepal Himalayas is composed of three distinct segments that appear to propagate independently [Mugnier *et al.*, 1999; Husson *et al.*, 2002].

[4] Surface processes, acting on different scales and by different mechanisms, affect the relief created by tectonics. Short-range transport occurs on hillslopes and is usually modeled as linear diffusion. Bedrock landsliding, which also occurs on hillslopes, is very efficient in active collision belts [Hovius *et al.*, 1997]. The river network creates the boundary conditions for hillslope processes by

<sup>1</sup>Now at Département des Sciences de la Terre, Université de Cergy-Pontoise, Cergy Pontoise, France.



**Figure 1.** (a) SPOT multispectral image mosaic of the study area, showing major thrusts and the deflection of Rapti river. Light areas are small alluvial basins or duns. MFT, Main Frontal Thrust; MDT, Main Dun Thrust; MBT, Main Boundary Thrust. FPF1, FPF2, and FPF3 are active fault propagation folds at western termination of Dundwa ridge. Box shows location of Figure 7. A-A' is the cross-section detailed in Figure 1c. (b) Detail of SPOT panchromatic image of central Nepal, showing major tectonic features and rivers crossing active frontal fault propagation folds. (c) Balanced cross section A-A' showing structural style and major thrusts of the region (modified from *Mugnier et al.* [1999]; Copyright 1999, with permission from Elsevier Science). (d) Simplified tectonic sketch map of Nepal Himalaya showing location of study areas. Shaded areas are Neogene intramontane basins or duns.

bedrock incision and evacuates the material deposited at the base of the slopes [*Anderson, 1994; Hovius et al., 2000*].

[5] The objective of this study is to understand the mechanisms of formation and evolution of fault-related fold ridges. The observation and comparison of large-scale drainage patterns from tectonically active areas show that river response to the growth of active structures may be diverse: Some rivers maintain their initial course, cutting through the growing relief, but others can be deflected for several tens of kilometers [e.g., *Gupta, 1997*]. What are the relations between structural setting and the evolution of river networks? The apparent attainment of a steady state topography observed on many active fold structures implies a balance between tectonic growth and erosional decay. What is the influence of the different surface processes on the evolution to steady state topography? Finally, many field studies have shown that faults grow by coalescence and linkage of several distinct fault segments [e.g., *Ellis and Dunlap, 1988; Peacock and Sanderson, 1991; Dawers and Anders, 1995*]. What are the effects of such a mode of fault growth on stream development and can we infer the growth history of faults from the drainage pattern?

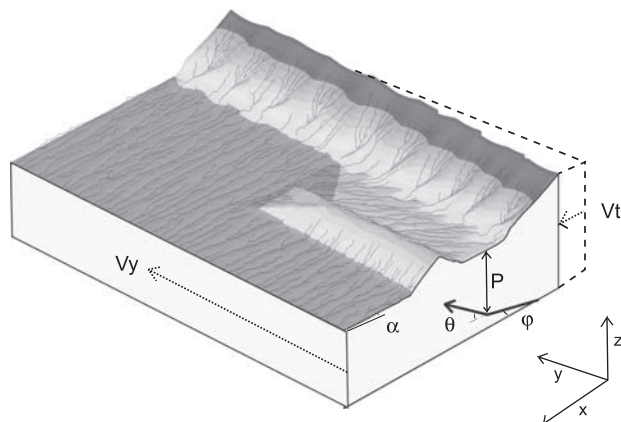
[6] Numerical modeling enables us to access the large spatial and temporal scales associated with the processes of mountain building, and many models have been developed since the early 1990s to study the long-term evolution of landscapes in different areas (see *Beaumont et al.* [1999] for a review). These studies have been concerned with different scales, from single fault scarps [e.g., *Arrowsmith et al., 1996*] to entire mountain ranges [e.g., *Tucker and Slingerland, 1996; Beaumont et al., 1999*]. We focus on the intermediate scale of a single fold ridge and develop a model that numerically combines its growth by fault propagation and fault bend folding and its decay by surface processes (fluvial incision, hillslope diffusion, and bedrock landsliding). We compare the scenarios predicted by this model to the Siwalik foothills of the Himalayas and specifically to the active Dundwa fold (Figure 1) in order to determine its rate and mechanism of propagation. In section 2, we briefly introduce our study area. In sections 3 and 4, we review the model and the general results that we obtain concerning the evolution of the stream network and its tectonic and geomorphic controls, in particular the roles played by landsliding and by episodic tectonic displacements, as induced by the seismic cycle. In section 5, we develop

a conceptual model for the evolution of the Dundwa structure and test it using our numerical model.

## 2. Study Area

[7] The Ganges foreland basin fringes the Himalayan orogen along more than 2000 km from west to east. The Siwalik foothills constitute the northern edge of this basin, between the Lesser Himalayas and the Ganges-Teraï plain. They are composed of continental detritic series (the Siwalik Group) deposited during Miocene and Plio-Pleistocene times [DeCelles *et al.*, 1998]. The vertical distribution of facies provides lithostratigraphic criteria to subdivide this group into three units: the Lower, Middle, and Upper Siwaliks. The foothills have been successively incorporated into the thin-skinned thrust belt that can be compared to an accretionary wedge [Delcaillau *et al.*, 1987]. Three main east-west trending thrust zones can be recognized (Figure 1). From north to south, they are the Main Boundary Thrust (MBT), which places the metamorphic rocks of the Lesser Himalayas onto the Siwaliks, the Main Dun Thrust (MDT), and the Main Frontal Thrust (MFT), which is the active front of the Himalayas. Seismicity data [Ni and Barazangi, 1984; Pandey *et al.*, 1999] and the deformation of fluvial terraces [Lavé and Avouac, 2000] show that the frontal Siwaliks are tectonically very active. Erosion rates are also very high [Hurtrez *et al.*, 1999]. The Siwalik region therefore provides an excellent opportunity to study the interaction between tectonics and erosion in a continental convergent setting.

[8] The total shortening rate between India and Asia of  $50 \text{ mm yr}^{-1}$  [Larson *et al.*, 1999] is accommodated by several structures in a wide collision zone. The shortening accommodated in the Siwalik region can be inferred from cross section balancing [Mugnier *et al.*, 1999], analyses of river terraces [Lavé and Avouac, 2000] and GPS measurements [Bilham *et al.*, 1997; Jouanne *et al.*, 1999]. These studies all show that the mean Quaternary shortening rate is  $\sim 20 \text{ mm yr}^{-1}$  in the outer belt of the Himalayas, which concentrates the active deformation. In western Nepal, deformation is distributed between the MBT, MDT, and



**Figure 2.** Cartoon of the numerical model showing model geometry, initial setup, and significance of tectonic parameters. See text for discussion and Table 1 for parameter values.

**Table 1.** Model Parameters<sup>a</sup>

Symbol	Explanation	Value
$K_f$	stream power constant	$10^{-2}$
$v$	precipitation	$1 \text{ m yr}^{-1}$
$w$	river width	10 m
$L_{fa}$	erosion length scale for sediments	$10^3 \text{ m}$
$L_{fb}$	erosion length scale for bedrock	$2 \times 10^3 \text{ m}$
$k_d$	hillslope diffusivity	variable (0)
$\psi$	critical slope for landsliding	$21^\circ$
$k_0$	constant in landsliding algorithm	0.01
$k_l$	constant in landsliding algorithm	1
$dt_{char}$	characteristic time step	100 y
$C$	effective cohesion	$6 \times 10^4 \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-2}$
$\rho$	density	$2750 \text{ kg m}^{-3}$
$\sigma$	seismic cycle parameter	0.2
$\tau$	seismic cycle parameter	0.05
$\alpha$	initial slope	variable ( $0.2^\circ$ )
$\varphi$	detachment angle	variable ( $5^\circ$ )
$\theta$	ramp angle	$28^\circ$
$P$	detachment depth	variable (5 km)
$V_t$	shortening rate	variable ( $0.02 \text{ m yr}^{-1}$ )
$V_y$	lateral propagation rate	variable ( $0.2 \text{ m yr}^{-1}$ )

<sup>a</sup>For parameters that are varied in this study, default values are given in parentheses.

MFT; the displacement rate along the MFT is on the order of  $14 \text{ mm yr}^{-1}$  from Holocene terrace uplift [Leturmy, 1997; Mugnier *et al.*, 2002].

[9] In section 5 we focus in particular on the Dundwa ridge in western Nepal (Figure 1), a fault bend fold related to overthrusting on the MFT and terminated to the west by a series of fault propagation folds separated by wind and water gaps. The maximum height of this structure lies between 550 and 750 m along the 80-km length of the ridge, whereas the amount of denudation increases eastward, suggesting that it has attained topographic steady state [Husson *et al.*, 2002] (see Figure 10). However, regularly spaced elevation minima can be observed, which by analogy with other structures resulting from active folding [e.g., Jackson *et al.*, 1996; Mueller and Talling, 1997; Keller *et al.*, 1999] may be interpreted as wind gaps that mark ancient river beds. At present, however, the Dundwa ridge is not cut by transverse streams and deflects the Rapti river (catchment area of  $6200 \text{ km}^2$ ) for  $>100 \text{ km}$ .

## 3. Numerical Model

[10] We combine a kinematic description of fault-related folding with a modified version of the surface processes model Cascade [Braun and Sambridge, 1997], which includes numerical formulations for fluvial entrainment, diffusive hillslope transport, and a new bedrock landsliding algorithm (Figure 2). Cascade adopts an irregular grid to discretize the landscape, which is particularly useful for modeling active tectonics in which the grid is deformed, as in our experiments.

### 3.1. Tectonic Model

[11] Above thrust faults, relief is created by fault propagation and fault bend folding. These folds, recognized since the 1950s [e.g., Gallup, 1951], have been extensively studied from seismic data. Several geometries have been proposed for fault propagation folds. Suppe and Medwedeff [1990]

derived two quantitative geometric models, each of them encompassing an expected property of this folding mechanism under brittle conditions: either conservation of layer thickness and bed length or a fixed-front anticlinal surface. These models, however, do not replicate the curved fold surfaces observed in some natural environments; the trishear model [Erslev, 1991; Allmendinger, 1998], in which shear is distributed in a triangular zone, has been proposed to take this property into account.

[12] The kinematic model we develop is based on the geometric description by Suppe and Medwedeff [1990] for fault propagation folding, and Suppe [1983] for fault bend folding. We choose not to apply the trishear model because balanced cross sections of the Himalayan foothills [Leturmy, 1997; Mugnier et al., 1999] show monoclinical forelimbs of the anticlines that are more consistent with the geometries predicted by the Suppe and Medwedeff [1990] models (Figure 1). However, we doubt that the choice of an alternative kinematic description will strongly influence the results presented here. The major difference between the trishear and kink band models concerns the front limb of the structure, which represents only a small part of the surface. Moreover, we are interested in the evolution of the drainage pattern, which we show to be mostly controlled by the back limb development.

[13] The geometry of a fault propagation fold is defined by three independent parameters [Suppe and Medwedeff, 1990]: the detachment depth ( $P$ ), the detachment angle ( $\varphi$ ) and the ramp angle ( $\theta$ ) (Figure 2) and can be described by the location of five characteristic points. The kinematic model is described in detail in Appendix A. In short, we calculate the coordinates of the characteristic points as a function of the three independent parameters for a given amount of shortening. We translate the geometric model into a kinematic model using the displacement of these points in response to accumulated shortening through time.

[14] When the fault tip reaches the surface, the mode of deformation changes from fault propagation to fault bend folding. At this stage, the geometry can still be described as a function of  $P$ ,  $\varphi$ , and  $\theta$  [Suppe, 1983]. The kinematic model derived by Suppe [1983] is based on the existence of axial surfaces: Between two axial surfaces, the velocity is constant and given as an expression of the shortening rate and the three independent parameters (see Appendix A).

[15] Our initial models reproduce the self-similar growth of a single fault with a constant shortening rate  $V_t$  and propagating laterally at a constant rate  $V_y$ . In order to describe the structure at a distance  $\Delta y$  of the initial position, we introduce a delay time  $\Delta t_y = \Delta y/V_y$  [Wilkerson et al., 1991]. At a time  $t$ , the length of the fault is thus  $L = V_t t$  and the (maximum) displacement at its center is  $D = V_t t$ . The displacement profile of such a fault is linear, as was suggested by Elliott [1976], but which differs from the more generally observed elliptical form [Walsh and Watterson, 1989]: We choose this form because it is simplest to implement in the numerical model. However, we will show (section 5.1) that a linear displacement profile is consistent with field observations on the Dunwa ridge.

### 3.2. Surface Processes Model

[16] The topography created by tectonics is affected by different surface processes, the most important of which

are fluvial incision, diffusive hillslope transport, and landsliding [e.g., Merritts and Ellis, 1994]. Different models with various levels of complexity have been used to model fluvial entrainment [Hancock et al., 1998; Howard et al., 1994; Sklar and Dietrich, 1998]. Beaumont et al. [1992] model fluvial incision and transport as a first-order kinetic reaction:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{1}{wL_f} (q_f^{\text{eqb}} - q_f), \quad (1)$$

in which the length scale  $L_f$  reflects the erodability of the substrate,  $w$  is river width,  $q_f$  is the local sediment flux, and  $q_f^{\text{eqb}}$  is the equilibrium sediment flux, which is calculated from the linear stream power law:

$$q_f^{\text{eqb}} = K_f \nu AS, \quad (2)$$

in which  $K_f$  is a nondimensional scaling parameter,  $\nu$  is precipitation,  $A$  is drainage area, and  $S$  is local slope. When  $q_f < q_f^{\text{eqb}}$ , the river incises the substrate; when  $q_f > q_f^{\text{eqb}}$ , it deposits sediments. This “undercapacity” model differs from the more generally used stream power models [Tucker and Slingerland, 1996; Whipple and Tucker, 1999]. It has the advantage, however, to treat detachment-limited ( $q_f \ll q_f^{\text{eqb}}$ ), transport-limited ( $q_f \approx q_f^{\text{eqb}}$ ), and alluvial ( $q_f > q_f^{\text{eqb}}$ ) behavior within a single algorithm.

[17] Short range transport on hillslopes is usually modeled as linear diffusion [Carson and Kirkby, 1972; Heimsath et al., 1997]:

$$\partial h / \partial t = -\kappa_d \Delta h, \quad (3)$$

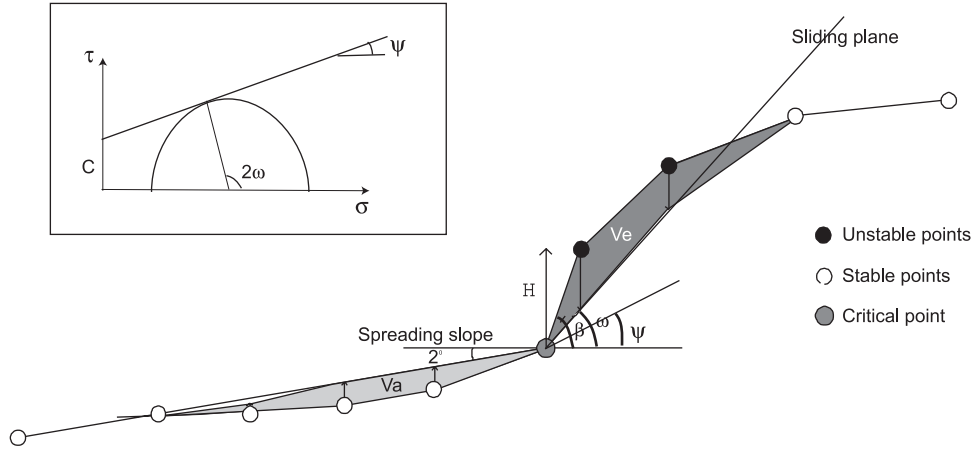
where  $\kappa_d$  is diffusivity,  $h$  is elevation and  $\Delta$  is the Laplacian operator. However, there is growing evidence that the importance of landsliding rapidly increases with increasing hillslope relief [Roering et al., 1999, 2001]. Several studies [Hovius et al., 1997; Densmore et al., 1998, Ellis et al., 1999] have shown that the major hillslope transport process in tectonically active regions is bedrock landsliding. This process has long been neglected in numerical models because of its complexity. Some authors have incorporated it through a modification to the linear diffusion transport rule [e.g., Anderson, 1994; Roering et al., 1999]. We choose to develop a separate algorithm for bedrock landsliding in order to study its influence in more detail.

[18] Following Densmore et al. [1998], we model landsliding using Cullman theory, which holds that a landslide will occur when the topographic slope is greater than a critical slope (depending principally on the material and its alteration). Landsliding will occur on the plane on which the shear stress is equal to the sliding resistance, that is, where the effective cohesion is maximized (Figure 3). The effective cohesion  $C$  can be expressed as [Cullman, 1875]

$$C = \frac{1}{2} \rho g H \frac{\sin(\beta - \omega) \sin(\omega - \psi)}{\sin \beta \cos \psi}, \quad (4)$$

where  $\rho$  is density,  $g$  is gravitational acceleration,  $H$  is the slope height,  $\beta$  is the topographic slope,  $\omega$  is the dip of the





**Figure 3.** Two-dimensional representation of the landsliding algorithm showing relationships between topographic slope  $\beta$ , critical friction angle  $\psi$  and dip of sliding plane  $\omega$ .  $V_e$  is total volume of eroded material;  $V_a$  is volume of deposited material. Material conservation implies that  $V_e = V_a$ . Inset shows Mohr circle representation of the angles involved. See text for discussion.

potential failure plane and  $\psi$  is the critical friction angle. The derivative of  $C$  with respect to  $\omega$  is

$$\frac{\partial C}{\partial \omega} = \frac{1}{2} \rho g H \frac{\sin(\beta + \psi - 2\omega)}{\sin \beta \cos \psi}, \quad (5)$$

and therefore the angle  $\omega_c$ , for which the effective cohesion is maximized, is

$$\omega_c = \frac{1}{2} (\beta + \psi). \quad (6)$$

The failure plane will thus be the plane bisecting the topographic tangential and the critical plane.

[19] In order to take the stochastic character of landsliding [Hovius *et al.*, 1997] into account, this deterministic mechanical model is coupled to a probabilistic algorithm: When a node is instable (that is, its topographic slope is greater than the critical failure angle), it does not necessarily induce a landslide. The probability of landsliding ( $p$ ) depends on the time elapsed since the last landsliding event and the height on which the topographic slope is greater than the critical slope [Densmore *et al.*, 1998]:

$$p = \frac{H}{H_c} + k_0 \frac{\Delta t_{\text{slide}}}{dt_{\text{char}}}, \quad (7)$$

where  $\Delta t_{\text{slide}}$  is the time elapsed since the last landsliding event at this point,  $dt_{\text{char}}$  is a characteristic time step,  $k_0$  is a dimensionless scaling parameter, and  $H_c$  is a critical slope height that can be found by substituting  $\omega_c$  for  $\omega$  in (4) and solving for  $H$ :

$$H_c = \frac{4C}{\rho g} \left( \frac{\sin \beta \cos \psi}{1 - \cos(\beta - \psi)} \right). \quad (8)$$

By definition,  $H_c$  is always greater than  $H$ . To eliminate the artifact introduced by variable time steps in our model

runs, we modulate the landsliding probability by the time step ( $dt$ ):

$$p' = 1 - (1 - p)^{k_1 dt / dt_{\text{char}}}. \quad (9)$$

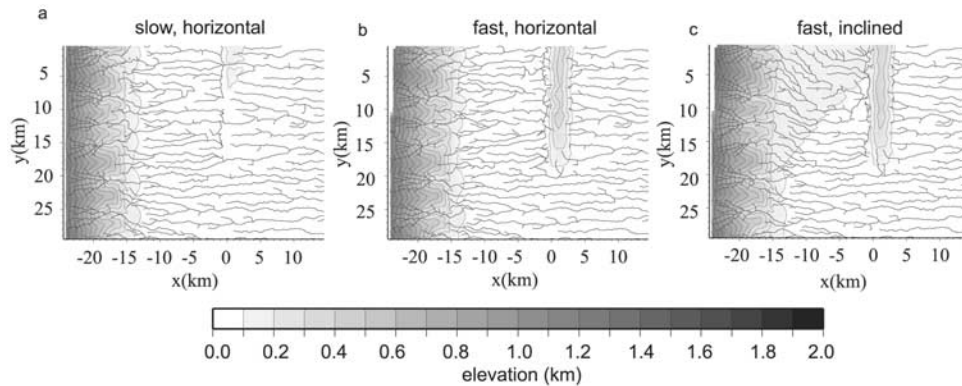
Following Densmore *et al.* [1998], we set a maximum size for each landslide that is linked to the time elapsed since the last landslide: only the nodes situated within this specified distance from the initiating point and whose vertical position is above the sliding plane will slide. These nodes, considered unstable, are lowered so that their new position is on the sliding plane. The volume of material removed by this operation is calculated and dispatched below the initiation node with a fixed slope of  $2^\circ$  following the route of steepest descent.

[20] The two scaling parameters  $k_0$  and  $k_1$  have no physical significance outside the model context. We explore the dependence of the landsliding model on these input variables in Appendix B.

### 3.3. Parameter Values and Boundary Conditions

[21] The initial topography for our models consists of a preexisting ridge, in front of which is a plain, characterized by a very low depositional slope (Figure 2). This initial condition induces a parallel drainage pattern, with rivers flowing down the preexisting ridge and into the plain. A second ridge grows in front of the first by fault propagation folding followed by fault bend folding, induced by tectonic shortening. Our models are 40 km long and 30 km wide. Because of the limited size of our models, we neglect isostatic rebound.

[22] The parameter values we adopt are given in Table 1. The default values for the geometrical parameters are estimated from field observations in western Nepal [Leturmy, 1997; Mugnier *et al.*, 1999]. The erosional parameters are consistent with the values inferred by previous studies [van der Beek and Braun, 1998; Tomkin and Braun, 1999] and precipitation is from Rao and Piya [1996]. The landsliding parameter values are estimated by



**Figure 4.** Examples of landscape development for different shortening velocities and detachment angles. Predicted topography and drainage pattern after 40,000 years of shortening ( $V_y = 500 \text{ mm yr}^{-1}$ ) are shown for (a) slow convergence rate, horizontal detachment ( $V_t = 2 \text{ mm yr}^{-1}$ ;  $\varphi = 0$ ); (b) fast convergence rate, horizontal detachment ( $V_t = 20 \text{ mm yr}^{-1}$ ;  $\varphi = 0$ ); and (c) fast convergence rate, inclined detachment ( $V_t = 20 \text{ mm yr}^{-1}$ ;  $\varphi = 5^\circ$ ). Other parameters are as in Table 1.

trial and error; the critical slope is estimated from a statistical analysis of slopes in a digital elevation model of the Siwaliks (Appendix C).

## 4. Model Results

### 4.1. Controls on Drainage Patterns

[23] A general explanation for the distinctive drainage development on active fault-related folds is given by the competition between tectonic uplift and river incision: In order to maintain an antecedent course, a river must incise at a rate at least equal to the tectonic uplift rate; if its mean incision rate is lower, it will be outpaced and reversed by the growing fold [Burbank *et al.*, 1999; Tomkin and Braun, 1999]. The ability of a river to incise bedrock depends on its local slope and discharge as well as bedrock lithology (equations (1) and (2)). The spacing between adjacent transverse streams should thus be a function of the relative rates of thrust-controlled surface uplift and river incision: Streams will be reversed and captured by adjacent ones until their common drainage area, and thus discharge, is large enough to provide sufficient stream power to cut through the growing fold [Tomkin and Braun, 1999]. Conditions that favor the deflection of initial streams by the growth of a ridge are therefore (1) high rates of uplift on the fold, controlled by high shortening rates, (2) a large width of the growing ridge, (3) small upstream catchment areas, and (4) low initial river gradients. Alternatively, the spacing of transverse streams may reflect temporal, climatically controlled, variations in discharge, or the propagation of distinct fault segments [Jackson *et al.*, 1996; Burbank *et al.*, 1999].

[24] In order to quantify these conceptual model predictions we first use our model to study how the geomorphic evolution of fault-related folds responds to variations in parameter values, for the case of a single propagating fold. Figure 4 shows characteristic drainage patterns predicted for different parameter combinations that control the tectonic velocities and structural geometry of the system. Figure 4 shows that varying these parameters has a profound influence on drainage development in terms of how and where streams are deflected. In order to study these controls more

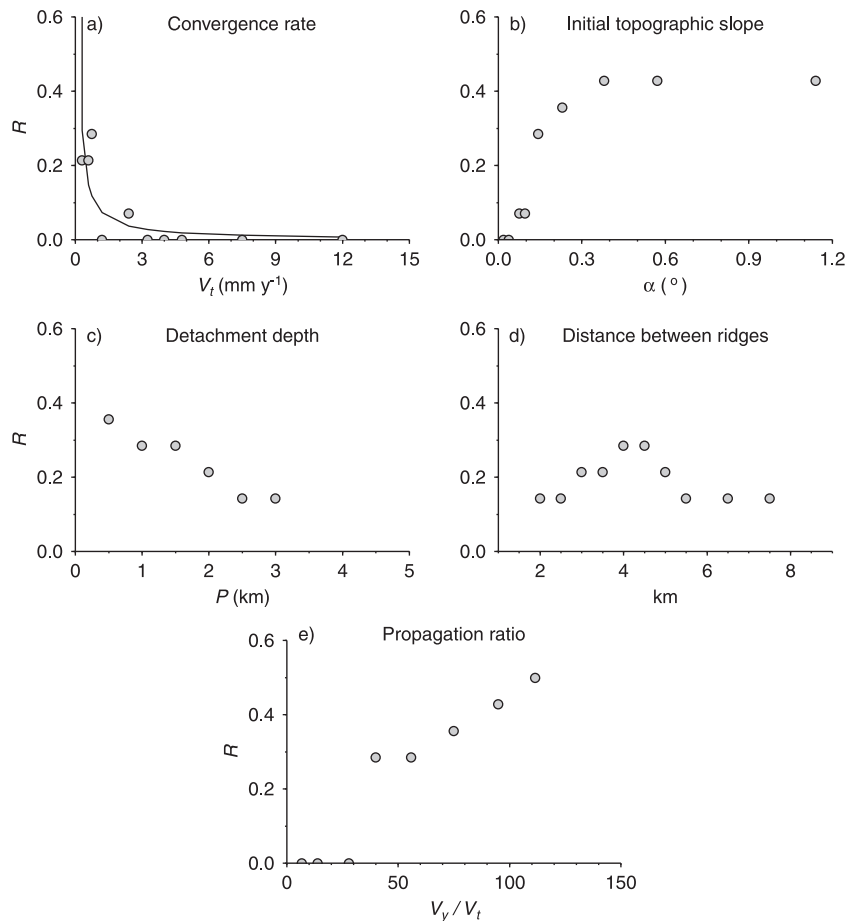
systematically we have performed a sensitivity analysis by running models in which only one parameter was changed at a time (Figure 5). For each run we characterize the predicted drainage pattern by a variable  $R$  that we term the “drainage spacing ratio”:  $R$  is the ratio between the number of transverse streams cutting through the uplifted ridge and the initial number of streams. It varies between 0 (all rivers deflected) and 1 (all rivers cut through the growing ridge).

[25] Our results are consistent with the conceptual model outlined above: the incision of the ridge is favored by low tectonic rates (Figure 5a) and a high initial slope (Figure 5b), indicating that the relative importance of tectonic and erosional process rates will control the model drainage spacing. Because incision rates in our model scale linearly with the “fluvial erosion efficiency” ( $K_f v/L_f$ ) [van der Beek and Braun, 1998],  $R$  will scale linearly with the ratio  $K_f v/V_t L_f$  [Tomkin and Braun, 1999]. Our model also shows that the width of the growing ridge (which is controlled by the depth of the step-up point P) exerts a negative control on the ability of rivers to cut through the ridge (Figure 5c).

[26] The distance between the preexisting and the active ridge has a more complex influence:  $R$  is maximized for an intermediate distance (Figure 5d). We interpret this as the competition between two effects in our fluvial entrainment model. On the one hand, an increase in the area drained by a river increases its stream power. On the other hand, the sediment flux of a river is positively correlated with its length: its incision power, which depends on the local undercapacity ( $q_f^{\text{eqb}} - q_f$ ), therefore decreases with increasing drainage area. The two effects being opposite, the specific distance for which incision is most efficient is a compromise between them.

[27] The ratio of the lateral to frontal propagation rate  $V_y/V_t$  is clearly positively correlated with  $R$  (Figure 5e). The explanation for this correlation requires a more detailed look at the geometry of the structure; we will come back to this in the next paragraph.

[28] These results provide general insights into what should control drainage spacing on actively growing ridges. This numerical approach can be tested in the field by



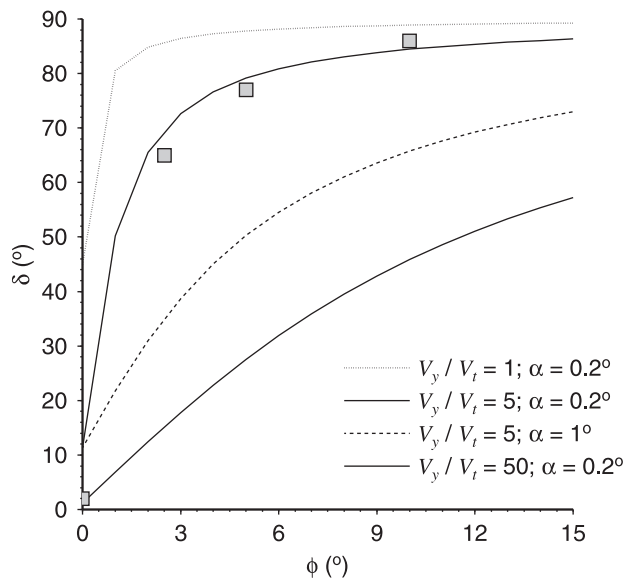
**Figure 5.** Plots of drainage spacing ratio  $R$  as a function of different input parameters: (a) ratio of tectonic rates/incision rate (characterized by the value of shortening rate  $V_t$ ; line shows best fit  $R \sim 1/V_t$  relation), (b) initial topographic slope ( $\alpha$ ), (c) width of growing ridge (controlled by depth to step-up point  $P$ ), (d) distance between preexisting and active ridges, and (e) ratio of lateral propagation rate  $V_y/V_t$ . See text for discussion.

comparison with observations of the drainage pattern when rivers cross the frontal structures of the Himalayas in Nepal. At the scale of single propagating folds the frontal structures of Nepal display the two end-members of the interactions expected between fault propagation folding and drainage development. The Someshwar and Parsi Hills in central Nepal (Figure 1d) are presently active fault propagation folds in front of the MFT that have not deflected even low-order streams [Leturmy, 1997]. They are characterized by a drainage spacing ratio of  $\sim 0.8$ , a shallow step-up point of 1–2 km, as deduced from the tight geometry of the structure, and interseismic uplift rates of  $\sim 2$  mm yr<sup>-1</sup>, deduced from the projection of spirit leveling data [Jackson and Bilham, 1994]. The preservation of antecedent streams must imply a very low shortening rate. We therefore expect the geodetically determined interseismic deformation rates to be close to the long-term average, implying that coseismic motion does not reach these structures but rather leads to rupture on the MFT itself. In western Nepal, in contrast, the growth of fault-related folds strongly affected the fluvial network: Rivers are diverted around the active structures that are characterized by wind or water gaps at their terminations (Figure 1b).

[29] On the scale of the entire Himalayan front, however, the extreme and highly variable drainage diversion cannot be explained by along-strike variations in the relative rates of tectonic uplift, propagation, and incision because these appear to be relatively constant along-strike [Lavé and Avouac, 2000; Kirby and Whipple, 2001; Mugnier et al., 2002].

#### 4.2. Influence of the Basal Detachment

[30] Our modeling results show that the dip of the detachment exerts a major control on drainage development (Figure 4c). Drainage development above a dipping detachment is radically different from that in the previous models: Streams are diverted well to the back of the growing fold and major axial streams develop between the two ridges. No wind or water gaps develop on the growing ridge. The reason for this is that the detachment dip induces a lateral surface slope in the direction of propagation as a result of the lateral displacement gradient. The rivers, which flow in the direction of the steepest descent, will be deflected in this direction to the back of the growing structure. The lateral slope also inhibits fluvial aggradation to the back of the fold ridge [van der Beek et al., 2002], making deflection even more efficient.



**Figure 6.** Plot of deflection angle of rivers ( $\delta$ ) versus detachment angle ( $\phi$ ) from analytical prediction (equation (10)) for different parameter combinations. Squares indicate model results for  $V_y/V_t = 5$ ,  $\alpha = 0.2^\circ$  and show that the model conforms to the theoretical prediction.

[31] The angle  $\delta$  between the line of steepest descent and the initial direction of streams can be expressed as a function of the geometry and tectonic velocities of the system [van der Beek *et al.*, 2002]:

$$\tan \delta = \frac{V_t(\tan \phi + \tan \alpha)}{V_y \tan \alpha}. \quad (10)$$

Figure 6 plots this relationship and shows that the results of our numerical models are consistent with this analytical prediction. Field observations also support this model

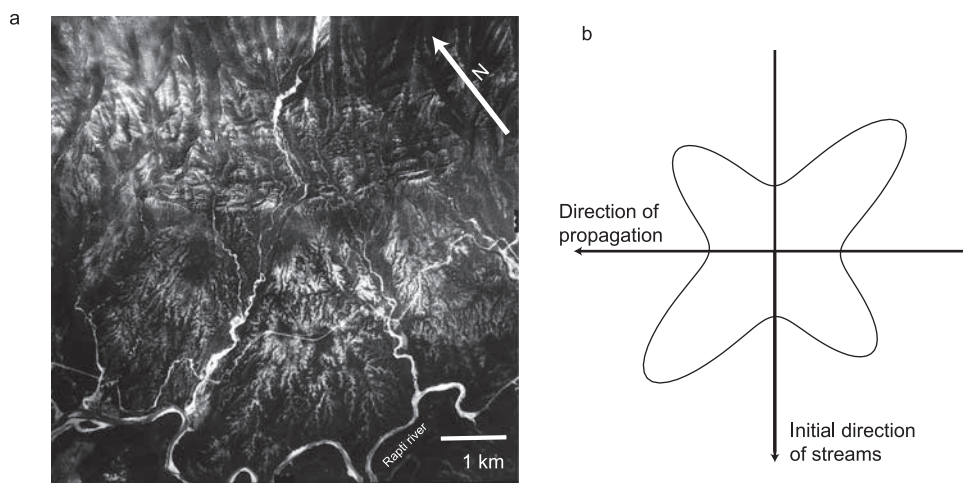
result. Figure 7 shows a detail of the drainage pattern to the back of the Dundwa ridge. A systematic clockwise deflection of low-order streams that incise uplifted terraces is obvious on this aerial photograph. The average angle of deflection is  $40^\circ$  (Figure 7b) and can, in principle, be used to provide constraints on  $V_y/V_t$  and  $\phi$  (but see section 5).

[32] We can now also interpret the effect of lateral propagation rate on the drainage spacing ratio for flat detachments (e.g., Figure 5e). For  $\phi = 0$ , equation (10) simplifies to  $\delta = \arctan(V_t/V_y)$ . For high  $V_y/V_t$  ratios the axial slope is low and transverse drainage is maintained, leading to relatively high  $R$ . For low  $V_y/V_t$  ratios, in contrast, diversion to the back of the fold inhibits high stream power rivers to reach and incise the active ridge, thereby decreasing  $R$ .

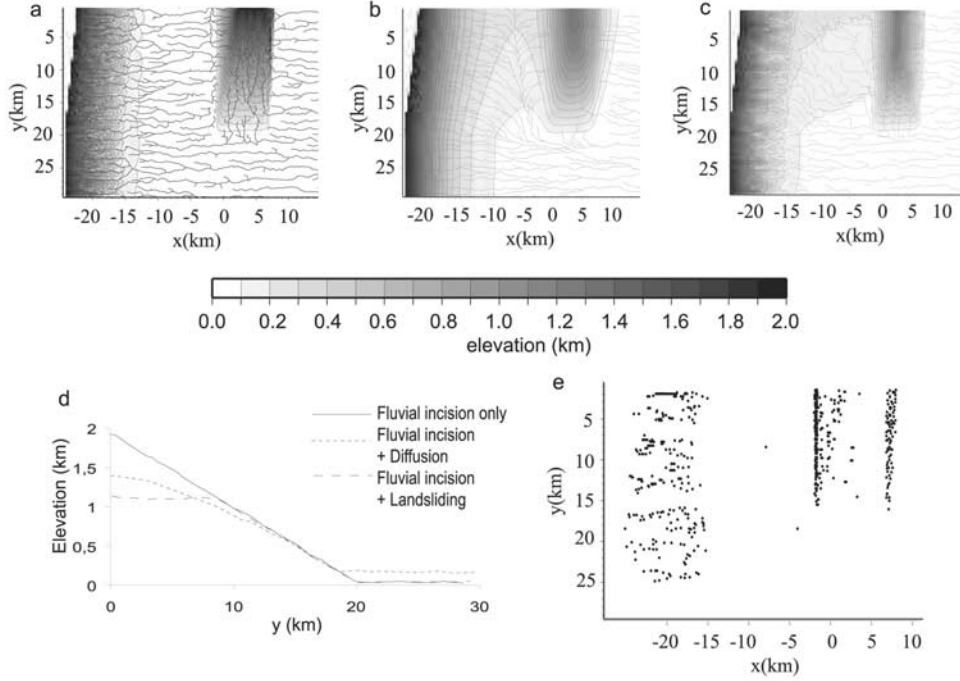
#### 4.3. Role of Landsliding and Attainment of Steady State Topography

[33] The ridge crest elevation of the Dundwa ridge is relatively constant along-strike (see Figure 10b in section 5.2.2), suggesting an equilibrium between tectonic uplift and erosion rates for this structure [Husson *et al.*, 2002]. In this section we investigate under what circumstances the model reaches a steady state topography comparable to that observed. In order to do so, we have run models including different combinations of surface processes. Figure 8 compares a model including fluvial incision only, a model with fluvial incision and hillslope diffusion, and a model with fluvial incision and landsliding.

[34] The first model predicts a continuously growing ridge with a morphology that is almost exclusively induced by tectonics and little affected by erosion; its back and front slopes are extremely steep (Figure 8a). The rivers alone are thus not efficient enough to balance tectonic growth because of the small catchment areas on the growing ridge. We can show that steady state will not be reached for a model that includes only fluvial incision from a simple evaluation of



**Figure 7.** (a) Aerial photograph showing streams incising uplifted fluvial terraces north of the Dundwa ridge and being systematically deflected in the direction of fold propagation. Location indicated on Figure 1. (b) Distribution of streamflow directions in the photograph, obtained using Intercepts image analysis code [Launeau and Robin, 1996].



**Figure 8.** Role of landsliding. (a–c) predicted topography and drainage patterns after 100,000 years of shortening for fluvial incision only (Figure 8a;  $K_f = 10^{-2}$ ); fluvial incision and diffusion (Figure 8b;  $\kappa_d = 100 \text{ m}^2 \text{ yr}^{-1}$ ); and fluvial incision and landsliding (Figure 8c;  $\psi = 21^\circ$ ). All other parameters as in Table 1. (d) Topographic profiles of crest of growing ridge for the three models. (e) Plot of landslide loci for model in Figure 8c.

equations (1) and (2). By writing the equilibrium conditions  $\partial h/\partial t = -\dot{u}$  and  $q = -\partial h/\partial t A = \dot{u} A$ , where  $\dot{u}$  is tectonic uplift rate, we can solve equations (1) and (2) for the fluvial equilibrium slope  $S_f^*$ :

$$S_f^* = \left(1 + \frac{wL_f}{A}\right) \frac{\dot{u}}{vK_f}. \quad (11)$$

Note that equation (11) is strictly only valid for spatially constant  $\dot{u}$ , but we will use it as an approximate solution here. By inserting the parameter values from Table 1,  $\dot{u} = 0.02 \text{ m yr}^{-1}$  and an average value for the catchment areas on the growing ridge  $A \approx 5.5 \text{ km}^2$ , we find  $S_f^* \approx 2$ , which corresponds to equilibrium slopes of  $\sim 60^\circ$ . Since the tectonic slope of the back limb of the fold ( $\beta$ , see Appendix A) is only  $23^\circ$  in our model, the ridge can grow indefinitely if fluvial incision is the only process destroying it. In order to create a ridge that attains a reasonable steady state topography ( $S_f^* \approx 0.25$ ),  $K_f$  would need to be an order of magnitude larger than in our models. However, a model run in which  $K_f$  was increased by a factor of 10 leads to rapid destruction of the preexisting range and complete reversal of drainage. This result obviously depends on the fluvial incision model that we choose. Kirby and Whipple [2001] find parameter combinations for a stream power model that fit observed stream profiles. However, we suspect that extrapolating such a model to a planform evolution will provide similar results to our “undercapacity” model. We therefore conclude that the morphology of the growing ridge is not controlled by fluvial incision alone.

[35] A model in which the ridge is eroded by fluvial incision and hillslope diffusion is shown in Figure 8b, and

the resulting ridge crest elevation in Figure 8d. Such a model does tend toward topographic steady state, but the resulting morphology is very different from that observed in the field. In order to restrict the topographic growth of the ridge we need to choose a large value for the diffusion constant  $\kappa_d$  of  $100 \text{ m}^2 \text{ yr}^{-1}$  [Leturmy, 1997], but this leads to significant topographic smoothing and mass redistribution, leading to a very wide and rounded structure. As the fluvial component is negligible (see above), we can predict the steady state relief of the ridge ( $h_d^*$ ) by combining equation (3) with the equilibrium condition  $\partial h/\partial t = -\dot{u}$  and integrating twice [Anderson, 1994]:

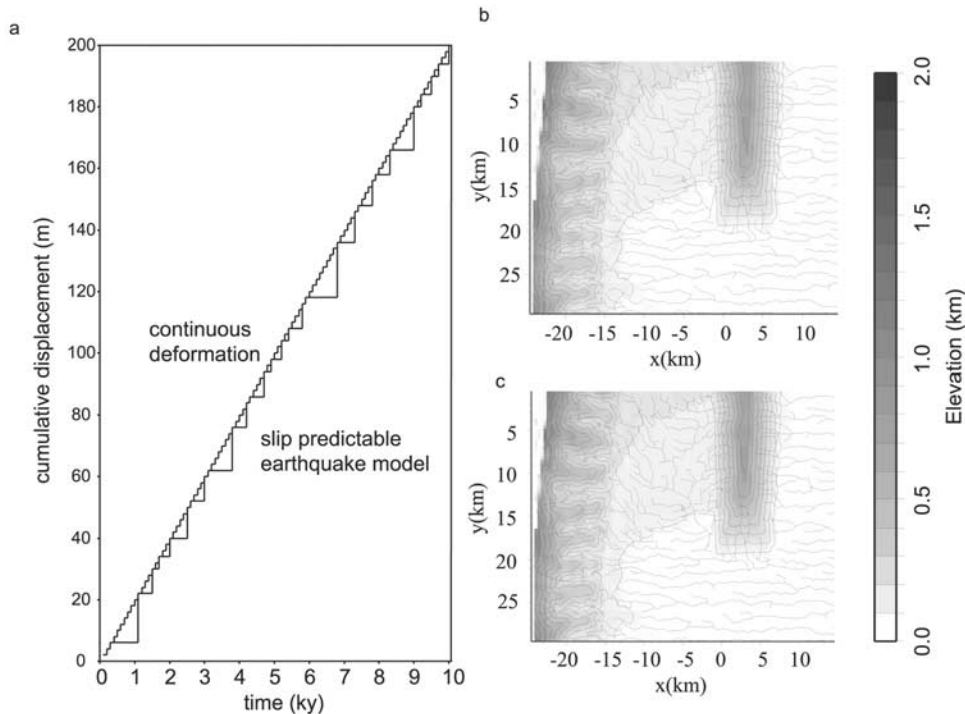
$$h_d^* = \frac{\dot{u}L^2}{2\kappa_d}, \quad (12)$$

where  $L$  is the half width of the ridge. Taking  $L = 4000 \text{ m}$ , we find  $h_d^* = 1600 \text{ m}$ , 3 times the observed elevation. The response time  $\kappa_d$  required to reach steady state elevation is [Anderson, 1994]

$$\kappa_d = L^2/\tau_d. \quad (13)$$

We find  $\tau_d = 1.6 \times 10^5 \text{ years}$ . Our model results, which show that the ridge has grown  $\sim 1400 \text{ m}$  of relief after  $10^5 \text{ years}$  (Figure 8d), are in agreement with these predictions.

[36] Finally, when we include landsliding in our model (Figure 8c), the ridge evolves rapidly and rather abruptly toward topographic steady state, with a maximum relief of  $\sim 1000 \text{ m}$  reached after 50,000 years (10 km of lateral propagation). Tectonics creates supercritical slopes on both



**Figure 9.** Influence of episodic tectonic movement. (a) Cumulative slip through time for continuous motion model and slip-predictable earthquake model. (b and c) Predicted topography and drainage pattern after 100,000 y with episodic and continuous motion, respectively.

sides of the active structure that are susceptible to landsliding (Figure 8e). The lateral slope on the nose of the active ridge is subcritical, and the ridge can therefore grow until the two landslide-induced slopes on the back and the front of the structure join. We can therefore define a steady state elevation  $h_L^*$  and a response time  $\tau_L$  from simple geometric arguments:

$$h_L^* = LS_L^* \quad (14)$$

$$\tau_L = LS_L^*/\dot{u}, \quad (15)$$

where  $S_L^*$  is the characteristic slope formed by the landslides (which is lower than the critical slope). Taking  $S_L^* = 0.25$  and the other parameters as before, we find  $h_L^* = 1000$  m and  $\tau_L = 5 \times 10^4$  years, which corresponds to our numerical results (Figures 8c and 8d). A response time of  $\sim 50,000$  years is also consistent with previous model results for similarly scaled structures [Allen and Densmore, 2000].

[37] Landsliding prevents the development of axial streams on the nose of the growing ridge, which thins in the direction of propagation. The eroded material is deposited at the foot of the ridge from where it is carried away by the rivers. Landslides also occur on the preexisting range and are aligned with the rivers (Figure 8e); these are caused by fluvial incision that steepens the base of the slopes, creating supercritical slope angles. These landslides result in low drainage density in the initial range when compared to the model without landslides. The predictions for the model including landsliding (low elevation of the growing ridge, low drainage density, absence of axial streams on the nose of the growing ridge, attainment of steady state

topography) show that this model is the most consistent with field observations. This result supports previous studies that suggested that landsliding plays a crucial role in modulating topography in tectonically active regions [Burbank et al., 1996; Hovius et al., 1997; Densmore et al., 1998, Ellis et al., 1999].

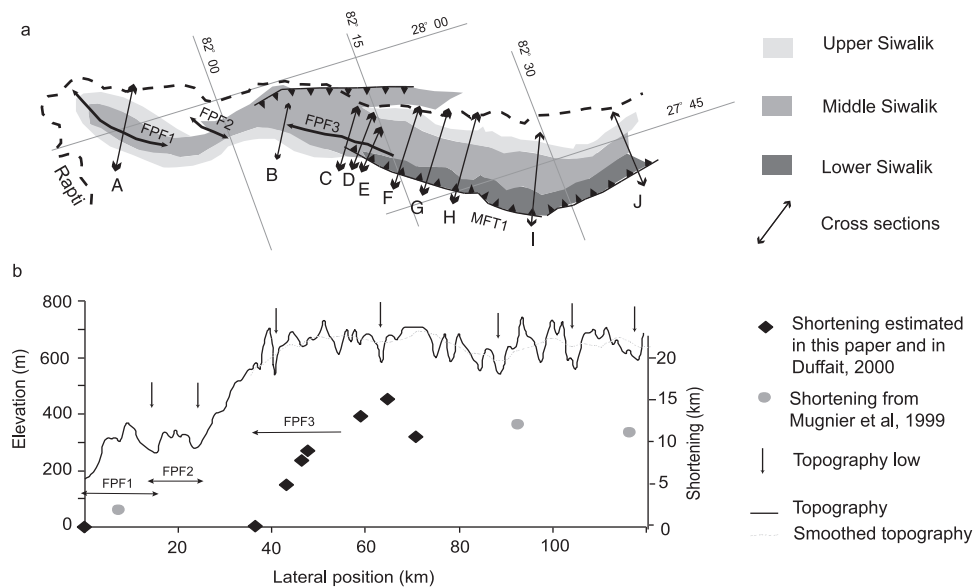
#### 4.4. Influence of the Seismic Cycle

[38] It is well known that continental shortening is continuous at large timescales, but at smaller scales, in the seismic regime, slip events occur episodically and shortening results in an accumulation of elastic strain above the crustal detachments. Thus deformation in tectonically active areas, and particularly in the frontal Himalayas, is discontinuous [Yeats and Lillie, 1991; Larson et al., 1999; Pandey et al., 1999]. When the accumulated elastic strain exceeds a critical value, it is suddenly released in a large earthquake.

[39] We have developed a slip-predictable earthquake model using a stochastic algorithm which, by analogy to our landsliding model, predicts the probability  $p_{\text{tect}}$  that seismic slip will occur for each time step. This probability is time-dependent:

$$p_{\text{tect}} = \sigma + \tau \frac{dt_e}{dt_{\text{char}}} \quad (16)$$

where  $dt_e$  is the time elapsed since the last earthquake. When an earthquake occurs, the total shortening accumulated since the last event is applied instantaneously (Figure 9a). We scale the parameters  $\sigma = 0.2$  and  $\tau = 0.05$  so as to overestimate the largest possible slip event. For a shortening rate of  $0.02 \text{ m yr}^{-1}$ , the maximum seismic slip in our



**Figure 10.** (a) Simplified geologic map of western termination of Dundwa ridge and location of the cross sections and characteristic points used to estimate shortening. (b) Along-strike maximum elevation of Dundwa ridge and plot of estimated shortening at different locations.

model is 32 m (maximum recurrence time 1600 years), which is several times greater than the 3–10 m that occurred during historical  $M \sim 8$  earthquakes in central Nepal (see reviews by *Molnar* [1990] and *Bilham et al.* [1995]).

[40] The comparison of the continuous and episodic deformation models shows that discontinuous deformation does not affect the topographic signature and the drainage development of the system (Figures 9b and 9c). Note, however, that soil acceleration during earthquakes is not incorporated and the triggering effect of earthquakes on landslides [*Schmidt and Montgomery*, 1995] has not been taken into account in this study.

## 5. Development of the Dundwa Ridge

[41] Now that we have established the most important controls on the geomorphic development of fault-related fold ridges, we will use our model to try to comprehend the formation and evolution of the Dundwa ridge (Figure 1) in more detail. In this section, we first estimate the lateral propagation rate of the structure from different geomorphological and structural observations and then develop a numerical model to simulate the development of the ridge.

### 5.1. Estimating Propagation Rates

#### 5.1.1. Drainage patterns

[42] Field observations show a consistent clockwise deviation of low-order streams that incise uplifted terraces to the back of the termination of the Dundwa ridge (Figure 7). Our first approach to estimate the lateral propagation rate is to use this deflection, employing equation (10), which relates it to tectonic rates. However, several other parameters are important in equation (10): in particular, the surface slope  $\alpha$  exerts a fundamental control. The value of  $\alpha$  in the study area is estimated at 0.5–2%

[*Mugnier et al.*, 2002]. For a detachment slope of  $5^\circ$  and a deflection angle of  $40^\circ$ ,  $V_y/V_t$  calculated from equation (10) may therefore vary from 6.4 to 22. The uncertainty in  $\alpha$  and the sensitivity of drainage deflection to this parameter prevent us from using the simple equation (10) quantitatively.

#### 5.1.2. Structural cross sections

[43] An alternative way to estimate the lateral propagation rate is to use balanced cross-section techniques [*Hossack*, 1979], which predict the shortening corresponding to specific cross sections assuming the geometric parameters are known and constant (Table 1). If we assume constant shortening and propagation rates on the fault, the shortening at a time  $t$  and at a distance  $L_1$  of the locus of fault nucleation is  $D_1 = V_t(t - L_1/V_y)$ . Using two cross sections, the ratio of tectonic velocities can be expressed in terms of lengths and differences in shortening:

$$V_y/V_t = \Delta L/\Delta D, \quad (17)$$

where  $\Delta L$  is the distance between the two cross sections and  $\Delta D$  is the difference in shortening between them. Assuming that the shortening at the western termination of the westernmost fault propagation fold of the Dundwa ridge (FPF1 in Figure 10) is zero, we can calculate the mean ratio of tectonic rates for the part of the structure situated between the cross section studied (AA' on Figure 1c) and the nose of the ridge. It follows that 2 km of shortening have died out laterally in nearly 8 km, which gives a ratio  $V_y/V_t = 4$ .

[44] The same approach is used for the Dundwa ridge itself. We use four cross sections through characteristic points situated in the western, younger part of the ridge (FPF3): (1) the western termination of the ridge, (2) the emergence of the ramp (tip line), (3) the emergence of the stratigraphic horizon between the Lower Siwalik and Middle Siwalik Groups, and (4) the emergence of the stratigraphic horizon between upper and lower Middle Siwalik

members (B to E on Figure 10a). The emergence of these limits can be correlated to specific amounts of shortening because their hanging wall cutoff has been preserved from erosion and the stratigraphic thicknesses are known, allowing a reasonable construction of the hanging wall geometry. The ratio of lateral propagation to convergence rates deduced from our observations is consistent for the three points considered, between 1.1 and 1.3. Assuming a shortening rate of  $14 \text{ mm yr}^{-1}$ , we infer a lateral propagation rate of 16 to  $18 \text{ mm yr}^{-1}$  for FPF3. The estimates for the tectonic ratio  $V_y/V_x$  lie outside the range of those estimated from the stream deflection analysis. We suspect that this is due to the lack of accuracy of the previous method that we pointed out in section 5.1.1. If we assume that both the shortening and the propagation rate along the fault are constant, which is in good agreement with the observations on the westernmost propagating fold (see Figure 10), the tectonic ratio  $V_x/V_y$  is equal to  $D/L$  (where  $D$  is the maximum displacement on the fault and  $L$  is its length). This ratio is surprisingly high for this section, which may be related to the complex structural setting of its termination, with an incipient back thrust branching of an intermediate detachment level to the north of FPF3 [Mugnier *et al.*, 1999] (see Figure 10). Unusually high  $D/L$  ratios have been inferred for other fault-related fold terminations that involve back thrusts [e.g., Mueller and Talling, 1997].

[45] When considering the older, eastern parts of the structure, our results and previous studies [Mugnier *et al.*, 1999] indicate a nearly constant displacement in the order of 10–15 km (F to J on Figure 10a). Displacement estimates for these sections are lower bounds because hanging wall cutoffs have been eroded. The easternmost estimate, however, is well constrained because an unconformity transported on the back limb of the structure and linked to the onset of shortening has been preserved from erosion [Mugnier *et al.*, 1999]. Therefore the linear correlation found in the younger part of the structure cannot be extended to the east (Figure 10b), and the large-scale propagation of Dundwa ridge is more complicated than our a priori assumption of a single laterally propagating crack. Although the data from the eastern part of the Dundwa ridge could suggest a single fault with a bell-shaped displacement profile [e.g., Walsh and Watterson, 1989], the complexity of the western termination, showing three successive fault propagation folds, incites us to propose a model in which the Dundwa structure grows by lateral propagation and eventual linkage of separate faults, coupled with the propagation of nucleations themselves along the deformation front. The  $\sim 20 \text{ km}$  characteristic spacing of topographic lows along the crest of the structure (Figure 10) fits with the wavelength of along-strike structural undulations of the ridge (L. Husson, personal communication, 2000) and may thus be controlled by the initial fault segment length.

## 5.2. A Model for the Propagation of the Dundwa Ridge

[46] In order to explore the consequences of the scenario outlined above, we develop a numerical model for the development of the Dundwa ridge, in which two fault segments nucleate at different times and both propagate laterally. The first fault segment nucleates at  $y = 30 \text{ km}$  at the onset of the run and propagates in the negative  $y$  direction; the second segment nucleates after 50,000 years

at  $y = 10 \text{ km}$  and propagates in both the positive and negative  $y$  directions. The shortening and propagation rates are 20 and  $200 \text{ mm yr}^{-1}$ , respectively. The structures therefore link at  $t = 75,000$  years. Although the propagation rate is much larger than that calculated for the Dundwa structure, our results are qualitatively valid independently of propagation rate.

[47] Figure 11 shows the geomorphic evolution predicted by this model. The zone of convergence between the two propagating fold segments forms a passage for rivers deflected into it by the growing ranges. The slope induced in the direction of propagation by the dipping detachment creates a secondary drainage divide to the back of the doubly propagating fault segment. When the two segments link, the transverse valley is abandoned and a wind gap is created. The topographic sink behind the transverse valley develops into a basin behind the newly linked structure, which persists until sedimentation within it permits axial rivers to breach the secondary drainage divide.

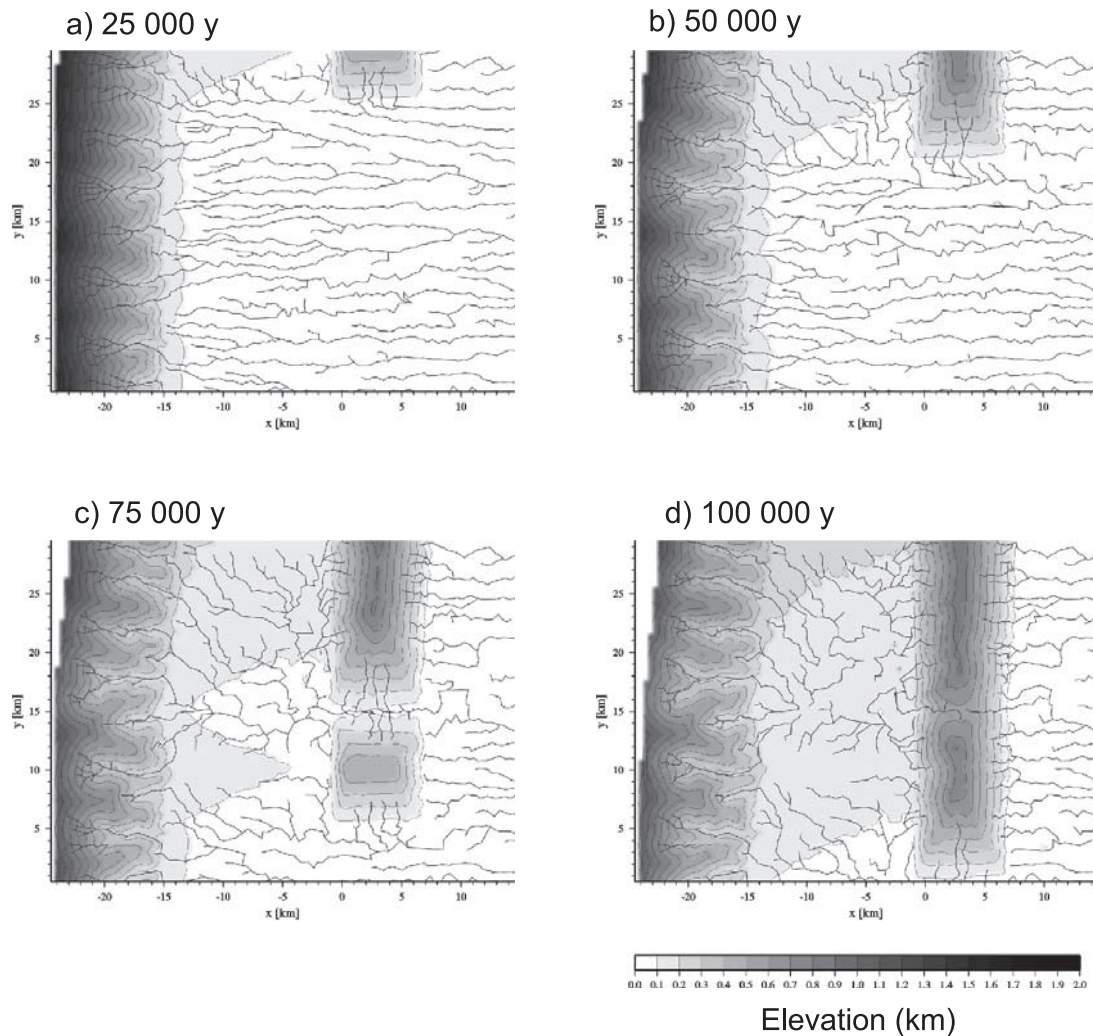
[48] The resulting morphology has characteristics that compare favorably to field observations. In particular, we suggest that this may be a mechanism by which the small alluvial basins (locally known as duns) that are present behind the propagating ridges (see Figure 1) may have been formed. Our model predicts that these basins would be characterized by a succession of fluvial, lacustrine and renewed fluvial sedimentation and can thus be tested in the field.

## 6. Discussion and Conclusions

[49] The coupled tectonic/surface processes model that we developed enables us to address several topical questions concerning the key processes of landscape development in areas of active fault-related folding and the rates and mechanisms of propagation of fault-related folds. Our model allows us to quantify the conceptual models for the relationships between drainage patterns, fault geometries, and propagation rates in tectonically active areas. Results indicate that when the detachment is horizontal and the lateral propagation rate much larger than the convergence rate, drainage development is controlled by the rates of tectonic uplift on the fold relative to the efficiency of fluvial erosion and transport. The spacing of transverse streams in this case scales with the ratio of the parameter values controlling fluvial incision to the convergence rate. In such simple settings, the relative rates of convergence, lateral fault propagation, and fluvial incision can be determined directly from the drainage network [Tomkin and Braun, 1999]. Although these simple models compare well with small-scale drainage patterns around single active structure, they appear to have little relevance to the large-scale drainage pattern of the frontal Himalaya, which is characterized by very large and strongly variable drainage spacing [Gupta, 1997; van der Beek *et al.*, 2002].

[50] Our model shows that the dip of the underlying detachment exerts a first-order control on the stream network developed in regions of active fold-related folding. When the detachment has a nonzero dip, the lateral displacement gradient sets up an axial slope behind the growing fold which efficiently diverts all drainage so that the fold itself is shielded from rivers with large incision





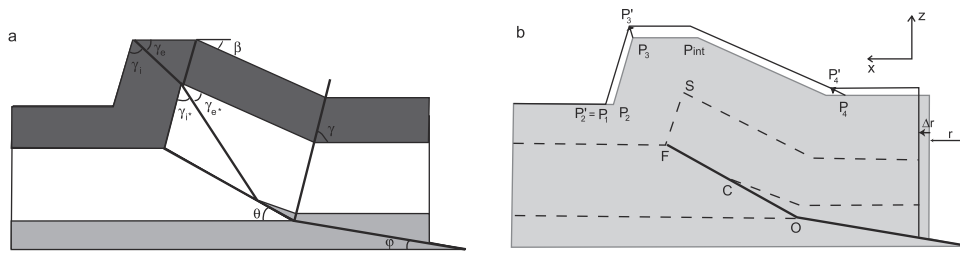
**Figure 11.** Predicted evolution of a system with complex lateral propagation: a first nucleation occurs at the north edge and propagates southward. A second nucleation occurs after 50,000 years 20 km south of the first one and propagates in both north and south directions. Plots show topography and drainage pattern after (a) 25,000 years, (b) 50,000 years, (c) 75,000 years, and (d) 100,000 years of shortening. Note development of wind gap and closed alluvial basin in Figure 11d.

capacity. Such a mechanism is able to explain the large-scale river deflection observed throughout the Siwalik belt. Striking differences in drainage patterns between central and western Nepal may be controlled to a first order by variations in the dip of the underthrusting Indian Plate [van der Beek *et al.*, 2002]. This model, however, does not explain the development of wind or water gaps on the active structures because it predicts drainage to be deflected continuously around them.

[51] The model also illustrates the crucial role of landsliding in the evolution of tectonically active areas, as has previously been underlined in other tectonic settings [e.g., Burbank *et al.*, 1996; Hovius *et al.*, 1997; Densmore *et al.*, 1998]. The relatively constant elevation of many of the Siwalik fold ridges, independent of the amounts of tectonic uplift and denudation on them, suggests that they have reached topographic steady state [Hurtrez *et al.*, 1999; Husson *et al.*, 2002]. We show that only models including bedrock landsliding predict a reasonable steady state topography, in comparison to field data. Discontinuous tec-

tonic movements induced by the seismic cycle, on the other hand, do not appear to influence the resulting morphology, although we have not explored the possible control of seismicity on landsliding.

[52] Finally, the application of the model to the Dundwa ridge in the frontal Himalayas provides us with new insights on the mode of propagation of this and similar structures. Our study shows that the rate of propagation of the Dundwa structure is of the same order as the shortening rate, and significantly lower than previously inferred. The ridge terminates in a series of three, apparently simultaneously active, fault propagation folds. These observations, together with the occurrence of topographic lows on the crest line of the ridge with a characteristic spacing similar to that of the active fault propagation folds, suggest to us that the lateral propagation of this structure is due to the initiation and linkage of several distinct fault segments. Such an evolution of the ridge is consistent with dynamic models of fault growth [e.g., Cowie *et al.*, 1993; Cowie, 1998] in which interactions between simultaneously growing faults lead to enhanced growth of



**Figure A1.** Geometry and kinematics of fault propagation folding. (a) Characteristic angles of the model and (b) characteristic points.

favorably aligned fault segments and eventual linkage of these to form large throughgoing fault zones. Such a fault growth process has also been evidenced in field studies of normal faults (see *Gupta and Cowie* [2000] for a review).

[53] Numerical modeling suggests that this mode of propagation is consistent with the observed drainage patterns, wind gap spacing, and the occurrence of small alluvial basins or duns to the back of the active structures. The development of these basins could be due to the tectonic dams created by simultaneous propagation on different fault segments. The characteristic spacing of topographic lows on the ridge (Figure 10) as well as the length of the active fault propagation folds, suggests an initial fault segment length of  $\sim 15$ – $20$  km. The larger duns have been shown to occur in association with tear faults that link large-scale segments of the MFT/MDT system [*Huyghe et al.*, 1998; *Mugnier et al.*, 1999]. We therefore suggest a close relationship between fault segment boundaries and tear faults, as previously proposed for similar but smaller-scale structures [*Mueller and Talling*, 1997; *Delcaillau et al.*, 1998].

[54] The interpretation of the elevation minima as wind gaps requires that they have been present since the onset of deformation on the Dundwa structure and have persisted through the denudation of up to 4.5 km of cover material (required to expose the Lower Siwalik Group). The along-strike undulations of the ridge could be inherited from the initial fault segment linkage and could act to maintain wind gap locations. Furthermore, numerical surface process models indicate that for constant boundary conditions and tectonic forcing, drainage patterns can indeed remain stable throughout large amounts of denudation, although recent analog experiments of landscape development [*Hasbargen and Paola*, 2000] suggest otherwise.

[55] The effective lateral propagation rate for the entire, linked structure is therefore much larger than what we calculate for a single segment because it depends on the propagation rate of nucleations themselves along the front. Since the process of nucleation and fault linkage may operate simultaneously at different spatial scales, we expect the effective propagation rate to be strongly scale-dependent and to increase with the scale on which it is examined. In effect, whereas we estimate rates on the order of a few tens of millimeter per year on the scale of a single  $\sim 20$ -km-long fault segment, *Husson et al.* [2002] estimate these rates to be  $150$ – $200$  mm yr $^{-1}$  for the  $\sim 150$ -km-long Dundwa ridge. *Meigs et al.* [1995] and *Huyghe et al.* [2001] provide evidence for extremely rapid ( $>500$  mm yr $^{-1}$ ) lateral propagation of the MBT at  $\sim 12$  Ma and therefore near-cylindrical behavior on the scale of the entire frontal Himalayan accretionary wedge.

[56] Our models therefore indicate that as has been previously proposed [*Jackson et al.*, 1996; *Burbank et al.*, 1999; *Keller et al.*, 1999; *Tomkin and Braun*, 1999], the geomorphology and drainage patterns of actively growing fault-related folds are rich in information on the tectonics of the system. In particular cases, the evolution of the stream network in the presence of an uplifting ridge is influenced by the relative importance of tectonic and erosion rates. This interpretation, however, appears to be significantly more complex because of the complex roles of detachment dip and fault linkage. In many cases, the spacing of wind and water gaps may be controlled by these two structural controls rather than by a simple interplay between tectonic and erosional process rates.

## Appendix A: Tectonic Model

### A1. Fault Propagation Folding

[57] *Suppe and Medwedeff* [1990] express the geometry of a fault propagation fold by characteristic angles that can be linked to two independent parameters: detachment angle ( $\varphi$ ) and ramp angle ( $\theta$ ). The following relations enable us to determine numerically the characteristic angles of the structure (Figure A1a):

$$\tan(\theta - \varphi) = \frac{-\sin(\gamma + \varphi)[\sin(2\gamma + \varphi) + \sin\varphi]}{\cos(\gamma + \varphi)[\sin(2\gamma + \varphi) + \sin\varphi] - \sin\gamma}, \quad (\text{A1})$$

$$\sin\gamma_i = \frac{\sin\gamma_i^* \sin\gamma_e}{\sin\gamma_e^*}, \quad (\text{A2})$$

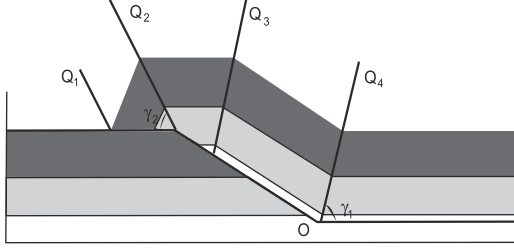
$$d \cot \gamma_e = \cot \gamma_e^* - 2 \cot \gamma, \quad (\text{A3})$$

$$\tan\gamma_i^* = \frac{\sin(2\gamma - \gamma_e^* + \gamma_e)}{\frac{\sin\gamma_e}{\sin\gamma_e^*} + \cos(2\gamma - \gamma_e^* + \gamma_e)}, \quad (\text{A4})$$

$$\frac{\sin(2\gamma_e^*)}{\sin(2\gamma_i^*)} = \frac{\cot\gamma_i^* - \cot(\gamma_e + \gamma_i - \theta)}{\cot\theta - \cot\gamma_e}, \quad (\text{A5})$$

$$2\gamma = \pi - \beta. \quad (\text{A6})$$

Equations (A1)–(A6) are solved iteratively at the onset of the model run to determine the characteristic angles  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\gamma_i$ ,  $\gamma_e$ ,  $\gamma_i^*$ , and  $\gamma_e^*$ . The coordinates of the characteristic points



**Figure A2.** Geometry and kinematics of fault bend folding (angles and characteristic points).

of the structure can then be calculated in the coordinate system (O,  $x$ ,  $z$ ) as follows (Figure A1b):

$$P_4 \left( -\frac{P + \Delta r \tan \varphi}{\tan \gamma} - \Delta r, P \right), \quad (\text{A7})$$

$$P'_4 \left( -\frac{P + \Delta r \tan \varphi}{\tan \gamma}, P + \Delta r \tan \varphi \right), \quad (\text{A8})$$

$$C \left( r \tan \varphi \frac{\cos \theta \sin(\gamma + \beta)}{\sin \gamma \sin(\theta - \beta)}, r \tan \varphi \frac{\sin \theta \sin(\gamma + \beta)}{\sin \gamma \sin(\theta - \beta)} \right), \quad (\text{A9})$$

$$F \left( r \tan \varphi \frac{\cos \theta \sin \gamma [\sin(\theta - \beta) \sin \gamma i^* + \sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma i^*)]}{\sin(\theta - \beta) [\sin 2\gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma i^*) - \sin(\theta + \gamma) \sin \gamma i^* \sin \beta]}, \right. \\ \left. r \tan \varphi \frac{\sin \theta \sin \gamma \cdot [\sin(\theta - \beta) \sin \gamma i^* + \sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma i^*)]}{\sin(\theta - \beta) [\sin 2\gamma \sin(\theta + \gamma i^*) - \sin(\theta + \gamma) \sin \gamma i^* \sin \beta]} \right), \quad (\text{A10})$$

$$S \left[ x_F + \left( \frac{r \tan \varphi}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{x_F}{\cos \theta} \right) \frac{\cos \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma i^*)}{\sin \gamma i^*}, \right. \\ \left. z_F + \left( \frac{r \tan \varphi}{\sin(\theta - \beta)} - \frac{x_F}{\cos \theta} \right) \frac{\sin \gamma \sin(\theta + \gamma + \gamma i^*)}{\sin \gamma i^*} \right] \quad (\text{A11})$$

$$P_{\text{int}} \left( -P \cot \gamma + \frac{\cos \beta}{\sin(\gamma + \beta)} (x_F \sin \gamma + z_F \cos \gamma), \right. \\ \left. P + \frac{\sin \beta}{\sin(\gamma + \beta)} (x_F \sin \gamma + z_F \cos \gamma) \right), \quad (\text{A12})$$

$$P_3 \left( x_S + \frac{Z_{P_{\text{int}}} - z_S}{\tan \gamma e^*}, Z_{P_{\text{int}}} \right), \quad (\text{A13})$$

$$P_2 \left( x_F + \cos \gamma e \frac{(x_{P_3} - x_F) \sin \gamma + (z_{P_3} - z_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma e)}, \right. \\ \left. z_F + \sin \gamma e \frac{(x_{P_3} - x_F) \sin \gamma + (z_{P_3} - z_F) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma e)} \right) \quad (\text{A14})$$

$$P_1 \left( x_{F'} + \cos \gamma e \frac{(x_{P_3'} - x_{F'}) \sin \gamma + (z_{P_3'} - z_{F'}) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma e)}, \right. \\ \left. z_{F'} + \sin \gamma e \frac{(x_{P_3'} - x_{F'}) \sin \gamma + (z_{P_3'} - z_{F'}) \cos \gamma}{\sin(\gamma + \gamma e)} \right) \quad (\text{A15})$$

where points  $P_i$  and  $P'_i$  are material points that correspond to the structure with shortening  $r$  and  $r + \Delta r$ , respectively, and

$P_{\text{int}}$  is related to the geometry of the structure but is not fixed to the material (Figure A1).

[58] Equations (A7)–(A15) allow us to determine the geometry of the structure for any accumulated shortening  $r$ . Our kinematic model calculates the location of points on the surface at each time step, based on the known displacement of characteristic points between two time steps: the points in front of  $P_1$  do not move; the points to the back of  $P_4$  move on the basal detachment;  $P_3$  is fixed with respect to the material. The displacements of all other points of the surface are linked to these displacements, so that the deformation is continuous: (1) the displacement of the points between  $P_1$  and  $P_2$  varies linearly between  $P_1$  and  $P'_2$ , (2) the displacement of the points between  $P_2$  and  $P_3$  is equal to that of  $P_3$ , (3) points between  $P_3$  and  $P_4$  are displaced between  $P'_3$  and  $P'_4$  (the  $x$  coordinate is linearly moved and the  $z$  coordinate is then adjusted so that the points stay on the surface of the structure), and (4) the displacement of the points to the back of  $P_4$  is equal to that of  $P_4$ .

## A2. Fault Bend Folding

[59] When the fault has propagated to the surface, the mechanism of deformation changes from fault propagation to fault bend folding. The geometry and kinematics of fault bend folds in our model are based on the existence of axial surfaces [Suppe, 1983] between which the velocity is constant in direction and magnitude. The angles characterizing these axial surfaces are again only dependent on  $\theta$  and  $\varphi$  (Figure A2):

$$\tan(\theta - \varphi) = \frac{\sin(\gamma_1 - \varphi) [\sin(2\gamma_1 - \varphi) - \sin \varphi]}{\sin \gamma_1 - \cos(\gamma_1 - \varphi) [\sin(2\gamma_1 - \varphi) - \sin \varphi]} \quad (\text{A16})$$

$$\tan \theta = \frac{\sin(2\gamma_2)}{1 + 2\cos^2 \gamma_2}. \quad (\text{A17})$$

The kinematic description is the following:

1. The displacement of the points to the back of  $Q_4$  is parallel to the detachment, and their velocity is

$$v_4 = \frac{v_t}{\cos \varphi}. \quad (\text{A18})$$

2. The displacement of the points between  $Q_4$  and  $Q_2$  is parallel to the ramp, and their velocity is

$$v_3 = v_4 \frac{\sin(\gamma_1 - \varphi)}{\sin(\gamma_1 - \theta)}. \quad (\text{A19})$$

3. The displacement of the points between  $Q_2$  and  $Q_1$  is parallel to the initial surface, and their velocity is

$$v_2 = v_3 \frac{\sin(\gamma_1 - \theta)}{\sin \gamma_2}. \quad (\text{A20})$$

4. The points in front of  $Q_1$  do not move.

## Appendix B. Influence of $k_0$ and $k_1$ Values on the Landsliding Algorithm

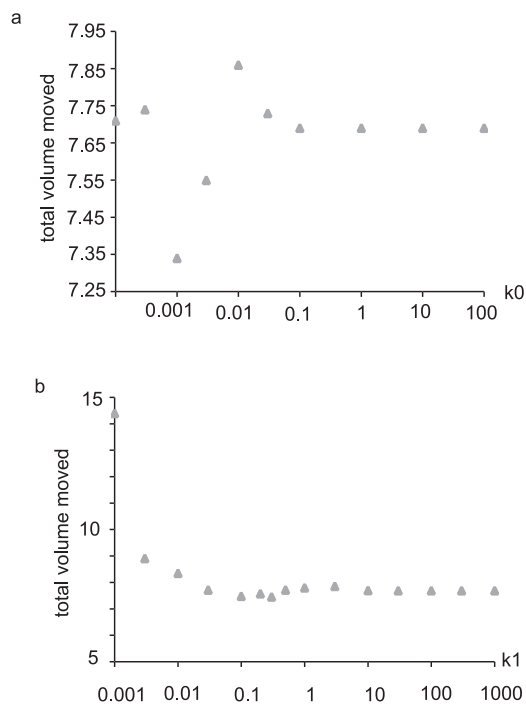
[60] The parameters  $k_0$  and  $k_1$  were introduced in the equations (7) and (9) of the landsliding model. These parameters link the landsliding probability to the time elapsed since the last landsliding event. Their values can, in principle, be estimated from field observations of magnitude-frequency distributions of landsliding events [e.g., Hovius *et al.*, 1997]. We lack the magnitude-frequency data required to approximate these values but can restrict them to a specific range. The study of the total volume moved by landslides in a simple context (uplift of a half-space in respect to the other) as a function of these parameters shows that in order to obtain a stochastic initiation of landslides they must not exceed a critical value (Figure B1). Otherwise, the model is totally deterministic, and all potential landslides at any time step are released. These numerical results can also be found analytically.

[61] The parameter  $k_0$  is linked to the intermediate landsliding probability  $p'$  in equation (7). As  $\Delta t_{\text{slide}} = dt_{\text{char}}$ , it follows that  $p' \geq k_0$ . Therefore  $k_0$  must not be  $>1$  in order to maintain stochastic behavior. The landsliding probability then verifies the following:

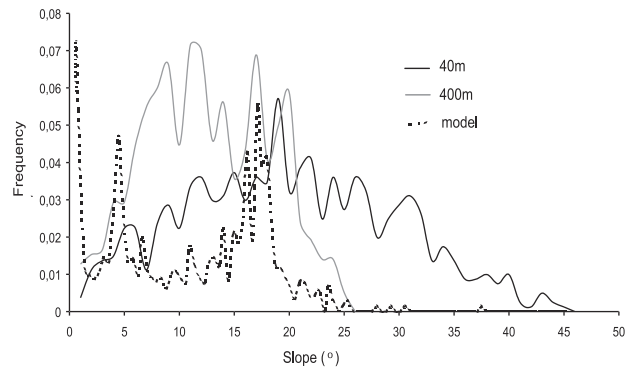
$$p \geq 1 - (1 - k_0)^{k_1 dt/dt_{\text{char}}}. \quad (\text{B1})$$

This probability will equal  $1 \pm 0.01$  if  $k_0$  and  $k_1$  verify:

$$k_1 \geq \frac{\ln(0.01) dt_{\text{char}}}{dt \ln(1 - k_0)}, \quad (\text{B2})$$



**Figure B1.** Total volume moved by landslides (in km<sup>3</sup> during 10<sup>5</sup> years) as a function of the value of (a)  $k_0$  and (b)  $k_1$ . The plots show that the behavior is deterministic if these parameters exceed a specific value ( $\sim 0.1$  for  $k_0$ ;  $\sim 10$  for  $k_1$ ).



**Figure C1.** Slope distribution from a digital elevation model of the Katmandu region (central Nepal) for a spatial resolution of 40 and 400 m, compared to model predictions for a critical slope  $\psi = 21^\circ$ .

which gives, for  $dt = dt_{\text{char}}$  and  $k_0 = 10^{-2}$ ,  $k_1 \geq 458$ . Throughout this study, we use  $k_0 = 10^{-2}$  and  $k_1 = 1$  (see Table 1).

## Appendix C. Determination of the Critical Slope of the Landsliding Algorithm

[62] The slope distribution of our models after the system reached steady state shows a peak for a slope slightly lower than the critical failure angle. Inversely, the critical failure angle used in the landsliding algorithm can be determined from the distribution of slopes in a natural system (Figure C1). We use a digital elevation model (DEM) of central Nepal [Hurtrez *et al.*, 1999; Lavé and Avouac, 2000] to study the slope distribution in the outer Siwalik ridges. The DEM extend from  $85^\circ 05' \text{E } 27^\circ 30' \text{N}$  (northwest corner) to  $85^\circ 35' \text{E } 27^\circ 10' \text{N}$  (southeast corner). The initial resolution of the DEM is 20 m. By degrading this resolution we study how the apparent slope distribution scales with resolution in order to compare it to our numerical models which have a mean spatial resolution of 400 m. The observed slope distribution peaks sharply at  $20^\circ$ ; when degrading the resolution to 400 m, this peak smears out and shifts to  $7-12^\circ$ . At the lower resolution a clear upper limit to slopes of  $21^\circ$  becomes apparent; we used this value to represent the critical failure angle in our models.

[63] **Acknowledgments.** We thank Wouter Bos, Laurent Husson, Pascale Huyghe, and Jérôme Lavé for numerous comments and discussions on the manuscript and Patience Cowie, Mike Ellis, and Eric Kirby for constructive and insightful reviews.

## References

- Allen, P. A., and A. L. Densmore, Sediment flux from an uplifting fault block, *Basin Res.*, *12*, 367–380, 2000.
- Allmendinger, R. W., Inverse and forward numerical modeling of trishear fault-propagation folds, *Tectonics*, *17*, 640–656, 1998.
- Anderson, R. S., Evolution of the Santa Cruz Mountains, California, through tectonic growth and geomorphic decay, *J. Geophys. Res.*, *99*, 20,161–20,180, 1994.
- Arrowsmith, J. R., D. D. Pollard, and D. D. Rhodes, Hillslope development in areas of active tectonics, *J. Geophys. Res.*, *101*, 6255–6275, 1996.
- Beaumont, C., P. Fullsack, and J. Hamilton, Erosional control of active compressional orogens, in *Thrust Tectonics*, edited by K. R. McClay, pp. 1–18, Chapman and Hall, New York, 1992.

- Beaumont, C., H. Kooi, and S. Willett, Progress in coupled tectonic-surface process models with applications to rifted margins and collisional orogens, in *Geomorphology and Global Tectonics*, edited by M. A. Summerfield, pp. 29–56, John Wiley, New York, 1999.
- Bilham, R., P. Bodin, and M. Jackson, Entertaining a great earthquake in western Nepal: Historic inactivity and development of strain, *J. Nepal Geol. Soc.*, *11*, 73–88, 1995.
- Bilham, R., K. Larson, and J. Freymueller, GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya, *Nature*, *386*, 61–64, 1997.
- Braun, J., and M. Sambridge, Modelling landscape evolution on geological time scales: A new method based on irregular spatial discretization, *Basin Res.*, *9*, 27–52, 1997.
- Burbank, D. W., J. Leland, E. Fielding, R. S. Anderson, N. Brozovic, M. R. Reid, and C. Duncan, Bedrock incision, rock uplift and threshold hillslopes in the northwestern Himalayas, *Nature*, *379*, 505–510, 1996.
- Burbank, D. W., J. K. McLean, M. Bullen, K. Y. Abdrakmatov, and M. M. Miller, Partitioning of intermontane basins by thrust-related folding, Tien Shan, Kyrgyzstan, *Basin Res.*, *11*, 75–92, 1999.
- Carson, M. A., and M. J. Kirkby, *Hillslope Form and Process*, Cambridge Univ. Press, New York, 1972.
- Cowie, P. A., A healing-reloading feedback control on the growth rate of seismogenic faults, *J. Struct. Geol.*, *20*, 1075–1087, 1998.
- Cowie, P. A., and C. H. Scholz, Growth of faults by accumulation of seismic slip, *J. Geophys. Res.*, *97*, 11,085–11,095, 1992.
- Cowie, P. A., C. Vanneste, and D. Sornette, Statistical physics model for the spatiotemporal evolution of faults, *J. Geophys. Res.*, *98*, 21,809–21,822, 1993.
- Cullman, C., *Die Graphische Statik*, 329 pp., Meyer und Zeller, Zürich, 1875.
- Dawers, N. H., and M. H. Anders, Displacement-length scaling and fault linkage, *J. Struct. Geol.*, *17*, 607–614, 1995.
- Dawers, N. H., M. H. Anders, and C. H. Scholz, Growth of normal faults: Displacement-length scaling, *Geology*, *21*, 1107–1110, 1993.
- DeCelles, P. G., G. E. Gehrels, J. Quade, T. P. Ojha, P. A. Kapp, and B. N. Upreti, Neogene foreland basin deposits, erosional unroofing, and the kinematic history of the Himalayan fold-thrust belt, western Nepal, *Geol. Soc. Am. Bull.*, *110*, 2–21, 1998.
- Delcaillau, B., G. Herail, and G. Mascle, Evolution géomorphostructurale de fronts de chevauchement actifs: Le cas des chevauchements intrasiwaliks du Népal central, *Z. Geomorphol.*, *31*, 339–360, 1987.
- Delcaillau, B., B. Deffontaines, L. Floissac, J. Angelier, P. Souquet, H. T. Chu, and J. F. Lee, Morphotectonic evidence from lateral propagation of an active frontal fold, Pakuashan anticline, foothills of Taiwan, *Geomorphology*, *24*, 263–290, 1998.
- Densmore, A. L., M. A. Ellis, and R. S. Anderson, Landsliding and the evolution of normal-fault-bounded mountains, *J. Geophys. Res.*, *103*, 15,203–15,219, 1998.
- Duffait, B., Modélisation de l'évolution morphologique d'un système chevauchant actif, M.Sc. thesis, Univ. Joseph Fourier, Grenoble, France, 2000.
- Elliott, D., The energy balance and deformation mechanisms of thrust sheets, *Philos. Trans. R. Soc. London*, *283*, 289–312, 1976.
- Ellis, M. A., and W. J. Dunlap, Displacement variation along thrust faults: Implications for the development of large faults, *J. Struct. Geol.*, *10*, 183–192, 1988.
- Ellis, M. A., A. L. Densmore, and R. S. Anderson, Development of mountainous topography in the Basin Ranges, USA, *Basin Res.*, *11*, 21–41, 1999.
- Erslev, E. A., Trishear fault-propagation folding, *Geology*, *19*, 617–620, 1991.
- Gallup, W. B., Geology of Turner Oil and Gas field, Alberta, Canada, *Am. Assoc. Pet. Geol. Bull.*, *35*, 797–821, 1951.
- Gupta, S., Himalayan drainage patterns and the origin of fluvial megafans in the Ganges foreland basin, *Geology*, *25*, 11–14, 1997.
- Gupta, S., and P. Cowie, Processes and controls in the stratigraphic development of extensional basins, *Basin Res.*, *12*, 185–194, 2000.
- Hancock, G. S., R. S. Anderson, and K. X. Whipple, Beyond power: Bedrock river incision process and form, in *Rivers Over Rock: Fluvial Processes in Bedrock Channels*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 107, edited by K. J. Tinkler and E. E. Wohl, 35–60, AGU, Washington, D. C., 1998.
- Hasbargen, L. E., and C. Paola, Landscape instability in an experimental drainage basin, *Geology*, *28*, 1067–1070, 2000.
- Heimsath, A. M., W. E. Dietrich, K. Nishiizumi, and R. C. Finkel, The soil production function and landscape equilibrium, *Nature*, *388*, 358–361, 1997.
- Hossack, J. R., The use of balanced cross-sections in the calculation of orogenic contraction: A review, *J. Geol. Soc. London*, *136*, 705–711, 1979.
- Hovius, N., C. P. Stark, and P. A. Allen, Sediment flux from a mountain belt derived by landslide mapping, *Geology*, *25*, 231–234, 1997.
- Hovius, N., C. P. Stark, H.-T. Chu, and J.-C. Lin, Supply and removal of sediment in a landslide-dominated mountain belt: Central Range, Taiwan, *J. Geol.*, *108*, 73–89, 2000.
- Howard, A. D., W. E. Dietrich, and M. A. Seidl, Modeling fluvial erosion on regional to continental scales, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13,971–13,986, 1994.
- Hurtrez, J.-E., F. Lucazeau, and J.-P. Avouac, Investigation of the relationships between basin morphology, tectonic uplift, and denudation from the study of an active fold belt in the Siwalik Hills, central Nepal, *J. Geophys. Res.*, *104*, 12,779–12,796, 1999.
- Husson, L., J. L. Mugnier, P. Leturmy, and G. Vidal, Kinematics and sedimentary balance of the Subhimalayan zone, western Nepal, in *Thrust Tectonics and Petroleum Systems*, edited by K. R. McClay, *AAPG Mem.*, in press, 2002.
- Huyghe, P., J. L. Mugnier, and P. Leturmy, Segmentation of the Siwalik thrust belt of western Nepal and localisation of piggy-back basins, paper presented at 13th Himalaya Karakorum Tibet International Workshop, Peshawar, Pakistan, 1998.
- Huyghe, P., A. Galy, J. L. Mugnier, and C. France-Lanord, Propagation of the thrust system and erosion in the Lesser Himalaya: Geochemical and sedimentological evidence, *Geology*, *29*, 1007–1010, 2001.
- Jackson, J., R. Norris, and J. Youngson, The structural evolution of active fault and fold systems in central Otago, New Zealand: Evidence revealed by drainage patterns, *J. Struct. Geol.*, *18*, 217–234, 1996.
- Jackson, M., and R. Bilham, Constraints on Himalayan deformation inferred from vertical velocity fields in Nepal and Tibet, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13,897–13,912, 1994.
- Jouanne, F., J. L. Mugnier, M. R. Pandey, J. F. Gamond, P. Le Fort, L. Serrurier, C. Vigny, and J. P. Avouac, Oblique convergence in the Himalayas of Western Nepal deduced from preliminary results of GPS measurements, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1933–1936, 1999.
- Keller, E. A., L. Gurrola, and T. E. Tierney, Geomorphic criteria to determine direction of lateral propagation of reverse faulting and folding, *Geology*, *27*, 515–518, 1999.
- Kirby, E., and K. X. Whipple, Quantifying differential rock-uplift rates via stream profile analysis, *Geology*, *29*, 415–418, 2001.
- Larson, K. M., R. Bürgmann, R. Bilham, and J. T. Freymueller, Kinematics of the India-Eurasia collision zone from GPS measurements, *J. Geophys. Res.*, *104*, 1077–1093, 1999.
- Launeau, P., and P. Y. F. Robin, Fabric analysis using the intercepts method, *Tectonophysics*, *267*, 91–119, 1996.
- Lavé, J., and J. P. Avouac, Active folding of fluvial terraces across the Siwaliks Hills (Himalayas of central Nepal), *J. Geophys. Res.*, *105*, 5735–5770, 2000.
- Leturmy, P., Sédiments et reliefs du front des systèmes chevauchants: Modélisations et exemples du front andin et des Siwalik (Himalaya) à l'Holocène, Ph.D. thesis, Univ. Joseph Fourier, Grenoble, France, 1997.
- Meigs, A. J., D. W. Burbank, and R. A. Beck, Middle-late Miocene (>10 Ma) formation of the Main Boundary Thrust in the western Himalaya, *Geology*, *23*, 423–426, 1995.
- Merritts, D., and M. Ellis, Introduction to special section on tectonics and topography, *J. Geophys. Res.*, *99*, 12,135–12,141, 1994.
- Molnar, P., A review of the seismicity and the rate of active underthrusting and deformation of the Himalayas, *J. Himal. Geol.*, *1*, 131–154, 1990.
- Mueller, K., and P. Talling, Geomorphic evidence for tear faults accommodating lateral propagation of an active fault-bend fold, Wheeler Ridge, California, *J. Struct. Geol.*, *19*, 397–411, 1997.
- Mugnier, J. L., P. Leturmy, G. Mascle, P. Huyghe, E. Chalaron, G. Vidal, L. Husson, and B. Delcaillau, The Siwaliks of western Nepal, I, Geometry and kinematics, *J. Asian Earth Sci.*, *17*, 629–642, 1999.
- Mugnier, J. L., P. Huyghe, P. Leturmy, and F. Jouanne, Episodicity and rates of thrust sheet motion in the Himalayas (western Nepal), in *Thrust Tectonics and Petroleum Systems*, *AAPG Mem.*, in press, 2002.
- Ni, J., and M. Barazangi, Seismotectonics of the Himalayan collision zone: Geometry of the underthrusting Indian plate beneath the Himalaya, *J. Geophys. Res.*, *89*, 1147–1163, 1984.
- Pandey, M. R., R. P. Tandukar, J. P. Avouac, J. Vergne, and T. Héritier, Seismotectonics of the Nepal Himalaya from a local seismic network, *J. Asian Earth Sci.*, *17*, 703–712, 1999.
- Peacock, D. C. P., and D. J. Sanderson, Displacements, segment linkage and relay ramps in normal fault zones, *J. Struct. Geol.*, *13*, 721–733, 1991.
- Rao, G., and B. Piya, Hydrological conditions in Dun Valley of Dang, western Nepal: A case study, *J. Nepal Geol. Soc.*, *14*, 93–98, 1996.
- Roering, J. J., J. W. Kirchner, and W. E. Dietrich, Evidence for nonlinear, diffusive sediment transport on hillslopes and implications for landscape morphology, *Water Resour. Res.*, *35*, 853–870, 1999.
- Roering, J. J., J. W. Kirchner, L. S. Sklar, and W. E. Dietrich, Hillslope evolution by nonlinear creep and landsliding: An experimental study, *Geology*, *29*, 143–146, 2001.

- Schmidt, K. M., and D. R. Montgomery, Limits to relief, *Science*, 270, 617–620, 1995.
- Sklar, L., and W. E. Dietrich, River longitudinal profiles and bedrock incision models: Stream power and the influence of sediment supply, in *Rivers Over Rock: Fluvial Processes in Bedrock Channels*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 107, edited by K. J. Tinkler and E. E. Wohl, 237–260, AGU, Washington, D. C., 1998.
- Suppe, J., Geometry and kinematics of fault-bend folding, *Am. J. Sci.*, 283, 684–721, 1983.
- Suppe, J., and D. A. Medwedeff, Geometry and kinematics of fault-propagation folding, *Eclog. Geol. Helv.*, 83, 409–454, 1990.
- Tomkin, J. H., and J. Braun, Simple models of drainage reorganisation on a tectonically active ridge system, *N. Z. J. Geol. Geophys.*, 42, 1–10, 1999.
- Tucker, G. E., and R. L. Slingerland, Predicting sediment flux from fold and thrust belts, *Basin Res.*, 8, 329–349, 1996.
- van der Beek, P. A., and J. Braun, Numerical modelling of landscape evolution on geological time-scales: A parameter analysis and comparison with the south-eastern highlands of Australia, *Basin Res.*, 10, 49–68, 1998.
- van der Beek, P., B. Champel, and J. L. Mugnier, Control of detachment dip on drainage development in regions of active fault propagation folding, *Geology*, 30, 471–474, 2002.
- Walsh, J. J., and J. Watterson, Displacement gradients on fault surfaces, *J. Struct. Geol.*, 9, 1039–1046, 1989.
- Watterson, J., Fault dimensions, displacement and growth, *Pure Appl. Geophys.*, 124, 365–373, 1986.
- Whipple, K. X., and G. E. Tucker, 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, 17,661–17,674, 1999.
- Wilkerson, M. S., D. A. Medwedeff, and S. Marshak, Geometrical modeling of fault-related folds: A pseudo-three-dimensional approach, *J. Struct. Geol.*, 13, 801–812, 1991.
- Yeats, R. S., and R. J. Lillie, Contemporary tectonics of the Himalayan frontal fault system: Folds, blind thrusts and the 1905 Kangra earthquake, *J. Struct. Geol.*, 13, 215–225, 1991.

---

B. Champel, J.-L. Mugnier, and P. van der Beek, Laboratoire de Géodynamique des Chaînes Alpines, Maison des Geosciences BP 53, Université Joseph Fourier, F-38041 Grenoble, France. (bduffait@ujf-grenoble.fr)

P. Leturmy, Département des Sciences de la Terre, Université de Cergy Pontoise, France.

# Conclusion

L'étude des zones chevauchantes actives et des réseaux hydrographiques associés présente des intérêts dans de nombreux domaines.

Du point de vue du risque sismique, il est nécessaire de reconnaître ces zones potentiellement à risque, principalement dans les cas de pli de propagation, dans lesquels la faille est aveugle et n'est donc pas visible en surface. L'étude des cours d'eau peut permettre de mettre en évidence des déplacements en surface donc l'activité de failles invisibles en carte.

Du point de vue économique, il est important de connaître les différents modes de dépôt des sédiments, car ils vont contraindre la géométrie des zones réservoir. Il est donc nécessaire d'avoir une connaissance la plus exacte possible des différents processus de surface et de leurs caractéristiques dans des contextes de pli.

Enfin, l'échelle du pli représente une petite échelle sur laquelle on peut étudier les interactions entre tectonique et érosion. A cette échelle, les modélisations ont mis en évidence :

- Le rôle majeur des glissement de terrains, et le rôle moins important de la diffusion. L'altitude presque constante des chaîons Siwalik, indépendamment du soulèvement et de l'érosion, suggèrent qu'ils ont atteint un état d'équilibre topographique. Or seuls les glissements de terrains permettent au pli en croissance d'atteindre un état d'équilibre topographique dans un temps raisonnable.
- Le rôle majeur du pendage du décollement sur le détournement des rivières. En effet, selon la valeur de ce pendage, les contrôles sur le réseau de drainage sont différents. Dans le cas d'un décollement horizontal, l'espacement des rivières traversant la structure est contrôlé par l'importance relative de la tectonique et de l'érosion. Dans l'autre cas, cet espacement est susceptible d'être contrôlé par des

paramètres géométriques (pendage de la surface de décollement, espacement des structures unitaires) plutôt que tectoniques.

- Le mode possible de propagation des structures au Front Himalayen par croissance et coalescence de structures unitaires. Sur une structure unique en effet (la structure de Dundwa), la vitesse de propagation latérale est du même ordre de grandeur que la vitesse de raccourcissement. Ce résultat, ainsi que l'observation de creux topographiques avec un espacement caractéristique sur la ligne de crête, nous conduisent à proposer ce type de scénario, déjà mis en évidence pour des failles normales lors d'études de terrain [Gupta et Cowie, 2000].

A plus grande échelle, le pli n'est souvent qu'un élément d'un système chevauchant complexe, le système chevauchant ne représentant que la partie intéressant la couverture de la déformation totale de la croûte. La partie qui suit s'intéresse à cette échelle du système chevauchant.