

PARTIE III

ECHELLE DE LA CHAÎNE DE MONTAGNES

Introduction

On observe en Himalaya des variations latérales géologiques (concernant l'exhumation et la morphologie) et climatiques. Ces variations climatiques devraient avoir une influence sur la vitesse d'érosion (avec des taux d'érosion plus forts dans les régions les plus humides, ce qui a par exemple été observé en comparant l'érosion au niveau du bassin-versant du Gange et de celui du Brahmapoutre [Galy et France-Lanord, 2001]). Or il est maintenant admis que la tectonique et l'érosion interagissent, et ce de manière complexe. Le but de cette partie est donc de déterminer si les variations structurales observées le long de la chaîne himalayenne peuvent être expliquées par les variations climatiques. Nous avons vu dans la Partie II que ceci semble être le cas à l'échelle du prisme des Siwalik. Dans cette Partie, je m'intéresserai à l'échelle de la chaîne entière. Pour cela, j'ai utilisé un modèle thermo-mécanique par éléments finis permettant d'étudier le comportement (déformation, contraintes, mouvements des éléments de matière) d'une couche crustale dans un contexte compressif. Le modèle incluant des processus d'érosion qui agissent sur la surface, il est possible de vérifier s'il y a effectivement une relation entre les différences morphologiques et d'exhumation, et les différences d'érosion.

Le chapitre 11 fait le point sur les données utilisées afin de mettre en évidence les variations latérales observées en Himalaya : données thermobarométriques et thermochronologiques, données topographiques, et données climatiques. Le chapitre 12 présentera le modèle ainsi que les paramètres utilisés dans l'étude. Les chapitres 13 et 14 seront consacrés aux modélisations effectuées dans le cas himalayen.

Chapitre 11

Les données

11.1 Données topographiques

On observe en Himalaya des variations latérales dans la topographie [Duncan *et al.*, 2003]. De manière générale, on observe que de l'Inde vers le Tibet, l'altitude augmente fortement, en passant par un maximum au niveau de la haute chaîne, puis qu'elle se stabilise au niveau du plateau Tibétain (Figure 11.1).

Les coupes suivantes (Figures 11.2, 11.3, 11.4 et 11.5) sont issues des données GTopo30 (résolution de 30 secondes d'arc), et représentent l'altitude moyenne, l'altitude maximale et l'altitude minimale à travers la chaîne Himalayenne pour les quatre régions étudiées (calculées sur une fenêtre glissante de 30 minutes de large). A partir des altitudes maximale et minimale, on peut calculer l'écart d'altitude maximal, qui peut être pris comme approche du relief. J'ai ajouté à ces données la pente du profil topographique moyen.

On observe que :

- Le profil topographique au niveau du flanc Sud, concave dans les zones occidentales (Garhwal et Langtang), devient convexe dans les zones plus orientales (Everest et Bhutan).
- L'altitude moyenne maximale dans les différents profils est semblable, autour de 5500 mètres.
- La zone de relief maximal est restreinte dans les régions occidentales et se situe alors juste au Sud du maximum topographique (avec un pic beaucoup plus marqué pour le Langtang que pour le Garhwal). Dans les régions orientales, cette zone est plus large (environ 75 km dans la région de l'Everest et 150 km au

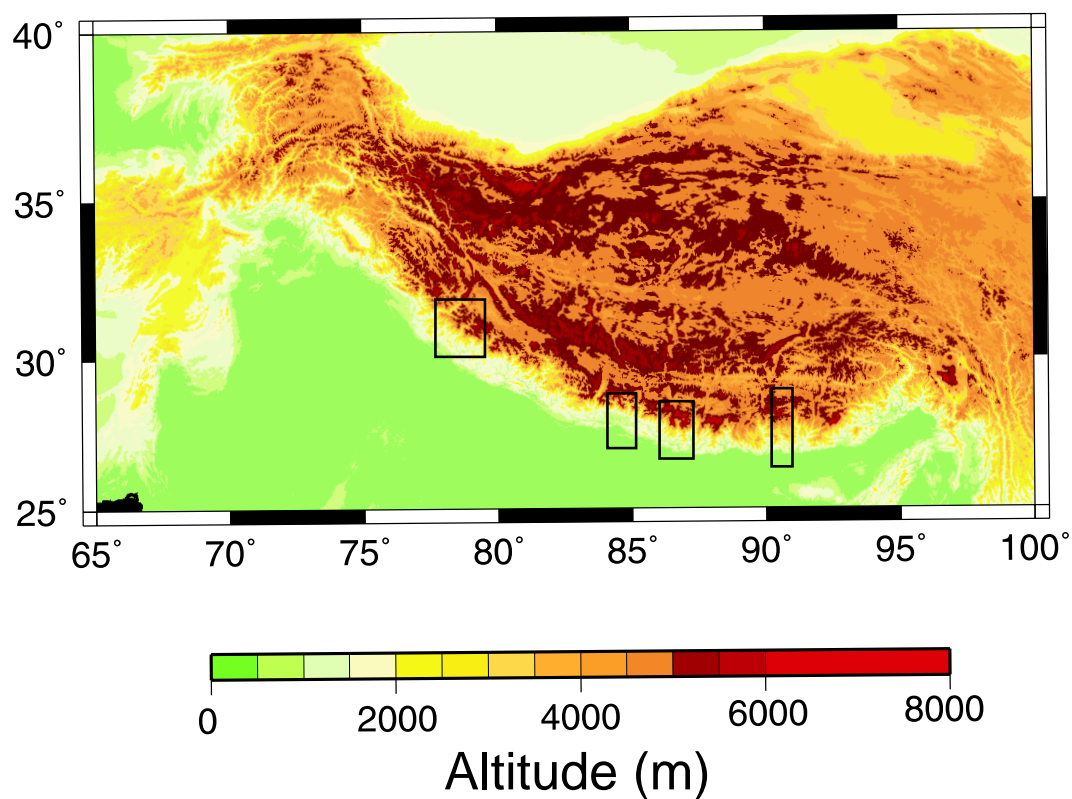


Fig. 11.1 – Topographie de l'Himalaya et du Tibet (Données GTopo30). Les cadres correspondent aux extraits montrés dans les figures suivantes. D'Ouest en Est le Garhwal, le Langtang, la zone de l'Everest et le Bhutan.

Bhutan).

- Les zones de haut relief et fortes pentes coïncident dans la plupart des profils.

Ces tendances ont également été démontrées par [Duncan *et al.*, 2003] sur la base de données SRTM à plus haute résolution (ces données, qui viennent d'être mises à disposition du public, n'étaient pas disponibles au moment de mon analyse). Duncan *et al.* s'intéressaient cependant seulement à une comparaison entre le Népal central et le Bhutan.

Il est possible, comme l'évoquent [Duncan *et al.*, 2003], que les différences morphologiques observées entre le Népal central et le Bhutan soient liées à la structure de Yadong. Cette structure implique des rampes latérales se branchant sur le Main Himalayan Thrust [Hauck *et al.*, 1998]. Elle a une expression très nette en surface puisqu'elle décale de façon senestre la zone des hauts sommets Himalayens d'environ 70 kilomètres. Cependant, les différences morphologiques et cette structure de Yadong pourraient n'être que les témoins de variations climatiques.

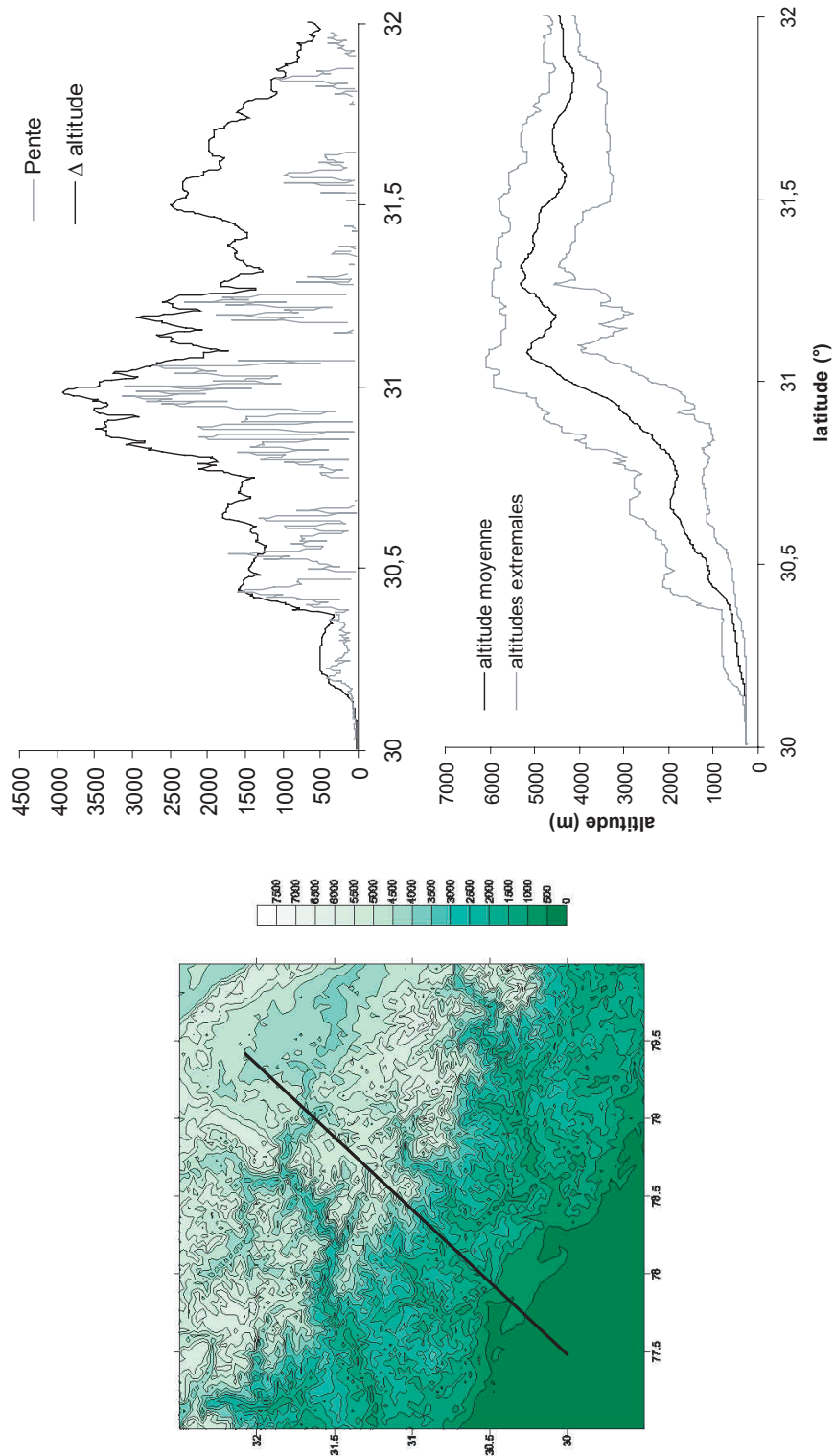


Fig. 11.2 – Topographie du Garhwal et profils topographiques : en bas, altitudes moyenne et extrêmes calculées sur une fenêtre glissant le long du profil ; en haut, pente moyenne calculée à partir des données d'altitude moyenne, et différence d'altitude entre l'altitude maximale et l'altitude minimale.

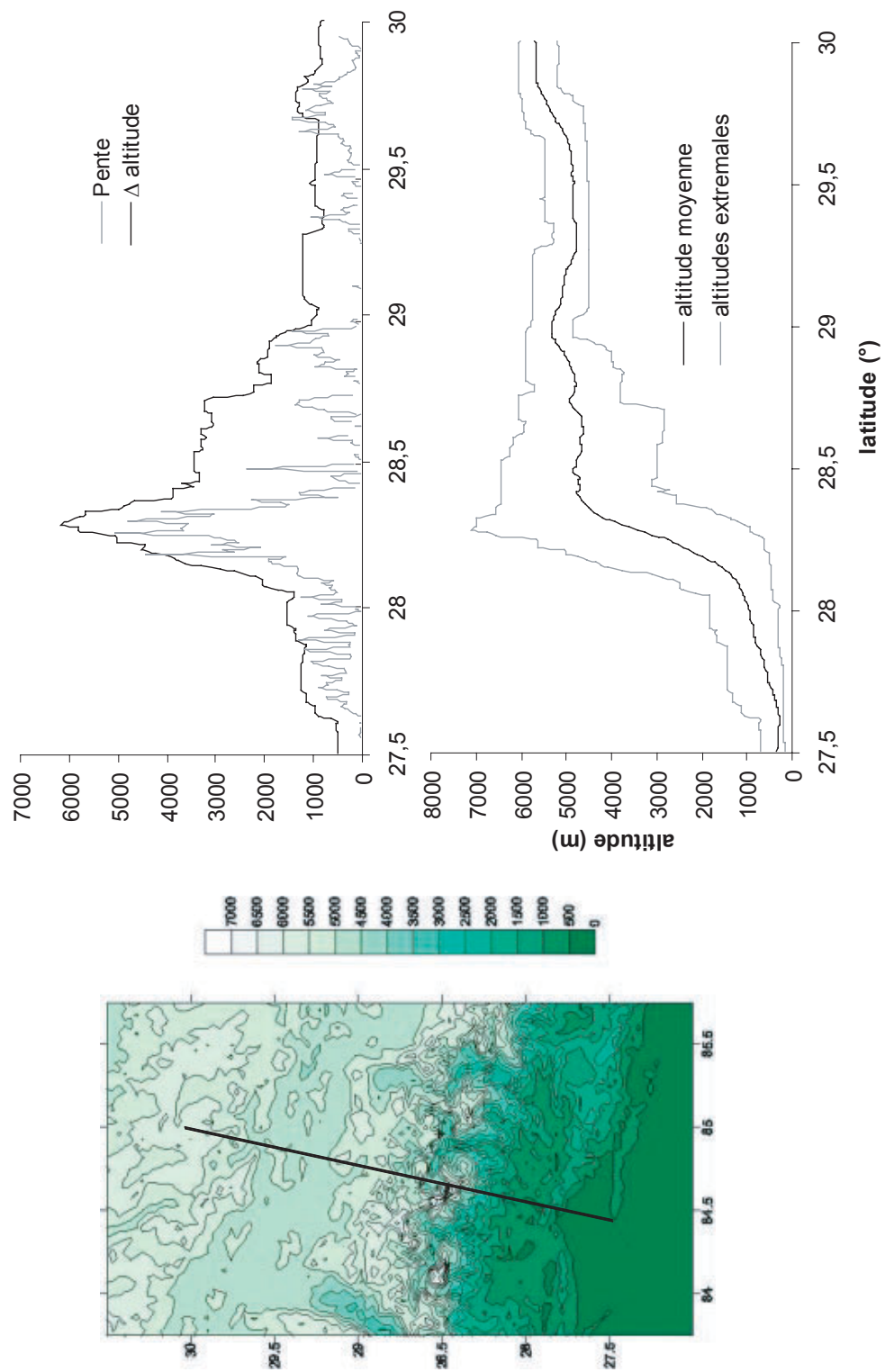


Fig. 11.3 – Topographie du Langtang et profils topographiques (même légende qu’en Figure 11.2)

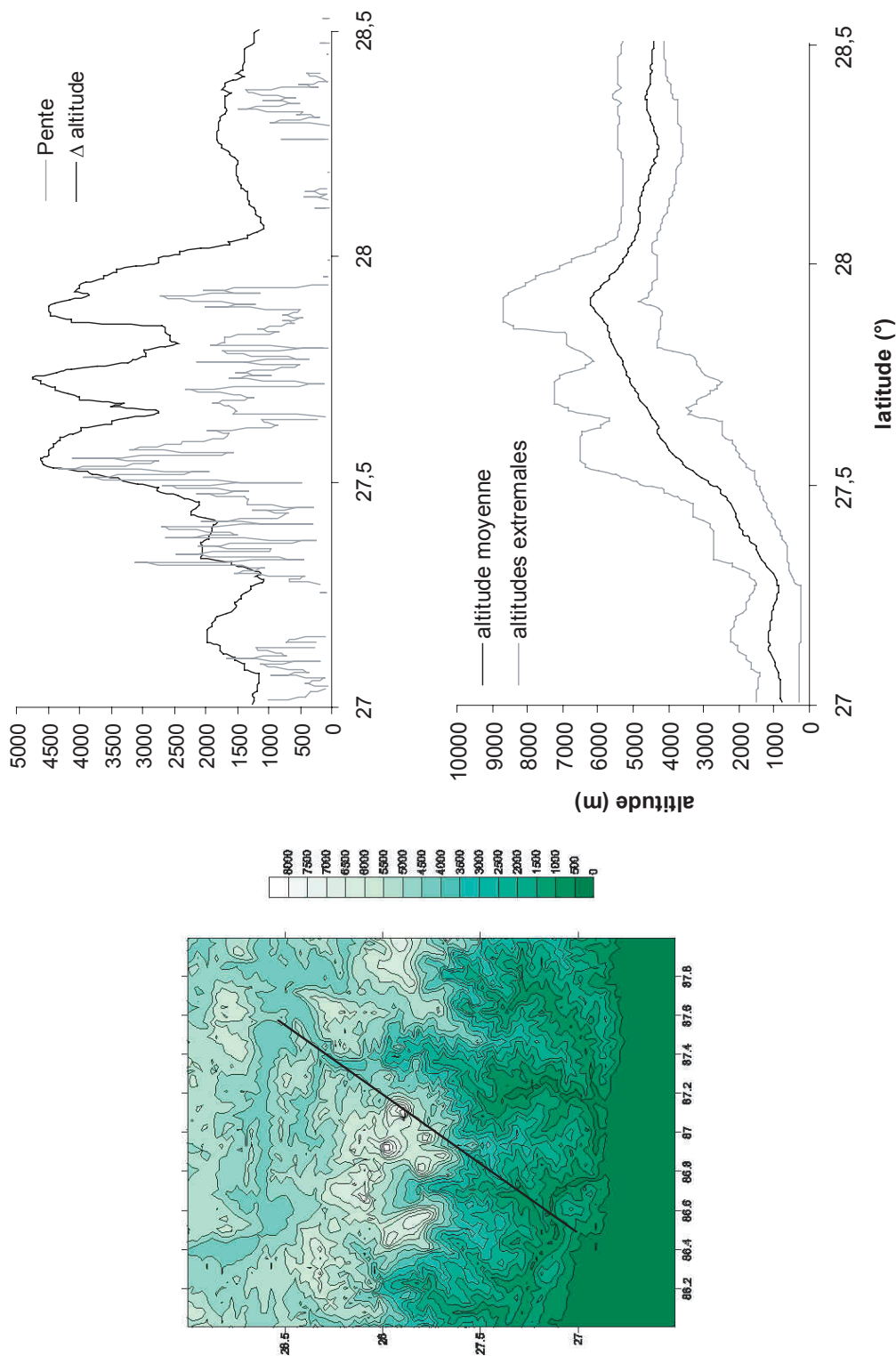


Fig. 11.4 – Topographie de la région de l’Everest et profils topographiques (même légende qu’en Figure 11.2)

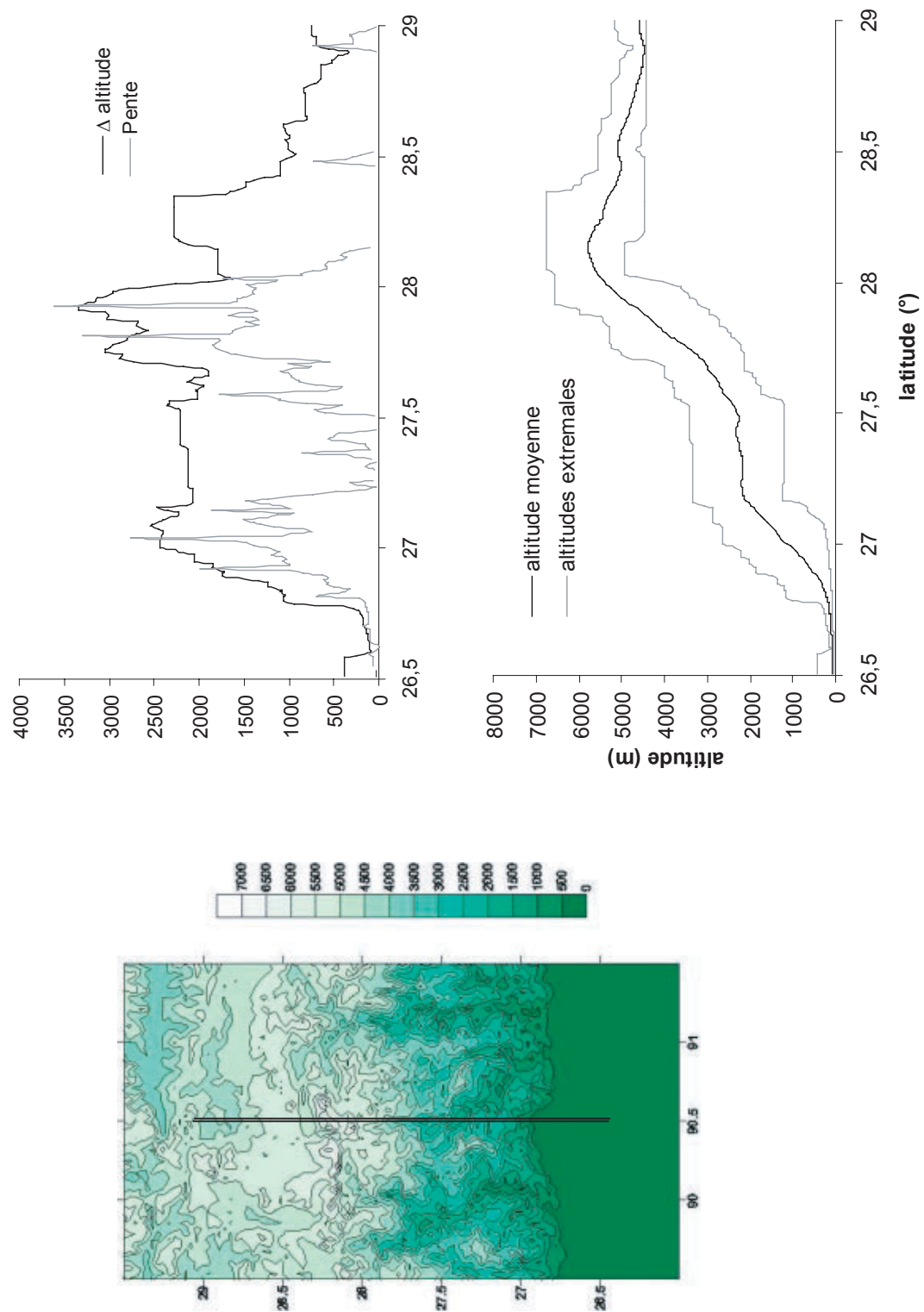


Fig. 11.5 – Topographie du Bhutan et profils topographiques (même légende qu'en Figure 11.2)

11.2 Données pression-température-temps

On trouve globalement beaucoup d'études thermobarométriques et thermochronologiques en Himalaya. Cependant, la majorité des données ont été acquises dans le Haut Himalaya ou les leucogranites présents dans cette zone (granite du Manaslu [Guillot *et al.*, 1995; Guillot *et al.*, 1994], granite de Gangotri [Sorkhabi *et al.*, 1996]). La zone du Bas Himalaya a souvent été négligée à cause de la pauvreté d'affleurements, et surtout de l'inadaptation des lithologies qui rend la thermométrie difficile. Il faut toutefois noter le travail de L. Bollinger [Bollinger, 2002] sur le Bas Himalaya, avec des données thermobarométriques sur des veines à quartz-chlorite, ainsi que les données thermochronométriques déterminées en utilisant la méthode calibrée par O. Beyssac [Beyssac *et al.*, 2002] et fondée sur la graphitisation de la matière organique lors du métamorphisme.

En ce qui concerne les données thermochronométriques, la majorité des études sont basées sur le thermochronomètre $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$, et ce principalement sur biotite et muscovite. Il faut cependant remarquer que la plupart des âges obtenus sur la biotite sont faussés par de l'argon en excès [Inger, 1998]. Plus récemment, des études sur traces de fission ont permis de caractériser l'évolution à plus basse température du Haut Himalaya.

Je me suis principalement intéressée à quatre régions dans lesquelles les données semblaient assez denses dans le Haut Himalaya : d'Ouest en Est le Garhwal (le long de la Bhagirathi), le Langtang (le long de la Trisuli), la zone proche de l'Everest (le long de la Dudh Kosi), et le Bhutan (Figure 11.6).

J'ai délibérément choisi de ne pas travailler dans les zones de syntaxes (alors qu'il y a de nombreuses données, principalement au Pakistan dans la région du Nanga Parbat), afin de ne pas ajouter au modèle des effets de bord, particuliers à ces syntaxes [Zeitler *et al.*, 2001].

11.2.1 Coupe du Garhwal

De nombreux auteurs ont travaillé dans la partie occidentale de l'Himalaya (Zaskar, Garhwal) [Catlos *et al.*, 2001; Hodges et Silverberg, 1988; Inger, 1998; Jain *et al.*, 2000; Kumar *et al.*, 1995; Manickavasagam *et al.*, 1999; Metcalfe, 1993; Sorkhabi, 1993; Vance et Harris, 1999; Vance *et al.*, 1998; Walker *et al.*, 1999]. La répartition de ces données est représentée sur les Figures 11.7 et 11.8.

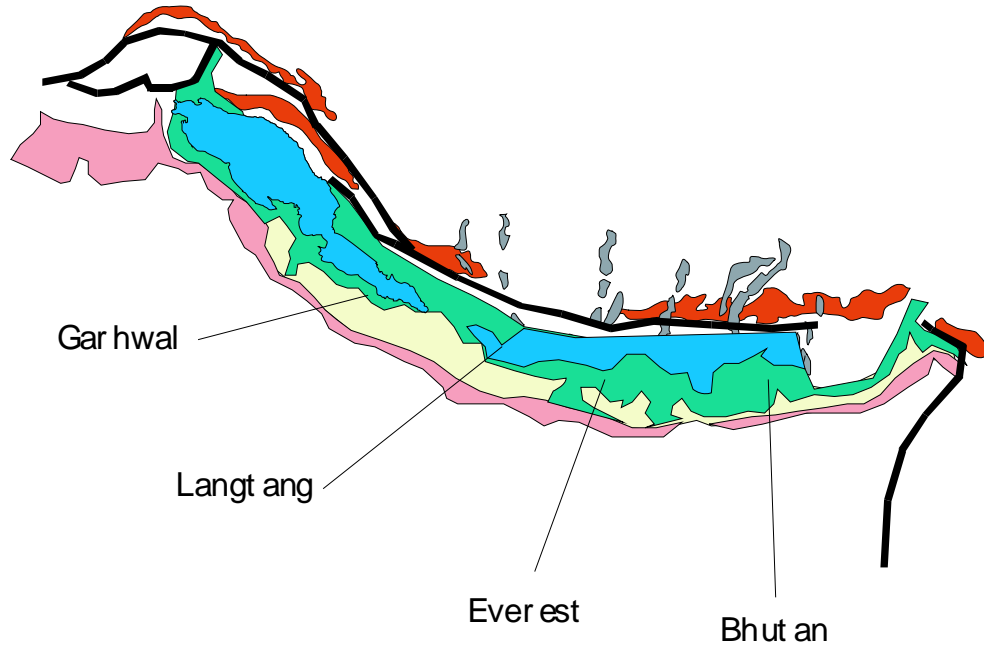


Fig. 11.6 – Localisation des différentes zones étudiées.

Minéral	Système	Température de fermeture
hornblende	$^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$	$530 \pm 40^\circ$
muscovite	$^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$	$\approx 350^\circ$
biotite	$^{40}\text{Ar} / ^{39}\text{Ar}$	$280 \pm 40^\circ$
zircon	Traces de fission	$220 \pm 20^\circ$
apatite	Traces de fission	$115 \pm 10^\circ$

TAB. 11.1 – Températures de fermeture pour les différents systèmes thermochronologiques. D'après [McDougall et Harrison, 1998] et [Wagner et Vandenhoute, 1992]

La table 11.1 indique les températures de fermeture du système pour les différents thermochronomètres référencés dans cette étude.

J'ai utilisé les données collectées le long de la Baghirathi, car elles étaient assez complètes. Cela m'a permis de tracer des coupes montrant l'évolution de la pression, la température (Figure 11.9) et des âges donnés par différents thermochronomètres à travers le HHC (Figure 11.10).

On remarque que :

- La pression à T_{max} (Figure 11.9) est d'environ 9 kbar (mais peut aller jusqu'à 12 kbar d'après des articles récents) à la base du HHC, puis diminue jusqu'à environ 6-7 kbar au niveau du STDS [Manickavasagam *et al.*, 1999; Metcalfe, 1993].

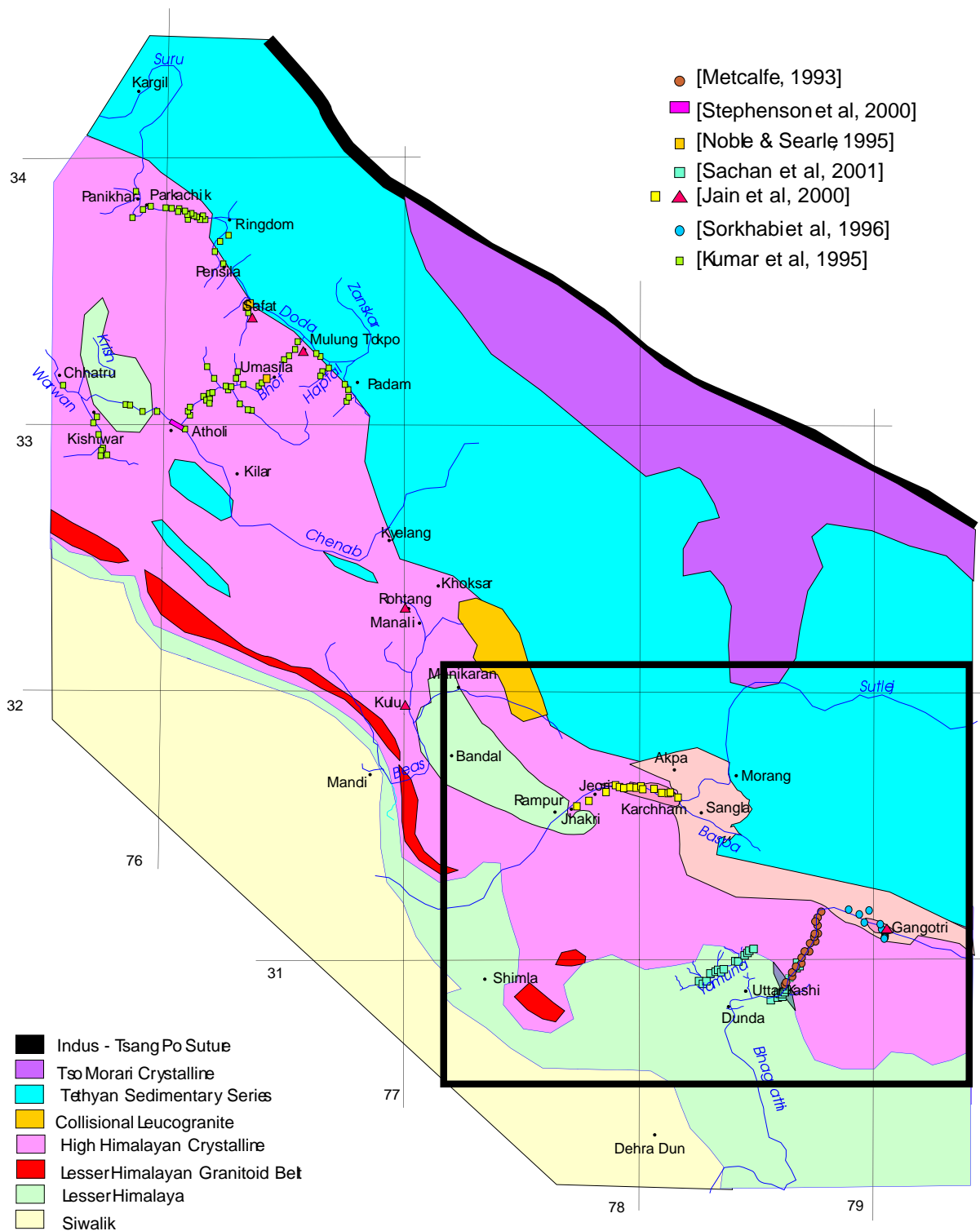


Fig. 11.7 – Répartition des données au Garhwal (carte d'après [Jain *et al*, 2000]). Le cadre situe la carte plus détaillée pour la région de la Bhagirathi (Fig. 11.8).

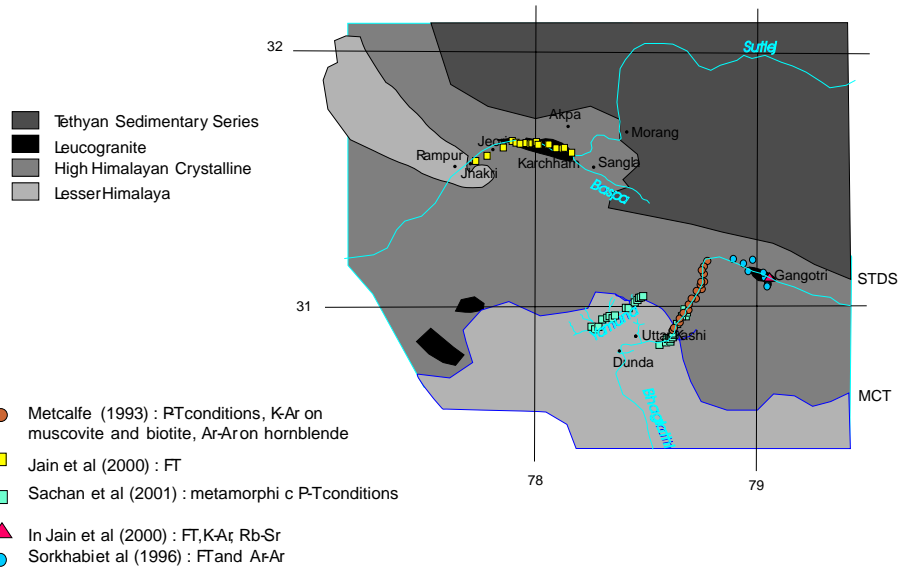


Fig. 11.8 – Données PTt utilisées pour caractériser le métamorphisme au Garhwal

- La température augmente de 400 à 800 en base du HHC, puis diminue dans le HHC jusqu'à environ 600 ° [Manickavasagam *et al.*, 1999; Metcalfe, 1993].
- Les âges obtenus pour des thermochronomètres de haute température (Figure 11.10) augmentent du MCT vers le STDS (d'environ 8 millions d'années au MCT à 22,5 millions d'années au STDS pour l'Ar/Ar sur muscovite). Les âges correspondant aux températures plus faibles comme les traces de fission ont un comportement inverse, puisqu'ils diminuent en montant dans la pile du Haut Himalaya. Ceci pourrait être dû à des phénomènes ayant lieu à plus basse température (donc plus récents) comme un chevauchement dans le cassant.

Un chemin PT caractéristique de la région pour le HHC part d'environ (9kbar, 600) entre 30 et 40 millions d'années, se réchauffe jusqu'à environ (6kbar, 700) avant d'être exhumé (Figure 11.11).

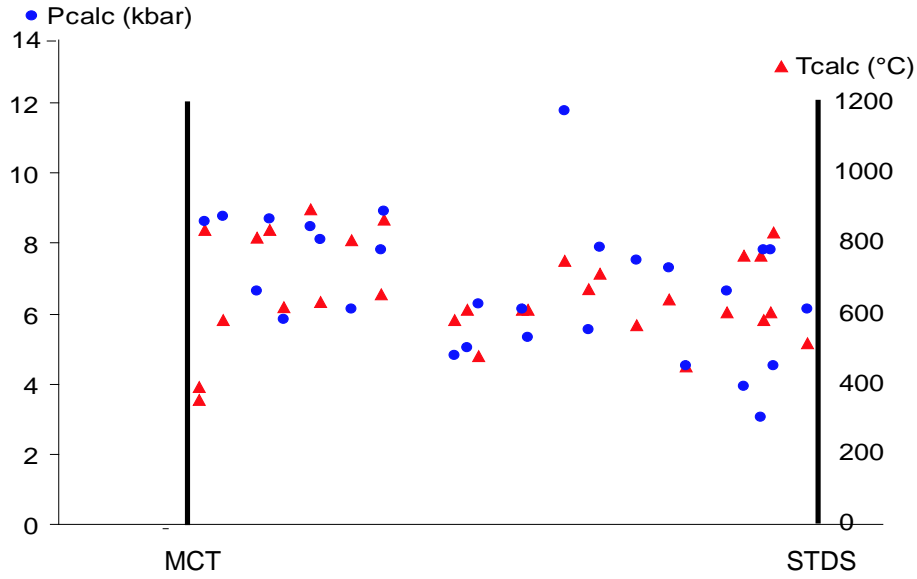


Fig. 11.9 – Variation des données thermobarométriques à travers le HHC au Garhwal

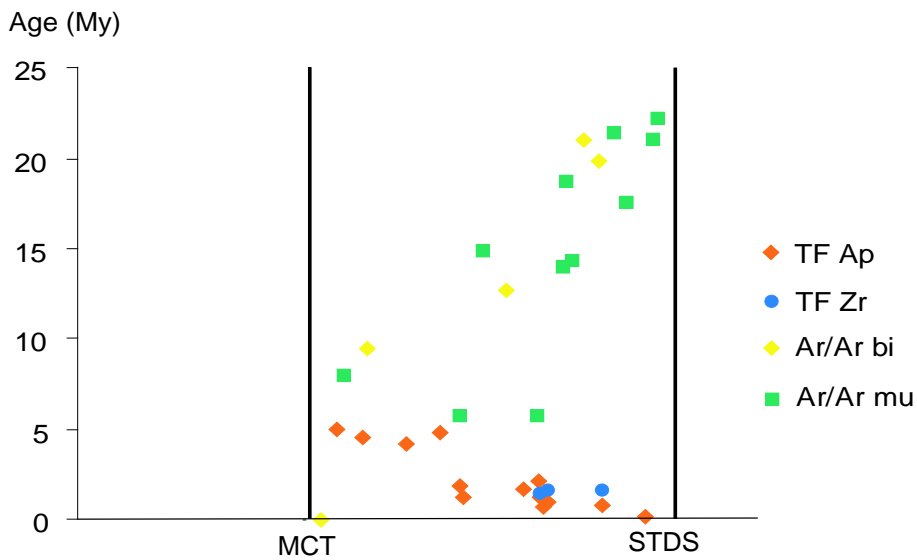


Fig. 11.10 – Variation des âges thermochronologiques à travers le HHC au Garhwal

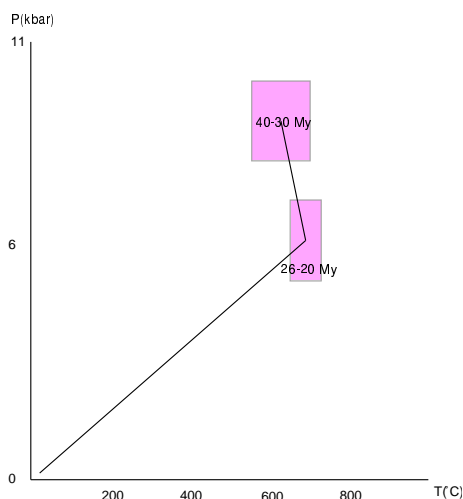


Fig. 11.11 – Chemin PTt général pour le HHC au Garhwal (d'après [Guillot *et al.*, 1999])

11.2.2 Coupe du Langtang

De nombreuses études ont été menées le long de la Trisuli dans le Langtang au Nord de Katmandou [Fraser *et al.*, 2000; Inger et Harris, 1992; McFarlane, 1993a; McFarlane, 1993b; McFarlane, 1995; McFarlane *et al.*, 1992; Parrish et Hodges, 1996; Rai *et al.*, 1998; Rai, 2000]. Ces données (Figure 11.12 et 11.13) permettent de nouveau d'étudier l'évolution de la pression, la température et des âges thermochronologiques à travers le HHC et même, pour certaines données, dans le LH.

On observe que :

- Les âges thermochronologiques (Figure 11.14) augmentent du MCT vers le STDS (d'environ 4 millions d'années au MCT à 15 millions d'années au STDS pour l'Ar/Ar sur biotite; les données sur muscovite, moins nombreuses, indiquent la même tendance). De même, les âges augmentent du MCT vers le LH.
- La pression à T_{max} (Figure 11.15) diminue de 10-11 kbar en base du HHC à 4-6 kbar au sommet de la formation.
- La température augmente de 550 à 800 en base du HHC, puis diminue jusque 650-700 et reste constante.

Un chemin PT caractéristique de la région pour le HHC part d'environ (9kbar, 625) à environ 35 millions d'années, se réchauffe légèrement jusqu'à environ (6kbar, 650) à 23-15 millions d'années avant d'être exhumé (Figure 11.16).

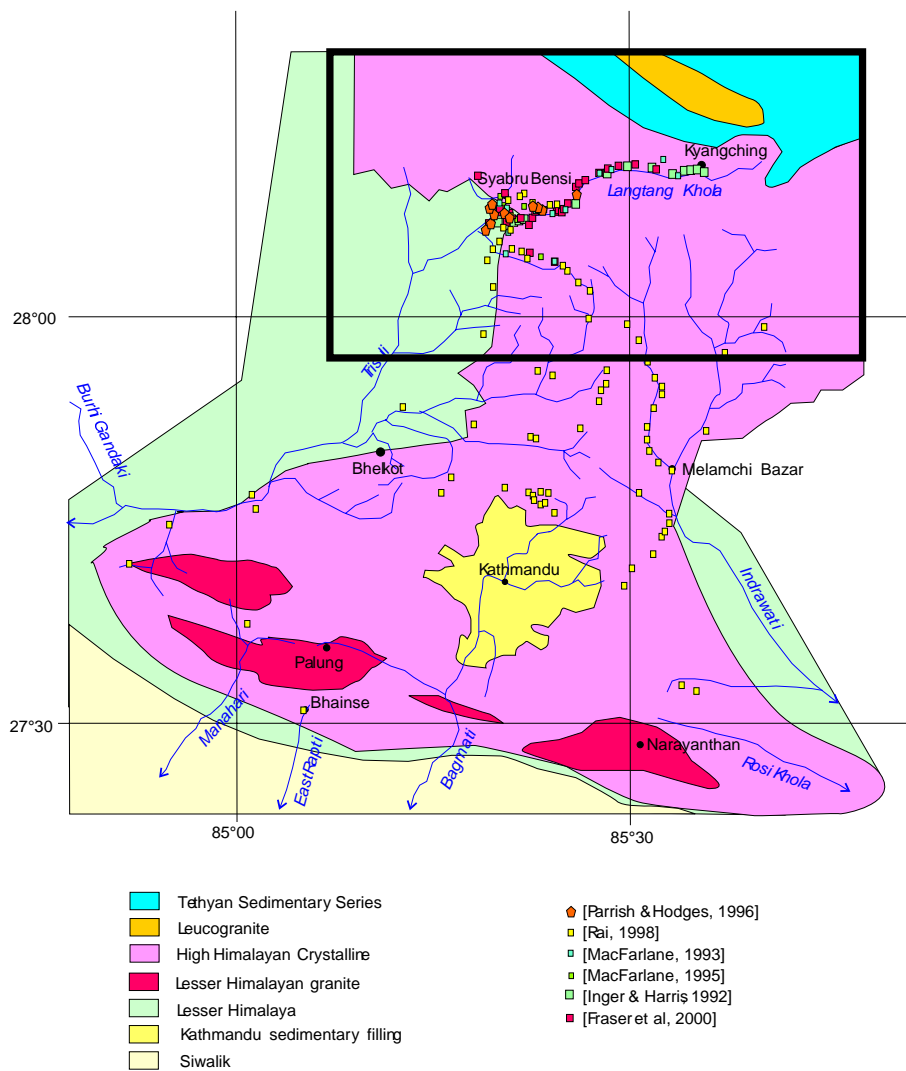


Fig. 11.12 – Répartition des données PTt au Langtang (carte d'après [Rai, 1998]). Le cadre situe la carte plus détaillée pour la région de la Trisuli (Fig. 11.13).

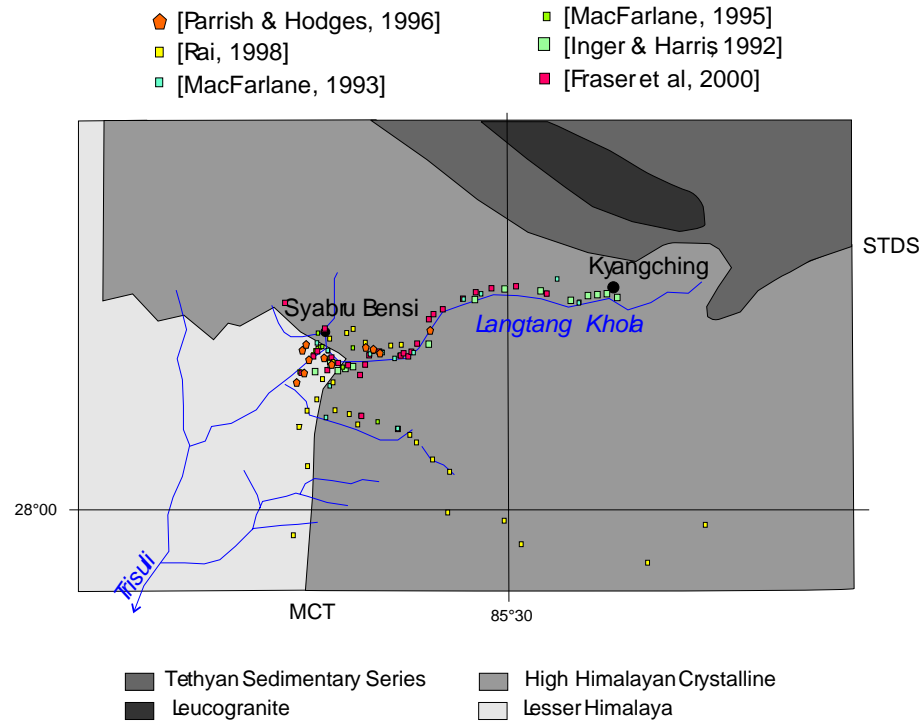


Fig. 11.13 – Données PTt utilisées pour caractériser le métamorphisme au Langtang

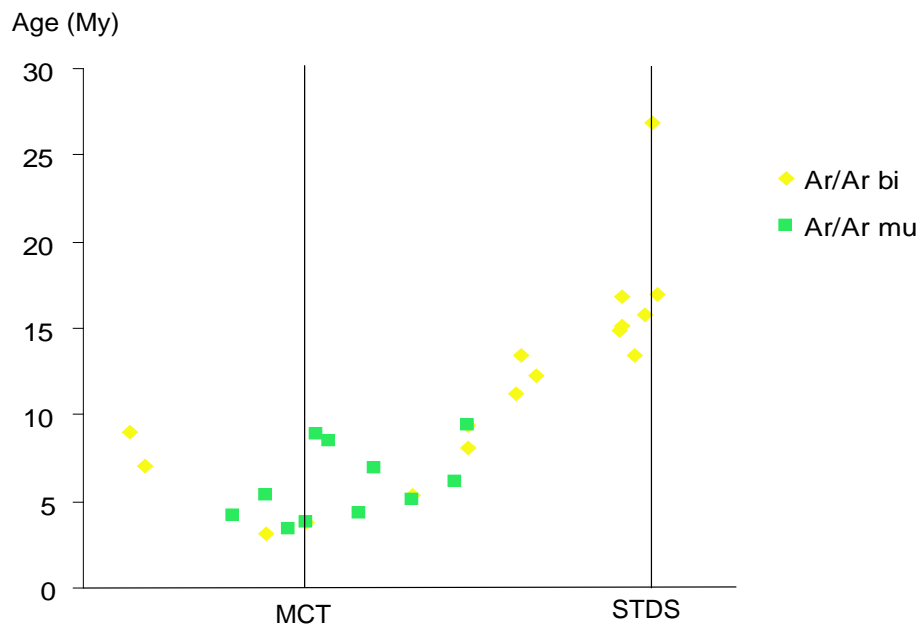


Fig. 11.14 – Variation des âges thermochronologiques à travers le HHC au Langtang

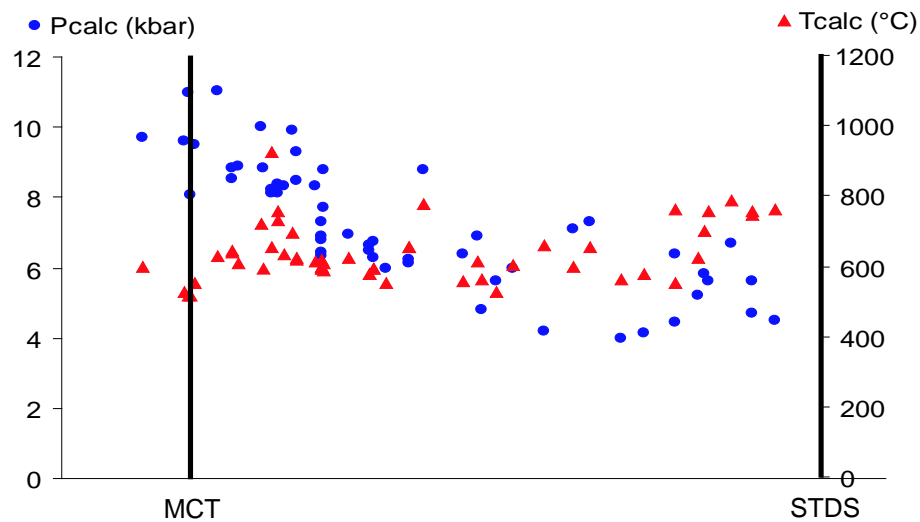


Fig. 11.15 – Variation des données thermobarométriques à travers le HHC au Langtang

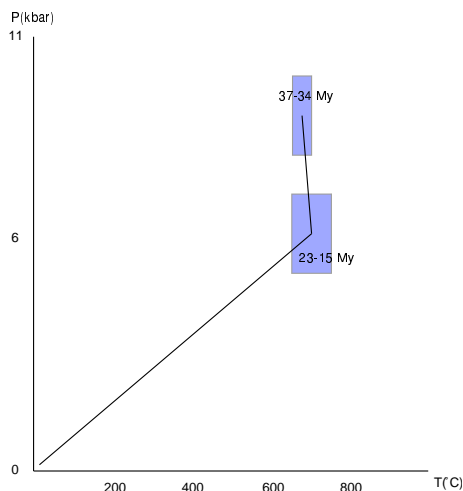


Fig. 11.16 – Chemin PTt général pour le HHC au Langtang (d’après [Guillot *et al.*, 1999])

11.2.3 Coupe de l’Everest

Assez peu de données ont été recueillies à l’Est de Katmandou, que ce soit en Inde ou au Nepal. Dans la région de l’Everest toutefois, quelques données ont été collectées le long de la Dudh Kosi [Hubbard *et al.*, 1991; Hubbard et Harrison, 1989; Kaneoka et Kono, 1981; Pognante et Benna, 1993](Figure 11.17). Ces données permettent de déterminer les variations Nord-Sud de métamorphisme.

On observe que :

- Les âges (Figure 11.18) augmentent du MCT vers le STDS (d’environ 8 millions d’années au MCT à 17-18 millions d’années au STDS pour l’Ar/Ar sur biotite.
- La pression à T_{max} (Figure 11.19) est de l’ordre de 5-7 kbar dans la zone du MCT, et diminue jusqu’à environ 2-4 kbar au niveau du STDS.
- La température augmente de 550 à 800 dans la zone du MCT, puis diminue jusque vers 650 dans la partie Nord du HHC.

Un chemin PT caractéristique de la région pour le HHC part d’environ (7 kbar, 600) à environ 25 millions d’années, se réchauffe légèrement jusqu’à environ (7 kbar, 700) à 24-21 millions d’années avant d’être exhumé (Figure 11.20).

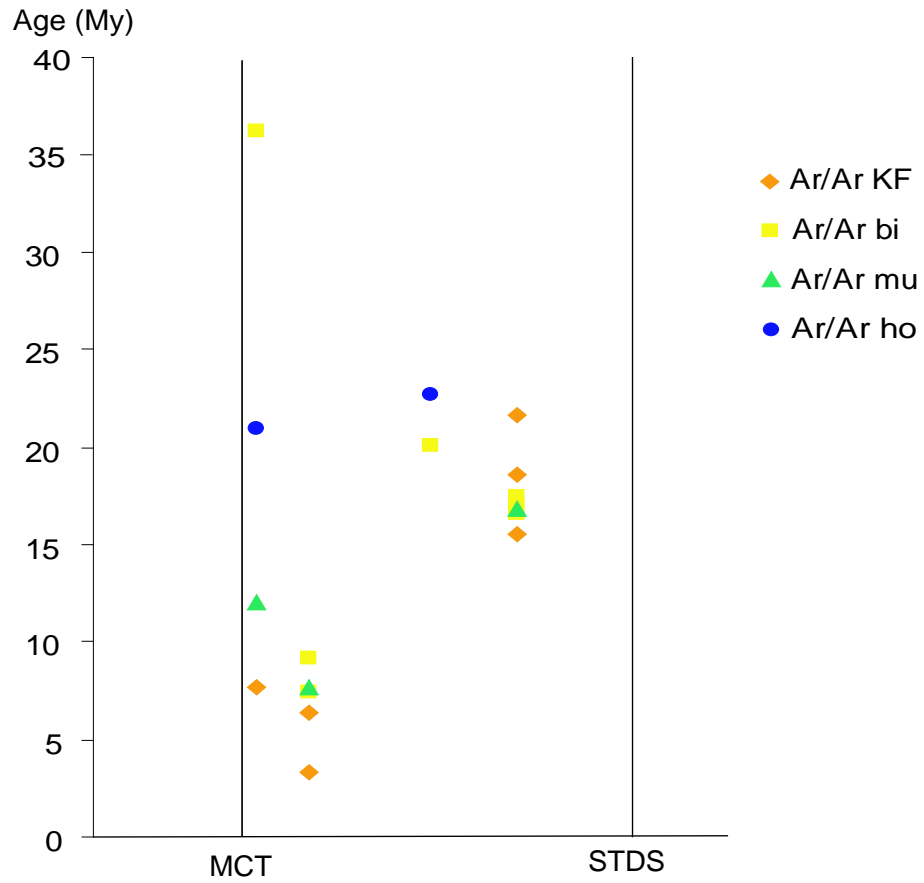


Fig. 11.18 – Variation des âges thermochronologiques à travers le HHC dans la région de l'Everest

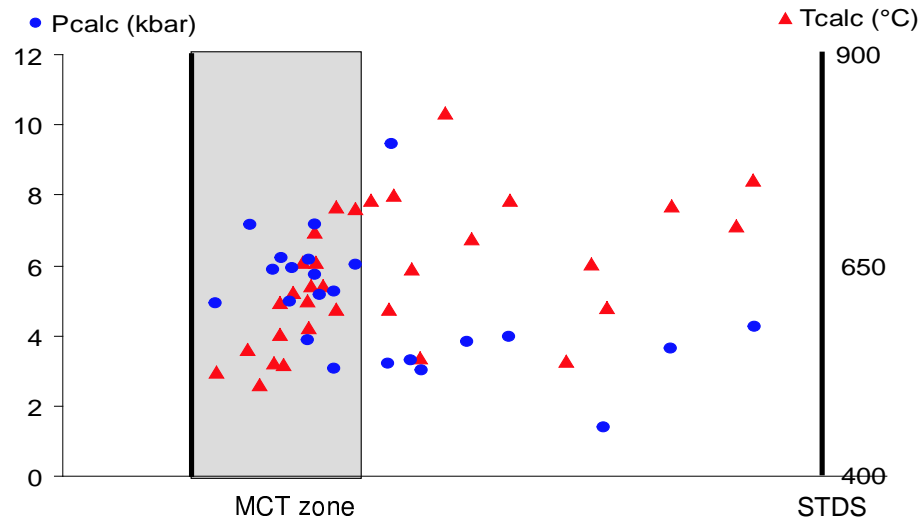


Fig. 11.19 – Variation des données thermobarométriques à travers le HHC dans la région de l'Everest (d'après [Hubbard et Harrison, 1989])

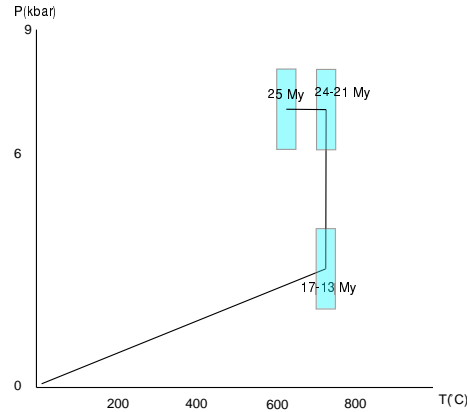


Fig. 11.20 – Chemin PTt général pour le HHC dans la région de l’Everest (d’après [Guillot *et al.*, 1999])

11.2.4 Coupe du Bhutan

J’ai choisi de faire figurer le Bhutan parmi les quatre régions étudiées, car elle possède des caractéristiques structurales très différentes des régions situées plus à l’Ouest.

Pour cette région cependant, peu de données thermobarométriques ou thermochronologiques ont été acquises.

Récemment, des données de traces de fission sur apatite ont été obtenues dans le Haut Himalaya au dessus du MCT [Duncan *et al.*, 2002]. Les âges varient de 2 à 6,7 millions d’années, et diminuent vers le Nord (à part l’âge de 2 millions d’années qui a été obtenu pour l’échantillon situé le plus près du MCT). Ces données basse température permettent de compléter des âges Ar/Ar obtenus par [Stüwe et Foster, 2001] juste au-dessus du MCT. Les âges de refroidissement sur muscovite obtenus varient entre 11 et 14,5 millions d’années. L’un des échantillons donne de plus un âge trace de fission sur apatite de 3,1 millions d’années, ce qui est en accord avec les résultats de [Duncan *et al.*, 2002].

Le chemin pression-température-temps (Figure 11.21) donné par [Guillot *et al.*, 1999] montre une première décompression isotherme jusque vers 13-11 millions d’années, suivie par une exhumation.

11.2.5 Récapitulatif

11.2.5.1 Variations Nord-Sud des données

On observe que les pressions enregistrées par les assemblages métamorphiques décroissent du Sud vers le Nord dans le Haut Himalaya, alors que les températures

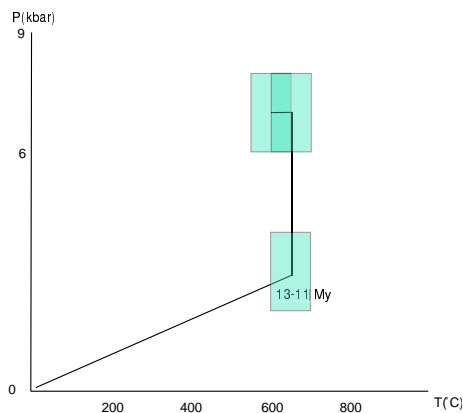


Fig. 11.21 – Chemin PTt général pour le HHC au Bhutan (d'après [Guillot *et al.*, 1999])

sont globalement constantes.

Les âges thermochronologiques montrent une tendance plus complexe, avec des valeurs décroissantes puis croissantes du Sud vers le Nord : la zone d'âge minimal se situe généralement au niveau du MCT ou juste au dessus de celui-ci. Ce profil convexe peut être interprété comme le signe d'une extrusion du Haut Himalaya [Grujic *et al.*, 1996; Beaumont *et al.*, 2001], l'effet de la viscosité faisant varier la vitesse d'exhumation sur les bords de la zone extrudée.

En utilisant les données thermochronologiques récapitulées dans [Jain *et al.*, 2000] au Zaskar et au Garhwal (Figure 11.23), j'ai calculé des vitesses d'exhumation en différents points du Haut Himalaya.

Ces données thermochronologiques ne permettent pas d'obtenir immédiatement des taux d'exhumation. En effet, en raison du terme d'advection dans l'équation de la chaleur, lors de l'exhumation des roches, les isothermes sont entraînées vers la surface [Moore et England, 2001]. Pour une vitesse d'exhumation constante, la relation entre les âges et les températures de fermeture n'est pas linéaire (Figure 11.22), et c'est la courbure déduite des données qui caractérise la vitesse d'exhumation.

Pour les données de [Jain *et al.*, 2000] (triangles rouges sur la Fig. 11.7), les vitesses d'exhumation calculées à partir de la méthode de [Moore et England, 2001] varient de 1,1 mm/an à Kulu (près du MCT), à 1,9 mm/an à Rohtang (au milieu du HHC) et à 0,4 mm/an à Safat et 0,1 mm/an à Mulung Tokpo (près du STDS). Ces variations Nord-Sud de la vitesse d'exhumation sont bien en accord avec l'interprétation de [Grujic *et al.*, 1996; Beaumont *et al.*, 2001].

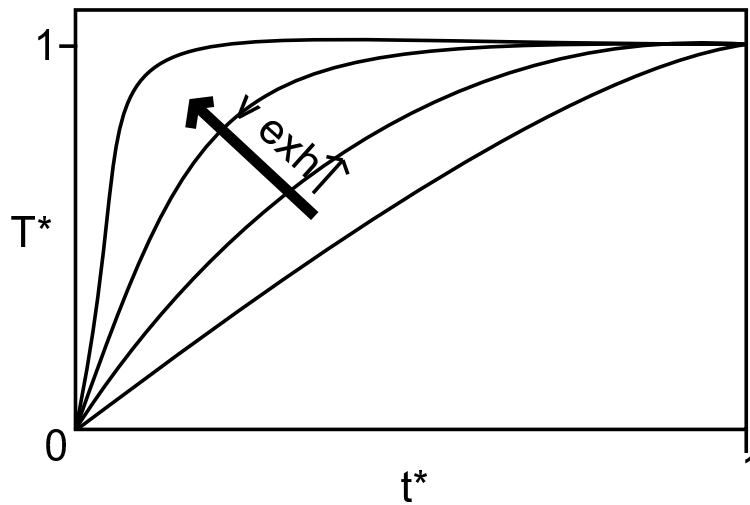


Fig. 11.22 – Courbes âge / température obtenues en prenant en compte le terme d'advection dans l'équation de la chaleur. t^* : temps adimensionné, T^* : température adimensionnée. D'après [Moore et England, 2001]

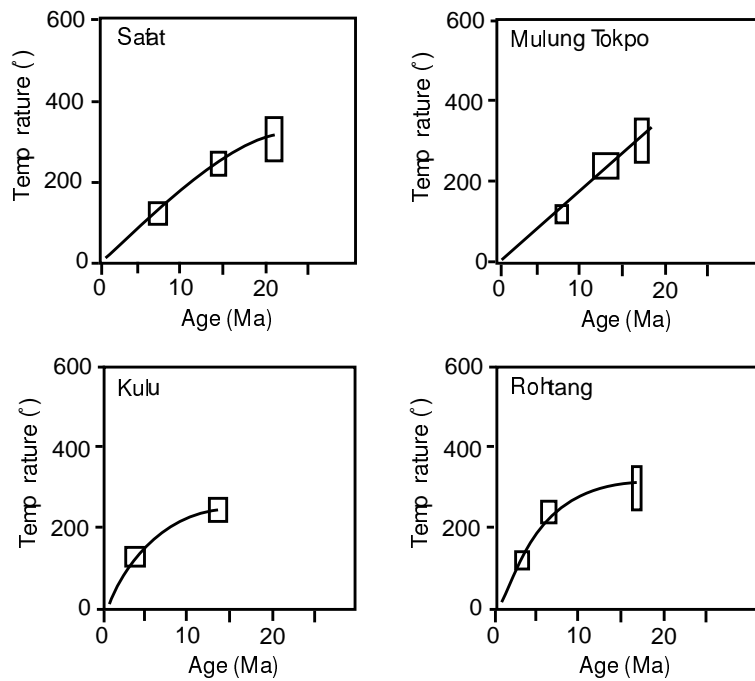


Fig. 11.23 – Données thermochronologiques au Garhwal. Pour la localisation des données, voir la FIG. 6.2 (triangles rouges). D'après [Jain *et al.*, 2000]

11.2.5.2 Variations latérales des données

Dans les données présentées ci-dessus, on observe que les températures enregistrées dans les roches du Haut Himalaya sont quasiment constantes latéralement. En revanche, les pressions sont plus hautes au Langtang que plus à l'Est ou plus à l'Ouest. Ces données permettent en outre de mettre en évidence des variations latérales dans l'histoire d'exhumation. En effet, les âges Ar/Ar obtenus sur muscovite sont plus élevés dans la partie orientale de la chaîne (de 11 à 15 millions d'années au Bhutan, environ 10 millions d'années dans la région de l'Everest) et diminuent vers l'Ouest (6-7 millions d'années au Langtang, environ 9 millions d'années au Garhwal). On observe la même tendance dans les âges basse-température, même si ces derniers sont fortement sensibles à la topographie [Stüwe *et al.*, 1994] et devraient donc en toute rigueur être corrigés de cette influence : des données de traces de fission sur apatite acquises dans la vallée de la Marsyandi, soit un petit peu plus à l'Ouest que le Langtang, donnent des âges inférieurs au million d'années [Blythe *et al.*, 2002], ce qui est nettement inférieur aux âges obtenus au Bhutan (entre 2 et 6,7 millions d'années).

11.3 Données climatiques

11.3.1 Les données

Les données climatiques présentées dans cette partie sont tirées de l'Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) et de la World Meteorological Organization (WMO). Elles sont obtenues en interpolant les données collectées au niveau de différentes stations météorologiques. Dans la région d'intérêt, il y a malheureusement très peu de stations (en particulier au Tibet), ce qui rend les données très lisses.

On peut tout de même observer que les précipitations le long de l'Himalaya sont fortement asymétriques, avec deux tendances majeures (Figures 11.24 et 11.25) :

- Les précipitations sont élevées sur le flanc Sud de la chaîne et pratiquement nulles dans la partie Tibétaine. Cette caractéristique est due à l'effet d'ombre topographique de la haute chaîne : comme la majeure partie des masses d'air chargées d'eau arrivent du Sud, la majeure partie des précipitations a lieu dans la partie Sud de la chaîne et l'air est sec avant d'arriver au dessus du plateau Tibétain.
- Les précipitations décroissent d'Est en Ouest, avec un régime dominé par la mousson indienne à l'Est et un climat beaucoup plus sec à l'Ouest. Cette caractéristique est principalement due à la circulation atmosphérique régionale : les orages de la mousson indienne prennent en effet leur source au-dessus de la Baie du Bengale, et sont ensuite déviés vers l'Ouest.

On observe de plus que les précipitations pénètrent jusqu'au plateau Tibétain au niveau de la moitié Est du Tibet. Les deux répartitions de précipitations diffèrent dans la localisation des précipitations maximales : dans les données de l'IPCC, le lieu de précipitations maximales se trouve entre 100 et 200 kilomètres au Sud du front Himalayen, alors qu'il se trouve au niveau de ce front dans les données du WMO. Cette différence de localisation est probablement due à l'interpolation à partir des stations météorologiques, qui est différente.

Les figures suivantes (figures 11.26, 11.27, 11.28 et 11.29) montrent l'évolution latitudinale des précipitations pour les quatre régions étudiées (déterminées à partir des données de l'IPCC).

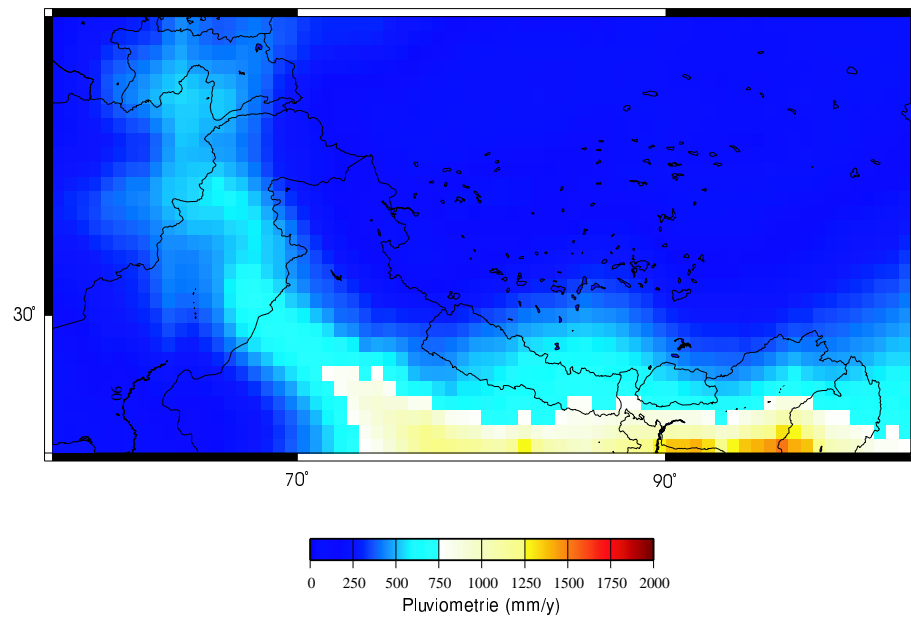


Fig. 11.24 – Pluviométrie en Himalaya (données IPCC)

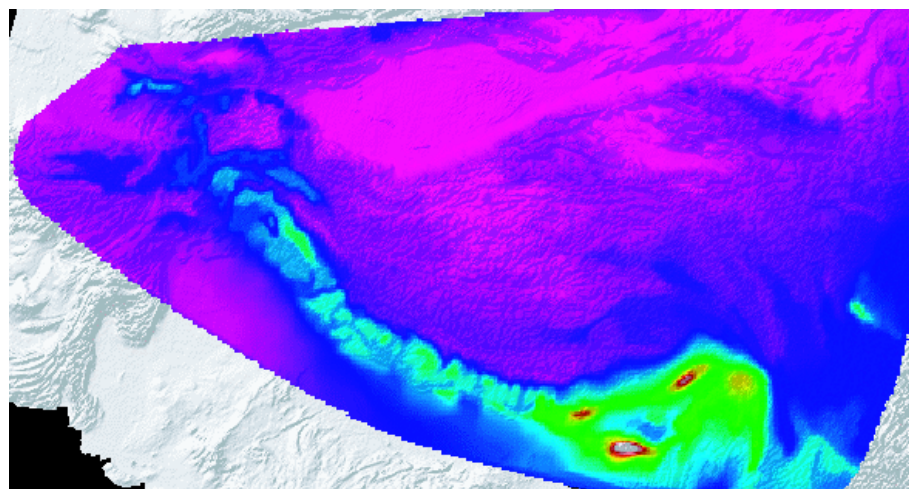


Fig. 11.25 – Répartition des précipitations en Himalaya, d'après Chris Duncan (données des atlas du WMO)

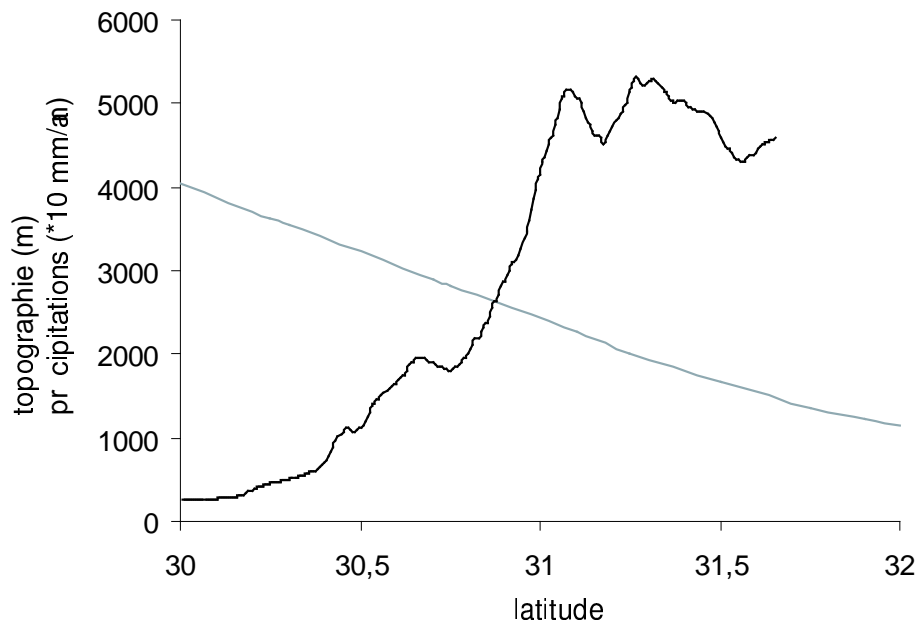


Fig. 11.26 – Profil pluviométrique et topographique au Garhwal

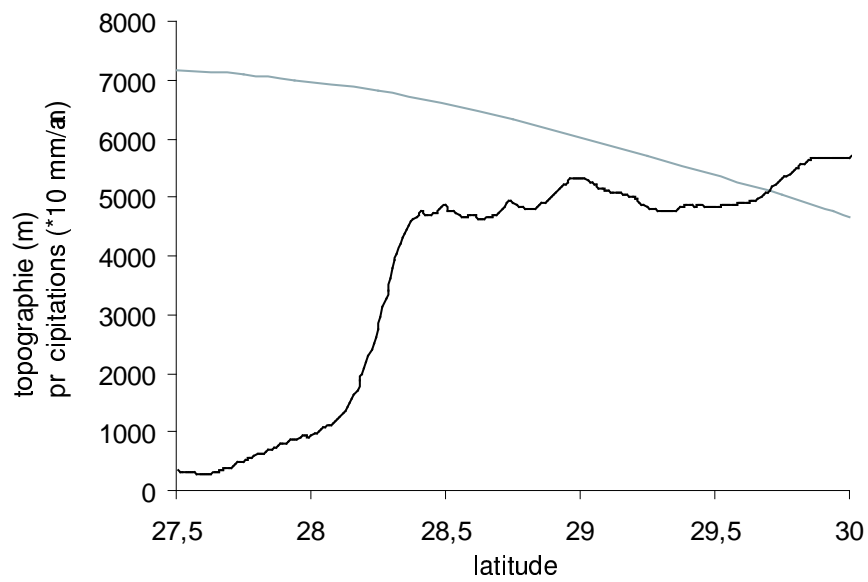


Fig. 11.27 – Profil pluviométrique et topographique au Langtang

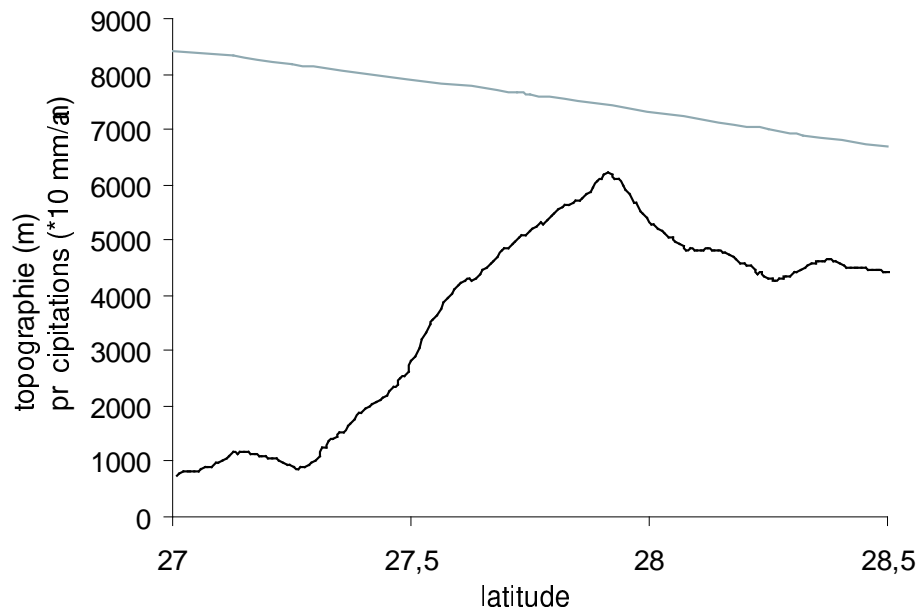


Fig. 11.28 – Profil pluviométrique et topographique dans la région de l’Everest

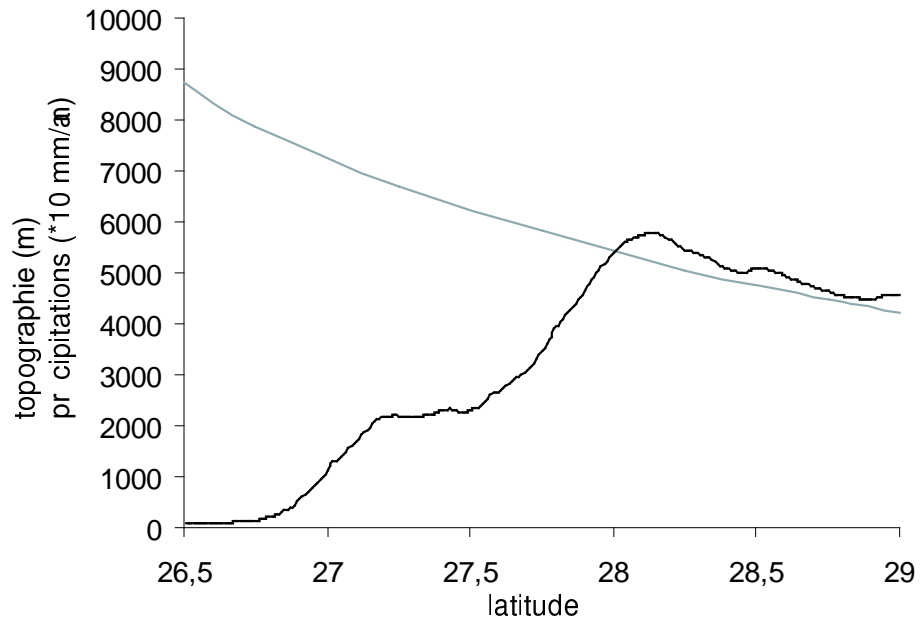


Fig. 11.29 – Profil pluviométrique et topographique au Bhutan

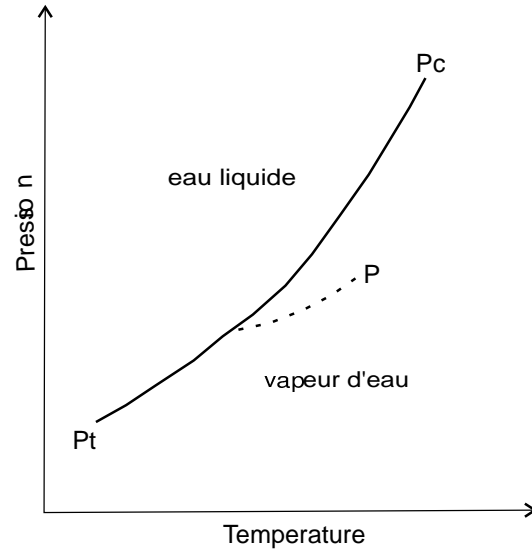


Fig. 11.30 – Transition eau liquide / vapeur d'eau

11.3.2 Modélisation

Cette distribution des précipitations peut-elle être retrouvée avec un modèle numérique simple ? Pour cela, on part du principe que les précipitations ont lieu lorsque la pression de vapeur saturante d'une masse d'air diminue. En premier lieu, nous allons déterminer cette évolution en fonction des variations d'altitude, donc de pression et de température.

L'équation de Clausius-Clapeyron (Figure 11.30) donne la courbe de transition de phase eau liquide / vapeur d'eau, uniquement définie entre le point triple P_t ($T_t = 273$ K) et le point critique P_c ($T_c = 647$ K) :

$$\frac{dp}{dT} = \frac{l_v p}{R_v T^2} \quad (11.1)$$

ou

$$\frac{d \ln p}{dT} = \frac{l_v}{R_v T^2} \quad (11.2)$$

où l_v est la chaleur latente de vaporisation ($l_v = 2,501 \cdot 10^6$ J/kg) et $R_v = R/M_v$ (M_v étant la masse moléculaire de l'eau) est la constante spécifique de la vapeur d'eau ($R_v = 461,51$ J/kg/K).

Considérons maintenant un mélange d'air sec et de vapeur d'eau. La pression par-

tielle de vapeur d'eau est notée e et la pression partielle d'air sec p_d : la pression totale est $p = p_d + e$. La notation e_w indique la pression de vapeur saturante. L'équation d'état des gaz parfaits pour la vapeur d'eau (approximation valable dans la gamme de température de cette étude) donne :

$$e v_v = R_v T \quad (11.3)$$

où v_v est le volume molaire de la vapeur d'eau. Pour représenter le contenu en vapeur d'eau de l'air humide, on utilise ici l'humidité relative, définie comme le rapport de la fraction molaire de vapeur d'eau N_v à la fraction molaire correspondant à la saturation vis à vis de l'eau N_{vw} :

$$U_w = \frac{N_v}{N_{vw}} = \frac{e}{e_w} \quad (11.4)$$

la seconde égalité provenant du fait que la vapeur d'eau et l'air sont considérés comme des gaz parfaits.

La différenciation de cette seconde équation donne :

$$d \ln U_w = d \ln e - d \ln e_w \quad (11.5)$$

Pendant l'ascension, le rapport e/p est constant (d'après la loi de Dalton, ce rapport est égal à N_v la quantité de vapeur qui ne change pas puisque le système est fermé).

L'équation de Poisson ($T p^{-\gamma} = cste$) entraîne alors :

$$T e^{-\gamma} = cste \quad (11.6)$$

ce qui par différenciation donne :

$$d \ln T = \gamma d \ln e \quad (11.7)$$

L'équation de Clausius-Clapeyron (en prenant e_w pour p) permet alors d'écrire la variation de l'humidité relative :

$$d \ln U_w = \frac{1}{\gamma} d \ln T - \frac{l_v}{R_v T^2} dT \quad (11.8)$$

Les deux termes dans le membre de droite expriment les changements de U_w dus à la diminution de pression et à la diminution de température. Les deux termes sont de

signe opposé. Toutefois, cette équation peut être réécrite comme :

$$\frac{dU_w}{dT} = \frac{U_w}{T} \left(\frac{1}{\gamma} d \ln T - \frac{l_v}{R_v T} \right) = \frac{U_w}{T} \left(\frac{c_p T - \epsilon l_v}{R_d T} \right) \quad (11.9)$$

où $\epsilon = R_d/R_v = 0,622$ avec R_d la constante spécifique de l'air sec. L'expression entre parenthèses est négative si $T \leq \epsilon l_v/c_p \approx 1500$. Dans l'atmosphère, l'ascension conduit donc toujours à la saturation, comme l'illustre la figure 11.30. Le point P représente l'état initial de l'air ascendant. La ligne pleine indique la saturation, et la ligne tiretée l'adiabatique. Il est évident que l'adiabatique partant de P va atteindre la courbe de saturation.

Pour la suite, il va être utile de connaître les variations de pression et de température avec l'altitude. Si l'on considère un volume d'air en équilibre hydrostatique à l'altitude z , les forces s'exerçant sur ce volume (son poids et les forces de pression) se compensent :

$$dp = -\rho g dz \quad (11.10)$$

avec ρ la densité de l'air et g l'accélération de la gravité. L'équation d'état des gaz parfaits donne $\rho = Mp/RT$, et donc :

$$\frac{dp}{p} = -\frac{Mg}{RT} dz \quad (11.11)$$

Si l'on considère que le système est dans un état adiabatique (les échanges de chaleur entre masses d'air sont très faibles dans la troposphère), la différenciation de la loi de Poisson $pV^\gamma = cste$ ou $p^{1-\gamma}T^\gamma = cste$ ($\gamma \approx 1.4$) donne :

$$(1-\gamma)\frac{dp}{p} + \gamma\frac{dT}{T} = 0 \quad (11.12)$$

En combinant cette dernière équation avec l'équation 11.11, on obtient :

$$dT = \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{Mg}{R} dz \quad (11.13)$$

et donc :

$$T(z) = T_0 + \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{Mg}{R} z \quad (11.14)$$

et

$$p(z) = p_0 \left(1 + \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{Mg}{RT_0} z \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (11.15)$$

En introduisant $C = \frac{1-\gamma}{\gamma} \frac{Mg}{R} \approx -9.33 \cdot 10^{-3} K/m$, on peut écrire :

$$p(z) = p_0 (1 + Cz/T_0)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (11.16)$$

$$T(z) = T_0 + Cz \quad (11.17)$$

Considérons maintenant une masse d'air unitaire d'air saturé s'élevant dans l'atmosphère. Pendant l'ascension, la vapeur d'eau va se condenser. Si l'on suppose que cette eau liquide donne les précipitations locales, on peut fixer une valeur supérieure au taux de précipitations.

Considérons un nuage s'étendant de manière adiabatique et réversible. L'entropie ne varie pas et peut s'écrire :

$$S = (m_d c_d + m_t c_w) \ln T - m_d R_d \ln p_d + \frac{m_v l_v(T)}{T} + cste \quad (11.18)$$

où m_d est la fraction molaire d'air sec, c_d est la capacité calorifique de l'air sec, m_t est la fraction molaire de vapeur d'eau et c_w est la capacité calorifique de la vapeur d'eau. En divisant par m_d puis différenciant, on obtient :

$$(c_d + r_{t,w} c_w) d \ln T - R_d d \ln p_d + d \left(\frac{r_w l_v}{T} \right) = 0 \quad (11.19)$$

où $r_{t,w} = m_t/m_d$

Dans le cas où l'eau est condensée puis éliminée, on peut définir deux étapes : (1) saturation adiabatique réversible et condensation d'eau et (2) élimination de l'eau.

La première étape peut être caractérisée par l'équation précédente, avec r_w substitué à $r_{t,w}$. Lors de la seconde étape, l'entropie du système va décroître, mais cela n'affectera pas les valeurs de p et T . On peut donc décrire les variations de p et T par l'équation 11.18 dans ce processus pseudo-adiabatique. Dans le dernier terme, l_v peut être considéré comme constant en première approximation. La substitution $R_d T d \ln p = -gdz$ donne :

$$\left[c_d + \left(c_w - \frac{l_v}{T} \right) r_w \right] dT + gdz + l_v dr_w = 0 \quad (11.20)$$

Le second terme entre crochet peut être négligé et donc :

$$-\frac{dr_w}{dz} = g \frac{1 - (\gamma_w/\gamma_d)}{l_v} \quad (11.21)$$

où γ_d (respectivement γ_w) sont les gradients thermiques pour l'ascension adiabatique sèche (respectivement saturée) : $\gamma_d = 1/c_p = 1/1005 \text{ kg.K/J}$ et

$$\gamma_w \approx \gamma_d \frac{1 + Ae_w/(Tp)}{1 + Be_w/(T^2p)}$$

avec $A = 5,42 \cdot 10^3$ and $B = 8,39 \cdot 10^6$. En utilisant les équations dérivées pour $p(z)$ et $T(z)$, on peut exprimer $e_w(z)$:

$$e_w(z) = e_w(0) \exp\left(\frac{l_v}{R_v} \frac{(1 - \gamma)Mgz}{T_0[\gamma RT_0 + (1 - \gamma)gz]}\right) \quad (11.22)$$

ou en utilisant la variable C :

$$e_w(z) = e_w(0) \exp\left(\frac{l_v}{R_v} \frac{Cz}{T_0[T_0 + Cz]}\right) \quad (11.23)$$

On obtient alors l'expression de dr_w/dz en fonction de z :

$$-\frac{dr_w}{dz} = \frac{ge_{w0}}{l_v} \frac{B - A(T_0 + Cz)}{Be_{w0} + p_0 (1 + Cz/T_0)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} (T_0 + Cz)^2 \exp\left(-\frac{l_v}{R_v} \frac{Cz}{T_0[T_0 + Cz]}\right)} \quad (11.24)$$

Cette équation exprime la quantité d'eau condensée par unité d'ascension. Cette quantité ne dépend que de l'altitude z et des conditions de pression et température prises pour $z = 0$. Elle semble au premier abord compliquée, mais sa représentation graphique (Figure 11.31) montre que cette quantité est simplement corrélée positivement avec l'altitude.

La courbe précédente étant assez proche d'une droite, j'ai utilisé pour les calculs suivants la relation linéaire rendant le mieux compte de celle-ci. J'ai ensuite étudié le cas d'une masse d'air chargée d'eau, initialement au dessus du golfe du Bengale, et se dirigeant vers les contreforts himalayens. Cette masse d'air, en rencontrant des reliefs, va peu à peu se condenser et engendrer des précipitations sur son trajet. En utilisant le Modèle Numérique de Terrain (MNT) GTopo30, j'ai calculé les précipitations engendrées par cette masse d'air en supposant que l'eau condensée est immédiatement transformée en pluie, à l'endroit où elle a été condensée, ainsi que la quantité d'eau



Fig. 11.31 – Quantité d'eau condensée par unité d'ascension en fonction de l'altitude, et relation linéaire utilisée dans le modèle

perdue par la masse d'air depuis son lieu d'origine (Figures 11.32 et 11.33). Pour qu'il pleuve en un lieu donné, il faut que la quantité d'eau initiale de la masse d'air soit supérieure à la quantité d'eau précipitée sur son trajet jusqu'à ce lieu.

On observe que les zones dans lesquelles il y aurait en théorie le maximum de précipitations sont situées au front himalayen et au Tibet. Le piémont occidental de l'Himalaya devrait selon la figure 11.33 être plus arrosé que le piémont oriental. La carte des précipitations doit toutefois être tempérée par la carte d'eau initiale nécessaire, qui montre que le front Himalayen est une barrière importante, et que les régions situées les plus à l'Ouest du piémont ne seront arrosées que si la masse d'air contient initialement suffisamment d'eau.

Afin de coupler les deux figures précédentes, j'ai ensuite supposé une distribution initiale de masses d'air avec des quantités d'eau variables, de la forme représentée sur la figure 11.34. La figure 11.35 représente les précipitations calculées dans ce cas. On observe une répartition des précipitations assez proche des données réelles :

- la zone proche du golfe du Bengale est très arrosée,
- le front Himalayen est très arrosé,
- les précipitations diminuent vers l'Ouest.

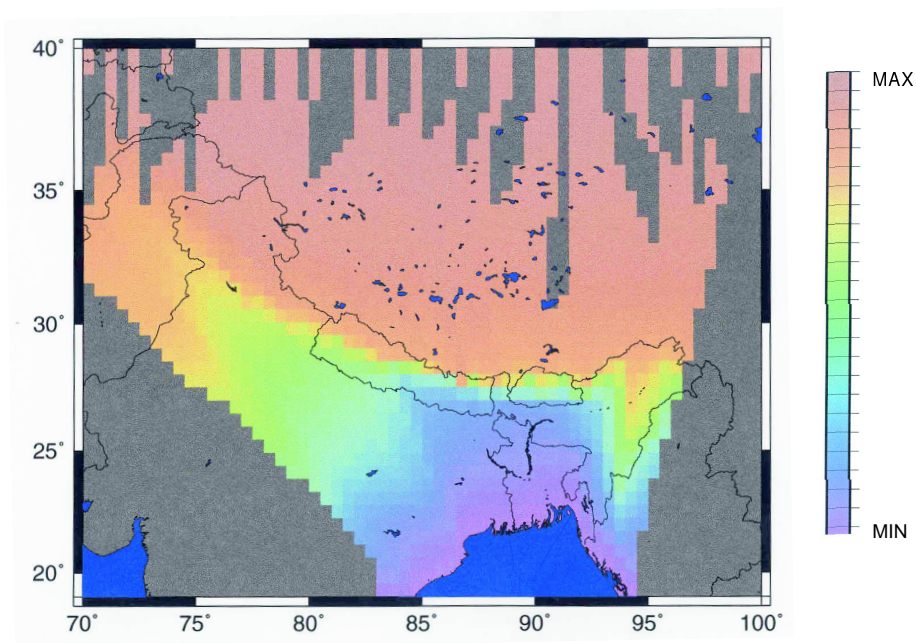


Fig. 11.32 – Quantité d'eau initiale précipitée depuis le Golfe du Bengale

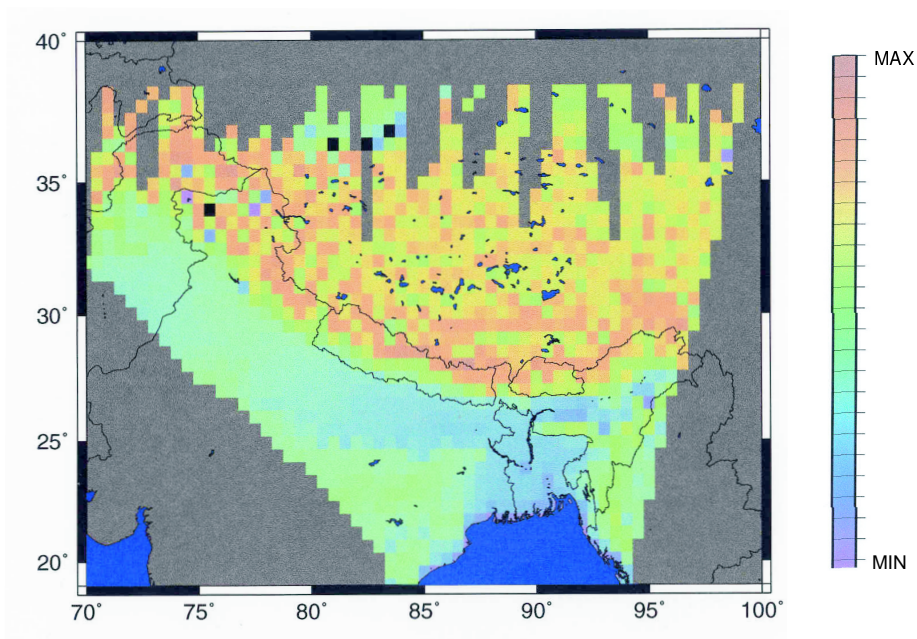


Fig. 11.33 – Quantité d'eau condensée par unité d'ascension dans la masse d'air

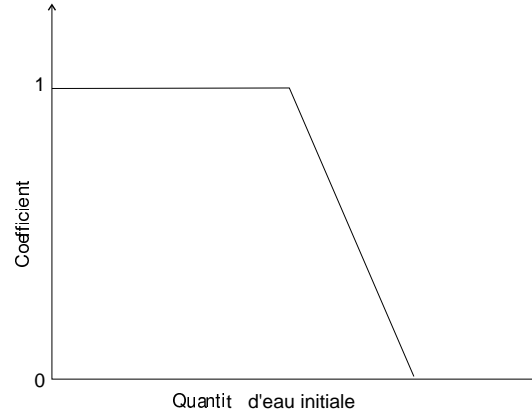


Fig. 11.34 – Coefficient appliqué aux quantités d'eau initialement contenues dans les masses d'air. Cette distribution suppose qu'il y a une quantité maximale d'eau variable selon les masses d'air

D'autres études [Alpert, 1986] se sont attachées à modéliser les précipitations himalayennes. Le modèle le plus simple part du principe que les précipitations (P) sont proportionnelles à la convergence du flux d'humidité :

$$P = \rho(\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{Z}_s + \mathbf{W}_l) \quad (11.25)$$

avec ρ la densité de l'air humide, q l'humidité spécifique, \mathbf{V} la vitesse horizontale des masses d'air, Z_s la topographie et W_l une vitesse verticale synoptique.

Ce modèle permet de retrouver les distributions de précipitations observées dans plusieurs environnements montagneux où les précipitations sont majoritairement orographiques [Alpert, 1986] (Himalaya, Andes, Sierra Nevada californienne). Il est cependant utilisé de manière locale, alors que le modèle que j'ai présenté plus haut est un modèle global.

En conclusion, on peut remarquer que les précipitations himalayennes peuvent être correctement modélisées en utilisant un modèle simple basé sur les propriétés thermodynamiques de l'eau et ses changements de phase. Cette modélisation n'est évidemment valable qu'à grande échelle, les directions des vents pouvant localement varier sensiblement par rapport à leur direction synoptique. De plus, cette modélisation considère que l'ensemble des masses d'air humides sont originaires du golfe du Bengale, ce qui est valable en période de mousson (pendant laquelle la majeure partie des précipitations ont lieu), mais n'est pas correct sur l'ensemble de l'année.

Chapitre 12

Présentation de DLR

DLR (pour Dynamic Lagrangian Remeshing) est un modèle mécanique par éléments finis développé à l'Australian National University par Jean Braun. Ce modèle est composé d'une grille initiale de géométrie variable, qui se déforme sous l'action de conditions aux limites cinématiques. Afin d'augmenter la précision, des noeuds peuvent être ajoutés dans les zones de grande déformation, et d'autres sont retirés afin de simuler l'érosion le long de la surface supérieure. De plus, les paramètres rhéologiques ou thermiques peuvent varier dans le modèle.

Le modèle est composé d'un modèle mécanique, d'un modèle d'érosion et d'un modèle thermique qui interagissent à chaque pas de temps. Les équations d'équilibre mécanique et de transfert de chaleur sont résolues à chaque pas de temps par la méthode des éléments finis en utilisant des éléments triangulaires linéaires. La caractéristique clé de DLR est qu'à chaque pas de temps, la connectivité de la grille est ré-organisée pour les calculs matriciels afin que la résolution soit la plus efficace possible [Sloan, 1986].

La particularité lagrangienne de DLR en fait un outil idéal pour suivre des éléments de matière ou des discontinuités. De plus, cela permet de représenter correctement les surfaces libres. Le procédé de remaillage permet à DLR de traiter des déformations importantes comme par exemple des zones de cisaillement étroites. Pour cela, à chaque pas de temps, des noeuds sont ajoutés dans les régions de déformations importantes. Toutefois, le maillage est continu, en ce sens que l'on ne peut pas imposer de véritable discontinuité mécanique (comme peuvent l'être les failles).

12.1 Modèle général

12.1.1 Modèle mécanique

Le modèle représente une couche de croûte en équilibre au dessus du manteau lithosphérique. Cette condition est satisfaite en reliant la déformation à la base du modèle à une plaque élastique qui supporte les charges créées par les variations d'épaisseur crustale.

La déformation générale du modèle obéit à la loi d'équilibre mécanique en deux dimensions :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = -\rho g \delta_{i2} \quad (12.1)$$

où σ est le tenseur des contraintes et δ le symbole de Kronecker ($\delta_{ij} = 1$ si $i=j$ et 0 sinon), ρ est la densité de la croûte, g l'accélération de la gravité et l'indice 2 indique la dimension verticale.

La croûte est modélisée par un matériau viscoélastoplastique et comporte donc trois composantes rhéologiques : plastique, élastique et visqueuse.

La déformation plastique est dérivée du critère de rupture de Griffith [Griffith, 1920; Murrell, 1963], qui peut être exprimé en fonction des invariants du tenseur des contraintes :

$$J_{2D} + 12T_0p = 0 \quad (12.2)$$

où J_{2D} est le second invariant du déviateur des contraintes, T_0 est la contrainte de rupture en tension du matériel (déterminée expérimentalement) et p est la pression. Dans le modèle, ce terme de pression incorpore la pression lithostatique et la pression dynamique (due à la déformation). Des études précédentes [Braun, 1994] ont montré que le critère de rupture de Griffith produit des résultats satisfaisants pour la modélisation de la déformation plastique des roches crustales.

La déformation élastique du modèle est caractérisée par les paramètres élastiques, ici le module d'Young et la constante de Poisson. Ces paramètres sont préférés aux coefficients de Lamé car ils peuvent être interprétés physiquement lors de l'essai de traction : le module d'Young est alors le coefficient de proportionnalité entre la contrainte normale dans la direction de traction et l'allongement relatif dans cette même direction, alors que le coefficient de Poisson traduit le rapport entre l'allongement relatif transversal et l'allongement relatif longitudinal.

Pour la déformation visqueuse, le modèle utilise la loi de Dorn :

$$\sigma = B\dot{\epsilon}^{\frac{1}{n}} \exp\left(\frac{Q}{nRT}\right) \quad (12.3)$$

dans laquelle R est la constante des gaz parfaits, n le nombre d'Avogadro et Q l'énergie d'activation (supposée ne pas varier avec les contraintes et les conditions de pression et température) déterminée empiriquement. Pour des raisons de dimension, B doit être reliée aux paramètres élastiques du matériau, qui dépendent des conditions PT.

12.1.2 Modèle d'érosion

L'érosion et la sédimentation sont susceptibles d'agir sur la surface supérieure du modèle. Les taux d'érosion et de sédimentation sont calculés en utilisant un modèle unidimensionnel de processus de surface [Kooi et Beaumont, 1994; Kooi et Beaumont, 1996], qui décrit les changements à long terme dans la topographie $h(x, y, t)$ résultant de l'ensemble des processus de transport. Le transport à petite échelle représente les effets des processus de pentes (diffusion, glissements de terrains, éboulements) déplaçant la matière des versants des collines vers les vallées adjacentes. Bien que ces processus agissent à différentes échelles spatiales et temporelles [Kooi et Beaumont, 1994], elles ont en commun de dépendre du relief et de transporter la matière sur une courte distance. Ces différents processus ont donc été groupés dans un terme unique, dans lequel le flux de matière horizontal q_s est relié à la pente locale ∇h par :

$$q_s = -\kappa_s \nabla h \quad (12.4)$$

L'évolution de la topographie est alors donnée par :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -1/\rho \nabla q_s = \kappa_d \Delta h \quad (12.5)$$

où κ_d est une constante pouvant être assimilée à la diffusivité. En tant que propriété du matériel, c'est une variable discontinue, et différents κ_d peuvent être associés à différentes lithologies (avec des diffusivités plus élevées pour les alluvions que pour la roche en place par exemple).

Le transport à grande échelle représente l'effet des processus fluviaux et est modélisé

par des rivières unidimensionnelles coulant le long de la surface supérieure. La capacité maximale de transport à l'équilibre q_f^{eqb} est supposée proportionnelle à la puissance de la rivière :

$$q_f^{eqb} = -\kappa_f q_r \frac{dh}{dl} \quad (12.6)$$

où q_r est le débit local (égal aux précipitations cumulées en amont), dh/dl est la pente de la rivière et κ_f est un coefficient de transport sans dimension.

L'évolution de la topographie est alors donnée par :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{q - q_f^{eqb}}{L} \quad (12.7)$$

où q est le flux de sédiments réel de la rivière et L une variable représentant l'érodabilité du substrat.

Dans la majeure partie des modélisations qui vont suivre, la sédimentation sera égale à l'érosion. Toutefois, dans certains cas, le volume sédimenté pourra être nul ou ne représenter qu'une fraction des matériaux érodés.

12.1.3 Modèle thermique

Les flux de chaleur dans le modèle sont gouvernés par l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T = \kappa \nabla^2 T + \frac{H}{c} \quad (12.8)$$

où \mathbf{u} est la vitesse d'advection, T est la température, κ est la diffusivité thermique de la croûte, H est la production de chaleur interne par unité de volume et c est la capacité calorifique de la croûte.

La condition à la base du modèle est représentée soit par une température fixe, soit par un flux de chaleur fixe. La condition sur la surface supérieure est celle d'une température de 0 ° C.

12.2 Résolution des équations

Les équations sont résolues en utilisant la méthode des éléments finis. Cette méthode consiste à diviser le volume initial en petits volumes élémentaires. Sur chacun de ces volumes, on définit une fonction de forme $N_i(x, y)$ permettant de discrétiser l'expression que l'on recherche u en u_i aux noeuds des volumes élémentaires et d'écrire $u(x, y) \approx \sum_i N_i(x, y) u_i$.

Dans un triangle, la forme générale des fonctions de forme est $N_i = a_i + b_i x + c_i y$.

L'intégrale sur le volume est alors remplacée par des intégrales sur les volumes élémentaires. Les équations régissant l'évolution du système ne font plus alors intervenir que les propriétés des noeuds des triangles élémentaires, et peuvent alors être résolues par inversion matricielle.

Dans le modèle DLR, c'est l'inversion par la méthode de Cholesky qui est utilisée. Cette inversion, valable uniquement pour les matrices définies positives, consiste à décomposer la matrice initiale A en $A = LL^T$ où

$$L = \begin{bmatrix} l_{11} & 0 & \cdots & 0 \\ l_{21} & l_{22} & 0 & \vdots \\ \vdots & & \ddots & 0 \\ l_{n1} & \cdots & \cdots & l_{nn} \end{bmatrix}$$

12.3 Paramètres d'entrée

Le modèle général est constitué d'une couche représentant la croûte (Figure 12.1). Les conditions aux limites cinématiques consistent en l'introduction d'un point singulier à la base du modèle, en lequel se produit une discontinuité cinématique. Dans cette méthode couramment utilisée [Beaumont *et al.*, 1994; Beaumont *et al.*, 2001; Braun et Pauselli, *subm*; Batt et Braun, 1997], c'est en ce point que le manteau subducte et se décolle de la croûte, comme on l'observe sur des coupes sismiques à travers différents orogènes.

Le modèle DLR est contraint par un grand nombre de paramètres, qui peuvent être regroupés en six catégories :

- **géométriques**. Ce sont la longueur initiale de la croûte, et son épaisseur et la localisation du point singulier.
- **tectoniques**. Il s'agit de la vitesse de convergence.

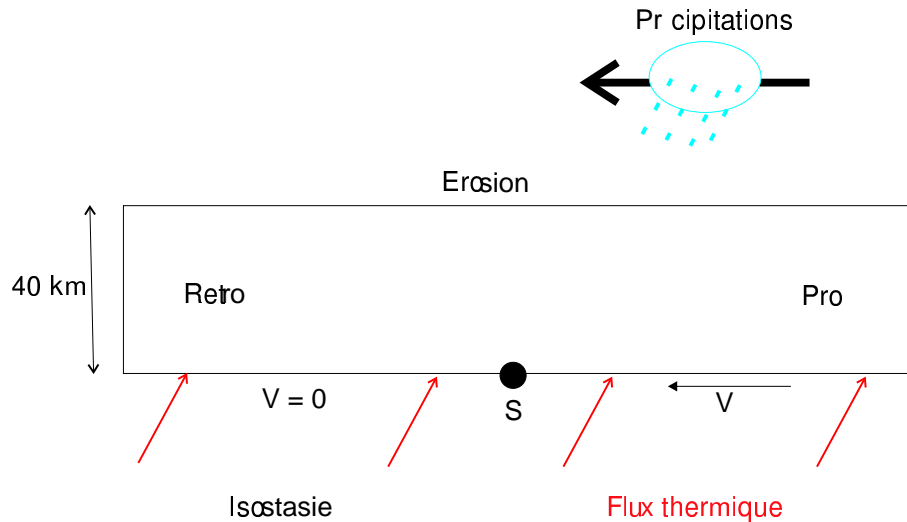


Fig. 12.1 – Modèle général. Voir le texte pour les explications.

- **isostatiques.** Il s'agit de l'épaisseur élastique du manteau sous-jacent et de sa densité.
 - **thermiques.** Ce sont la température du Moho, ou le flux thermique à la base de la croûte, la conductivité thermique des roches et la production de chaleur de la croûte.
 - **rhéologiques.** Ce sont les paramètres élastiques (coefficient de Poisson et module d'Young), les paramètres de la loi de viscosité pour les différentes couches du modèle, les densités, la résistance en traction.
 - **érosifs.** Ce sont les constantes d'érosion fluviale et diffusive. Elles ont été ajustées afin d'obtenir des taux d'érosion de l'ordre de quelques millimètres par an.
- Les valeurs générales de ces différents paramètres sont données en Table 12.3.

12.4 Paramètres de sortie

Les paramètres observables en sortie sont (Figure 12.2) :

- les trajets Pression-Temps-Température de tous les points du modèle et à chaque instant,
- la topographie du système,
- la localisation de l'érosion,
- le champ de température,
- les champs de déformation et de vitesse.

Paramètre	Valeur	Références
Épaisseur initiale de la croûte	40 km	[Lyon-Caen et Cattin, 2002]
Vitesse de convergence	2 cm/an	[Lavé et Avouac, 2000; Mugnier <i>et al.</i> , 1999c; Larson <i>et al.</i> , 1999]
Épaisseur élastique du manteau	40 km	[Burov et Diament, 1995]
Densité du manteau	3200 kg/m ³	[Avouac et Burov, 1996; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000]
Température du Moho	650 °C	[Fowler, 1990]
Flux à la base de la croûte	25 mW/m ²	[Fowler, 1990]
Conductivité thermique	2,5 W/m/K	[Avouac et Burov, 1996; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Fowler, 1990]
Production de chaleur	0,2 μW/m ³	[Fowler, 1990]
Masse volumique des sédiments	2900 kg/m ³	[Avouac et Burov, 1996; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000]
Masse volumique de la croûte	2900 kg/m ³	[Avouac et Burov, 1996; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000]
Coefficient de Poisson	0,25	[Avouac et Burov, 1996]
Module d'Young	10 ¹¹ N/m ²	[Avouac et Burov, 1996]
Résistance en traction	20 MPa	[Jaeger et Cook, 1979]
Viscosité croûte supérieure	2,095.10 ⁸ GPa ⁻ⁿ /s	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]
Exposant croûte supérieure	2,4	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]
Energie d'activation croûte supérieure	212 K	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]
Viscosité croûte inférieure	4,747.10 ⁶ GPa ⁻ⁿ /s	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]
Exposant croûte inférieure	3,1	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]
Energie d'activation croûte inférieure	243 K	[Burg et Podladchikov, 1999; Burov et Diament, 1995; Cattin et Avouac, 2000; Beaumont <i>et al.</i> , 2000; Ranalli, 2000]

TAB. 12.1 – Paramètres utilisés dans le modèle

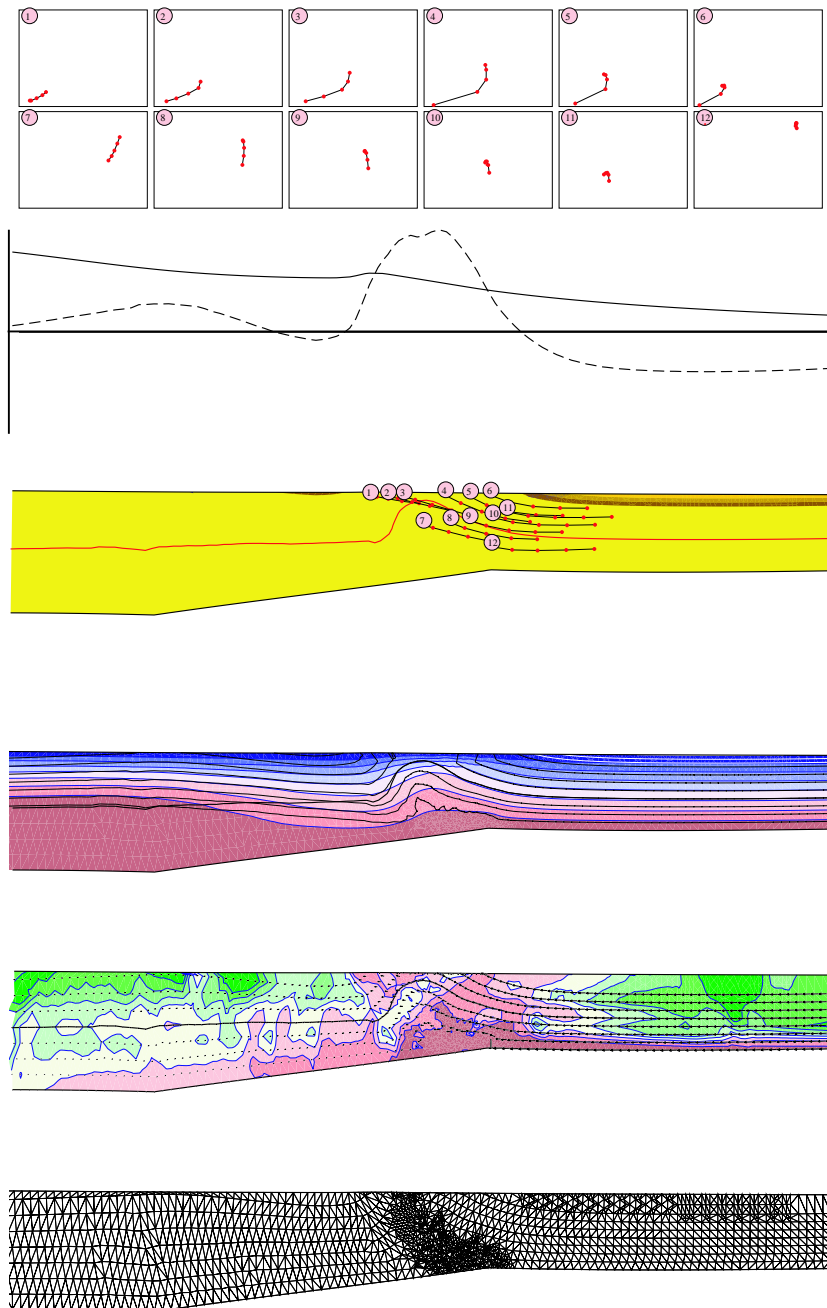
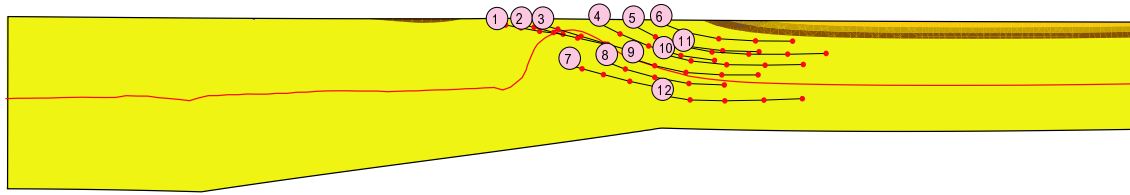
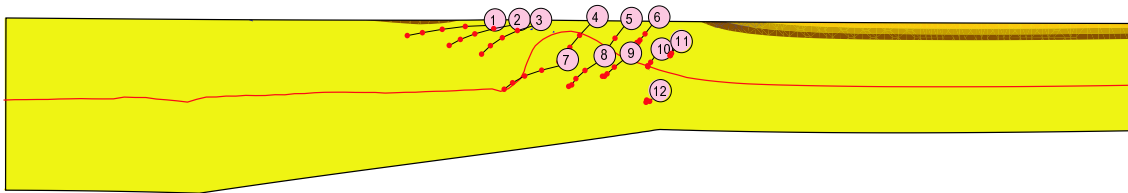


Fig. 12.2 – Visualisation des résultats de DLR. De haut en bas, 1) les chemins Pression-Temps-Température (pression en ordonnée, température en abscisse, les différents points sont espacés en temps de 1 million d'années), 2) la Topographie (en trait plein) et l'érosion (en tireté), 3) les trajets des particules dans un référentiel fixe par rapport à la bordure gauche du modèle, 4) le champ de température (du bleu : froid au rouge : chaud), 5) le champ de déformation instantanée (du vert : déformation nulle au rouge : déformation importante) et 6) le maillage (non représenté dans les figures qui vont suivre)



Représentation avec le Tibet fixe



Représentation avec l'Inde fixe

Fig. 12.3 – Visualisation des trajets de roches avec un référentiel fixe par rapport au Tibet (en haut) ou à l'Inde (en bas)

12.4.1 Visualisation des trajectoires et référentiel

J'ai choisi de représenter le champ de vitesse ainsi que les trajets des roches par rapport au Tibet. Cette convention de départ induit dans la plupart des cas qui vont suivre des représentations dans lesquelles les chemins des roches vont majoritairement du Sud vers le Nord.

Si l'on représente ces trajets de roches dans un référentiel à Inde fixe, on observe que les roches vont du Nord vers le Sud (Figure 12.3). J'ai choisi par la suite de représenter les trajets des roches, ainsi que les vitesses dans le référentiel à Tibet fixe. En effet, l'utilisation du référentiel à Inde fixe donne l'impression que les roches exhumées étaient auparavant situées sous le Tibet, ce qui est inexact.

Il faut alors garder à l'esprit que les structures observables sur le terrain ne doivent pas être mises en relation avec les trajectoires des roches ou le champ de vitesse. En revanche, le champ de déformation, qui représente une dérivée spatiale de la vitesse, ne dépend pas du choix du référentiel : c'est donc ce champ de déformation qui peut être comparé avec les grandes structures himalayennes dans la suite.

Chapitre 13

Formation d'un plateau

13.1 Introduction

La compréhension du mécanisme de formation du plateau Tibétain n'est pas à proprement parler l'un des buts de cette étude. Cependant, ce plateau représente un élément très important de la dynamique Himalayenne [Beaumont *et al.*, 2001; Hodges, 2000]. Il me paraissait donc plus cohérent de partir d'un instant initial correspondant au début de la collision Inde-Asie (il y a environ 50 millions d'années), et de modéliser l'ensemble des processus ayant conduit à l'état actuel, y compris la formation du plateau Tibétain.

13.1.1 Théorie

Plusieurs modélisateurs [Beaumont *et al.*, 1994; Willett et Pope, accepted; Vanderaeghe *et al.*, *subm*] ont montré que dans certaines conditions, la convergence de deux plaques créait en premier lieu un relief, dont l'altitude maximale augmente, jusqu'à un certain stade, à partir duquel l'épaississement cède la place à une croissance latérale avec la formation d'un plateau orogénique.

Cette évolution est liée à la variation d'énergie potentielle gravitationnelle (EPG) lors de l'épaississement crustal. L'EPG d'une colonne lithosphérique est donnée par [Jones *et al.*, 1996] :

$$EPG = \int_0^{\epsilon+L} \rho(z')gz'dz' = \int_{-\epsilon}^L \rho(z)gLdz - \int_{-\epsilon}^L \rho(z)gzdz \quad (13.1)$$

où z' vaut zero au niveau de compensation et augmente vers le haut, z vaut zero au niveau de la mer et augmente vers le bas, g est l'accélération de la pesanteur, L est la profondeur de compensation et ϵ l'altitude.

Si l'on fait l'hypothèse que la compensation isostatique se fait localement (ce qui est vérifié dans tout l'Himalaya et le Tibet, sauf au niveau du bassin flexural, où la compensation est régionale [Lyon-Caen et Cattin, 2002]), on peut écrire [Molnar et Lyon-Caen, 1988] :

$$\Delta EPG = \Delta \left(\int_{-\epsilon}^L \left[\int_{-\epsilon}^z \rho(z'') g dz'' \right] dz \right) = \Delta \left(\int_{-\epsilon}^L \sigma_{zz}(z) dz \right) \quad (13.2)$$

où ΔEPG est la différence d'EPG entre deux colonnes lithosphériques, et σ_{zz} est la contrainte normale verticale.

Si l'on considère maintenant les équations du mouvement à deux dimensions (une dimension horizontale et une dimension verticale), on peut montrer que leur intégration verticale conduit à [England et Molnar, 1997] :

$$\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial x} = \frac{1}{L} \frac{\partial EPG}{\partial x} \quad (13.3)$$

où τ est le déviateur des contraintes moyen sur la colonne.

Cette dernière équation montre (dans le cas simplifié à deux dimensions, et en utilisant des paramètres moyennés verticalement) que ΔEPG représente au premier ordre la tendance de la lithosphère à se déformer sous l'action de forces de volume internes.

Lors de la formation d'un relief, l'EPG augmente au niveau de ce relief, alors qu'elle reste constante dans les zones non déformées. Si l'on considère que l'EPG était initialement constante spatialement, l'épaississement crustal va créer des variations spatiales d'EPG, donc des contraintes tendant à étaler la croûte, qui sont opposées aux contraintes compressives à l'origine du relief. Dans le début de l'épaississement, les contraintes extensives sont compensées par les contraintes compressives. Il existe toutefois une épaisseur limite, pour laquelle les contraintes extensives égalent les contraintes compressives. Lorsque cette épaisseur limite est atteinte, l'épaisseur de la croûte ne peut plus augmenter, la convergence de matière est alors absorbée en élargissant le relief [England et Houseman, 1989] : c'est la formation d'un plateau.

L'épaisseur limite dépend des propriétés rhéologiques de la croûte épaissie. Plus la croûte est rigide et plus cette épaisseur est élevée. En conséquence, une augmentation de température, en diminuant la viscosité, va diminuer cette épaisseur limite. Or un épaississement crustal conduit à un réchauffement de la croûte. Si ce réchauffement

se fait moins vite que l'épaississement, l'épaisseur maximale va d'abord se stabiliser à l'altitude limite pour une croûte froide. Mais au fur et à mesure du réchauffement, l'épaisseur limite pouvant être supportée par la croûte va diminuer, ce qui va conduire à un effondrement gravitaire ou collapse [Molnar *et al.*, 1993].

13.1.2 Le plateau du Tibet

La croûte Tibétaine est nettement plus épaisse qu'une croûte 'normale' : l'estimation de son épaisseur varie selon les lieux et les auteurs entre 60 et 80 kilomètres. Cette couche de croûte d'épaisseur aussi importante est due de manière évidente à la convergence Indo-Asiatique et à l'épaississement structural qui y est associé. De nombreuses données indiquant de l'extension dans l'orogène, on peut décomposer l'évolution himalayenne en deux phases : une première phase d'épaississement crustal, suivie d'une extension.

13.1.2.1 Phase 1 : L'épaississement crustal

Plusieurs théories ont cherché à expliquer comment la croûte Tibétaine avait doublé d'épaisseur. On peut les regrouper en quatre grandes catégories (Figure 13.1) :

- Sous-placage de l'Inde. Initialement proposé par Argand en 1924 [Argand, 1924], ce modèle suppose que le plateau Tibétain chevauche la lithosphère Indienne par le biais d'un chevauchement d'échelle crustale. Dans ce cas, le soulèvement de la surface du plateau devrait avoir migré vers le Nord au fur et à mesure de l'avancée de l'Inde sous le Tibet.
- Sous-placage retardé de l'Inde. Ce modèle, très proche de celui d'Argand, a été proposé par [Powell, 1986] : la lithosphère Indienne, initialement en subduction, remonterait jusque sous la base du plateau Tibétain, causant ainsi un soulèvement uniforme et isochrone du plateau.
- Injection continentale. Ce modèle proposé par [Zhao et Morgan, 1987] suppose que la croûte inférieure Tibétaine, peu visqueuse, puisse assimiler des fragments de croûte Indienne. Le soulèvement se ferait alors par augmentation de volume.
- Raccourcissement distribué. Dans ce modèle, c'est le raccourcissement de la lithosphère Tibétaine qui aurait causé l'augmentation de volume à l'origine du plateau. Il y aurait alors plusieurs sutures [Chang et Cheng, 1973].

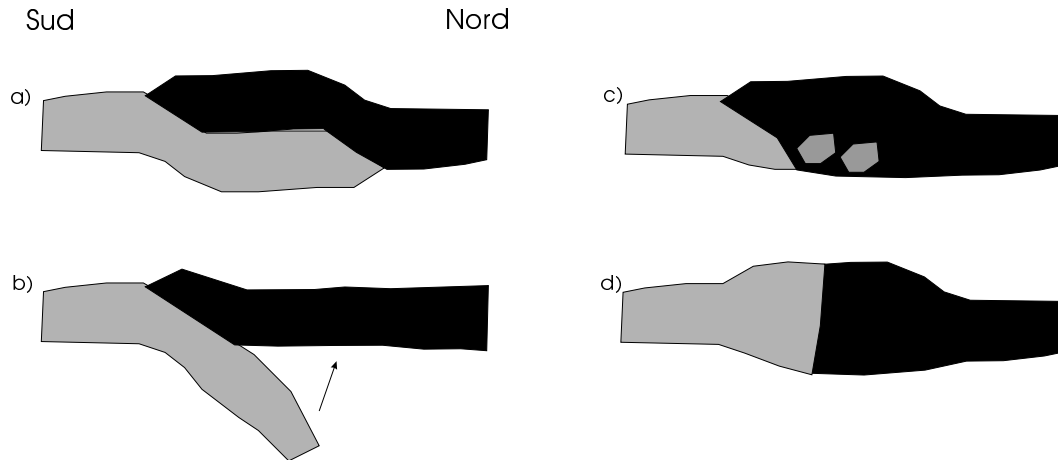


Fig. 13.1 – Les différentes théories généralement proposées pour expliquer l'épaississement de la croûte Tibétaine. a) sous-placage de l'Inde, b) sous-placage retardé, c) injection continentale et d) raccourcissement distribué

Les données actuellement disponibles ne permettent pas de créer un consensus quant à l'âge auquel le Tibet s'est soulevé. Un certain nombre de données thermochronologiques [Copeland *et al.*, 1987; Zeitler, 1985] suggèrent que la vitesse de dénudation dans plusieurs zones de l'orogène a fortement augmenté aux alentours de 20 millions d'années. De même, les enregistrements sédimentaires dans les Siwalik, le golfe du Bengale [Copeland et Harrison, 1990; Métivier *et al.*, 1999] et le cône de l'Indus indiquent que les taux d'érosion ont fortement augmenté au début du Miocène et sont restés importants jusqu'à l'actuel. L'ensemble de ces données suggèrent à [Harrison *et al.*, 1992] que le début du soulèvement au Sud-Tibet date d'il y a 20 millions d'années. D'autres auteurs se basent sur des données contraignant le début du collapse (des âges de laves potassiques au Tibet indiquant un début d'extension [Chung *et al.*, 1998]) ainsi que sur l'évolution du Strontium dans l'océan [Richter *et al.*, 1992] pour proposer que le Tibet s'est soulevé de manière diachronique, l'Est se soulevant à partir de 40 millions d'années alors que l'Ouest s'est soulevé il y a 20 millions d'années. Des données utilisant la variation de $\delta^{18}O$ avec l'altitude indiquent de plus que le Sud du Plateau Tibétain a atteint son altitude actuelle il y a plus de 10 millions d'années (soit avant le début de la sédimentation dans le graben de Thakola) [Garzzone *et al.*, 2000]. Des données de paléoflore [Spicer *et al.*, 2003] font même remonter à 15 millions d'années son altitude actuelle.

13.1.2.2 Phase 2 : L'extension

L'âge du début de l'extension Est-Ouest au Tibet étant considéré par beaucoup [Molnar et Tapponnier, 1978; England et Houseman, 1989] comme étant l'âge auquel le plateau a atteint son altitude actuelle, de nombreuses études se sont attachées à dater cette extension.

Des datations de laves potassiques au Tibet montrent que l'extension Est-Ouest date au Tibet occidental d'au moins 20 millions d'années [Turner *et al.*, 1993] et au Tibet oriental de 40 millions d'années [Chung *et al.*, 1998].

Cette extension Est-Ouest a de plus créé des grabens orientés Nord-Sud, qu'il est possible de dater. Les âges varient selon les grabens : dans le graben de Thakkola, la sédimentation a débuté entre 10 et 11 millions d'années [Garzzone *et al.*, 2000]. Dans le complexe métamorphique de Nyainqentanglha, des âges de refroidissement $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ indiquent un début d'extension aux alentours de 8 millions d'années [Harrison *et al.*, 1995].

13.2 Présentation du modèle utilisé

Les sections précédentes montrent que la formation du plateau Tibétain est encore très mal contrainte. Les modalités et le calage temporel de sa formation sont en particulier mal connus.

Etant données toutes ces incertitudes, j'avais envisagé dans un premier temps de choisir comme instant initial de mes modélisations le début de la collision Inde-Asie (il y a environ 50 millions d'années), et de modéliser l'ensemble des processus ayant conduit à l'état actuel, y compris la formation du plateau Tibétain. Cette condition initiale, même si elle ne permettait pas de répondre aux questions qui se posent encore au sujet du Tibet, avait l'avantage de présenter un ensemble cohérent pour les modélisations. La lecture du chapitre suivant montrera que j'ai finalement choisi de partir d'un plateau déjà formé sans expliciter cette formation. Ce qui suit permet d'expliquer pourquoi j'ai choisi cette seconde approche, et résume l'ensemble des essais que j'ai effectués, leurs résultats, et les enseignements que j'en ai tirés.

Le modèle de départ est constitué d'une plaque d'épaisseur constante représentant la croûte. Cette croûte est une bicouche avec une rhéologie quartzitique dans la partie supérieure et une rhéologie feldspathique dans la partie inférieure.

La vitesse de convergence est fixée sur les bords du modèle et à sa base, avec l'introduc-

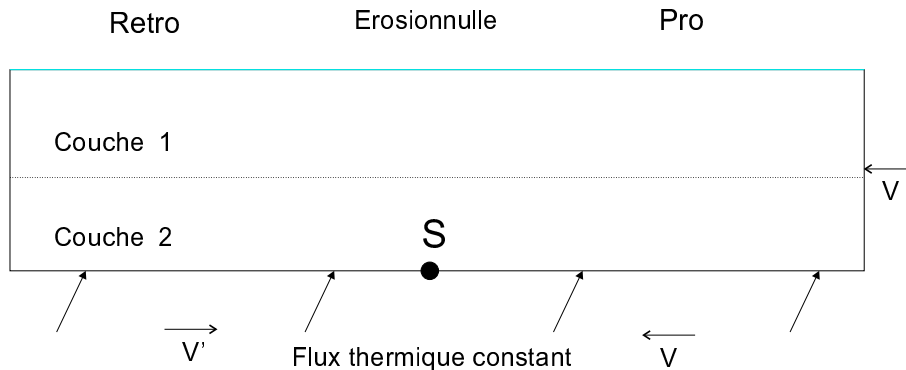


Fig. 13.2 – Modèle utilisé dans le chapitre 13. Voir le texte pour les explications.

tion d'une singularité (le point S) représentant l'endroit où la lithosphère mantellique se désolidarise de la croûte (Figure 13.2). L'ensemble de la croûte entre en collision, il n'y a donc pas de perte de matière liée à une subduction de croûte inférieure.

Le modèle étant censé s'épaissir, j'ai choisi de représenter la condition thermique en base de croûte par un flux de chaleur constant plutôt que par une température constante. Cette condition permet en effet d'augmenter la température en base d'une croûte épaissie, ce qui empêche l'installation d'un gradient de température inverse en base de croûte. La condition thermique en surface est celle d'une température nulle.

Afin de créer un plateau, j'ai choisi d'imposer une érosion nulle à la surface du modèle. En effet, puisque la théorie indique que le plateau se forme lorsque l'épaisseur de croûte atteint une valeur limite, j'ai préféré ne pas ajouter d'effets diminuant l'épaisseur afin de converger plus vite vers le plateau.

13.3 Résultats

13.3.1 Modèle 1

Dans le premier modèle, j'ai choisi d'imposer des vitesses nulles d'un côté de la singularité et convergentes de l'autre, afin de simuler l'effet de traction du manteau lithosphérique Indien. J'ai choisi d'imposer une vitesse lente de 5 mm/an. De cette manière, la croûte se réchauffera rapidement (relativement à la convergence). L'épaisseur crustale maximale dépendant de la rigidité de la croûte, elle sera donc plus faible que si la croûte restait froide, et sera donc atteinte plus rapidement.

Dans tous les modèles réalisés, j'ai observé une asymétrie dans la déformation, puisque



Fig. 13.3 – Topographie et déformation prédites au cours du temps (de haut en bas après 1, 4 et 10 millions d’années de convergence) pour le premier modèle. C’est le côté droit (pro) qui se déplace par rapport au point S. On observe une migration de la déformation vers le côté pro.

le côté pro se déformait beaucoup plus que le côté rétro (Figure 13.3).

Ces différences de comportement entre les deux côtés de l’orogène sont étranges : d’autres modélisateurs observent aussi des asymétries de comportement [Vanderhaeghe *et al.*, *subm*; Willett et Pope, *accepted*], mais dans leurs modèles, c’est du côté rétro que se fait le maximum de la déformation (et que s’élargit le plateau).

Surtout, aucun des modèles réalisés n’a conduit à la formation d’un plateau. J’observe toutefois (Figure 13.3) à la fin du modèle la formation d’une seconde paire de zones cisailantes du côté rétro du modèle, ce qui laisse penser que la déformation migre dans cette direction.

13.3.2 Modèles 2,3,4

Dans un second temps, j’ai cherché à supprimer l’asymétrie observée précédemment et qui conduisait à des géométries non conformes à celles attendues lors de la formation d’un plateau. Pour cela, j’ai décidé de symétriser les conditions aux limites en imposant des vitesses non nulles des deux côtés du modèle. Cette condition pourrait simuler l’effet d’une migration de la singularité vers le côté rétro du modèle. Les vitesses que j’ai imposées étaient de 2,5 mm/an de chaque côté du modèle, soit 5 mm/an de conver-

gence (pour la même raison que celle invoquée précédemment).

Afin de simplifier au maximum les choses, j'ai dans le même temps supprimé la condition d'isostasie à la base du modèle : si la formation d'un plateau est due à l'incapacité à supporter une trop forte épaisseur de croûte, alors la géométrie de cette croûte n'intervient pas.

Dans les modèles 2, 3 et 4, la vitesse verticale est imposée et nulle à la base du modèle et les vitesses horizontales sont de sens opposé des deux côtés de la singularité. J'ai effectué plusieurs modèles en faisant varier les paramètres rhéologiques (exposant de la loi de Dorn, qui permet d'augmenter ou diminuer plus ou moins la viscosité avec les variations de température ; introduction d'une couche moins rigide en base de croûte) ou thermiques (flux de chaleur en base de croûte ou production de chaleur) du modèle : ce sont les modèles 2,3 et 4 (Table 13.1).

Les résultats de ces modélisations montrent effectivement une symétrisation du relief formé par la convergence. Deux bandes de cisaillement se forment initialement (Figure 13.4), qui sont plus ou moins nettes selon la rigidité du modèle (car une croûte plus rigide localise mieux la déformation). Par la suite, la croûte s'épaissit entre ces bandes de cisaillement (Figure 13.5). L'orogène qui se forme croît d'abord rapidement en altitude, puis beaucoup moins vite (Figure 13.6).

On observe que les variations rhéologiques augmentent ou diminuent la vitesse d'élévation du relief et son altitude maximale obtenue : plus la croûte est rigide, plus elle s'épaissit rapidement, et plus son épaisseur maximale est importante. Les variations de rhéologie ne semblent cependant pas accélérer ou freiner le processus de formation du plateau.

Les trois modèles, modélisant une convergence pendant 50 millions d'années à une vitesse très lente, sont encore en phase de croissance à la fin de ce laps de temps. Même si l'altitude maximale augmente très peu dans les derniers 20 millions d'années (avec de l'érosion, on pourrait de plus s'attendre à ce que l'altitude se stabilise), on n'observe pas d'élargissement sensible de la zone de déformation. Il est possible qu'il se produise de l'extension dans la partie superficielle du modèle, ce qui serait en accord avec l'existence de grabens [Masek *et al.*, 1994a].

13.3.3 Modèle 5

Dans les modèles précédents, la vitesse totale de convergence était de 5 mm/an, ce qui est nettement plus faible que les vitesses de rapprochement Inde-Asie. J'ai ob-

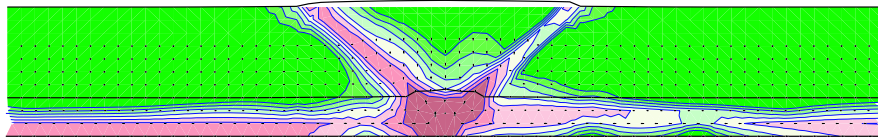


Fig. 13.4 – Initiation de la déformation pour le modèle 2 (après 5 millions d’années de convergence). On observe les zones de cisaillement de chaque côté de la singularité

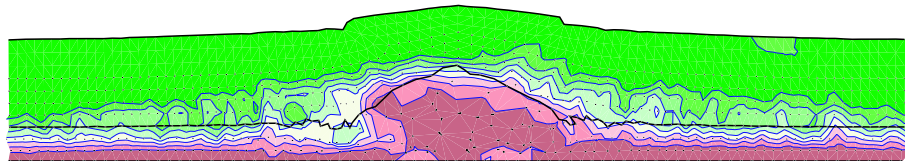


Fig. 13.5 – Champ de déformation incrémental pour le modèle 2 après 45 millions d’années de convergence

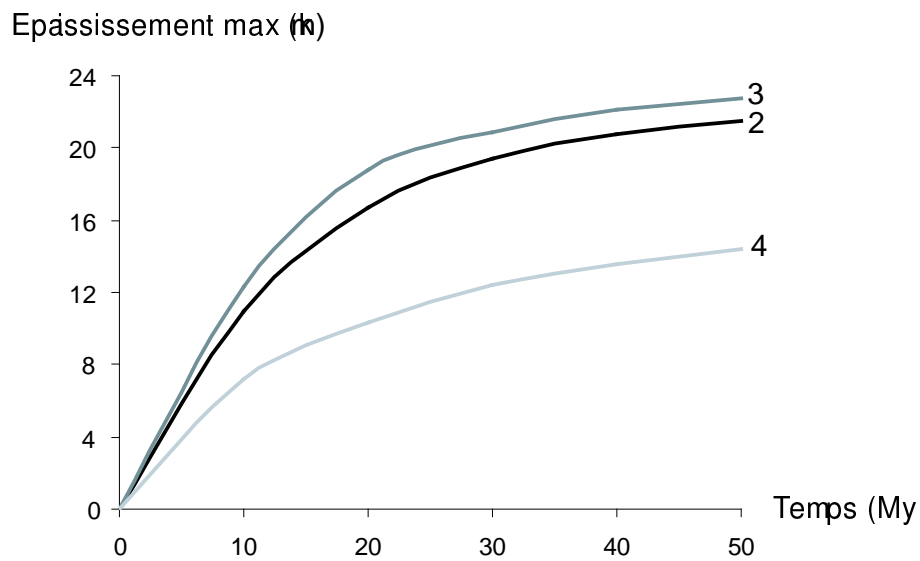


Fig. 13.6 – Epaisseur maximal du relief formé dans les modèles 2, 3 et 4

Modèle	η_0 (bas) GPa^{-n}/s	n (bas)	Q (bas) K	flux ther- mique (Moho) mW/m^2	production de chaleur $\mu\text{W}/\text{m}^3$	vitesse de conver- gence mm/an
2	$4,75 \cdot 10^6$	3,1	$243 \cdot 10^3$	35	20	5
3	$4,75 \cdot 10^6$	4	$243 \cdot 10^3$	35	20	5
4	$4,75 \cdot 10^6$	3,1	$243 \cdot 10^3$	50	35	5
5	$4,75 \cdot 10^6$	3,1	$243 \cdot 10^3$	35	20	50

TAB. 13.1 – Paramètres utilisés pour les différentes modélisations

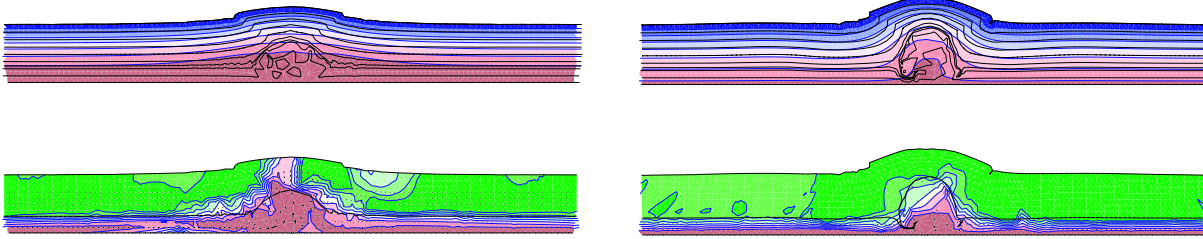


Fig. 13.7 – Comparaison des résultats obtenus pour la même convergence totale, avec une vitesse faible (à gauche, modèle 5) ou forte (à droite, modèle 2)

servé de plus que, quelles que soient les propriétés rhéologiques du modèle, 50 millions d'années ne suffisaient pas à arriver au stade de plateau.

Dans le modèle suivant, la vitesse de convergence a donc été multipliée par 10. Elle est de 5 cm/an, ce qui est beaucoup plus comparable à la vitesse de convergence Inde / Asie. De plus, j'espérais qu'en augmentant le taux de convergence, donc le taux d'arrivée de matière, je pourrais former un plateau dans un temps raisonnable.

Les résultats de cette modélisation montrent (Figure 13.7) que la base de la croûte est beaucoup moins chaude que dans le cas précédent pour un volume de croûte accrétée identique. Cette observation s'explique facilement, puisque pour accréter le même volume de croûte que dans le modèle 2, le modèle 5 requiert une durée plus faible : la production de chaleur par radioactivité (qui dépend de la durée) a donc été moins importante. Si de plus la base de croûte se réchauffe, ce réchauffement n'est pas transmis plus rapidement puisque la conductivité thermique des roches est identique. La durée étant plus faible, le réchauffement par conduction est plus faible.

On observe de plus que la déformation est beaucoup plus localisée entre les deux bandes de cisaillement initiales, et que l'épaisseur crustale maximale est beaucoup plus importante : 67 km au lieu de 59 km (Figure 13.8). Là encore, tout est lié à la durée de convergence plus courte, qui entraîne un réchauffement moins important. La croûte étant plus froide que dans le cas précédent, elle est plus rigide. Elle peut donc supporter de plus grandes contraintes.

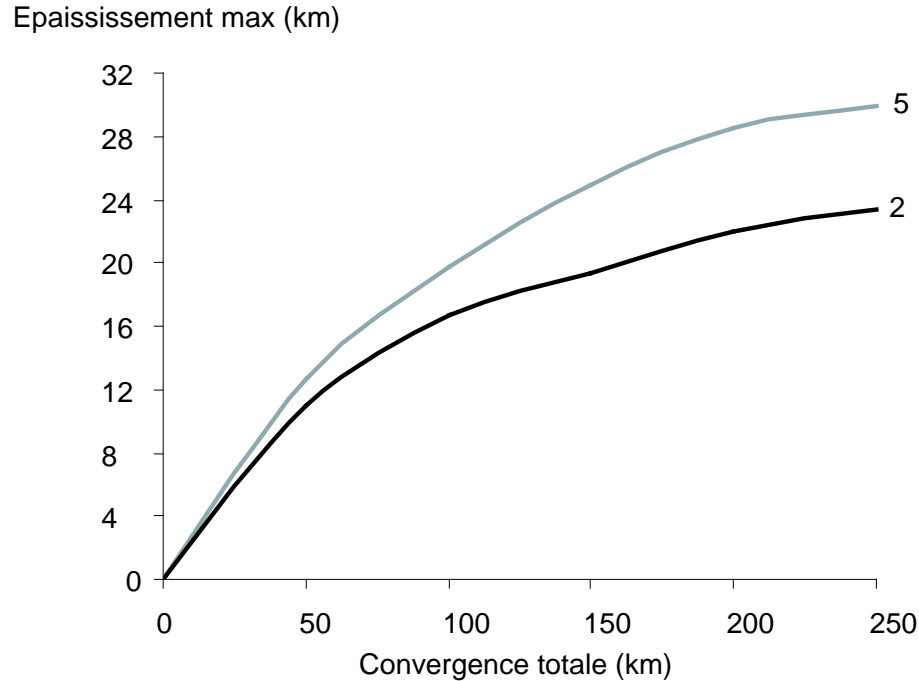


Fig. 13.8 – Epaisseur maximale du relief formé dans les modèles 2 et 5

13.4 Discussion

13.4.1 Asymétrie de la déformation

[Vanderhaeghe *et al.*, *subm*] évoquent une asymétrie dans leurs modélisations, qui semble due à la composante visqueuse du modèle puisque les modèles uniquement plastiques sont symétriques. Toutefois, dans ces modélisations, la déformation se fait principalement du côté retro (alors que dans les modélisations de cette étude, c'est le côté pro qui se déforme le plus). Dans les modélisations de [Willett et Pope, *accepted*] aussi, le côté retro se déforme beaucoup plus que le côté pro et le plateau, initialement formé au niveau de la singularité, se propage du côté retro.

Il se pourrait que la croûte subisse un effet de flambage dans mes modélisations. Des cas de flambage ont été invoqués dans le contexte du Tien Shan par [Burov *et al.*, 1990] ou [Poliakov, 1999]. Il faudrait, pour étudier plus en détail le comportement de mes modélisations, refaire des expériences en utilisant des rhéologies plus simples. Ceci permettrait peut-être de relier ce comportement à l'une des rhéologies du modèle. Pour cela, il faudrait modifier le code numérique dans sa partie rhéologique.

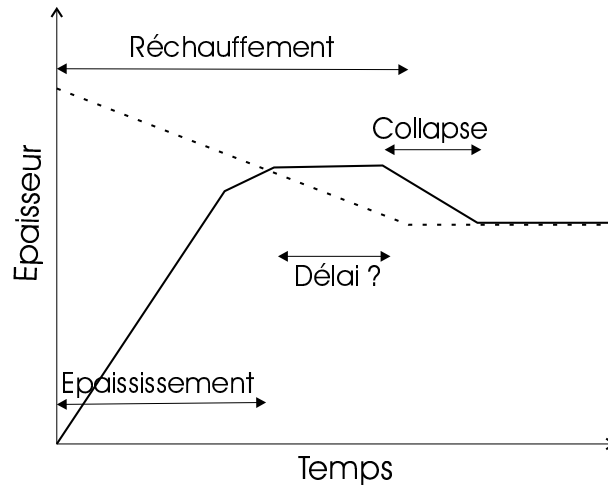


Fig. 13.9 – Evolution théorique des altitudes maximale (en pointillé) et réelle (en trait plein) du relief pour une vitesse de convergence élevée

13.4.2 Evolution de l'épaisseur crustale

L'épaisseur crustale limite pouvant être supportée est d'après les modélisations précédentes fortement dépendante des paramètres rhéologiques et thermiques. La comparaison entre les modèles 2 et 4 montre qu'un réchauffement de la croûte conduit à une épaisseur limite plus faible. La comparaison entre les modèles 2 et 5 montre de plus que cette épaisseur limite dépend de la vitesse de convergence : elle est plus importante pour une vitesse de convergence plus rapide. Cette dernière caractéristique semble due au retard de réchauffement par rapport à l'épaississement de la croûte : le modèle 5 va donc tout d'abord atteindre une épaisseur correspondant à la rhéologie froide. Puis, le réchauffement se faisant, cette épaisseur ne va plus pouvoir être supportée par la croûte. Il va alors se produire un effondrement gravitaire (Figure 13.9). Malheureusement, pour des raisons d'instabilités numériques, je n'ai pas pu mener le modèle 5 suffisamment loin pour vérifier ces suppositions.

Le temps nécessaire à la formation d'un plateau ne semble pas dépendre des conditions rhéologiques et thermiques. Dans toutes les modélisations effectuées avec une vitesse de convergence de 5 mm/an (2,5 mm de chaque côté), le temps nécessaire à la formation d'un plateau était supérieur à 50 millions d'années (donc 250 km de croûte accrétée). Ce résultat est en accord avec les modèles de [Willett et Pope, accepted], dans lesquels ce sont au moins ces ordres de grandeur de croûte accrétée qui permettent de former un plateau. Pour diminuer le temps nécessaire à la formation du plateau, il faut augmenter la vitesse de convergence. Dans ce cas cependant, on observe que

le réchauffement n'est pas aussi rapide que la convergence et qu'il y a donc un retard dans l'évolution thermique. Pour pouvoir réchauffer la croûte avec la même vitesse (relativement à la vitesse de convergence), il faudrait modifier les paramètres thermiques. Il n'existe cependant aucune donnée permettant de multiplier par 10 le taux de production de chaleur, ou d'augmenter la conductivité d'un ordre de grandeur.

Il y a donc deux scénarii possibles dans le cas du Tibet :

- Le réchauffement de la croûte peut être moins rapide que l'épaississement. Dans ce cas, l'évolution du relief commence par une augmentation d'épaisseur, jusqu'à une épaisseur maximale de croûte froide. La croûte se réchauffe (lentement), ce qui fait diminuer l'épaisseur maximale possible. Il se produit alors un effondrement gravitaire (Figure 13.9).
- Il ne se produit pas de collapse. Cela signifie que la croûte s'est réchauffée rapidement. Pour cela, si les paramètres thermiques de la croûte (production de chaleur et conductivité) sont 'normaux', il faut augmenter le flux de chaleur à la base de celle-ci. Dans le cas du Tibet, un flux thermique important en base de croûte existe probablement actuellement. Des données sismiques [Owens et Zandt, 1997; Kind *et al.*, 2002] indiquent en effet que le manteau lithosphérique a été remplacé par du manteau asthénosphérique sous une grande partie du Tibet. Cette présence d'asthénosphère chaude sous le Tibet pourrait être à l'origine d'un réchauffement rapide de la croûte.

L'épaississement maximal pouvant être atteint par le relief dans le modèle 2 est de 22 km environ. Dans le cas réel, l'isostasie distribuerait cet épaississement en créant une topographie, mais aussi une racine crustale épaisse. En utilisant des masses volumiques de 2900 kg/m^3 pour la croûte et de 3200 kg/m^3 pour le manteau, on obtiendrait une topographie d'environ 2000 m. Cette valeur est loin d'être suffisante comparée aux 5000 m d'altitude moyenne du plateau Tibétain. Cependant, si on retient l'hypothèse d'un manteau lithosphérique remplacé par un manteau asthénosphérique plus chaud, cette altitude peut être augmentée. Dans ce qui suit, j'étudie l'effet d'un éventuel remplacement du manteau lithosphérique par du manteau asthénosphérique de plus près.

13.4.3 Effet du remplacement de la lithosphère par l'asthénosphère sur l'altitude du plateau Tibétain

Le remplacement de la lithosphère par l'asthénosphère a deux effets antagonistes sur l'altitude du plateau Tibétain :

- D'une part, l'asthénosphère étant moins dense que la lithosphère, l'isostasie va entraîner une augmentation d'altitude du plateau Tibétain.
- D'autre part, l'asthénosphère étant plus chaude que la lithosphère, la croûte va se réchauffer, devenir moins rigide. L'épaisseur maximale pouvant être supportée va donc être plus faible.

Ces deux effets agissant en sens contraire, il n'est a priori pas évident de déterminer l'effet final du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère.

Elévation par isostasie

Avec les notations explicitées Figure 13.10, la condition d'isostasie locale entraîne :

$$h_C \rho_C + h_L \rho_L = h_C \rho_C + (\epsilon_C - \epsilon_F) \rho_A + h_L \rho_A \quad (13.4)$$

et donc

$$\epsilon_C - \epsilon_F = \frac{h_L (\rho_L - \rho_A)}{\rho_A} \quad (13.5)$$

ce qui avec les valeurs approximatives de $h_L \approx 100$ km, $\rho_L \approx 3,3 \cdot 10^3$ kg/m³ et $\rho_A \approx 3,1 \cdot 10^3$ kg/m³, donne une différence d'altitude de **6,4 km**.

Diminution de l'épaisseur crustale maximale

A la suite de [Vanderhaeghe *et al.*, subm], j'ai choisi de m'intéresser à l'équilibre des forces en présence dans un contexte de plateau. Avec les notations explicitées Figure 13.11, [Vanderhaeghe *et al.*, subm] expriment les deux principales forces agissant sur le système dans un modèle incluant une couche peu visqueuse à la profondeur z^* :

- F_g la force de gravité (calculée comme l'intégrale verticale des variations de pression lithostatique),
- F_t la traction agissant à la base de la croûte du fait du couplage avec le manteau lithosphérique (calculée comme l'intégrale de la contrainte cisailante à la base de la croûte [Medvedev, 2002]).

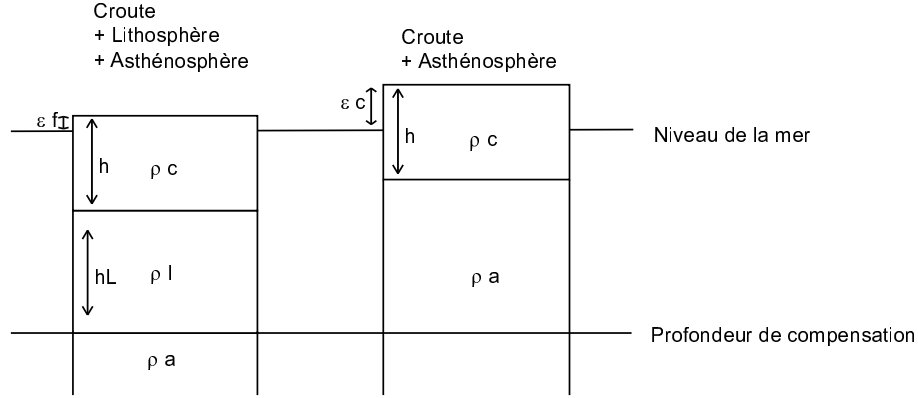


Fig. 13.10 – Modèle utilisé pour calculer la contribution de l'isostasie lors du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère. Les paramètres sont h_C l'épaisseur crustale, h_L l'épaisseur lithosphérique, ρ_C la masse volumique crustale, ρ_L la masse volumique lithosphérique, ρ_A la masse volumique asthénosphérique, ϵ_F l'altitude dans le cas 'Froid' et ϵ_C l'altitude dans le cas 'Chaud'.

$$F_g \approx \rho_C \Phi g \frac{h_{max}^2 - h_0^2}{2} \quad (13.6)$$

et

$$F_t \approx \frac{2\eta_C V_C}{h_0 + z^*} (\lambda_C - \lambda_b) \quad (13.7)$$

L'expression de la force de traction semble indiquer que cette force diminue lorsque z^* augmente, ce qui est contre-intuitif. Cependant, $(\lambda_C - \lambda_b) \approx (z^* - h_0) / \tan \alpha$ où α est la somme des pentes bordant le plateau. Alors :

$$F_t \approx \frac{2\eta_C V_C}{h_0 + z^*} (z^* - h_0) / \tan \alpha \quad (13.8)$$

On peut alors vérifier que la force de traction augmente lorsque z^* augmente.

L'équilibre des forces de gravité et de traction permet d'exprimer h_{max} en fonction des autres paramètres :

$$h_{max}^2 = h_0^2 + 4 \frac{z^* - h_0}{\tan \alpha} \frac{\eta_C V_C}{(h_0 + z^*) \rho_C \Phi g} \quad (13.9)$$

Dans le cas du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère, c'est z^* qui va être modifié. La croûte étant plus chaude, la transition rhéologique va se produire

plus haut dans la croûte. Le modèle de géotherme de [Turcotte et Schubert, 1982] permet de calculer la profondeur à laquelle va se produire la transition rhéologique, en considérant que cette transition se produit pour une température de l'ordre de 700 ° C [Beaumont *et al.*, 2001] :

$$T = T_s + \frac{q_m z}{k} + \frac{(q_s - q_m) h_r}{k} (1 - e^{-z/h_r}) \quad (13.10)$$

où T_s est la température à la surface (0 ° C), q_s et q_m sont les flux à la surface (60 mW/m²) et à la base, k est la conductivité (3,3 W/m/K) et h_r est la distance caractéristique de la décroissance radioactive avec la profondeur (10 km). Pour une valeur du flux à la base de 30 mW/m² [Turcotte et Schubert, 1982], cette isotherme 700 ° C se trouve à une profondeur de 67 km, et pour une valeur du flux à la base de 38 mW/m² (asthénosphère [Pasquale *et al.*, 2002]), elle se trouve à 55 km.

En utilisant les valeurs des paramètres suivants : $\rho_c = 2700$ kg/m³, $\Phi = 1 - \frac{\rho_c}{\rho_m} = 0,18$, $g = 9,81$ m/s², $h_0 = 35$ km, $\eta_c = 10^{23}$ Pa s, $V_c = 5$ cm/an, $\alpha = 10^\circ$, si l'on calcule h_{max} pour $z^* = 55$ km et $z^* = 67$ km, on obtient dans le premier cas $h_{max} = 57,6$ km et dans le second cas $h_{max} = 64,7$ km.

Lors du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère, l'épaisseur crustale va donc diminuer de 7 kilomètres, et donc l'altitude d'environ **1250 mètres**, puisqu'il faut tenir compte de l'isostasie.

On voit donc que dans le cas du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère, l'effet prépondérant va être l'effet isostatique. L'altitude du plateau Tibétain va donc augmenter.

13.4.4 Comment former un plateau ?

Le résultat le plus important des modèles précédents est que la formation d'un plateau sous l'effet d'une convergence continue est difficile à obtenir. Dans les modèles 2, 3 et 4, la vitesse de convergence était faible, et le flux de matière était insuffisant pour créer un plateau dans un délai raisonnable (quelques dizaines de millions d'années). L'augmentation de la vitesse de convergence a deux effets antagonistes. D'un côté elle permet d'augmenter le flux de matière (donc d'arriver plus vite à l'épaisseur limite). De l'autre, elle rend pour un même volume accrété la croûte beaucoup plus froide et rigide (et augmente donc son épaisseur limite). Dans le cas où la vitesse est rapide, le réchauffement est retardé par rapport au cas lent, mais il aura lieu. A ce moment là,

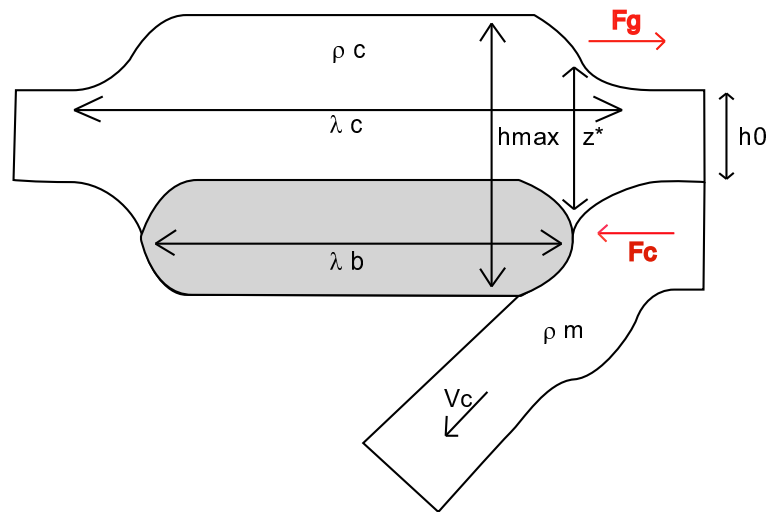


Fig. 13.11 – Modèle utilisé pour calculer la diminution d'épaisseur crustale lors du remplacement de la lithosphère par de l'asthénosphère. D'après [Vanderhaeghe *et al.*, *subm.*] Les paramètres sont ρ_c la masse volumique de la croûte, ρ_m la masse volumique du manteau, $\Phi = 1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}$ le coefficient d'amplification isostatique, g l'accélération de la gravité, h_{max} l'épaisseur crustale maximale, h_0 l'épaisseur crustale standard, η_c la viscosité normale de la croûte, V_c la vitesse en base de croûte, z^* la profondeur à laquelle se produit le changement de rhéologie (passage à une rhéologie très peu visqueuse), λ_c la largeur du plateau et λ_b la largeur de la zone peu visqueuse.

l'épaisseur limite diminuera, et l'orogène subira un collapse gravitationnel.

L'étude de [Vanderhaeghe *et al.*, subm], qui utilise le même type de modèle géomécanique, montre qu'un plateau ne se forme que s'il y a une diminution importante de viscosité à la base de la croûte : la viscosité effective en base de croûte doit être 10^4 fois plus faible que la viscosité initiale afin d'observer cette évolution. Malheureusement, dans le modèle DLR, la partie du programme traitant des lois rhéologiques est difficilement modifiable, et je n'ai pas pu calculer les viscosités effectives du modèle pendant les essais. En supposant toutefois que les contraintes sont constantes dans le modèle, on peut toutefois calculer le rapport entre les viscosités pour deux températures différentes : d'après la loi de Dorn, le rapport entre les viscosités est égal à l'exponentielle du rapport entre les températures. Pour des températures de 200 et 800, on obtient un rapport de 55 entre les viscosités, ce qui est très loin des 10^4 requis. Pour avoir de tels écarts de viscosité, il faudrait prendre en compte la fusion partielle de la croûte, qui se produit autour de 700, et qui diminue drastiquement la viscosité, même pour de faibles taux de fusion partielle.

Une autre manière de former un plateau a été utilisée par [Braun et Pauselli, subm]. Ces auteurs montrent que la présence d'une hétérogénéité initiale (zone de faible viscosité) à l'intérieur de la croûte peut conduire à la formation d'un plateau, dont l'extension sera alors directement liée à la taille de cette hétérogénéité. Cette condition initiale, qui a également été utilisée pour expliquer les structures pyrénéennes [Beaumont *et al.*, 2000], me semble cependant trop précise pour pouvoir être invoquée pour l'ensemble des plateaux observés (même si localement, elle peut être à l'origine de certains). De plus, d'autres auteurs [Vanderhaeghe *et al.*, subm; Willett et Pope, accepted] parviennent à créer un plateau sans introduire d'hétérogénéité.

En conclusion, il me semble que pour créer un plateau dans un délai raisonnable, il faut imposer une vitesse de convergence importante, afin d'accrétier un volume de croûte important. Dans ce cas, l'épaisseur limite de la croûte est élevée car la croûte est froide. En fonction de cette nouvelle épaisseur limite et de la nouvelle vitesse de convergence, il peut être nécessaire d'avoir un flux de chaleur important en base de croûte afin de former le plateau dans un délai raisonnable.

Chapitre 14

Géométrie et flux de matière dans un modèle à croûte épaissie

14.1 Introduction

A première vue, l'Himalaya peut être considéré comme un orogène relativement cylindrique [Bendick et Bilham, 2001], dont les caractéristiques ne varient pas latéralement, à l'exclusion des syntaxes, où des phénomènes plus complexes peuvent se produire. Le chapitre 11 a cependant mis en évidence des variations latérales dans l'histoire d'exhumation et la morphologie de la chaîne, ainsi que des variations climatiques, qui sont peut-être présentes depuis plusieurs millions d'années.

Le but de ce chapitre est d'étudier l'influence des variations climatiques sur les déformations, l'exhumation et la morphologie de l'Himalaya.

14.1.1 Modèle de départ

Dans le modèle de départ, on suppose que le Tibet est déjà formé, et que la croûte est donc déjà épaissie sur une partie du modèle, comme le montrent des études sismiques [Kosarev *et al.*, 1998; Owens et Zandt, 1997] ou gravimétriques [Chen et Ozalaybey, 1998]. Le modèle initial est donc constitué d'une couche de croûte de rhéologie constante et d'épaisseur variable (Figure 14.1). Par la suite, on nommera la partie de croûte fine l'Inde, la partie de croûte épaisse le Tibet et la partie intermédiaire la transition.

Afin de représenter la traction du manteau lithosphérique, les vitesses sur les flancs du modèle et à sa base sont imposées. On impose de plus une discontinuité de vitesse à la base (vitesse convergente côté Indien et vitesse nulle côté Tibétain), censée représenter le détachement du manteau lithosphérique de la croûte. Par la suite, on nommera le

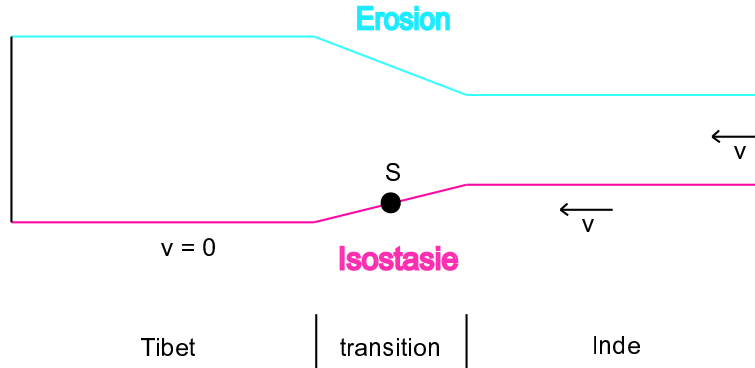


Fig. 14.1 – Géométrie initiale utilisée dans DLR

côté par lequel arrive la matière le côté 'pro' et l'autre côté le côté 'retro'.

Dans ce modèle, j'ai choisi (voir chapitre précédent) de partir d'un Tibet déjà formé, dans un état de contraintes lithostatiques, et avec un géotherme non perturbé. En toute rigueur, ces caractéristiques ne sont pas correctes, car lors de la formation du Tibet, il y a eu des déplacements de matière, qui ont créé des contraintes et des modifications de l'état thermique de la croûte. Il faudrait pouvoir connaître ces propriétés pour pouvoir avoir un état initial le plus représentatif possible. Ceci est malheureusement impossible dans l'état actuel du modèle numérique. Il est cependant possible que l'influence des conditions initiales soit 'oubliée' assez vite en ce qui concerne l'état de contraintes. En ce qui concerne l'état thermique de la croûte toutefois, les changements sont relativement lents, et l'état initial va avoir une grande influence sur les prédictions de température. Il faudra donc, au moment de l'interprétation, être très prudent en ce qui concerne les données thermiques.

14.1.2 Démarche

Dans un premier temps, je vais étudier l'influence de variations dans les paramètres géométriques (localisation de la singularité, largeur de la transition, épaisseur du Tibet) du modèle initial sur la morphologie et l'exhumation. J'étudierai ensuite l'influence de modifications dans les paramètres climatiques (intensité et localisation des précipitations, présence de sédimentation) sur ces mêmes paramètres. Je pourrai alors comparer les différentes modélisations réalisées aux données disponibles (présentées dans le chapitre 11), et dégager celles qui sont les plus proches de ce que l'on observe sur le terrain.

La répartition des précipitations dans les modélisations suivantes est fixée initiale-

ment et ne varie pas dans le temps. Spatialement, elle est nulle au dessus du plateau tibétain, constante au dessus de l'Inde, et varie linéairement entre ces deux valeurs limites sur une région intermédiaire (dont la localisation va varier dans les modélisations qui suivent). La proportion de matériel érodé qui sera effectivement sédimentée est variable, entre 0 (pas de sédimentation) et 1 (tout le matériel érodé est transporté). Des valeurs inférieures à 1 représentent des contextes dans lesquels la sédimentation se fait très loin de la région d'étude.

14.2 Influence de la géométrie du modèle

14.2.1 Localisation de la singularité

La singularité est supposée représenter l'endroit où le manteau lithosphérique se désolidarise de la partie crustale, et ne lui impose donc plus de condition cinématique à la base. Cette localisation a été située par [Kosarev *et al.*, 1998; Owens et Zandt, 1997] sous la suture de Banggong (environ 600 km au Nord du MCT). Toutefois, les interprétations de données sismiques sont souvent ardues. De plus, une histoire de déformation impliquant un détachement du slab et une remontée de la lithosphère mantellique, comme cela a été proposé par [Chemenda *et al.*, 2000] pourrait faire co-exister le manteau et la croûte dissociés cinématiquement.

Trois cas ont donc été réalisés avec différentes localisations de la singularité S (Figure 14.3). Géologiquement, il semble que l'hypothèse la plus probable est celle d'une singularité située en bas de la transition, du moins pour la partie occidentale de la chaîne. En ce qui concerne la partie orientale, il est possible que le point S soit situé au dessous de la partie épaissie du modèle (Figure 14.2).

Dans toutes les modélisations qui suivent, j'ai choisi des précipitations orographiques avec sédimentation.

- Dans le cas où S se trouve en haut de la transition (S_1), on observe un front topographique, avec une zone d'exhumation maximale située sur la partie peu élevée de ce front (Figure 14.4). Cette zone d'exhumation est peu localisée et la topographie est peu élevée.
- Dans le cas où S se trouve en bas de la transition (S_2), la zone d'exhumation maximale est de nouveau située au niveau du front topographique, mais elle est très localisée, et en amont par rapport au cas précédent (Figure 14.5). La topographie est ici beaucoup plus abrupte, avec la création d'un véritable front

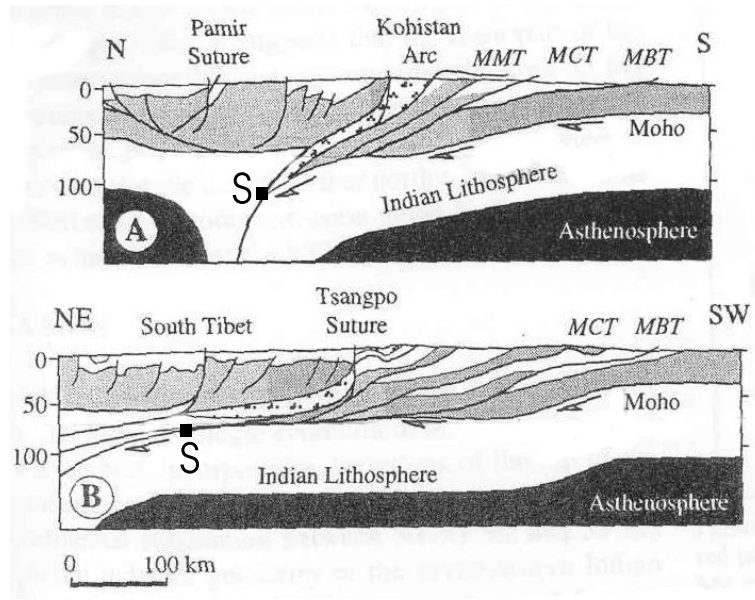


Fig. 14.2 – Coupes géologiques simplifiées dans la partie Ouest (A) et dans la partie centrale (B) de la chaîne, et leur interprétation en terme de géométrie initiale du modèle. D'après [Mattaueur, 1986]

topographique au niveau de la transition.

- Dans le cas où S se trouve sous le Tibet (S_3), le soulèvement et l'exhumation sont très diffus et peu localisés (Figure 14.6). Les régions Indienne et Tibétaine se soulèvent, et un bassin se crée au niveau de la transition.

Si l'on veut donc modéliser les conditions aux limites cinématiques par une singularité, il semble donc que le cas où S est à la base de la transition donne des résultats (topographie et localisation de l'érosion) les plus proches de ce que l'on observe en Himalaya. Dans la suite, j'utiliserai donc cette localisation du point S.

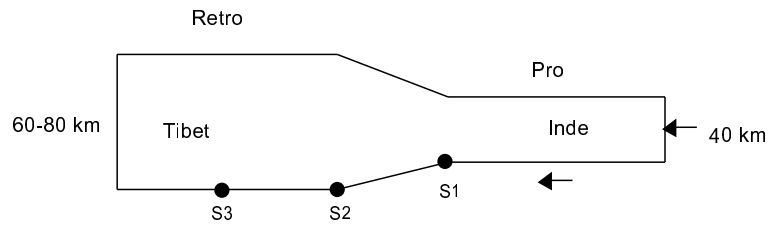


Fig. 14.3 – Géométrie générale du modèle et les différents lieux testés pour la singularité

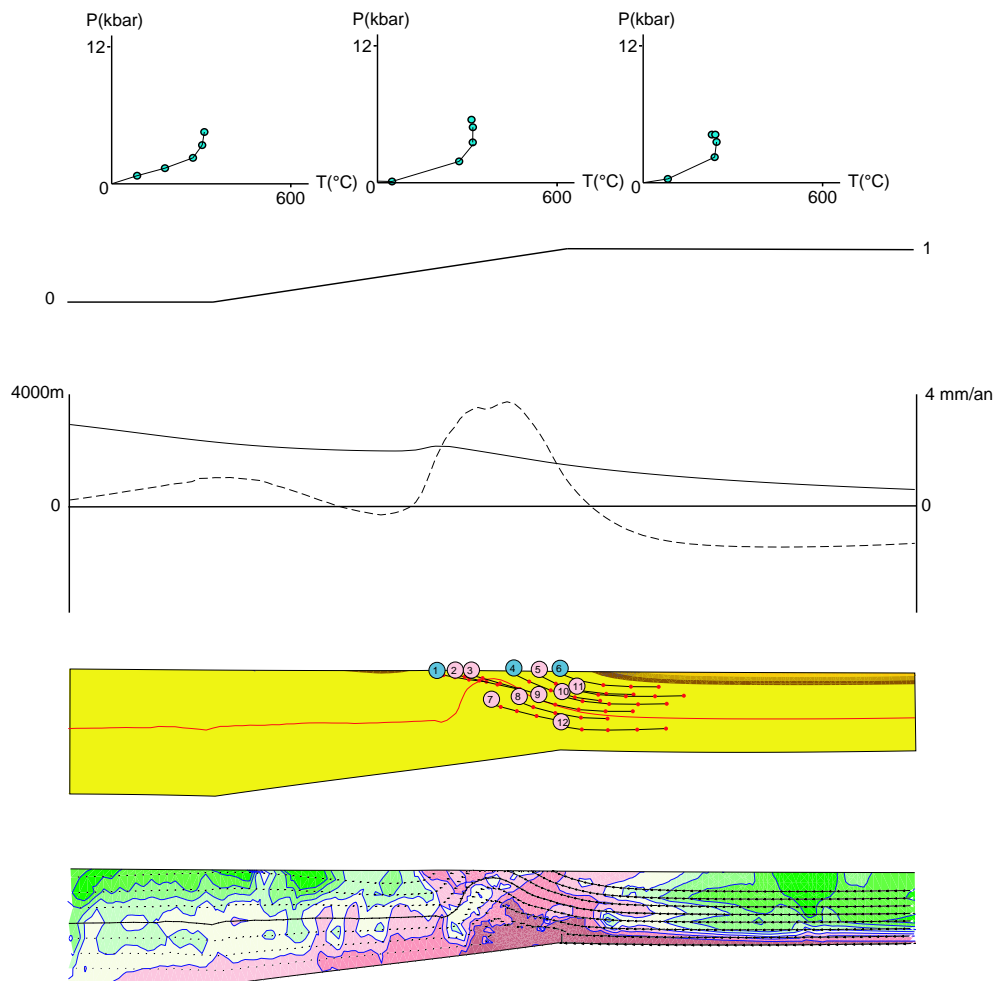


Fig. 14.4 – Topographie, érosion et trajets des points pour une singularité en S_1 . De bas en haut sont représentés : la déformation instantanée (vert : faible à rouge : importante), les trajectoires des points sélectionnés, la topographie (trait plein) et les taux d'érosion moyens (trait tireté) et les trajets PTt pour les 3 points sélectionnés

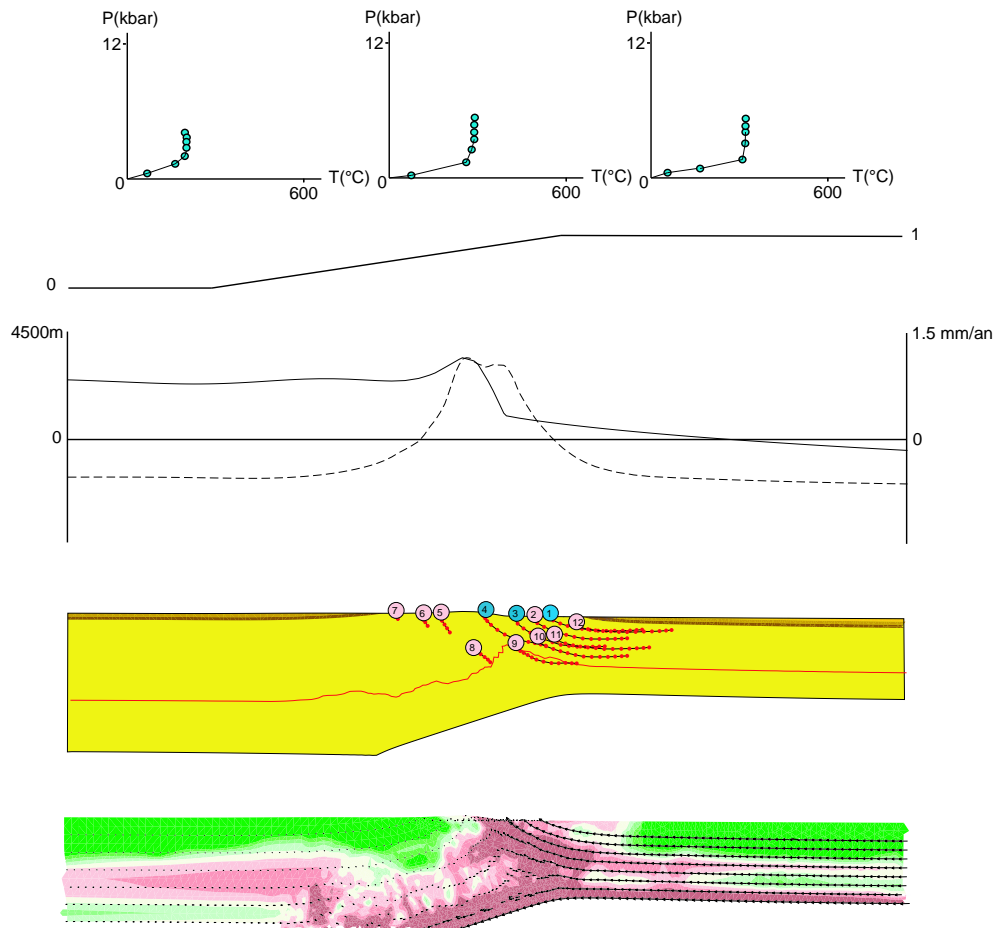


Fig. 14.5 – Topographie, érosion et trajets des points pour une singularité en S_2 . Voir Figure 14.4 pour la légende

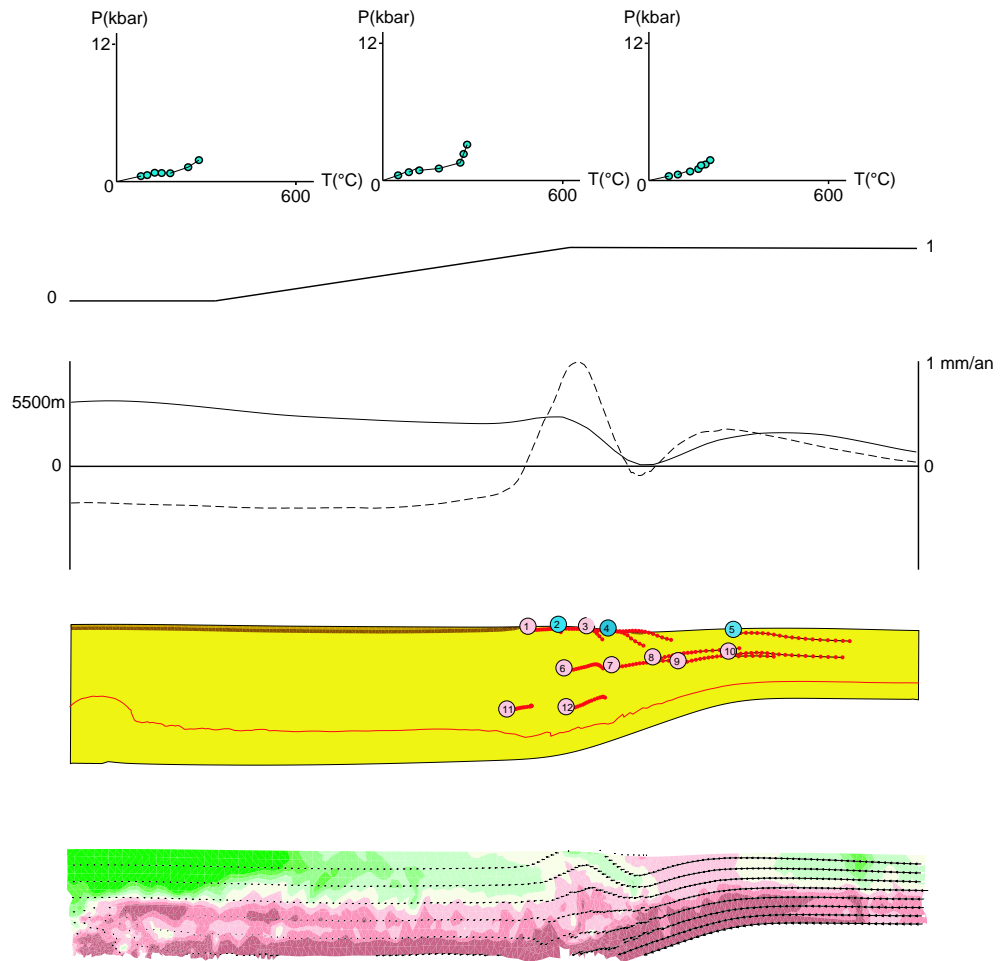


Fig. 14.6 – Topographie, érosion et trajets des points pour une singularité en S_3 . Voir Figure 14.4 pour la légende

14.2.2 Largeur de la transition

La largeur de la transition est assez mal contrainte par les données sismiques, qui sont peu précises pour des distances de quelques kilomètres ou dizaines de kilomètres. Dans l'article de [Owens et Zandt, 1997], la largeur de cette transition sur la coupe interprétative est de quelques dizaines de kilomètres (elle n'est pas contrainte par les données de cet article, qui ont été acquises plus au Nord, mais par des études de terrain). Chez [Chen et Ozalaybey, 1998] en revanche, l'anomalie de Bouguer permet d'estimer la largeur de cette transition à plusieurs centaines de kilomètres. Il est probable de plus, que, comme le montre la coupe interprétative de [Mattauer, 1986], cette largeur de transition ne soit pas constante latéralement. Ces variations de largeur de transition pourraient alors, comme le proposent [Guillot *et al.*, 1999], être à l'origine des variations latérales observées dans l'histoire d'exhumation.

Afin de tester la sensibilité du modèle à ce paramètre, deux essais ont été réalisés avec des largeurs de transition différentes : 100 km dans le premier cas, 200 km dans le second.

Dans les deux cas, la topographie montre bien un front topographique, avec un maximum d'érosion décalé par rapport au maximum d'altitude. Toutefois, dans le cas où la largeur de transition est faible, les résultats du modèle montrent que la zone d'exhumation et d'érosion est très localisée, au niveau de cette transition (Figure 14.7). En revanche, lorsque la largeur de la transition augmente, on observe que cette zone d'érosion et d'exhumation est beaucoup plus étalée.

La largeur de cette zone de transition, qui dépend entre autres du rayon de courbure de la lithosphère, et donc de sa rigidité, semble donc avoir une influence sur la localisation de l'érosion et des zones métamorphiques.

Dans la suite, j'utiliserai une zone de transition étroite.

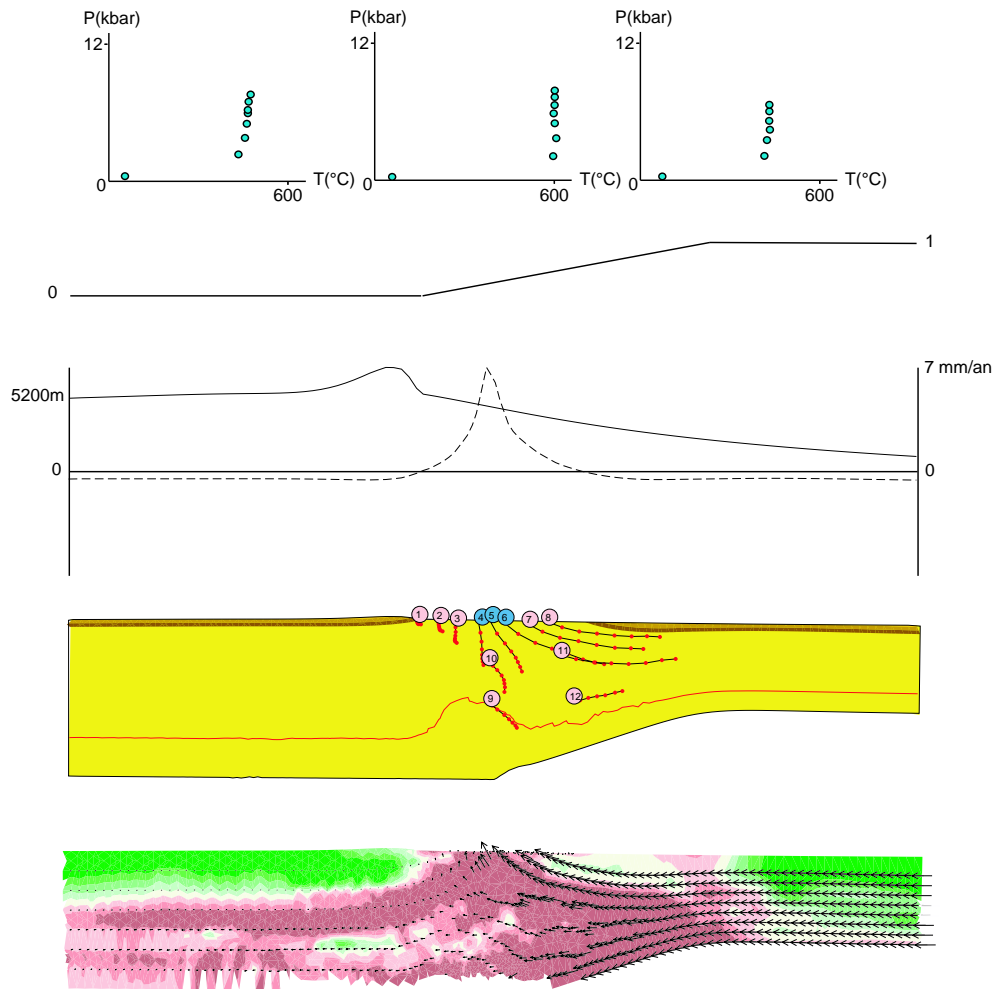


Fig. 14.7 – Topographie, érosion et trajets des points pour une largeur de transition faible. Voir Figure 14.4 pour la légende

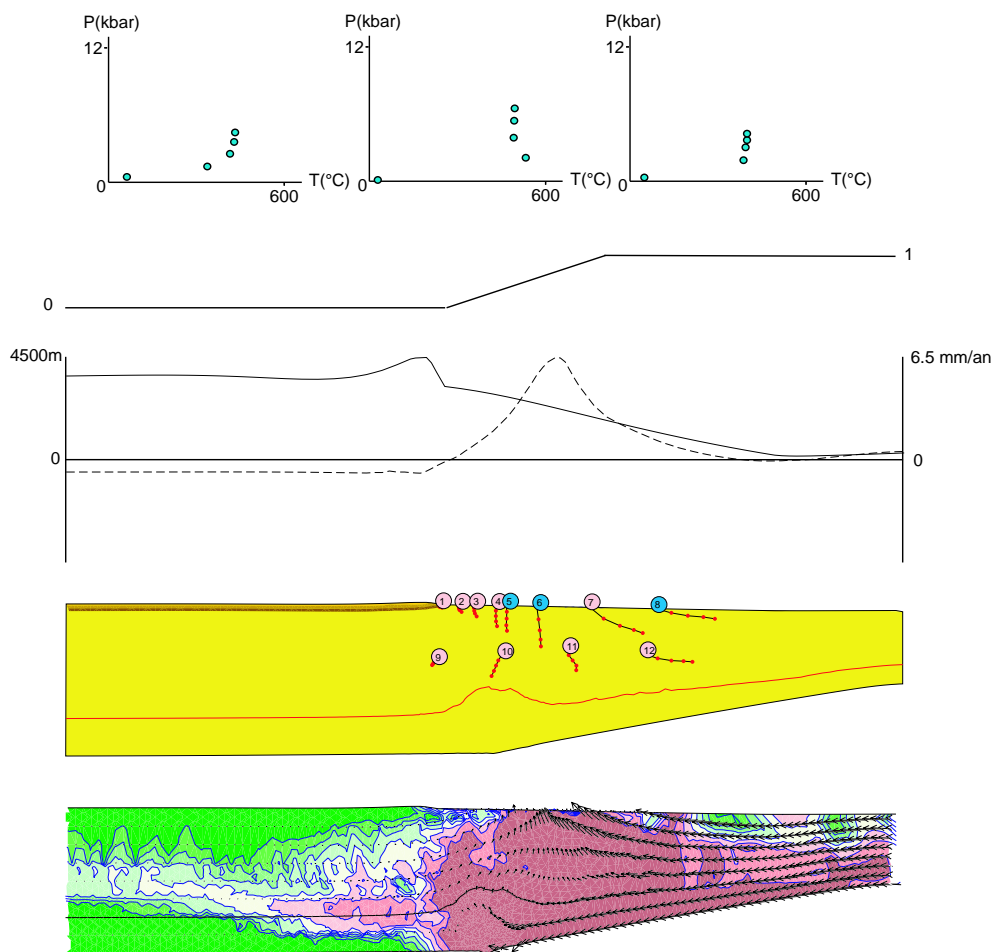


Fig. 14.8 – Topographie, érosion et trajets des points pour une largeur de transition élevée. Voir Figure 14.4 pour la légende

14.2.3 Epaisseur du Tibet

L'épaisseur de la croûte au niveau du Tibet a été déterminée par des études gravimétriques, sismiques ou topographiques, mais les résultats dépendent de la valeur que l'on donne à certains paramètres (densités des différentes zones, vitesse des ondes sismiques) et sont donc peu contraints. D'autre part, des études différentes ne conduisent pas forcément à des épaisseurs identiques : environ 70 km pour [Owens et Zandt, 1997], 60 km pour [Chen et Ozalaybey, 1998], 80 km pour [Kosarev *et al.*, 1998].

J'ai donc réalisé deux modèles avec des épaisseurs de Tibet de 60 km et 80 km (pour une épaisseur de la croûte Indienne de 40 km) afin de tester l'influence de ce paramètre. On observe dans les deux cas la formation d'un front topographique, en aval duquel l'érosion est maximale (Figures 14.9 et 14.10). Toutefois, dans le cas où le Tibet est peu épais, on observe la création d'un bassin du côté Indien. De plus, lorsque le Tibet est plus épais, on observe un début d'extrusion de roches situées sous le plateau Tibétain (exemple : le point 10 sur la Figure 14.10). La condition initiale des modélisations comportant déjà une croûte épaissie, il n'est pas possible de savoir si ces roches sont d'affinité Asiatique ou Indienne. Ces roches provenant de régions profondes et chaudes devraient être caractérisées par un métamorphisme plus fort que des roches venant du côté Indien.

Dans la suite des modélisations, j'utiliserai un Tibet épais.

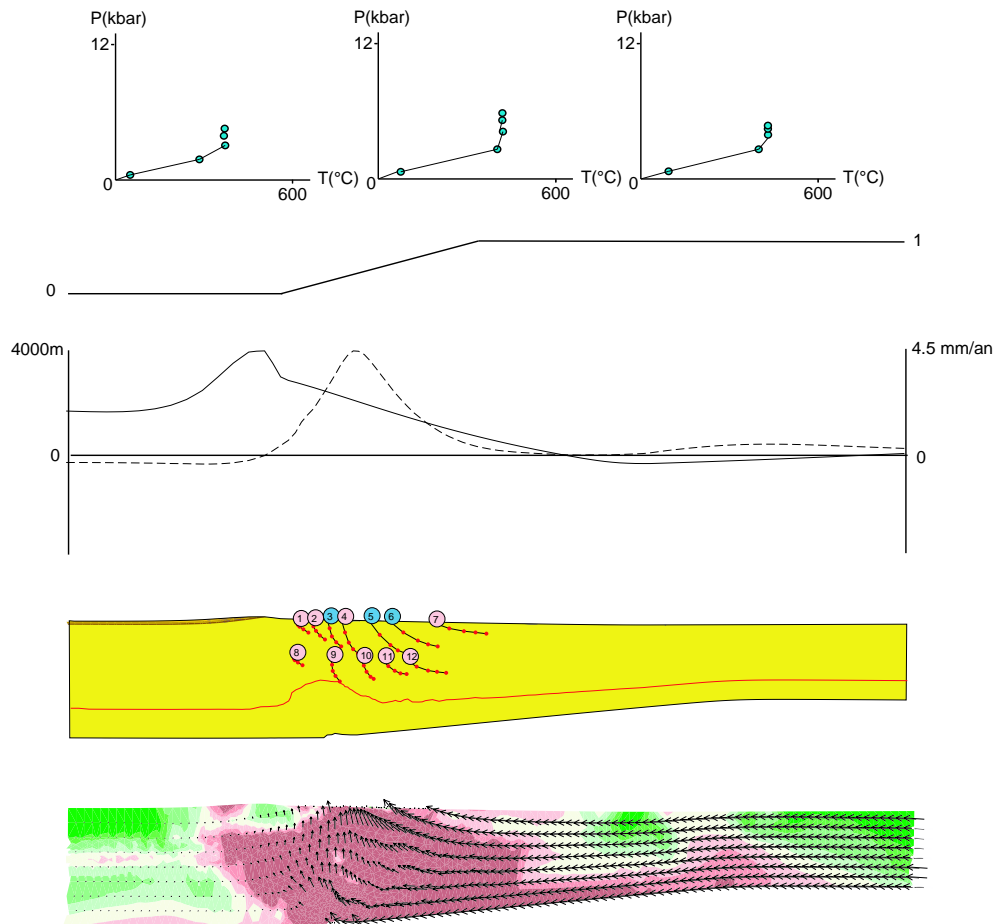


Fig. 14.9 – Topographie, érosion et trajets des points pour un Tibet peu épais. Voir Figure 14.4 pour la légende

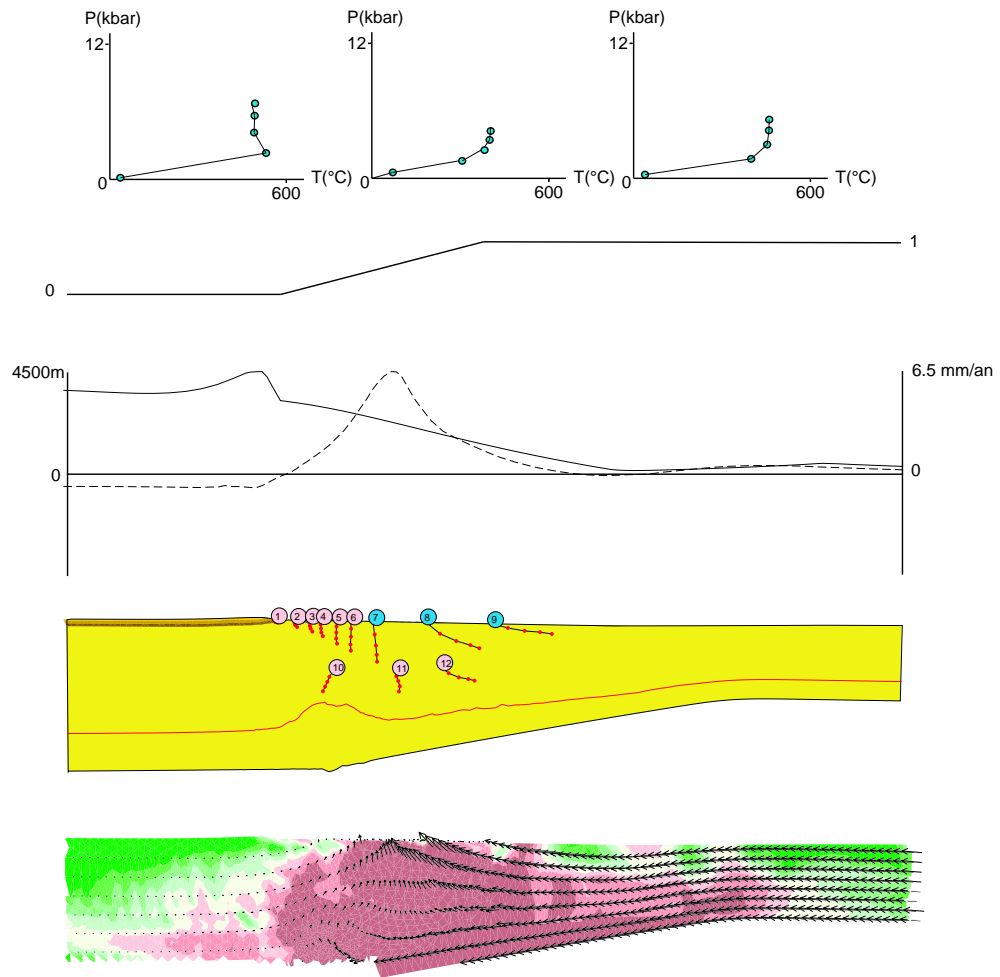


Fig. 14.10 – Topographie, érosion et trajets des points pour un Tibet épais. Voir Figure 14.4 pour la légende

14.3 Influence de l'érosion et de la sédimentation

14.3.1 Localisation de l'érosion

La majeure partie des précipitations Himalayennes se font en période de mousson. A cette période en effet, les masses d'air chargées d'eau remontent du Sud vers le Nord et du bas vers le haut de l'Himalaya. La plus grande partie des précipitations se dépose au bas de la chaîne; au dessus d'une certaine altitude, l'air est sec. On observe donc une diminution globale des précipitations du Sud vers le Nord (Figure 11.24). Toutefois ce schéma global peut subir des variations locales. En particulier, l'altitude limite au delà de laquelle les précipitations sont nulles est variable (voir Figure 11.24).

J'ai donc réalisé des modèles avec des localisations de précipitations variables : pluviométrie constante, et pluviométrie décroissante vers le Nord, avec une limite variable. Dans le cas où la pluviométrie est constante (Figure 14.11), on observe un retrait du flanc topographique vers le Tibet et une forte diminution de sa pente. De plus, le modèle prédit un bassin au niveau de la zone de convergence, le soulèvement de l'Inde, et des trajets PTT très chauds.

Dans des cas (plus réalistes) où les précipitations sont limitées à la partie Indienne du modèle, on observe que la localisation de l'érosion totale et donc de la région d'exhumation est fortement liée à la pénétration des précipitations vers le Nord. Plus les précipitations pénètrent vers le Nord et plus la zone d'exhumation maximale est elle aussi déplacée vers le Nord (Figures 14.12, 14.13 et 14.14). Pour le cas où les précipitations s'arrêtent au bas de la chaîne (Figure 14.13), l'exhumation de roches au niveau du front topographique est très faible, ce qui entraîne que les roches à l'affleurement à cet endroit proviennent de faibles profondeurs. Dans le cas où les précipitations pénètrent jusqu'au Tibet (Figure 14.14), le front topographique est "mangé" par l'érosion, et comme dans le cas de précipitations constantes, recule vers le Nord.

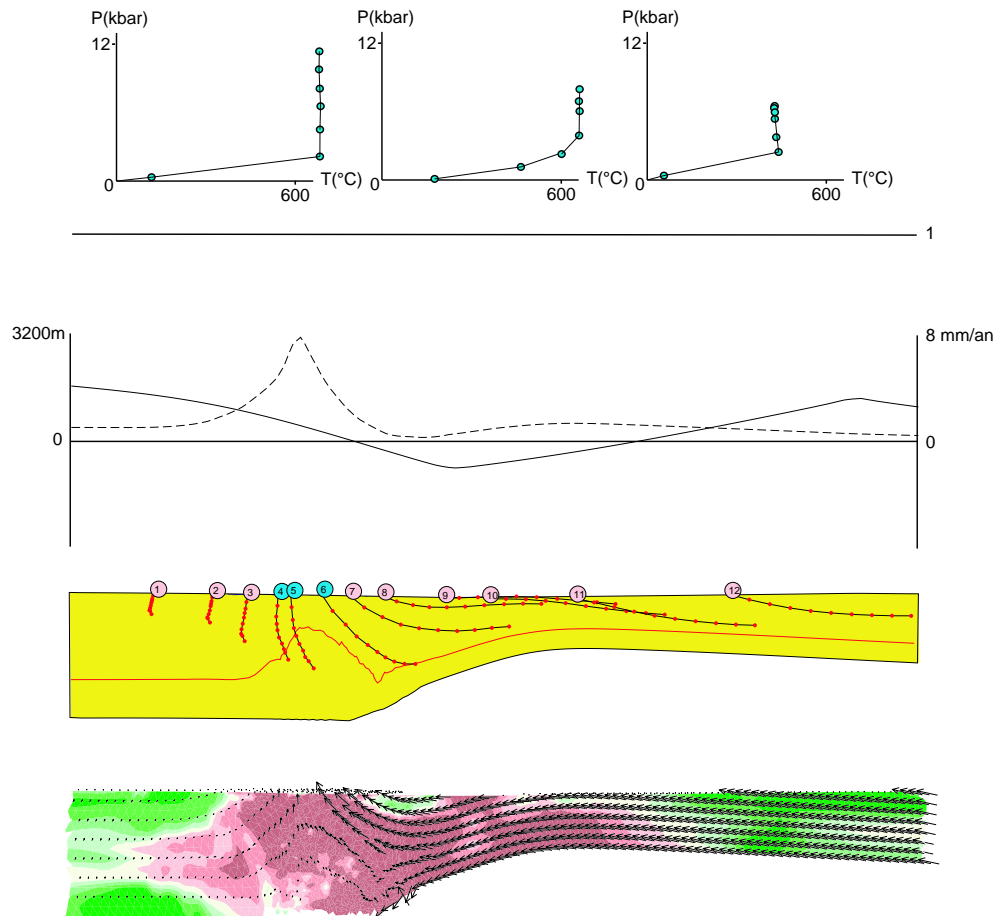


Fig. 14.11 – Topographie, érosion et trajets des points pour des précipitations constantes. Voir Figure 14.4 pour la légende

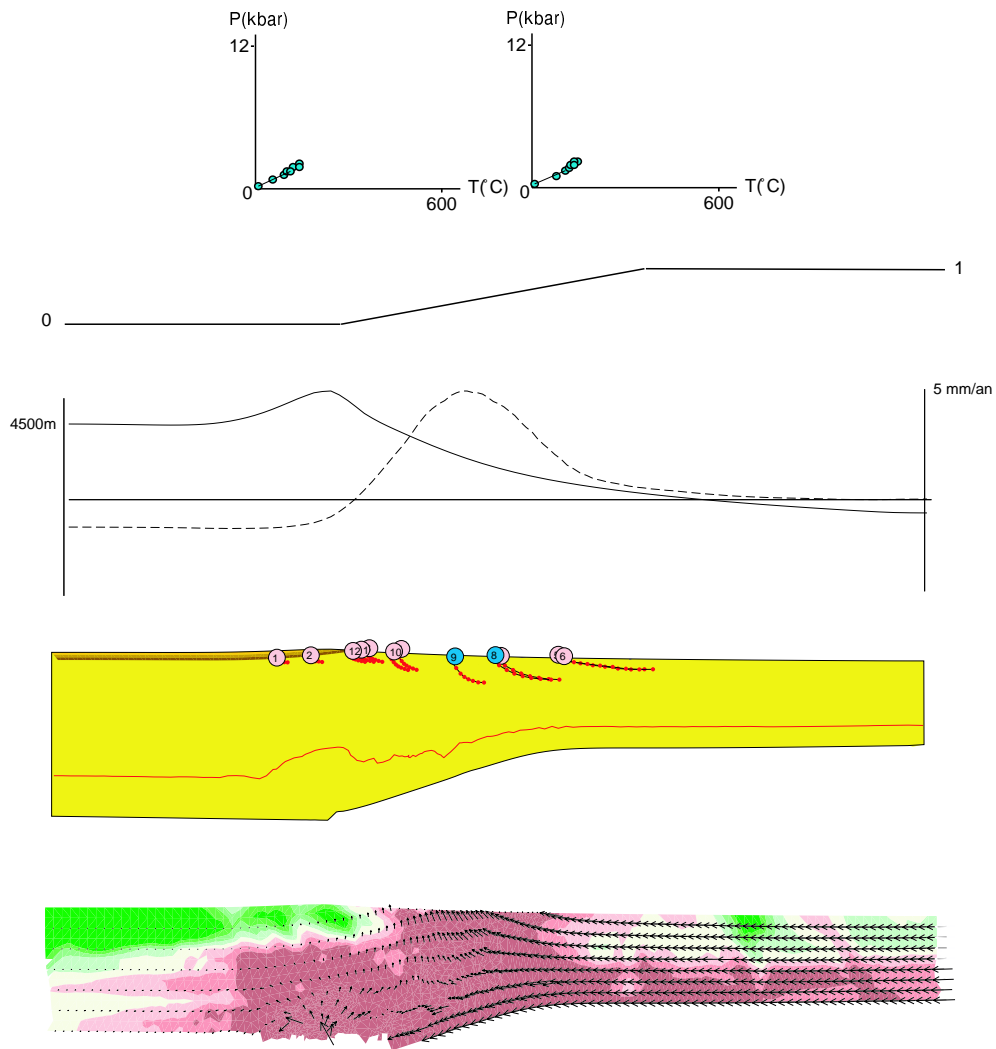


Fig. 14.12 – Topographie, érosion et trajets des points pour des précipitations dans la moitié Indienne. Voir Figure 14.4 pour la légende

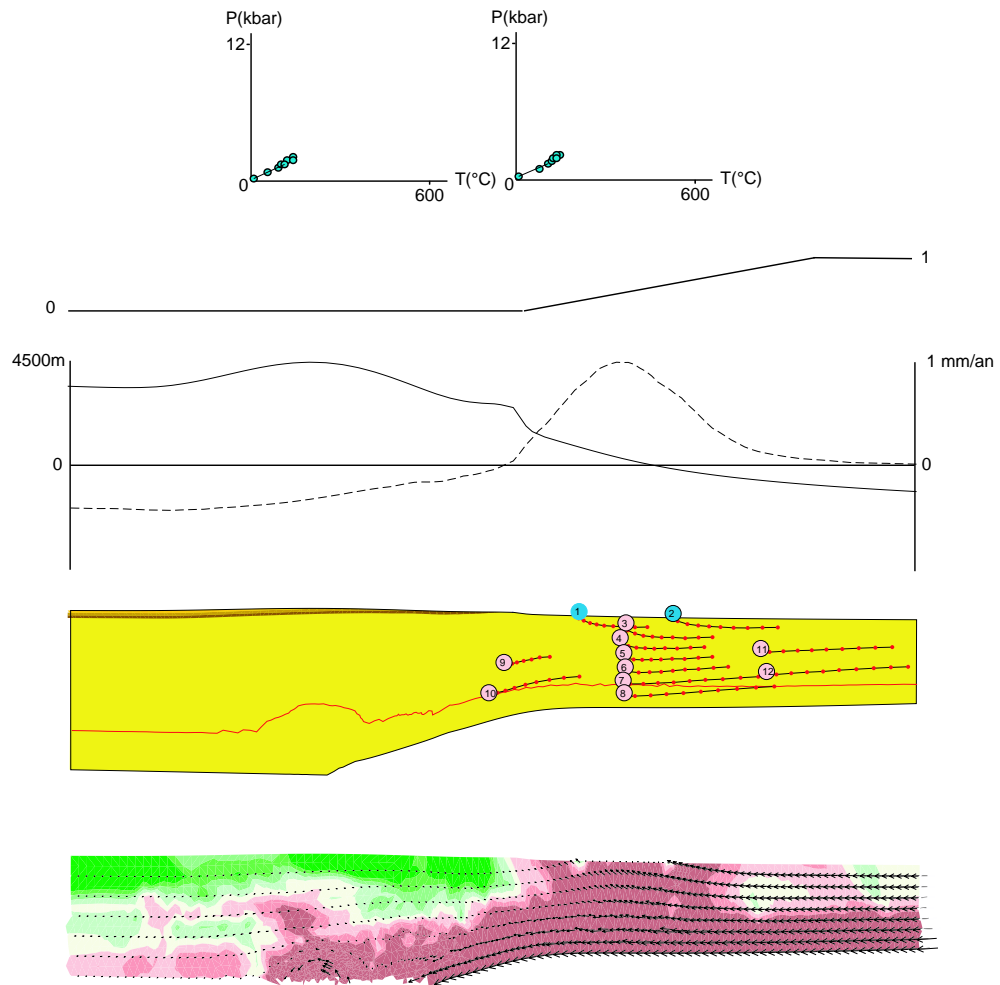


Fig. 14.13 – Topographie, érosion et trajets des points pour des précipitations dans une petite moitié Indienne. Voir Figure 14.4 pour la légende

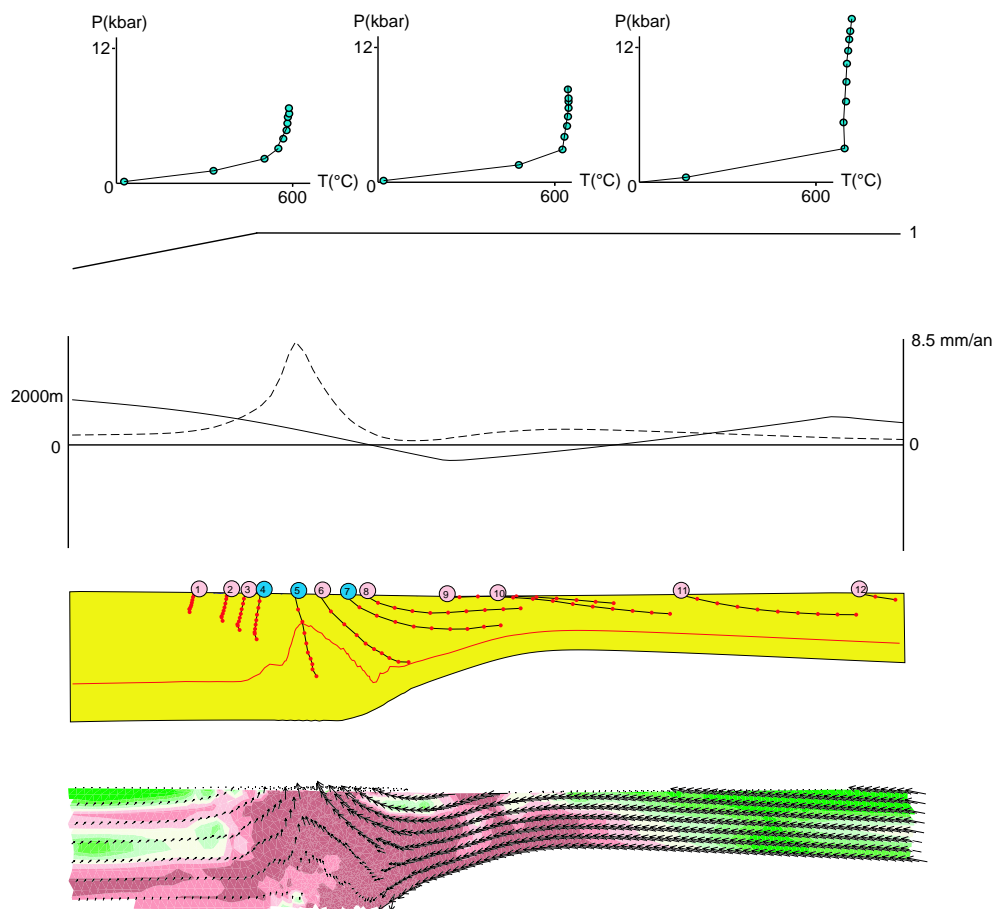


Fig. 14.14 – Topographie, érosion et trajets des points pour des précipitations dans une grande moitié Indienne. Voir Figure 14.4 pour la légende

14.3.2 Intensité de l'érosion

Les précipitations himalayennes montrent d'importantes variations latérales (Figures 11.24 et 11.25) : le régime de mousson bien installé dans la partie Est de la chaîne entraîne probablement des taux d'érosion plus importants dans cette partie de la chaîne que dans la partie occidentale, plus sèche ([Singh *et al.*, 1998], mais voir la discussion et la conclusion).

Afin d'étudier l'influence de ce facteur sur l'évolution de la chaîne, plusieurs modèles ont été réalisés avec des intensités d'érosion variables.

Deux cas sans sédimentation ont été réalisés, avec des précipitations variant du simple (Figure 14.15) au double (Figure 14.19).

On observe dans les deux cas que la zone d'exhumation maximale est située en aval du front topographique. Dans le cas où les précipitations sont importantes, le front topographique est beaucoup plus marqué, et les taux d'érosion sont plus importants, ce qui conduit à une exhumation plus rapide. Surtout, on observe que la déformation 'retro' se fait uniquement dans le contexte de fortes précipitations (Figure 14.19).

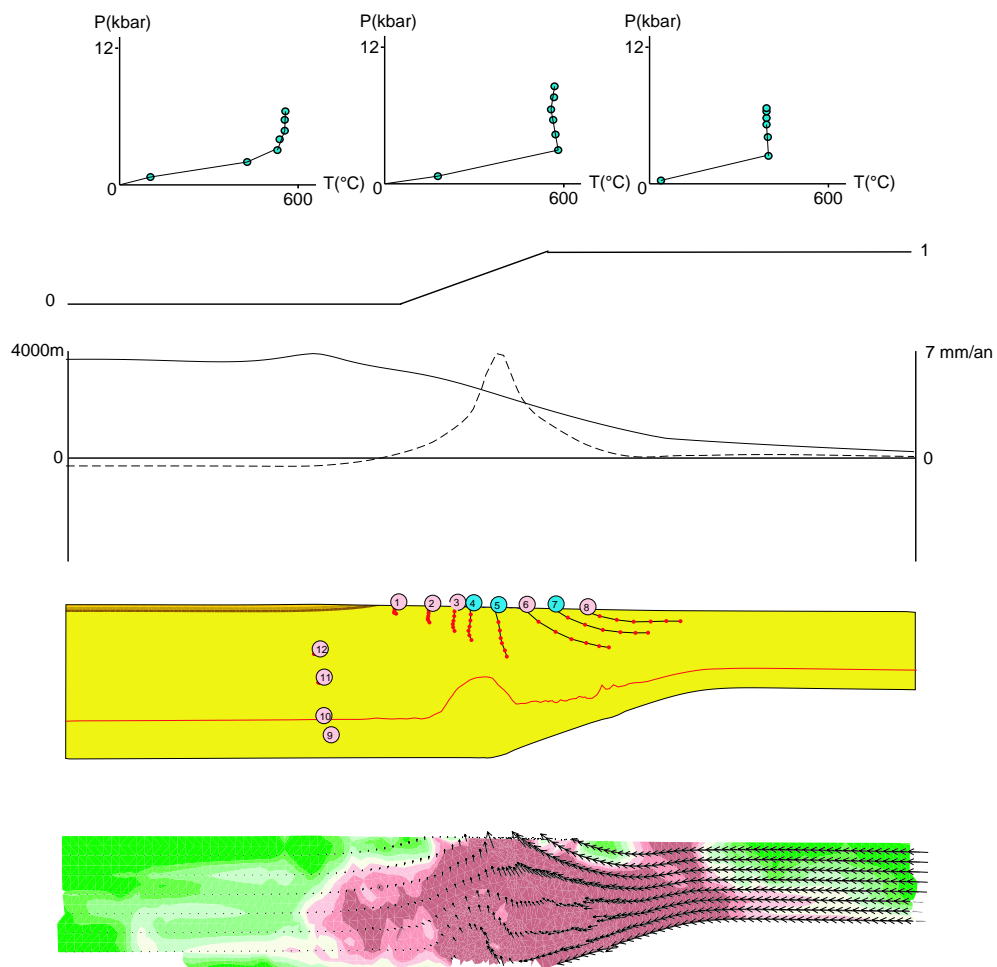


Fig. 14.15 – Topographie, érosion et trajets des points sans sédimentation et avec des précipitations simples. Voir Figure 14.4 pour la légende

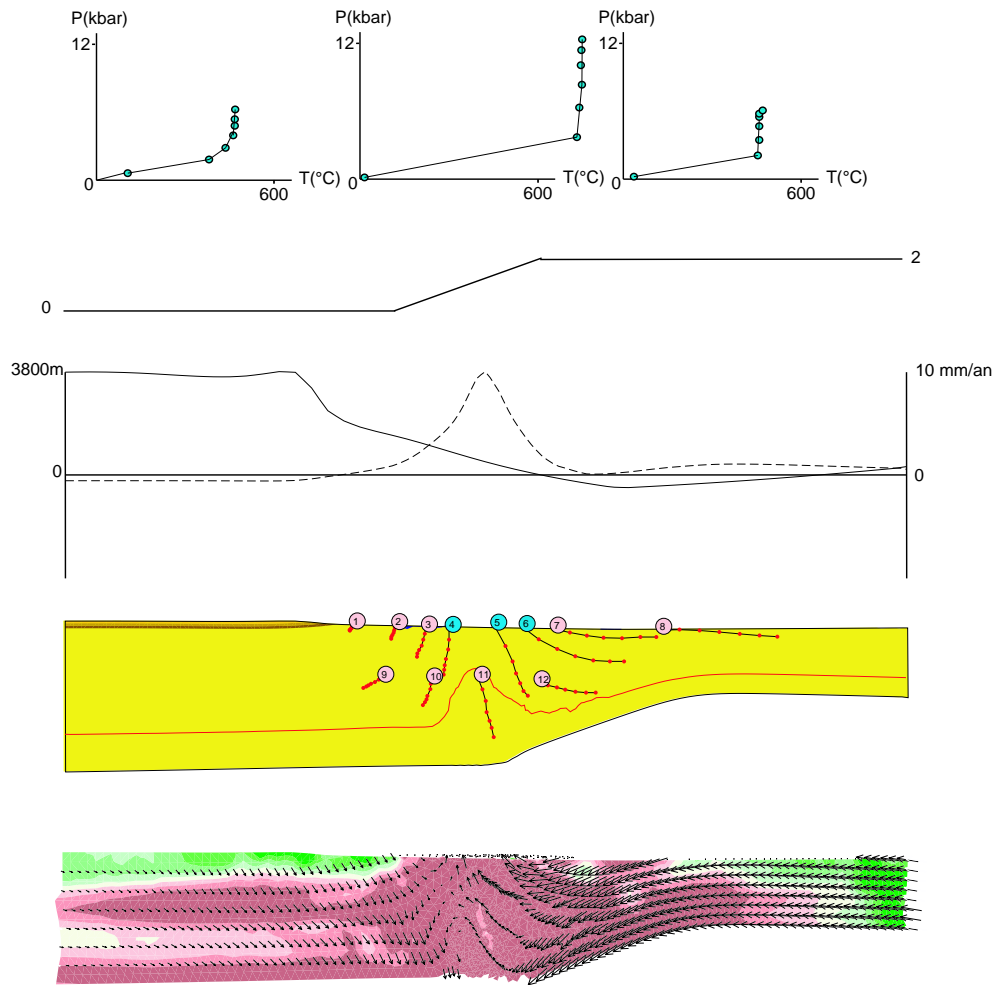


Fig. 14.16 – Topographie, érosion et trajets des points sans sédimentation et avec des précipitations doubles. Voir Figure 14.4 pour la légende

14.3.3 Présence de sédimentation

Les études réalisées sur le volume de sédiments déposés dans le cône du Bengale montrent qu'une grande partie de la matière érodée au niveau de la chaîne Himalayenne a été déposée loin de celle-ci [Métivier *et al.*, 1999; Einsele *et al.*, 1996]. Le bilan de matière effectué par [Einsele *et al.*, 1996] pour le système Himalayen global depuis 20 millions d'années indique que des $7,4 \cdot 10^6$ km³ érodés au niveau de l'Himalaya, du Karakoram, de la chaîne de Gangdese et du Sud-Tibet, environ $1,5 \cdot 10^6$ km³ ont été sédimentés dans la plaine du Gange, $5,6 \cdot 10^6$ km³ dans le Golfe du Bengale et $0,3 \cdot 10^6$ km³ dans le système de l'Indus. Seul le cinquième (le dixième si l'on utilise les données de [Métivier *et al.*, 1999]) des produits d'érosion de la chaîne sont donc déposés à son pied.

Or dans les modélisations réalisées avec sédimentation, on remarque que les dépôts se font au pied de la chaîne. Pour tenir compte du fait que la majorité des sédiments sont transportés très loin, j'ai donc réalisé des modélisations avec une sédimentation du cinquième des produits d'érosion (Figure 14.18), ainsi qu'avec une sédimentation nulle (Figure 14.19).

Les résultats du modèle sont très différents selon la présence ou l'absence de sédimentation : en présence de sédimentation, on observe (Figure 14.17) comme dans les cas précédents que l'exhumation se fait au front topographique, et que les roches exhumées viennent de la plaque Indienne (déformation 'pro'). En revanche, dans les cas où la sédimentation est faible (Figure 14.18) voire nulle (Figure 14.19), on observe sous le Tibet l'extrusion de roches profondes, qui sont ensuite exhumées au front. Le mouvement de matière dans la partie supérieure de la croûte se fait alors contre le sens de la subduction lithosphérique (déformation 'retro'), et il y a de l'extension dans la croûte tibétaine.

14.4 Discussion

14.4.1 Le mode de déformation dans le modèle

Le modèle a montré l'influence de paramètres géométriques et érosifs sur les flux de matière, le mode de déformation et la localisation de l'érosion.

De manière générale, on a pu remarquer que l'érosion se faisait principalement sur le front topographique du modèle, ce qui semble normal si l'on se rappelle que l'érosion est proportionnelle à la pente. Selon la localisation de la singularité à la base du modèle, la largeur de la transition et la localisation des précipitations, cette zone d'érosion est

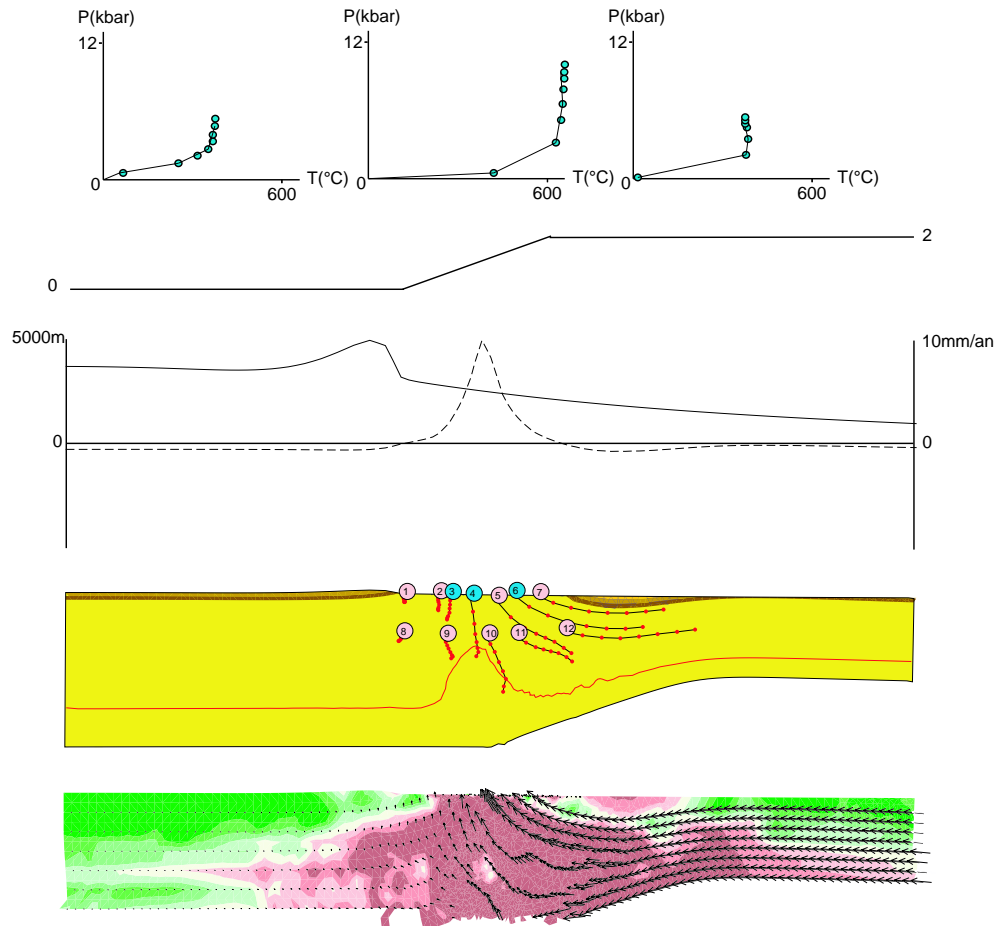


Fig. 14.17 – Topographie, érosion et trajets des points avec sédimentation et des précipitations doubles. Voir Figure 14.4 pour la légende

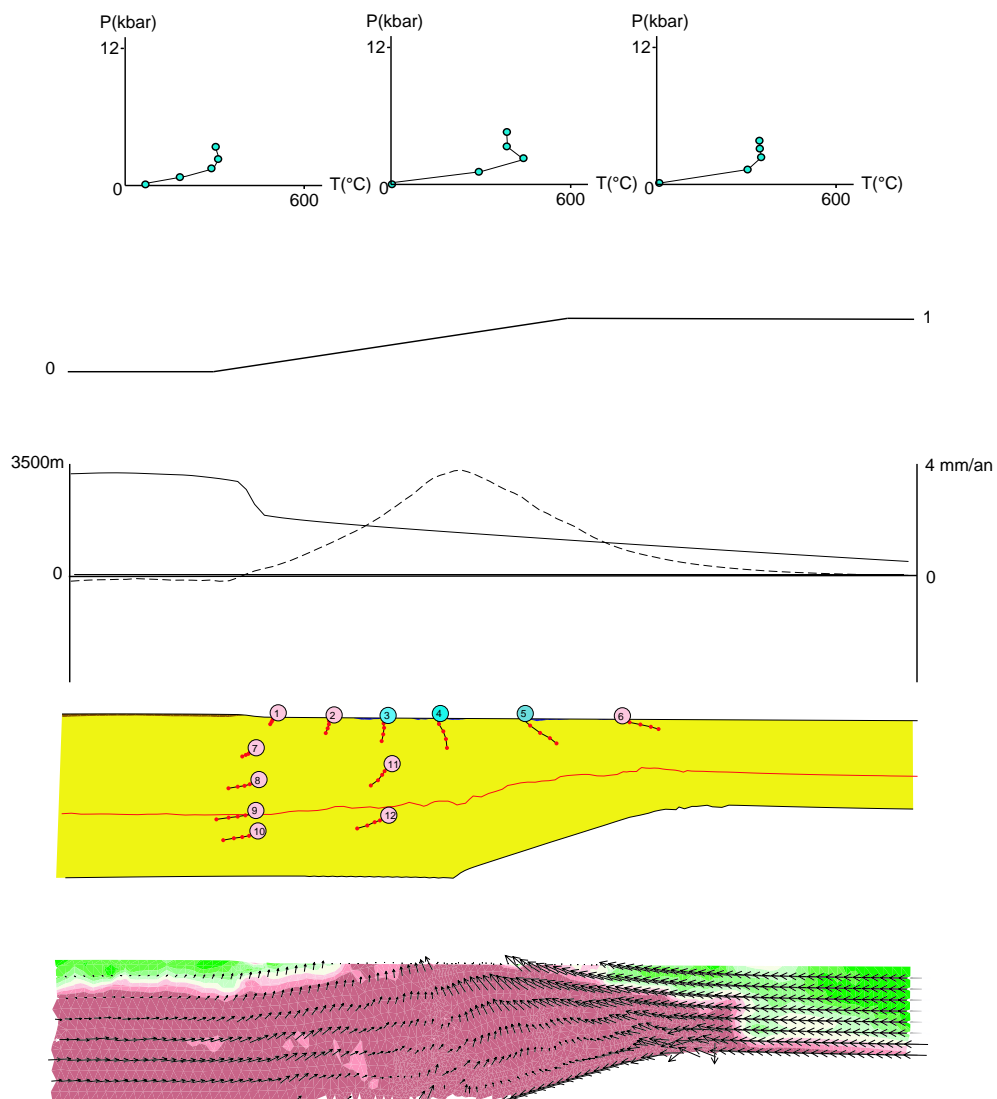


Fig. 14.18 – Topographie, érosion et trajets des points avec 20 pour cent de sédimentation et avec des précipitations doubles. Voir Figure 14.4 pour la légende

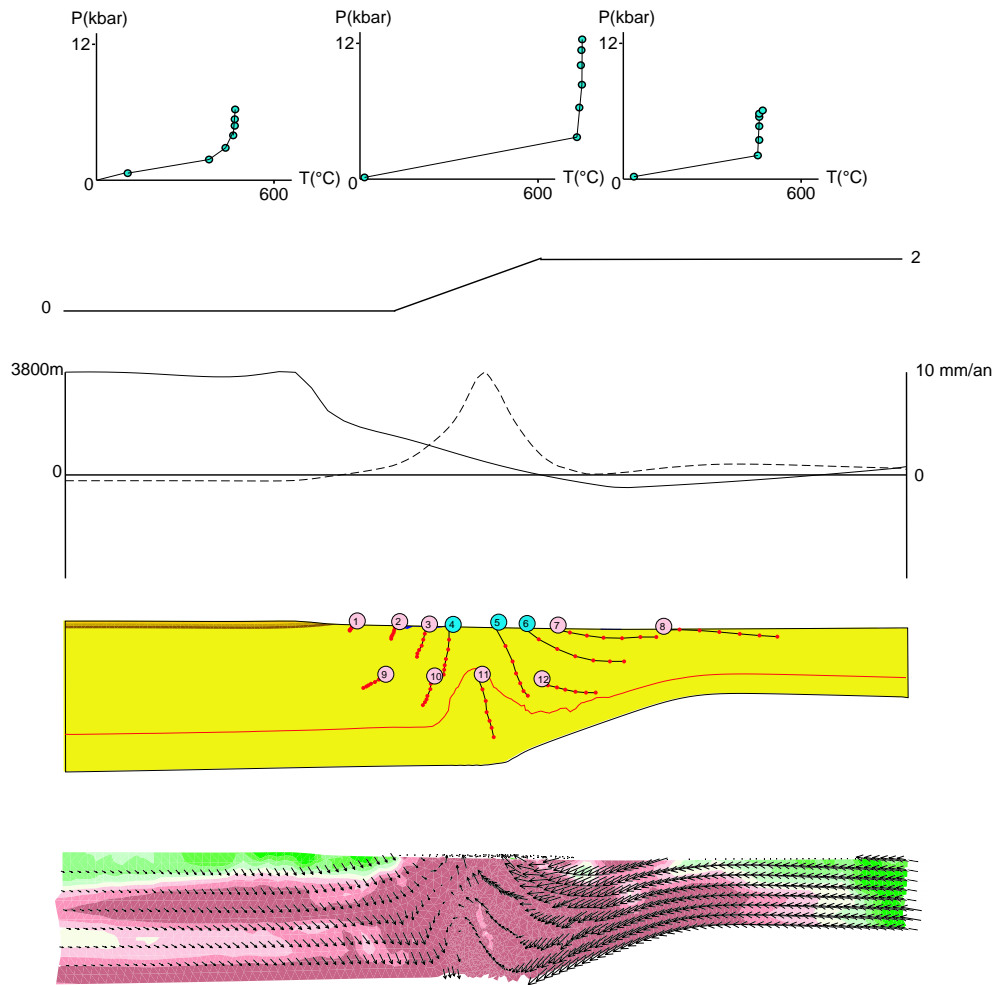


Fig. 14.19 – Topographie, érosion et trajets des points sans sédimentation et avec des précipitations doubles. Voir Figure 14.4 pour la légende

plus ou moins étroite. Dans les cas où les précipitations étaient localisées dans la partie Indienne, les hauts sommets himalayens ainsi que le front topographique sont très bien rendus par le modèle.

Deux modes de déformation très différents ont été mis en évidence : une déformation 'pro', dans laquelle on retrouve à l'affleurement des roches venant du côté Indien, et une déformation 'retro', dans laquelle des roches ayant subi un métamorphisme plus important, puisque venant du côté Tibétain, sont exhumées au niveau du front. La déformation 'retro' n'a été observée que dans les cas où l'intensité de l'érosion était importante, et où la sédimentation était nulle ou faible (cette dernière condition peut représenter le cas où la matière érodée est majoritairement déposée très loin de sa localisation initiale, dans le golfe du Bengale par exemple, et ne surcharge donc pas la plaque Indienne). Dans les autres cas (faible érosion et/ou sédimentation), c'est la déformation 'pro' qui avait lieu.

Les modèles de [Beaumont *et al.*, 2001] mettent aussi en évidence l'importance de cette déformation 'retro', puisque ces auteurs expliquent les observations réalisées en Himalaya par ce type de déformation. Dans leurs modèles, ces auteurs introduisent une dépendance de la viscosité en fonction de la température en deux parties : loi de Dorn pour des températures au-dessous de 700 et diminution linéaire de la viscosité au-dessus de cette température. Cette dernière condition simule l'effet de la fusion partielle de croûte, des données de sismique [Nelson *et al.*, 1996] ou de volcanisme indiquant la présence d'une zone de croûte partiellement fondue sous le Tibet. Cette condition favorise l'apparition d'un 'channel flow' permettant d'extruder des roches 'Tibétaines' (pouvant être d'affinité Indienne, mais ayant été enfouies sous le Tibet) au niveau du front Himalayen. Mes modélisations montrent que l'introduction d'une zone de faible viscosité n'est pas nécessaire pour observer les stades initiaux de la déformation 'retro'. Toutefois, des problèmes numériques et d'instabilités apparaissant systématiquement lorsque cette extrusion commence à se faire, cette zone à faible viscosité a peut-être une utilité (même si ce n'est que celle de stabiliser le système).

14.4.2 Le rôle de l'Energie Potentielle gravitationnelle (EPG)

Les modèles réalisés mettent en évidence le rôle de l'EPG (Figure 14.20). En effet, comme montré plus haut, les zones dans lesquelles cette EPG varie de façon importante sont peu stables mécaniquement, car les variations latérales d'EPG créent directement des contraintes. Ceci peut entraîner des déformations internes, comme par exemple l'écoulement de la croûte inférieure invoqué pour expliquer l'absence de relief du plateau

Tibétain [Clark et Royden, 2000]. L'érosion agissant comme un agent de redistribution des masses en surface, peut jouer un rôle dans la diminution de ce gradient d'EPG [Hodges *et al.*, 2001]. Or en Himalaya, on observe que le front Himalayen est à la fois une zone de fort gradient d'EPG (Figure 14.20), et une zone d'érosion intense (Figure 11.25). La conjugaison de ces deux facteurs tend donc effectivement à extruder le maximum de matière au niveau du front Himalayen.

Le gradient d'EPG influence le mode de déformation. On peut alors déterminer quels sont les paramètres permettant de créer de forts gradients d'EPG en surface et donc de favoriser le mode de déformation 'retro'. Pour augmenter le gradient d'EPG, il faut :

- Ne pas sédimenter (ou très peu). De cette manière, l'épaisseur de la plaque Indienne n'augmente pas.
- Augmenter l'épaisseur du Tibet.
- Diminuer la largeur de transition.

Si le mode de déformation 'retro' est bien dû à de forts gradients d'EPG, alors on comprend pourquoi ce mode de déformation ne se développe que lorsque la sédimentation est stoppée ou faible. Le fait que la vitesse d'érosion intervienne aussi dans ce changement de mode de déformation montre que les deux facteurs (forte érosion et sédimentation faible) sont nécessaires.

Les modélisations présentées plus haut mettent de plus en évidence le rôle joué par la largeur de transition et l'épaisseur du Tibet puisque on a vu qu'une faible largeur de transition ou un Tibet épais favoriseraient le mode de déformation 'retro'. Il est toutefois probable que ce soit en réalité le paramètre de forme adimensionnel (largeur de la transition / différence d'épaisseur crustale entre le Tibet et l'Inde) qui représente le critère de changement de mode de déformation.

14.4.3 Comparaison avec les données de terrain

14.4.3.1 Topographie et localisation de l'érosion

La topographie Himalayenne présente du Nord au Sud : un plateau, des hauts sommets, un front topographique et une plaine. Plusieurs études [Lavé et Avouac, 2000; Lavé, 1997; Finlayson *et al.*, 2002] ont montré que l'érosion maximale se fait au niveau du front topographique.

Les modèles reproduisant ces caractéristiques sont ceux dont :

- La singularité se situe au bas de la transition.
- Les précipitations sont situées dans la moitié Indienne et au niveau de la tran-

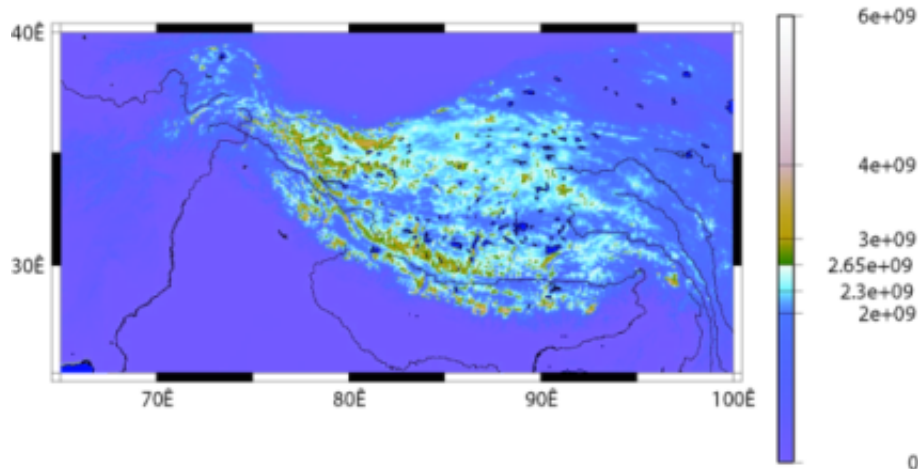


Fig. 14.20 – Energie potentielle gravitationnelle en Himalaya calculée à partir des données topographiques GTopo

sition. Ces caractéristiques correspondent fort bien à la localisation actuelle des précipitations dans la région (Figure 11.24), ce qui est encourageant.

14.4.3.2 Les chemins Pression - Température - Temps

Le modèle que j'ai utilisé permet de déterminer des chemins PTt pour des éléments de matière quelconques du modèle. Ces chemins peuvent être comparés aux chemins déterminés sur le terrain, ainsi qu'à des données thermochronologiques.

Il faut toutefois noter que le fait d'avoir choisi comme condition initiale le moment où le plateau Tibétain est déjà formé ne permet d'accéder qu'à l'histoire finale des roches. Les pressions et températures maximales données par le modèle ne sont donc que des limites inférieures, car des pressions et températures plus importantes peuvent avoir été atteintes lors du début de l'histoire.

Tout en gardant à l'esprit cette limitation, les modèles peuvent être considérés comme corrects si :

- Les pressions maximales diminuent du Sud vers le Nord, au moins dans une partie du front d'érosion. Les structures telles que le MCT par exemple ne peuvent pas être correctement rendues par ce modèle de milieu continu, et la résolution spatiale au niveau du front topographique est trop peu élevée pour espérer distinguer des variations de pression sur quelques kilomètres. Seuls les grands traits sont discernables.
- On trouve à l'affleurement des roches ayant enregistré des pressions de l'ordre de 9kbar, et des températures de l'ordre de 600.

- Les âges thermochronologiques sont plus faibles dans la région centrale du front (l'enregistrement de la température de fermeture pour l' $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ est de l'ordre de 4-5 millions d'années) et augmentent vers le Nord ou vers le Sud (jusqu'à 15-20 millions d'années).

L'ensemble des modélisations présentées remplit cette condition de pression maximale dans une partie du front et de pressions plus faibles plus au Nord ou plus au Sud. Ceci est dû au fait que le profil d'érosion possède un pic. Les roches présentes à l'affleurement au niveau de ce pic auront généralement été enfouies plus profondément que les autres, et auront donc enregistré des pressions plus importantes. Ce profil de pression maximale est directement dépendant de notre condition initiale. Il n'est donc pas possible de discriminer les modèles grâce à cette caractéristique.

De la même manière, le profil d'érosion possédant ce pic, les vitesses d'exhumation sont plus importantes à ce niveau. Les isothermes y sont donc déviées en raison du terme d'advection dans l'équation de la chaleur (ce que l'on observe effectivement dans les modélisations). Les âges de passage au dessus d'une isotherme donnée seront donc plus faibles au niveau de ce pic. Cette caractéristique est probablement peu dépendante de la condition initiale choisie. Toutefois, une comparaison quantitative permet d'écarter les modèles dont les roches exhumées au niveau du front sont trop chaudes.

Les pressions maximales obtenues dans les modèles raisonnables du point de vue topographique sont de l'ordre de 10 voire 12kbar, ce qui est largement suffisant si on les compare aux pressions enregistrées par les roches du Haut Himalaya.

Les températures maximales obtenues dans les modèles précédents sont de l'ordre de 650. Là encore, ces valeurs sont tout à fait raisonnables et en accord avec les observations de terrain.

14.4.3.3 Quel modèle pour quelle région Himalayenne à l'actuel ?

En conclusion, on peut retenir de ces modélisations deux modèles types, l'un décrivant ce qui se passe dans la partie Ouest et l'autre dans la partie orientale.

- Le modèle réalisé sans sédimentation et avec des précipitations faibles (Figure 14.15) possède des caractéristiques proches de celles du Bhutan. On observe en effet une topographie assez peu marquée et présentant un profil convexe au niveau du front. Cette modélisation est caractérisée par des précipitations faibles, ce qui peut à première vue paraître contradictoire avec les données pluviométriques (Figure 11.24).

- Plusieurs modèles (14.5, 14.10 et 14.12) peuvent se rapprocher du Népal central : ils comportent tous un flanc Sud bien marqué avec un profil topographique concave au niveau du front. Ces modèles sont caractérisés par de fortes précipitations situées dans la moitié Indienne du modèle. La présence ou non de sédimentation n'est pas discriminante (bien que, comme on l'a vu, le mode de déformation est fortement dépendant de ce paramètre).

A la lueur des modélisations réalisées dans cette partie, il semble donc que les conditions rendant le mieux compte des observations de terrain (principalement géomorphologiques) impliquent des précipitations (ou une érosion) plus importantes dans la partie occidentale de l'Himalaya que dans la partie orientale. Ces conditions semblent en désaccord complet avec les données climatiques, et ce point mérite donc d'être détaillé et éclairci.

14.4.4 Faiblesses du modèle

Deux problèmes majeurs sont apparus lors de mes modélisations :

- Un problème de stabilité. Dans tous les modèles ayant une déformation 'retro', l'extrusion de la croûte inférieure Tibétaine augmente rapidement (2 - 3 millions d'années), atteignant des vitesses de plusieurs dizaines de centimètres par an, soit supérieures à la vitesse de convergence entre les deux plaques. L'épaisseur de croûte extrudée est moins épaisse que l'épaisseur de croûte Indienne, mais suffisamment grande pour que le flux sortant du modèle au niveau du front Himalayen soit supérieur au flux entrant au niveau de la zone de collision. En conséquence, le Tibet se vide littéralement de sa croûte inférieure (Figure 14.21). Je pense que ce comportement est dû à un problème de rhéologie, sans avoir véritablement de données permettant d'étayer ce point de vue. L'introduction dans le modèle d'une composante permettant de rendre compte de la forte diminution de viscosité due à la fusion partielle de la croûte permettrait probablement de localiser la zone affectée par l'extrusion, comme on l'observe dans les modélisations de [Beaumont *et al.*, 2001].
- Un problème de topographie. Dans les modèles réalisés sans sédimentation, le Sud du front topographique est constitué d'un bassin très profond (environ 10 kilomètres) semblable à une fosse liée à une subduction (Figure 14.21). Ce bassin est probablement dû à la condition cinématique imposée à la base du modèle : la base de la croûte Indienne suit la base du modèle, ce qui entraîne le reste de la

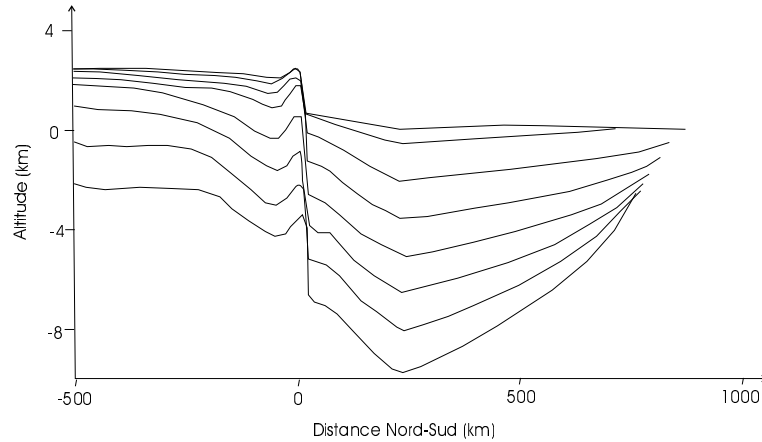


Fig. 14.21 – Evolution topographique du modèle présenté dans la Figure 14.19. La topographie initiale comprend bien un plateau, une haute chaîne, un front topographique et une plaine, mais le plateau se vide petit à petit et la plaine s'enfonce

croûte. Ce bassin n'apparaît que lorsque la sédimentation est nulle, car dans les autres cas, il est comblé par les produits d'érosion de la chaîne. Dans la réalité, le bassin du Gange existe et a une profondeur importante [Lyon-Caen et Molnar, 1985], donc la formation du bassin dans mes modélisations est réaliste. C'est donc uniquement la condition de sédimentation nulle qui pose problème, et n'est pas réaliste.

