

Modèles thermiques simples de la croûte terrestre : un regard sur les Alpes

Autor(en): **Jaboyedoff, Michel**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles**

Band (Jahr): **86 (1998-1999)**

Heft 4

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-281126>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Modèles thermiques simples de la croûte terrestre: un regard sur les Alpes

par Michel JABOYEDOFF¹

Abstract.—JABOYEDOFF M., 1999. Simple thermal modelling of Earth crust: a look at the Alps. *Bull. Soc. vaud. Sc. nat.* 86.4: 229-271.

When studying a regional metamorphic history, the order of magnitude must be known in order to achieve a realistic model of rock Pressure (depth) – Temperature –time evolution (P-T-t). In other words, the necessary time and depth for a rock to reach a given temperature must be calculated. The first part of this paper is dedicated to the simplest analytical solution of the heat conduction equations applied to geology. The order of magnitude of conductivity, diffusivity etc. are also presented. Simple models demonstrate the importance of the exhumation processes and radioactive heat production.

The exhumation rate of hot rocks involved in a collision chain like the Alps deeply affects the initial thermal state of a collision chain. 1D finite difference simulation is compatible with the P-T-t path of the Alps. Nevertheless, the heat flow density of the Alps is low compared to the one expected. This implies a convincing cooling of the chain by water circulation induced by high hydraulic head.

Keywords: thermal modelling, Alps, erosion, water circulation, cooling, exhumation.

Résumé.—JABOYEDOFF M., 1999. Modèles thermiques simples de la croûte terrestre: un regard sur les Alpes. *Bull. Soc. vaud. Sc. nat.* 86.4: 229-271.

Dans l'étude de l'histoire métamorphique d'une région, il est important d'être capable d'évaluer le temps et la profondeur nécessaires à une roche pour atteindre une température donnée. La première partie de ce travail est consacrée à une revue des solutions analytiques simples des équations de conduction de chaleur appliquées à des exemples géologiques ainsi qu'aux ordres de grandeur des paramètres tels que conductivités, diffusivités, etc. Ces modèles simples démontrent l'importance des processus d'exhumation et de la production de chaleur radioactive.

Le régime d'exhumation qui affecte une chaîne de collision comme les Alpes modifie profondément, par la remontée vers la surface de roches «chaudes», le régime thermique hérité d'une subduction, généralement assez froide. Une simulation 1D par la méthode des différences finies montre qu'un modèle simple rend assez fidèlement compte du chemin Pression (~profondeur) - Température - temps dans les Alpes.

¹Institut de Minéralogie, Université de Lausanne BFSH-2, 1015 Lausanne, Switzerland
Michel.Jaboyedoff@imp.unil.ch

Néanmoins il montre que les flux de chaleur dans les Alpes sont anormalement bas, impliquant un vraisemblable refroidissement de la chaîne par des circulations d'eau induites par les forts potentiels hydrauliques.

Mots clés: modèle thermique, Alpes, érosion, circulation d'eau, refroidissement, exhumation.

1. QUELQUES MODÈLES SIMPLES

1.1. Introduction

Lorsqu'on étudie des processus thermiques tels que le métamorphisme ou la géothermie, il est important de connaître les paramètres physiques qui concernent le comportement thermique de la croûte terrestre. Le but de cet article est de donner des ordres de grandeur à l'aide de modèles simples. Il s'agit d'un premier pas, un recueil de formules illustrées. Bon nombre des solutions des équations de conduction de chaleur discutées dans le cadre de cet article le sont aussi dans des traités, mais ne sont généralement pas proposées simultanément, ou existent sous des formes plus générales.

Le comportement thermique de la croûte terrestre, s'il est relativement bien compris à grande échelle, l'est moins lorsqu'on tente de décrire des situations particulières telle une chaîne de montagne. Cette imprécision provient essentiellement des conditions aux limites des modèles et des valeurs initiales des variables. D'autre part il est difficile de fixer précisément les paramètres utilisés dans les modèles. La description des mécanismes affectant le manteau est, par exemple, de nature purement spéculative. Même si les calculs pouvant être effectués ne sont que des ordres de grandeur, il est impératif d'avoir une connaissance du comportement thermique des constituants de la croûte terrestre lorsqu'on étudie le métamorphisme ou la géothermie, car elle permet une analyse intéressante des dysfonctionnements des modèles thermiques et géologiques, comme par exemple l'analyse des reconstructions géométriques d'orogènes.

Ce sujet a donné lieu à l'une des plus spectaculaires controverses entre physiciens et naturalistes concernant l'âge de la terre. Lord Kelvin, à l'époque connu sous le nom de W. Thomson, a estimé l'âge de la Terre en supposant que celle-ci était une boule qui refroidissait par rayonnement (voir plus loin). Lyell avec Darwin, contraints par une estimation des vitesses de sédimentation et par les lois de l'évolution, soutenaient que la Terre était beaucoup plus ancienne (GOHAUT 1987, HALLAM 1989, GARRELS et MACKENZIE 1971). La découverte de la radioactivité comme principale source de chaleur (~75%) leur donnera raison.

Les informations sur régime thermique actuel de la croûte terrestre sont données par les valeurs des flux géothermiques. On peut les obtenir à partir des données de sondage ou provenant des tunnels (BUSSLINGER et RYBACH, 1999a et b).

1.2. Quelques rappels physiques

Nous ne développerons pas les équations décrivant les transferts de chaleur, mais simplement nous en rappelons l'origine et en dégageons les principales applications. Les bases mathématiques ainsi que de nombreuses solutions peuvent être trouvées dans INCROPERA et DEWITT (1996) et CARSLAW et JAEGER (1959). Pour les applications en Sciences de la Terre, nous citerons PEACOCK (1989), TURCOTTE et SCHUBERT (1982) et FLOWER (1990). Les définitions des principales variables sont résumées dans le tableau 1.

Tableau 1.—Principales variables utilisées.

Symboles	Définitions	Unités
A	Production de chaleur par unité de volume	μWm^{-3}
A_S	A en surface	μWm^{-3}
c_p	Chaleur spécifique à pression constante	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
$dx dy dz$	Élément de volume	m^3
E	Chaleur transférée	J
\dot{E}	Chaleur transférée par unité de temps	$\text{W}=\text{J s}^{-1}$
G	Gradient géothermique	Km^{-1}
h_r	Profondeur pour laquelle $A(z)=A_S/e$	Wm^{-3}
k	Conductivité thermique	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
q	Flux de chaleur	Wm^{-2}
q_m	Flux de chaleur du manteau	Wm^{-2}
q_s	Flux de chaleur de surface	Wm^{-2}
t	Temps	s
T	Température	K ou °C
T_s	Température de surface	K ou °C
v	Vitesse	m s^{-1}
x,y,z	Coordonnées orthonormées	m
z	Coordonnée verticale	m
ΔT	Différence de température	K ou °C
α	Diffusivité thermique	m^2s^{-1} (mm^2s^{-1})
ρ	Masse volumique	kg m^{-3}
\dot{Q}	Chaleur produite par unité de temps et de volume	$\text{W}=\text{J s}^{-1}$
∇T	Gradient de température	Km^{-1}

a) L'équation de conduction de chaleur

La première équation qui décrit le transfert de chaleur dit que le flux de chaleur est proportionnel au gradient de température, autrement dit, plus la diffé-

rence de température est grande plus la quantité de chaleur transmise est élevée. A une dimension, l'équation différentielle qui régit la conduction de chaleur s'écrit:

$$q = -k \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

où q est le flux de chaleur, soit la quantité de chaleur passant par unité de temps au travers d'une unité de surface, k la conductivité thermique, T la température et x les coordonnées prises perpendiculairement à la variation de température (fig. 1a); q est une quantité vectorielle. Le transfert de chaleur ne s'opère que lorsqu'il existe une différence de température et que le flux de chaleur est perpendiculaire aux isothermes, ce qui correspond au gradient du champ de température (∇T). Par conséquent pour 3 dimensions l'équation (1) s'écrit:

$$\vec{q} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{e}_z \right) = -k \nabla T \quad (2)$$

où les \vec{e}_i sont les vecteurs unitaires du repère orthonormé.

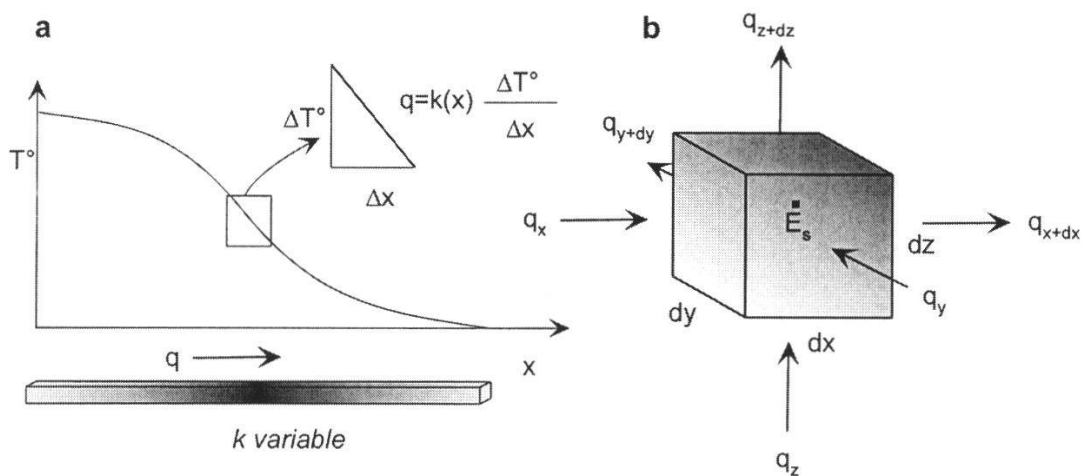


Figure 1.-a) Illustration schématique de l'équation de conduction de chaleur pour une conductivité thermique variable $k(x)$ le long de l'axe x .

b) Bilan énergétique d'un élément de volume ($dx \, dy \, dz$), les flux q entrant et sortant sont indiqués (d'après INCROPERA et DEWITT 1996).

Si un flux de chaleur existe perpendiculairement à un milieu composé de plusieurs couches de conductivité différente $k_1, k_2 \dots k_i \dots k_n$, à l'équilibre le flux est identique pour chaque couche, de sorte que si ΔT_i est la différence de température aux limites de la couche d'épaisseur L_i on a, au signe près:

$$\Delta T_i = \frac{qL_i}{k_i} \quad (3)$$

Si les conditions aux limites de l'empilement sont données par $\Delta T = T_2 - T_1$ alors on peut écrire :

$$\Delta T = q \sum \frac{L_i}{k_i} \quad (4)$$

Ce qui permet de définir la résistance thermique de conduction, analogue à celle de la loi d'Ohm, sachant que A est la section du volume traversé:

$$R = \sum \frac{L_i}{A \times k_i} \quad (5)$$

L'équation de conduction se réécrit :

$$q = \frac{\Delta T}{AR} \quad (6)$$

Ce qui signifie que pour un flux constant, plus la conduction est grande (R petit) plus ΔT est petit, ou plus l'épaisseur est grande plus ΔT augmente.

b) L'équation de diffusion de chaleur

L'équation de conduction de chaleur ne dit rien sur l'évolution du champ de température au cours du temps. Pour déduire l'équation différentielle qui décrit les états non stationnaires, considérons le bilan énergétique d'un petit élément de volume $dx dy dz$. Dans ce cube, de la chaleur entre (E_{in}), sort (E_{out}), est stockée (E_c) et est produite (E_s) en un temps donné (fig. 1b). Ces quantités ne sont pas nécessairement constantes au cours du temps, par conséquent la variation de la quantité de chaleur stockée par unité de temps peut s'écrire (INCROPERA et DEWITT 1996):

$$\dot{E}_c = \dot{E}_{in} - \dot{E}_{out} + \dot{E}_s \quad (7)$$

ou de façon explicite la chaleur stockée par unité de temps est donnée par:

$$\dot{E}_c = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz \quad (8)$$

où ρ est la masse volumique et c_p la chaleur spécifique à pression constante. La chaleur qui traverse l'élément de volume, selon la direction x , est donnée par la différence de flux qui existe sur les deux faces opposées du cube de la figure 1 multiplié par la surface $dy dz$ c'est-à-dire $\dot{E}_{in} - \dot{E}_{out} = \Delta q \times dy dz$. En appliquant l'équation de conduction dans la direction x , on obtient :

$$(q_x - q_{x+dx}) dy dz = -\frac{\partial q}{\partial x} dx dy dz = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-k \frac{\partial T}{\partial x} dy dz dx \right) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dy dz dx \quad (9)$$

Il en va de même pour les deux autres directions de l'espace. La source d'énergie calorifique peut s'écrire à l'aide de la production de chaleur par unité de volume et de temps \dot{Q}_s :

$$\dot{E}_s = \dot{Q}_s dx dy dz \quad (10)$$

La réunion de tous les termes donne l'équation différentielle de diffusion de chaleur:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{\dot{Q}_s}{\rho c_p} = \alpha \nabla^2 T + \frac{\dot{Q}_s}{\rho c_p} \quad (11)$$

où α est la diffusivité thermique, égale à $k/(\rho c_p)$ et ses unités sont une distance au carré divisée par le temps. Lorsque la production de chaleur est nulle et que α ne varie pas, cette équation indique que plus la variation du champ de température possède une forte courbure, plus les valeurs des températures vont changer rapidement. De telles anomalies peuvent être maintenues par une source de chaleur ou une variation de α .

c) Remarque

S'agissant d'équations différentielles linéaires, les solutions peuvent être additionnées si leurs conditions aux limites sont compatibles. Il faut noter que ces équations sont également applicables à la diffusion. La seconde (11), plus particulièrement, est l'expression du second principe de la thermodynamique.

1.3. Ordres de grandeurs

Les modèles thermiques sont tributaires des propriétés physiques des roches. Les valeurs de ces propriétés sont variables dans un même type de roche, et peuvent facilement passer du simple au double. La présence ou non de fluides, comme dans les grès par exemple (tableau 2), peut également faire varier les propriétés physiques des roches. La variabilité induite par la présence de fluides sur les propriétés thermiques des roches est du même ordre que la variabilité d'un type de roches. Nous ne quantifierons pas dans ce qui suit l'effet des fluides ainsi que leurs mouvements.

Tableau 2.—Effet des fluides sur la conductivité thermique des grès (d'après ROY *et al.* 1981).

Type de roche	Conductivité thermique k (Wm ⁻¹ K ⁻¹)			
	Porosité	Air	Eau	Huile
Matrice à faible conductivité thermique	4%	1.30	1.50	
	16%	0.93	1.30	
	24%	0.91	1.31	
Matrice à forte conductivité thermique	6%	4.11	4.79	4.30
	15%	2.31	3.81	1.65
	24%	1.75	3.81	1.89
	32%	1.49	3.04	2.04

a) Les conductivités thermiques

L'unité qui est généralement adoptée pour la conductivité thermique est le $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (tableau 3; fig. 2, 3 et 4). Pour les roches, cette grandeur a tendance à diminuer avec la température, elle diminue environ de moitié entre ~ 25 et 700°C . A température ambiante, la majorité des roches possède des valeurs de conductivité thermique allant de $0.8\text{--}6 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Il est intéressant de noter que pour les flux de chaleur de surface et les gradients normaux, la conductivité moyenne vaut environ $2 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (tableau 4).

Tableau 3.-Ordre de grandeur des conductivités thermiques des principaux types de roches (d'après BOWEN 1979, RYBACH 1981, ROY *et al.* 1981).

Type de roches	k [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
Granite	2-4
Gneiss	2-4
Gabbro-basalte	1.7-2.5
Péridotite-pyroxénite	4.2-5.8
Calcaire	1.7-3.3
Dolomie et sel	5
Grès	1.2-4.2
Shales (eau)	0.8-2.1
Tuffs	1.2-2.1
Sédiment marin profond	0.6-0.8
Eau	0.6

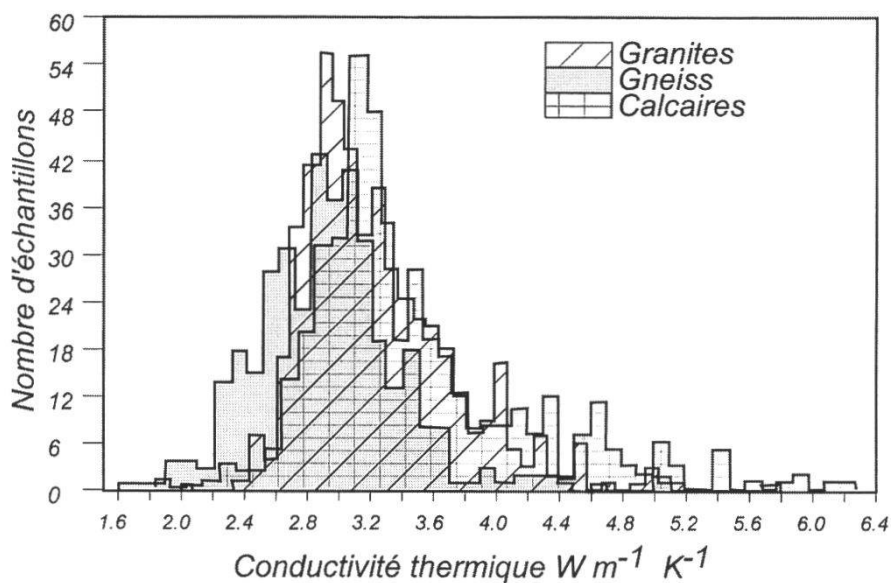


Figure 2.—Histogramme montrant la variabilité de la conductivité thermique pour 3 types de roches à la température ambiante (d'après ROY *et al.* 1981).

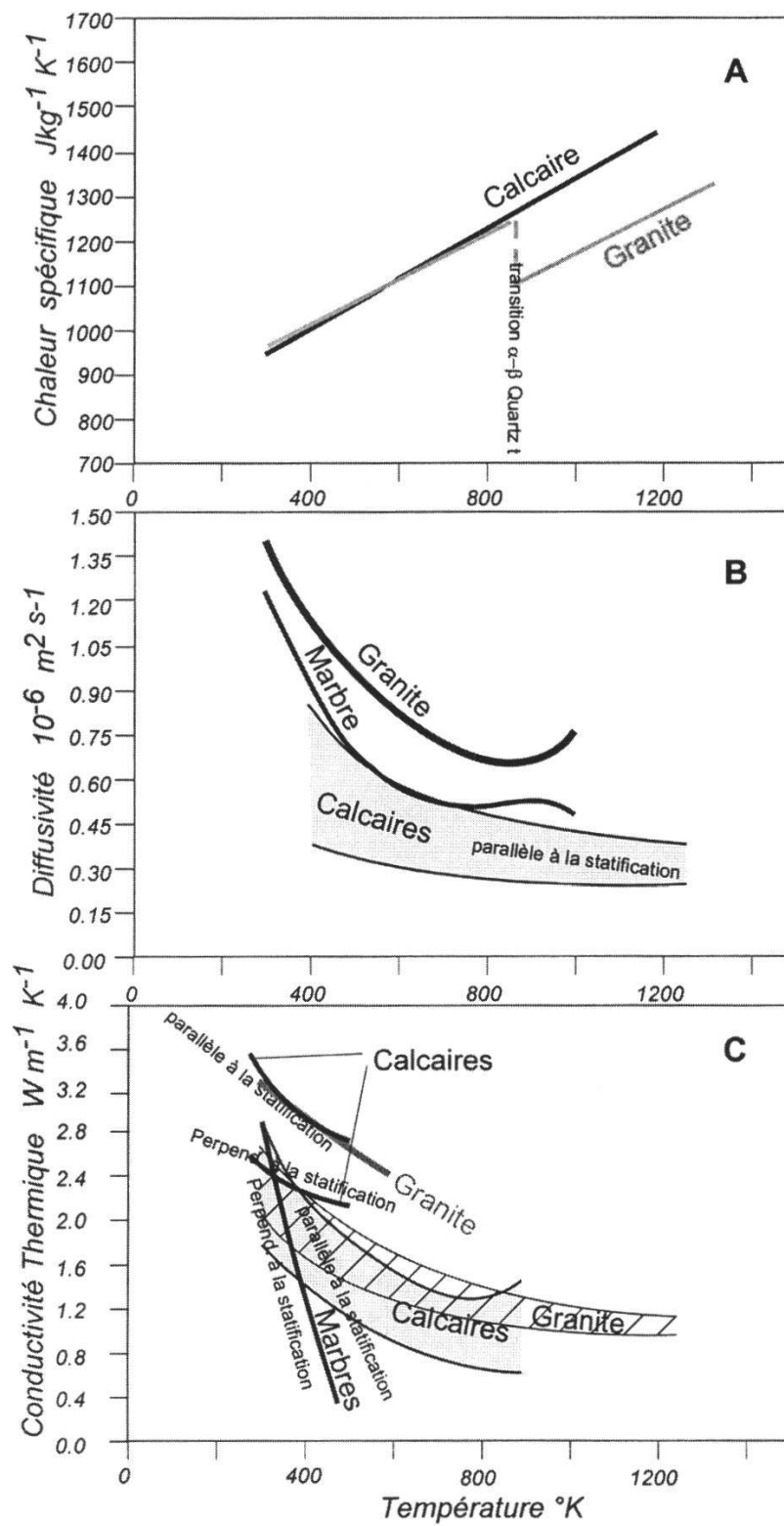


Figure 3.—Evolution avec la température en $^{\circ}K$ de la chaleur spécifique (A), de la diffusivité (B) et de la conductivité (C) (d'après ROY *et al.* 1981)

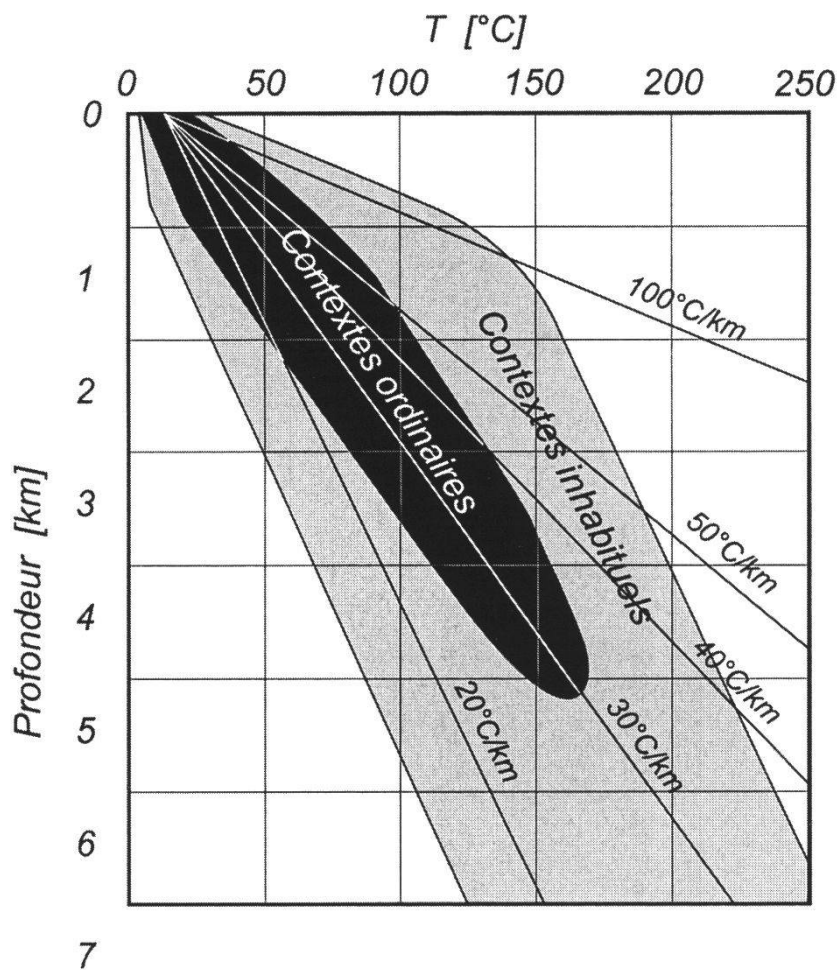


Figure 4.—Gradients géothermiques mesurés en Allemagne. La moyenne se situe bien autour de 30°C/km, mais les gradients oscillent entre 15-110°/km (modifié d'après CLAUSER 1997).

Tableau 4.—Valeurs des conductivités obtenues à partir des flux de chaleur et des gradients moyens en $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Flux moyen		Gradient		
	mWm^{-2}	20 °C/km	30 °C/km	50 °C/km
Afrique	50	2.50	1.67	1.00
Continent	57	2.85	1.90	1.14
Europe + Asie	60	3.00	2.00	1.20
Océan	80	4.00	2.67	1.60

b) Diffusivité thermique

La diffusivité thermique est égale au rapport de la conductivité thermique avec le produit de la chaleur spécifique et de la masse volumique. Ses unités sont en m^2s^{-1} . Comme les valeurs sont généralement de l'ordre de $0.5\text{-}2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, on utilise souvent l'unité mm^2s^{-1} . La température a pour effet de diminuer la diffusivité de moitié entre ~ 25 et 700°C . A la température ambiante, les basaltes

possèdent une diffusivité de l'ordre de $0.8 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$, les granites de $1.3 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ (diminuant à 0.7 à $\sim 500^\circ\text{C}$), les calcaires aux alentours de $0.6 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ et les marbres de $1.2 \text{ mm}^2\text{s}^{-1}$ (ROY *et al.* 1981). La chaleur spécifique augmente avec la température. A température ambiante, elle est de l'ordre de $1000 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour les granites et les calcaires. Le tableau 5 donne des ordres de valeurs de diffusivité en fonction de la conductivité et de la chaleur spécifique pour une densité constante de 2750 kg/m^3 .

Tableau 5.-Valeurs calculées de diffusivité en fonction de la conductivité et de la masse volumique sachant que $\alpha=k/(\rho c_p)$.

Valeurs de diffusivité calculée $\text{mm}^2 \text{ s}^{-1}$			
Chaleur Spécifique $\text{J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$			
Conductivité $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	600	1000	1500
1	0.6	0.4	0.2
2	1.2	0.7	0.5
4	2.4	1.5	1.0
Masse volumique 2750 kg m^{-3}			

c) Production de chaleur

La production de chaleur dans les roches est essentiellement due à la désintégration des éléments radioactifs. 75% du flux de chaleur à la surface de la terre peut être attribué à la radioactivité et seulement 25% provient du refroidissement de la terre (TURCOTTE et SCHUBERT 1982). Le flux moyen observé à la surface de la terre est de l'ordre de 70 mWm^{-2} . Le flux continental moyen vaut environ 57 mWm^{-2} qui se décompose en 34 mWm^{-2} , provenant du manteau, et 23 mWm^{-2} attribués à la croûte continentale. Cette dernière contribue pour 13% au flux de chaleur total dégagé par la terre. La part de la croûte dans le flux continental varie entre 20 et 60% (RYBACH 1986). Selon TURCOTTE et SCHUBERT (1982), le manteau produirait $6.2 \cdot 10^{-12} \text{ W kg}^{-1}$ ($0.02 \mu\text{W m}^{-3}$), en excluant le noyau.

La chaleur est produite essentiellement par les trois éléments radioactifs U, Th et K. La production de chaleur d'une roche est donc directement proportionnelle à la concentration (C_i) de ces éléments ou de leurs isotopes radioactifs. La relation suivante permet de calculer la production de chaleur A_r des roches (RYBACH 1981):

$$A_r = 10^{-5} \rho (9.5C_U + 2.6C_K + 3.5C_{Th}) \mu\text{W} / \text{m}^3 \quad (12)$$

où ρ est la masse volumique. Les valeurs de production de chaleur pour les roches de la croûte continentale varient entre $0.3\text{-}3 \mu\text{Wm}^{-3}$ (tableau 6). En supposant que la croûte est essentiellement constituée de roches granitiques ($2.5 \mu\text{Wm}^{-3}$), la contribution au flux produit par une croûte de 35 km d'épaisseur est donnée par la somme des contributions de chaque tranche de 1 m^3 de roche d'une colonne de roche de 1 m^2 de section et $35'000 \text{ m}$ de haut soit $35000 \times 2.5 \cdot 10^{-6} = 88 \text{ mWm}^{-2}$, alors qu'on l'estime à 23 mWm^{-2} . C'est la raison pour laquelle on suppose que la distribution des éléments radioactifs diminue de façon exponentielle avec la profondeur. De sorte que si A_s est la pro-

duction de chaleur par m^3 à la surface, la production de chaleur en fonction de la profondeur, $A(z)$ est donnée par:

$$A(z) = A_s e^{-z/h_r} = \dot{Q}_s(z) \quad (13)$$

où z est la profondeur et h_r la profondeur pour laquelle $A(z)=A_s/e$.

Tableau 6.-Données pour la production de chaleur (d'après RYBACH 1981). On note une diminution de la production de chaleur avec le métamorphisme, ici un exemple pour les diorites.

Type de roche	A [mW/m ³]	ρ [kg/m ³]	$\Delta q_{1km\ roche}$ [mW/m ²]
Granite / Ryholite	2.45	2670	2.5
Granodiorite / Dacite	1.49	2720	1.5
Diorite, Qz-diorite / Andésite	1.08	2820	1.1
Gabbro / Basalte	0.31	2980	0.3
Ultramaïfite	0.012-0.002	3200-3300	0.01-0.002
Calcaire	0.62	2600	0.6
Dolomie	0.36	2600	0.4
Quartzite	0.33	2400	0.3
Arkose	0.85	2400	0.8
Graywacke	1.0	2400	1.0
Shales	1.8	2400	1.8
Sédiments océaniques profonds	0.78	1300	0.8
Faciès métamorphiques Appliqué aux diorites			
Schistes verts élevés et amphibolites faibles	3.15	2700	3.2
Amphibolites élevés	1.17		1.2
Granulites faibles	0.73		0.7
Granulites élevés	0.45	2900	0.4

1.4. Quelques solutions analytiques simples à usage géologique: cas stationnaires

La modélisation thermique de la croûte terrestre ne permet que de donner des ordres de grandeur. Il n'est donc pas inutile, dans un premier temps, de rendre compte des phénomènes de transfert de chaleur observés dans la croûte terrestre par des solutions analytiques simples. Ces solutions montrent leurs limites lorsqu'il s'agit de décrire une situation géologique compliquée telle une chaîne de montagnes dans le détail.

a) Température de la croûte continentale avec une production de chaleur constante

Supposons une production de chaleur constante avec la profondeur z dans une partie de la croûte continentale que l'on peut assimiler à une plaque d'extension infinie d'épaisseur L . L'équation de diffusion de chaleur stationnaire (11) s'écrit:

$$\alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{A(z)}{\rho c_v} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A(z) = 0 \quad (14)$$

Posons que le flux de chaleur à la base de la plaque vaut q_m , que l'axe des z est positif vers le bas et que la température de surface vaut T_s . La solution est obtenue par deux intégrations successives (modifié d'après TURCOTTE et SCHUBERT 1982):

$$T(z) = T_s + \frac{q_m + AL}{k} z - \frac{A}{2k} z^2 \quad (15)$$

Pour un empilement de roches de sub-surface correspondant à l'empilement des nappes alpines actuelles, on peut supposer qu'il contient un taux relativement élevé d'éléments radioactifs. La formule (15) indique qu'à l'équilibre pour des paramètres raisonnables, on obtient des flux et gradients comparables à ceux observés (fig. 5 et 6).

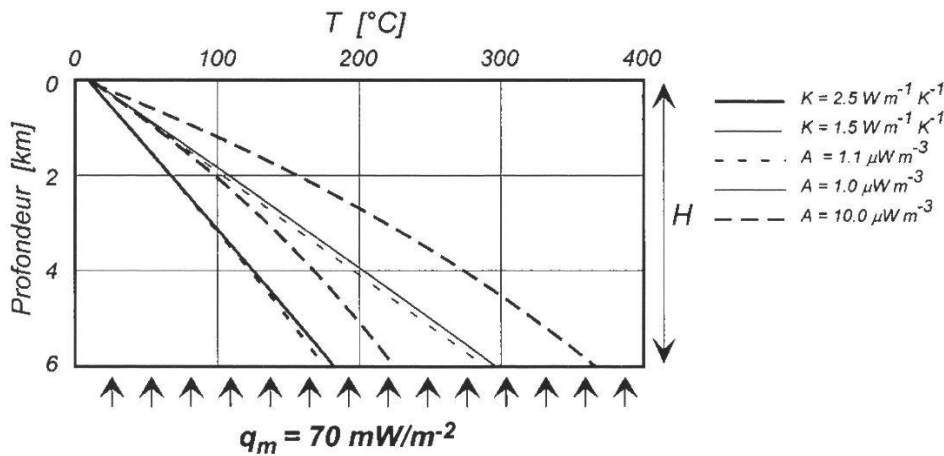


Figure 5.—Production de chaleur dans une pile de sédiments de 6 km d'épaisseur pour diverses valeurs de k et A , sachant que $q_m=70 \text{ mW/m}^2$ et $T_0=10^\circ\text{C}$ (modifié d'après RYBACH 1986).

b) Température de la croûte continentale avec une production de chaleur variable

Nous avons vu que pour une croûte continentale normale, la production de chaleur devrait décroître de façon exponentielle avec la profondeur. Par conséquent, l'équation différentielle à résoudre est:

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A(z) = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A_s e^{-z/h_r} = 0 \quad (16)$$

Posons que q_m et q_s sont les flux respectivement du manteau et de la surface. La première intégration permet d'obtenir la relation entre ces deux flux:

$$q_s = q_m + h_r A_s \quad (17)$$

Une seconde intégration en utilisant la relation précédente mène aux résultats pour un état stationnaire (TURCOTTE et SCHUBERT 1982):

$$T(z) = T_s + \frac{q_m}{k} z + \frac{A_s h_r^2}{k} (1 - e^{-z/hr}) = T_s + \frac{q_m}{k} z + \frac{(q_s - q_m) h_r}{k} (1 - e^{-z/hr}) \quad (18)$$

Pour des valeurs moyennes de conductivité, production de chaleur et flux d'une croûte continentale, on s'aperçoit que le gradient obtenu à la surface est d'environ 30°C, ce qui est représentatif du gradient moyen. Le modèle à production de chaleur constante indique un gradient de surface identique pour une épaisseur de croûte de 11 km, ce résultat est à comparer avec le résultat obtenu pour $h_r=11.5$ km (fig. 6 et 7).

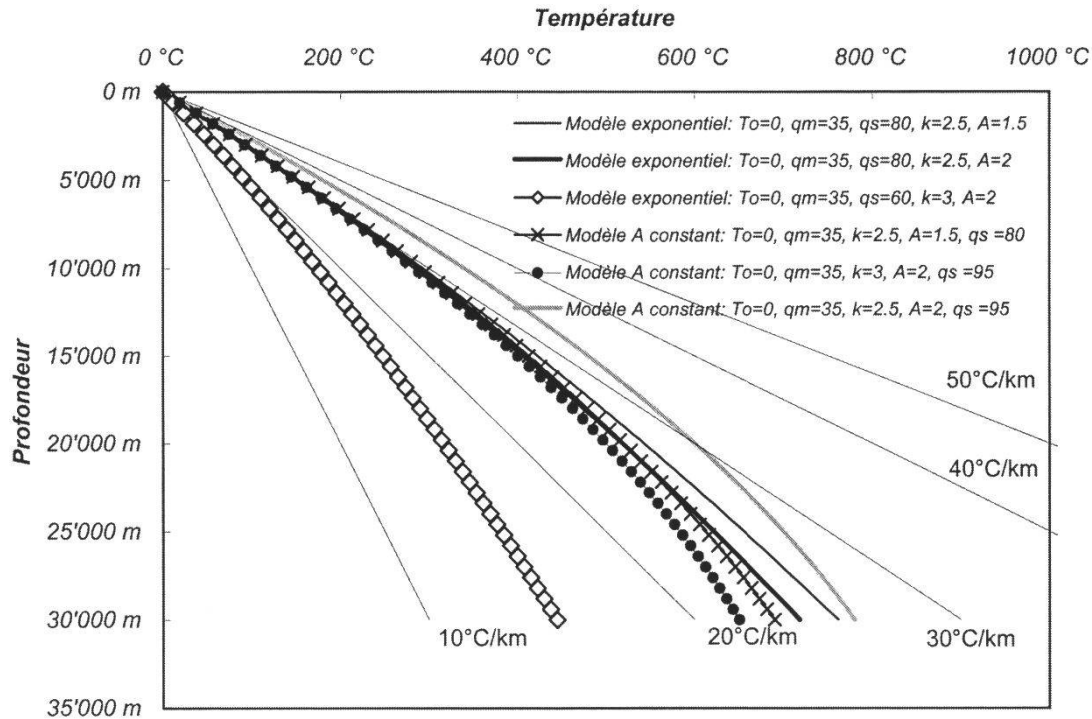


Figure 6.—Profil de gradient géothermique pour les modèles avec production de chaleur constante avec la profondeur et à décroissance exponentielle. Un empilement de 30 km est considéré, correspondant à l'épaisseur approximative d'une croûte continentale.

c) Profil des températures stationnaires produit par une érosion à vitesse constante

A l'équation de diffusion de chaleur, on peut ajouter un terme prenant en compte les mouvements de matière qui n'ont pas une origine thermique. Ce type de transport est appelé advection par opposition à la convection qui est un mouvement produit par les différences de températures dans un fluide. Le terme d'advection rend compte de la variation de température au cours du temps produit par un mouvement. Si le mouvement s'opère à une vitesse v selon la direction z et que $z'=z-vt$ représente les coordonnées qui accompagnent le mouvement, dans le repère en mouvement on a:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{z'} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_z + \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_z + \frac{\partial T}{\partial z} v = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z'^2} \quad (19)$$

de sorte qu'à une dimension, sachant qu'à t constant $(\partial T / \partial z)_t = (\partial T / \partial z')_t$, on obtient:

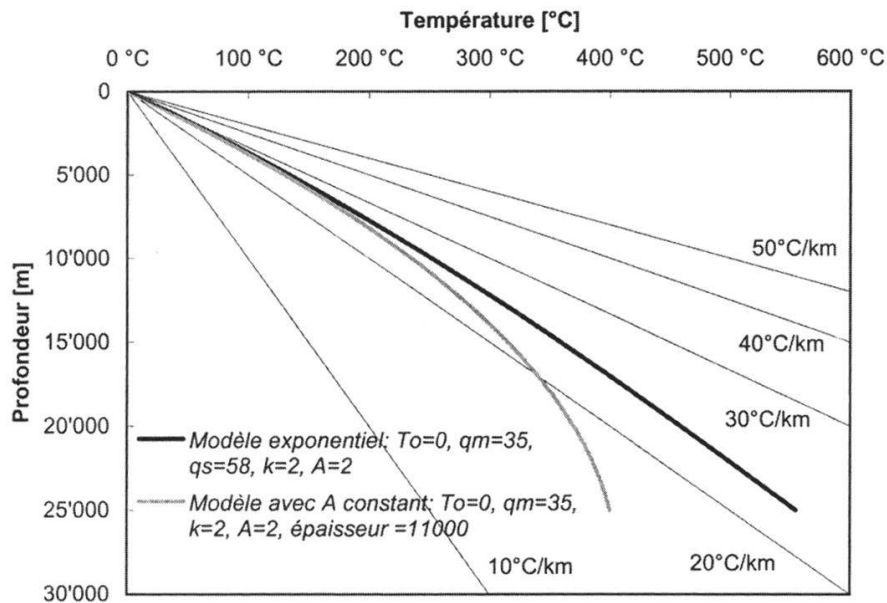


Figure 7.—Similitude entre des profils de températures stationnaires pour les modèles exponentiels et à production de chaleur constante pour une épaisseur comparable $h=11'000$ m et $h_r=11'500$ m.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T}{\partial z} v = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (20)$$

Cette équation peut être utilisée pour décrire le cas stationnaire d'un mouvement vertical vers le haut avec érosion, on parle dans ce cas d'exhumation¹. Soit T_∞ la température uniforme d'un milieu semi-infini qui s'érode au niveau $z=0$ à la même vitesse v que le mouvement vertical et qui est maintenue à une température de surface T_s . La vitesse est choisie négative car le mouvement s'opère dans la direction $-z$, ainsi l'équation à résoudre est:

$$-\frac{\partial T}{\partial z} v = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (21)$$

Par deux intégrations successives, on obtient le résultat pour un régime stationnaire d'érosion:

$$T(z) = T_\infty + (T_s - T_\infty) e^{-vz/\alpha} \quad (22)$$

Cette formule n'est pas réaliste car elle prend en compte un profil de température constant. Néanmoins si on suppose que la colonne de roches qui se trouvait au-dessus de roches métamorphiques, actuellement à l'affleurement, possédait la même température que les roches métamorphiques profondes, on peut essayer de calculer le profil de températures (fig. 8) ainsi que le flux de chaleur. Le flux se déduit de la formule précédente par dérivation:

¹Ici on considère que l'exhumation est le mouvement de remontée par rapport à la surface topographique, accompagné par une quantité plus ou moins égale d'érosion. Alors que l'*uplift* est l'élévation par rapport au géoïde sans qu'il y ait nécessairement une quantité équivalente d'érosion à la surface

$$q(z) = \frac{k \times v \times (T_s - T_\infty)}{\alpha} e^{-vz/\alpha} \quad (23)$$

On s'aperçoit que pour une température de 600°C et 1-2 mm/an de d'érosion, les flux calculés sont tout à fait comparables à ceux observés dans les zones de métamorphisme élevé (80 mW/m²) avec un gradient géothermique proche de la surface, supérieur à 30 °C/km (fig. 7 et 8).

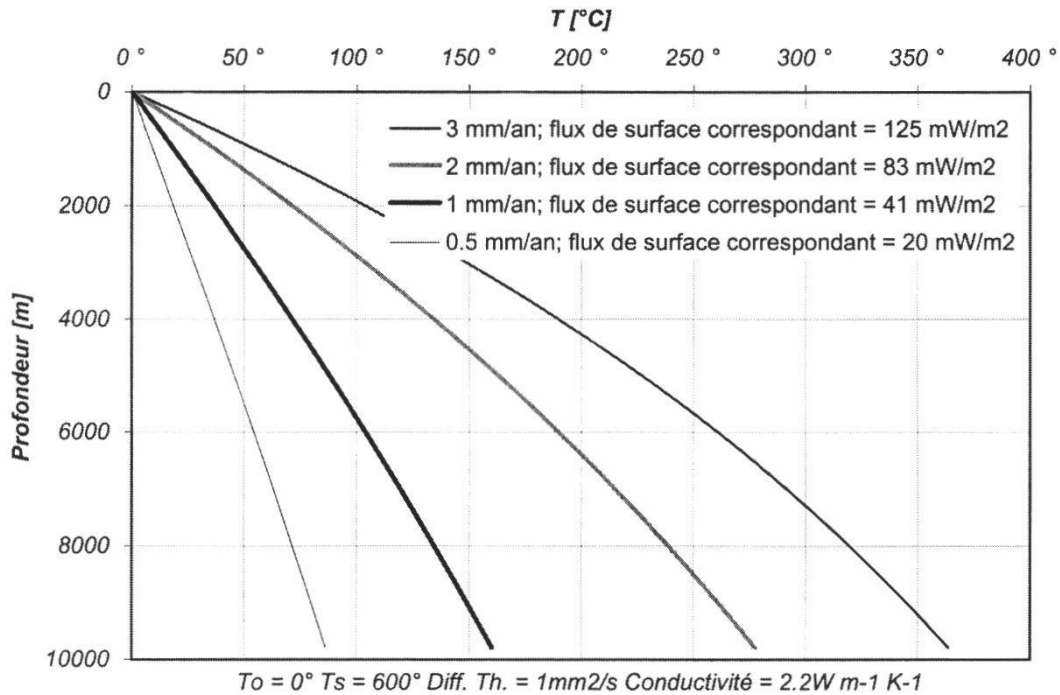


Figure 8.—Profils de températures stationnaires pour différents taux d'érosion avec une température initiale de 600°C.

1.5. Profils de températures générés par une topographie sinusoïdale (TURCOTTE et SCHUBERT 1982)

D'importantes variations de la température sont introduites par la topographie des chaînes de montagne. Soit une surface topographique dont la différence d'altitude entre les fonds de vallées et les sommets vaut $2h_0$ et l'espacement entre les vallées λ . On peut modéliser ce relief par:

$$h = h_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (24)$$

A deux dimensions, l'équation de diffusion de chaleur stationnaire s'écrit:

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) = 0 \quad (25)$$

Comme les coordonnées sont perpendiculaires, on peut séparer les variables et montrer que pour le niveau $z=0$ dont les températures varient de façon périodique le long de l'axe x , une solution est:

$$T(x, z) = T_0 + \Delta T \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \times e^{-2\pi z/\lambda} \quad (26)$$

L'effet de la variation de température à la surface s'atténue de façon exponentielle avec la profondeur. Il s'agit d'évaluer ΔT sachant qu'en $z=0$ $T(\lambda/4, 0) = T_0$. ΔT correspond au déficit ou à l'excédent de roche au-dessous ou au-dessus de $z=0$.

Si on suppose que le gradient proche de la surface est à peu près linéaire, alors on a:

$$T(z = 0) \approx T_s - \left(\frac{\partial T}{\partial z}\right)_{z=0} h = T_s - \frac{q_s}{k} h = T_s - \frac{q_m + A_s h_r}{k} h \quad (27)$$

avec q_s défini par la formule (17). La température de surface $T_s = T(z=h)$ varie avec l'altitude comme $T_0 + G z$, où G est le gradient des températures au sol en fonction de l'altitude. De sorte que la température en $z=0$ devient:

$$T(z = 0) = T_0 + \left[G - \left(\frac{q_m + A_s h_r}{k}\right) \right] \times h_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \quad (28)$$

On peut maintenant ajouter à l'équation (18), qui est le profil de température pour un milieu semi-infini, dont on place la surface en $z=0$, à la variation de température due à l'effet de surface (28) et ainsi obtenir l'approximation pour le champ de températures stationnaires au-dessous d'une surface topographique sinusoïdale (fig. 9):

$$T(z) = \left\{ T_0 + \left[G - \left(\frac{q_m + A_s h_r}{k}\right) \right] \times h_0 \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) \times e^{-2\pi z/\lambda} \right\} + \frac{q_m}{k} z + \frac{A_s h_r^2}{k} (1 - e^{-z/hr}) \quad (29)$$

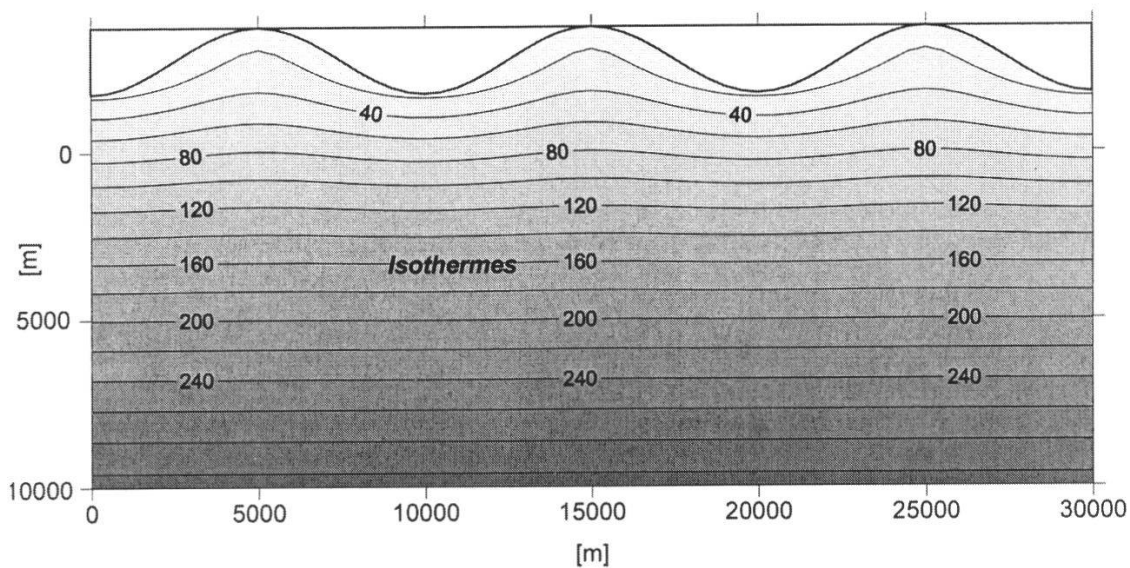


Figure 9.—Champ de température au-dessous d'un relief sinusoïdal. Avec $T_0 = 0^\circ\text{C}$, $q_m = 30 \text{ mW/m}^2$, $h_r = 14 \text{ km}$, $k = 2 \text{ W/(mK)}$, $A = 2 \text{ W/m}^3$. On observe un effet jusqu'à environ 5-6 km de profondeur.

MANCKTELOW et GRASEMANN (1997) ont montré que la topographie peut être une source d'erreur importante dans les estimations de chemins P-T-t (Pression-Température-temps), notamment lorsqu'on utilise des méthodes déterminant les basses températures de la fermeture de système comme les «apatite fission tracks». La topographie peut alors perturber significativement le champ de températures.

1.6. Quelques solutions de l'équation de diffusion de chaleur non stationnaire

On peut vérifier que l'expression suivante est une solution de l'équation de diffusion à une dimension:

$$T(x,t) = \frac{T_c}{\sqrt{4\pi\alpha t}} e^{-\left(\frac{x^2}{4\alpha t}\right)} \quad (30)$$

Où T_c est une constante qui, en trois dimensions, est liée à la chaleur initiale d'un élément de volume de la source (Q), c'est-à-dire $1 \times T_c \times \rho \times c_p = Q$. Il s'agit de la solution dite source. En effet, lorsque $x \neq 0$ et $t \rightarrow 0$, $T(x) = 0$ et pour $x = 0$ et $t \rightarrow 0$, $T(x) \rightarrow \infty$. De plus pour tout $t > 0$ fini, on a :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha t}} e^{-\left(\frac{x^2}{4\alpha t}\right)} dx = 2 \frac{1}{2} \operatorname{erf}(\infty) = 1^* \quad (31)$$

Il s'agit d'une courbe en cloche qui s'aplatit au cours du temps (fig. 10a). Cette intégrale multipliée par T_c indique que l'énergie calorifique diffusée est une constante. On sait qu'une somme de solutions est encore une solution d'une équation différentielle. Si une distribution de température est définie le long de l'axe de coordonnée x , chaque point de température différent de 0 peut être considéré comme une source. Par conséquent, on peut résoudre l'équation en effectuant la somme des contributions de tous les points sources de position x' en un point x . Sachant que la distribution des températures initiales est donnée par $f(x')$, l'intégrale sur tout l'espace est aussi une solution (CARSLAW et JAEGER 1959):

$$T(x,t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\alpha t}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{(x-x')^2}{4\alpha t}\right)} f(x') dx' \quad (32)$$

a) Solution pour un espace semi-infini

Soit un espace semi-infini qui possède une température au temps $t=0$ de $T_0 > 0$ pour $x < 0$ et pour $x > 0$ $T=0$. La fonction solution s'obtient après intégration de l'expression précédente par une double substitution de variable $z=(x-x')$ puis $\eta=z/(4\alpha t)^{1/2}$ (CRANK 1975):

$$T(x,t) = \frac{T_0}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \quad (33)$$

*erf est appelé fonction d'erreur et s'écrit $\operatorname{erf}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy$. On définit aussi la fonction complémentaire d'erreur soit $\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$. On a aussi $\operatorname{erf}(-x) = -\operatorname{erf}(x)$.

Cette équation décrit l'évolution des températures de part et d'autre de $x=0$. On note que la température intermédiaire est égale à la moitié de T_0 . Remplaçons le milieu infini à température nulle par une température T_s maintenue constante en $x=0$. Comme entre deux espaces semi-infinis la température reste constante au cours du temps et est égale à la moitié des différences de température, on peut simuler la condition de surface en doublant la différence de température entre les deux espaces, c'est-à-dire:

$$T(x,t) = T_s + (T_s - T_0) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{4\alpha t}}\right) \quad (34)$$

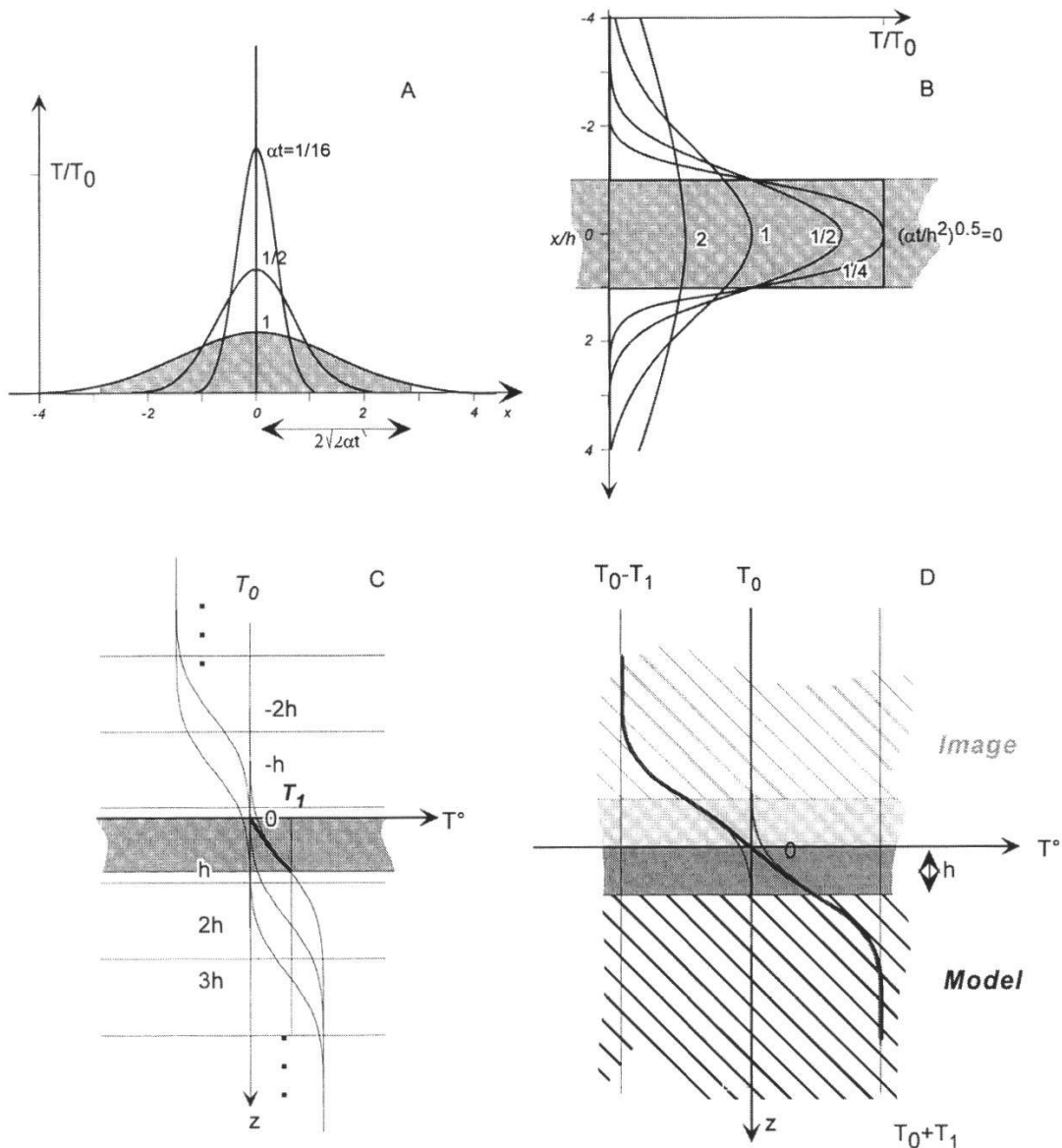


Figure 10.-A) Evolution de la température avec le temps à partir d'une source. B) Evolution avec le temps d'une couche d'extension infinie à température initiale T_0 diffusant de la chaleur dans un milieu infini (d'après CRANK 1975). C) Illustration du principe de superposition utilisé pour conserver des températures constantes au bord de la couche. D) Schéma montrant la façon de calculer un épaissement instantané.

b) *Solution pour une couche d'extension infinie*

Le procédé consistant à obtenir des conditions aux limites par des températures fictives est souvent utilisé. L'évolution de la température avec le temps dans une couche infinie d'épaisseur $2h$ à une température T_0 qui diffuse sa chaleur dans un milieu infini, peut être trouvée soit par la résolution de l'intégrale (32) ci-dessus soit par superposition des précédents résultats (33). Si $x=0$ se trouve au milieu de la couche, on peut utiliser l'équation précédente en posant que l'interface entre la couche et un milieu semi-infini se trouve en $x=h$. Mais à cette solution il faut soustraire ce qui manque, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de source de chaleur pour $x < -h$. Ainsi la solution est (fig. 10b) (CRANK 1975):

$$T(x,t) = \frac{T_0}{2} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{x-h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{x+h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] = \frac{T_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h-x}{\sqrt{4\alpha t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{h+x}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] \quad (35)$$

Une des conditions aux limites à respecter consiste souvent à imposer une température constante. A une dimension, on peut superposer des solutions pour maintenir des valeurs constantes. Le cas d'une couche infinie soumise à des températures constantes de part et d'autre possède un intérêt géologique. On considère une couche d'épaisseur h avec une température initiale T_0 maintenue constante en $z=0$ et son autre face maintenue à T_1 en $z=h$. La solution peut être obtenue en superposant les résultats d'espaces semi-infinis de températures initiales différentes assurant une température en surface constante. Pour le raisonnement, on pose $T_0=0$. Pour que la température initiale de la couche soit identique à celle de la condition limite en $z=h$, (fig. 10c). On considère un espace semi-infini fictif allant de $z=h$ à $z=-\infty$ dont la température initiale est 0 (T_0) et celle de l'autre demi-espace vaut $2T_1$, le x de la fonction (34) est remplacé par $(h-z)$ car le domaine dont la température vaut $2T_1$ correspond à $z > h$ et non $z < -h$ (voir CRANK 1975). Pour qu'au cours du temps la température en $z=0$ soit maintenue à 0, il faut soustraire en ce point une valeur égale à la valeur de la fonction précédente, tout en maintenant $2T_1$ à $z=+\infty$, on utilise comme abscisse $(z+h)$. Ceci est réalisable en soustrayant la contribution d'un espace semi-infini allant de $z=-h$ à $z=-\infty$ dont la température initiale est $2T_1$ et de 0 pour $z > -h$. Mais cette opération provoque une baisse de température en $z=h$, il faut donc ajouter une valeur équivalente. Cette valeur est à une distance $2h$ du point de température constante de la solution pour les milieux semi-infinis. Comme le point à corriger se trouve en $z=h$, la fonction à ajouter doit posséder son point de température constante en $3h$, à savoir pour une valeur de $(3h-z)$. La correction pour cette nouvelle fonction va être soustraite pour une position $(z+3h)$ et ainsi de suite... (voir CARSLAW et JAEGER 1959, CRANK 1975, TURCOTTE et SCHUBERT 1982, PEACOCK 1989):

$$\begin{aligned} T(z,t) &= T_0 + (T_1 - T_0) \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{h-z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{z+h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{3h-z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{z+3h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \dots \right] \\ &= T_0 + (T_1 - T_0) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{(2n+1)h-z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{(2n+1)h+z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] \\ &= T_0 + (T_1 - T_0) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{(2n+1)h+z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{(2n+1)h-z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] \end{aligned} \quad (36)$$

Trois termes de la somme sont généralement suffisants pour obtenir un bon résultat. Plus généralement, pour obtenir une condition limite qui correspond à un isolement, c'est-à-dire à l'absence de flux de chaleur

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{\text{limite}} = 0 \quad (37)$$

A une solution qui ne respecte pas la condition (37), on peut additionner, la même solution réfléchiée par rapport à la limite pour respecter cette condition (37).

1.7. Distance d'influence

La solution «source» est une courbe de Gauss pour un temps donné, la variance σ de cette distribution définit son étalement. On sait que la surface délimitée par une courbe de Gauss et comprise dans un intervalle $\pm\sigma$ de part et d'autre la moyenne représente 68% de l'intégrale sur tout l'espace et $\pm 2\sigma$ correspond à 95% environ. L'intégrale dans le cas de la solution source est équivalente à la quantité de chaleur, car les propriétés thermiques sont supposées constantes. Ainsi on a une équivalence entre:

$$\sigma = \sqrt{2\alpha \times t} \quad (38)$$

De sorte que pour une source située en $x=0$, plus de la moitié de l'énergie thermique diffusée du côté des $x \geq 0$ se situe à une distance correspondant à:

$$x < \sqrt{2\alpha \times t} \quad (39)$$

et la majorité de cette énergie est confinée à une distance:

$$x < 2\sqrt{2\alpha \times t} \quad (40)$$

Ces distances donnent de bons ordres de grandeur de la «pénétration» de la chaleur en fonction du temps. Elles sont aussi valables dans les autres cas car on a vu que les solutions dans un milieu infini peuvent être obtenues par la somme des sources. Par exemple pour une diffusivité de $1 \text{ mm}^2/\text{s}$, un échauffement à la surface d'un espace semi-infini aura après 10'000 ans un effet significatif jusqu'à environ 800 m (39) et insignifiant au-delà de 1600 m (40).

1.8. Cas géologiques simples: cas non-stationnaires

a) L'hypothèse de Kelvin (d'après TURCOTTE et SCHUBERT 1982)

Selon TURCOTTE et SCHUBERT (1982), Kelvin a supposé que la zone refroidie est suffisamment fine pour que l'on puisse utiliser les équations appliquées aux milieux semi-infinis. Soit un gradient de $25^\circ\text{C}/\text{km}$, une différence de température entre la surface et la température originelle de 2000°K (1730°C), une diffusivité de $1 \text{ mm}^2/\text{s}$ et z les coordonnées verticales. En différenciant l'équation (34) pour obtenir le flux et en l'évaluant en $z=0$ $(\partial T/\partial z)_0$, l'âge de la Terre est donné par:

$$t = \frac{(\Delta T)^2}{\pi \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_0^2} = \frac{2000^2}{\pi \times 10^{-6} (25 \times 10^{-3})^2} \approx 65 \text{ Ma} \quad (41)$$

Ce résultat est petit comparé aux 240 millions d'années (Ma) proposés par Lyell pour la base de l'ère primaire, qui est estimé aujourd'hui à 570 Ma.

b) *Refroidissement d'un milieu semi-infini de température initiale constante*
L'application de l'équation (34) a peu de signification géologique, mais elle permet de circonscrire la problématique liée aux chaînes de montagnes. En effet, si on considère l'évolution d'un ensemble rocheux à température constante de 600°C porté à la surface (fig. 11), on peut comparer l'évolution du profil des températures au cours du temps avec celui du régime stationnaire érosif (fig. 8). On observe sur la figure 11 que pour un métamorphisme alpin daté à 30 Ma mis à nu instantanément à cette date, on obtient un gradient de 10°C/km avec un flux en surface de 23 mW/m² et s'il a été mis à nu depuis 10 Ma 20°C/km et 40 mW/m². Cela montre clairement qu'il faut, soit produire de la chaleur, soit éroder la partie supérieure pour obtenir les températures et les gradients aujourd'hui observés dans les Alpes.

On s'aperçoit que pour une production de chaleur moyenne de 2 W/m³, un m³ de roche va être réchauffé après 30 Ma de 860°C à capacité calorifique constante (fig. 12). On peut réévaluer l'équation (34) en posant que la température initiale est de 860+600 soit 1460°C, ce qui a pour conséquence qu'après 30 Ma le gradient est un peu plus élevé que 25°C/km et le flux de surface d'environ 60 mW/m²; ce qui donne un ordre de grandeur compatible avec les valeurs observées.

Ces remarques confirment qu'il faut à la fois une érosion ou une remontée par étirement de la croûte (GRASEMAN et MANCKTELOW 1993), et de la production de chaleur pour obtenir les flux et les gradients des chaînes de montagnes.

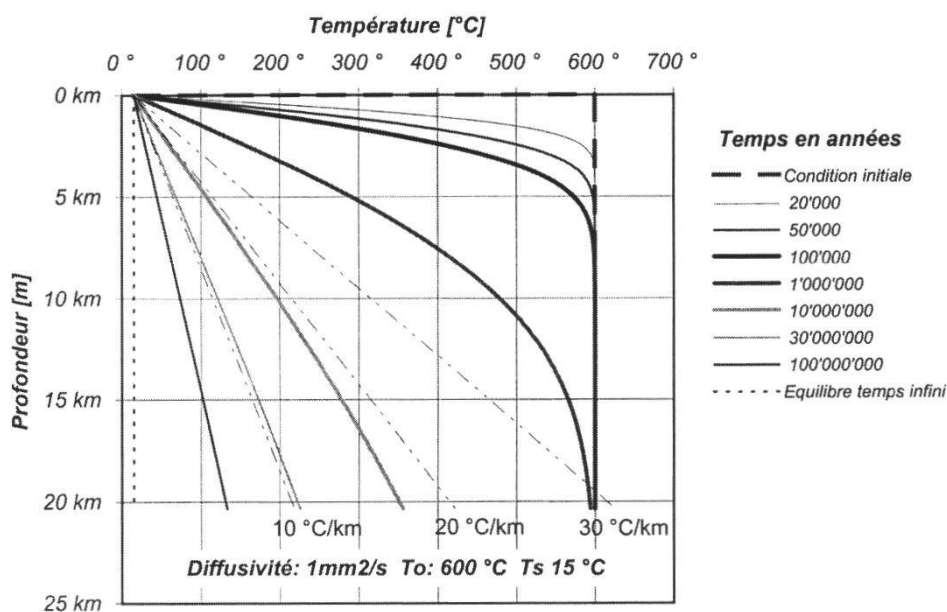


Figure 11.—Profil de températures avec la profondeur pour un milieu semi-infini à une température initiale de 600°C, une température de surface de 15°C et une diffusivité de 1mm²/s.

La solution de l'équation (34) peut aussi être utilisée pour l'évolution du profil de température dans la croûte océanique avec le temps correspondant à l'âge de la croûte (voir TURCOTTE et SCHUBERT 1982 et PEACOCK *et al.* 1994).

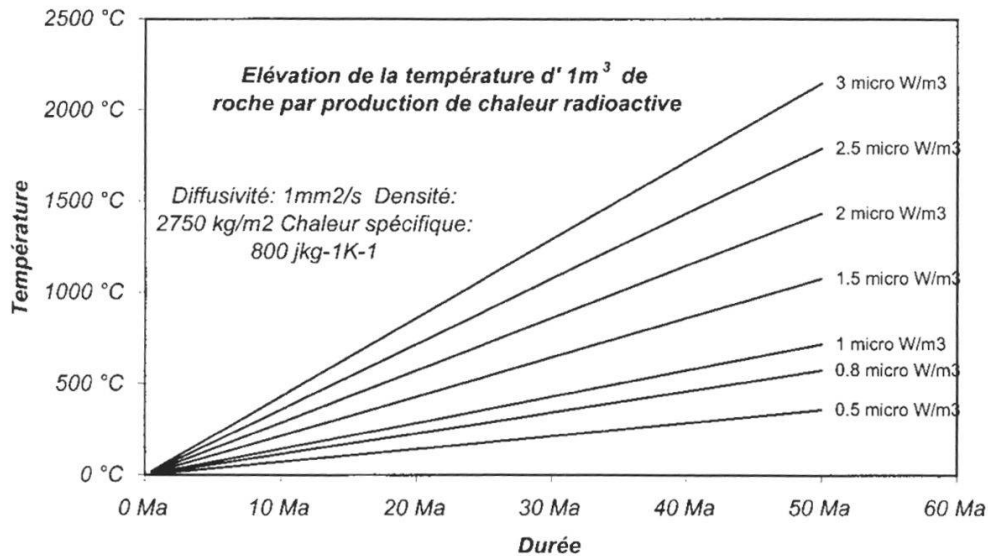


Figure 12.—Elévation de la température de 1 m^3 de roche isolé par production de chaleur provenant des éléments radioactifs au cours du temps.

c) Epaisseur instantané de la croûte par chevauchement

Soit une couche d'épaisseur h qui possède une température initiale constante T_0 en de $z > 0$ à $z < h$ dont la température en $z = 0$ est maintenue à T_0 , qui repose sur un milieu semi-infini à une température initiale T_1 pour $z > h$. Pour obtenir l'évolution au cours du temps d'une telle géométrie, il s'agit à nouveau dans ce cas de superposer des solutions utilisées pour les milieux infinis. Séparons l'espace en deux à $z = h$ en appliquant la solution

$$T(z, t) = \frac{(T_1 - T_0)}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{h - z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \quad (42)$$

Pour maintenir la cote $z = 0$ à la température T_0 il faut ne pas modifier T_1 à l'infini, par conséquent on soustrait le symétrique par rapport à $z = 0$ de la fonction précédente (fig. 10d). Ainsi on obtient (TURCOTTE et SCHUBERT 1982):

$$T(z, t) = \frac{(T_1 - T_0)}{2} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{h - z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erfc} \left(\frac{h + z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] = \frac{(T_1 - T_0)}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{z - h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{z + h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] \quad (43)$$

La superposition d'une couche possédant le même gradient géothermique G que le soubassement possède les conditions initiales suivantes:

$$T_{\text{ini}}(z) = T_0 + Gz \text{ pour } 0 \leq z < h \text{ et } T_{\text{ini}}(z) = T_0 + G(z - h) \text{ pour } h \leq z$$

T_0 est, dans ce cas, la température à la surface ($z = 0$), par conséquent la température initiale $z = h$ vaut T_0 . En injectant dans l'équation précédente (43) les conditions initiales précédentes, on obtient ainsi (ANGEVINE et TURCOTTE 1983):

$$T(z,t) = T_0 + Gz + \frac{Gh}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{h-z}{\sqrt{4\alpha t}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{z+h}{\sqrt{4\alpha t}} \right) \right] \quad (44)$$

Sur la figure 13 on peut voir la perturbation thermique que provoque une croûte ayant été épaissie par un chevauchement de 1500 m de roche. Environ 1 Ma sont nécessaires pour se rapprocher du gradient géothermique stationnaire dans les premiers kilomètres de la croûte. Alors que pour une épaisseur de 10'000 m il faut environ 50 Ma (fig. 14).

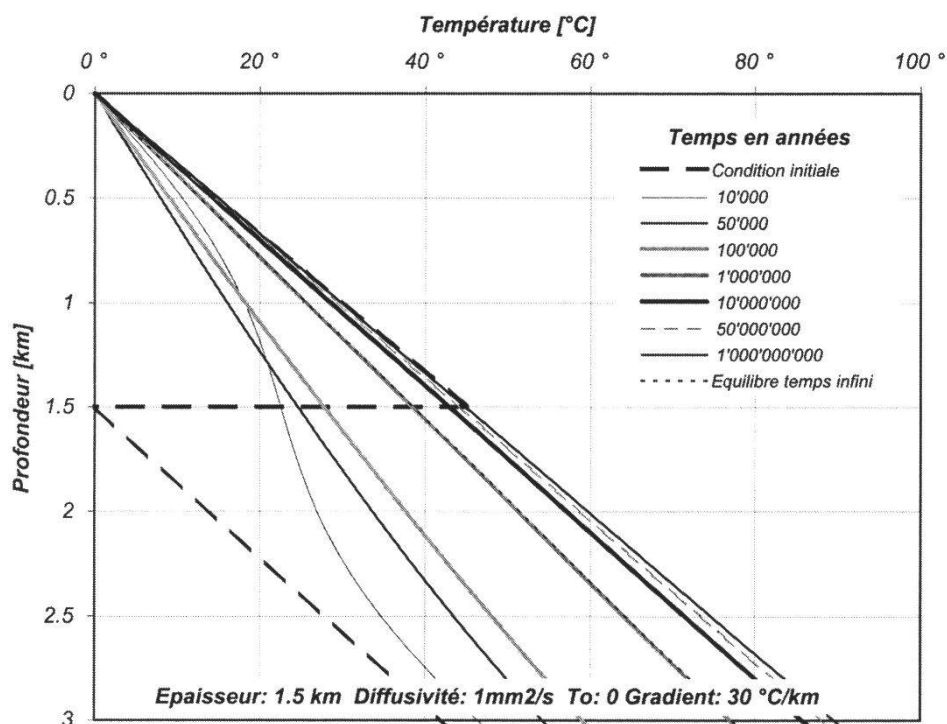


Figure 13.—Evolution du profil de températures avec la profondeur en fonction du temps pour un chevauchement instantané de 1.5 km.

d) Réchauffement de la base d'une nappe à température constante

L'équation (36) donne l'évolution du profil de température dans une plaque d'extension latérale infinie si ses faces sont en contact avec des sources de chaleur maintenues à température constante au cours du temps. Une situation géologique équivalente serait un chevauchement proche de la surface au travers duquel passent des fluides chauds. Soit une colonne de roches chevauchées de 1500 m de même température initiale que celle de la surface de 15°C, qui elle est maintenue constante, avec une diffusivité de 1 mm²/s, et une température du chevauchement maintenue à 300°C; le temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire est de 30'000 ans, notons qu'après 10'000 ans on en est assez proche (fig. 15). Dans le cas d'une colonne de 1000 m, 10'000 ans sont nécessaires pour obtenir le régime stationnaire. Pour $z = 1000$ m, l'inégalité (40) indique qu'un temps t inférieur ou égal à 4000 ans, la solution pour un milieu semi-infini (34), dont la température initiale vaut 15°C, fournit un ordre de grandeur acceptable car z et t respectent la relation $z \approx 2\sqrt{2\alpha \times t}$. L'effet de l'échauffement se restreint, au début, à proximité du chevauchement (fig. 16). La solution du milieu infini est souvent suffisante pour décrire le comportement du profil des températures tant que z respecte la relation (40).

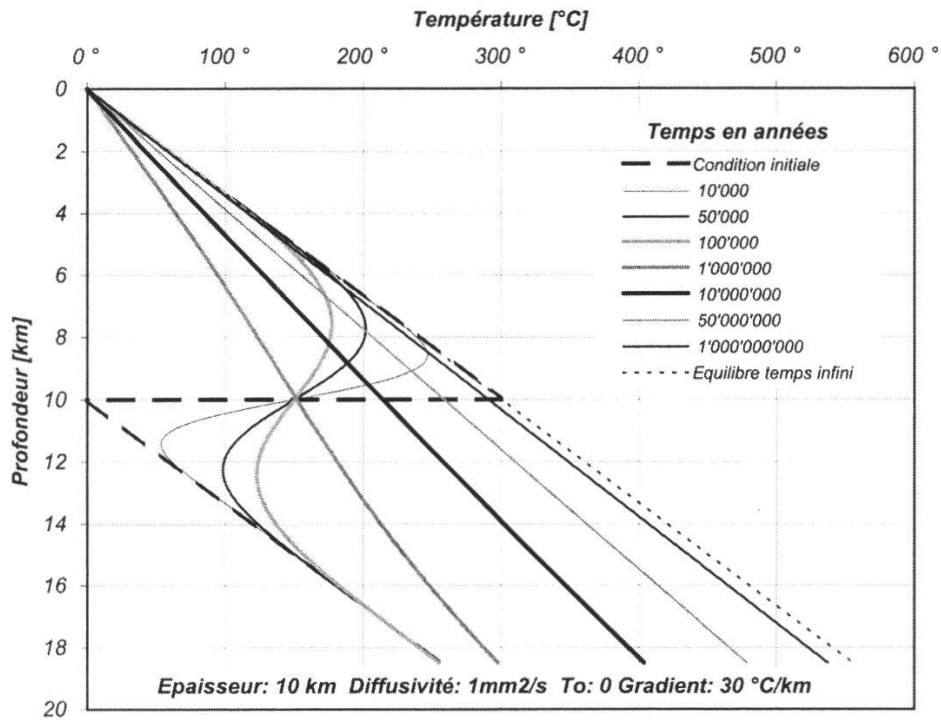


Figure 14.–Evolution du profil de températures avec la profondeur en fonction du temps pour un chevauchement instantané de 10 km.

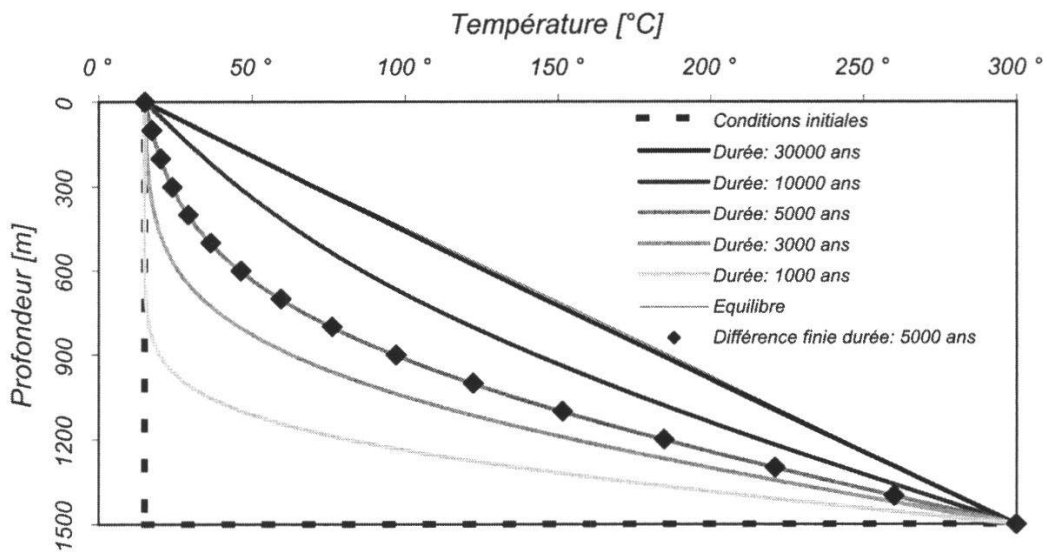


Figure 15.–Evolution de la température avec le temps au travers d'une colonne de roches de 1500 m d'épaisseur dont la température de surface initiale est de 15°C et réchauffée à 300°C à sa base avec $a=1\text{mm}^2/\text{s}$. Le profil obtenu pour 5000 ans est comparé au résultat obtenu par la méthode des différences finie explicites avec $\Delta t = 100$ ans et $\Delta z = 100$ m. On note la validité de la méthode des différences finies.

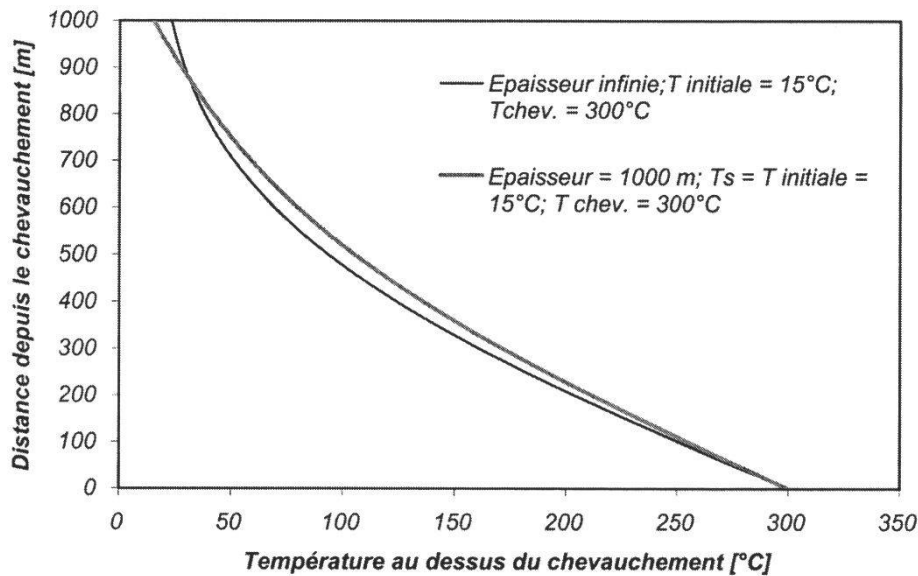


Figure 16.—Profil de températures au-dessus de chevauchements à 300°C après 4'000 ans pour une température de surface de 15°C et une diffusivité a de 1 mm²/s. Le résultat pour une couche de 1000 m d'épaisseur est comparable à celui obtenu pour un milieu semi-infini. Ceci ne se vérifie que pour des temps courts.

1.9. La méthode de résolution par différences finies

La méthode des différences finies consiste à discrétiser l'espace en une grille de points de calcul et à remplacer les différentielles partielles par une approximation numérique entre les points (fig. 15). On opère en substituant les valeurs infinitésimales ∂x par Δx , par exemple, où Δx est une valeur que l'on peut obtenir entre des points de calculs (pour plus de détails voir CRANK 1975, RYBACH et MUFFLER 1981, CARSLAW et JÄGER 1959, PECACOCK 1989, INCROPERA et DEWITT 1996). Ainsi, à une dimension, l'équation différentielle de diffusion de chaleur (11) en y ajoutant le terme advectif s'écrit:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} + \frac{\Delta T}{\Delta z} v = \alpha \frac{\Delta^2 T}{\Delta z^2} + \frac{A(z)}{\rho c} \quad (45)$$

La différentielle du premier ordre est assez évidente à calculer à une dimension. Pour un point i entouré de deux points situés de part et d'autre à égales distances, l'approximation de la dérivée est:

$$\frac{\Delta T}{\Delta z} = \frac{T_{i+1} - T_{i-1}}{\Delta z} \quad (46)$$

Lorsqu'on fait intervenir le temps, on calcule sur la base des valeurs au temps $t(j)$ la valeur en un point i au temps $t(j+1)$ avec $t(j+1)-t(j)=\Delta t$. La dérivée seconde, elle, se déduit en redérivant la formule précédente, de sorte que pour l'équation de diffusion seule on a:

$$\frac{T_i^{t(j+1)} - T_i^{t(j)}}{\Delta t} \approx \alpha \frac{T_{i+1}^{t(j)} - 2T_i^{t(j)} + T_{i-1}^{t(j)}}{\Delta z^2} \quad (47)$$

Pour le calcul on réarrange les termes. Cette méthode utilisée directement pour le calcul de la valeur en chaque point, est dite des *différences finies explicites* (fig. 15). Elle doit respecter afin que la stabilité des calculs à une dimension soit assurée, les critères suivants:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z^2}{2\alpha} \text{ et } \Delta t \leq \frac{\Delta z}{v} \quad (48)$$

sinon les erreurs sont trop importantes. Au lieu de calculer point par point les températures, on peut aussi estimer toutes les températures au temps $t(j+1)$ et calculer la différence de température en chaque point avec le temps $t(j)$. Ne connaissant pas les températures au temps $t(j+1)$, il faut résoudre simultanément pour les n points toutes les n équations de la forme:

$$\frac{T_i^{t(j+1)} - T_i^{t(j)}}{\Delta t} \approx \alpha \frac{T_{i+1}^{t(j+1)} - 2T_i^{t(j+1)} + T_{i-1}^{t(j+1)}}{\Delta z^2} \quad (49)$$

Il faut tenir compte des conditions aux limites qui peuvent modifier les équations en bordure de la simulation. Cette méthode est appelée *implicite*, elle possède l'avantage d'être stable et de ne pas contenir les restrictions de convergence de la méthode explicite. Il existe une deuxième méthode implicite qui consiste à résoudre le système d'équations composé de la moyenne des valeurs obtenues par les formules (47) et (49), il s'agit de la méthode de *Crank-Nicholson*.

a) Application 1D aux Alpes valaisannes

Un programme informatique (écrit en Microsoft Visual Basic© 5.0) par *différences finies explicites* à une dimension permet d'évaluer les ordres de grandeur de vitesse d'érosion et de profil thermique. Celui qui est utilisé ici ne permet pour l'instant que d'effectuer des chevauchements par le haut de couches qui possèdent un profil de températures à l'équilibre avant les chevauchements. De tels programmes existent (HAUGERUD 1986, PEACOCK 1989), mais fonctionnent légèrement différemment. L'avantage d'un programme personnel est d'en connaître la méthode de calcul, de pouvoir y ajouter des modules comme, par exemple, la maturation de la matière organique.

Pour simuler à peu près la situation métamorphique de la nappe de Siviez Mischabel et du Mont-Fort (marge nord) (fig. 17, tableau 7), on imagine une croûte granitique recouverte d'une série carbonatée de 3 km. Cette série est surmontée dans la zone de subduction, par 6 km de flysch et calcschistes et l'ensemble recouvert par 25 km de croûte granitique. Les flyschs et calcschistes séparent ainsi les roches issues de la marge nord, qui sont enfouies par le chevauchement de la marge sud (austroalpin). Dans le modèle l'enfouissement s'effectue instantanément après 1 Ma. L'érosion commence après 5 Ma à la vitesse de 1 mm/an, la durée de la simulation est de 50 Ma et le trajet après enfouissement d'un point à 42 km dure 45 Ma. On voit que les points qui ont été enfouis à 32 et 42 km montrent des trajectoires tout à fait compatibles avec les données. En effet les températures de départ sont compatibles avec un événement moyenne pression/basse température (Schiste bleu) et que, à cause de leur remontée, ils passent dans le faciès des schistes verts (GOUFFON 1993, SARTORI 1990). La chronologie est aussi compatible, car on obtient un âge de 26 Ma (point à 42 km) légèrement plus jeune que les âges (30-40 Ma;

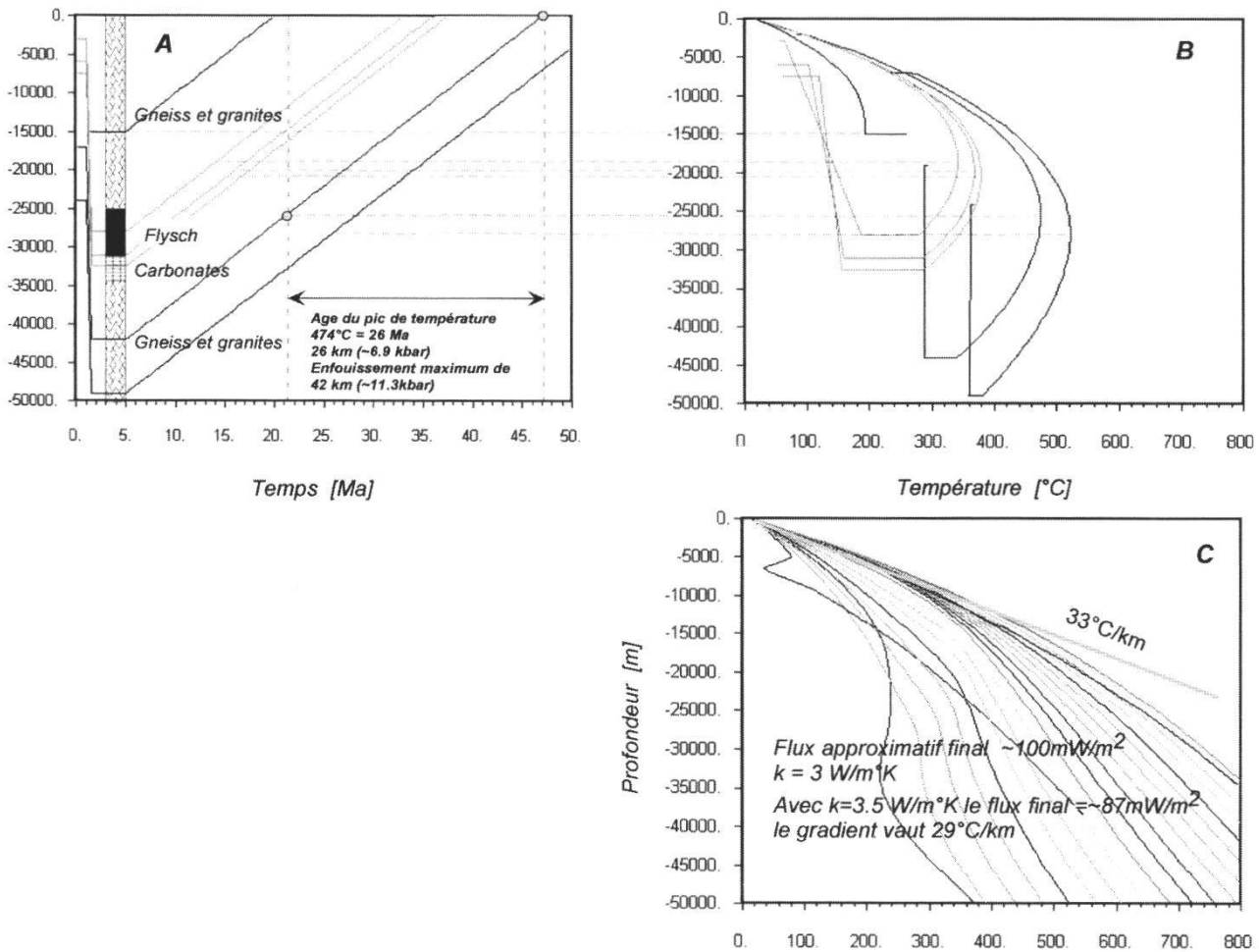


Figure 17.—Simulation 1D d'une colonne de roches de la super nappe du Grand St Bernard. A) Diagramme enfouissement-temps. B) Chemin P-T-t des points de A. C) Evolution du profil des températures avec le temps.

MARKLEY *et al.* 1998) radiométriques obtenus par la méthode $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ sur des micas. En raison de l'origine détritique vraisemblable de certains micas, il est fort probable que les âges radiométriques soient proches de 30 Ma. Le flux final obtenu est de 100 mW/m^2 . Cette vision simple, basée sur un empilement plausible, fournit des ordres de grandeur corrects. On peut bien sûr ajuster les paramètres comme par exemple la conductivité (variation avec la profondeur), mais aussi les vitesses d'exhumation (ici l'érosion). La simulation de la figure 17 prend peut-être en compte des conductivités trop élevées pour les températures considérées, mais si l'on admet la présence de fluides, il est probable que ces paramètres apparents sont de cet ordre. Les résultats comparés à ceux obtenus avec modèle de PEACOCK (1989) pour un épaissement de 31 km sont similaires.

Pour préciser ce modèle il faudrait utiliser une méthode implicite, ajouter une possibilité de variation des paramètres en fonction de la profondeur et de la température (fig. 3 et 4) et d'autres contraintes comme par exemple la maturation de la matière organique.

Tableau 7.—Données correspondantes au modèle 1D de la figure 17. q_b et q_t sont respectivement les flux de chaleur initiaux à la base de la modélisation et à la surface. Les abréviations Cond., Diff., Epais., Prod. Chal. correspondent respectivement aux termes conduction, diffusivité, épaisseur, production de chaleur.

Temps de simulation:	50000000	Ans			
Pas de temps output:	2500000	Ans			
Incrément de temps:	3000	Ans			
Incrément de profondeur:	500	m			
Masse volumique:	2750	kg/m ³			
Température de surface:	15	°C			
Nombre de couches:	4				
N	Epais.	Nb points	Apparition	Diffu.	Cond.
	[m]		[Ans]	[mm²/s]	[W/m°K]
1	30000	61	0	1	3
2	3000	7	0	.6	2
3	6000	13	0	1	2
4	25000	51	1005000	1	3
N	ρc_p	Q_b	Q_t	Prod. Chal.	Type
	[J/(°Km³)]	[mW/m²]	[mW/m²]	[μW/m³]	
1	3000000	30	65	2.5	3
2	3333333	30	-	.6	1
3	2000000	15	-	3	1
4	3000000	30	65	2.5	2
Points PTt: 6			Paramètres d'érosion		
Numéro	Distance du bas de la couches		Nombre de périodes d'érosion: 1		
De la couche	[m]		Début	Vitesse d'érosion	
0	15000		[Ans]	[mm/an]	
0	22000		5000000	1	
1	1500				
2	3000				
2	0				
3	10000				

2. MODÉLISATION THERMIQUE DES CHAINES DE MONTAGNES

2.1. Modèles existants

L'évolution thermique d'un charriage ou un sous-charriage est différente. Dans le premier cas on empile successivement une couche après l'autre par le dessus. Dans le deuxième cas on introduit dans une pile déjà formée un substratum par le dessous, ce qui correspond au refroidissement de la pile déjà formée, l'ordre d'empilement change. Le «timing» de l'empilement ainsi que le nombre d'éléments jouent un rôle important dans l'évolution thermique. Par exemple à épaisseur égale, un plus grand nombre d'éléments (chevauchements) induit un refroidissement plus important (DAVY et GILLET 1986). Pour calculer des ordres de grandeur, le modèle de sur-chevauchement est acceptable, même si dans la plupart des zones de collision il s'agit de sous-charriages ou de subductions (ESCHER et BEAUMONT 1997).

Des modèles thermiques 2D simples ont été établis pour une géométrie de *fault bend fold*. Ils montrent essentiellement que le réajustement thermique est équivalent à un épaississement instantané de la structure avec un décalage dans le temps à peu près égal au temps nécessaire pour le chevauchement (ENDIGNOUX et WOLF 1990). Néanmoins l'effet de la topographie du *fault*

bend fold induit des températures significativement plus basses que celles produites par un modèle d'épaississement instantané 1D (ENDIGNOUX et WOLF 1990). Grâce à un modèle 2D, GRASEMANN (1993) montre qu'une telle géométrie ne permet pas, même avec des vitesses élevées, de créer un métamorphisme inverse significatif.

A l'exhumation par soulèvement et érosion, il faut ajouter l'exhumation par faille d'extension. Les profils de températures obtenus sont comparables pour ces deux processus, pour autant que l'extension ne soit pas accompagnée d'une érosion trop forte qui exhumerait rapidement des niveaux profonds chauds (MANCKTELOW 1998).

Beaucoup de modèles 2D de zones de subduction ont été développés ces trente dernières années. La plupart de ces modèles ont pour objectif de décrire les températures à assez grande profondeur. Ils s'appliquent aussi généralement à une subduction de croûte océanique; peu se sont occupés des collisions continentales pures (BARR et DAHLEN 1989, JAMIESON *et al.* 1998). Dans la figure 18 nous avons reporté les isothermes 300°C de quelques modèles correspondant grossièrement à la transition cassant-ductile dans les roches quartzofeldspathiques. On observe que les profondeurs atteintes par cet iso-

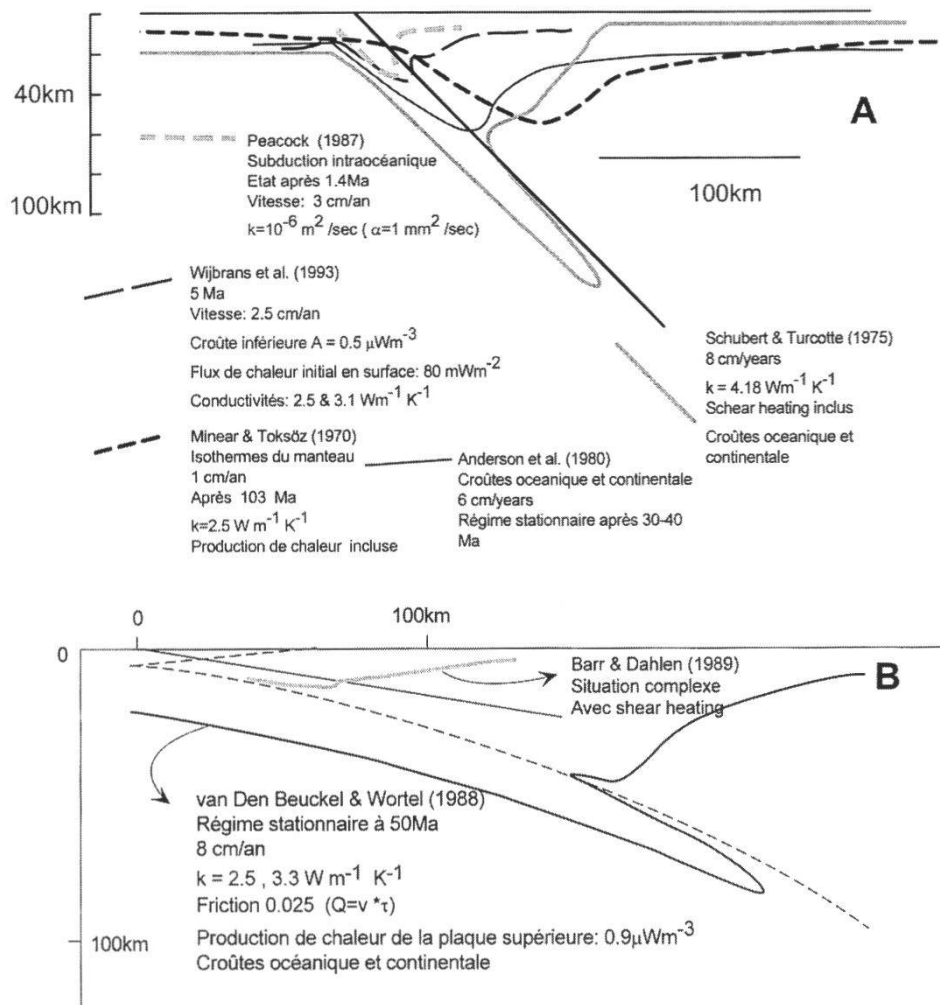


Figure 18.—Exemple d'isotherme 300°C dans divers modèles de subduction. Les paramètres variant d'un modèle à l'autre, seuls certains sont indiqués, dont notamment la durée et les vitesses de subduction. A) modèles à angle de subduction 45°. B) modèles à angle de subduction faible.

therme sont très variables d'un modèle à l'autre, en fonction des vitesses de subduction, de la présence ou non de chaleur de friction, des conductivités et diffusivités et de la géométrie des modèles. La simulation de PEACOCK (1987), qui cisaille à 45° un gradient de température à l'équilibre (=initiation de la subduction) montre que très rapidement le profil de température en fonction de la profondeur est très rapidement abaissé par le déplacement vers le bas de la plaque descendante. Cela signifie que de tels modèles ne sont applicables dans les chaînes de collision continentale qu'au début de la subduction, lors de la fermeture de l'éventuel océan, situation pour laquelle un métamorphisme inverse peut apparaître. Mais par la suite il faut invoquer d'autres mécanismes pour décrire le comportement thermique de la croûte pour que les modèles soient compatibles avec les observations. Plus récemment des modèles 2D incluent une croûte enrichie en éléments radioactifs pour générer des températures dans les zones de collision compatibles avec les chemins P-T-t des chaînes de montagnes. En fait, les valeurs de productions de chaleur correspondent à des valeurs normales pour la partie supérieure de la croûte (1.5-3 $\mu\text{W}/\text{m}^3$). Cette argumentation correspond probablement à une croûte dédoublée qui recèle des roches à forte production de chaleur. HUERTA *et al.* (1998) concluent à une hypothétique inversion de gradient. JAMIESON *et al.* (1998) intègrent cette anomalie dans un modèle thermo-mécanique régi essentiellement par un flux de matière de la croûte supérieure vers le haut et la croûte inférieure vers le bas à l'endroit où se rencontrent les deux plaques continentales. Ce mécanisme est accompagné d'un épaissement. Un coin de matériel plus radioactif reste enfoui à la jonction des deux croûtes supérieures. Ce modèle rend assez bien compte des chemins P-T-t de chaînes de montagne comme les Alpes (comparaison avec RING 1992).

D'une façon générale, c'est la relation entre les mouvements tectoniques et l'érosion en compétition avec la conduction de chaleur qui dicte la structure thermique, car les processus d'érosion et de conduction sont du même ordre de grandeur. En effet OXBURGH et ENGLAND (1980) montrent que le rapport des temps de conduction et d'advection:

$$Pe = \frac{\Delta z^2 / \kappa}{\Delta z / v} = \frac{v \Delta z}{\kappa} \quad (50)$$

vaut environ 1 où Δz est la profondeur d'enfouissement et v la vitesse d'advection (Pe est le nombre de Peclet). Par ailleurs il faut souligner que l'âge de franchissement d'un isograde en température, exprimé par les âges radiométriques de minéraux en admettant qu'ils représentent des températures de fermeture, est plus jeune pour des roches qui proviennent de plus grandes profondeurs. Ce retard se vérifie aussi pour le pic de température du métamorphisme dans un chemin P-T-t standard (fig. 17) (OXBURGH et ENGLAND 1980).

a) Le problème du «shear heating»

Il est certain que la déformation des roches provoque un échauffement de la croûte, le problème est de savoir de quelle quantité q_{sh} (W/m^2) cet effet contribue au flux sachant que:

$$q_{sh} = \tau \times v \quad (51)$$

où τ est la contrainte cisailante et v la vitesse de déplacement. τ est une grandeur difficile à évaluer. Cet échauffement est invoqué comme un processus aidant à la fusion partielle dans les zones de subduction (TURCOTTE et SCHUBERT 1973, 1982). De très hauts flux géothermiques sont expliqués à Taiwan (240 mW/m^2) par des modèles numériques 2D avec un apport important de chaleur par friction (BARR et DAHLEN 1989, HWANG et WANG 1993), qui représente environ 25% du flux. On peut néanmoins se poser la question de savoir si dans un tel contexte géodynamique des montées de magma ne peuvent pas être invoquées.

MOLNAR et ENGLAND (1990) ont développé une approche analytique de la source de chaleur produite par un plan de chevauchement, ils invoquent ce modèle pour expliquer les zones de métamorphisme inverse notamment en Himalaya (ENGLAND et MOLNAR 1993).

PEACKOCK *et al.* (1994) décrivent la friction dans une zone de subduction avec:

$$\tau = \gamma P \quad (52)$$

où P est la pression lithostatique et γ un coefficient allant de 0-10%. Mais l'expression la plus réaliste qu'ils invoquent est une décroissance exponentielle de γ avec la profondeur, se fondant sur les lois de déformation, et utilisant la relation empirique (PEACKOCK 1996):

$$\tau = \tau_{trans} e^{-\frac{(T - T_{trans})}{T_r}} \quad (53)$$

où T_{trans} est la température de transition entre comportement plastique et cassant et τ_{trans} la contrainte cisailante correspondante, T_r étant un paramètre de relaxation fixé à 75°K . Cette approche limite les effets de l'échauffement par friction et semble la plus réaliste.

b) Les modèles dans les Alpes

Dans les Alpes, des modélisations de chemins P-T-t ont été tentées (OXBURGH et TURCOTTE 1974, OXBURGH et ENGLAND 1980, ENGLAND 1978, DAVY et GILLET 1986), et beaucoup de modèles ont pris en compte un événement éoalpin qui est difficile à intégrer dans un modèle thermique (OXBURGH et ENGLAND 1980, ENGLAND 1978). Concernant les Alpes valaisannes, il existe assez peu de chemins P-T-t (GOUFFON 1993); dans les Alpes centrales on peut citer RING (1992) et MEYRE et FREY (1998).

Il existe plusieurs interprétations sur le comportement thermique des Alpes et du Plateau, mais il n'y pas de consensus. Nous énumérons quelques unes des interprétations:

–En 1955, CLARK et NIBLETT (1955) supposent un enrichissement en éléments radioactifs de la croûte pour expliquer les flux observés dans les tunnels alpins, mais les ordres de grandeur ne devaient pas être très bien connus à cette époque.

–WERNER (1980) a proposé un chemin P-T-t pour les Alpes du Sud, il invoque des vitesses d'exhumation assez rapides de 2-3 mm/an entre 20 et 30 Ma et plus tard plus lentes environ 0.5 mm/an. La montée différentielle des blocs de roches influencerait, selon cet auteur, sur les gradients.

–OXBURGH et ENGLAND (1980) ont souligné que les observations de flux actuels devraient être rehaussées pour que les modèles soient en accord avec

les observations qui sont vraisemblablement biaisées par les circulations de fluides.

–STECK et HUNZIKER (1994) montrent grâce aux datations radiogéniques et aux températures de fermeture supposées des minéraux, que les roches les plus métamorphiques des Alpes tessinoises ont été exhumées à la faveur d'une surrection tectonique.

–Le modèle 1D présenté ici, appliqué aux Alpes, respecte les ordres de grandeur (fig. 17), si l'on choisit un empilement de roches composites (voir plus haut).

–GRASEMANN et MANCKTELOW (1993) modélisent l'histoire de la faille du Simplon par un régime extensif. De 25 à 18 Ma le modèle débute par une période d'érosion exclusivement, elle produit une exhumation de 0.5 mm/an. Puis, pendant 3 Ma la faille d'extension est très active et elle produit une exhumation du mur de 5 mm/an. Les 15 Ma restant les terrains subissent une exhumation de 0.4 mm/an. L'exhumation par extension, si elle est différente de l'exhumation par érosion, mène à des gradients en principe élevés; là où ce mécanisme est invoqué (GRASEMANN et MANCKTELOW 1993), en effet, on observe une augmentation des températures essentiellement dans la zone dénudée proche de la faille. Le déplacement du compartiment supérieur vers l'ouest, ne devrait pas favoriser les hauts sommets, qui sont observés à l'ouest de la faille du Simplon. L'extension, si elle existe, est un effet accessoire de la compression, un *pull-apart* de surface.

2.2. Les flux de chaleur dans les Alpes

Le flux de chaleur est une grandeur calculée, mais elle est la plus appropriée pour le calcul de bilans énergétiques. En fait, il n'existe pas d'autres grandeurs qui donnent accès à l'état thermique actuel des Alpes. C'est la raison pour laquelle son interprétation est discutée ici. Rappelons que pour obtenir le flux on multiplie le gradient par la conductivité thermique, ce qui signifie qu'on peut donc s'attendre à des gradients plus forts dans des zones à faible conductivité, à flux égal.

La récente carte des flux de chaleurs en Suisse (MEDICI et RYBACH 1995) montre une tendance surprenante. Les zones les plus montagneuses, aux sommets les plus élevés, sont celles qui possèdent les plus faibles flux. La comparaison avec le relief souligne cette tendance (fig. 19). D'autre part, les vitesses de surrection actuelles² (GUBLER *et al.* 1981, KAHLE *et al.* 1997), qu'il faut distinguer des vitesses d'exhumation ou d'érosion, sont aussi élevées dans les zones à faible flux (fig. 19). Aucun auteur n'interprète les mouvements de surrections actuels comme des mouvements postglaciaires (KAHLE *et al.* 1997). Le rééquilibrage devrait être presque total après 10'000 ans (TURCOTTE et SCHUBERT 1982, p. 245).

Là où les roches les plus métamorphiques des Alpes affleurent (WENK et WENK 1984, STECK et HUNZIKER 1994), les flux sont faibles en comparaison avec le reste de la Suisse. Par contre la corrélation avec la topographie accidentée est moins prononcée, les reliefs sont moins élevés. De plus ces zones présentent moins d'événements sismiques historiques (PAVONI *et al.* 1997).

²Notons que les *uplifts* sont généralement calculés dans les fonds de vallées profondes vis-à-vis des sommets.

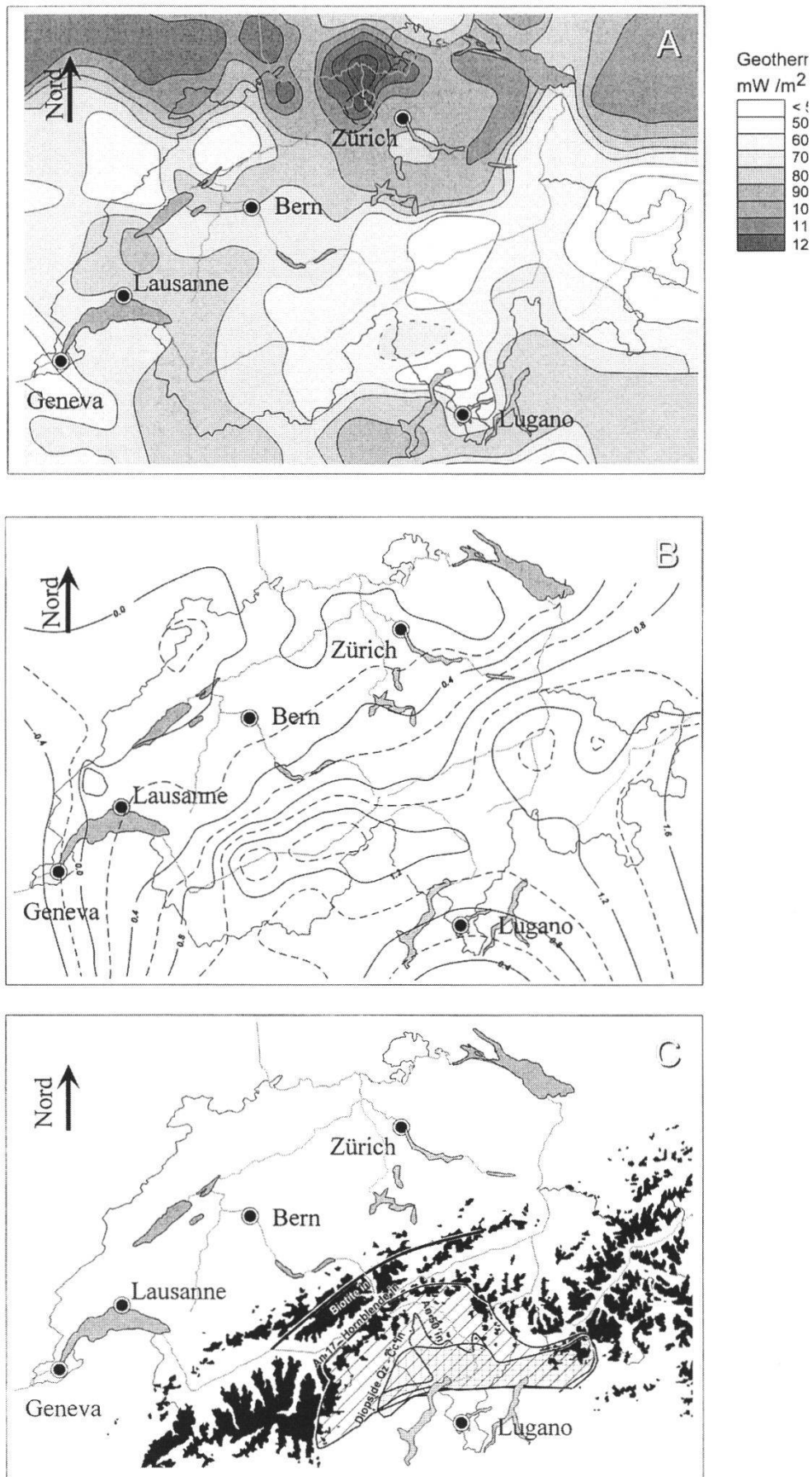


Figure 19.—A) Carte des flux de chaleurs (modifiée d'après MEDICI et RYBACH 1995). B) Cartes des *uplifts* actuels (KAHLE *et al.* 1997). C) Cartes des niveaux topographiques supérieur à 2500 m. Les isogrades métamorphiques y sont aussi représentés (Biotite in, Anorthite 17, Hornblende in, Diopside-Qtz-Calcite in et Anorthite 50). Notons l'excellente concordance avec les surrections et les hauts reliefs notamment 2500 m et 0.8 mm/an.

a) *Implication d'une topographie accidentée sur les flux et températures*

L'érosion a pour effet d'accroître le gradient de température en surface comparé à une évolution sans dénudation. En effet on a vu que le réajustement thermique de chevauchements épais prend plusieurs dizaines de Ma, tandis qu'accompagné d'une érosion, le gradient augmente plus rapidement en surface. L'érosion est en principe associée aux reliefs d'une croûte épaissie, qui provoque une surrection ou *uplift*. Le moteur de ce mécanisme est essentiellement la force d'Archimède qui s'applique à l'ensemble de la lithosphère épaissie causant un réajustement isostatique (CLOOS 1993). La position géographique du maximum de surrection est aussi dépendante de la poussée horizontale (NEUGEBAUER *et al.* 1980); à l'origine l'épaississement est dû aux contraintes horizontales qui provoquent des sous-charriages. Les données actuelles de surrection dans les Alpes centrales sont compatibles avec un modèle en élément fini basé sur le réajustement isostatique additionné d'une contrainte horizontale de 10 MPa (NEUGEBAUER *et al.* 1980). Néanmoins PEACOCK (1996) indique que les contraintes cisailantes peuvent atteindre 100 MPa dans les zones de subduction, ainsi il est possible, mais peu probable, qu'une partie de l'*uplift* soit purement causé par des chevauchements inclinés, mais dans ce cas la contribution aux flux serait élevée soit 60 mW/m^2 (2 cm/an et $\tau = 100 \text{ MPa}$).

Au décapage s'ajoute le problème de la topographie engendrée par ce processus. Les températures sont abaissées sous les sommets et élevées à l'aplomb des vallées (MANCKTELOW et GRASEMAN 1997). Il s'ensuit une perturbation des mesures de flux (fig. 9 et 19). Cet effet est corrigé lorsqu'on tient compte de la variation de température causée par la topographie environnante, des températures de surface ainsi que des constantes thermiques (BODMER *et al.* 1979). Dans le tunnel routier du Gotthard par exemple (fig. 20), on a mesuré un gradient de 16°C/km qui, corrigé pour la topographie, a donné 23.7°C/km , puis par soustraction de l'effet érosif on a obtenu un gradient corrigé de 19°C/km (RYBACH *et al.* 1982). Ce résultat montre l'effet des différents phénomènes, mais souligne aussi de relativement faibles flux puisque le résultat corrigé est de 52 mW/m^2 , comparé au modèle d'exhumation par érosion de la figure 17.

Les corrections ne tiennent pas compte des circulations de fluides superficiels qui provoquent des baisses importantes de température du fait du transport de fluides réchauffés par la roche encaissante (PFEIFER *et al.* 1992, BODRI et RYBACH 1998). Depuis les premiers percements de tunnels alpins, on a observé des températures anormalement basses comme c'est le cas dans le tunnel du Simplon (NIETHAMMER 1910) (fig. 21), provoquées par des venues

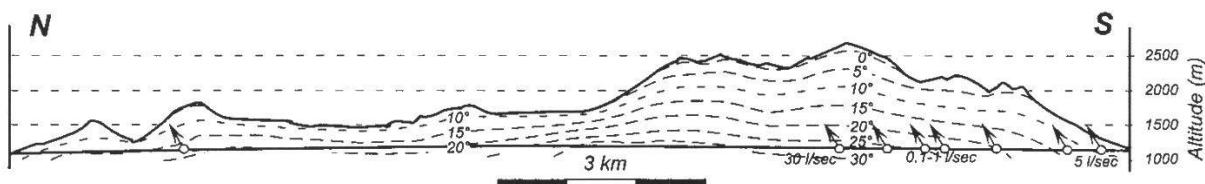


Figure 20.-Estimation des températures dans le tunnel du Gotthard routier grâce aux données collectées dans le tunnel (modifié d'après RYBACH *et al.* 1982).

d'eaux froides. Récemment, cet effet a aussi été observé dans la Piora (BUSSLINGER 1998, BUSSLINGER et RYBACH 1999a et b, PASTORELLI 1999).

D'autre part, les circuits d'eaux géothermiques mis en évidence témoignent d'un refroidissement d'une partie du circuit (fig. 22) et d'une homogénéisation des températures des premiers kilomètres de la croûte réduisant ainsi les gradients (PFEIFER *et al.* 1992, BIANCHETTI *et al.* 1992).

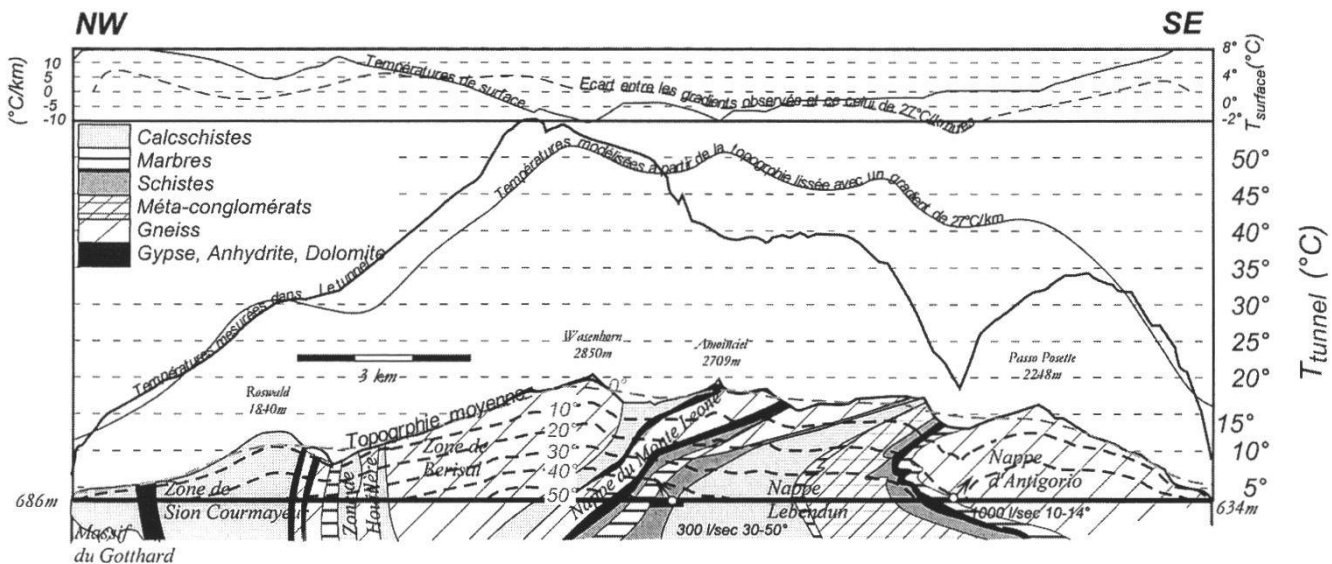


Figure 21.—Profil de températures dans le tunnel du Simplon comparé à un modèle simple tenant compte uniquement de l'épaisseur sus-jacente (modifié d'après NIETHAMMER 1910 et BIANCHETTI *et al.* 1993). Pour construire les isothermes on a utilisé une topographie moyenne à partir de laquelle la température en profondeur a été estimée pour un gradient de 27°C/km et la température de surface. La différence entre le modèle et les températures observées démontre l'effet des circulations d'eau au SE à l'endroit d'un important apport d'eau.

2.3. Discussion

Les relations entre les vitesses de surrection des massifs actuels, la topographie, le flux de chaleur et les zones métamorphiques sont difficiles à expliquer; on peut néanmoins tenter quelques interprétations. Le premier problème est de savoir quel est le taux d'érosion actuel, car on n'observe aujourd'hui que les résultats des soulèvements des bornes de mesures et non pas ceux des sommets. De plus, l'effet de l'érosion n'est pas pris en compte. La quantification de l'érosion actuelle devrait être effectuée par un bilan de matière d'un bassin versant, comme celui du Rhône (H. BADOUX, comm. pers.). En l'état actuel des connaissances, il n'est pas possible d'obtenir une synthèse cohérente des résultats; néanmoins il est intéressant de souligner quelques faits marquants du comportement thermique des Alpes et de leurs abords:

—Les données de la carte des flux sont corrigées pour la topographie, mais pas pour l'érosion qui devrait induire une augmentation de flux. Les zones à relativement faible flux sont essentiellement situées dans les zones à topographie accidentée, là où, comme nous l'avons vu, les circulations de fluides superficiels peuvent refroidir les roches et ainsi abaisser substantiellement les

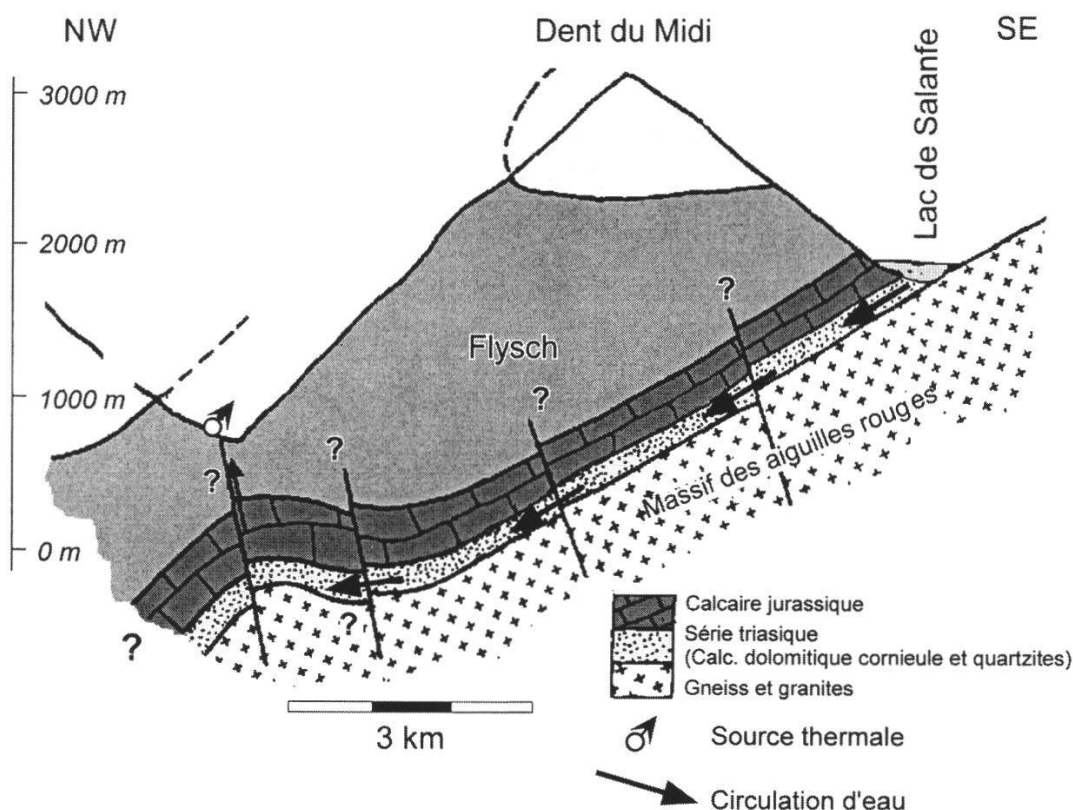


Figure 22.—Circuit hydrologique mis en évidence sous les Dents du Midi grâce aux pertes de charge du barrage de Salanfe, l'eau sort à $\sim 30^{\circ}\text{C}$ (modifié d'après BIANCHETTI *et al.* 1992).

flux géothermiques (SMITH et CHAPMAN 1983, ALFÖLDI *et al.* 1985, BODRI et RYBACH 1998, JABOYEDOFF ET PASTORELLI 1999, POPOV *et al.* 1999). OXBURGH et ENGLAND (1980) pensent que le flux pourrait être diminué de 30% par les circulations de fluides superficielles, ce qui serait tout à fait en accord avec le modèle proposé à la figure 17. Si globalement les circulations d'eaux refroidissent les massifs, elles ont tendance à réchauffer relativement les fonds des vallées (fig. 23).

—L'effet paléoclimatique n'a pas été corrigé. Les données, pour lesquelles cela a été effectué, montrent des flux sensiblement plus hauts, indifféremment sur le Plateau et dans les Alpes. Là encore les effets sur un relief accidenté sont certainement plus forts que pour un faible relief.

—Les conductivités thermiques peuvent varier passablement. Leurs valeurs étant peut-être variables dans les roches se soulevant rapidement, notamment à cause des variations de perméabilité et de porosité qui sont dépendantes du degré de fracturation dues aux déformations cassantes qui affectent les premiers kilomètres de roches (SIBSON 1977, BODRI 1994, MARTINOTTI *et al.* 1999).

—Les zones où les roches les plus métamorphiques (figurées par l'isograde Anorthite 17%; fig. 17) affleurent, sont maintenant moins actives que celles qui se trouvent juste à leur périphérie et qui présentent les topographies et les surrections actuelles les plus élevées. Les données de surrection ainsi que l'altitude du massif du Mont-Blanc soulignent le couplage surrection-topographie (SEWARD et MANCKTELOW 1994).

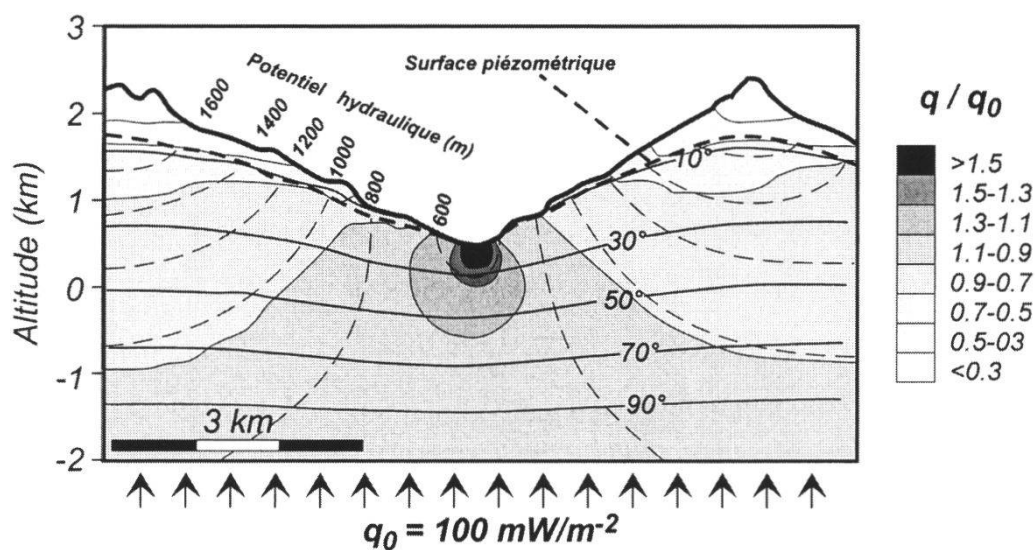


Figure 23.—Simulation thermo-hydraulique (modifié d'après BODRI et RYBACH 1998) qui illustre le refroidissement des reliefs de la région de Biaschina (Tessin). Il n'y a ni flux de chaleur ni eaux qui franchissent les limites latérales du modèle. Un flux de 100 mWm^{-2} est appliqué à la base, aucune eau ne traverse la limite inférieure. Les mouvements d'eaux vers la vallée (perpendiculaire au potentiel hydraulique) accroissent le flux autour de celle-ci et le diminuent vers les sommets. La surface piézométrique a été définie de façon à s'équilibrer avec les infiltrations. La forme des isothermes est aussi perturbée par un effet topographique en plus des effets dus à l'eau.

—On peut ajouter que le taux d'érosion a vraisemblablement changé au cours du temps en fonction des variations climatiques notamment durant les récentes périodes glaciaires et interglaciaires. Par conséquent, à l'heure actuelle, il est possible que l'érosion soit comparativement faible. On peut montrer que, pour le modèle de la figure 17, le temps nécessaire à abaisser le flux thermique en l'absence d'érosion jusqu'aux valeurs observées est long: 500'000 ans de non-érosion permettent d'abaisser un gradient de surface de 100 à 87 mW/m^2 et 3 Ma sont nécessaires pour l'abaisser de 100 à 70 mW/m^2 . L'érosion n'a vraisemblablement pas cessé pendant de si longues durées, ainsi l'absence d'érosion n'est certainement pas la source principale de l'abaissement des flux.

—Les anomalies positives du Plateau ont été parfois expliquées par des apports de fluides chauds comme pour l'anomalie au Nord de Zürich qui serait due à des circulations fluides provenant d'un bassin permocarbonifère sous-jacent (GRIESSER et RYBACH 1989). Certains modèles d'écoulement (KIMMEIER *et al.* 1985) montrent qu'une partie des eaux pourrait migrer de certains aquifères des Alpes vers le plateau augmentant ainsi la décharge thermique des Alpes et contribuant au flux du plateau. Remarquons cependant que cette anomalie pourrait aussi s'expliquer par une plus grande quantité d'éléments radioactifs liés à ce bassin par rapport au socle environnant.

La validation de ces propositions doit passer par des modélisations numériques et des arguments de terrain. Il apparaît néanmoins que l'exhumation tend à migrer vers la périphérie des isogrades métamorphiques les plus élevées, ce qui est montré par la concordance entre les surrections actuelles et les reliefs élevés. De plus, ces mouvements semblent se corréliser avec les contraintes mécaniques qui agissent sur la chaîne et qui favorisent les mouvements verticaux (KAHLE *et al.* 1997). La tendance à la migration des surrec-

tions est déjà présente antérieurement dans les zones d'Ivrée et de Sesia (HURFORD *et al.* 1991) ; de plus cette migration est soulignée par les activités sismiques faibles du Tessin par rapport aux régions environnantes. Le moteur de la surrection pourrait être contrôlé par les épaisseurs de croûte continentale, qui, lorsqu'elle est épaisse, possède des reliefs élevés (isostasie) subissant la plus forte érosion et les réajustements isostatiques les plus rapides. Mais de plus les déformations liées aux contraintes de compression semblent se produire d'abord dans les zones bordières de la chaîne, accentuant l'érosion, ce qui provoque la diminution de l'épaisseur de la croûte à cet endroit. Ce processus peut être comparé à la migration vers le nord de la chaîne des «rétrouvements» (ESCHER et BEAUMONT 1997) dont les mouvements transverses sont subordonnés à la compression. D'autre part, 3 Ma suffisent à enfouir de 25 km une nappe à une vitesse de 2 cm/an sur une pente de 25°. Ces remarques semblent montrer qu'il est possible de modéliser le métamorphisme par une superposition quasiment instantanée de couches puis l'exhumation par des mouvements verticaux. Ceci permet, dans un premier temps, l'utilisation de modèles simples; comme le montre le bon accord entre le modèle de la figure 17 et la connaissance que l'on a des Alpes valaisannes. Les faibles flux apparents dans les Alpes sont vraisemblablement causés par des circulations de fluides météoriques et sont donc compatibles avec les résultats de la modélisation.

a) Remarques sur les sites géothermiques

Le refroidissement des massifs alpins par des circulations de fluides est une des clés de la géothermie dans les Alpes. On peut supposer que les grands mouvements d'eau s'effectuent le long des grandes limites tectoniques dont la fracturation peut être accrue par un comportement rhéologique contrasté, ce qui peut créer une forte perméabilité. D'autre part, la mise en place de circuits d'eau efficaces prend un certain temps. Par conséquent, les sites favorables devraient se trouver proches des endroits où les grandes limites tectoniques recoupent une topographie ou une paléotopographie. C'est le cas de Lavey, Brig, Leuk et Saillon (VUATAZ 1997) (fig. 24). Les écoulements se feraient d'abord vers le bas dans les séries helvétiques fracturées jusqu'à 5 km (STECK *et al.* 1997, ALFÖLDI *et al.* 1985), puis le gradient hydraulique permettrait des remontées latérales.

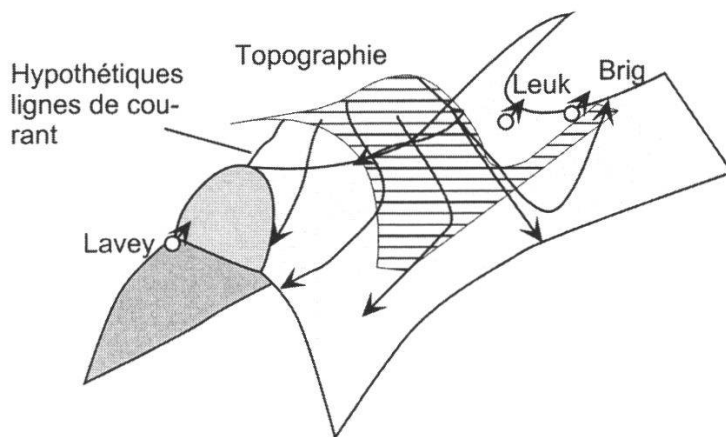


Figure 24.—Interprétation schématique des mouvements d'eau dans les massifs helvétiques basée sur l'hypothèse du refroidissement des massifs par les eaux superficielles.

2.3. Conclusions

Les modèles simples aussi bien que les modèles plus complexes reflètent en général assez correctement l'observation: les ordres de grandeur sont respectés. Par conséquent, ils permettent de tester certaines hypothèses. Par contre, aucun n'est assez fin pour déterminer quels sont les facteurs qui prédominent. Par exemple, la chaleur de friction pourrait très bien remplacer une partie de la chaleur d'origine fissile, même si l'échauffement par friction n'apparaît pas comme une nécessité dans les Alpes.

Les résultats indiquent que les circulations de fluides météoriques influencent le comportement thermique des cinq premiers kilomètres de la croûte environ, en zone montagneuse.

Dans un modèle simple, les flux et gradients observés aujourd'hui sont compatibles avec l'exhumation causée par l'érosion de roches contenant une quantité relativement importante d'éléments radiogéniques.

Le problème essentiel reste la connaissance de paramètres physiques de la roche tels que la conductivité thermique, la chaleur spécifique, la densité et la perméabilité et de leurs variations avec la pression et la température. Un modèle intégrant toutes ces variations permettrait la quantification de l'influence des différents paramètres et, par comparaison avec les données de terrain, de discriminer leur importance relative dans les cas naturels. Ainsi on pourra préciser la dynamique des nappes et des rétro-plissements (ESCHER et BEAUMONT 1997), ainsi que la modélisation des systèmes géothermiques alpins.

REMERCIEMENTS

Cet article a été écrit à l'instigation de A. Escher, intéressé à la quantification des températures dans la formation des nappes. Je lui suis profondément reconnaissant pour ses encouragements et ses fructueux commentaires. Ce travail a bénéficié d'apport de collègues des Universités de Genève, Lausanne, Neuchâtel et de Sorane SA. Une partie du soutien financier de ce travail provient des projets Fonds National n° 21-26433.89 et 20-31234.91 initiés par Ph. Thélin, qu'il en soit remercié. J. Hernandez est vivement remercié pour ses corrections et commentaires de *reviewer*. Ce document a bénéficié de longues et stimulantes discussions avec D. Aulfi, L. Calmbach, J.-L. Epard, H. Masson, S. Pastorelli, H.-R. Pfeifer, M. Sartori, A. Steck et F. Vuataz. J'exprime ma gratitude envers M. Calmbach et P. Dalla Piazza pour leurs corrections attentives et je remercie J. Guex pour ses encouragements.

BIBLIOGRAPHIE

- ALFÖLDI L., GALFI J. and LIEBE P., 1985. Heat flow anomalies caused by water circulation. *J. Geodyn.* 4: 199-217.
- ANDERSON R.N., DELONG S.E. and SCHWARZ W.M., 1978. Thermal model for subduction with dehydration in the downgoing slab. *J. Geol.* 86: 731-739.
- ANGEVINE C.L. and TURCOTTE D. L., 1983. Oil generation in overthrust belts. *AAPG Bull.* 67: 235-241.
- BARR T.D. and DAHLEN F.A., 1989. Brittle frictional mountain building; 2, Thermal structure and heat budget. *J. geophys. Res.* 94, B4: 3923-3947.

- BIANCHETTI G., ROTH P., VUATAZ F.D. and VERGAIN J., 1992. Deep groundwater circulation in the Alps; relations between water infiltration, induced seismicity and thermal springs; the case of Val d'Illeiez, Wallis, Switzerland. *Eclogae geol. Helv.* 85/2: 291-305.
- BIANCHETTI G., ZUBER F., VUATAZ F.-D. et ROUILLER J.-D., 1993. Hydrologische und geothermische Untersuchungen im Simplontunnel. *Matér. Géol. Suisse, sér. géotech.* 88. 75 p.
- BODMER P., ENGLAND P.C., KISSLING E. and RYBACH L., 1979. On the correction of subsurface temperature measurements for the effects of topographic relief; Part II, Application to temperature measurements in the Central Alps. In CERMAK V. and RYBACH L. (Eds). *Terrestrial heat flow in Europe*, Springer-Verlag: 78-87.
- BODRI B., 1994. Hydrological disturbances of conductive heat flow in stable continental crust. *Tectonophysics* 234: 291-304.
- BODRI L. and RYBACH L., 1998. Influence of topographically driven convection on heat flow in the Swiss Alps: a model study. *Tectonophysics* 291: 19-27.
- BOWEN R., 1989. *Geothermal resources*. Elsevier. 484 p.
- BUSSLINGER A., 1998. Geothermik der Piora-zone. Acad. Suisse Sci. Nat., Annual meeting: 23-24.
- BUSSLINGER A. AND RYBACH L., 1999a. Prediction rock temperatures for deep tunnels. *Tunnel I*: 25-32.
- BUSSLINGER A. AND RYBACH L., 1999b. Geothermal prediction of water-bearing zones. *Tunnel I*, 33-41.
- CARSLAW H.S. and JAEGER J.C., 1959. *Conduction of heat in solids*. Oxford University press. 510 p.
- CLARK S.P. Jr. and NIBLETT E.R., 1956. Terrestrial heat flow in the Swiss Alps. *Geophys. J. Royal Astron. Soc.* 7: 176-195.
- CLAUSER C., 1997. Geothermal energy use in Germany status and potential. *Geothermics* 26: 203-220.
- CLOOS M., 1993. Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis; subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges, and seamounts. *Geol. Soc. Amer. Bull.* 105: 715-737.
- CRANK J., 1975. *The mathematics of diffusion*. Calderon Press. 414 p.
- DAVY P. and GILLET P., 1986. The stacking of thrust slices in collision zones and its thermal consequences. *Tectonics* 5: 913-929.
- ENDIGNOUX L. and WOLF S., 1990. Thermal and kinematic evolution of thrust basins; a 2D numerical model. In LETOUZEY J., 1990 (Ed.). *Petroleum and tectonics in mobile belts*. Proc. 4th IFP Expl. and Prod. Res. Conf. Bordeaux, Nov. 14-18, 1988. Ed. Technip. 181-192.
- ENGLAND P. and MOLNAR P., 1993. The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations. *Tectonics* 12: 145-158.
- ENGLAND P.C., 1978. Some thermal considerations of the Alpine metamorphism; past, present and future. *Tectonophysics* 46: 21-40.
- ESCHER A. and BEAUMONT C. 1997., Formation, burial and exhumation of basement nappes at crustal scale; a geometric model based on the western Swiss-Italian Alps. *J. Struct. Geol.* 19: 955-974.
- FLOWER C.M.R., 1990. *The solid earth*. Cambridge University Press. 472 p.
- GARRELS R. and MACKENZIE F., 1971. *Evolution of sedimentary rocks*. W.W. Norton & Company. 396 p.
- GOHAU G., 1987. *Histoire de la géologie*. Ed. de la Découverte. 259 p.
- GOUFFON Y., 1993. Géologie de la nappe du Gd-St-Bernard entre la Doire Baltée et la frontière suisse. *Mém. Géol. Lausanne* 12. 147p.
- GRASEMANN B., 1993. Numerical modelling of the thermal history of the NW Himalayas, Jullu Valley, India. *Geol. Soc. Spec. Publi.* 74: 475-484.
- GRASEMANN B. and MANCKTELOW N. S., 1993. Two-dimensional thermal modelling of normal faulting; the Simplon fault zone, Central Alps, Switzerland. *Tectonophysics* 225: 155-165.

- GRIESSER J.C. and RYBACH L., 1989. Numerical thermohydraulic modeling of deep groundwater circulation in crystalline basement; an example of calibration. *Geophys. Monograph* 2: 65-74.
- GUBLER E., KAHLE H.G., KLINGELE E., MUELLER S. and OLIVIER R., 1981. Recent crustal movements in Switzerland and their geophysical interpretation. *Tectonophysics* 71: 1-4.
- HAUGERUD R., 1986. Program 1DT DOS ver. 1.3. US Geol. Survey, Reston VA.
- HALLAM A., 1989. Great geological controversies. Oxford University Press. 244 p.
- HUERTA A.H., ROYDEN R.L. and HODGES K.V., 1998. The thermal structure of collisional orogens as a response to accretion, erosion, and radiogenic heating. *J. geoph. Res.* 103, B7: 15'287-15'302.
- HURFORD A.J., HUNZIKER J.C. and STOECKERT B., 1991. Constraints on the late thermotectonic evolution of the Western Alps; evidence for episodic rapid uplift. *Tectonics* 10: 758-769.
- HWANG W. T. and WANG C.Y., 1993. Sequential thrusting model for mountain building; constraints from geology and heat flow of Taiwan. *J. geophys. Res.* 98, B6: 9963-9973.
- INCROPRERA F.P. and DEWITT D.P. 1996. Fundamentals of heat and mass transfer. John Wiley & Sons. 886 p.
- JABOYEDOFF M. AND PASTORELLI S. 1999. The present state of Alpine region : Influence of fluid circulation. Proc. 1999 Basel European Geotherm. Conf.: 177-187.
- JAMIESON R.A., BEAUMONT C., FULLSACK P. and LEE B., 1998. Barrowian regional metamorphism: where is the heat. *Geol. Soc. Spec. Publ.* 138: 23-51.
- KAHLE H.G., GEIGER A., BUERKI B., GUBLER E., MARTI U., WIRTH B., ROTHACHER M., GURTNER W., BEUTLER G., BAUERSIMA I. and PFIFFNER, O.A., 1997. Recent crustal movements, geoid and density distribution; contribution from integrated satellite and terrestrial measurements. In PFIFFNER O.A., LEHNER P., HEITZMANN P., MUELLER S., and STECK A. (Eds). Results of NRP 20 Deep structures of the Swiss Alps, Birkhäuser Verlag: 251-259.
- KIMMEIER F., PERROCHET P., ANDREWS R. et KIRALY L., 1985. Simulation par modèle mathématique des écoulements souterrains entre les Alpes et la Forêt-noire. Nagra Tech. Bericht: 84-50.
- MANCKTELOW N. S., 1998. A stepwise discrete Fourier transform approach to 1D modeling of exhumation by erosion and stretching. *Computer Geosci.* 24: 829-837.
- MANCKTELOW N. S. and GRASEMANN B., 1997. Time-dependent effects of heat advection and topography on cooling histories during erosion. *Tectonophysics* 270: 167-195.
- MARKLEY M.J., TEYSSIER C., COSCA M., CABY R., HUNZIKER J.C. and SARTORI M., 1998. Alpine deformation and $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ geochronology of synkinematic white mica in Siviez-Mischabel Nappe, western Pennine Alps, Switzerland. *Tectonics* 17: 407-425.
- MARTINOTTI G., MARINI L., HUNZIKER J.C., PERELLO P. and PASTORELLI S., 1999. Geochemical and geothermal study of springs in the Ossola-Simplon Region. *Eclogae geol. Helv.* 92/3: 295-305.
- MEDICI F. and RYBACH L., 1995. Geothermal map of Switzerland 1995 (heat flow density). *Matér. Geol. Suisse, sér. géoph.* 30. 27 p.
- MEYRE C. and FREY, M., 1998. Eclogite facies metamorphism and deformation of the middle Adulla nappe (central Alps, Switzerland): Excursion to Trescolmen. *Bull. suisse Minéral. Pétrogr.* 78: 355-362.
- MINEAR, J.W. and TOKSOZ M.N., 1970. Thermal regime of a downgoing slab. *Tectonophysics* 10: 367-390.
- MOLNAR P. and ENGLAND P.C., 1990. Temperatures, heat flux, and frictional stress near major thrust faults. *J. geophys. Res.* 95, B4: 4833-4856.
- NEUGEBAUER H.J., BROETZ R. and RYBACH L., 1980. Recent crustal uplift and the present stress field of the Alps along the Swiss Geotraverse Basel-Chiasso. *Eclogae geol. Helv.* 73/3: 489-500.

- NIETHAMMER von G., 1910. Die Warmeverteilung im Simplon. *Eclogae geol. Helv.* 11: 96-120.
- OXBURGH E.R. and ENGLAND P.C. 1980. Heat flow and the metamorphic evolution of the Eastern Alps. *Eclogae geol. Helv.* 73/2: 379-398.
- OXBURGH E.R. and TURCOTTE D.L., 1974. Thermal gradients and regional metamorphism in overthrust terrains with special reference to the Eastern Alps. *Bull. suisse Minéral. Pétrogr.* 54: 2-3.
- PASTORELLI S., 1999. Low enthalpy geothermal resources of the Western Alps. Geochemical and isotopic considerations and tectonic constraints. Example of the cantons of Ticino and Bern (Switzerland). Thèse Univ. Lausanne. 149 p.
- PAVONI N., MAURER H.R., ROTH P. and DEICHMANN N., 1997. Seismicity and seismotectonic of the Swiss Alps. In PFIFFNER A., LEHNER P., HEITZMANN P., MUELLER S., and STECK A. (Eds). Results of NRP 20 Deep structures of the Swiss Alps, Birkhäuser Verlag: 251-259.
- PEACOCK S.M., 1987. Creation and preservation of subduction-related inverted metamorphic gradients. *J. geophys. Res.* 92, B12: 12'763-12'781.
- PEACOCK S.M., 1989. Thermal modelling of metamorphic pressure-temperature-time paths : a forward approach. In SPEAR S. and PEACOCK S.M. (Eds). Metamorphic Pressure-Temperature-Time Paths. AGU Short Course in Geol. 7: 57-102.
- PEACOCK S.M., RUSHMER T. and THOMPSON A.B., 1994. Partial melting of subducting oceanic crust. *Earth and planet. Sci. Lett.* 121: 1-2.
- PEACOCK S.M., 1996. Thermal and petrologic structure of subduction zones. In BEBOUT G.E. , SCHOLL D.W., KIRBY S.H. and PLATT J.P. (Eds). Subduction top to bottom. *AGU Geophys. Monogr.* 96: 119-133.
- PFEIFER H.-R., SANCHEZ A. and DEGUELDRE C., 1992. Thermal springs in granitic rocks from the Grimsel Pass (Swiss Alps); the late stage of a hydrothermal system related to Alpine Orogeny. Proc. Intern. Sympos. Water Rock Interaction 7: 1327-1331.
- POPOV Y.A., PEVZNER S.L., PIMENOV V.P. and ROMUSHKEVICH R.A., 1999. New geothermal data from the Kola superdeep well SG-3. *Tectonophysics* 306: 345-466.
- RING U., 1992. The Alpine geodynamic evolution of Penninic nappes in the eastern Central Alps; geothermobarometric and kinematic data. *J. Metam. Geol.* 10: 33-53.
- ROY R.F., BECK A.E. and TOULOUKIAN Y.S., 1981. Thermophysical Properties of rocks. In TOULOUKIAN Y.S., JUDD W.R., and ROY R.F. (Eds). Physical properties of rocks and minerals. Mc Graw-Hill: 409-502.
- RYBACH L., 1981. Geothermal systems, conductive heat flow, geothermal anomalies. In RYBACH L. and MUFFLER L.J.P (Eds). Geothermal systems, principles and case histories. John Wiley & Sons: 3-36.
- RYBACH L. and MUFFLER L.J.P. 1981. Geothermal systems principles and case histories. John Wiley & Sons.
- RYBACH L., 1986. Amount and significance of radioactive heat sources in sediments. In BURRUS J. (Ed.). Thermal modeling in sedimentary basins. Ed. Technip: 311-322.
- RYBACH L., BODMER P., WEBER R. AND ENGLAND P. C. 1982. Heat flow and heat generation in the new Gotthard tunnel, Swiss Alps (preliminary results). In CERMAK V., HAENEL E., (Eds). Geothermics and geothermal energy. Schweitzerbat'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart.: 63-69.
- SARTORI M., 1990. L'unité du Barrhorn. Mém. Geol. Lausanne 6: 156 p.
- SCHUBERT G., Y D.A. and TURCOTTE D.L., 1975. Role of phase transitions in a dynamic mantle. *Geophys. J. r. astron. Soc.* 42: 705-735.
- SEWARD D. and MANCKTELOW N.S., 1994. Neogene kinematics of the Central and Western Alps; evidence from fission-track dating. *Geology* 22: 803-806.
- SIBSON R.H., 1977. Fault rocks and fault mechanisms. *J. geol. Soc. (London)* 133: 191-213.
- SMITH L. and CHAPMAN D.S., 1983. On the thermal effects of groundwater flow. *J. geophys. Res.* 88, B1: 593-608.
- SPEAR F.S. and PEACOCK S.M., 1989. Metamorphic pressure temperature-time paths. AGU Short course in Geology 7. 102 p.

- STECK A. and HUNZIKER J.C., 1994. The Tertiary structural and thermal evolution of the Central Alps - compressional and extensional structures in orogenic belt. *Tectonophysics* 238: 229-254.
- STECK A., EPARD J.-L., ESCHER A., LEHNER P., MARCHANT R. and MASSON H., 1997. Geological interpretation of the seismic profiles through Western Switzerland: Rawil (W1), Val d'Anniviers (W2), Matternal (W3) Zmutt-Zermatt-Findelen (W4) and Val de Bagnes (W5). In PFIFFNER A., LEHNER P., HEITZMANN P., MUELLER S. and STECK A. (Eds). Results of NRP 20 Deep structures of the Swiss Alps, Birkhäuser Verlag: 251-259.
- TURCOTTE D.L. and SCHUBERT, G. 1973. Frictional Heating of the Descending Lithosphere. *J. geophys. Res.* 78, 26: 5876-5886.
- TURCOTTE D.L. and SCHUBERT G., 1982. Geodynamics; applications of continuum physics to geological problems. John Wiley & Sons. New York. 450 p.
- VAN DEN BEUKEL J. and WORTEL R., 1988. Thermo-mechanical modelling of arch-trench regions. *Tectonophysics* 154: 177-193.
- VUATAZ, F.D. 1997. Natural variations in human influences on thermal water resources in the Alpine environment. Proc. 33rd Conf. Intern. Soc. Hydrothermal tech. Hakone Japan. 6 p.
- WENK E. and WENK H.R., 1984. Distribution of plagioclase in carbonate rocks from tertiary metamorphic belt of central Alps. *Bull. suisse Minéral. Pétrogr.* 107: 357-368.
- WERNER D., 1980. Probleme der Geothermik im Bereich der Schweizer Zentralalpen. *Eclogae geol. Helv.* 73/2: 513-525.
- WIJBRANS J.R., VAN WEES J.D., STEPHENSON R.A. and CLOETINGH S.A.P.L., 1993. Pressure-temperature-time evolution of the high-pressure metamorphic complex of Sifnos, Greece. *Geology* 21: 443-446.

Manuscrit reçu le 27 août 1999

