

**Texte de la 196<sup>e</sup> conférence de l'Université de tous les savoirs donnée le 14 juillet 2000.**

**Le refroidissement de la Terre  
par Jean-Louis Le Mouél**

**Introduction**

Les organisateurs de cette série de conférences m'avaient proposé de parler de la formation et de l'évolution de la Terre. C'était là un bien vaste sujet dont je n'étais pas sûr d'être capable de traiter les nombreux aspects avec toute la compétence souhaitable. J'ai alors décidé, avec leur accord, de me limiter à l'évolution thermique de la planète, à son refroidissement, puisqu'il s'agit de cela. Le sujet ainsi limité est certes moins fascinant ; mais j'avais en faveur de ce choix au moins trois raisons :

1) J'ai maintes fois constaté qu'il est mal compris, même de certains scientifiques ;

2) L'histoire thermique de la Terre rencontre des questions aussi essentielles que celle de son âge et celle de l'énergie que peut fournir la machine Terre à l'entretien de phénomènes dissipatifs tels que le champ magnétique terrestre et le mouvement des plaques lithosphériques ;

3) J'y ai quelque peu travaillé.

Mais d'abord, un avertissement. Je vais parler du refroidissement de la Terre solide. Les conditions de température à la surface de la Terre sont fixées par les interactions du rayonnement solaire et de l'atmosphère. Le flux d'énergie reçu du soleil sous forme de rayonnement est plus de mille fois plus grand que le flux de chaleur interne, sortant de la Terre solide, dont je parlerai tout à l'heure. Dans la suite de l'exposé je supposerai que la température de la surface du Globe est fixée, constante et égale à 0°C, pour la plus grande partie de son histoire.

La question du refroidissement de la Terre est de celles que l'on range dans la catégorie des questions séculaires, ce qui signifie sans doute qu'on s'y intéresse depuis des siècles, mais que la solution n'en est pas encore aboutie. Et, accessoirement, que de nombreux bons esprits se sont employés à l'éclaircir.

C'est qu'on connaît depuis l'antiquité, depuis le creusement des premières mines, que la température augmente avec la profondeur dans les couches superficielles de la Terre d'environ 3°/100m. Cette observation a donné lieu, comme vous pouvez l'imaginer, à des interprétations multiples, parfois peu rationnelles, que je ne reprendrai pas. Ce n'est qu'au

début du XIX<sup>e</sup> siècle que la théorie de la chaleur de Fourier permet de lier quantitativement la chaleur perdue par la Terre à cet accroissement de la température avec la profondeur qu'on appelle le gradient géothermique. Fourier, au demeurant, s'intéressa très directement à la question des températures terrestres qui, dit-il, « nous a toujours paru l'un des grands sujets des études cosmologiques ; et nous l'avons particulièrement en vue en établissant la théorie mathématique de la chaleur. Dès l'origine de nos recherches, nous avons désiré connaître la loi des températures intérieures d'une sphère solide primitivement échauffée par son immersion dans un milieu (chaud) et qui est apportée dans un milieu froid » (1824).

Avant de parler du célèbre modèle de Kelvin, fondé sur la théorie de Fourier, je vais dire un mot d'un travail antérieur de Buffon, de 1755. En effet, Buffon tenta de répondre par l'expérience à cette même question que Fourier devait énoncer 70 ans plus tard dans les termes que je viens de rappeler, avec pour objectif déclaré d'estimer l'âge de la Terre.

Buffon fit faire des boulets de fer forgé (et d'autres matériaux) de différents diamètres (d'1/2 pouce à 5 pouces) et les fit chauffer dans ses forges jusqu'à ce qu'ils fussent portés au blanc. Il mesura alors le temps  $t_1$  mis par le boulet pour refroidir jusqu'à ce qu'on pût le toucher à la main, et le temps  $t_2$  nécessaire pour qu'il arrivât à la température ambiante. Il porta les temps  $t_1$  et  $t_2$  en fonction du diamètre des boulets et trouva une relation linéaire entre ces paramètres. Je cite la conclusion de Buffon (très aventurée ; son changement d'échelle n'était pas légitime) :

« En supposant, comme tous les phénomènes paraissent l'indiquer, que la Terre ait été autrefois dans un état de liquéfaction causé par le feu, il est démontré par nos expériences que si le Globe était composé entièrement de fer ou de matière ferrugineuse, il ne se serait consolidé jusqu'au centre qu'en 4026 ans, refroidi jusqu'au point de pouvoir le toucher sans se brûler qu'en 46 991 ans, refroidi au point de la température actuelle qu'en 100 696 ans... »

Buffon réduit un peu cette estimation, pour tenir compte de ce que la Terre est plutôt composée de matières « vitrescibles et calcaires », à 75 000 ans. Ce qui était déjà très long en comparaison des âges fondés sur les écritures, tel celui de Ussher.

### **Le modèle de kelvin (1862)**

Il fit couler beaucoup d'encre. Pour en saisir toute l'importance, il faut le replacer dans le vaste et vigoureux débat d'idées animant la géologie du XIX<sup>e</sup> siècle : la lutte entre les tenants de l'uniformitarisme et ceux du catastrophisme, du temps cyclique et du temps sagittal, entre les partisans de la chronologie longue et ceux de la chronologie courte. Kelvin,

lui, non sans quelque arrogance dans le propos, s'en tenait aux principes fondamentaux de la physique, dont celui de la conservation de l'énergie : « la Terre perd constamment de la chaleur, ainsi qu'en témoigne l'observation du gradient géothermique ; l'idée d'une activité géologique cyclique est absurde ; cette activité doit au contraire décroître régulièrement avec le temps ».

Voici donc le calcul de Lord Kelvin ; il part de la valeur mesurée du gradient géothermique, disons  $1^\circ/33 \text{ m}$ . A l'instant initial  $t = 0$  le milieu (la sphère terrestre ; mais dans son calcul Kelvin fait l'approximation légitime d'un modèle plan) est à une température uniforme égale à la température de fusion,  $T_g$ , qu'il prend égale à  $3800^\circ$ . Puis Kelvin laisse simplement la Terre – la sphère – se refroidir, par rayonnement de chaleur dans l'espace ; la condition de température à la surface du Globe est, comme je l'ai déjà dit,  $T = 0$ . (**Fig. 1**)

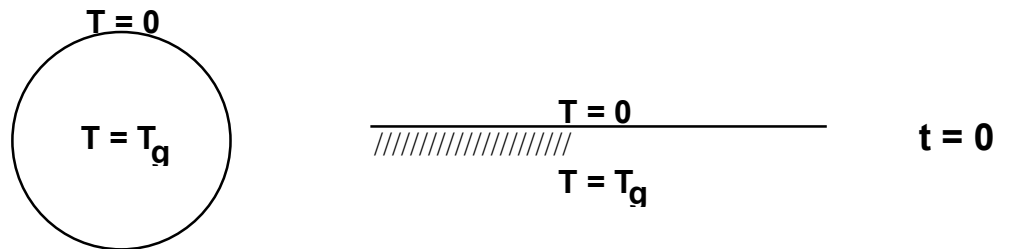


Figure 1

Pour de petites valeurs du temps la valeur du gradient géothermique ( $dT/dx$ ) va être extrêmement élevée, puis va décroître à mesure que la couche refroidie par diffusion de la chaleur de l'intérieur vers la surface libre augmente d'épaisseur. (**Fig. 2**)

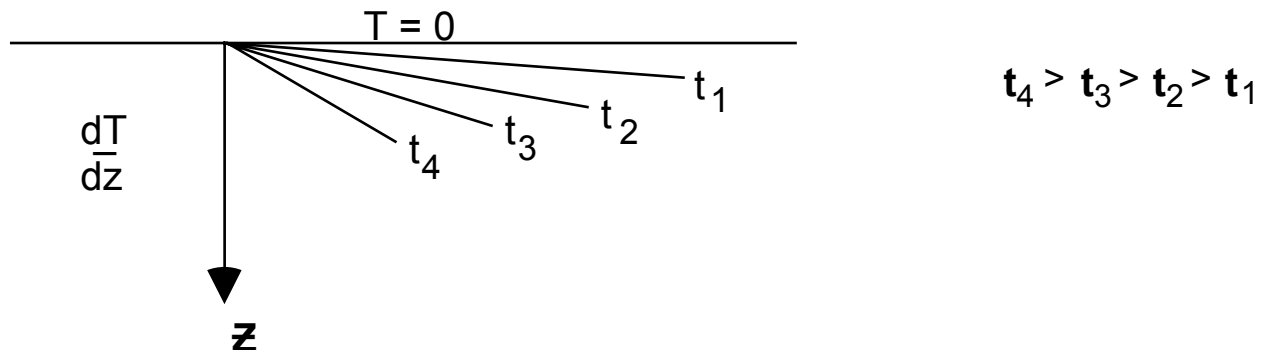


Figure 2

Au bout d'un certain temps, la valeur du gradient dans le modèle, c'est-à-dire de la pente de la droite représentant la température en fonction de la profondeur – dans le voisinage de la surface – atteint la valeur du gradient géothermique observée aujourd'hui,  $g_0$ . Ce temps  $t$  est facile à calculer.

Il vient :

$$T \text{ (âge de la Terre fourni par le modèle)} = \frac{T_g^2}{\pi \kappa g_0^2}$$

Je rappelle que  $T_g = 3800^\circ$  et  $g_0 = 1^\circ/33 \text{ m}$ .  $\kappa$  est la diffusivité thermique, rapport de la conductivité thermique au produit de la densité par la chaleur spécifique. On la mesure pour les roches de la croûte. Prenant comme Kelvin  $\kappa = 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$

Il vient :

$$t = 100 \cdot 10^6 \text{ ans}$$

La Terre n'était donc pas si vieille que le pensaient les géologues uniformitaristes, les tenants du temps cyclique... Je dois passer sur les longues discussions qui suivirent, sur les modifications apportées à cet âge du modèle, parfois par Kelvin lui-même.

Pourquoi l'estimation de l'âge de la Terre par Kelvin est-elle erronée ? L'opinion qui prévaut, même chez de nombreux scientifiques, parfois géologues, est que Kelvin ne pouvait tenir compte du dégagement de chaleur radioactive dans les roches du manteau – j'y reviendrai – puisque la radioactivité n'était pas encore découverte. Ce n'est pas la raison ; l'introduction du dégagement de chaleur radioactif ne change pas beaucoup l'estimation. La raison est que Kelvin considère que la chaleur de l'intérieur de la Terre est évacuée par le seul processus de *conduction*. En réalité, le principal agent de ce transport dans le manteau terrestre est la *convection*, beaucoup plus efficace. Mais, dira-t-on, si l'on met en action ce puissant mode de transport de la chaleur qu'est la convection, le refroidissement de la Terre n'en sera que plus rapide, et on trouvera pour son âge une valeur plus faible encore que celle que donne la théorie conductive de Kelvin ? C'est oublier le principe de son calcul. Le gradient géothermique dans les couches superficielles de la Terre diminue jusqu'à atteindre en quelque cent millions d'années seulement la valeur de  $33^\circ/\text{km}$  parce que l'énorme quantité de chaleur emmagasinée dans les couches plus profondes ne peut, par la seule conduction, parvenir près de la surface pour nourrir ce gradient géothermique, qui s'effondre. La convection, elle, peut assurer ce transport.

Kelvin n'ignorait évidemment pas la convection, connue de Léonard de Vinci, bien analysée par Fourier, et si facile à observer dans l'atmosphère ou dans une casserole d'eau mise à chauffer. Mais on n'imaginait pas alors que le manteau terrestre, réputé solide, et auquel des calculs du même Kelvin, partant de l'observation des marées, donnaient une rigidité supérieure à celle de l'acier, pût être animé de mouvements de convection. C'est encore un effet des longues durées : les silicates cristallisés du manteau, bien qu'ayant la rigidité de l'acier pour les constantes de temps courtes, fluent à l'échelle des temps géologiques, se comportant alors comme des fluides très visqueux. Qu'on pense au fluage des glaciers ou à l'écoulement de certains matériaux, réagissant pourtant de façon élastique à des variations rapides de contrainte (élastomères).

### La convection

La convection est omniprésente dans la nature. C'est le moteur universel de la géophysique, du noyau à l'océan et à l'atmosphère. On peut encore citer Fourier dans la description qu'il en donne en 1824 : « dans l'océan et les lacs, les molécules les plus froides, ou plutôt celles dont la densité est la plus grande, se dirigent continuellement vers les régions inférieures, et les mouvements de chaleur dus à cette cause sont beaucoup plus rapides que ceux qui s'accomplissent dans les masses solides en vertu de la faculté conductrice ». Tout est dit, ou presque.

Je vais brièvement rappeler quelques notions fondamentales relatives à la convection en prenant l'exemple simple, mais adapté, d'une couche uniforme d'épaisseur  $h$  chauffée par en dessous. On supposera qu'elle représente le manteau terrestre. (Fig. 3)

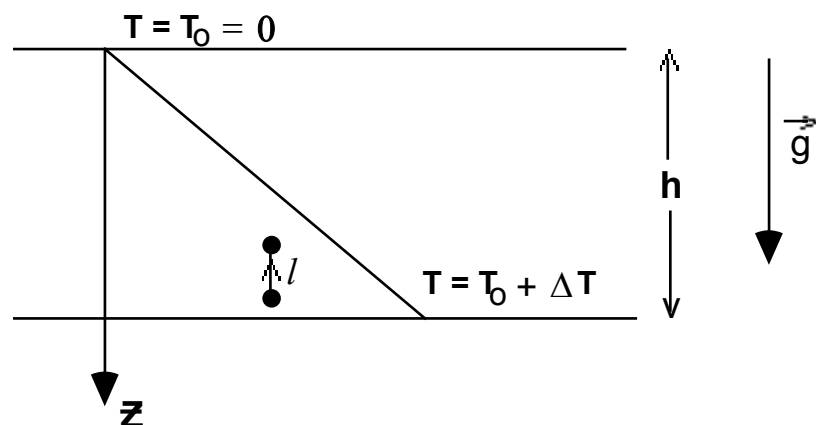


Figure 3

*Conditions de la convection*

La température à la surface est  $T_0 = 0$ , la température en bas de la couche  $T_0 + \Delta T$  (à la frontière noyau-manteau, FNM),  $z$  la verticale descendante. Si la couche ne convecte pas – notamment si elle est strictement solide – il s’y établit, en état de régime permanent, un gradient de température, une pente, uniformes :

$$\frac{dT}{dz} = \frac{\Delta T}{h}$$

Supposons maintenant qu’une particule, un petit volume du fluide, par suite de quelque fluctuation, partant du fond (de la FNM), s’élève de la hauteur  $l$ . Si ce petit volume monte assez vite, en raison de la lenteur des transports de chaleur par conduction, déjà soulignée, il n’échangera pas de chaleur avec son entourage pendant la montée, on dit qu’il s’élèvera adiabatiquement. Il se refroidit alors par détente adiabatique puisqu’à sa nouvelle position, à l’altitude  $l$ , la pression (hydrostatique) est plus faible ; mais la température de son voisinage est aussi plus faible, en vertu du gradient  $\Delta T/h$  qui règne dans la couche. Le refroidissement dû à la détente est proportionnel à la variation de pression que connaît la particule, elle-même proportionnelle à  $l$

$$\delta T_a = \left(\frac{dT}{dz}\right)_a l$$

$$\delta T_{env} = \left(\frac{dT}{dz}\right)_{env} l = \frac{\Delta T}{h} l$$

(env. pour environnement)

Si donc,

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_a < \frac{\Delta T}{h}$$

la particule, plus légère que son environnement, parce que moins froide, continue de monter, la convection démarre ; dans le cas contraire, elle redescend, la chaleur est transmise par conduction. L’expression du gradient adiabatique est très facile à calculer. C’est la quantité dont se refroidit un volume de fluide quand il monte d’un mètre en raison de la variation de pression associée à cette montée :

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_a = \frac{g\alpha T}{c_p}$$

$g$  est l'accélération de la pesanteur,  $\alpha$  le coefficient de dilatation thermique,  $T$  la température au point considéré,  $C_p$  la chaleur spécifique. J'en donnerai des valeurs tout à l'heure. Mais la condition de superadiabacité n'est que nécessaire. Des effets antagonistes s'opposent à la convection, notamment la force visqueuse. Il faut que la force d'Archimède l'emporte sur les effets antagonistes, ce qui se traduit par la condition

$$R_a = \frac{g\alpha h^3}{\nu\kappa} > R_c$$

$R_a$  est le nombre de Rayleigh ( $\nu$  est la viscosité ; c'est la quantité qui mesure la résistance à l'écoulement).  $R_c$ , nombre de Rayleigh critique, est de l'ordre de 2000. Dès que le fluide convecte, la chaleur transmise par conduction est négligeable. Et dans le volume animé par la convection le gradient de température demeure toujours très voisin du gradient adiabatique.

#### *Les couches limites thermiques*

À la frontière de deux fluides qui ne se mélangent pas, la chaleur ne peut plus être transportée par un flux de matière par la convection ; elle se transmet de l'un à l'autre, toujours, par conduction, à travers des couches dites couches limites thermiques. Reprenons l'exemple d'une plaque chauffée par le bas (**Fig. 4**) :

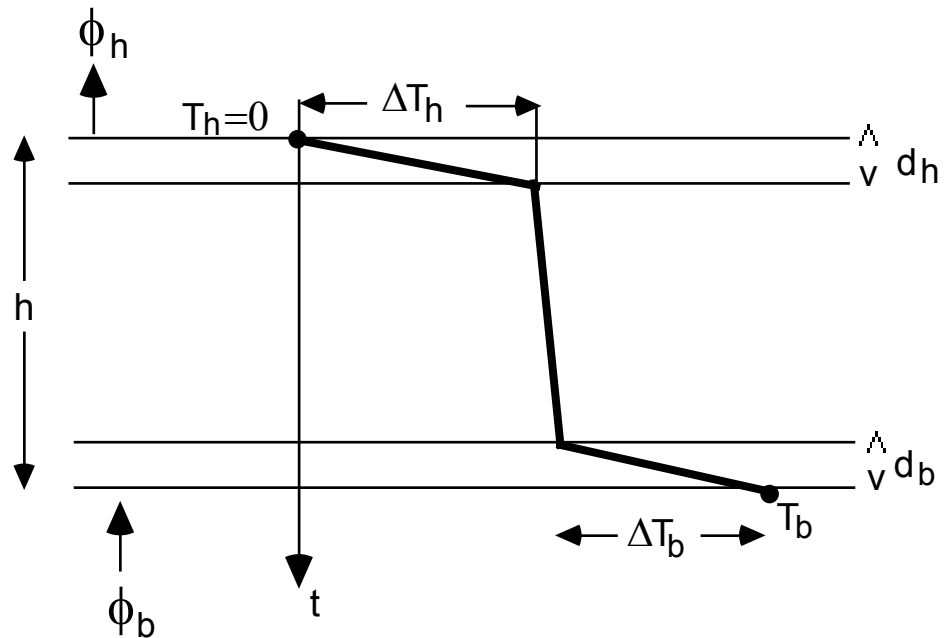


Figure 4

Le flux de chaleur à travers les couches thermiques est donné par la première loi de Fourier ; par exemple :

$$\Phi_n = \Phi_b = \Phi = k \frac{dT}{dz} = k \frac{\Delta T_h}{d_h} = k \frac{\Delta T_b}{d_b}$$

(en état de régime permanent ; toute la chaleur qui entre dans la plaque en sort).  $k$  est la conductivité thermique.

### L'histoire thermique de la terre (telle qu'on la voit aujourd'hui)

La tentative de Kelvin de calculer l'âge de la Terre par un modèle physique fut la dernière. En 1896, Becquerel découvrait la radioactivité, et, dès 1917, les méthodes de datation radioactives avaient fourni l'âge absolu – bien qu'encore imprécis – de nombreux étages géologiques. Pour ce qui est de l'âge des météorites et de la Terre, il faudra attendre 1956 et les travaux de Patterson. Cet âge est de  $4,55 \cdot 10^9$  ans. Je ne dirai rien de cette grande aventure qu'est la découverte des méthodes de datation radioactives ni de ses immenses



conséquences, et reviens à mon sujet, le refroidissement de la Terre. Comme dans tout problème d'évolution thermique, il faut se donner un état initial. Dans le cas présent, ce n'est pas facile.

### *La formation de la Terre*

Pour atteindre ce but, tant bien que mal, il me faut prendre les choses à leur début et évoquer la formation de la Terre. Je me bornerai à en donner une description sommaire, sans discuter les variantes possibles. Il y a  $4,55 \cdot 10^9$  ans la Terre, comme les autres planètes, se forme par accrétion du matériel de la nébuleuse solaire primitive, un nuage d'abord gazeux, puis devenant un nuage de gaz et de poussières de condensation à mesure qu'il se refroidit ; ce matériel est le même que celui dont sont formées les chondrites, les météorites les plus communes parmi celles qui tombent sur la Terre ; elles sont formées de minéraux de silicates et de fer natif. Les grains chondritiques s'accrètent pour donner des billes qui s'accrètent pour former des blocs plus gros, des planétésimaux, des embryons de planètes... Ces corps, tournant autour du soleil se heurtent, se brisent ou se soudent... La Terre se forme ainsi, son rayon atteignant à peu près sa valeur d'aujourd'hui en quelques dizaines de millions d'années (cette estimation est fournie par le calcul, par les modèles d'accrétion). A la fin de cette première étape, la Terre est de composition homogène, avec, partout, les mêmes proportions de silicates, de fer, d'eau. Quelle est alors la distribution de température ? Le processus d'accrétion fournit évidemment de la chaleur ; une bonne partie de l'énergie gravitationnelle et cinétique des billes, blocs, planétésimaux, qui se heurtent, est en effet transformée en chaleur. L'évaluation précise de la température qui prévaut à la fin de la phase d'accrétion n'est pas facile pour autant. Peut-être la Terre était-elle totalement fondue ; plus probablement était-elle partiellement fondue (la raison en est que la température de fusion croît avec la pression, c'est-à-dire avec la profondeur). En tout cas, elle était chaude – je donnerai des chiffres tout à l'heure. Mais là n'est pas encore mon état initial. Car aussitôt le noyau se forme par différenciation. Le fer, plus lourd, migre vers le centre, percolant à travers les grains solides des silicates (je rappelle que la planète n'est pas entièrement fondue). Il ne s'agit pas de fer pur, mais d'un alliage Fer-soufre, ou Fer-oxygène ou Fer-silicium, moins dense que le fer pur, et dont la température de fusion est plus basse. Ce processus de différenciation libère beaucoup d'énergie : les particules de fer, plus denses, se dirigent vers le centre où le potentiel gravitationnel est plus faible, libérant de l'énergie gravitationnelle ; l'élévation de température qui en résulte dépend de la rapidité du processus. Admettons qu'il s'est accompli en quelques

dizaines de millions d'années et qu'il n'a pas fondu totalement la planète (une estimation de 2000° pour l'élévation de la température moyenne de la Terre résultant de la différenciation du noyau est souvent avancée). Il faut ajouter un intense bombardement météoritique. Il est probable qu'à la fin de cette phase une enveloppe externe du manteau, de quelques centaines de kilomètres d'épaisseur, et le noyau métallique tout entier, étaient fondus.

Mais la convection est vigoureuse, la couche extérieure se refroidit, et on se retrouve bientôt – disons il y a 4,2 Ma, pour fixer les idées – dans une situation pas très éloignée de celle d'aujourd'hui : un manteau solide – au sens que j'ai déjà discuté ; il se comporte comme un fluide visqueux aux échelles de temps géologiques –, et un noyau métallique entièrement fondu. Considérons l'histoire thermique de la planète à partir de cet état.

*L'histoire thermique de la Terre au cours des quatre derniers milliards d'années.*

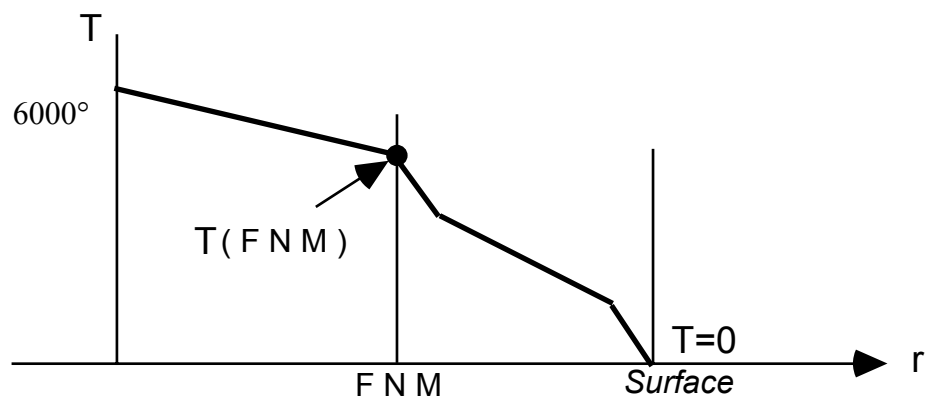
Le noyau est fondu. La température au centre de la Terre est supérieure à la température de fusion du fer (de l'alliage Fe-élément léger) à la pression qui y règne, qui peut être estimée à 5500° C. Nous choisissons donc

$$T_0(0) > 5500^\circ \text{C}$$

(j'y reviendrai ; changer cette valeur revient à une translation dans le temps). Le noyau convecte, la température y est distribuée selon le gradient adiabatique, qu'on peut estimer à

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{\text{a.noyau}} \sim 0,2^\circ\text{C/km}$$

La température se trouve ainsi fixée à la FNM (il y a une couche limite conductrice au sommet du noyau ; on la négligera). **(Fig. 5)**



### Figure 5

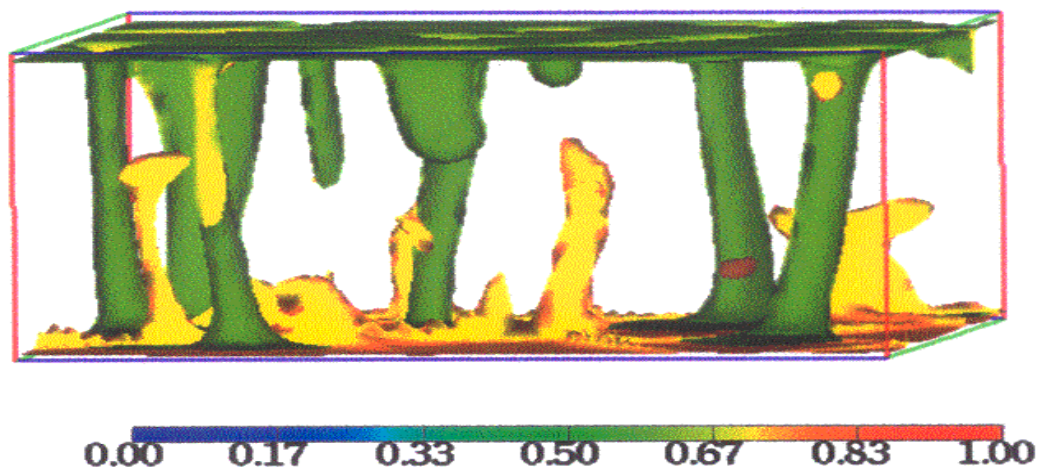
Pour le manteau, donc, le problème se pose ainsi : calculer l'évolution thermique d'une enveloppe de fluide très visqueux qui convecte (le nombre de Rayleigh supérieur à  $10^6$ ), et dont la température est connue en haut et en bas. La couche limite supérieure est la lithosphère de la tectonique des plaques, d'une épaisseur de quelque 100 km, la couche limite inférieure est la couche D'' des sismologues d'une épaisseur de quelque 200 km (caractérisée par des irrégularités notables de la vitesse des ondes sismiques).

Mais il faut ajouter quelque chose à l'énoncé du problème : le manteau – fait de silicates et d'oxydes, je le rappelle – contient des éléments radioactifs – de l'uranium 238 (durée de vie 4,5 milliards d'années) et 235 (durée de vie 710 millions d'années), du thorium 232 (durée de vie 14 milliards d'années) et du potassium 40 (durée de vie 1,3 milliards d'années) – dont les géochimistes savent estimer l'abondance initiale (avec une bonne marge d'incertitude) qui se chiffre à quelques dizaines de parties par milliard. Un dégagement de chaleur interne, exprimé en  $\text{watts/m}^3$ , en résulte, qui modifie les paramètres de la convection. Notons que ces éléments radioactifs étaient beaucoup plus abondants il y a  $4,2 \cdot 10^9$  ans qu'aujourd'hui, environ dix fois plus.

Le calcul de la convection dans le manteau est difficile ; il se fait aujourd'hui à l'aide de gros codes numériques. Je vous présente une illustration des calculs de S. Labrosse de notre laboratoire de géomagnétisme de l'IPG de Paris (**Fig. 6**). Vous remarquez que le transport de chaleur vers le haut se fait surtout par descente de panaches froids, en vert (associée, bien évidemment, à une montée plus diffuse de matériel chaud). Ces modèles convectifs permettent de calculer, à chaque époque, la valeur moyenne (sur un temps de l'ordre de la centaine de millions d'années) du flux de chaleur sortant de la Terre, et la valeur moyenne (sur le même intervalle de temps) de la température au point milieu de la couche convective. Dès lors tout est fixé. La solution moyenne est unique pour un nombre de Rayleigh et un taux de chauffage radioactif donnés. Malgré la complexité de la convection, le gradient moyen de température dans la partie du manteau qui convecte, à l'intérieur des couches limites thermiques, est proche du gradient adiabatique :

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{a,manteau} \sim 0,3^\circ\text{C/km}$$

Vous notez que ce gradient est 100 fois inférieur au gradient géothermique mesuré près de la surface, au sommet de la couche limite thermique supérieure à travers laquelle la chaleur est transportée par conduction.



*Figure 6*

Pratiquement, on fait une suite de calculs pseudo stationnaires, en tenant compte de ce que le chauffage radioactif et le nombre de Rayleigh diminuent (beaucoup) dans le temps. Le chauffage radioactif pour des raisons évidentes ; le nombre de Rayleigh parce que la viscosité  $\eta$  figure au dénominateur et qu'elle croît quand la température décroît, selon une loi exponentielle en  $(A/T)$ , dite loi d'activation.

J'en viens aux résultats, illustrés par deux diagrammes. La courbe de la figure 7 montre l'évolution de la température  $T_h$  à la base de la lithosphère (la couche limite extérieure ; en la multipliant par 1,3 on obtient la température moyenne du manteau,  $T$ ). Voyez que cette température n'a décré que de  $300^\circ$  au cours des 4,3 milliards d'années. La seconde figure (Fig. 8) présente l'évolution du flux de chaleur à la surface du Globe, de l'instant initial choisi à nos jours, et sa décomposition en trois parties : la contribution du refroidissement séculaire du noyau (c'est le flux qui traverse la FNM), la contribution du dégagement de chaleur radioactive dans le manteau, celle du refroidissement du manteau, puisqu'il se refroidit aussi ; curieusement, c'est un terme souvent oublié. Aujourd'hui le flux de chaleur dû au refroidissement séculaire (noyau + manteau) est sensiblement égal au dégagement de chaleur radioactive.

Mais ce n'est là qu'un modèle, qui a bien des faiblesses. Au moins doit-on comparer ses prédictions avec les observations disponibles. Voici les deux "contraintes" principales (Fig. 7 et 8).

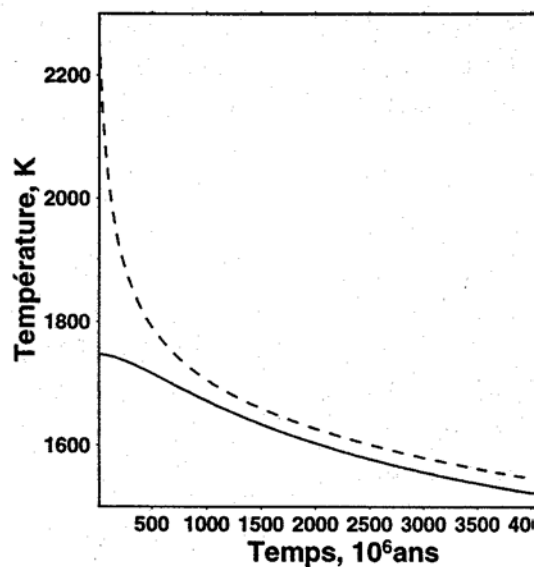


Figure 7

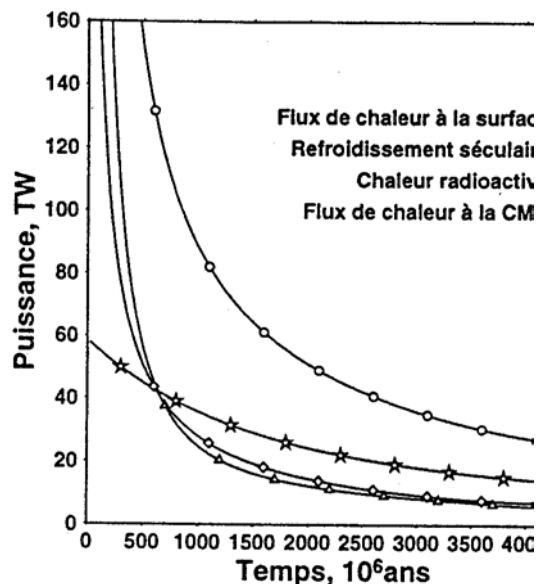


Figure 8

*a) La graine.* La sismologie nous apprend qu'une graine interne, de rayon égal à 1200 km, est solide. Il faut donc qu'au cours de son histoire thermique la température au centre de la Terre soit descendue au-dessous de la température de fusion du mélange alliage Fe-éléments légers (la pente de la courbe représentant la température de fusion en fonction de la pression est plus forte que celle du profil adiabatique), que la graine solide ait ainsi commencé de se former, qu'elle ait crû en taille jusqu'à ce que son rayon atteigne aujourd'hui la valeur de 1200 km. Il est assez facile de satisfaire à cette contrainte ; il suffit de jouer sur la valeur  $T_0$  (o), la température initiale au centre dont j'ai dit seulement qu'elle devait être supérieure à  $5500^\circ\text{C}$  ; on peut adopter une valeur de  $7000^\circ\text{C}$ . Mais, avec une telle valeur, il apparaît que la graine solide est *jeune*, qu'elle n'a pu commencer à se former qu'il y a  $2 \cdot 10^9$  ans (sinon son rayon actuel serait trop grand). Voilà donc qu'après un long détour on revient à un calcul "à la Kelvin" pour fixer non plus l'âge de la Terre, mais, bien plus modestement, l'âge de la graine. Aucune mesure directe d'aujourd'hui ne permet de donner la date de naissance de la graine.

*b) Le flux de chaleur actuel.* On mesure le flux de chaleur qui aujourd'hui s'échappe de la Terre. Pour cela, on applique littéralement la première formule de Fourier : on mesure la différence de température  $\Delta T$  entre deux points distants de  $h$  selon la verticale, et l'on a :

$$\Phi = k \frac{\Delta T}{h} \text{ en W/m}^2$$

k est la conductivité thermique de la roche dans laquelle on a fait le forage. Ces mesures de flux de chaleur sont aujourd'hui nombreuses, pas assez cependant, et irrégulièrement distribuées à la surface du Globe. Si on fait la moyenne des valeurs de  $\Phi$  on trouve :

$$\Phi = 80 \text{ mW/m}^2$$

Et, multipliant par la surface de la Terre, on trouve pour la valeur du flux total sortant :

$$F = 40 \cdot 10^{12} \text{ watts} = 40 \text{ terawatts}$$

On note que notre modèle donne  $F = 26$  terawatts aujourd'hui (**Fig. 7**). Pour améliorer l'accord entre mesures et prédictions du modèle, on peut par exemple augmenter – dans le modèle – le contenu en éléments radioactifs du manteau (significativement : le doubler). Est-ce possible ? Pour certains géochimistes, oui, pour d'autres, non. Mais il est d'autres moyens pour que le manteau ne laisse pas trop vite échapper la chaleur interne (c'est ce qui se passe, le modèle ne maintient pas le gradient géothermique à une valeur assez élevée assez longtemps) : améliorer la loi de variation de la viscosité en fonction de la température et de la pression ; considérer un manteau à deux couches convectant séparément ; prendre en compte l'effet de couverture isolante exercé par les continents. Rien de tout cela n'est simple.

### **Le champ magnétique de la terre**

Je n'ai plus que peu de temps à consacrer au champ magnétique. On s'accorde à considérer qu'il est engendré par une dynamo auto-excitée fonctionnant dans le noyau externe métallique conducteur, liquide, de la planète. La conductivité électrique du noyau peut être estimée à  $10^6 \text{ Sm}^{-1}$  ; sa viscosité n'est probablement pas beaucoup plus élevée que celle de l'eau. Le principe de la dynamo auto-excitée est le suivant : des mouvements de convection – on l'a vu – animent le fluide conducteur du noyau, en présence d'un champ magnétique ; des courants électriques en résultent (il y a flux coupé) qui maintiennent le champ magnétique même qui leur a donné naissance par induction. Le champ géomagnétique, tel qu'il est observé aujourd'hui dans l'environnement de la Terre, a, en première et grossière approximation, la géométrie du champ qui serait engendré par un dipôle – ou aimant court – placé au centre de la planète et aligné selon son axe de rotation. Il est une raison simple et forte de placer les sources du champ terrestre dans son noyau fluide ; il varie dans le temps –

c'est la variation séculaire – si vite qu'il peut changer significativement, en grandeur et en direction, au cours d'une vie humaine. Aucun phénomène qui prendrait sa source dans le manteau solide - au sens où on l'a vu ; la viscosité du manteau est  $10^{23}$  fois celle du noyau – ne pourrait présenter de telles variations.

Pris en moyenne sur quelques millions d'années – les mesures directes ne portent que sur les quelques trois cents dernières années ; pour les temps plus anciens on mesure le champ fossilisé dans les roches de la croûte terrestre -, le champ géomagnétique est strictement celui d'un dipôle axial centré. Et, au cours des temps géologiques, le dipôle s'est inversé un grand nombre de fois : des périodes de polarité stable, pendant lesquelles le dipôle est orienté Nord-sud ou Sud-nord, longues de quelques centaines de milliers d'années, sont interrompues par les renversements, ou inversions, qui se produisent en quelques milliers d'années seulement. Ce sont ces successions de polarités directe ou inverse qui, inscrites dans le plancher des océans, ont permis de mesurer les déplacements des plaques lithosphériques au cours des deux cents derniers millions d'années.

Je ne décrirai pas davantage le champ magnétique mais me bornerai, pour rester dans le fil de mon exposé, à dire quelques mots des sources d'énergie qui peuvent le maintenir contre la dissipation ohmique. Il est assez facile d'estimer la puissance nécessaire à cet entretien. En l'absence de champ inducteur – si l'on figeait le noyau liquide -, le champ magnétique s'évanouirait en un temps  $\tau$  de quelques dizaines de milliers d'années (les courants électriques circulant dans un milieu de conductivité finie dissipent de la chaleur). On peut aussi, tant bien que mal, évaluer l'énergie  $W$  du champ, aujourd'hui (mais rien n'indique qu'elle ait beaucoup varié) ; c'est en gros, à un facteur près, l'intégrale du carré du champ étendue à tout l'espace. Divisant l'énergie  $W$  par le temps  $\tau$ , dit temps de Cowling, on trouve la valeur de la puissance nécessaire à l'entretien du champ. On trouve :

$$P = \frac{W}{\tau} \sim 10^{11} \text{ watts}$$

Comparant cette valeur à celle du flux de chaleur sortant du noyau, dont la valeur actuelle – la plus faible – donnée par notre modèle est de  $7 \cdot 10^{12}$  watts, on est conduit à penser qu'il y a assez d'énergie thermique disponible pour entretenir le champ magnétique, même si la machine thermique a un faible rendement.

Mais il existe dans le noyau une autre source d'énergie gravitationnelle, qui produit un second champ de forces d'Archimède ; celles-ci s'ajoutent aux forces engendrées par les

hétérogénéités de température, moteur de la convection thermique. En effet, l'élément léger constitutif de l'alliage dont est fait le noyau externe n'entre pas dans la graine interne qui croît par solidification du fer (c'est une observation courante que la glace formée à partir d'une eau sale paraît propre). Cet élément libéré, plus léger que l'alliage environnant, fournit les forces de flottabilité dont je parlais. On montre qu'au taux actuel de croissance de la graine, sa solidification peut ainsi fournir une puissance de  $10^{12}$  watts. Surtout, on montre que le rendement de cette énergie gravitationnelle est excellent. La raison en est qu'elle ne peut s'échapper du noyau qu'en se transformant en chaleur, et que la meilleure manière de le faire est d'entretenir des courants électriques ; dans le noyau, la dissipation ohmique est beaucoup plus efficace que la dissipation visqueuse.

Mais la graine, nous l'avons vu, n'a que deux milliards d'années. Et avant ? Il faut sans doute admettre que le mécanisme d'entretien du champ magnétique terrestre a varié au cours des temps géologiques.

### **Conclusion**

En guise de conclusion, je me laisserai aller à quelques spéculations sur l'avenir de la Terre.

On prête au Soleil encore 5 milliards d'années de vie. Alors l'équilibre entre la gravité et les forces de pression alimentées par les réactions thermonucléaires sera rompu, et l'étoile s'effondrera. Ne regardons donc pas plus loin. La Terre se refroidit. Sera-t-elle une planète morte avant que meure le soleil ? La graine aura-t-elle occupé tout le volume du noyau ? Le manteau aura-t-il cessé de convecter ? Si oui, quelles seront les conséquences sur les conditions régnant à la surface du Globe ? J'ai dit qu'elles étaient largement indépendantes de la chaleur interne ; ce n'est sûrement pas tout à fait vrai. Il n'est guère facile de répondre à ces questions. Il ne suffit pas d'extrapoler hardiment les courbes d'évolution que je vous ai montrées. Peut-être, à la surface de la terre, les choses pourraient-elles ne pas être si différentes, dans quatre milliards d'années, de ce qu'elles sont aujourd'hui.