

# La convection dans le manteau terrestre

**H.-C. Nataf**

Géophysique et Géodynamique interne,  
Université Paris XI

Chaque année New York s'éloigne de Paris de quelques centimètres en moyenne. C'est en fait toute la "plaque" Américaine du Nord qui s'écarte de "notre plaque", la plaque Eurasie, tandis qu'entre les deux le vide se comble avec la formation d'une croûte océanique toute neuve dans la vallée axiale de la dorsale médio-Atlantique. Quelle est la cause du mouvement de ces quelques neuf plaques majeures que l'on identifie à la surface de la Terre ? La réponse nous est fournie par l'observation des fonds océaniques. Prenons l'exemple du Pacifique : au niveau de la dorsale Est-Pacifique, du matériau très chaud venant du manteau est soudain mis en contact avec les eaux froides de l'océan. Comme l'expansion se poursuit ce matériau très chaud et léger se refroidit et s'éloigne de la dorsale. Au bout de 70 millions d'années le front froid a diffusé jusqu'à une profondeur d'environ 100 km, formant une "lithosphère" froide, dense, et relativement rigide. Celle-ci est alors mûre pour s'enfoncer dans le manteau, c'est-à-dire subduire, en générant les grands séismes de la "ceinture de feu" du Pacifique. Le physicien aura reconnu dans cette description schématique l'expression de la convection thermique : le manteau terrestre est en convection et les "plaques" sont les couches limites thermiques supérieures des cellules de convection. De nombreux arguments viennent étayer cette théorie, mais pour le géodynamicien il reste beaucoup de points à éclaircir : Se superpose-t-il à cette convection à grande échelle un mode convectif de plus petites dimensions ? Quelle forme prend-il ? Quel rôle jouent les continents avec leur croûte "insubmersible" ? Quelle est l'origine des "points chauds", ces volcans qui tel celui d'Hawaï percent au beau milieu d'une plaque ? Quelle est l'épaisseur de la couche en convection ? Quel est l'effet de la forte variation de la viscosité des constituants du manteau avec la température et la pression ?

Pour attaquer ces problèmes, le géophysicien utilise des observables qui lui sont propres : le champ de gravité, maintenant bien connu grâce aux satellites altimétriques ; la structure interne de la Terre avec ses hétérogénéités latérales telles que les déchiffre la sismologie ; les contraintes et le flux de chaleur, mesurés en surface.

L'autre aspect du problème, c'est de chercher quel est le mode convectif que l'on devrait avoir dans les conditions du manteau terrestre et de prédire ses manifestations à la surface de la Terre. Et là le géophysicien redevient avant tout physicien, cherchant à utiliser au mieux une panoplie de techniques numériques et expérimentales pour étudier la convection et dégager tel ou tel élément important pour la convection terrestre.

Je vais illustrer ces deux approches à l'aide de deux exemples tirés de travaux récents effectués dans notre équipe en collaboration avec le Groupe de Recherche en Géodésie Spatiale (Toulouse) et le

California Institute of Technology (Pasadena).

## Subduction et grands rouleaux

La subduction océanique met en contact une plaque océanique plongeante froide et le manteau sous-continental chaud. Pour la convection sous-continente au voisinage d'une zone de subduction on a donc la géométrie suivante : au chauffage par-dessous — refroidissement par-dessus classique de la convection de Rayleigh-Bénard s'ajoute

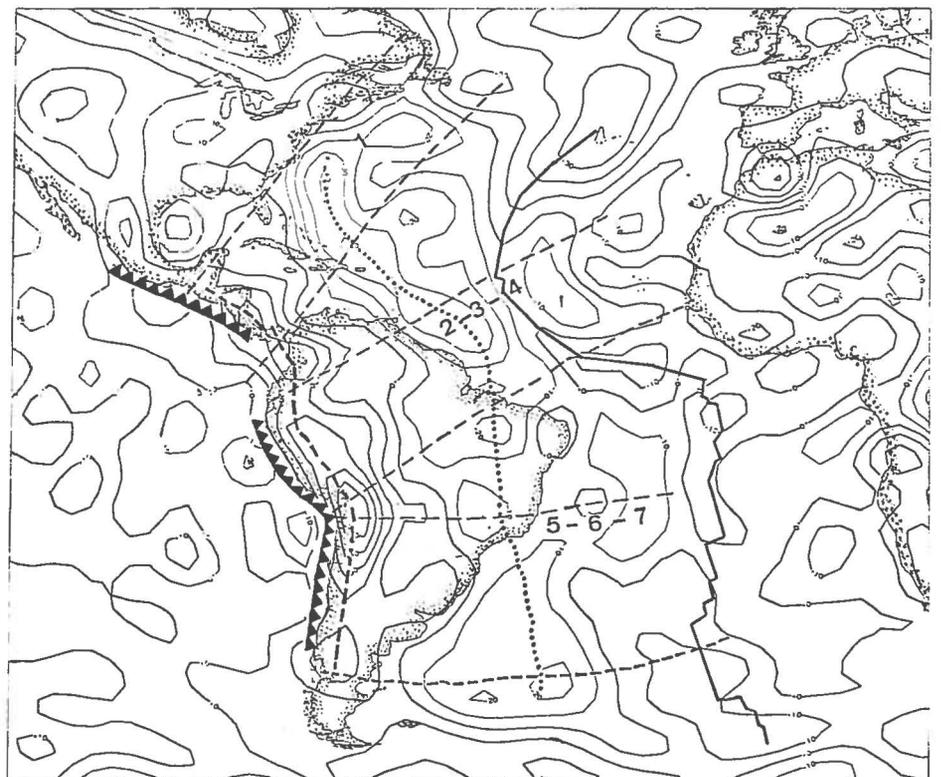


Figure 1. Lignes de niveau des anomalies du champ de gravité terrestre à partir du modèle GEM 10B. L'intervalle entre les contours correspond à 10 mgals ( $1 \text{ mgal} = 10^{-5} \text{ m/s}^2$ ). Le tracé en dents de scie indique la position des zones de subduction des plaques océaniques Nazca et Coco sous les Amériques du Sud et Centrale. La ligne en tirets épais suit les crêtes du champ de gravité et la ligne pointillée ses creux. La dorsale médio-Atlantique est représentée par la ligne brisée épaisse. On note un fort maximum derrière la zone de subduction, suivi d'une descente douce sur quelque 3 000 km vers un minimum, puis une remontée. On pense reconnaître là la signature d'un rouleau de quelque 4 000 km de large qui s'étale sous le continent en réponse à la subduction Est-Pacifique. (D'après Rabinowicz et al., [2].)

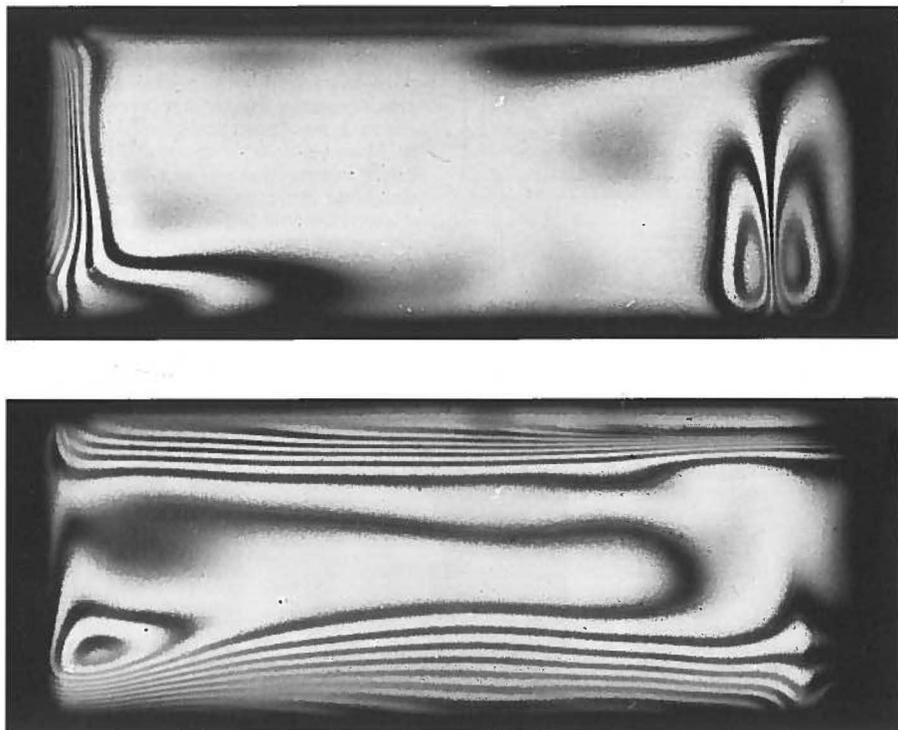


Figure 2. Un grand rouleau vu par la tranche en interférométrie différentielle. La photo du haut montre les lignes d'égal gradient horizontal de température, et celle du bas le gradient vertical. La paroi latérale à gauche est froide ( $17^{\circ}\text{C}$ ) et provoque la formation du grand rouleau. Les températures des plaques inférieure et supérieure sont  $30^{\circ}\text{C}$  et  $20^{\circ}\text{C}$  respectivement. Le nombre de Rayleigh vertical est  $5 \times 10^4$ , et le nombre de Prandtl 1300. L'interfrange correspond à  $2,4^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ . En gradient horizontal, on voit nettement la couche limite qui se forme le long de la paroi latérale froide, la langue froide qui s'écoule sur le fond, et le courant montant qui marque le bout du rouleau ("la paire d'yeux"). Le gradient vertical met en évidence les couches limites horizontales. Pour un nombre de Rayleigh à peine plus grand, la couche limite inférieure devient instable et émet périodiquement des "panaches" chauds.

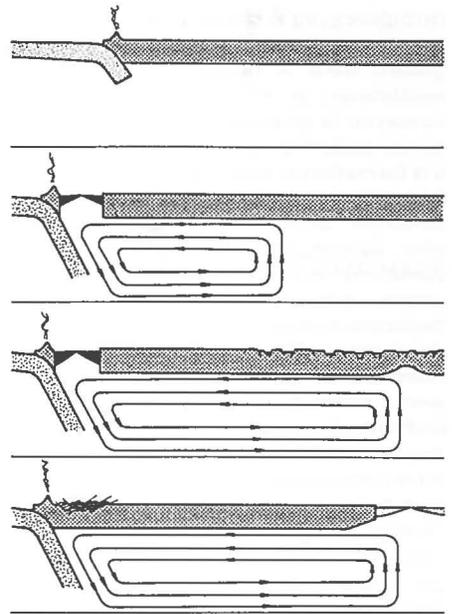


Figure 3. Évolution schématique de la croissance d'un grand rouleau et de ses conséquences après l'initiation d'une zone de subduction. Première étape : initiation de la subduction en bordure d'un grand continent. Deuxième étape : la présence de la lithosphère océanique plongeante froide provoque la naissance d'un rouleau qui s'agrandit. La fosse océanique recule et un bassin marginal s'ouvre. Troisième étape : le grand rouleau a atteint sa taille d'équilibre. Il crée de l'extension dans la lithosphère continentale, et un amincissement à l'aplomb du courant montant. Quatrième étape : le supercontinent se déchire au niveau du courant montant ; le fragment ainsi libéré dérive vers la fosse et referme le bassin marginal. Dans la Terre, cette évolution devrait se passer en à peu près 200 millions d'années, et aboutir en un rouleau d'environ 4 000 km de large.

Un fort refroidissement latéral. Quelles sont les températures en jeu ? Si l'on suppose que la convection dans le manteau supérieur (0 à 650 km de profondeur) est séparée de celle dans le manteau inférieur (650 à 2 900 km), on peut estimer que la température à la base de la couche convective liée aux plaques est environ  $1800^{\circ}\text{C}$ . Dans le cas continental, le haut de la "boîte" correspond à la base de la lithosphère qui se trouve à une température d'environ  $1\,200^{\circ}\text{C}$ . En effet la lithosphère continentale, bloquée par la croûte légère, ne participe pas activement à la convection, contrairement à la lithosphère océanique qui peut subduire. Celle-ci acquiert une température moyenne de l'ordre de  $600^{\circ}\text{C}$  dans sa partie engorgée dans le manteau. Quel est donc l'effet sur la convection de ces conditions aux limites particulières : chaud en bas, froid en haut, très froid sur un côté ?

Michel Rabinowicz [1] qui le premier a étudié ce problème à l'aide de modèles numériques aux différences finies a montré que le refroidissement latéral induisait un grand rouleau de convection sous le continent. Ce rouleau aurait typiquement 3 000 km à 5 000 km de large au lieu de 1 000 km des cellules carrées de la

convection "ordinaire". On peut calculer la perturbation du champ de gravité produite par un tel rouleau et l'on constate qu'elle peut rendre compte du signal effectivement observé en arrière de certaines zones de subduction (voir figure 1) [2].

Pour mieux appréhender la physique du phénomène convectif, et en particulier sa structure tridimensionnelle et son évolution temporelle, il a semblé nécessaire d'effectuer des expériences de laboratoire dans cette géométrie [3]. Grâce à l'utilisation de diverses techniques optiques (interférométrie différentielle, strioscopie, ombroscopie), on a pu confirmer la formation d'un large rouleau, et étudier ses paramètres (largeur, structure thermique) en fonction des nombres de Rayleigh vertical et "latéral". Pour des nombres de Rayleigh modérés (jusqu'à environ  $5 \times 10^4$ ), le rouleau est à symétrie cylindrique. La figure 2 montre un tel rouleau vu en interférométrie différentielle. Mais pour des nombres de Rayleigh plus élevés (donc plus réalistes pour la Terre) des instabilités thermiques apparaissent dans les couches limites du grand rouleau. Elles prennent la forme de panaches chauds ou froids qui sont entraînés dans la circula-

tion principale qui persiste. On en retire une vision de la convection dans le manteau supérieur faite de grands rouleaux et de panaches froids et chauds qui viennent des couches limites, plutôt que la configuration en cellules équidimensionnelles de la convection "classique". Cette vision est en bon accord avec ce que l'on voit dans le champ de gravité terrestre, et d'une manière générale avec les manifestations en surface de la convection : grandes plaques et points chauds. En observant la façon dont le grand rouleau croît quand on refroidit brutalement la paroi latérale (i.e. quand on initie la subduction), on peut également proposer quelques spéculations d'ordre géologique. La figure 3 montre comment la subduction Est-Pacifique pourrait être à l'origine de la cassure du supercontinent du Gondwana et de l'ouverture de l'océan Atlantique.

### Points chauds en centrifugeuse

Les années écoulées ont vu le développement passionnant et passionné de l'intérêt des physiciens pour l'apparition de la turbulence dans un fluide en convection. Ces derniers ont montré comment la

urbulence, ou le chaos, s'installe dès que les "oscillateurs" indépendants interagissent dans le fluide. Quels sont ces oscillateurs, et en quoi est-ce que cela concerne le géophysicien ? Il est apparu qu'un oscillateur souvent présent était lié à la formation et au développement d'une instabilité thermique dans une couche limite [4]. De telles instabilités peuvent-elles exister dans la Terre ? On a vu comment elles apparaissent dans les expériences avec refroidissement latéral. Cependant dans ces expériences comme dans celles des physiciens on peut se demander si les instabilités ne sont pas en partie dues à la présence de termes inertiels. Si c'était le cas, elles ne pourraient exister dans le manteau terrestre où la viscosité est telle que ces termes sont tout à fait négligeables. On sait que pour l'écoulement à vitesse  $V$  d'un fluide de viscosité  $\nu$  dans un tuyau de diamètre  $d$  par exemple, des instabilités mécaniques liées à ces termes inertiels apparaissent quand le nombre de Reynolds  $Re = Vd/\nu$  dépasse une valeur critique de l'ordre de 1. La convection dans un fluide de coefficient d'expansion  $\alpha$  et de diffusivité thermique  $\chi$  entre deux plaques séparées par une distance  $d$  avec une différence de température  $\Delta T$  est régie par la valeur du nombre de Rayleigh qui décrit sa rigueur :

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T d^3}{\chi \nu}$$

L'autre paramètre important est le nombre de Prandtl  $Pr = \nu/\chi$ . A partir de ces deux paramètres il est possible de construire une borne supérieure conservatrice pour  $Re$  :  $Re < Ra/Pr$ .

Dans la Terre  $Pr = 10^{23}$  et  $Ra = 10^6$ . Restent donc très petit et les effets inertiels sont négligeables. Qu'en est-il en laboratoire ? Les instabilités apparaissent quand  $Ra$  est de l'ordre de  $10^5$ - $10^6$ . Pour avoir avec certitude  $Re < 1$  il nous faudrait avec ce critère  $Pr = 10^6$ . Or les expériences que nous avons décrites jusqu' alors étaient pour des fluides avec  $Pr = 10^3$ . Bien que le critère choisi soit assez conservateur et qu'il soit possible même dans ce cas que des instabilités soient purement thermiques, il apparaît souhaitable d'effectuer des expériences dans un fluide très visqueux ( $Pr = 10^6$ ) à haut nombre de Rayleigh ( $Ra = 10^6$ ). Cependant pour atteindre ces valeurs en laboratoire il faut utiliser un récipient très haut (25 cm), ce qui conduit à des constantes de temps très grandes pour les instabilités (3 heures). Pour ces raisons, nous avons choisi une solution alternative qui consiste à augmenter le terme  $g$  en plaçant la cellule à convection dans une centrifugeuse ! On a utilisé une boîte de 5 cm de haut avec la même géométrie que celle pour laquelle Dubois et Bergé [4] ont obtenu des résultats détaillés à plus faible nombre de Prandtl. La figure 4 montre le montage réalisé sur la centrifugeuse de Ron Scott au California Institute of Technology. Elle nous a permis d'étudier à 130 g la convection pour  $Ra = 6 \times 10^5$  dans un fluide avec  $Pr = 10^6$ . Et pour ces valeurs du

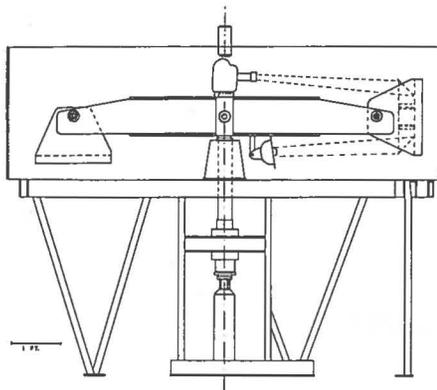


Figure 4. Montage sur la centrifugeuse du Département de Génie Civil de CalTech ; vue de côté. Le "panier" droit est représenté en position de vol, tandis que celui de gauche est dessiné à l'arrêt. Le bras horizontal tourne autour de l'axe vertical central à des vitesses atteignant 350 tours/minute. Notez l'échelle du dessin (1 FT = 33 cm). La cellule à convection repose sur le fond du panier de droite entre les deux lames du système d'interférométrie différentielle. Un miroir ramène l'image des franges ainsi formée sur une caméra située sur l'axe central. Ce montage a permis de mettre en évidence et d'étudier des instabilités de couche limite pour des nombres de Rayleigh d'environ  $5 \times 10^5$  dans un fluide très visqueux ( $Pr = 10^6$ ).

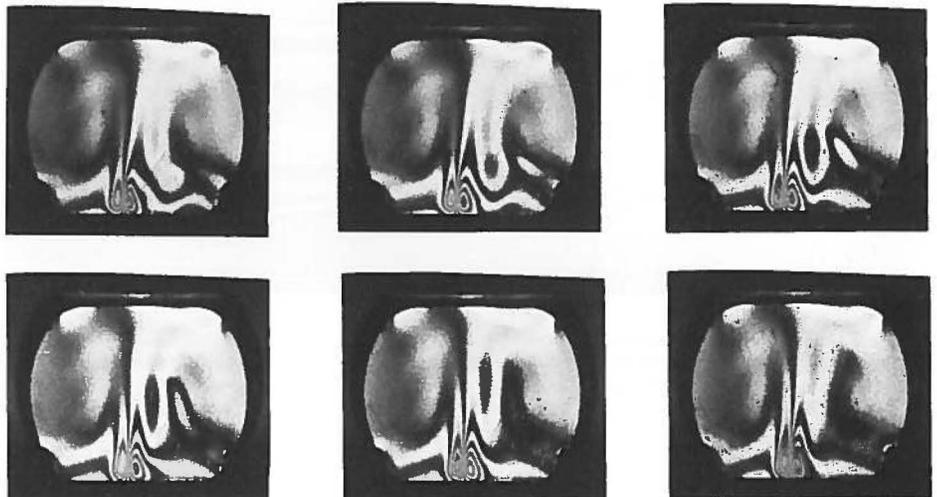


Figure 5. Advection d'un point chaud pour  $Ra = 6,3 \times 10^5$  et  $Pr = 10^6$ , vue en interférométrie différentielle dans le montage en centrifugeuse. On voit l'évolution dans le temps de gauche à droite et de haut en bas, avec une photo toutes les 15 secondes. Les franges d'égal gradient horizontal de température montrent un courant montant central et l'advection d'un panache chaud qui provient de l'instabilité de la couche limite thermique inférieure. On ne voit que la portion centrale de la boîte qui a 5 cm de haut, pour 10 cm de long. L'accélération est de 130 g dans la boîte, pour une vitesse de rotation de 352 tours/minute.

nombre de Rayleigh, semblables à celles des expériences à plus faible nombre de Prandtl, on a pu observer le même genre d'instabilités des couches limites, avec à peu près les mêmes périodes. La figure 5 montre une série de photos où l'on voit un point chaud entraîné dans la circulation convective. Il semble donc bien que ce genre d'instabilités soit purement thermique, c'est-à-dire indépendant des termes inertiels, et qu'il puisse donc prendre place dans les couches limites du manteau très visqueux de la Terre en convection.

## Conclusion

La révolution amenée par la découverte de la tectonique des plaques dans les années 60 a ouvert la voie à des avancées remarquables dans la compréhension de la dynamique terrestre. En présentant ces deux exemples de travaux récents sur la convection dans le manteau terrestre, j'ai surtout essayé de montrer comment la recherche en ce domaine s'appuie sur des observables terrestres, mais aussi combien elle est liée à la recherche en physique, tant par les méthodes que par les buts ■

## Références

1. M. Rabinowicz, B. Lago et C. Froidevaux " Thermal transfer between the continental asthenosphere and the oceanic subducting lithosphere : its effect on subcontinental convection " , J. Geophys. Res., **85**, 1839-1853, 1980.
2. M. Rabinowicz, B. Lago et M. Souriau, " Large scale gravity profiles across subducted plates " , Geophys. J. Roy. astr. Soc., **73**, 325-349, 1983.
3. H.-C. Nataf, C. Froidevaux, J.-L. Levrat et M. Rabinowicz, " Laboratory convection experiments : effect of lateral cooling and generation of instabilities in the horizontal boundary layers " , J. Geophys. Res., **86**, 6143-6154, 1981.
4. M. Dubois et P. Bergé, " Instabilités de couche limite dans un fluide en convection. Évolution vers la turbulence " , J. Physique, **42**, 167-174, 1981.