

**CONVECCIÓN ASIMÉTRICA EN EL MANTO SUPERIOR**

SERVANDO DE LA CRUZ REYNA\*

## RESUMEN

La Nueva Tectónica de Placas admite a la convección en el manto superior como una de sus posibles fuerzas motoras. Se ha construido un modelo experimental que permite estudiar la convección de un fluido con generación interna y homogénea de calor. La aparición de patrones de convección asimétrica puede conducir a interpretaciones geofísicas interesantes.

## INTRODUCCIÓN

El estado actual de la Nueva Tectónica de Placas (Isacks, Oliver y Sykes, 1968; Knopoff, 1969), ha conducido a la elaboración de varios modelos para explicar la naturaleza de las fuerzas que posiblemente actúan bajo la corteza terrestre. Uno de los modelos más difundidos es aquel que presenta a corrientes de convección en el manto superior como la fuerza motriz principal de los movimientos tectónicos.

La mayor parte de los modelos convectivos suponen al manto como un fluido newtoniano con una inestabilidad térmica producida por el calor proveniente de regiones más profundas. La convección en estas condiciones puede representarse como aquella que tiene lugar en un fluido situado entre dos superficies planas horizontales y que es calentado por abajo y enfriado por arriba.<sup>1</sup> Las corrientes convectivas así generadas toman la forma de celdas más o menos simétricas y han sido estudiadas a fondo (Benard, 1900; Stuart, 1963; Schmidt y Silveston, 1959). A esta configuración se le conoce comúnmente como problema de Benard.

\* Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México.

<sup>1</sup> Chandrasekhar (1961) considera que el efecto de la geometría esférica sobre el problema tiene poca importancia, siendo posible considerar el problema de un fluido confinado entre dos conchas esféricas concéntricas equivalentes, si la capa es suficientemente delgada comparada con el radio de las esferas, al de un fluido confinado entre dos planos paralelos horizontales.

**ASYMMETRIC CONVECTION IN THE UPPER MANTLE**

SERVANDO DE LA CRUZ REYNA\*

## ABSTRACT

The New Global Tectonics admits convection in the upper mantle as one of the possible driving forces. An experimental model which permits the study of convection in a fluid with internal homogeneous heat generation has been constructed. The development of asymmetric convection patterns suggests some interesting geophysical interpretations.

## INTRODUCTION

The development of the body of data comprising of New Global tectonics (Isacks, Oliver and Sykes, 1968; Knopoff, 1969), has produced several models explaining the nature of the forces which possibly act beneath the earth's crust. One of the more popular models is that which presents convection currents as the main driving force of the tectonics movements.

Most convecting models assume that the upper mantle behaves like a newtonian fluid with a thermal instability produced by heat arising from deeper regions. Convection in these conditions can be represented like that which takes place in a fluid placed between two horizontal flat surfaces, being cooled from above and heated from below.<sup>1</sup> The convection currents generated in this way takes the shape of more or less symmetrical cells and have been well studied (Benard, 1900; Stuart, 1963; Schmit and Silveston, 1959). This configuration is usually known as the Benard problem.

\* Institute of Geophysics, U.N.A.M.

<sup>1</sup> Chandrasekhar (1961) estimates that the effect of the spherical geometry on the problem is not important, it being possible to consider the problem of a fluid confined between two concentric spherical shells equivalent to that of a fluid confined between two horizontal parallel planes, if the separation between shells is small compared with the radius of the spheres.

Un modelo más consistente con las condiciones del manto es aquel propuesto por Tozer (1965), quien sugiere que la convección en el manto, considerado como un fluido newtoniano, es originada por una inestabilidad térmica causada por generación interna de calor cuyo origen es principalmente radiactivo. La asimetría inherente a la situación de un fluido confinado entre dos superficies horizontales de las cuales la superior se mantiene a temperatura constante y que está homogéneamente calentado debe producir una modificación a los patrones de convección de ese fluido. En adelante se referirá a esa configuración como problema de Tozer.

### ANTECEDENTES TEÓRICOS

Las características de un patrón de convección celular dependen de la forma como se produce la inestabilidad y de las condiciones a la frontera. La configuración de Tozer se puede idealizar considerando una capa fluida de espesor  $d$  y dimensiones laterales infinitas. El fluido está caracterizado por su densidad  $\rho$ , viscosidad cinemática  $\nu$ , conductividad térmica  $k$ , coeficiente de expansión térmica  $\alpha$  y calor específico  $c$ . Ajustando un sistema de coordenadas cartesianas de tal forma que los ejes  $x$  y  $y$  están sobre el plano inferior, la gravedad  $\vec{g}$  tendrá la dirección negativa del eje  $z$  ( $-\hat{k}$ ). Llámese  $H$  al calor generado en el fluido por unidad de tiempo y unidad de volumen. Las ecuaciones que gobiernan un fluido son las de Navier-Stokes, la de continuidad y la de transmisión del calor. Roberts (1967) adimensionaliza ese sistema midiendo el tiempo en unidades de  $d^2/\nu$ , la longitud en unidades de  $d$  y la velocidad en unidades de  $\kappa/d$  donde  $\kappa$  es la difusividad térmica. La temperatura  $T$  está medida en unidades de  $Hd^2/\kappa$ .

Bajo la aproximación de Boussinesq (Chandrasekhar, 1961, p. 16) las ecuaciones que gobiernan el fluido quedan dadas como:

$$\frac{\partial V_j}{\partial X_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_j}{\partial t} + \frac{1}{P} V_k \frac{\partial V_j}{\partial X_k} = - \frac{\partial \Pi}{\partial X_j} + \frac{\partial^2 V_j}{\partial X_k \partial X_k} + R T \hat{K} \quad (2)$$

$$P \frac{\partial T}{\partial t} + V_k \frac{\partial T}{\partial X_k} = \frac{\partial^2 T}{\partial X_k \partial X_k} + 1 \quad (3)$$

donde  $P = \nu/\kappa$  es el número de Prandtl y  $\Pi$  una variable adimensional que representa a la presión.  $R = \rho c g \alpha H d^5 / \nu k^2$  es el equivalente en este caso del número de Rayleigh en el problema de Benard y se referirá en adelante como número de Rayleigh modificado. La ecuación de estado que completa el sistema anterior es:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha (T_0 - T)) \quad (4)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad a  $T_0$ .

A model more consistent with the conditions in the mantle is that proposed by Tozer (1965), who suggests that convection, considering the mantle as a newtonian fluid, is generated by a thermal instability arising from internal heat generation, mainly of radioactive origin. The asymmetry inherent to the configuration of an homogeneously heated fluid, confined between two horizontal surfaces, being the upper one at constant temperature, should produce a modification in the convection patterns of that fluid. This configuration will be referred to as the Tozer problem.

### THEORETICAL BACKGROUND

The characteristics of a cellular convection pattern depends upon the way in which the instability is generated and upon the boundary conditions. The Tozer configuration can be idealized considering a fluid layer on thickness  $d$  and infinite lateral dimensions. The fluid is characterized by its density  $\rho$ , kinematic viscosity  $\nu$ , thermal conductivity  $k$ , thermal expansion coefficient  $\alpha$  and specific heat  $c$ . Defining a cartesian coordinate system in such way that the  $x$  and  $y$  axes lie on the lower plane, the gravity force  $\vec{g}$  will be directed in the negative  $z$  direction ( $-\hat{k}$ ). Let  $H$  be the rate of internal heat generation per unit volume and unit time. The equations governing a fluid are: The Navier-Stokes equation, the continuity equation and the heat transfer equation. Roberts (1967) gives a dimensionless expression of that system of equations, measuring time in units of  $d^2/\nu$ , length in units of  $d$  and velocity in units of  $\kappa/d$ , where  $\kappa$  is the thermal diffusivity. Temperature  $T$  is given in units of  $Hd^2/\kappa$ .

Under the Boussinesq approximation (Chandrasekhar, 1961, p. 16) the equations governing the fluid are:

where  $P = \nu/\kappa$  is the Prandtl number and  $\Pi$  dimensionless variable representing pressure.  $R = \rho c g \alpha H d^5 / \nu k^2$  is equivalent, in this case, to the Rayleigh number in the Benard problem, and will be referred as the modified Rayleigh number. The equation of state which completes the system is:

where  $\rho_0$  is the density at  $T_0$ .

En las ecuaciones anteriores no se incluyen términos no lineales de disipación viscosa. Roberts (1967) obtiene un valor teórico para el número de Rayleigh crítico de 2772 para el caso de estabilidad marginal. Para el caso de convección con amplitud finita lleva a cabo una descomposición de Fourier del movimiento convectivo en el plano horizontal. Con ello encuentra que las soluciones posibles son rollos y hexágonos con flujo ascendente en sus centros y hexágonos con flujo descendente en sus centros. Las soluciones de estabilidad neutra corresponden a los rollos mientras que la estabilidad de hexágonos con flujo central descendente es mejor que la de hexágonos con flujo central ascendente. Una investigación experimental esencialmente cualitativa a este respecto fue hecha por Tritton y Zarraga (1967) quienes observaron un patrón celular similar a la convección de Benard excepto por dos cosas: el flujo descendió en los centros de las celdas aproximadamente hexagonales de convección y la escala horizontal de las celdas era grande comparada con la vertical (aproximadamente 5 veces mayor).

### MODELO EXPERIMENTAL

Siguiendo una idea de Tozer (1968) un modelo experimental ha sido diseñado para estudiar más a fondo este problema. El aparato fue construido en la Universidad de Toronto y más tarde trasladado a la Universidad de México. En este experimento se usa, como fluido de trabajo una mezcla de agua, glicerina y sulfato de cobre. La proporción de glicerina permite ajustar la viscosidad del fluido al grado deseado y el sulfato cúprico actúa como electrolito por el cual se conduce la corriente de calentamiento. Esta corriente se hace circular en dirección vertical, entre los planos horizontales para evitar que se canalice a través de las capas inferiores, más calientes, del fluido, efecto que se produciría si se usaran electrodos laterales.

La superficie frontera-electrodo superior, una plancha de cobre sobre la que circula agua, se mantiene a temperatura constante por medio de un sistema de bombeo termoregulado. La frontera-electrodo inferior está formada por una rejilla fina de bronce fosforado que descansa sobre una superficie plana de vidrio. Esto permite un calentamiento homogéneo del fluido y al mismo tiempo observar el patrón de convección en planta. La conducción lateral de calor a través de la superficie inferior es mínima, teniéndose así una condición a la frontera de temperatura libre, la cual es medida continuamente. El calentamiento interno se controla variando la corriente y el voltaje que se imprimen al fluido con un autotransformador. En el fluido se añaden partículas de un plástico (lucite) de densidad casi igual a la de la mezcla, de tal forma que se mantienen en suspensión y siguen las líneas de flujo. Iluminando el fluido con un haz de luz delgado vertical u horizontal es entonces posible visualizar la sección transversal o la planta del patrón de convección respectivamente y tomar fotos de tiempo, en las que la longitud de las trazas va a ser proporcional a la velocidad del flujo.

### OBSERVACIONES EXPERIMENTALES

Los patrones de convección obtenidos experimentalmente muestran algunas características interesantes. Para números de Rayleigh modificados menores que  $2 \times 10^5$  aproximadamente se observan celdas y algunas veces rollos (Figs. 1 y 5) de convección en las que el fluido des-

The system of equations above do not include non-linear terms of viscous dissipation. Roberts (1967) obtains a theoretical value for the critical modified Rayleigh number of 2772 for the case of marginal stability. In the case of finite-amplitude convection, he carries out a Fourier decomposition of the convecting movement in the horizontal plane. He finds out that the possible solutions are rolls, hexagons with the fluid ascending in the centers, and hexagons with the fluid descending in the centers. The solutions of neutral stability correspond to rolls while the stability of hexagons with the flow descending at their centers is better than the stability of hexagons with flow ascending in their centers. An essentially qualitative experimental investigation has been made by Tritton and Zarraga (1967) who observed a cellular pattern similar to that in Benard convection except for two facts: the flow ascended at the centers of the more or less hexagonal convecting cells and the horizontal scale of the cells was large compared with the vertical (by a factor of 5 approximately).

### EXPERIMENTAL MODEL

Following an idea by Tozer (1968) an experimental model has been designed in order to study this problem. The apparatus has been built at the University of Toronto and later transferred to the University of Mexico. This experiment uses, as working fluid, a mixture of water, glycerine and copper sulphate. The proportion of glycerine permits adjustment of the viscosity of the fluid to the desired degree and the copper sulphate acts as an electrolyte through which the electrical heating current is conducted. This electrical current circulates in the vertical direction, between the horizontal plates, in order to avoid channelling effect through the lower, hotter, layers of fluid, an effect that might take place using lateral electrodes.

The upper boundary-electrode surface, a copper plate on which water circulates, is kept at constant temperature by a thermoregulated pumping system. The lower boundary-electrode is made, from a phosphor bronze gauze, which lies on a flat glass surface. This allows a uniform heating of the fluid and simultaneously, observation of the plan view of the convection pattern. Since the heat conduction through the lower surface is minimal the temperature at the lower boundary is free and continuously measured. The internal heating is controlled by varying the current and voltage through the fluid with an autotransformer. Particles of a plastic (Lucite) with density close to that of the fluid are added, so they stay in suspension and follow the flow lines in the steady state. Illuminating the fluid with a narrow beam of light, it is possible to visualize the cross section or the plan view of the convection patterns by placing the beam vertically or horizontally respectively. Time photographs are taken in which the length of the traces are proportional to the velocity of the flow.

### EXPERIMENTAL OBSERVATIONS

The convection patterns experimentally obtained show some interesting characteristics. For modified Rayleigh numbers smaller than about  $2 \times 10^5$  convection cells and sometimes rolls (Figs. 1 and 5) with the fluid descending in their centers are observed. Afterwards there is a change

ciende en el centro y asciende por las fronteras laterales de las celdas. Después hay un cambio en los patrones de convección y se transforman para  $R > 2 \times 10^5$  en celdas con el flujo ascendiendo en el centro (Figs. 2 y 4).

En este rango la configuración de celdas es preferida si no hay fronteras laterales cercanas. Entre fronteras laterales paralelas la convección se lleva a cabo por rollos (Figs. 3 y 5). Alrededor de  $R \sim 8 \times 10^5$  el flujo empieza a ser turbulento. Esto induce a pensar que si hay alguna convección estacionaria en el manto, la geometría de la Nueva Tectónica de Placas requiere que el número de Rayleigh modificado asociado esté entre  $2 \times 10^5$  y  $8 \times 10^5$ .

Otra característica importante es aquella que puede observarse en las figuras 1, 2 y 3. La asimetría que presenta la sección transversal de las celdas de convección es notable. Las fotos muestran una distribución de velocidades asimétricas respecto a los puntos estagnantes (puntos en reposo respecto a los cuales gira el fluido). La separación entre dos puntos estagnantes medida a través del flujo ascendente puede ser de 3 a 5 veces la separación medida a través del flujo descendente. Esto implica que, considerando convección en rollos por ejemplo, la velocidad del flujo de bajada es de 3 a 5 veces mayor que la velocidad del flujo ascendente.

Esto se comprobó también midiendo la longitud de los trazos de las partículas plásticas, que son proporcionales a sus velocidades. Las velocidades horizontales tienen valores intermedios. Valores típicos aproximados, en unidades arbitrarias, de las velocidades son:  $V_{asc} = 1$ ,  $V_{hor} = 2$ ,  $V_{desc} = 4$ . Otro aspecto interesante es el alargamiento que presentan las celdas de convección. La razón de su dimensión horizontal a la vertical está también entre 3 y 5.

#### APLICACIÓN A LA CONVECCIÓN EN EL MANTO

Si bien hay que estar consciente de que aquí se está tratando con un modelo sobresimplificado del manto, es importante tener en cuenta que algunas de las características inherentes a la convección en una configuración de Tozer (y que son distintas a aquellas de una configuración de Benard) pueden estar presentes en un sistema más complejo como lo es el manto superior. Esto significa que aquí se está considerando que las asimetrías en la convección de un fluido internamente calentado y enfriado por arriba pueden estar también presentes en la convección del manto superior.

Si se considera al manto como un fluido newtoniano de viscosidad  $\eta \sim 10^{21}$  poises y con una generación interna radiogénica de calor  $H \sim 2.5$  ergs/gm año (Lubimova, 1969) con una capa convectiva de aproximadamente 600 Km de espesor se tiene que tomando valores típicos para el manto:  $\alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\kappa = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{seg}$ ,  $k = 2 \times 10^{-2} \text{ cal/cm seg } ^\circ\text{C}$  y  $\nu \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^2/\text{seg}$  se tiene que el número de Rayleigh modificado para el manto es  $R \sim 5 \times 10^5$  lo que encaja bien con lo descrito en el párrafo anterior.

La asimetría en la distribución de velocidades en los patrones de convección puede tener también un significado geofísico interesante. En un manto convectivo uno de los problemas que se plantea es el del origen del vulcanismo y alto flujo térmico en las zonas adyacente a las trincheras submarinas, donde se supone la corteza oceánica se hunde bajo la continental (Hasebe y otros, 1970; McKenzie, 1970; Minear y Toksöz, 1970). Algunos autores

in the convection patterns and they transform, when  $R > 2 \times 10^5$ , in cells with the fluid ascending at their centers (Figs. 2 and 4).

In this range the cell configuration is preferred if there are no close lateral boundaries. Within parallel lateral boundaries the convection is performed by rolls (Figs. 3 and 5). At about  $R \sim 8 \times 10^5$  the flow begins to be turbulent. This indicates that, if there is a steady convection in the mantle, the geometry of the New Global Tectonics requires that the modified Rayleigh number associated with the mantle to be in the range  $2 \times 10^5 - 8 \times 10^5$ .

Another important characteristic of the flow can be observed in pictures 1, 2 and 3. The asymmetry in the cross section of the cells is notable. The photographs show and asymmetric distribution of velocities respect to the stagnant points (standing points respect to which the flow circulates). The separation between two stagnant points measured through the ascending flow may be 3 to 5 times the separation measured through descending flow. This means that, for roll convection say, the velocity of the descending fluid might be to 3 to 5 times larger than the velocity of the ascending fluid.

This was confirmed measuring the length of the traces of the plastic particles which are proportional to their velocities. The horizontal velocities have intermediate values. Typical approximate values of the velocities in arbitrary units are  $V_{asc} = 1$ ,  $V_{hor} = 2$ ,  $V_{desc} = 4$ . Another interesting aspect is the horizontal elongation of the convection cells. The ratio of their horizontal dimension to the vertical one is also between 3 and 5.

#### APPLICATIONS TO MANTLE CONVECTION

Although this is an oversimplified model of the upper mantle it is important to realize that some of the inherent characteristics of the convection in a Tozer configuration (which are different to those in a Benard configuration) can be present in a more complex system like the mantle. This means that we are considering here that the asymmetries in the convection of a fluid which is internally heated and cooled from above can also be present in the mantle convection.

Considering the mantle as a newtonian fluid with viscosity  $\eta \sim 10^{21}$  poise and with an internal radiogenic heat generation  $H \sim 2.5$  ergs/gm yr (Lubimova, 1969), with a convecting thickness of about 600 Km, and taking as typical values for the mantle  $\alpha = 3 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\kappa = 3 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec}$ ,  $k = 2 \times 10^{-2} \text{ cal/cm sec } ^\circ\text{C}$ , and  $\nu \sim 5 \times 10^{20} \text{ cm}^2/\text{sec}$ , we have that the modified Rayleigh number for the mantle is  $R \sim 5 \times 10^5$ , which is in good agreement with the previous paragraph.

The asymmetry in the velocity distribution of the convection patterns may also have an interesting geophysical meaning. In a convecting mantle one of the principal problems is the origin of volcanism and high heat flow in areas adjacent to the oceanic trenches, where the oceanic crust is supposed to underthrust below continents (Hasebe et al, 1970; McKenzie, 1970; Minear and Toksöz, 1970). Some authors (Oxburgh and Turcotte, 1968) explain



Fig. 1. Sección transversal de un flujo convectivo para  $R \sim 10^5$ . La razón de distancias entre puntos estagnantes medidos entre corrientes de subida y corrientes de bajada

Fig. 1. Cross section of a convecting flow.  $R \sim 10^5$ . The ratio of distances measured between stagnant points through ascending currents and descending currents is nearly 5.

Fig. 3. Sección transversal que muestra celdas y un rollo convectivo entre dos fronteras laterales (marcadas por flechas). Los rollos adyacentes a éstos son reflejos sobre las paredes laterales  $R \sim 2.5 \times 10^5$ .

Fig. 3. Cross section showing convecting cells and one roll between two lateral boundaries (marked by arrows). Adjacent rolls are reflection on the lateral boundaries  $R \sim 2.5 \times 10^5$ .

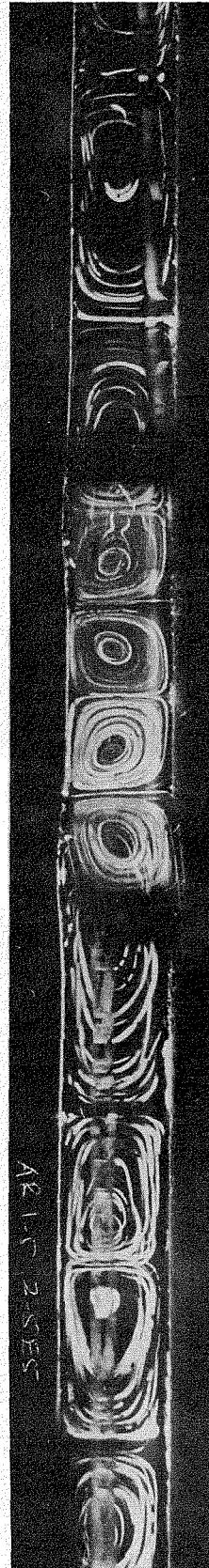


Fig. 2. Sección transversal de la convección para  $R \sim 5 \times 10^5$ .

Fig. 2. Cross section of convection currents.  $R \sim 5 \times 10^5$ .



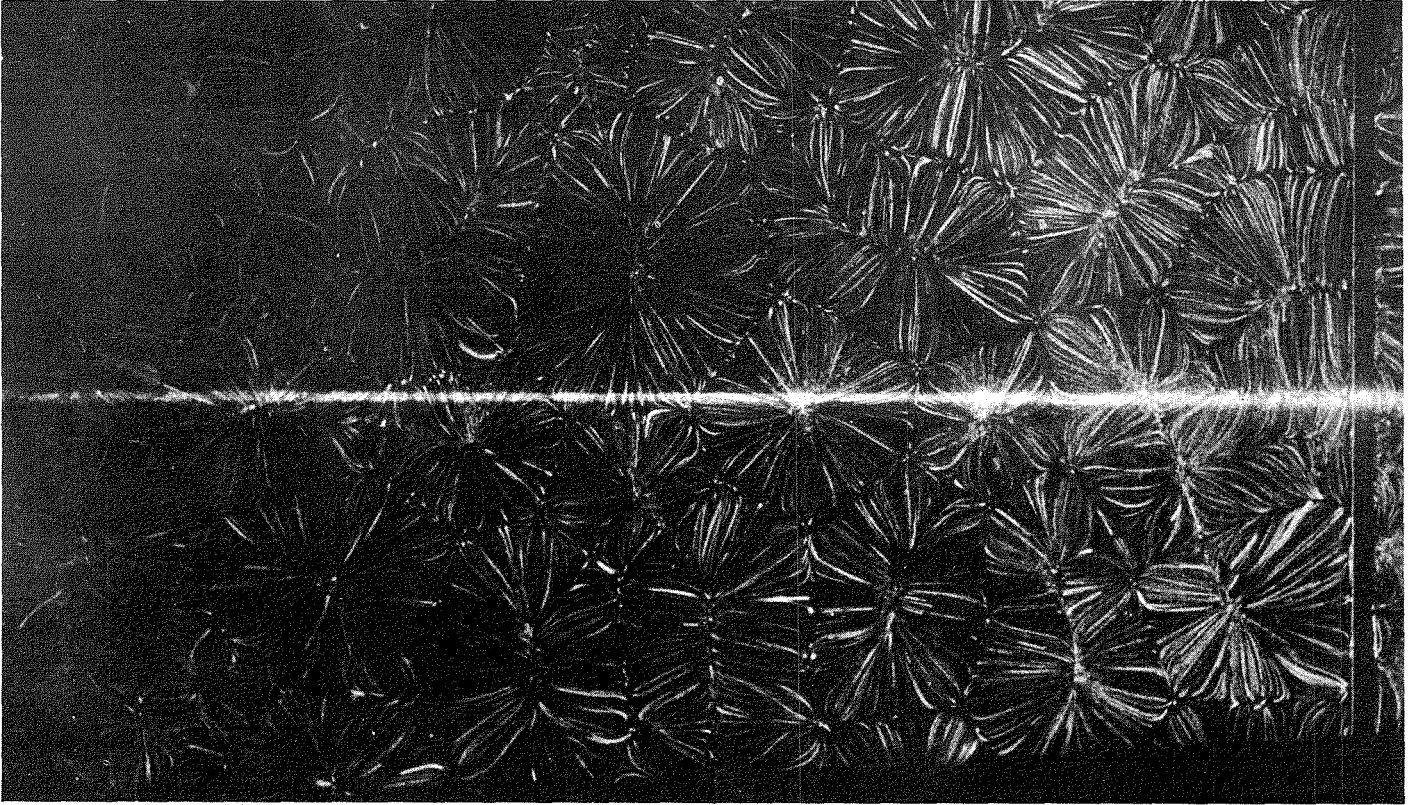


Fig. 4. Planta del flujo convectivo para  $R \sim 2.5 \times 10^5$ . Nótese que las celdas forman el modo preferido con flujo ascendente en sus centros.

Fig. 4. Plan view of the convecting flow for  $R \sim 2.5 \times 10^5$ . Notice that cells with flow ascending in their center are the preferred convecting mode.

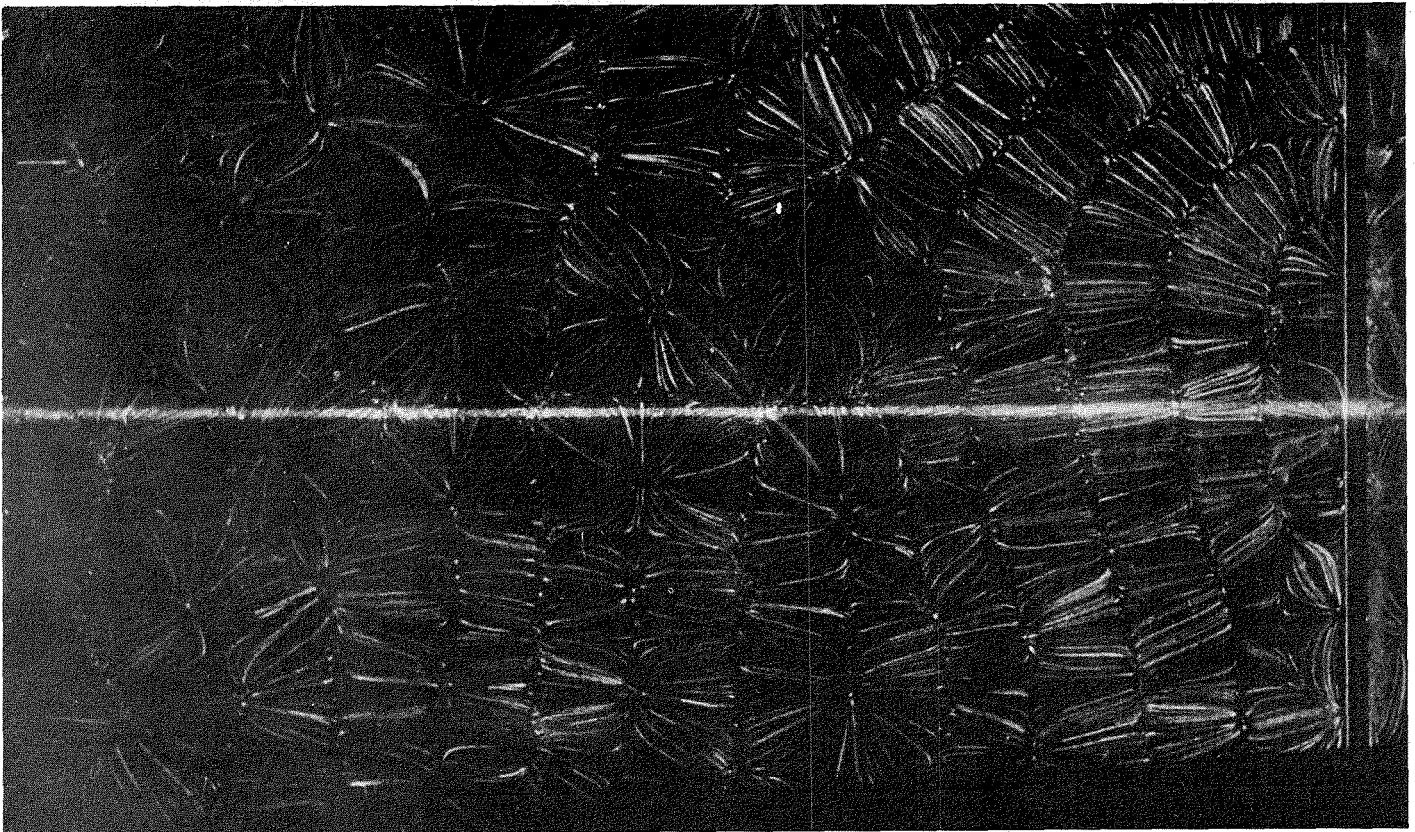


Fig. 5. Planta que muestra a rollos como el modo preferido para  $R \sim 7.5 \times 10^4$ .

Fig. 5. Plan showing rolls as preferred mode for  $R \sim 7.5 \times 10^4$ .

(Oxburgh y Turcotte, 1968) lo explican como generados por la disipación viscosa en la capa límite entre la corteza buzante y el manto que la rodean. Sin embargo, en un manto convectivo, el manto adyacente debe descender paralelamente a la corteza haciendo inoperante ese modelo.

Tozer (1970) ha sugerido que la alta generación de calor en esa zona proviene de la disipación viscosa producida por la asimetría del campo de velocidades mencionada en el párrafo anterior. El término de disipación viscosa (que no aparece en las ecuaciones linealizadas del párrafo 2) es del tipo  $\phi = \frac{1}{2} \eta (\partial V_i / \partial X_k + \partial V_k / \partial X_i)^2$  para un fluido incompresible (Landau, 1959, p. 185). Este término es del orden de magnitud de  $\eta V^2 / d^2$ . Tomando  $\eta \sim 10^{21}$  poises,  $|V| \sim 10^{-7}$  cm/seg (3 cm/año) y  $d \sim 600$  Km se tiene que  $\phi/H \sim 10^{-2}$ . Es decir, la razón de calor disipado por viscosidad a calor radiogénico no es demasiado pequeña y por lo tanto el término de disipación viscosa debe tratarse con cuidado. Sin embargo en la configuración que aquí se trata y como ya se mencionó en el párrafo 4, las velocidades de bajada son del orden del doble de las horizontales y de cuatro veces las ascendentes. Esto implica que la disipación viscosa en el angosto chorro de bajada puede ser hasta dos órdenes de magnitud más alta que en la corriente de subida. Esto significa que en las corrientes de bajada (cerca de las trincheras submarinas) la generación radiactiva de calor y la disipación viscosa alcanzan valores comparables, mientras que en las corrientes de subida (por debajo de las cortezas oceánicas) la disipación viscosa es pequeña comparada con el calor radiogénico. Esto encaja bien con las observaciones de flujo térmico (Vacquier y otros, 1966) hechas sobre las corrientes de bajada, que son del orden del doble que las que se tienen en otros lados.

El hecho de que la disipación viscosa sea localmente alta va a producir también una disminución local de la viscosidad. De acuerdo con la Ley de Stokes, la diferenciación se ve favorecida por una disminución de la visco-

this as something generated by the viscous dissipation in the boundary layer between the underthrusting crust and the surrounding mantle. However, in a convecting mantle, the adjacent mantle, should descend parallel to the crust making this model inoperant.

Tozer (1970) suggested that the high heat generation in this zone may arise from the viscous dissipation produced by the asymmetry of the velocity field as mentioned in paragraph 4. The viscous dissipation term (which is not written in the linearized equations of paragraph (2) is  $\phi = \frac{1}{2} \eta (\partial V_i / \partial X_k + \partial V_k / \partial X_i)^2$  for an incompressible fluid (Landau, 1959, p. 185). This term is of order of magnitude  $\eta V^2 / d^2$ . Taking  $\eta \sim 10^{21}$  poise,  $|V| \sim 10^{-7}$  cm/sec ( $\sim 3$  cm/yr) and  $d \sim 600$  Km we have that  $\phi/H \sim 10^{-2}$ . This means that the ratio of heat dissipated by viscosity to radiogenic heat is not too small and the viscous dissipation term must be carefully regarded. However, in the present configuration, as mentioned previously, the down-going velocities are a factor of about two times the horizontal velocities and nearly four times the ascending velocities. This means that the viscous dissipation in the narrow descending jet may be as high as two orders of magnitude that in the ascending current. Hence, at the down-going currents (close to the oceanic trenches) the radiogenic heat generation and the viscous dissipation may reach comparable values, while at the ascending currents (beneath oceanic crust) the viscous dissipation is small compared with radiogenic heat. This is in good agreement with the heat flow observations (Vacquier et al, 1966), made close to the downgoing currents, which are about two times those taken elsewhere.

The fact that the viscous dissipation is locally high would produce a local decrease in viscosity. According to Stokes law, the differentiation processes is favored by a decrease in viscosity. This is in accord with some essen-

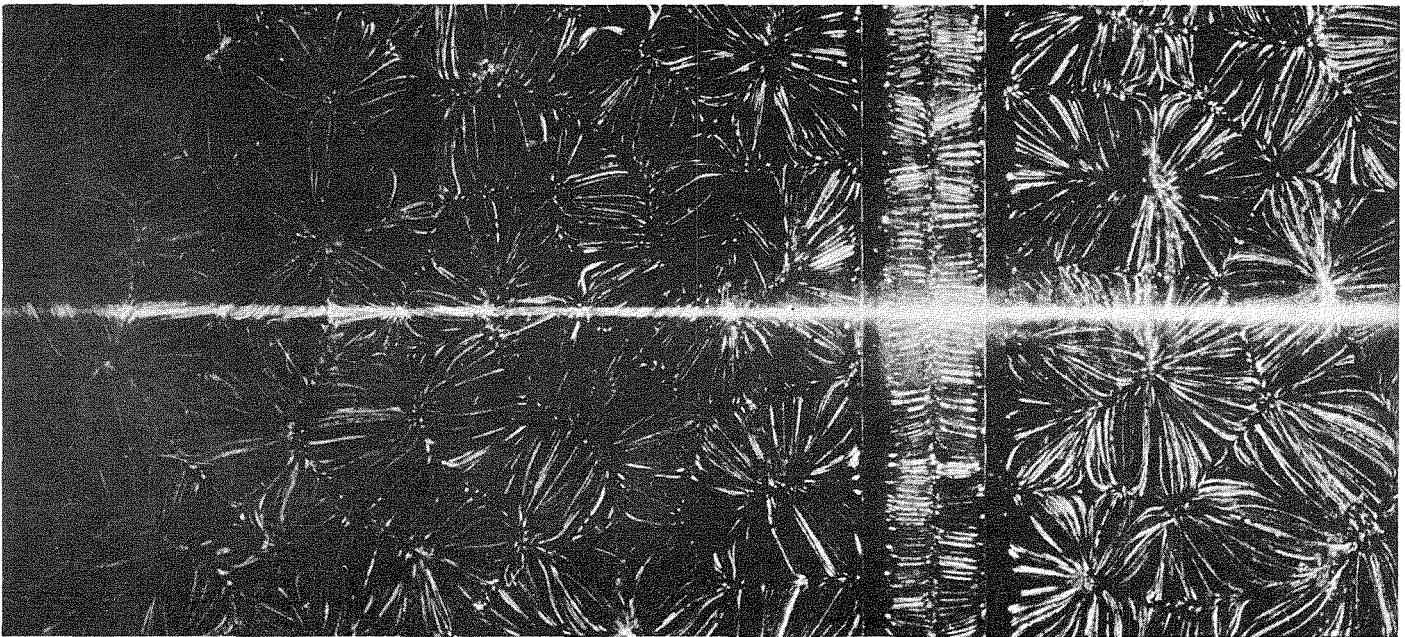


Fig. 6. Planta correspondiente a la sección de la Fig. 3. Se aprecia claramente el rollo de convección confinado entre las fronteras laterales y las celdas en el resto del plano.

Fig. 6. Plan view corresponding to the cross section of Fig. 3. The convection roll between lateral boundaries and the cells outside can be appreciated.

sidad. Esto concuerda con algunos mecanismos esencialmente especulativos para explicar la formación de los continentes (Ringwood, 1969; Tozer, 1970), por los cuales los continentes se han ido formando por diferenciación del manto en la bajada de las corrientes convectivas. Asimismo, el valor generado por la alta disipación viscosa puede producir fusión fraccional de la placa descendente y de ahí generar las zonas volcánicas que suelen acompañar a las trincheras y arcos de islas. De esta forma, el calor transferido a la superficie en esas zonas es principalmente por transporte magmático.

#### AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue iniciado como una investigación de tesis en el Laboratorio de Geofísica de la Universidad de Toronto. El autor quiere expresar su agradecimiento al Instituto Nacional de Investigación Científica de México, por la beca que permitió la realización de gran parte de este trabajo, a la Universidad de Toronto por las facilidades que otorgó para la construcción del aparato y por su gentileza al cederlo a la UNAM, y al Dr. D. C. Tozer por sus valiosas discusiones y sugerencias que orientaron el presente trabajo.

tially speculative mechanisms explaining the origin of continents (Ringwood, 1969; Tozer, 1970) which state that continents have grown from mantle differentiation around the descending convective currents. Likewise, the heat generated by the high viscous dissipation may produce fractional melting in the underthrusting plate and generate the volcanic areas that use to follow oceanic trenches and island arcs. In this way the heat transferred to the surface in these zones is mainly by magmatic transport.

#### ACKNOWLEDGMENTS

This work was initiated as a research thesis in the Geophysics Laboratory of the University of Toronto. The author wishes to express his acknowledgment to the Instituto Nacional de la Investigación Científica for the grant that allowed most of this research. To the University of Toronto for the facilities given for the construction of the experimental device and for its kindness in making a gift to the UNAM, and to Dr. D. C. Tozer for his valuable discussions and suggestions.

#### BIBLIOGRAFÍA

- BERNARD, H., 1900. Les Tourbillons Cellulaires dans une Nappe Liquide, *Revue Générale des Sciences Pures et Appliquées*, 11: 1261-71 y 1309-28.
- CHANDRASEKHAR, S., 1961. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. (Oxford, at the Clarendon Press), 1 Vol.
- HASEBE, K., N. FUJII and S. UYEDA, 1970. Thermal Processes under Island Arcs, *Tectonophysics*, 10: 335-355.
- ISACKS, B., J. OLIVER y L. R. SYKES, 1968. Seismology and the New Global Tectonics. *Jour. Geophys. Res.*, 73: 5855-5899.
- KNOPOFF, L., 1969. Continental Drift and Convection. En: P. Hart (Editor), *The Earth's Crust and Upper Mantle. Geophys. Monograph*, 13: 683-689.
- LANDAU, L. D. and E. M. LIFSHITZ, 1959. *Fluid Mechanics*, Pergamon, Oxford, p. 185.
- LUBIMOVA, E. A., 1969. Thermal History of the Earth. En: P. Hart (Editor), *The Earth's Crust and Upper Mantle. Geophys. Monograph*, 13: 63-77.
- MCKENZIE, D. P., 1970. Temperature and Potential Temperature beneath Island Arcs. *Tectonophysics*, 10: 357-366.
- MINEAR, J. W. and M. N. TOKZÖZ, 1970. Thermal Regime of a Dowgoing Slab. *Tectonophysics*, 10: 367-390.
- OSBURGH, E. R. and D. L. TURCOTTE, 1968. Problems of High Heat Flow and Volcanism Associated with Zones of Descending Mantle Convecting Flow, *Nature*, 218: 1041-1043.
- RINGWOOD, A. E., 1969. Composition and Evolution of the Upper Mantle. En: P. Hart (Editor), *The Earth's Crust and Upper Mantle. Geophys. Monograph*, 13: 1-17.
- ROBERTS, P. H., 1967. Convection in Horizontal Layers with Internal Heat Generation. Theory, *Jour. Fluid. Mech.*, 30: 33-49.
- SCHMIDT, E. and P. L. SILVESTON, 1959. *Chem. Engng. Prog. Symposium Series, Heat Transfer*, 55: 163-169.
- TOZER, D. C., 1965. Heat Transfer and Convection Currents, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A. 258: 252-271.
- . Comunicación personal (1968).
- . Comunicación personal (1970).
- TRITTON, D. J. and M. N. ZARRAGA, 1967. Convection in Horizontal Layers with Internal heat Generation. Experiments, *Jour. Fluid Mech.*, 30: 21-31.
- VACQUIER, V., S. UYEDA, M. YASUI, J. SCLATER, C. CORRY and T. WATANABE, 1966. Studies of the Thermal State of the Earth. The 19th Paper. Heat Flow Measurements in the Northwestern Pacific, *Bull. Earthq. Res. Inst. (Tokyo)*, 44: 1519-1535.

#### BIBLIOGRAPHY