

## Aproximación a la anomalía geotérmica de La Garriga - Samalús (Vallès - Penedès)

M. FERNÁNDEZ <sup>(1)</sup> y E. BANDA <sup>(2)</sup>

(1) Servei Geològic de Catalunya. Diputació, 92, 5è. 08015 Barcelona.

(2) Institut Jaume Almera, C.S.I.C. Martí i Franquès s/n. 08028 Barcelona.

### RESUMEN

Se presenta un estudio acerca de las posibles causas que pueden haber generado la anomalía geotérmica detectada en la zona de La Garriga-Samalús situada en el borde NW de la fosa del Vallès-Penedès. Para ello, y coherentemente con la estructura geológica de la zona, se han analizado cuatro posibles modelos de procesos locales de generación de calor: fricción tectónica, intrusión magmática, convección libre y convección forzada.

En el primer caso, la fuente de calor a considerar es el plano de la falla del Vallès —fuente laminar— en la que el mecanismo de generación de calor sería la fricción mecánica entre los labios de la falla. En el segundo caso, se ha desarrollado un modelo de intrusión magmática de forma cúbica, de acuerdo con la geometría de la anomalía superficial observada. Los parámetros analizados son el tamaño de la intrusión, edad, profundidad y temperatura. En cuanto a la convección libre, el modelo numérico que se presenta es el desarrollado por Donaldson (1962) y se basa en considerar dos estratos homogéneos e isotropos del mismo espesor, siendo el estrato superior permeable y el inferior impermeable. En el caso de convección forzada, se parte de una solución analítica general, según el modelo desarrollado por Domenico y Palciauskas (1973), para determinar los distintos parámetros que intervienen en tales procesos convectivos y su influencia en la distribución de temperaturas. Posteriormente, se hace una estimación de la situación más probable de la zona de recarga del acuífero hidrotermal. A partir de otro modelo analítico simplificado, basado en un tubo de corriente semicircular, se llega a la conclusión de que, en nuestro caso, la proporción de mezcla con aguas frías en el trayecto ascensional, debe ser relativamente pequeña para obtener temperaturas de surgencia del orden de 60°C, lo que obliga a una circulación preferentemente profunda de la mayor parte del agua con las implicaciones geológicas que de ello se deriva. Por último se calcula, asimismo, la geoterma que se obtendría suponiendo que el agua caliente asciende verticalmente a una velocidad constante dada.

De todos los modelos ensayados, el que mejor explica la anomalía térmica de La Garriga-Samalús es el de convección forzada, con la zona de recarga situada en el Macizo del Montseny y un trayecto de circulación a través del material paleozoico, ascendiendo por el plano de la falla del Vallès. No se descarta la existencia de un proceso de convección libre en la mitad septentrional de la cuenca, aun-

que dicha posibilidad es cuestionable. Asimismo, los procesos de generación de calor por fricción en la falla e intrusión magmática son, por razones distintas, improbables.

*Palabras clave:* Anomalía geotérmica. Fricción. Intrusión magmática. Convección libre y forzada.

### ABSTRACT

A study of the different possible causes of the geothermal anomalies detected in the La Garriga-Samalús area, Vallès-Penedès graben, is presented. According to the geological constraints, four heat generation processes have been studied: friction, magmatic intrusion, free convection and forced convection.

In the first case the heat source is the Vallès fault-plane (planar source) in which the mechanism for heat generation would be friction at the fault. In the second case, a magmatic intrusion model has been developed. The parameters which have been investigated are: size, age, depth and temperature of the intrusion. For free convection, a model put forward by Donaldson (1962) has been used. In the case of forced convection, the analytical solution of Domenico and Palciauskas (1973) has been taken. Subsequently, the most probable location of the hydrothermal aquifer recharge zone has been estimated. From a very simple analytical model it is concluded that the amount of cold water mixed with hot water in its ascent to the surface should be relatively small. This suggests a deep circulation of the water. Finally, a theoretical geotherm, assuming that the water has an upward movement with constant velocity, has been computed.

Forced convection seems to be the most plausible model to explain the La Garriga-Samalús geothermal anomaly, having the recharge zone in the Montseny Massif with a water circulation pattern through the Paleozoic on its way down and along the Vallès fault plane in its way up. Free convection can not be ruled out although it would not explain the anomaly. Both friction and magmatic intrusion are, for different reasons, unlikely to be the origin of the geothermal anomaly.

*Key words:* Geothermal anomaly. Friction. Magmatic intrusion. Free convection. Advection.

## INTRODUCCIÓN

En la parte superior de la corteza, el gradiente geotérmico tiene un valor medio de  $30^{\circ}\text{C}/\text{km}$ , generando un flujo de calor de  $70 \text{ mWm}^{-2}$ . En esta zona, y debido a su rigidez, la transmisión de calor se efectúa, fundamentalmente, por conducción presentándose variaciones de  $\pm 40 \text{ mWm}^{-2}$  dependiendo de la actividad tectónica de la región y de la estructura de la litosfera (Sclater *et al.*, 1980).

Por otra parte, la existencia de gran cantidad de fluidos —en general agua de origen meteórico— propicia regímenes convectivos de transporte de calor, ocasionando anomalías, generalmente locales, del flujo de calor. La importancia de estas anomalías depende de las características propias de cada zona, pudiendo afectar al flujo de calor en un factor de hasta 10 veces en sentido positivo o negativo.

El caso que nos ocupa, es una anomalía geotérmica de aproximadamente  $5 \text{ km}^2$  de extensión, situada entre La Garriga y Samalús, en el Vallès Oriental (figs. 1 y 2). Esta anomalía se manifiesta, fundamentalmente, por medio de una fuente termal con una temperatura de surgencia de  $61^{\circ}\text{C}$  y el campo geotérmico adyacente. El gradiente geotérmico medido en la zona es de  $1.5$  a  $2.5^{\circ}\text{C}/10 \text{ m}$  (IGME, 1984) el cual origina, suponiendo una conductividad térmica media de  $2.1 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , un flujo de calor de  $300$  a  $500 \text{ mWm}^{-2}$  es decir, de cuatro a seis veces superior al flujo de calor medio regional, considerando éste de  $70$ - $80 \text{ mWm}^{-2}$  (fig. 3).

Por otra parte, esta anomalía está situada en una zona de características geológicas y estructurales particulares, ya que se encuentra ubicada en el borde de una cuenca distensiva neógena. Este borde está determinado por una falla que pone en contacto la Depresión del Vallès-Penedès con el Sistema Litoral. Esta anomalía no constituye un caso aislado sino que se integra en un conjunto de anomalías geotérmicas reconocidas por toda la Depresión.

En los capítulos siguientes se hace una breve descripción geológica de la zona y se desarrollan posibles modelos analíticos que podrían explicar dicha anomalía. Para ello se han utilizado algunos datos que se recogen en diversos informes del Instituto Geológico y Minero de España (IGME, 1984).

## SITUACIÓN GEOGRÁFICA Y GEOLÓGICA DE LA ZONA DE ESTUDIO

La zona objeto de estudio está situada en el borde de

la fosa del Vallès-Penedès y queda delimitada de la siguiente manera: al norte, por el macizo del Montseny; al sur, por el sistema litoral y el río Mogent; al este por la divisoria de cuencas de los ríos Besós y Tordera; y al oeste por el río Congost (fig. 2).

La evolución estructural de dicha zona puede resumirse en tres etapas (Anadón *et al.*, 1979). La primera etapa o etapa preorogénica, comprende desde el inicio de la sedimentación postherciniana hasta las primeras compresiones ( $220$ - $60 \text{ Ma}$ ). La etapa orogénica o compresiva abarca la mayor parte del Paleógeno ( $60$ - $20 \text{ Ma}$ ). Durante esta etapa se forman y se removilizan dos sistemas de fallas de direcciones ENE-WSW (del cual forma parte la falla del Vallès) y NW-SE. Por último, tiene lugar una etapa postorogénica distensiva que se desarrolla desde el Neógeno hasta la actualidad. Es durante esta última etapa cuando se individualizan las fo-

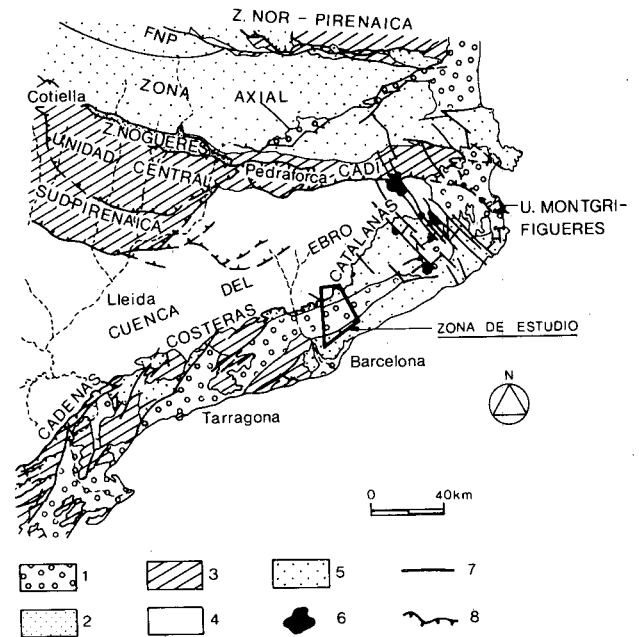


Figura 1.- Situación de la zona de estudio en el NE de la Península Ibérica. (1) Neógeno-Cuaternario; (2) Paleozoico-Mesozoico; (3) Mesozoico-Paleógeno; (4) Paleógeno-Neógeno; (5) Basamento Hercínico; (6) Rocas efusivas (Neógeno-Cuaternario); (7) Fallas; (8) Cabalgamientos.

Figure 1.- Location of the study area in the NE of the Iberian Peninsula. (1) Neogene-Quaternary. (2) Paleozoic-Mesozoic. (3) Mesozoic-Paleogene. (4) Paleogene-Neogene. (5) Hercynian basement. (6) Volcanic rocks (Neogene-Quaternary). (7) Faults. (8) Overthrusts.

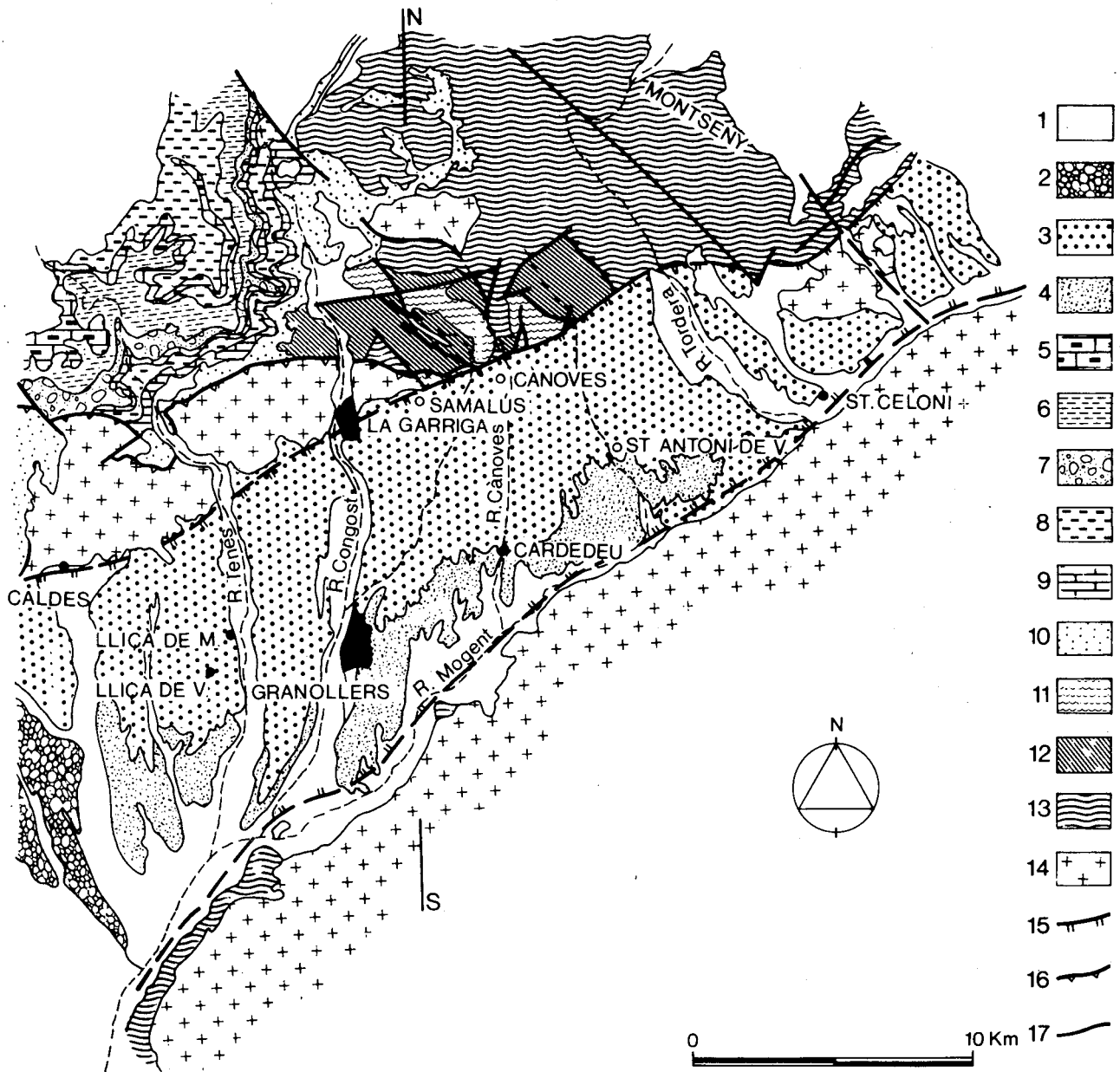


Figura 2.- a) Esquema geológico de la zona de estudio. (1) Cuaternario aluvial y Travertinos; (2) Conglomerados; (3) Arcosas; (4) Arcillas y conglomerados; (5) Calizas; (6) Areniscas, margas y arcillas; (7) Conglomerados, areniscas y arcillas; (8) Arcillas y margas; (9) Calizas y dolomías; (10) Conglomerados, areniscas y arcillas; (11) Pizarras, conglomerados y cuarcitas; (12) Pizarra; (13) Micasquistos, paragneisses, esquistos y cuarcitas; (14) Granitoides; (15) Falla normal; (16) Cabalgamientos; (17) Falla.

Figure 2.- a) Geological map of the study area. (1) Alluvial Quaternary and travertine; (2) Conglomerate; (3) Arkose; (4) Clay and conglomerate; (5) Limestone; (6) Sandstone, marl and clay; (7) Conglomerate, sandstone and clay; (8) Clay and marl; (9) Limestone and dolomite; (10) Conglomerate, sandstone and clay; (11) Shale, conglomerate and quartzite; (12) Shale; (13) Micaschist, paragneiss, schist and quartzite; (14) Granitoid; (15) Normal fault; (16) Overthrust; (17) Fault.

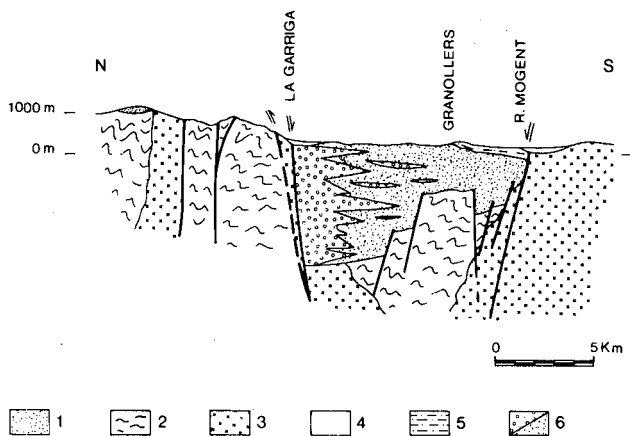


Figura 2b.- Corte geológico en dirección NS. (1) Buntsandstein; (2) Esquistos, pizarras, cuarcitas y filitas paleozoicos; (3) Granitoides paleozoicos; (4) Aluvial cuaternario; (5) Arcillas y conglomerados miocenos; (6) Conglomerados, arcosas y arcillas miocenos.

Figure 2b.- NS cross section. (1) Buntsandstein; (2) Paleozoic schist, shale, quartzite and phyllite; (3) Paleozoic granitoids; (4) Alluvial Quaternary; (5) Miocene clay and conglomerate; (6) Miocene conglomerate, arkose and clay.

sas tectónicas del Vallès-Penedès, La Selva, L'Empordà, etc. rellenadas fundamentalmente por materiales neógenos. Este proceso distensivo forma parte de un sistema de rifting mucho más amplio que se extiende a lo largo de la costa Mediterránea española (Vegas *et al.*, 1980).

En el área estudiada, la denominada Cordillera Pre-litoral está representada por el macizo del Montseny formado, en este sector, por granitoides tardihercínicos y materiales metasedimentarios paleozoicos (pizarras, filitas, esquistos y cuarcitas). La fosa del Vallès, en este tramo, contiene un relleno de sedimentos fundamentalmente arcósicos y arcillosos de edad neógena. Los depósitos aluviales de los ríos Congost y Mogent y los coluviales constituyen el recubrimiento más superficial. El zócalo de la fosa lo constituyen materiales predominantemente metasedimentarios de edad paleozoica. En el borde sur, la Cordillera Litoral está principalmente constituida por la asociación plutónica tardihercínica del Maresme.

Los bloques septentrional y meridional de la fosa del Vallès están constituidos por materiales metasedimentarios y graníticos. La falla del Vallès buza, en el sector de La Garriga, 70° hacia el SE y se resuelve en un plano único (IGME, 1984). El zócalo de la Depresión está fracturado según un sistema de horts y grabens.

Este hecho motiva que mientras el zócalo se sitúa a 3.000 m de profundidad en La Garriga, según se desprende de datos geofísicos, en Granollers éste se ha alcanzado a tan sólo 1.000 m en un sondeo mecánico. La anchura de la fosa varía, en esta zona, entre 8 y 9 km.

## ECUACIONES FUNDAMENTALES

En un medio homogéneo e isotrópico, las ecuaciones generales que rigen el comportamiento del flujo de calor y la temperatura en un régimen de transmisión de calor por conducción són las siguientes:

— Ecuación de flujo de calor o de Fourier

$$\bar{q} = K \frac{\partial T}{\partial \bar{x}} \quad (1)$$

donde  $\bar{q}$ : cantidad de calor por unidad de tiempo y superficie.

K: conductividad térmica del medio.

$\partial T / \partial \bar{x}$ : gradiente térmico

$\bar{x}$ : (x, y, z)

T: temperatura.

— Ecuación de conservación de la energía

$$\alpha^2 \frac{\partial^2 T}{\partial \bar{x}^2} + \frac{F(\bar{x}, t)}{\rho c} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2)$$

donde  $\alpha^2 = K / \rho c$ : difusividad térmica.

c: calor específico.

$\rho$ : densidad.

$F(\bar{x}, t)$ : fuentes de calor.

Para un régimen convectivo, las ecuaciones generales son:

— Ecuación de continuidad del fluido

$$\nabla \cdot (\rho_f \bar{v}) = 0 \quad (3)$$

donde  $\rho_f$  es la densidad del fluido.

$\bar{v}$  es la velocidad de flujo o de Darcy.

— Ecuación de Darcy

$$\nabla P - \rho_f \bar{g} + \frac{\rho_f g}{k} \bar{v} = 0 \quad (4)$$

donde P: presión.

$\bar{g}$ : vector gravedad.

g: valor de la aceleración gravitatoria.

k: permeabilidad o conductividad hidráulica del medio.

— Ecuación de conservación de la energía

$$\rho_m c_m \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f c_f \bar{v} \cdot \nabla T = K_m \nabla^2 T \quad (5)$$

donde el subíndice «m» hace referencia al conjunto matriz sólida más fluido, y el subíndice «f» hace referencia al fluido.

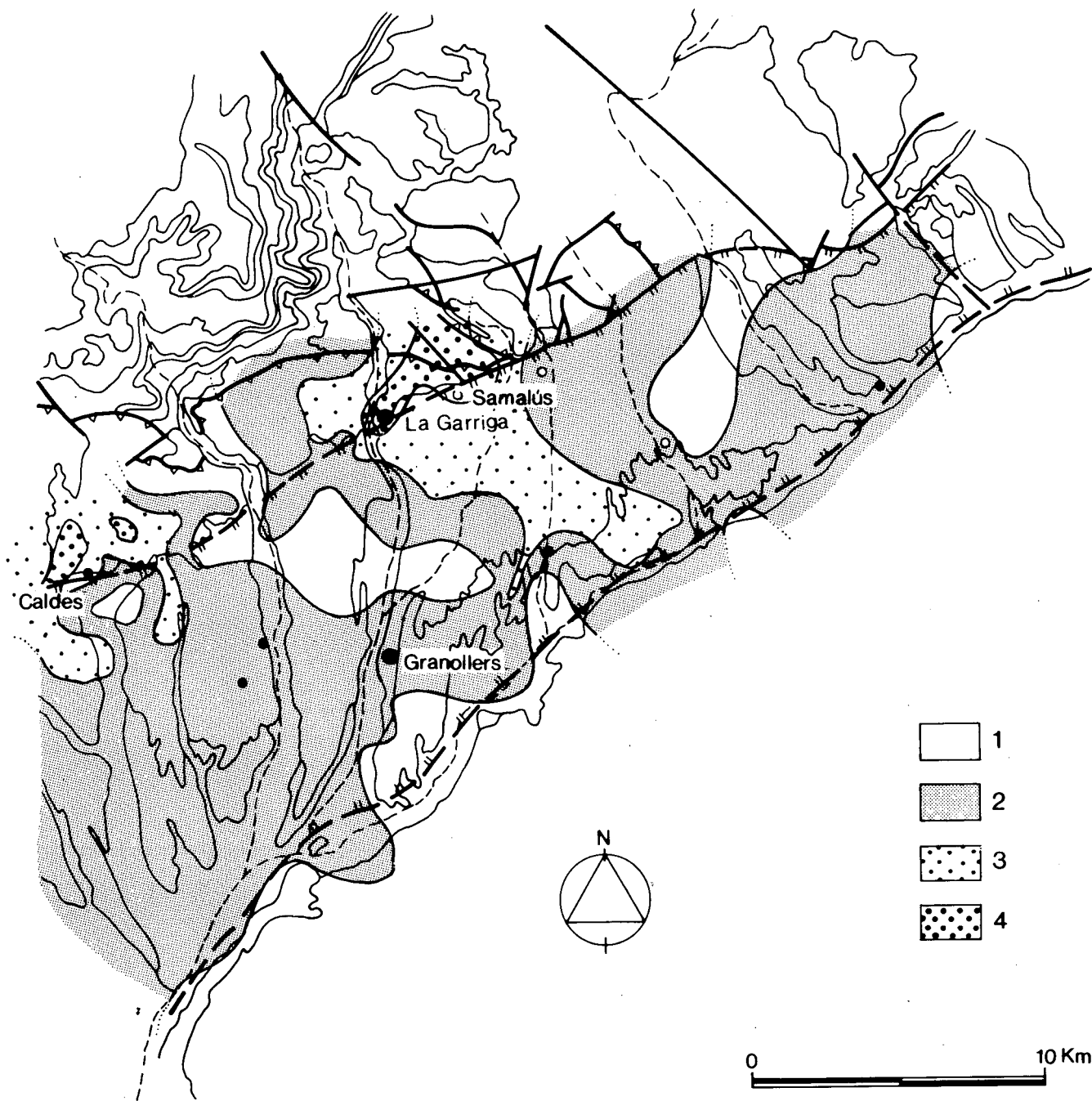


Figura 3.- Gradientes geotérmicos obtenidos en la zona de estudio según IGME (1984). (1) Menor de 0.3 °C/10m; (2) De 0.3 a 0.6 °C/10m; (3) De 0.6 a 1.2 °C/10m; (4) Mayor de 1.2 °C/10m.

Figure 3.- Geothermal gradients in the area according to IGME (1984). (1) Less than 0.3 °C/10m; (2) From 0.3 to 0.6 °C/10m; (3) From 0.6 to 1.2 °C/10m. (4) More than 1.2 °C/10m.

## MODELOS GEOTÉRMICOS

En este apartado se tratará de explicar, mediante algunos modelos analíticos, la génesis de la anomalía geotérmica observada. A tal fin, y de acuerdo con el contexto geológico, se han escogido cuatro modelos de procesos, en principio plausibles, capaces de generar calor y se ha cuantificado el orden de magnitud de su posible aportación de forma independiente entre ellos. Estos modelos son los siguientes:

- Generación de calor por fricción en la falla del Vallès, dado que la anomalía coincide con el plano de ésta.
- Disipación de calor debida a un cuerpo magmático intrusivo, ya que la fosa se individualizó en el marco de una dinámica distensiva reciente, acompañada de actividad volcánica. Debe recordarse la existencia de afloramientos basálticos cuaternarios en áreas relativamente cercanas como Hostalric, Maçanet, Olot y alrededores de Girona.
- Convección libre en la depresión ya que el zócalo se encuentra a una profundidad suficiente como para crear células de convección; en este caso la anomalía coincidiría con un nudo ascendente de la malla.
- Convección forzada o advección, pues debido al relieve de la zona y a su estructura geológica, es posible que se presenten gradientes hidráulicos capaces de originar, en principio, un régimen convectivo de circulación profunda.

### Generación de calor por fricción en la falla

El movimiento relativo de la falla del Vallès-Penedès, entendiéndose ésta como el conjunto de fracturas asociadas a la traza de la falla normal, ha sido muy variable. De forma simplificada, puede decirse que durante la fase compresiva (60-20 Ma) el movimiento ha sido predominantemente de deslizamiento horizontal, mientras que en la fase distensiva posterior ha tenido un movimiento propio de falla normal. Se estima que el desplazamiento total de la falla, de muy predominante componente horizontal, puede haber sido a lo sumo de 20 a 30 km aproximadamente.

Para cuantificar la magnitud del efecto de generación de calor por fricción consideraremos que la falla se mueve continuamente y no a intervalos, como sucede en realidad, y se comporta como una falla de plano vertical (en realidad está inclinado 20° aprox.). La hipótesis de falla de salto en dirección tiende a maximizar el modelo ya que los esfuerzos aplicados son superiores a los de una falla normal. Igualmente, y por razones de maximización, se considerará que el movi-

miento de la falla se ha producido a partir de los últimos 30 Ma y que los dos bloques limitantes se comportan como sólidos rígidos y en ausencia de fluidos. En cuanto a los esfuerzos aplicados, se supondrá que su magnitud y dirección se mantienen constantes desde el inicio de la fractura (fig. 4).

Con estas hipótesis, el flujo de calor vendrá dado por (Lachenbruch and Sass, 1980; Turcotte *et al.*, 1980):

$$q = \tau \cdot v$$

donde  $q$  : cantidad de calor por unidad de superficie y tiempo.

$\tau$  : esfuerzo de cizalla.

$v$  : velocidad de desplazamiento.

En el cálculo de esfuerzos consideraremos el subsuelo como un medio homogéneo e isótropo que se comporta elásticamente. La relación entre las deformaciones y esfuerzos principales viene dada por:

$$\epsilon_1 = \frac{1}{E} \sigma_1 - \frac{\nu}{E} \sigma_2 - \frac{\nu}{E} \sigma_3$$

$$\epsilon_2 = -\frac{\nu}{E} \sigma_1 + \frac{1}{E} \sigma_2 - \frac{\nu}{E} \sigma_3$$

$$\epsilon_3 = -\frac{\nu}{E} \sigma_1 - \frac{\nu}{E} \sigma_2 + \frac{1}{E} \sigma_3$$

donde  $\epsilon_i$  : deformaciones según los ejes principales.

$\sigma_i$  : esfuerzos principales aplicados.

$E$  : módulo de Young.

$\nu$  : coeficiente de Poisson.

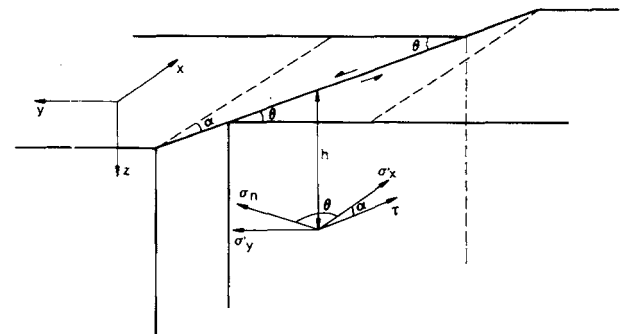


Figura 4.- Esquema del modelo de falla adoptado representándose los esfuerzos considerados.

Figure 4.- Fault model adopted and considered stresses.

Igualmente, se supondrá que en un elemento  $dV$  situado a una cierta profundidad y sin esfuerzos tectónicos, la única deformación a considerar es la vertical (eje «z»), ya que las deformaciones en las otras direcciones se pueden despreciar. Con estas condiciones, se tiene  $\epsilon_x = \epsilon_y = 0$ ,  $\epsilon_z \neq 0$  y por tanto  $\sigma_x = \sigma_y = \frac{\nu}{(1-\nu)} \sigma_z$

donde  $\sigma_z = \rho g h$

Este sería el estado de esfuerzos en ausencia de actividad tectónica. Ahora bien, para producir una fractura o falla en el medio, es necesario un esfuerzo complementario. Supongamos que este esfuerzo complementario o esfuerzo tectónico se produce en la dirección «x»; tendremos:

$$\sigma'_x = \frac{\nu}{(1-\nu)} \sigma_z + C_x \quad \text{y si} \quad \epsilon_y = \frac{1}{E} (\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)) = 0$$

se obtiene  $\sigma'_y = \frac{\nu}{(1-\nu)} \sigma_z + \nu C_x$

Según los criterios de fractura de Coulomb-Navier, para que se produzca una fractura vertical se debe cumplir que (Jaeger y Cook, 1979)

a)  $\sigma'_y < \sigma_z < \sigma'_x$

b)  $\sigma'_x = C_0 + q \sigma'_y$

donde  $C_0$  es el coeficiente de cohesión interna y

$q = [(\mu^2 + 1)^{1/2} + \mu]^2$  siendo  $\mu$  el coef. de fricción.

Sustituyendo los valores de  $\sigma'_x$  y  $\sigma'_y$  en la condición (b), se obtiene

$$C_x = \frac{1}{1-q\nu} \left( C_0 + \sigma_z \frac{\nu(q-1)}{1-\nu} \right)$$

Por otra parte, la fractura se producirá según un ángulo respecto al esfuerzo principal mayor  $\sigma'_x$  dado por  $\theta = \frac{1}{2} \arctg \frac{1}{\mu}$  y el esfuerzo de cizalla o tangencial a dicha fractura será

$$\tau = \frac{\sigma'_x - \sigma'_y}{2} \text{ Sen } 2\theta = \frac{(1-\nu)}{2} C_x \text{ Sen } 2\theta$$

Tomando los siguientes valores (Jaeger y Cook, 1979) correspondientes a un medio granítico  $\nu = 0.15$ ,  $C_0 = 1.72 \times 10^8$  Pa,  $\mu = 0.65$  resulta

$$\tau = 0.35 C_x = 0.71 C_0 + 0.30 \rho g z$$

y tomando  $\rho = 2670 \text{ kg m}^{-3}$  y  $g = 10 \text{ ms}^{-2}$

$$\tau = 1.22 \times 10^8 + 8010 z \text{ (Pa)}$$

De esta expresión, deducida a partir de la hipótesis que el medio no presenta ninguna fractura inicial, se

observa que el esfuerzo tangencial aplicado a una falla de desgarre presenta dos términos. El primer término depende del coeficiente de cohesión interna del medio y tiene un orden de magnitud de  $10^7$  a  $10^8$  Pa, representando el esfuerzo necesario para producir la fractura. El segundo término es función de la profundidad y representa el esfuerzo necesario para producir el deslizamiento. Nótese que para profundidades moderadas (0 a 3 km) es, precisamente, el primer término el que predomina.

No obstante, es frecuente que el subsuelo ya esté parcialmente fracturado e incluso, que las rocas presenten microfracturas inherentes a su formación y, por tanto en este caso, se puede considerar que el coeficiente de cohesión interna « $C_0$ » tiende a cero. Así tendríamos:

$$\tau = 8010 z \text{ (Pa)}$$

Por tanto, el cálculo del esfuerzo tangencial aplicado a una falla de desplazamiento horizontal depende, de forma sustancial, de si se considera que el medio debe ser fracturado previamente o de si dichas fracturas ya existen, representado ambos casos los esfuerzos tangenciales máximo y mínimo respectivamente.

La determinación de la velocidad de desplazamiento de la falla puede hacerse, de una forma aproximada, considerando que el desplazamiento total de ésta ha sido de 30 km y que éste se ha producido durante los últimos 20 Ma; por tanto

$$v = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{3 \times 10^4 \text{ m}}{3 \times 10^7 \text{ a}} = 10^{-3} \text{ m a}^{-1} = 3.3 \times 10^{-11} \text{ ms}^{-1}$$

Así pues, se está ya en condiciones de calcular la cantidad de calor generada por fricción en función de la profundidad. Para determinar la temperatura en el plano de falla haremos la siguiente hipótesis (Turcotte *et al.* 1980). Consideraremos que se ha establecido un régimen estacionario para la temperatura ya que la difusividad media de las rocas es  $a^2 = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  y la profundidad máxima a considerar es de  $z = 14$  km. Considerando que éste es el espesor de la parte frágil de la corteza terrestre. Por tanto, el tiempo característico para conducción de calor en régimen estacionario será  $t_c = z^2/a^2 = 6 \text{ Ma}$  mientras que el proceso en consideración se inicia 30 Ma atrás.

La distribución de temperaturas respecto a la profundidad en el plano de falla, nos vendrá dada por la solución de la ecuación diferencial.

$$K \nabla^2 T + q = 0$$

donde  $\nabla^2 T = \partial^2 T / \partial y^2 + \partial^2 T / \partial z^2$

$$q = \tau \cdot v$$

Esta ecuación se ha resuelto empleando el método de elementos finitos, con las condiciones de contorno mostradas en la figura 5, donde se ha tomado  $K = 2.5 \text{ Wm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.03 \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ ,  $T_0 = 15 \text{ }^\circ\text{C}$  y  $q = 4 \times 10^{-3} + 2.6 \times 10^{-7} (z) \text{ Wm}^{-2}$  en el caso de  $\tau$  máximo y  $q = 2.6 \times 10^{-7} (z) \text{ Wm}^{-2}$  en el caso de  $\tau$  mínimo.

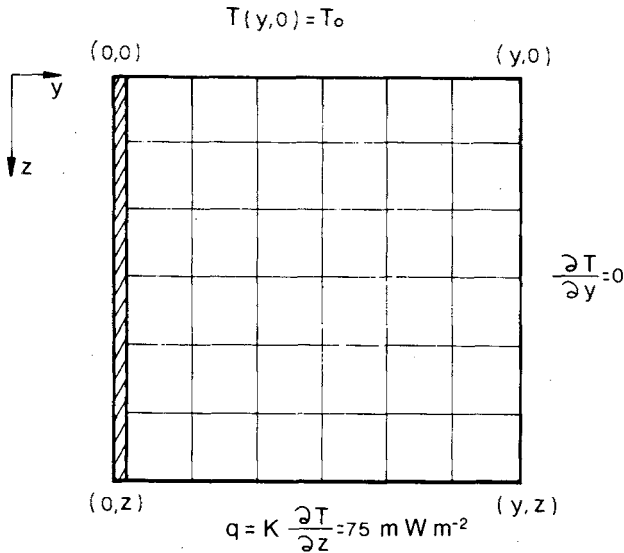


Figura 5.- Malla empleada para resolver la ecuación  $K\nabla^2 T + q = 0$  con las condiciones de contorno que se indican.

Figure 5.- Grid used to solve the equation  $K\nabla^2 T + q = 0$  with the indicated boundary conditions.

La Tabla I muestra los resultados obtenidos. De ellos puede deducirse claramente que el aumento de temperatura debido a la generación de calor por fricción en el plano de falla es despreciable para velocidades de desplazamiento y profundidades moderadas, aun en el caso de maximizar totalmente el esfuerzo de cizalla.

TABLA I.- Distribución de temperaturas con la profundidad.

TABLE I.- Temperature-depth distribution.

H	TG	TF ( $\tau$ max)	TF ( $\tau$ min)
0	15.00	15.00	15.00
1000	45.00	48.60	45.51
2000	75.00	81.00	76.00
3000	105.00	112.73	106.43

H: profundidad (m); TG: temperatura debida a un gradiente geotérmico normal ( $^\circ\text{C}$ ); TF: temperatura debida a la fricción ( $^\circ\text{C}$ ).

H: depth (m); TG: temperature due to a normal geothermal gradient ( $^\circ\text{C}$ ); TF: temperature due to friction ( $^\circ\text{C}$ ).

Cabe añadir que el movimiento de una falla puede ser también repentino, produciéndose éste durante los terremotos. Si bien las velocidades de desplazamiento, en este caso, son muy superiores a la velocidad promedio generándose cantidades de calor que pueden llegar a provocar la fusión parcial de la roca en el plano de falla, hay que tener en cuenta también, que la falla permanece inactiva durante la mayor parte del tiempo, favoreciéndose por tanto, el enfriamiento de ésta. Por otra parte, no se ha tenido en cuenta la existencia de fluidos, la cual, aparte de disminuir la presión ejercida en el plano de falla, favorece enormemente su enfriamiento debido a procesos de convección.

Así pues, y a modo de conclusión, puede decirse que el calentamiento de la falla producido por fricción es, en este caso, despreciable y no explica, por tanto, la anomalía geotérmica observada.

#### Disipación de calor por intrusión magmática

La justificación de este modelo se basa en que, como se ha dicho anteriormente, la formación de la fosa del Vallès se inscribe dentro de un proceso geodinámico de distensión. A menudo, estos procesos conllevan un cierto adelgazamiento y fracturación de la litosfera, facilitando la formación y posterior ascensión de magma. De este modo, se observan manifestaciones volcánicas recientes en Almería, Murcia, Catalunya Oriental (Hostalric, Olot, Maçanet, Caldes de Malavella y Sta. Coloma de Farners), Sur de Francia, y Sur y Centro de Alemania. En particular, la zona de Hostalric se encuentra a pocos kilómetros de la Garriga.

En lo que sigue, se desarrollará un modelo analítico suponiendo una intrusión magmática cúbica a una temperatura inicial determinada y donde los parámetros variables serán el tamaño, la profundidad y la edad de dicha intrusión. Asimismo, se supondrá que el medio es homogéneo, isótropo y en total ausencia de agua, tratándose de ajustar los parámetros a un flujo de calor dado en el centro de la anomalía, el cual se considerará de 280 a 340  $\text{mWm}^{-2}$  por término medio, o lo que es lo mismo, una temperatura de 70 a 80  $^\circ\text{C}$  a una profundidad de 400 m.

La ecuación que rige los procesos de enfriamiento conductivo de una intrusión es:

$$\alpha^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

con las siguientes condiciones de contorno: a) La temperatura en  $z=0$  se mantiene constante a  $T_0$  donde «z» es la profundidad, creciente hacia abajo. b) Inicialmente la temperatura aumenta con la profundidad según



$T = T_0 + \gamma z$  desde  $z=0$  a  $z=B-A$  y desde  $z=B+A$  hasta  $z=C$  siendo  $B$  la profundidad del centro de la intrusión,  $2A$  las dimensiones de la arista de ésta y  $\gamma$

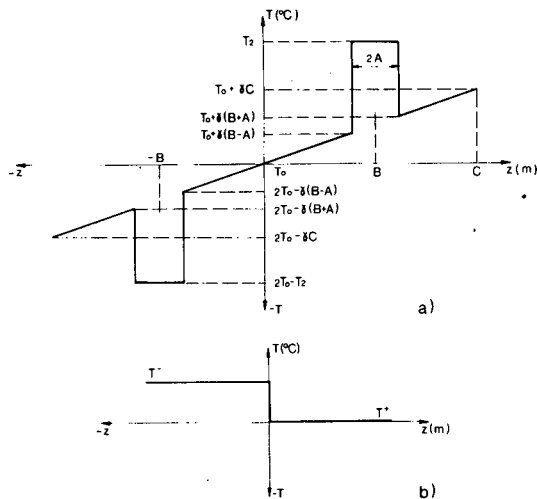


Figura 6.- a) En la parte derecha se muestra la distribución inicial de temperaturas utilizada para resolver el modelo de intrusión magmática en un medio con gradiente geotérmico  $\gamma$ .  $T_0$ : temperatura inicial;  $A$ : semiarista de la intrusión;  $B$ : profundidad del centro de la intrusión;  $T_2$ : temperatura inicial de la intrusión. En la parte izquierda se muestra la distribución antisimétrica utilizada para resolver la ecuación por el método de las imágenes. b) Distribución de temperaturas en escalón cuya ecuación ha sido utilizada en el caso unidimensional.

Figure 6.- a) Initial temperature distribution (on the right) used to solve the magmatic intrusion model in a medium with geothermal gradient  $\gamma$ ;  $T_0$ : Initial temperature;  $A$ : Half-length of the intrusion  $B$ : Depth to the center of the intrusion;  $T_2$ : initial temperature of the intrusion. On the left: antisymmetric temperature distribution used to solve the equation. b) Temperature distribution used in the 1-dimensional case.

el gradiente geotérmico normal. c) También, inicialmente, la temperatura de la intrusión entre  $z = B-A$  hasta  $z = B + A$  y entre  $x-A$  hasta  $x + A$  y  $y-A$  hasta  $y + A$  será  $T = T_2$ . d) se considera  $a^2$  (medio) =  $a^2$  (intrusión).

Para mantener la temperatura  $T = T_0$  en  $z=0$  se ha utilizado el sistema de las imágenes; así pues, se ha supuesto una distribución inicial de temperaturas antisimétrica tal como muestra la figura 6-a y se ha utilizado la solución básica correspondiente a una distribución de temperaturas en escalón (fig. 6-b) la cual, en el caso unidimensional, da (Turcotte and Schubert, 1982).

$$T(z, t) = \frac{(T^+ - T^-)}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{z}{2\sqrt{a^2 t}} \right) + \frac{T^+ + T^-}{2}$$

Las zonas que representan una temperatura inicial dependiente del gradiente geotérmico se han resuelto como una suma infinitesimal de escalones, obtenién-

dose la siguiente expresión final para la temperatura medida en la vertical de la anomalía:

$$T(0,0, z, t) = \frac{T_2 - T_0 - (B-A)\gamma}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left( \frac{z-(B-A)}{2\sqrt{a^2 t}} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{z+(B-A)}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right\} \cdot \left( \operatorname{erf} \left( \frac{A}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right)^2 + \frac{(B+A)\gamma + T_0 - T_2}{2} \cdot \left\{ \left( \operatorname{erf} \left( \frac{z-(B+A)}{2\sqrt{a^2 t}} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{z+(B+A)}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right) \cdot \left( \operatorname{erf} \left( \frac{A}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right)^2 \right\} + \gamma \int_0^{B-A} \left\{ \operatorname{erf} \left( \frac{z+\xi}{2\sqrt{a^2 t}} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{z-\xi}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right\} d\xi + \int_{B+A}^C \left\{ \operatorname{erf} \left( \frac{z+\xi}{2\sqrt{a^2 t}} \right) + \operatorname{erf} \left( \frac{z-\xi}{2\sqrt{a^2 t}} \right) \right\} d\xi + T_0$$

El cálculo numérico de esta expresión se representa en la figura 7 donde se han utilizado los siguientes parámetros:

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.03 \text{ } ^\circ\text{C m}^{-1} & a^2 &= 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ T_0 &= 15 \text{ } ^\circ\text{C} & z &= 400 \text{ m} \\ T_2 &= 1200 \text{ } ^\circ\text{C} & c &= 50000 \text{ m} \end{aligned}$$

Las curvas que aparecen en dicha figura representan las temperaturas obtenidas a una profundidad de 400 m en función de la profundidad de la cara superior de la intrusión ( $D = B-A$ ) y de su tamaño para una edad prefijada. La zona sombreada nos indica los distintos parámetros ( $t, B, A$ ) que generarían temperaturas comprendidas entre 70 y 80°C a 400 m de profundidad, ya que es la temperatura máxima observada en los sondeos (IGME, 1984). De esta manera, dichos valores expresan aproximadamente flujos de calor similares a los obtenidos experimentalmente. El hecho de tomar  $C = 50$  km es debido únicamente para mantener el gradiente aproximadamente constante durante el proceso de enfriamiento de la intrusión, el cual se produce en un intervalo de tiempo relativamente pequeño.

De los resultados obtenidos se deduce que un modelo de intrusión como el descrito, podría explicar, al menos desde el punto de vista termodinámico, el flujo de calor observado en la zona de Samalús-La Garriga. No obstante, geológicamente, esta posibilidad es más remota ya que la profundidad máxima de emplazamiento de la intrusión es de 2300 m aproximadamente; es decir, por encima del zócalo de la fosa, lo que parece poco probable. Por otra parte, no hay ninguna evidencia superficial de afloramientos volcánicos en la zona, localizándose los más cercanos en las fosas de la Selva, Empordà y Olot aunque éstos están asociados a un amplio sistema de fallas transversal al sistema Vallès-Penedès presentándose, por tanto, en un contexto geo-

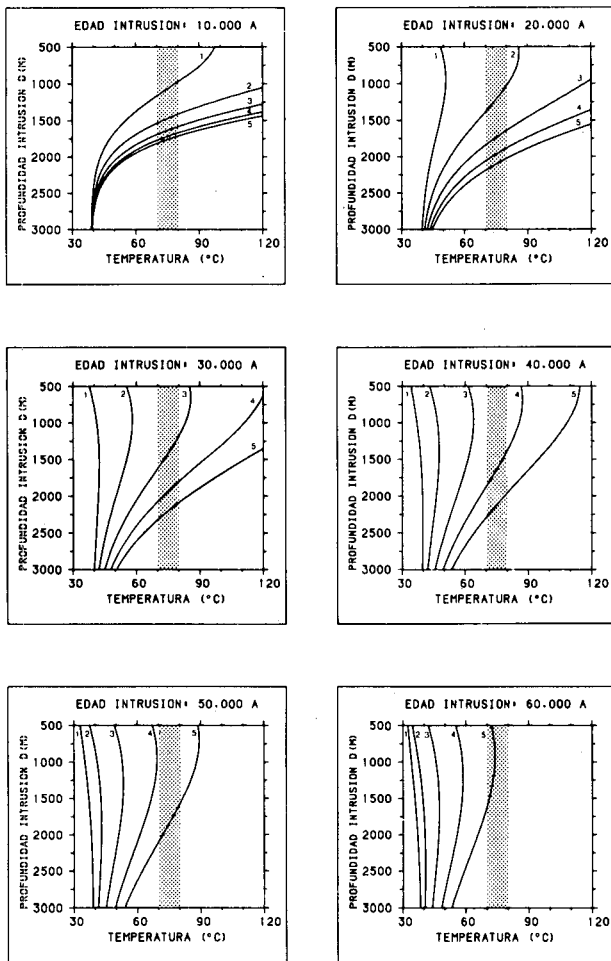


Figura 7. Temperatura obtenida a una profundidad de 400 m, en función de la profundidad de una intrusión de diferentes edades (10.000 a 6.000 años) y semiarista variable: 1) 500 m; 2) 750 m; 3) 1000 m; 4) 1250 m; 5) 1500 m. La zona sombreada engloba la familia de parámetros que se ajustan a la temperatura observada.

Figure 7.- Temperature against depth of the intrusion «PROFUNDIDAD» for different time periods «EDAD INTRUSION» (10.000 to 60.000 years) and variable half-length: 1) 500 m. 2) 750 m. 3) 1000 m. 4) 1250 m. 5) 1500 m. The shaded zone encompasses the family of parameters which fit the observed temperature.

dinámico diferenciado. Por último, la anomalía debería apreciarse en los reconocimientos gravimétricos y magnéticos realizados en la zona, los cuales no parecen mostrar ningún indicio en este sentido (Casas *et al.*, 1986; H. J. Zeyen y Banda, 1988).

### Convección libre

En un estrato permeable y homogéneo, saturado de agua y confinado por sendas capas impermeables en su parte superior e inferior las cuales se mantienen a temperaturas constantes  $T_0$  y  $T_1$  respectivamente, siendo  $T_1 > T_0$  y bajo determinadas condiciones con-

nientes a las propiedades físicas de la matriz y el fluido, puede producirse un proceso de convección debido a que la densidad del agua disminuye al aumentar su temperatura. Este tipo de procesos se conoce bajo el nombre de convección libre. El parámetro que los controla es conocido como el «número de Rayleigh», cuya expresión es:

$$Ra = \frac{k \alpha_f \rho_f C_{pf} d (T_1 - T_0)}{K_m}$$

- donde  $k$  : permeabilidad del medio  
 $\alpha_f$  : coeficiente de dilatación volumica del agua  
 $\rho_f$  : densidad del agua  
 $C_{pf}$  : capacidad calorifica a presión constante del agua  
 $d$  : espesor del estrato  
 $K_m$  : conductividad térmica media del estrato

El número de Rayleigh presenta un valor crítico para que sea posible el inicio de la convección. En el caso de un acuífero confinado, el valor crítico o mínimo es  $4\pi^2$ ; si el estrato superior es también permeable pero no saturado, el valor de dicho parámetro es 27.1 (Donaldson, 1962). Se puede calcular el número de Rayleigh para nuestro caso a partir de los siguientes datos:  $k = 0.03$  a  $0.06$  m/día según los datos obtenidos por el Instituto Geológico y Minero de España (IGME, 1984) en los sondeos de Samalús en la zona cataclástica (la permeabilidad media en la fosa también parece estar dentro de este orden de magnitud);  $T_1 - T_0 = 100^\circ\text{C}$  considerado un gradiente geotérmico normal  $\gamma = 0.033^\circ\text{C m}^{-1}$  y un espesor del acuífero  $d = 3000$  m;  $K_m = 3.3 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  obteniéndose  $Ra = 132.5$  a  $265$ ; donde además se ha tomado  $\alpha_f = 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $\rho_f = 10^3 \text{ Kg m}^{-3}$ ,  $C_{pf} = 4.2 \times 10^3 \text{ J Kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  y se ha considerado que la permeabilidad no es afectada por la temperatura.

Por tanto, se deduce que se dan condiciones favorables para que tenga lugar un proceso de convección libre. Para analizar cuantitativamente este proceso, se ha utilizado un modelo numérico desarrollado por Donaldson (1962) el cual se basa en tomar un estrato permeable, homogéneo y saturado de 3000 m de espesor con una temperatura constante en la superficie  $T = T_0$  que se encuentra sobre otro estrato impermeable del mismo espesor y con una temperatura constante en su base inferior  $T = 2T_1$ . Evidentemente a través del estrato inferior no hay circulación de fluido; no obstante, su presencia produce un efecto de amortiguamiento en las isothermas del estrato superior, ya que la temperatura se fija a 3000 m de su base.

Las ecuaciones que rigen el proceso de convección

según el modelo descrito anteriormente son (3), (4) y (5).

Como supondremos establecido un régimen estacionario para la temperatura, la ecuación de energía quedará:

$$\rho_f c_f v \nabla T = Km \nabla^2 T \quad (6)$$

Se considera, además, que la variación de la densidad con la temperatura es de la forma

$$\rho = \rho_0 \{1 - \alpha_f (T - T_0)\}$$

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

El sistema de ecuaciones anterior puede reducirse a un sistema adimensional efectuando diversos cambios de variables (Donaldson, 1962), obteniéndose:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = Ra \frac{\partial \theta}{\partial x}$$

para el estrato permeable. En el estrato impermeable, la primera ecuación se convierte en

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = 0$$

al no existir flujo de agua. Las condiciones de contorno aplicables a nuestro caso son:

$z = 0$	$\theta = 0$	$\psi = 0$
$z = -1$		
$z = -2$	$\theta = 2$	
$x = 1/2$	$\partial \theta / \partial x = 0$	$\psi = 0$
$x = 3/2$	$\partial \theta / \partial x = 0$	$\psi = 0$

donde «x» y «z» son distancias adimensionales,  $\psi$  es la función escalar de flujo y  $\theta = (T - T_0) / (T_1 - T_0)$  es una temperatura adimensional. La resolución de esta ecuación ha sido realizada numéricamente por Donaldson (1962) considerando las propiedades del agua a 60 °C y tomando los siguientes valores:  $T_0 = 10^\circ\text{C}$ ;  $T_1 - T_0 = 100^\circ\text{C}$ ;  $d = 3000\text{ m}$ ;  $Ra = 165$ ;  $Km = 1.25\text{ Wm}^{-1}\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ .

La variación de la temperatura con la profundidad obtenida en cada célula de convección se muestra en la figura 8. Es importante resaltar que los parámetros utilizados en este modelo coinciden bastante bien con los parámetros experimentales aplicables a nuestro caso, posibilitando extrapolar los resultados con ciertas garantías. De ser esto cierto, se podría explicar, al menos en parte, el conjunto de anomalías menores que se observan en la cuenca sedimentaria (fig. 3).

En efecto, según los resultados obtenidos por el IGME, en la medición de gradientes geotérmicos en distintos sondeos efectuados a lo largo del área comprendida entre los municipios de Caldes de Montbui, Mollet del Vallès, La Garriga y Llinàs del Vallès, se pueden observar anomalías geotérmicas positivas y negativas que oscilan entre 0.1 y 0.7 °C/10m. La distribución geométrica de dichos polos podría ser debida a inhomogeneidades en la composición del recubrimiento sedimentario. De hecho, existen lentejones arenosos a distintas profundidades que afectarían a las corrientes de convección.

Otro aspecto a tener en cuenta es, que según este modelo, la convección debería desaparecer a partir de la zona donde se encuentra el horst central (4-5 km en dirección SE de la falla del Vallès) ya que la profundidad de la fosa disminuye bruscamente hasta tan sólo 1000 m y por tanto la diferencia de temperaturas entre su base y la superficie también es menor, hecho que modifica considerablemente el número de Rayleigh hasta alcanzar valores inferiores al valor crítico, lo cual está en concordancia con los datos experimentales de gradiente geotérmico.

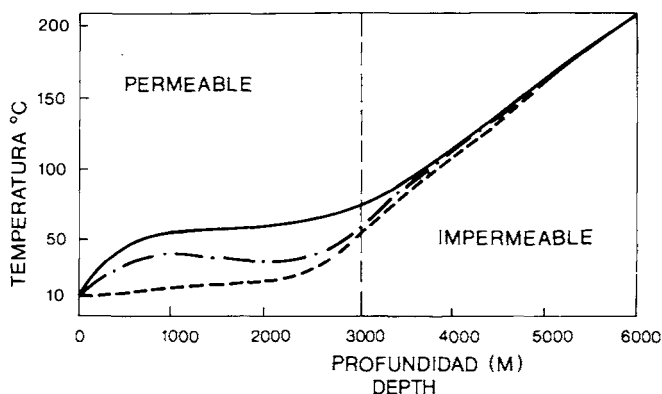


Figura 8.- Variación de la temperatura con la profundidad en una célula cuadrada.  $Ra = 165$ . La línea continua corresponde a la zona de máximo flujo vertical hacia arriba, la línea semicontinua (— · —) corresponde a la zona de flujo vertical nulo, y la línea a trazos corresponde a la zona de máximo flujo vertical hacia abajo. Tomada de Donaldson (1962).

Figure 8.- Temperature variation with depth in a squared cell.  $Ra = 165$  Solid line corresponds to the zone with maximum upward vertical flow, dot-dashed line corresponds to zero flow. Dashed line corresponds to maximum downward vertical flow (taken from Donaldson, 1962).

En cualquier caso, a la vista de los resultados del modelo matemático, se puede establecer la hipótesis de la existencia de un régimen de convección libre que afectaría gran parte del área estudiada; no obstante, este modelo no puede explicar, por sí mismo, las grandes

anomalías de Samalús-La Garriga y Caldes de Montbui ya que como se muestra en la figura 8, la máxima temperatura alcanzada en el zócalo de la cubeta oscilaría alrededor de los 75 °C, mientras que según los análisis químicos de estas aguas (IGME, 1984), sus temperaturas de equilibrio son de 115-130 °C. Por otra parte, la temperatura a 400 m debería ser, según el modelo analítico, de 35-40 °C mientras que en las termometrías efectuadas en los sondeos ésta alcanza valores de 75 °C.

Por último, no es posible validar con absoluta seguridad dicho modelo convectivo ya que la mayor parte de mediciones de gradientes geotérmicos realizadas por el IGME se han efectuado en sondeos de tan sólo 40 m de profundidad, y por tanto los resultados pueden estar afectados por perturbaciones debidas a infiltraciones de agua fría meteórica en zonas de mayor permeabilidad y/o de depresiones topográficas locales, lo cual podría determinar las anomalías negativas observadas. Por otra parte, hay que tener en cuenta que para una profundidad de 3000 m el valor límite de la permeabilidad para que pueda iniciarse la convección, es de  $K = 0.006$  m/día; para profundidades de 2500 y 2000 m la permeabilidad tiene que ser, como mínimo, de 0.007 y 0.009 m/día respectivamente. Estos valores son relativamente cercanos a los deducidos experimentalmente, y por tanto, será necesario extremar las precauciones a la hora de confirmar dicho modelo. Además, la existencia probable de un proceso de convección forzada a través de la cuenca podría destruir las posibles células de convección si éste es suficientemente vigoroso.

### Convección forzada

Cuando en un acuífero libre, el nivel piezométrico presenta un gradiente horizontal determinado, se produce una circulación de agua desde las zonas de mayor nivel piezométrico hacia las de nivel piezométrico menor. A los procesos de este tipo, en los cuales se efectúa transporte de calor considerando que sólo influye el gradiente hidráulico, se les denomina de convección forzada. La forma en que se produce dicha circulación de agua depende, como se verá, de distintos parámetros.

Las ecuaciones que determinan tales procesos son exactamente las mismas que en el caso de convección libre sólo que ahora por simplicidad se considera que la densidad es constante y, naturalmente, las condiciones de contorno serán distintas. Recuérdese que el sistema de ecuaciones anterior presupone un medio homogéneo e isótropo y régimen estacionario. Al considerar  $\rho = \text{cte.}$  la ecuación (3) se convierte en  $\nabla \cdot \vec{v} = 0$

Por otra parte, la ley de Darcy puede ser expresada como

$$\vec{v} = -\frac{k}{g} \nabla \Phi$$

donde  $\Phi = g(z + \frac{P}{\rho g})$  expresa el potencial hidráulico.

Sustituyendo ahora esta nueva expresión en la ecuación de energía (6) se obtiene, como ecuación general para procesos de convección forzada.

$$-\frac{k \rho_f c_f}{g} \nabla \Phi \nabla T = K_m \nabla^2 T$$

Por otra parte, la distribución del potencial hidráulico puede obtenerse a partir de la ecuación de continuidad y de la ecuación de Darcy, las cuales pueden ser expresadas como una Laplaciana:

$$\nabla \cdot \vec{v} = \nabla \left( -\frac{k}{g} \nabla \Phi \right) = 0$$

Para resolver esta ecuación se considerará, por razones de simplicidad, únicamente dos dimensiones (x,z) y una región delimitada por un basamento impermeable en  $z=0$  y sendas paredes impermeables o divisorias de flujo en  $x=0$  y  $x=L$ . La superficie superior de la región en  $z=z_0$  estará delimitada por el nivel piezométrico, el cual es a la vez solución particular de la ecuación y condición de contorno. Dicha superficie piezométrica puede expresarse como  $\Phi = \Phi(x, z_0)$  y será distinta en cada caso. Las condiciones de contorno vienen dadas, pues, de la siguiente forma:

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=L} = 0 \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad \Phi \Big|_{z=z_0} = \Phi(x)$$

La figura 9 esquematiza la situación descrita anteriormente. Una solución general a esta ecuación viene dada por (Domenico y Palciauscas, 1973):

$$\Phi(x, z) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \text{Cosh} \frac{n \pi z}{L} \text{Cos} \frac{n \pi x}{L}$$

donde

$$a_0 = \frac{1}{L} \int_0^L \Phi(x, z_0) dx$$

$$a_n = \frac{2}{L \text{Cosh}(n \pi z_0 / L)} \int_0^L \Phi(x, z_0) \text{Cos} \frac{n \pi x}{L} dx$$

En el caso particular en que

$$\Phi(x, z_0) = A - B \text{cos}(\pi x / L)$$

se obtiene.

$$\Phi(x, z) = A - \left[ \frac{B \text{Cosh}(\pi z / L)}{\text{Cosh}(\pi z_0 / L)} \right] \text{Cos}(\pi x / L)$$

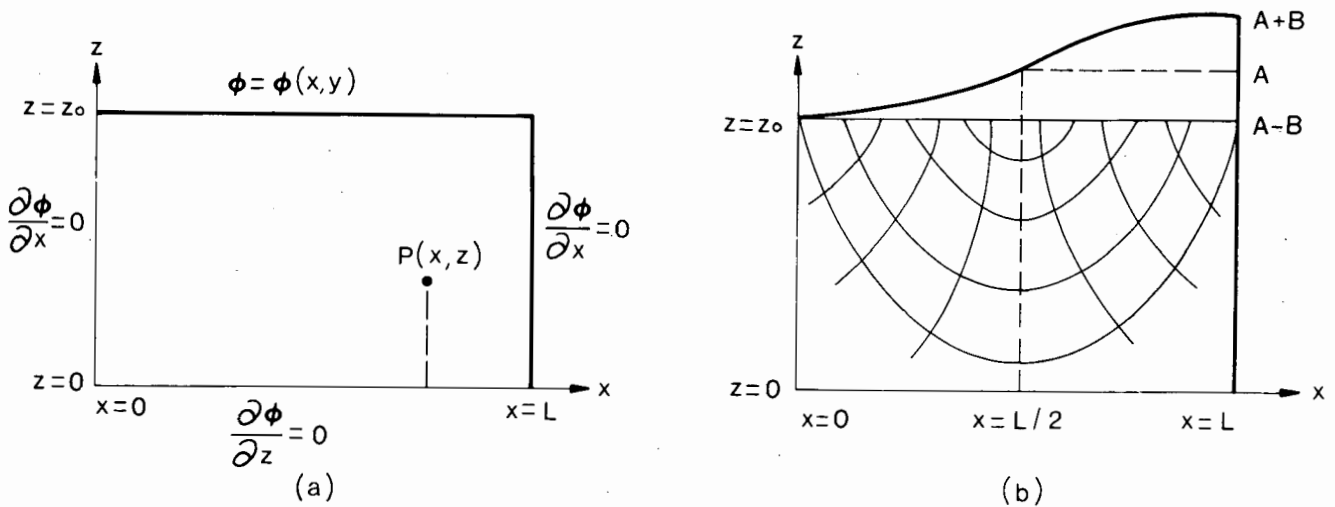


Figura 9.- Diagrama bidimensional mostrando: a) Condiciones de contorno para el problema de flujo. b) Campo de flujo para una configuración del nivel piezométrico de la forma  $A-B \cos(\pi x/L)$ . Tomada de Domenico y Palciauskas (1973).

Figure 9. Two-dimensional diagrams showing (a) the boundary condition for the flow problem (b) the flow field for the water-table configuration  $A-B \cos(\pi x/L)$  (Taken from Domenico and Palciauskas, 1973).

A partir de esta solución particular puede verse que la distribución del potencial hidráulico, y por tanto las líneas de corriente están influidas de forma determinante por la geometría de la región ( $z_0/L$ ), y por la inclinación de la superficie piezométrica (B). Igualmente, se ve que en  $x=L/2$  y para todo «z»,  $\Phi(x,z) = A$  es una equipotencial vertical que representa la divisoria entre la zona de recarga y la de descarga ya que para  $L/2 < X < L$ ,  $\Phi(x,z) > A$  y las líneas de corriente van dirigidas hacia abajo, mientras que para  $0 < x < L/2$ ,  $\Phi(x,z) < A$  estando las líneas de corriente dirigidas hacia arriba.

Estos resultados, obtenidos, para una configuración dada de la superficie piezométrica, son generalizables (Tóth 1962, Tóth 1963). Así pues, la razón ( $z_0/L$ ) modifica el espaciado de las líneas equipotenciales siendo más pequeño cuando ( $z_0/L$ ) disminuye. Como consecuencia, las líneas de flujo estarán más arqueadas para valores de ( $z_0/L$ ) grandes, y el movimiento del agua será lento. Esto puede tener importancia en la temperatura y mineralización resultante. Por otra parte, un incremento de la inclinación media de la superficie piezométrica dará, como resultado, un aumento de circulación profunda del agua.

Para determinar la distribución de temperaturas en un caso general se supondrá que, en ausencia de flujo de agua, la temperatura en la superficie se mantiene constante a  $T = T_1$  y que ésta aumenta con la profundidad según  $T(x,z) = T_1 + \Upsilon(z-z_0)$ . Sustituyendo el gradiente de esta expresión en la ecuación general de convección forzada deducida anteriormente y siguiendo

do un método iterativo, se obtiene (Domenico and palciauskas, 1973).

$$T(x,z) = T_1 + \Upsilon(z-z_0) + \Upsilon \frac{k}{2\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\pi x/L) \cdot \left[ (z_0-z) \cosh(n\pi z/L) + \frac{L \operatorname{Senh}[n\pi(z-z_0)/L]}{n\pi \cosh(n\pi z_0/L)} \right]$$

donde  $\alpha = Km/\rho_f c_f$  y "a<sub>n</sub>" se determina, como en el caso anterior, a partir de la configuración de la superficie piezométrica.

De esta solución pueden deducirse algunas consideraciones de interés. En primer lugar, el cociente ( $k/\alpha$ ) nos da una medida de la eficiencia relativa de los procesos de transporte de calor por conducción y convección. De este modo, al aumentar ( $k/\alpha$ ) aumenta la influencia de la convección frente a la conducción. Igualmente, el cociente  $Z_0/L$  juega un importante papel en la perturbación de la distribución de temperaturas, de tal manera que cabe esperar mayores perturbaciones al aumentar éste.

Asímismo es interesante conocer el comportamiento del gradiente térmico en la superficie de la región. Para ello basta con derivar la expresión que da la distribución de temperaturas; es decir:

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=z_0} = \frac{\Upsilon}{2} \left[ 2 - \frac{k}{\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cdot \operatorname{Senh}^2\left(\frac{n\pi z_0}{L}\right) / \cosh(n\pi z_0/L) \right]$$

que aplicado al problema concreto tratado anteriormente (fig. 9) da

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_0} = \frac{\gamma}{2} \left[ 2 + \frac{kB}{\alpha} \cos(\pi x/L) \cdot \tanh^2(\pi z_0/L) \right]$$

de donde se deduce que en ausencia de convección, el gradiente obtenido es el correspondiente a conducción pura  $\partial T/\partial z = \gamma$ , que en el caso de existir convección el gradiente puede ser mayor o menor que  $\gamma$ . En particular,  $\partial T/\partial z > \gamma$  en las zonas de descarga  $\partial T/\partial z < \gamma$  y en las zonas de recarga. También se aprecia la influencia de la inclinación de la superficie piezométrica (B) en los valores que pueda tener dicho gradiente.

Así pues, los procesos de convección forzada pueden modificar substancialmente la distribución «normal» o «conductiva» de la temperatura, dando lugar a marcadas anomalías geotérmicas. Por otro lado, a la vista de lo expuesto, es evidente que la cuantificación de dichas perturbaciones no es sencilla de hacer analíticamente, necesiéndose la incorporación de métodos numéricos para su resolución.

Volviendo al caso en cuestión, en la zona de estudio del Vallès, hay que analizar las posibilidades de que puedan ocurrir tales procesos con la zona de descarga situada evidentemente en la anomalía térmica de La Garriga-Samalús. A éste respecto, las zonas de recarga preferente más probables pueden ser dos: la Cordillera Litoral, o el macizo del Montseny.

#### a) Zona de recarga en la Cordillera Litoral

Esta hipótesis es, en principio, muy atractiva ya que es muy frecuente que se den procesos de convección forzada a través de cuencas sedimentarias (Harder and Morgan, 1981; Smith and Chapman, 1983). Esto supondría que el agua se infiltra principalmente en la Cordillera Litoral, circulando en profundidad a través de

los sedimentos mio-pliocenos de la cuenca y ascendiendo por el plano de la falla del Vallès en la zona de La Garriga-Samalús, originando la anomalía térmica observada.

No obstante, para que esto sucediese sería necesario que el nivel piezométrico fuese más elevado en la zona de recarga que en la de descarga. En los datos elaborados por el Instituto Geológico y Minero de España (IGME, 1984) figuran la profundidad del agua y la localización aproximada de diversos pozos —la mayoría de ellos superficiales— existentes en la zona. Superponiendo la localización de los pozos sobre una mapa topográfico se puede obtener su cota de referencia, y por tanto, su nivel piezométrico aproximado.

Los resultados obtenidos muestran una disminución progresiva del nivel piezométrico en dirección SE, deduciéndose una tendencia de circulación que va desde la sierra Prelitoral hacia la sierra Litoral, con un desnivel piezométrico aproximado de 180 m. Por otra parte, en el mapa de isopiezas realizado, se observan algunas irregularidades: En primer lugar, todos los niveles piezométricos de los sondeos de Samalús que han penetrado en la zona cataclastizada de la falla se sitúan a  $240 \pm 5$  m (IGME, 1984) (la profundidad de dichos sondeos varía entre 460 y 540 m) mientras que los pozos superficiales adyacentes presentan su nivel a 300-320 m. En segundo lugar, algunos pozos profundos de la cuenca ( $z > 60$  m) tienen el nivel piezométrico considerablemente más bajo que los pozos adyacentes.

Estos hechos, podrían indicar que la cuenca sedimentaria no se comporta como un acuífero único, sino que en realidad hay un acuífero superficial que se comporta como acuífero colgado formado por un recubrimiento de arenas y gravas cuaternarias, separado del acuífero principal miocénico por una capa de arcillas. Por

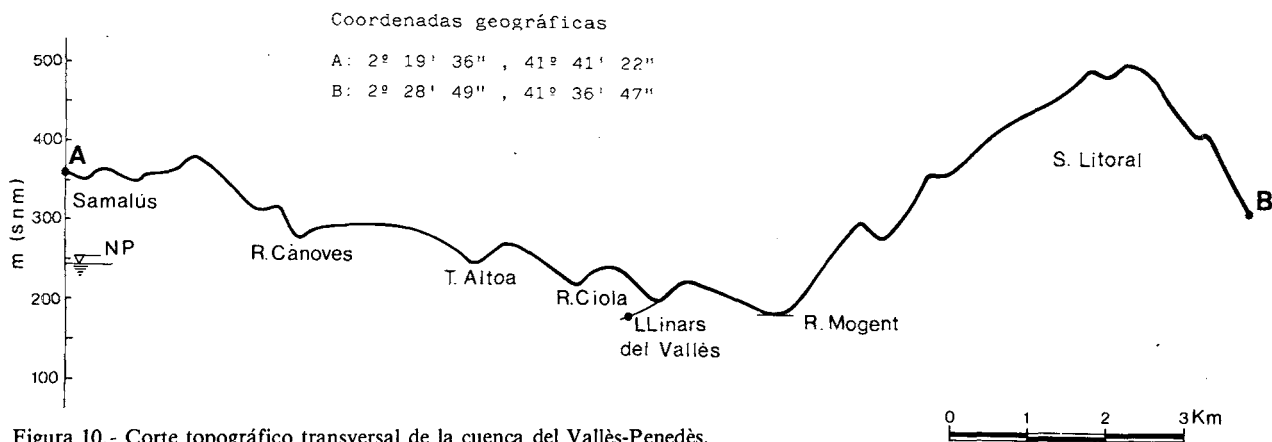


Figura 10.- Corte topográfico transversal de la cuenca del Vallès-Penedès.

Figure 10.- Topographic cross-section of the Vallès-Penedès basin.

tanto, el mapa de isopiezas nos explicaría tan sólo el comportamiento del acuífero superficial, sin aportar datos definitivos sobre un posible modelo convectivo en dirección SE-NW del acuífero principal.

No obstante, haciendo un corte topográfico transversal de la cuenca (fig. 10) se observa que el nivel topográfico en el lecho del río Mogent queda a 170 m s.n.m.; es decir, 70 m por debajo del nivel piezométrico de los sondeos de Samalús. Por tanto, incluso aceptando la existencia de un acuífero principal profundo, el gradiente hidráulico tendría una dirección NW-SE, justamente al contrario de la hipótesis inicial.

b) Zona de recarga en el macizo del Montseny

Como se ha visto en el apartado dedicado a la geología de la zona, el Montseny está formado mayoritariamente por materiales metasedimentarios paleozoicos (pizarras, filitas, grauvacas, esquistos y cuarcitas), los cuales están en contacto con el relleno neógeno de la fosa a través de la falla del Vallès, existiendo asimismo, un pinzamiento granítico justamente en la zona geotérmicamente anómala (fig. 2).

En principio, los materiales paleozoicos tienen un coeficiente de permeabilidad muy bajo, comportándose prácticamente como impermeables; no obstante, si éstos presentan grietas o fisuras, como en el caso que nos ocupa, pueden comportarse como más o menos permeables en función del tamaño y disposición de dichas fisuras.

Así pues, la baja permeabilidad del material paleozoico del Montseny junto con la gran pluviosidad de la zona —del orden de 1000 mm/año (IGME, 1984)— hace suponer que el nivel freático no debe estar excesivamente por debajo del nivel topográfico, ya que la descarga es muy lenta. Aceptando esta hipótesis, y analizando el relieve topográfico, se deduce que la zona preferencial de recarga estaría representada por el Pla de la Calma situado a 1200 m de altitud, y toda su vertiente meridional, con un gradiente hidráulico respecto a la zona de surgencia suficientemente elevado para propiciar, de acuerdo con el modelo matemático descrito anteriormente, una circulación profunda relativamente activa.

Parece evidente, pues, que al menos desde el punto de vista hidráulico, la posibilidad más verosímil de que exista un fenómeno de convección forzada implica que ésta se realice a través del macizo del Montseny. No obstante, intervienen otros condicionantes que pueden incidir sobre la validez del modelo. A este respecto, se ha hecho un cálculo cuantitativo muy aproximado de la temperatura de surgencia del agua, suponiendo que ésta circula por un tubo de corriente semicircular (fig. 11) y asumiendo que la circulación de agua no afecta

a la temperatura de las rocas adyacentes; es decir, no modifica la distribución de temperaturas inicial, la cual se supondría de la forma  $T = T_0 + \gamma z$ . En este caso, la temperatura de surgencia está dada por (Turcotte y Schubert, 1982):

$$\theta = \frac{\left[ \exp\left(-\frac{48}{11} \frac{R'}{R} \frac{\pi}{Pe}\right) + 1 \right] \frac{48}{11} \frac{R'}{R} \frac{1}{Pe}}{1 + \left(\frac{48}{11} \frac{R'}{R} \frac{1}{Pe}\right)^2}$$

donde  $\theta = (T_s - T_0) / \gamma R'$ , y  $T_s$ : temperatura de surgencia

$R'$  : radio de la semicircunferencia descrita por el tubo de corriente.

$R$  : radio del tubo de corriente.

$Pe$  : número de Péclet.

La dependencia de  $\theta$  con  $RPe / R'$  se muestra en la figura 12. El número de Péclet se define como  $Pe = \rho c \bar{v} R / K$  donde  $\bar{v}$  es la velocidad media del fluido o de Darcy y  $\rho, c, k$ , hacen referencia al fluido; por tanto, teniendo en cuenta que  $Q = \pi R^2 \bar{v}$  donde  $Q$  expresa el flujo de agua que circula a través del tubo, se obtiene

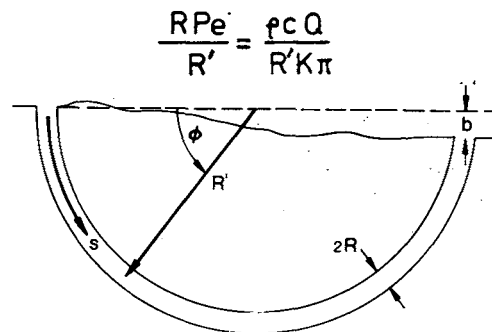


Figura 11.- Acuífero semicircular de sección circular. La carga hidrostática en b permite la circulación de fluido. Tomada de Turcotte y Schubert (1982).

Figure 11. A semicircular aquifer with a circular cross section. A hydrostatic head b is available to drive the flow (taken from Turcotte and Schubert, 1982).

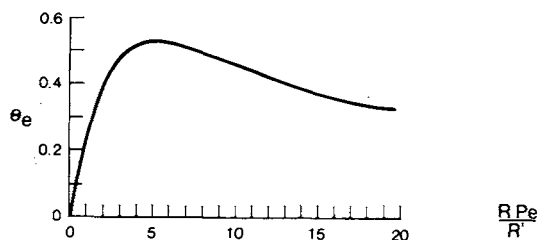


Figura 12.- Dependencia de la temperatura adimensional  $\theta_e$  en el punto de surgencia con la proporción de flujo adimensional a través del acuífero. Tomada de Turcotte y Schubert (1982).

Figure 12.- Dependence of the nondimensional temperature at the exit of the hot spring on the nondimensional flow rate through the aquifer (taken from Turcotte and Schubert, 1982).

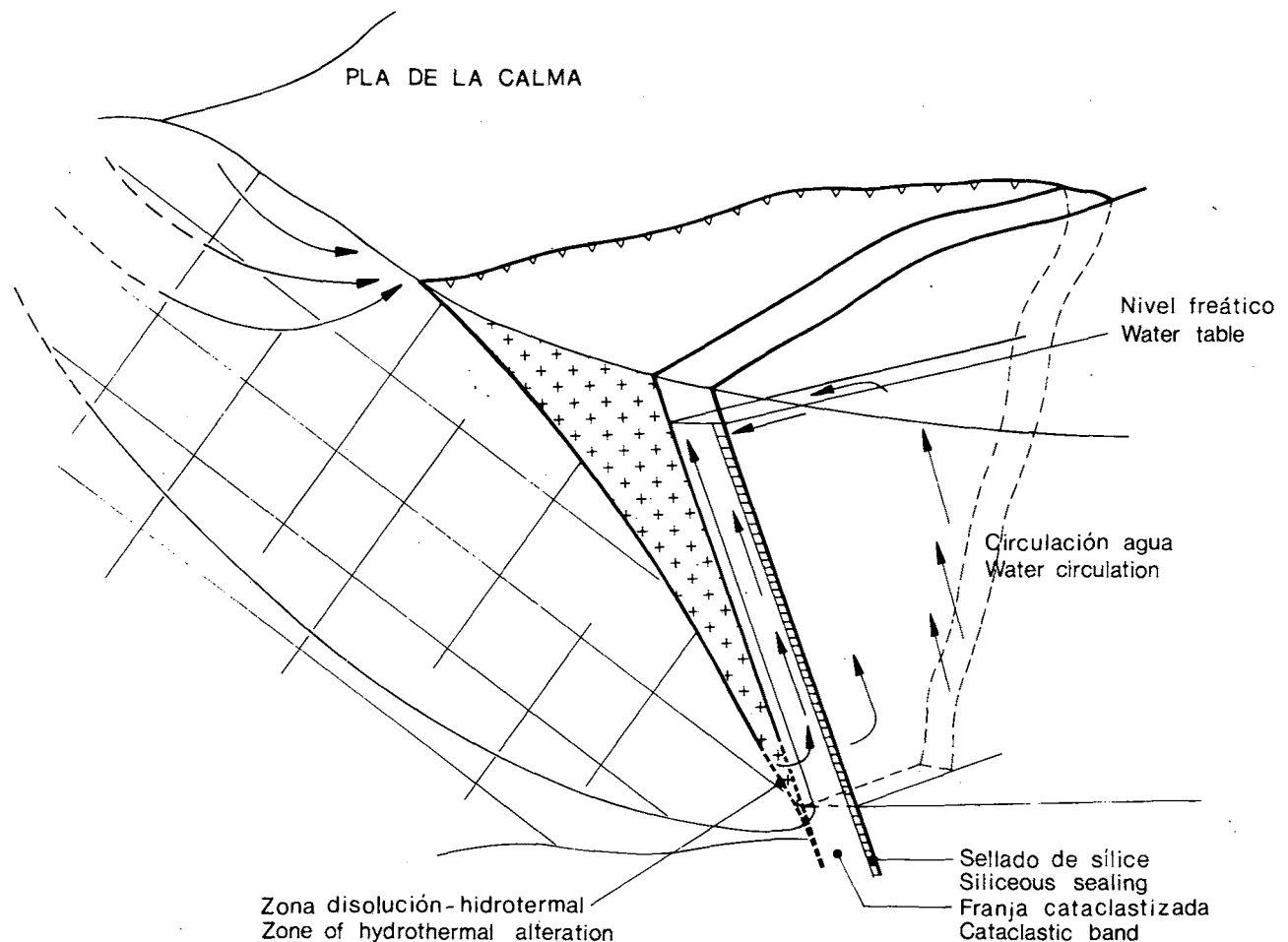


Figura 13.- Modelo hidráulico esquemático propuesto para la circulación de agua a niveles profundos que permiten explicar la anomalía geotérmica de La Garriga-Samalús.

Figure 13.- Schematic hydraulic model proposed for deep water circulation which explains the geothermal anomaly of La Garriga-Samalús.

La temperatura máxima se alcanza para  $RPe/R' = 5$  y  $\theta = 0.52$  es decir,  $T_s = 65^\circ\text{C}$ , donde se ha tomado  $T_0 = 15^\circ\text{C}$ ,  $\gamma = 0.036^\circ\text{C m}^{-1}$ ,  $R' = 3000$  m. El flujo resultante para esta temperatura es de  $Q = 6.75$  l/s (se estima que el caudal de agua termal utilizado en La Garriga es de 2-3 l/s, al que habría que añadir el drenado por el río Congost).

A partir de este sencillo modelo se puede ver que si la mayor parte del agua circula según una trayectoria como la descrita, es posible alcanzar temperaturas del orden de  $60-70^\circ\text{C}$ . No obstante, en un medio homogéneo e isótropo —a gran escala el macizo del Montseny puede considerarse como tal— hay líneas de corriente que circulan a gran profundidad, pero también las hay, y además representan la mayor parte del agua filtrada, que circulan superficialmente produciéndose, en general, una mezcla de aguas frías y calientes. Así pues, dado que la temperatura de surgencia es de  $61^\circ\text{C}$ , es necesario que este proceso de mezcla con aguas

frías sea poco importante. En nuestro caso, la estructura que posibilitaría la surgencia de aguas de circulación profunda en ausencia de mezcla con aguas frías más superficiales sería la cuña de granodiorita presente en la zona.

De lo expuesto, es posible construir, como hipótesis, el siguiente modelo hidráulico: El agua que surge en La Garriga a  $61^\circ\text{C}$  se infiltraría en el Montseny, aproximadamente en la zona conocida como el Pla de la Calma situada a 1100-1200 m sobre el nivel del mar. Dicha zona representa una superficie de 8-10 km<sup>2</sup>, con lo que bastaría una recarga del 1‰ para obtener caudales del orden de 5-10 l/s. El pinzamiento o cuña granodiorítica actúa como pared impermeable tendiendo a desviar hacia arriba las líneas de flujo debido a la carga hidrostática. No obstante, las líneas de corriente más profundas no estarían afectadas por dicho efecto por dos posibles motivos. Una primera hipótesis es que la citada cuña no llegue hasta la base de la fosa, con lo



cual el agua podría circular libremente y ascender por el plano de la falla. La otra hipótesis es que la cuña granítica alcanzara, efectivamente, la base de la fosa pero debido a la disolución de la sílice bajo efecto hidrotermal se desarrollaría una porosidad secundaria que permitiría la circulación del agua. Esta ascendería, empujada por las diferencias del nivel piezométrico, por el plano de falla que pone en contacto la cuña granodiorítica con el relleno sedimentario de la fosa a través de una zona cataclastizada de 300 m de espesor (IGME, 1984). Dicha zona presentaría una permeabilidad relativamente elevada, sobre todo en profundidad, debido al efecto hidrotermal. El agua subiría a lo largo de gran parte del plano de falla —aunque quizá principalmente por la zona de Samalús según puede desprenderse de las termometrías y análisis químicos de los sondeos (IGME, 1984) — hasta la cota de 245 m s.n.m., que es justamente la cota del lecho del río Congost en La Garriga, lo que hace suponer que éste actuaría de drenaje de la anomalía hidrotérmica. La zona cataclástica estaría, a la vez, hidráulicamente aislada, en gran parte, del relleno miocénico de la cuenca, ya que la sílice disuelta por acción hidrotermal sellaría el contacto, evitando que la mezcla con aguas frías procedentes de los estratos superficiales adyacentes de la fosa adquiriera proporciones importantes. La figura 13 muestra esquemáticamente el modelo hidráulico propuesto. Dicho modelo es esencialmente distinto del propuesto por Trilla (1974) para Caldes de Montbui, ya que en éste se propone el relleno miopliocénico de la cuenca como zona preferencial de recarga.

Este modelo concuerda bastante bien con los datos experimentales obtenidos por el Instituto Geológico y Minero de España y expuestos en sendos informes (IGME, 1984). En ellos se establece, a partir de análisis isotópicos ambientales, que la altura de infiltración debe ser del orden de 1300 m y el tiempo de residencia superior a 50 años. Igualmente, de los análisis químicos del agua, se deduce que la anomalía de La Garriga y la de Samalús forman parte del mismo sistema hidráulico y se detecta la acción hidrotermal sobre las plagioclasas de la zona cataclastizada. También, a partir de los análisis sobre láminas delgadas de muestras extraídas en los sondeos, se propone la existencia del sellado de sílice referido anteriormente.

Aceptando dicho modelo, se supone que el agua adquiere su mayor temperatura (115-130 °C) en el fondo de la cuenca, aproximadamente a 3000 m de profundidad. La fuente de calor no sería otra que el gradiente geotérmico regional (0.033 - 0.038 °Cm<sup>-1</sup>). Este agua ascendería por el plano de falla enfriándose en función de su velocidad de ascensión. La geoterma re-

sultante puede calcularse a partir de la siguiente ecuación:

$$\rho_f C_{Pf} v \frac{dT}{dy} = Km \frac{d^2 T}{dy^2}$$

con  $y \rightarrow \infty, dT/dy = 0, T = T_r$

$$y = 0, T = T_0$$

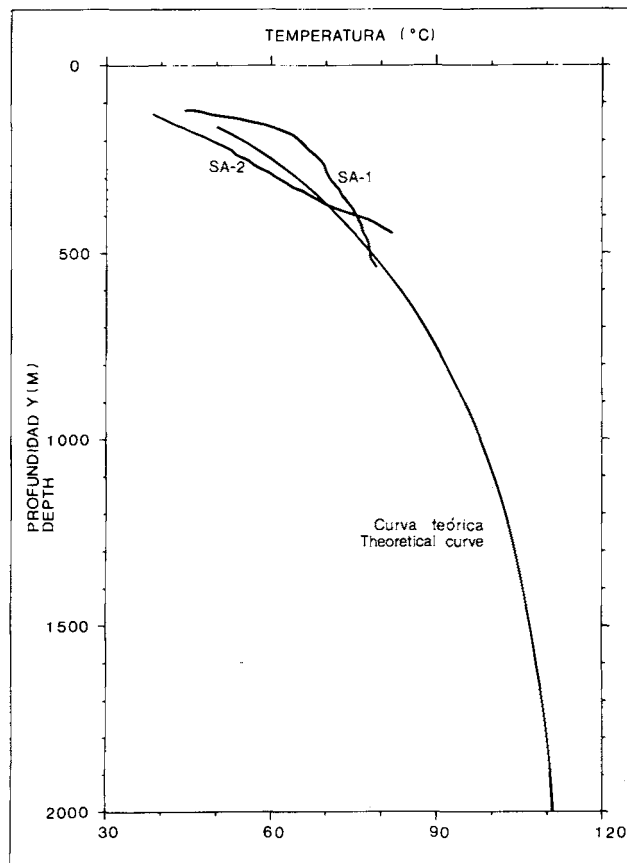


Figura 14.- Geoterma obtenida a partir de los datos de IGME (1984) para los sondeos SA-1 y SA-2 y geoterma teórica calculada según parámetros incluidos en el texto.

Figure 14.- Geotherm for SA-1 and SA-2 according to IGME (1984) and theoretical geotherm obtained in this study.

cuya solución es (Turcotte and Schubert, 1982)

$$T = T_r - (T_r - T_0) \exp\left(-\frac{\rho_f C_{Pf} v}{Km} y\right)$$

donde  $T_r$  : temperatura del agua en profundidad.  
 $T_0$  : temperatura en la superficie.  
 $\rho_f, C_{Pf}$  : densidad y calor específico del agua.  
 $Km$  : conductividad térmica media agua-roca.  
 $v$  : velocidad de ascensión.  
 $y$  : profundidad.

La figura 14 muestra la geoterma obtenida teóricamente y las obtenidas experimentalmente. Para la curva teórica se han tomado los siguientes valores:  $T_r = 115^\circ\text{C}$ ,  $T_o = 50^\circ\text{C}$  en  $y = 135\text{m}$ ,  $\rho_f = 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ,  $C\rho_f = 4185 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $K_m = 3.35 \text{ W m}^{-1}$ ,  $v = 1.25 \times 10^{-9} \text{ m s}^{-1}$ . Las curvas experimentales, son las correspondientes a los sondeos SA-1 y SA-2. Se ha tomado el SA-1 porque ofrece el nivel piezométrico a poca profundidad (135 m) y presenta, a la vez, mejor permeabilidad siendo en el que mejor puede observarse el efecto de convección. El SA-2 corresponde al sondeo donde la temperatura alcanzada es mayor ( $81.5^\circ\text{C}$  a 450 m). Las diferencias observables entre el modelo teórico y las curvas experimentales pueden ser debidas a variaciones de permeabilidad del medio y velocidad ascensional del agua. En cualquier caso, si las hipótesis acerca del modelo son correctas, la evolución de la temperatura con la profundidad no debería apartarse, globalmente, de la tendencia deducida teóricamente.

## CONCLUSIONES

De lo expuesto se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- a) Los únicos modelos físicos que pueden explicar con ciertas posibilidades las anomalías geotérmicas observadas en el área estudiada, son de tipo convectivo. Ni el modelo de generación de calor por fricción en la falla, ni el de intrusión magmática parecen, por razones distintas, viables.
- b) Existe la posibilidad de que en las zonas septentrionales de la cuenca, donde el zócalo se encuentra a profundidades del orden de 3000 m, se den procesos de convección libre produciendo anomalías térmicas positivas y negativas alternativamente. No obstante, este modelo no basta para explicar la magnitud de las anomalías de La Garriga-Samalús y Caldes de Montbui.
- c) El modelo que mejor puede explicar el origen de la anomalía de La Garriga-Samalús, es el de convección forzada a través del macizo del Montseny, con la zona de recarga en el Pla de la Calma. Igualmente, y a la vista de los datos piezométricos, existe la posibilidad de convección forzada a través de la cuenca en dirección NW-SE; es decir, de la Cordillera Prelitoral hacia la Litoral. Se descarta, por tanto, la posibilidad de convección forzada con recarga en la Cordillera Litoral. El drenaje de dicha anomalía se realizaría, de forma natural, a través del río Congost.
- d) De los dos apartados anteriores, se deduce la posibilidad de que se den ambos tipos de convección, ya que no son exclusivos. Esto podría explicar la distribución sumamente irregular de los gradientes térmicos en el área estudiada (IGME, 1984) (fig. 3). En cualquier caso, los datos de que se disponen no permiten validar con certeza dicha hipótesis.
- e) Es posible desarrollar modelos numéricos que permitan una mejor aproximación cuantitativa respecto al modelo real de la zona, teniendo en cuenta gradientes hidráulicos, dependencias de la densidad del agua con la temperatura, estructura del zócalo de la fosa, variaciones de permeabilidad, etc. Modelos de este tipo ya han sido empleados con éxito por diversos autores (p.e. Smith and Chapman, 1983).
- f) Es necesario profundizar en el estudio geológico de la región —régimen de la fracturación en el paleozoico, dimensionado y estructura del pinzamiento granítico, estructura basal de la cuenca, etc.— así como en el hidroquímico e hidráulico para comprender mejor el funcionamiento hidrodinámico de dichas anomalías.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores quieren dar las gracias a J. Carrera, X. Berástegui, X. Bosch y H.J. Zeyen por sus múltiples ayudas en la discusión y elaboración del trabajo. Asimismo a E. Custodio, J.M. Fontboté y R. Ortiz por la revisión crítica del manuscrito.

## BIBLIOGRAFIA

- ANADON, P., COLOMBO, F., ESTEBAN, M., MARZO, M., ROBLES, S., SANTANACH, P., y SOLE SUGRAÑES, LL., 1979: «Evolución tectonoestratigráfica de los Catalánides». *Acta Geol. Hispánica*, 14: 242-270.
- BYERLEE, J., 1978: «Friction of rocks». *Pure and Applied Geophysics*, 116: 615-626.
- CASAS, A., TORNE, M. y BANDA, E., 1986: «Mapa gravimètric de Catalunya», Servei Geològic de Catalunya, I.C.C., Barcelona, 135 pp.
- DOMENICO, P.A., PALCIAUSKAS, V.V., 1973: «Theoretical analysis of forced convection heat transfer in regional ground-water flow». *Geol. Soc. Am. Bull.*, 84: 3803-3814.
- DONALDSON, I.G., 1962: «Temperature gradients in the upper layers of the Earth's crust due to convective water flows». *J. Geophys. Res.* 67: 3449-3459.
- HARDER, V., MORGAN, P., 1981: «A ground-water convection model for Rio Grande Rift geothermal resources». *The Compass of Sigma Gamma Epsilon*. 58, 4.
- IGME 1984: «Proyecto de investigación geotérmica en el Vallès mediante sondeos de reconocimiento y síntesis hidrogeotérmica».
- JAEGER, J.C., COOK, N.G.W., 1979: *Fundamentals of rocks mechanics*. Chapman and Hall Ed. London, 593 p.

- LACHENBRUCH, A.H., SASS, J.H., 1980: «Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone». *J. Geophys. Res.* 85: 6185-6222.
- SCLATER, J.G., JAUPART, C., GALSON, D., 1980: «The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth». *Rev. Geophys. and Space Physics*, 18, 1: 269-311.
- SMITH, L., CHAPMAN, D.S., 1983: «On the thermal effects of groundwater flow. 1. Regional scale systems». *J. Geophys. Res.*, 88, B1: 593-608.
- TOTH, J. 1962: «A theory of groundwater motion in small drainage basins in Central Alberta, Canada». *J. Geophys. Res.*, 67: 4375-4387.
- TOTH, J., 1963: «A theoretical analysis of groundwater flow in small drainage basins». *J. Geophys. Res.*, 67: 4795-4812.
- TRILLA, J., 1974: «Sobre el origen de las aguas termales de Caldes de Montbui». *Acta Geol. Hispánica*, 9 (4): 144-148.
- TURCOTTE, D.L., TAG, P.H., COOPER, R.F., 1980: «A steady model for the distribution of stress and temperature at the San Andreas fault». *J. Geophys. Res.*, 85: 6224-6230.
- TURCOTTE, D.L., SCHUBERT, G., 1982: *Geodynamics. Applications of continuum physics to geological problems*. John Wiley Sons Ed. 450 p.
- VEGAS, R., FONTBOTE, J.M. BANDA, E., 1980: «Widespread Neogene rifting superimposed on Alpine regions of the Iberian Peninsula» in: *Evolution and Tectonics of the Western Mediterranean and Surrounding Areas*. Proc. EGS Symp. —Inst. Geogr. Nac., Madrid, Spec. Publ., 201: 109-128.
- ZEYEN, H.J. y BANDA, E., 1988 (en prensa). Cartografía geofísica en Catalunya I: El mapa aeromagnético, Bol. Soc. Geol. Esp.

Recibido, Septiembre 1986