

R. 421

T.S.-30

UNIVERSIDAD DE SEVILLA

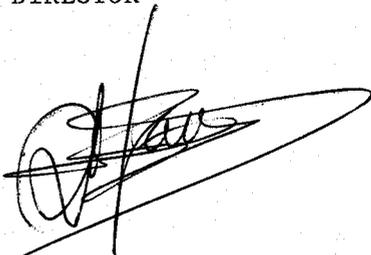
FACULTAD DE FISICA

DEPARTAMENTO DE TERMOLOGIA

UNIVERSIDAD DE SEVILLA FACULTAD DE FISICA SECRETARIA
7-7-83
ENTRADA N.º 383

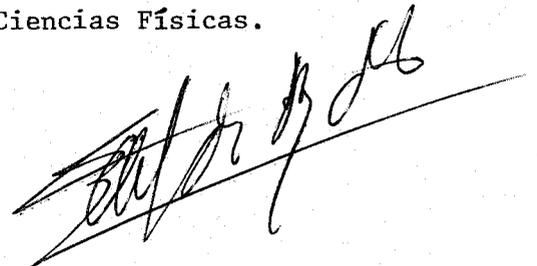
NUEVAS TECNICAS EXPERIMENTALES PARA EL ESTUDIO  
ENERGETICO DEL PROBLEMA DE BENARD-RAYLEIGH.

EL DIRECTOR



D. Manuel Zamora Carranza, Catedrático-  
Director del Departamento de Termología  
de la Facultad de Física de la Universidad  
de Sevilla.

MEMORIA que presenta el Licenciado  
en Ciencias, D. Alfredo Rey de Luna,  
para optar al grado de Doctor en  
Ciencias Físicas.



Sevilla, 1983.



Mi agradecimiento a D. Manuel Zamora Carranza, por su constante estímulo e ilusión, que tan necesarios han sido en la consecución de este trabajo.

Igualmente, mi agradecimiento a todas aquellas personas que de alguna forma, contribuyeron al éxito de esta empresa.

T-S  
30

A mi mujer

I N D I C E

# I N D I C E

## Página

### CAPITULO I.-

Planteamiento del problema . . . . .	1
--------------------------------------	---

### CAPITULO II.-

II. 1.- Introducción . . . . .	14
II. 2.- Modelo analítico del fluxímetro de calor . .	18
II. 3.- Asociación de fluxímetros de calor . . . . .	22

### CAPITULO III.-

III. 1.- Elección del sistema . . . . .	27
a) Constancia de la temperatura media del fluido . . . . .	28
b) El mecanismo de giro . . . . .	29
c) Elección de un sistema testigo . . . . .	31
III. 2.- Descripción del sistema . . . . .	34
a) Contenedor del fluido . . . . .	34
b) Fluxímetros de calor . . . . .	37
III. 3.- Sistema de termostatación y anillo de guarda	40
III. 4.- Discusión general . . . . .	44
III. 5.- Sistemas periféricos . . . . .	46

CAPITULO IV.-

IV. 1.- Calibración de los fluxímetros de calor . . .	48
a) Sistema de calibración . . . . .	48
b) Fuentes de error . . . . .	50
c) Resultados de las calibraciones . . . . .	51
d) Divisores de tensión . . . . .	60
IV. 2.- Calibración del sistema experimental: Convec- ción del aire . . . . .	64
IV. 3.- Calibración del sistema experimental prote- gido . . . . .	74
IV. 4.- Oscilaciones de las fuentes térmicas . . . . .	82

CAPITULO V.-

V. 1.- Descripción de la fenomenología observada . .	84
V. 2.- Transporte de calor por convección: Número de Nusselt . . . . .	86
V. 3.- Energía estructural . . . . .	95
a) Ligaduras impuestas por las fuentes térmi- cas . . . . .	96
b) Ecuaciones generales . . . . .	98
c) Estados estacionarios . . . . .	98
d) Ecuaciones dependientes del tiempo . . . . .	101
e) Termogramas . . . . .	102
f) Energía estructural . . . . .	104
CONCLUSIONES . . . . .	114
BIBLIOGRAFIA . . . . .	116

I N T R O D U C C I O N

## PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA.

"La característica más sorprendente de los problemas de investigación normal(...), es quizá la de cuán poco aspiran a producir novedades importantes, conceptuales o fenomenales. A veces, como en la medición de una longitud de onda, se conoce de antemano todo, excepto los detalles más esotéricos y la latitud típica de expectativa es solamente un poco más amplia. Las mediciones de Coulomb no necesitaban, quizá, haberse ajustado a una ley inversa de los cuadrados. Los hombres que trabajaban en el calentamiento por compresión, estaban preparados, frecuentemente, para obtener cualquiera de varios resultados. Sin embargo, incluso en casos como éstos, la gama de resultados esperados, y, por ello asimilables, es siempre pequeña en comparación con la gama que puede concebir la imaginación. Y el proyecto cuyo resultado no cae dentro de esa gama estrecha, es habitualmente un fracaso de la investigación, fracaso que no se refleja sobre la naturaleza, sino sobre el científico."

Esta frase de T.S.Kuhn(1), refleja fielmente los pensamientos que han acompañado las experiencias que se han realizado, y que ahora, al redactar esta memoria, vuelven a surgir vivos como un refrendo personal del final de su frase. La realización de un conjunto de medidas implica siempre una comparación de los resultados obteni-

(1), THOMAS S. KUHN, La estructura de las revoluciones científicas, Fondo de Cultura Económica, Madrid, 1971, pág. 68.

dos con los ya existentes y una justificación de su consistencia a la vista de las ideas teóricas previas. Ambas acciones, junto con la crítica de la propia experimentación, permiten situar los resultados conseguidos en el contexto general del avance científico, tanto si son significativos por su aportación como si no. Pero, cuando parte de esos resultados, son absolutamente originales, y, por consiguiente, se carece de referencia cuantitativa anterior y, además, resulta imposible encontrar en las imágenes teóricas, ya sean rigurosas, ya sean predicciones hechas sobre modelos, ninguna referencia ni cuantitativa ni cualitativa a las magnitudes medidas, resulta que únicamente nuestra propia autocrítica, tanto de las bases de la experiencia como de su realización y resultados, puede servirnos de guía fiable en la valoración de lo conseguido. Pero, aún sobrepasada la dura prueba que conduce a la confianza en los valores obtenidos, queda una etapa posterior más lenta y profunda consistente en incorporar en su justo punto, dichos resultados en el conjunto armónico del estudio del problema de que se trate, so pena de que los mismos queden como meros hechos aislados, sin conexión ni interés para el progreso del estudio emprendido.

Resulta claro que éste es nuestro caso; las medidas realizadas, y aquí contenidas, de la energía puesta en juego por un sistema termodinámico que pasa de un estado estacionario a otro, resultan originales, tanto más, cuanto que se refieren a estados estacionarios en los que se mantienen las condiciones de contorno, modificándose sólo el sentido del campo gravitatorio. A los motivos básicos por los que se llevaron a cabo estas experiencias y al soporte material que las hizo posibles, vamos a dedicar este capítulo.

EL PROBLEMA FÍSICO.-El lento y penoso caminar de la Física en la explicación del comportamiento macroscópico de la naturaleza, viene conduciendo a sucesivos planteamientos de cuestiones que, escalonadamente, tratan de ir resolviendo el amplio abanico fenomenológico de aspectos pendientes. Tras el esclarecedor, por pionero, cuerpo de la Termodinámica clásica, capaz de sintetizar principios, magnitudes y leyes universales, la atención derivó hacia los estados de no equilibrio de los sistemas físicos, lo que dio lugar a la Termodinámica de Procesos Irreversibles que, a partir de la teoría clásica de campos, ha sido capaz de recoger en una estructura teórica coherente, una gran cantidad de fenomenología dispersa por todos los campos de la Física. No obstante, la T.P.I. ha demostrado capacidad para explicar fundamentalmente el desequilibrio, solamente en situaciones próximas al equilibrio, a las cuales pueden extenderse fácilmente los conceptos de la Teoría Clásica. El reto actual se encuentra, pues, en el estudio de los sistemas alejados del equilibrio, en cuyo contexto se ubica esta memoria.

La diferenciación general de los sistemas físicos, estacionarios, alejados del equilibrio, consiste en la aparición de nuevas posibilidades del sistema para abandonar el estado inicial y adquirir un nuevo estado estacionario caracterizado por una simetría diferente a la que poseía en aquél. Esta ruptura de la simetría del fenómeno físico, conocido como inestabilidad termodinámica es, posiblemente, su característica básica, lo que lo hace aproximarse a campos tan vitales como a la física del estado sólido, y en particular a la teoría de las transiciones de fase, a la teoría de las bifurcaciones y al estudio de los defectos, tanto en sistemas físicos como biológicos, todo ello, bajo la égida, de lo que hoy se conoce como el Principio de Curie:

"Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits. Lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dyssymétrie doit se retrouver dans les causes qui leur ont donné naissance!" (2)

Estas inestabilidades termodinámicas, se presentan en los más variados campos de la Física, (la transición láser en óptica, el "ballast resistor" en electricidad, las múltiples transiciones hidrodinámicas, etc) y en la Química (la clásica reacción de Belousov-Zhabotinsky). Todas ellas presentan junto a las características comunes que permiten agruparlas, importantes diferencias tanto en el orden fenomenológico como en el teórico. Aunque no han faltado ya intentos de clasificar y de justificar sistemáticamente estas inestabilidades (3), preciso es reconocer que aún se está muy lejos de que se pueda establecer una síntesis de comportamientos, tanto más, cuanto se aprecia en la bibliografía una relativa escasez de medidas fiables de los diversos fenómenos, frente a la abundancia de aportaciones teóricas. Esta memoria constituye un reflejo de lo expuesto. Por primera vez, se trata de dar información de una magnitud, tan fundamental en Física, como la cantidad de energía que acompaña el cambio de simetría del sistema.

Una de las inestabilidades a la que se ha dedicado

(2) P. CURIE, Oeuvres, Gauthier-Villars, París, 1908.

(3) H. HAKEN, Rev. Mod. Phys., 47, 67 (1975)

mayor atención es a la conocida como de Bérnard-Rayleigh (4). En este caso, el sistema considerado es una capa de líquido calentada por su cara inferior, en la que al aumentar el incremento de temperatura aplicado, las fuerzas de flotación, provocadas por el campo gravitatorio en el fluido, llegan a hacerse superiores a las fuerzas viscosas opuestas a todo movimiento en su seno.

El resultado es que, el estado de conducción en reposo del sistema, se hace inestable, y, aparecen en el fluido movimientos ordenados que conforman figuras regulares, bidimensionales y periódicas, conocidas como estructuras celulares o disipativas. Estas figuras, presentan para bajas diferencias de temperaturas, la forma de rollos cilíndricos cuya regularidad depende de la relación de las dimensiones laterales del sistema, y cuya dimensión lateral o longitud de ondas, depende de la dimensión vertical. Al aumentar el incremento de temperatura aplicado, se comprueba la aparición de una nueva inestabilidad que conduce al sistema, a la formación de estructuras tridimensionales, generalmente constituida por la aparición de nuevos rollos perpendiculares a los anteriores y superpuestos a ellos. Este nuevo cambio de simetría, se conoce como la transición bimodal.

Un nuevo y continuado aumento del salto de temperatura aplicado al sistema, lleva a éste a nuevos cambios de simetrías, esta vez vinculados a la capa límite y ligados a oscilaciones temporales. Parece, sin que sea el único mecanismo, que el sistema pasa por regímenes mono y biperiódicos, antes de desembocar en la

(4) C.NORMAND y al., Rev.Mod.Phys., 49, 581(1977).

turbulencia caótica. (5).

Podemos ya discutir las razones por las que este tipo de inestabilidad hidrodinámica, ha llegado a ser una de las que han despertado mayor interés. En primer lugar, el conocimiento de las acciones básicas que la desencadenan. Estas causas, fueron propuestas por Rayleigh para explicar las importantes y cuidadas experiencias de Bénard, en las que mantenía la cara superior del líquido en contacto con el aire. Más tarde, se ha comprobado la influencia de la tensión superficial en esta experiencia. (6). Sin embargo, las causas propuestas por Rayleigh, se han corroborado en el caso de contener al fluido entre dos materiales buenos conductores del calor. En segundo lugar, porque es uno de los muchos caminos hacia la turbulencia, un viejo e importante problema de la física. Si bien, este problema de Benard-Rayleigh conduce a una turbulencia débil, caracterizada por un caos eminentemente temporal, (frente a la turbulencia plena o fuerte en la que el caos es simultáneamente espacial y temporal), presenta la ventaja básica de que se estudia en un sistema bien definido y simplificado, al eliminarse la turbulencia caótica espacial. En tercer lugar, porque las

(5) M.DUBOIS, Approach of the turbulence in hidrodinamics instabilities, in Symmetries and Broken Symmetries in condensed matter physics, ed.N,Boccara, IDSET, París, 1.981.

(6) D.A.NIELD, J.Fluid.Mech., 19, 341(1964).

ecuaciones matemáticas que gobiernan el proceso están bien establecidas (7), siendo así que las diferentes estructuras que aparecen en el fenómeno físico, corresponden a soluciones del sistema de ecuaciones diferenciales en derivadas parciales no lineal, cuyo cuerpo de doctrina no está establecido. A esto se suma el hecho de que, mediante aproximaciones adecuadas, se llega a hacer lineal el sistema de ecuaciones, y se puede obtener una condición de inestabilidad del sistema que, en este caso de Bénard-Rayleigh, es necesaria y suficiente, lo que nos asegura que hasta un poco por encima de la primera transición no son posibles inestabilidades oscilatorias ni subcríticas, es decir, que en la transición o punto crítico, no puede darse histéresis.

Por último, existen otras razones que hacen de esta inestabilidad un tema de interés; desde el estudio sistemático de las leyes de la convección térmica, hasta la simulación clásica de las estructuras que pueden formarse en un plasma, pasando por un buen número de efectos que aparecen en las disoluciones, suspensiones y emulsiones. No puede ignorarse tampoco, la sencillez de los montajes experimentales que necesita el estudio de este fenómeno, si bien, en esta memoria, se señalarán algunas precauciones no tenidas en cuenta hasta el momento actual.

EL PROBLEMA TERMODINAMICO.- Hemos señalado que el desenvolvimiento de la Termodinámica ha llegado a establecer sólidamente el cuer

(7) S.CHANDRASEKHAR, Hidrodynamic and Hidromagnetic Stability, Oxford Univ. Press., Londres, 1.961.

po de doctrina de los sistemas físicos en equilibrio y de aquellos otros, que fuera del equilibrio, se encuentran tan próximos a él, que pueden ser estudiados mediante una extensión lineal de las leyes clásicas. Esto parece indicar que cualquier intento de establecer un cuerpo de doctrina de los sistemas alejados del equilibrio, no puede basarse en una simple aplicación de aquellas leyes, sino que, como mínimo, éstas han de experimentar una adecuada reelaboración conceptual, sin las limitaciones impuestas por las rígidas condiciones establecidas para los sistemas en equilibrio, aunque dentro del marco lógico de un estudio termodinámico. Este punto de vista, no excesivamente extendido aún, ha sido recogido recientemente por S.J. Benofy y P.M. Quay (8) en un primer intento de establecer una termodinámica de los sistemas en régimen estacionario. Sin entrar en los detalles a que llegan estos autores, trataremos de fijar ahora las bases conceptuales en que se apoyan nuestras experiencias, sin que ello pueda considerarse ningún intento doctrinal.

Las bases lógicas de la termodinámica clásica son muy sencillas; trataremos de establecerlas aquí de forma somera:

1°) La Termodinámica clásica trata de inducir, de todos los sistemas físicos imaginables, los comportamientos y las características parametrizables que permitan su estudio y clasificación. Para ello la termodinámica clásica ignora voluntariamente y por completo la estructura interna de los sistemas que estudia, a los que

(8) S.J. BENOFY and P.M. QUAY, J. Chem. Phys., 78 (6), 3177.

mo es independiente del camino, se ve que la expresión

$$\int_A^C (\delta Q + \delta W)$$

depende sólo de los estados A y C, y no del camino que los conecta. Existirá, por lo tanto, alguna función U cuya diferencia vale  $dU = \delta Q + \delta W$ . Esta función, U, es una función de estado del sistema en estado estacionario, que llamaremos la energía contenida por el sistema. Aunque U se reduce a la energía interna cuando todas las corrientes tienden a cero en el sistema, resulta evidente que no puede identificarse simplemente con ésta última, puesto que incluye tanto contribuciones de las corrientes caloríficas como del flujo de energía. No se hace ninguna suposición acerca de si tales contribuciones podrían aproximarse mediante la energía interna en el equilibrio local más un flujo local de energía".

Tras estas afirmaciones bien fundamentadas de Benofy y Quay, podemos entrar de lleno en el análisis de nuestro proyecto inicial de la experiencia. El problema de Benard-Rayleigh, resulta ser un sistema unidireccional en el sentido estricto definido arriba. Un paralelepípedo repleto de líquido se contiene, por sus bases mayores, entre dos focos de temperatura diferentes. Se acepta, teóricamente, que las paredes laterales están adiabáticamente protegidas. Si el foco de temperatura mayor se sitúa en la cara inferior del paralelepípedo, se encuentra que, a partir de un determinado incremento de temperatura llamado crítico, se originan en el sistema movimientos másicos ordenados que constituyen las estructuras disipativas características del problema. Siguiendo a los autores tantas veces citados, podremos asignar a este estado

estacionario una energía contenida  $U$ , cuyo valor absoluto no puede determinarse. Sin embargo, sí será posible medir su incremento desde un estado estacionario a otro. Nos vemos, pues, en la necesidad de definir un estado de referencia para el problema descrito; dicho estado debe ser fácilmente alcanzable y lo mejor caracterizado posible. El estado más sencillo imaginable es el mismo estado térmico pero con las fuentes cambiadas de lugar, esto es, la de mayor temperatura arriba y la de menor abajo. En este caso, las fuerzas de flotación estabilizan al sistema en reposo y estratifica las capas de líquido. La transformación más simple que lleva al sistema de un estado a otro es el giro según un eje horizontal que trastoque las situaciones de las fuentes térmicas en presencia del campo gravitatorio constante. Entre ambos estados, la única diferencia existente es la aparición de la estructura convectiva, de manera que la diferencia de energía contenida será debida únicamente a aquella y por ello la denominaremos en lo que sigue energía estructural. En la transformación del estado de conducción (caracterizado por el subíndice  $c$ ) al estado de convección (descrito mediante el subíndice  $cc$ ) pueden considerarse diferentes fuentes de energía en el seno del fluido:

1.- Energía cinética del movimiento del fluido

$$\frac{1}{2} \int \rho v^2 dV$$

en donde  $\rho$  es la densidad y  $v$  la velocidad locales. La integral se extiende a todo el líquido.

2.- Energía gravitacional

$$- \int \rho g z dV$$

donde la  $z$  es la coordenada vertical dirigida hacia arriba.

3.- La energía térmica ligada a la distribución de temperatura

$$\int \rho C T dV$$

donde  $C$  es el calor específico del líquido y  $T$  la temperatura local.

Al considerar la transformación de la situación de conducción a la de convección, manteniendo la temperatura media constante, tendremos para la energía estructural  $E$ :

$$E = \frac{1}{2} \int \rho_{cc} v^2 dV - g \int z (\rho_{cc} - \rho_c) dV + \int C (\rho_{cc} T_{cc} - \rho_c T_c) dV$$

Se han realizado intentos dirigidos a evaluar estos términos para una experiencia muy bien estudiada (9). Podemos decir que la contribución más importante es la que se refiere a la energía de tipo térmico.

Un punto esencial para la posible medida de  $E$  consiste en determinar en cuanto tiempo debe desprenderse esta energía  $E$ , puesto que la función experimental a medir es la potencia. Recientes experiencias (10) en las que se ha medido el flujo de calor en la caja pequeña, han demostrado que los tiempos de formación y de destrucción de las estructuras convectivas por giro, son del mismo orden (20 min), si bien el segundo es ligeramente inferior.

(9) R.FARHADIEH y R.S.TANKIN, J.Fluid.Mech., 66, 4, 739 (1974).

(10) J.Ballesteros, Tesina de licenciatura, Facultad de Física, Universidad de Sevilla, (1.981).

LAS POSIBILIDADES TECNICAS.- Hemos visto que un cambio del estado estacionario del líquido lleva consigo un cambio en la energía contenida por éste, lo que se realiza necesariamente intercambiando cantidades supletorias de energía calorífica con las fuentes térmicas que lo limitan, ya que está lateralmente aislado. Requiere, pues, la experiencia proyectada, detectar las cantidades de calor intercambiadas por el sistema con las fuentes, durante el transitorio que transcurre entre los estados estacionarios inicial y final. Estos intercambios de calor son mesurables gracias a la fluximetría de calor, que se viene desarrollando y aplicando en el Departamento de Termología de la Universidad de Sevilla y que, en honor a la verdad, difícilmente nos hubiésemos impuesto la labor desarrollada, sin dominar previamente esta tecnología.

## CAPITULO II

II. 1.- INTRODUCCION.-

II. 2.- MODELO ANALITICO DEL FLUXIMETRO DE CALOR.-

II. 3.- ASOCIACION DE FLUXIMETROS DE CALOR.-

## II. 1.- INTRODUCCION

Denominamos, termopila, a todo elemento que, incluido en un circuito por el que se transmite calor, suministra una fuerza electromotriz que depende de la situación térmica en la que aquella se encuentre. De este modo, magnitudes térmicas tales como flujos de calor, diferencias de temperaturas ..., son susceptibles de ser medidas a partir de la respuesta de la pila termoeléctrica.

Consideremos una termopila constituida por N termopares conectados eléctricamente en serie, y, térmicamente en paralelo entre dos superficies límites de la termopila, que se suponen, con suficiente precisión, isotermas. Habitualmente, estas superficies se denominan cara fría y cara caliente.

Los extremos eléctricos de la termopila se estructuran según un montaje referencial, lo que quiere decir que las soldaduras extremas están ancladas en la misma cara de la termopila, permitiendo utilizar un tercer metal, generalmente el cobre, para los hilos de salida. (fig. 1).

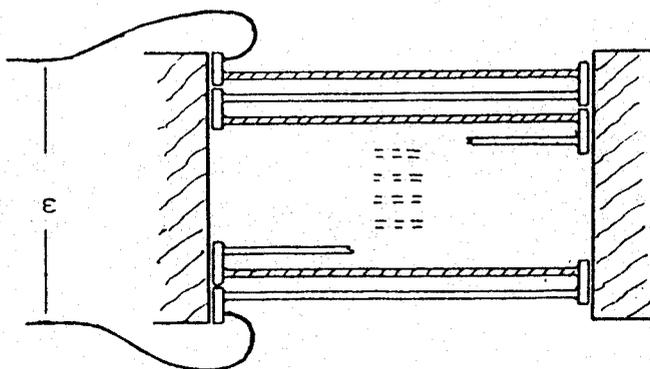


Figura 1

Analicemos la resistencia térmica del conjunto: Sea  $r_{AB}$  la resistencia media de cada termopar formado por metales o aleaciones que llamaremos A y B. Al estar montados los  $N$  termopares en paralelo, podremos aceptar que la resistencia intrínseca de la pila termoeléctrica vale  $r_{AB}/N$ . Si se considera la presencia de una resistencia térmica en paralelo, ajena a la termopila,  $R_p$ , ya sea intercalada voluntariamente, ya de forma parásita, la resistencia conjunta es tal que:

$$1/R = 1/R_p + N/r_{AB}$$

Los dos casos extremos de esta expresión corresponden a los siguientes:

a) Cuando  $r_{AB}/N$  es despreciable frente a  $R_p$ , la resistencia total se reduce a  $r_{AB}/N$  y corresponde a una situación para la que todo el flujo de calor pasa a través de los hilos de los termopares. Esta termopila, constituye el medidor de flujo de calor o fluxímetro de calor.

b) Cuando, por el contrario,  $R_p$  es despreciable frente a  $r_{AB}/N$ , prácticamente no pasa calor alguno por los termopares, con lo cual la fuerza electromotriz de la termopila proporciona información acerca de la diferencia de temperatura entre sus soldaduras, sin perturbar, en modo alguno al flujo calorífico: se trata de un termómetro diferencial.

Si hacemos un símil eléctrico, en el que la corriente eléctrica corresponda al flujo de calor y la diferencia de potencial a la diferencia de temperatura, el fluxímetro de calor hace las veces de amperímetro, mientras que el termómetro diferencial representa un voltímetro.

En adelante, representaremos esquemáticamente la termopila de la forma en que aparece en la figura 2.

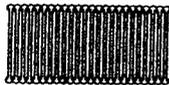


figura 2.

Si denominamos  $S_{AB}$  el coeficiente Seebeck, relativo de las dos sustancias A y B. de que se compone cada termopar, tendremos, para una situación estacionaria:

$$\epsilon = N \cdot S_{AB} \cdot \Delta T$$

Representando  $\epsilon$  la f.e.m.

Por otra parte, la Ley de Fourier sobre la conducción del calor, aplicada a la situación estacionaria que estamos tratando, resulta ser:

$$q = \Delta T/R = \Delta T (1/R_p + N/r_{AB})$$

Así, la termopila, considerada como medidor de diferencia de temperaturas posee una

$$\text{Sensibilidad térmica} = \epsilon/\Delta T = N \cdot S_{AB}$$

y como medidor de flujo de calor, una

$$\text{Sensibilidad calorífica} = \frac{N R_p r_{AB}}{r_{AB} + N R_p} S_{AB}$$

En primer lugar, podemos observar que para el caso de un fluxímetro de calor ideal, ( $N R_p/r_{AB} \rightarrow 0$ ), la sensibilidad calorífica no depende del número de termopares. A la inversa de esta magnitud se la denomina "constante de calibración del fluxímetro", aunque no es propiamente una constante, puesto que depen

de de la temperatura media entre las dos soldaduras fría y caliente:

$$K (T) = \frac{1}{S_{AB} \cdot r_{AB}}$$

siendo sus dimensiones, las de una intensidad eléctrica.

En segundo lugar, observamos que para un termómetro diferencial, la sensibilidad térmica es proporcional al número de termopares de que se compone.

Las ecuaciones anteriores, solo son válidas en situaciones de conducción de calor estacionarias. Para situaciones dependientes del tiempo, la respuesta del fluxímetro no es ya proporcional al flujo de calor que le atraviesa en dicho instante.

Al estar interesado en la medida de la energía calorífica que atraviesa una cara del fluxímetro, cuando éste pasa de una situación estacionaria a otra, se hace necesario un estudio del comportamiento de este elemento en situaciones transitorias. Todo ello, constituye el objeto del apartado próximo.

## II.2.- MODELO ANALITICO DEL FLUXIMETRO DE CALOR

Intentaremos resolver la ecuación de conducción de calor para nuestro fluxímetro, en el que  $R_p \gg r_{AB}/N$ , según hemos visto anteriormente. Para resolver este problema teórico, tendremos que hacer una serie de hipótesis y confeccionar un modelo de la conducción calorífica en nuestro fluxímetro de calor. Estas hipótesis simplificadoras son las siguientes:

1.- Las soldaduras frías (o calientes) de cada uno de los termopares están a la misma temperatura. Esta hipótesis es relativamente cierta, en base a dos condiciones: a) Todas las soldaduras están térmicamente conectadas por un material de gran difusividad térmica, como por ejemplo el cobre. b) Cada soldadura posee una placa de conexión eléctrica de latón en contacto térmico con el cobre, que le confiere una estabilidad térmica suficiente como para amortiguar las posibles diferencias de temperatura. (fig. 3).

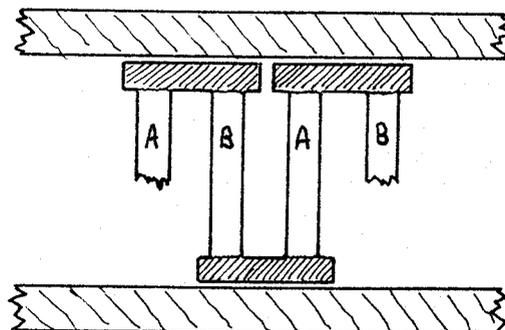


Figura 3

Dado que las propiedades térmicas de los dos elementos A y B (cromel y constantan) son muy parecidas, en la placa de conexión eléctrica no se van a producir diferencias térmicas importantes.

2.- Los termopares están constituidos, por hilos de sección uniforme  $S$  y longitud  $L$ , iguales para los dos elementos A y B de que se componen.

Según estas hipótesis, el problema se reduce a resolver la ecuación de conducción de calor para un solo termopar, ya que todos se van a comportar de la misma forma.

Si denominamos  $T$  y  $T'$  a las temperaturas de las soldaduras caliente y fría respectivamente, y,  $q$  y  $q'$  a los flujos de calor que atraviesan a cada una de ella como función del tiempo, se verificará:

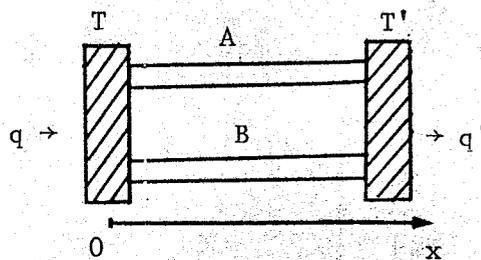


fig.4.

$$q = C \frac{dT}{dt} - S \left[ K_A \frac{\partial T_A}{\partial X} + K_B \frac{\partial T_B}{\partial X} \right]_{x=0}$$

$$q' = -C \frac{dT'}{dt} - S \left[ K_A \frac{\partial T_A}{\partial X} + K_B \frac{\partial T_B}{\partial X} \right]_{x=L}$$

En donde las funciones  $T_A(X,t)$  y  $T_B(X,t)$ , son los campos de temperatura a lo largo de los hilos A y B, respectivamente. La cantidad  $C$  representa la capacidad calorífica de la placa de conexión eléctrica.

Utilizando el método tradicional de la transformada de Laplace para resolver la ecuación de conducción del calor, se llega fácilmente a la ecuación:

$$\int_0^{\tau} Q \, dt = \frac{N}{r_{AB}} \int_0^{\tau} \theta \, dt + C_F \left( \frac{\Delta T'}{6} + \frac{\Delta T}{3} \right) + N \cdot C \cdot \Delta T$$

en donde:

$Q = N \cdot q$  = Potencia calorífica que atraviesa la cara caliente del fluxímetro.

$\theta$  = Diferencia de temperatura como función del tiempo entre las dos caras del fluxímetro.

$C_F$  = Capacidad calorífica de todos los hilos que componen el fluxímetro.

$\Delta T$  = Diferencia de temperatura de la cara caliente entre las situaciones final e inicial estacionarias.

$\Delta T'$  = Diferencia de temperatura de la cara fría entre las situaciones final e inicial estacionarias.

$\tau$  = Tiempo suficientemente grande como para que la situación final estacionaria se haya alcanzado.

Una ecuación dual de la anterior también se puede obtener, como a continuación se expresa:

$$\int_0^{\tau} Q' \, dt = \frac{N}{r_{AB}} \int_0^{\tau} \theta \, dt - C_F \left( \frac{\Delta T}{6} + \frac{\Delta T'}{3} \right) - N \cdot C \cdot \Delta T'$$

en donde ahora  $Q'$  es la potencia calorífica que atraviesa la cara fría del fluxímetro de calor.

La transformación en f.e.m. que un termopar realiza cuando entre sus soldaduras existe una diferencia de temperatura, es conocida como la Ley Seebeck.

Estrictamente hablando, ella es válida solo en la situa

ción estacionaria, puesto que cuando la diferencia de temperatura depende del tiempo, las densidades locales de carga en las soldaduras crean campos magnéticos y eléctricos inducidos que se superponen al efecto Seebeck para conformar una f.e.m. total distinta. Sin embargo, si admitimos que las variaciones con el tiempo de la diferencia de temperatura entre las soldaduras no es muy grande, estos nuevos efectos se hacen despreciables frente al principal de Seebeck. Admitiremos por lo tanto la validez de la Ley Seebeck en los estados estacionarios que tratemos.

Así,

$$\varepsilon = N \cdot S_{AB} \cdot \theta$$

de forma que, teniendo presente la definición de las constantes de calibración del fluxímetro, las ecuaciones (1) y (2) se transforman en:

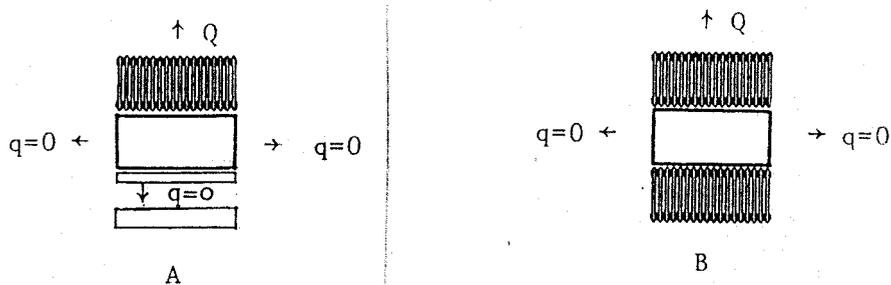
$$(3) \quad \int_0^{\tau} Q \, dt = K \int_0^{\tau} \varepsilon \, dt + C_F \left( \frac{\Delta T'}{6} + \frac{\Delta T}{3} \right) + N \cdot C \cdot \Delta T$$

$$\int_0^{\tau} Q' \, dt = K \int_0^{\tau} \varepsilon \, dt - C_F \left( \frac{\Delta T}{6} + \frac{\Delta T'}{3} \right) - N \cdot C \cdot \Delta T'$$

Como se puede ver, restando ambas ecuaciones, la cantidad de calor almacenado por el fluxímetro se emplea en un aumento de la energía interna, en este caso exclusivamente térmica.

### II. 3.- ASOCIACION DE FLUXIMETROS DE CALOR.

Cuando se intentan medir las transferencias energéticas que, en forma de calor, realiza un sistema desde una situación estacionaria inicial hasta otra final, se le rodea de fluxímetros de calor y de superficies adiabáticas. El caso más simple y en el que estamos interesados es el de un sistema de conducción calorífica por el que circula un flujo esencialmente unidimensional. Este problema permite dos posibilidades a estudiar. Podemos verlas esquematizadas en la fig. 5.



Cuando se trata de medir flujos de calor en situaciones estacionarias, ambas formas de atacar el problema dan resultados satisfactorios, aunque la segunda posee información sobre las pérdidas laterales de calor (idealmente nulas).

Sin embargo, cuando se trata de hacer medidas en no-estacionario, la posibilidad A se hace imposible, puesto que durante situaciones transitorias, hace falta regular la pantalla adiabática inferior, interpuesta en la dirección del flujo principal de calor. Es así, que para el estudio de nuestro problema, elegimos la asociación de los fluxímetros esquematizados en la figura 5 como la posibilidad B.

Consideremos a nuestro sistema empaquetado entre los dos fluxímetros de calor, en una situación estacionaria. Mediante una transformación, el sistema, así como los dos fluxímetros, pasan por situaciones transitorias hasta adquirir un nuevo estado estacionario final. La energía  $E_Q$  que el sistema absorbe durante esta transferencia, será, haciendo uso de las ecuaciones del apartado anterior:

$$\begin{aligned}
 (4) \quad E_Q = & \int_0^T (K_1 \cdot \varepsilon_1 - K_2 \cdot \varepsilon_2) dt \\
 & - \left( \frac{C_F^{(1)} + C_F^{(2)}}{2} + N C_1 + N C_2 \right) \Delta T_m \\
 & - \left( R_F^{(2)} \cdot C_F^{(2)} + R_F^{(1)} \cdot C_F^{(1)} \right) \frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{12} \\
 & + \left( \frac{C_F^{(2)} - C_F^{(1)}}{2} + N C_2 - N C_1 \right) \frac{\delta T}{2} \\
 & + \left( R_F^{(2)} \cdot C_F^{(2)} - R_F^{(1)} \cdot C_F^{(1)} \right) \frac{\Delta Q_1 + \Delta Q_2}{12}
 \end{aligned}$$

En donde las nuevas magnitudes que aparecen son las siguientes:

$\Delta T_m$ : Aumento de la temperatura media del sistema.

$\delta T$ : Aumento de la diferencia de temperatura que soporta el sistema.

$\Delta Q_2, \Delta Q_1$ : Diferencia de los flujos de calor por cada fluxímetro, entre las situaciones final e inicial, respectivamente.

De esta manera, para que podamos considerar válida la ecuación:



$$(5) \quad E_Q = \int_0^T (K_1 \varepsilon_1 - K_2 \varepsilon_2) dt$$

Es necesario que:

a) Los dos fluxímetros sean considerados iguales. En este caso, los dos últimos términos de (4) se anulan cada uno de ellos.

b) La temperatura media sea la misma en las situaciones iniciales y finales.

c) Las pérdidas de calor en la situación inicial estacionaria, sean iguales a las de la situación final estacionaria, y entonces:  $\Delta Q_1 - \Delta Q_2 = 0$

d) Durante la situación transitoria, no haya pérdida de calor lateral, condición impuesta a nuestro sistema.

Desde el momento en que se deje de cumplir alguna de estas condiciones, habrá que corregir el valor de la energía  $E_Q$  hallada según (5).

Por ello, se hace necesario una valoración de las capacidades caloríficas de los fluxímetros y de sus tiempos característicos.

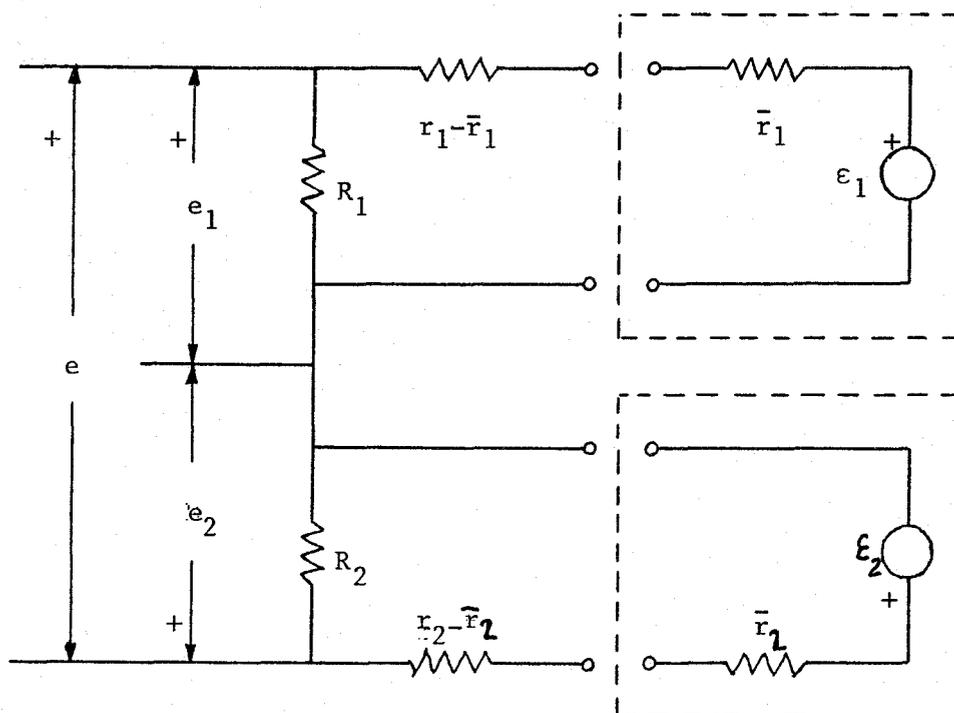
Observamos como las constantes de calibración de los fluxímetros aparecen de forma destacada en todo el contexto. La medida de estas constantes es de importancia capital.

Para poder medir  $E_Q$ , según la ecuación (5), podemos proceder a medir como función del tiempo,  $\varepsilon_1(t)$  y  $\varepsilon_2(t)$ , de manera que podamos realizar la integración. Sin embargo, por razones que expondremos más adelante, es preferible obtener directamente la

medida ( $K_1 \epsilon_1 - K_2 \epsilon_2$ ) como función del tiempo.

Para ello, hacemos uso de divisores de tensión conectados a la salida eléctrica de los fluxímetros de calor, según el circuito adjunto.

Cada fluxímetro visto eléctricamente, se ha configurado como una fuente de tensión con una resistencia en serie.



Las diferencias de potenciales  $e_1$  y  $e_2$  son:

$$e_1 = \frac{\epsilon_1}{r_1 + R_1} R_1 \quad e_2 = \frac{\epsilon_2}{r_2 + R_2} R_2$$

de manera que:

$$e = e_1 - e_2 = \frac{R_1}{r_1 + R_1} \epsilon_1 - \frac{R_2}{r_2 + R_2} \epsilon_2$$

Poniendo en el circuito las resistencias apropiadas como para que se verifiquen las dos ecuaciones:

$$\frac{R_1}{R_1 + r_1} = \frac{K_1}{K} \quad \frac{R_2}{R_2 + r_2} = \frac{K_2}{K}$$

y siendo K una constante elegida previamente, tendremos:

$$e = \frac{1}{K} (K_1 \varepsilon_1 - K_2 \varepsilon_2)$$

y resultando la ecuación (5) en la forma:

$$(6) \quad E_Q = K \int_0^{\tau} e \, dt$$

Como consecuencia de este circuito eléctrico, una intensidad eléctrica recorrerá los hilos de los termopares, produciéndose nuevos efectos energéticos, tal como el efecto Peltier y el efecto Thomson. Estos efectos han de ser tenidos en cuenta a la hora de elegir las resistencias que compongan el circuito eléctrico.

## CAPITULO III

### III. 1.- ELECCION DEL SISTEMA.-

- a) Constancia de la temperatura media del fluido.
- b) El mecanismo de giro.
- c) Elección de un sistema testigo.

### III. 2.- DESCRIPCION DEL SISTEMA.-

- a) Contenedor del fluido.
- b) Fluxímetros de calor.

### III. 3.- SISTEMA DE TERMOSTATACION Y ANILLO DE GUARDA.-

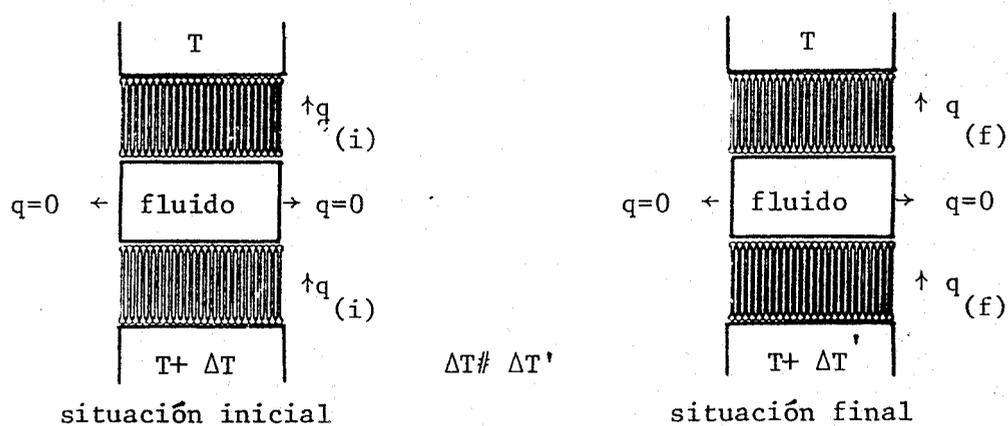
### III. 4.- DISCUSION GENERAL.-

### III. 5.- SISTEMAS PERIFERICOS.-

### III. 1.- ELECCION DEL SISTEMA

El presente capítulo tiene como objeto el diseñar un sistema experimental capaz de medir la energía disipada por un fluido cuando se forman estructuras convectivas en el problema de Bénard-Rayleigh. La capa fluida está confinada en lo que se conoce como caja pequeña ( $H$ ,  $2H$ ,  $1.2H$ ) siendo  $H$  la altura de ella.

La figura 1 representa, esquemáticamente el mecanismo inicialmente ideado para la consecución de nuestro propósito. Puesto que el fluido solo debe intercambiar calor por las placas metálicas superior e inferior, es en éstas donde debemos colocar los medidores de flujo de calor, esto es, "fluxímetros de calor".



El fluido se encuentra empaquetado entre dos fluxímetros de calor cuyas bases están a distintas temperaturas.

Partiendo de una situación estacionaria (i) caracterizada por una diferencia de temperatura  $\Delta T$  entre las dos fuentes térmicas, se lleva el sistema a otra situación (f), con un incremento de temperatura distinto  $\Delta T'$ . Si las respuestas de los dos fluxímetros se conectan apropiadamente entre sí, de manera que en cualquier situación estacionaria la f.e.m. neta sea nula, durante el período transitorio, la señal eléctrica abarcará un área que será, sin entrar en pequeños detalles, proporcional a la energía acumulada por el fluido, en virtud del balance de los flujos de calor. Veamos las condicionantes experimentales para llevar a cabo lo anteriormente expuesto.

a) Constancia de la temperatura media del fluido

Como vemos, en nuestro experimento, siempre existirán dos estados estacionarios (i) y (f) entre los cuales se hace evolucionar al fluido. La elección de las parejas de estados |(i), (f)| debe de hacerse de forma tal que destaque fundamentalmente lo que deseamos medir, la energía estructural E, definida anteriormente. Sin embargo, la energía acumulada por el fluido en la transformación (i)  $\rightarrow$  (f) puede tener dos componentes bien diferenciados:

- de una parte, la propia energía estructural característica del cambio de la estructura convectiva en el fluido:

$$\Delta E = E(f) - E(i)$$

- de otra, el cambio en la energía interna producido por una diferencia del estado medio del fluido. Esto es, si la temperatura

media del fluido ha cambiado, el fluido habrá acumulado, por este concepto, una cantidad de energía:

$$\Delta U = G \left[ \bar{T} (f) - \bar{T} (i) \right]$$

donde G es la capacidad calorífica del fluido y  $\bar{T}$  la temperatura media del mismo.

Principalmente, por dos razones se ha de elegir los estados  $[(i), (f)]$  de manera que

$$(1) \quad \bar{T} (f) = \bar{T} (i) = T_0$$

En primer lugar, porque la temperatura media del fluido es irrelevante en el problema que nos ocupa; de manera que, añadir un nuevo parámetro es complicar innecesariamente la experiencia; además, si la temperatura media no es igual para todos los estados estacionarios que vamos a estudiar, tendremos como consecuencia un efecto secundario, tal como la variación de todas las características de nuestro fluido: viscosidad, conductividad térmica, ... En segundo lugar, porque nosotros medimos el área abarcada por la diferencia de las señales de los dos fluxímetros, y ésta, no será igual a la energía acumulada por el fluido, pues existirá un término importante a corregir, (según se vió en el capítulo II), debido a un aumento de la temperatura media del sistema.

Debido a que los termostatos han de trabajar por encima de la temperatura ambiente, so pena de hacer uso de una refrigeración suplementaria, ya que en verano en Sevilla ésta puede llegar fácilmente a 30°C, se ha elegido para  $T_0$  el valor:

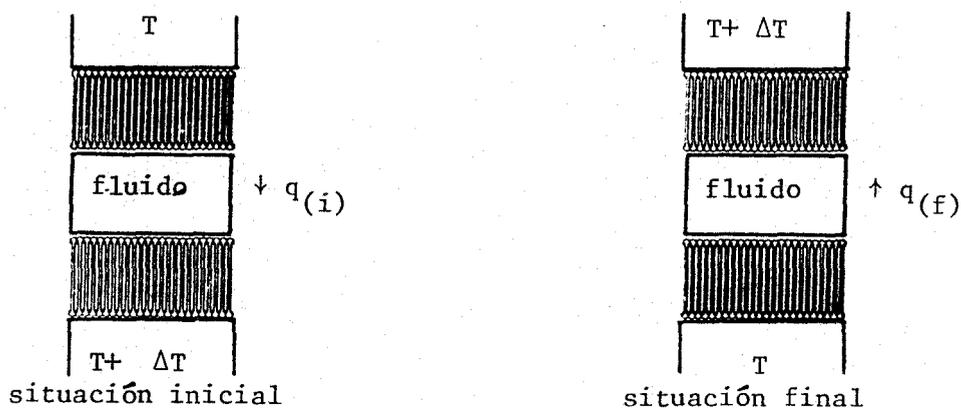
$$T_0 = 40^\circ \text{ C}$$

manteniéndose la temperatura del termostato frío entre 30 y 40°C.

b) E/ Mecanismo de giro

La condición experimental (1) se podría verificar construyendo el sistema de manera simétrica respecto al fluido y disponiendo las termostataciones superior e inferior de modo que, lo que aumente una, disminuya la otra. Esta forma de conseguir la condición (1) adolece de algunos defectos a nuestro entender muy importantes. En efecto, el tener que manipular los termostatos, dilata el tiempo de experiencia, lo cuál es claramente muy negativo. Otro gran defecto proviene de que al tener que actuar sobre los dos termostatos, estos modificarán sus temperaturas de manera distinta, lo que conlleva señales de los fluxímetros muy distintas de las que le corresponden en los estados estacionarios.

El mecanismo que eliminaría estas dos dificultades, sería aquel en que no se necesitase actuar sobre las dos fuentes térmicas, para realizar la transformación (i)  $\rightarrow$  (f). El sistema que hemos pensado para realizar nuestro objetivo es el siguiente: Partimos de una situación estacionaria (i), que corresponde a un estado de conducción de calor en el fluido, estando la fuente de mayor temperatura en la parte superior del fluido, mediante un giro de 180 grados alrededor de un eje horizontal, pasamos a una situación estacionaria (f), en donde la fuente de mayor temperatura se encuentra en la parte inferior. Esquemáticamente:



Si se mira solo el esquema, se pudiera pensar que lo que se ha modificado han sido las dos fuentes térmicas, la superior se ha enfriado en  $\Delta T$  y la inferior se ha calentado en la misma cantidad. Esto es cierto dada la simetría del sistema respecto al fluido.

La única diferencia existente entre los estados (i) y (f), sin entrar en detalles de asimetría, es debida a la interacción entre el mecanismo del transporte de energía a través del fluido y la gravedad. De esta forma, se consigue, no solo que la temperatura media permanezca inalterada, sino que el tiempo empleado en alcanzar el nuevo estado final de equilibrio sea el mínimo posible. Por otro lado, los dos fluxímetros responden a la par, al ser el propio fluido, de forma natural, el que comienza a disipar energía en su seno.

La elección del mecanismo de giro para llevar a cabo la transformación desde (i) hasta (f), lleva consigo problemas tales como el conseguir la horizontalidad de la capa fluida después del giro, el evitar las posibles sacudidas mecánicas durante éste, el ubicar bien los cables de entrada y salida, así como las conexiones de agua de termostatación ... En cuanto a la energía cinética extra comunicada al fluido al hacerlo girar, es totalmente despreciable, para velocidades angulares normales.

#### c) Elección de un sistema testigo

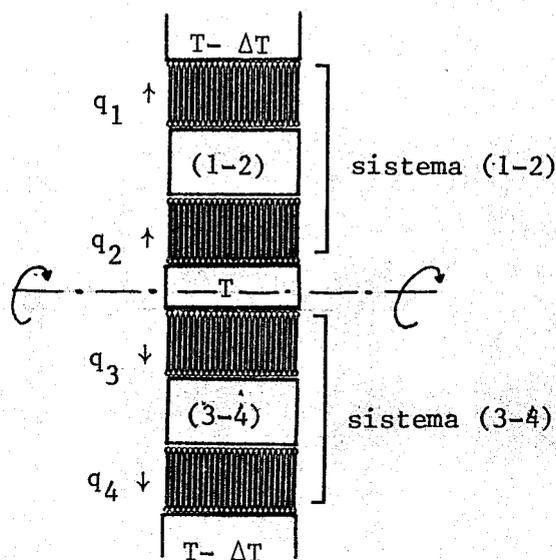
Un problema preocupante es la estabilidad térmica de todo el sistema. Las fuentes térmicas no son ni mucho menos ideales y sus temperaturas tienen un rizado con frecuencia, características de todo el sistema de termostatación. Estas fluctuaciones térmicas se propagan hacia el fluido, provocando un rizo en la línea de

cero de salida de los fluxímetros. Una manera de eliminar en gran parte este rizado, consiste en interponer un medio entre el fluxímetro y la capa de agua de termostatación, de forma que integre los armónicos principales del mencionado rizado térmico. Sin embargo esta opción posee dos defectos importantes: por un lado, aumenta el tiempo de experiencia, puesto que dicho medio debe tener un tiempo de relajación propio grande y por otro limita en gran medida, la capacidad de la propia fuente de absorber los cambios energéticos habidos en el fluido. La forma clásica de eliminar casi por completo este rizado consiste en construir un sistema exactamente igual al que tenemos pensado, "célula testigo", cuya señal de salida se conecta en oposición a la primitiva, denominada habitualmente "célula laboratorio". La célula testigo, (célula T) debe contener al fluido en estado de conducción calorífica, mientras que la célula laboratorio (célula L) realiza el giro, y por lo tanto la transformación desde (i) hasta (f). Sin embargo, ya que las dos células se pretenden construir idénticas, el esquema anterior daría preferencia a una respecto a la otra, sin necesidad. Por ello es posible que el papel de testigo y laboratorio cambien constantemente de una célula a otra, participando ambas del propio giro, de manera que siempre haya una capa fluida con la posibilidad de contener a una estructura convectiva y otra sin ella. Así, la denominación testigo y laboratorio se hace supérflua.

La posible e indudable simetría existente entre una cé

lula y otra se elimina realizando el giro de nuevo, pero en sentido contrario y promediando los resultados.

Esquemáticamente, el sistema sería el siguiente:



Dado que debemos distinguir una célula de la otra y unos flexímetros de otros, utilizaremos la denominación que aparece en el esquema anterior. No obstante, también se puede pensar en poner en la célula testigo, en lugar del fluido, un sistema inerte frente a la inversión del campo gravitatorio, con características térmicas similares al propio fluido. El efecto del rizado térmico se eliminaría igualmente.

### III.2.- DESCRIPCION DEL SISTEMA.

Nuestro sistema experimental, esquematizado en la figura adjunta, consta de las siguientes partes:

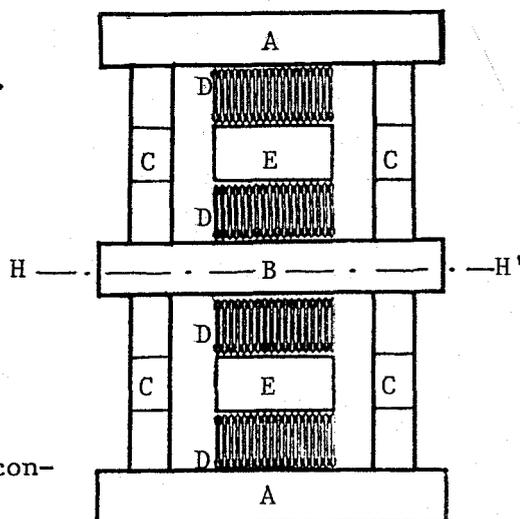
- Las piezas extremas (A) y central (B) de aluminio anodizado por las que circula agua termostataada.
- El anillo de guarda (C).
- Los fluxímetros de calor (D).
- El sistema propiamente dicho (E), que en este caso es el líquido contenido en su caja.

Como se ve, todo el sistema posee una simetría respecto al eje H H' sobre el que puede girar 180 grados hacia un lado y hacia otro.

En este apartado describiremos más exhaustivamente la parte central del sistema, esto es, los elementos (E) y (D).

#### a) Contenedor del fluido.

Comencemos por describir la caja que contiene el fluido objeto de estudio. El material de que se compone debe de ser ópticamente transparente y homogéneo; poseerá una conductividad térmica parecida a la del fluido mencionado a fin de que no existan gradientes horizontales de temperatura, al menos en el estado de conducción. El material elegido para la confección de dicha caja es plexiglás (P.M.M.), cuya



conductividad (11) es de  $1.9510^{-3}$  w/cm K, mientras que la del fluido utilizado (aceite de silicona Rhodorsil 47V350) es de  $1.7010^{-3}$  w/cm K.

El grosor de pared es de 9 mm y su altura de 19.6 mm. Estos 20 mm aproximadamente de la altura de la caja, se han puesto con objeto de poder comparar los resultados con las experiencias que con anemometría laser son realizadas en Paris (12). La pequeña diferencia existente entre los 20 y 19.6 mm, es debida a consideraciones habidas en la construcción de los fluxímetros de calor.

Posee la caja dos superficies metálicas (superior e inferior) que deberán ser de un material buen difusor térmico y de alto calor específico para que, por la primera propiedad, sean bien difundidas las diferencias térmicas y, por la segunda, sean bien amortiguadas en temperatura las diferencias locales de flujo de calor. El cobre elegido es de 2 mm de espesor. En realidad el fluido se va a encontrar en contacto con un espesor de cobre doble, ya que esa chapa de 2 mm está en contacto con la correspondiente del fluxímetro, que posee las mismas dimensiones.

La caja, propiamente dicha, se compone de cuatro partes de plexiglás, dos a dos iguales, de dimensiones:  $57.2 \times 19.6 \times 9$  y  $23.5 \times 19.6 \times 9$  milímetros, éstas últimas poseen 3 ranuras de 0.2 mm de profundidad y 1 mm de anchura, a través de las cuales se hace correr un pegamento fluido tal como super-glue confeccionando dicho contenedor de plexiglás.

Como el fluido se encuentra empaquetado por dos fluxímetros, se debe evitar cualquier posible derrame de aquél, ya que caería sobre los hilos de éstos y las consecuencias serían, a co-

(11) J.MORENO, Tesis doctoral, Facultad de Física, Universidad de Sevilla, 1.982.

(12) M. DUBOIS and P.BERGE, J.Physique, 42, 67. (1.981).

das luces, negativas. Por ello, hemos optado por construir cajas herméticamente cerradas, poseyendo una cámara de expansión del propio fluido. Esta cámara consiste en un cilindro de 8 mm de diámetro practicado en el plexiglás de 9 mm y situada en una esquina de la caja. Esta cámara conecta por un lado con el exterior por donde sale el aire, y, por otro, con el interior de la caja por donde entra el fluido, y posee a su vez, una membrana de expansión que se dilata cuando entra el fluido. El volumen de expansión es suficiente para el objeto que nos ocupa.

Las placas de cobre mencionadas más arriba, una vez pulidas, se pegan al plexiglás con super-glue y después, con un cordón de Araldit a su alrededor a través de un rebaje, que previamente se ha practicado en el cobre.

Con objeto de medir la diferencia de temperatura entre las dos placas de cobre, hemos hecho uso de una termopila como termómetro diferencial. Sus hilos, de cromel y constantan, son de 0.05 mm de diámetro, poseyendo así una alta resistencia térmica. El termómetro diferencial consta de cuatro termopares montados en referencial. El hilo previamente barnizado, va envuelto en la propia caja en unos canales practicados en las dos placas de cobre de aproximadamente 0.3 x 0.3 mm. La resistencia térmica de la caja, llena del líquido a estudiar tiene aproximadamente un valor

de 44.5 K/W y los hilos del termómetro suponen una resistencia aproximadamente igual a  $5.4 \cdot 10^4$  K/W, de manera que, la influencia del termómetro en el flujo calorífico es despreciable. Dado que el coeficiente Seebeck del cromel-constantan es de  $61 \mu\text{V/K}$  a  $40^\circ\text{C}$ , la sensibilidad de nuestro termómetro es de

244  $\mu\text{V}/\text{K}$ .

b) Fluxímetros de calor.

El segundo elemento en importancia que constituye el sistema es la pareja de fluxímetros de calor. Su resistencia térmica y sensibilidad calorífica son:

$$R_F = \frac{1}{N} \frac{L}{(K_A + K_B) \cdot S} \quad \text{Sensib.} = S_{AB} \frac{L}{(K_A + K_B) \cdot S}$$

donde  $N$  es el número de termopares,  $L$  y  $S$  su longitud y sección, y  $K_A$  y  $K_B$  las conductividades térmicas de los dos elementos A y B de que se componen.  $S_{AB}$  el coeficiente Seebeck entre ambos.

Cuando a todo el sistema le damos un giro de 180 grados, y el fluido pasa de una situación en pura conducción calorífica (c), a la de conducción y convección (cc), se produce un reajuste térmico en todo el sistema, debido al cambio de resistencia térmica del fluido. Este pasa de soportar un incremento de temperatura  $\Delta T$  (c) a  $\Delta T$  (CC) dada por la ecuación:

$$\frac{\Delta T (c)}{\Delta T (CC)} = \frac{R_F (3.6 + 2Nu) + 125}{R_F + 5.6 + 125}$$

en donde  $R_F$  ha de estar dado en  $\text{K}/\text{W}$  y  $Nu$  representa el número de Nusselt (flujo de calor adimensional).

Este efecto, indeseable, se hace más pequeño en tanto en cuanto  $R_F$  lo sea. Esto es solo posible, para una sensibilidad calorífica dada, aumentando el número de termopares  $N$ .

Para un número de termopares dado, un aumento de sensibilidad, aparte de aumentar la relación  $\Delta T$  (cc)/ $\Delta T$  (c), aumenta el flujo calorífico que por conducción del aire, en paralelo con el propio fluxímetro, existe; si optamos por aumentar la longitud de los hilos  $L$ , aumentamos las pérdidas de calor laterales.

Ante la imposibilidad de comparar todos estos efectos positivos, tales como el aumento de sensibilidad, la disminución de pérdidas de calor laterales y negativos, como por ejemplo, el aumento de la relación  $\Delta T (c)/\Delta T (cc)$ , la disminución de la resistencia del aire en comparación con la del fluxímetro ..., se ha ha necesario encontrar una relación de compromiso.

Para los elementos A y B se han elegido el cromel y constantan, ya que su coeficiente Seebeck es alto para la temperatura de trabajo:

$$S_{AB} (40^{\circ}\text{C}) \approx 61 \mu\text{V/K}$$

Puesto que la caja con fluido tiene una altura aproximada de 2 cm. se ha elegido para L el valor de 1 cm, de manera que el sistema se encontrará lateralmente proporcionado.

Los hilos de que se componen los fluxímetros tendrán un diámetro de 1 mm; un diámetro inferior haría necesario un número de termopares excesivamente grande, para mantener la relación entre los incrementos de temperatura dentro de unos márgenes aceptables. Los condicionantes para la realización de los fluxímetros juegan un papel, a veces, determinante. La distancia entre hilos se ha tomado igual a 3 mm.

De esta manera, hemos llegado a las siguientes características de los fluxímetros:

- Números de termopares:  $N = 133$
- Diámetro de los hilos: 1 mm;  $S = 7.8510^{-3} \text{ cm}^2$
- Longitud de los hilos:  $L = 1 \text{ cm}$

Estos datos nos dan los siguientes valores calculados:

Constante de calibración  $\approx 54 \text{ A}$

Sensibilidad calorífica  $\approx 18.5 \text{ mV/W}$

Resistencia térmica  $\approx 2.3 \text{ K/W}$

Sensibilidad térmica  $\approx 8.1 \text{ mV/K}$

y para el aumento del incremento de temperatura del fluido en el proceso desde la convección a la conducción:

$$\frac{\Delta T (c)}{\Delta T (cc)} \approx 1 + 0.033 (\text{Nu} - 1)$$

III. 3.- SISTEMAS DE TERMOSTATACION Y ANILLO DE  
GUARDA.-

Los dos termostatos que hemos utilizado son HAARE-D3 que poseen un rizado en el agua termostatada de aproximadamente  $0.01^{\circ}\text{C}$ . Teniendo en cuenta la sensibilidad de nuestro fluxímetro, dicha fluctuación provoca un rizado en la línea de cero, de  $4.4 \text{ mW}$ . Para disminuir dicho rizado, se ha intercalado entre el baño termostático y el sistema, un recipiente, debidamente adiabatizado, de aproximadamente 60 litros de capacidad, el cual lleva, en su interior, hilos de 2 mm de diámetro de aluminio, al objeto de transmitir y difundir a todo el recipiente, el propio rizado del termostato. Con este sistema, se ha mejorado sensiblemente la línea de cero de los fluxímetros, pudiéndose evaluar aproximadamente en  $0.3 \text{ mW}$ . La capacidad de 60 litros hace integrar aquellas perturbaciones con frecuencias mayores que  $10^{-3} \text{ Hz}$ , dado el caudal de agua de la conducción.

El agua de termostatación intercambia calor con el fluxímetro, a través de una pieza de aluminio; aquella desliza entre dos superficies paralelas de aluminio anodizado separadas 2 mm. Este hueco tiene la forma de dos líneas de corriente extremas como si se tratase de un manantial y un sumidero puntuales, de igual magnitud. El agua pasa por un orificio, antes de la expansión, de  $2 \times 8 \text{ mm}$ . El dimensionado de esta pieza se ha calculado para que la mitad del caudal termostate al fluxímetro, y la otra mitad sirva para termostatar la propia pieza de aluminio, con sus corres-

pondientes pérdidas, y al anillo de guarda.

Hasta ahora hemos supuesto que las paredes laterales de los fluxímetros, así como de la caja contenedora del fluido, eran perfectamente adiabáticas. Aunque en el fluxímetro la relación de conductividad térmica equivalente de éste al aire sea grande, no ocurre lo mismo con el plexiglás, pues solo es un orden mayor. Esto hace que tengamos que poner en marcha todo un mecanismo que nos evite éstas pérdidas laterales. Se trata del anillo de guarda: Si cada elemento de que se compone el sistema se ve rodeado por materiales de su misma conductividad térmica, este anillo, al tener en sus extremos las mismas temperaturas que el sistema central, poseerá, en principio, la misma distribución de temperatura que éste, y por lo tanto no existirá flujo de calor hacia el exterior. Naturalmente que por todo este anillo, pasará una cantidad de calor que podría perturbar las bases de los fluxímetros, al estar éstos cortocircuitados térmicamente con el propio anillo de guarda por el aluminio de termostatación. Por ello, para aumentar la resistencia térmica en éste sentido, se ha practicado en la pieza de aluminio de termostatación un foso de 10 mm de profundidad y 10 mm de anchura alrededor de la base de los fluxímetros.

El anillo de guarda se ve afectado principalmente por el exterior y por el agua de termostatación. Si se construye muy ancho, provoca un flujo de calor entre las dos fuentes térmicas que puede ser muy superior al que fluye por el propio sistema, de manera que, los termostatos estarían estabilizando térmicamente más bien al anillo que al propio sistema. En cambio, si se construye esta pared muy delgada, las perturbaciones externas pro

vocan grandes fluctuaciones térmicas en el anillo, dejando de cum  
plir éste su misión. Se necesita pues una solución de compromiso.  
Se ha elegido la condición de que el flujo de calor en el sistema,  
sea igual al que pasa por todo el anillo, llegándose al resultado  
de ser 8 mm el espesor de la pared del anillo de guarda.

Para que las perturbaciones externas laterales sobre  
el anillo sean pequeñas, especialmente las que provienen de las  
corrientes de aire, se ha construido lo que denominamos pantalla  
anticonvectiva, consistente en una lámina de plexiglás de 4 mm de  
espesor dispuesta verticalmente entre los aluminios de termostata-  
ción, cerrando casi herméticamente su interior.

El anillo de guarda, plantea un problema de sobredeter-  
minación geométrica de superficie en contacto. Este problema, se  
ha resuelto a medias, construyendo el anillo una o dos décimas  
de milímetro más bajo que la unidad central, de manera que a la  
hora de cerrar, se puedan interponer delgadas láminas de aluminio  
con pasta conductora. Así, en el anillo de guarda pueden existir  
grandes resistencias térmicas de contacto entre superficies. Es  
ésta, una de las razones por las que se hace necesario controlar y  
actuar sobre la pantalla adiabática, especialmente en la fase de  
calibración, puesto que es entonces cuando las resistencias tér-  
micas de contacto tienen mayor importancia.

No obstante, hemos de decir que aunque las resistencias  
de contacto entre superficies en el anillo de guarda sean grandes,  
el plexiglás del anillo de guarda que se enfrenta con la caja que  
contiene el líquido, posee una muy alta resistencia térmica, dismi  
nuyendo la importancia de aquellas resistencias de contacto. Las  
superficies que pueden tener mayor resistencia de contacto son pre

cisamente aquellas de unión con el plexiglás. Es por esto, por lo que hemos dispuesto en las láminas de cobre del anillo de guarda próximos, una resistencia de calefacción de manganina a todo su alrededor, de aproximadamente  $30 \Omega$  y unos termómetros diferenciales entre el anillo de guarda y los correspondientes flexímetros; son de cromel-constantan de 0.05 mm de diámetro, formados por dos termopares montados en referencial de modo que su sensibilidad es  $122 \mu\text{V/K}$ .

### III. 4.- DISCUSION GENERAL.-

La doble simetría conferida a nuestro sistema experimental, debe eliminar multitud de efectos indeseables. A pesar de todo, hemos de estar preparados ante la posibilidad de que una asimetría en el sistema, desencadene algún proceso interno produciendo un efecto no despreciable.

Para hacer un análisis de los errores que vamos a cometer es todavía prematuro, pero sí podemos esbozar, de un forma general, ~~las~~ fuentes de error, Estas provienen:

- 1.- De los transductores, ya sean de flujos de calor o de las diferencias de temperatura.
- 2.- De la calibración del sistema experimental. Una vez calibrado cada transductor, hemos de hacer lo propio para todo el sistema experimental.
- 3.- De la adquisición y tratamiento de los datos, fuente de error inherente a todo sistema experimental.

La primera fuente de error se encuentra en la calibración de los transductores, y será tratado en IV. 1.

En lo que se refiere a la última fuente de error, ésta es producida por la necesaria digitalización de las magnitudes, y por su posterior manipulación, dando lugar a la conocida propagación de errores.

Es a la segunda fuente de error, a la que dedicaremos un poco más de atención por ser específica del problema que nos ocupa.

Cuando miramos a nuestro sistema bajo el punto de vista

de "medidor de resistencia térmica", hemos de decir que las medidas se realizan para las situaciones estacionarias, perturbando a la medida de tal magnitud, tanto las pérdidas de calor laterales, como el cortocircuito, siempre presente, que se realiza a través del aire existente entre el anillo de guarda y el sistema propiamente dicho. La determinación de estas perturbaciones es objeto de la calibración del sistema experimental.

Cuando es la energía estructural el resultado de nuestras medidas, tendremos que pensar, al objeto de darnos una idea global de los errores, que ello conlleva medidas durante lapsos de tiempos apreciables ( $\approx 5$  horas) estando el sistema en situación no estacionaria. La estabilidad de todas las interacciones de nuestro sistema con el resto del universo durante tales períodos de tiempo, es requerida, so pena de dar lugar a errores extraordinariamente grandes. Para evaluar las indiscartables pérdidas laterales, así como observar el comportamiento general del sistema durante los períodos transitorios, se hace necesario llevar a cabo experiencias sin fluido, (ensayo en blanco) para poder así destacar los efectos que la presencia de aquél produce.

### III.5.- SISTEMAS PERIFERICOS.

#### a) Sistema de termostatación del aire.

Nuestro sistema, descrito, se encuentra perturbado por el ambiente. Con objeto de que las pérdidas de calor sean pequeñas, y sobre todo se mantengan, dentro de ciertos límites, tolerables durante largos períodos de tiempo, se hace necesario termostatar el aire que le rodea. Para ello, se ha hecho uso de un circuito convencional, utilizando como sensor térmico, el circuito integrado LM235. La temperatura de termostatación del aire, se ha puesto en  $40^{\circ}\text{C}$ . Las oscilaciones de la temperatura eran de  $0.1^{\circ}\text{C}$ .

#### b) Sistema óptico.

Para poder ver las estructuras convectivas en el fluido, se ha hecho pasar sobre éste, un haz de luz paralela de aproximadamente 5 cm. de abertura, procedente de un láser de He-Ne.

El frente de onda, después de atravesar el fluido, queda deformado, en función del índice de refracción medio, a lo largo de la trayectoria seguida por cada rayo. Mediante una lámina semitransparente inclinada  $45^{\circ}$ , se hace superponer el haz deformado con el mismo, ligeramente desplazado, consiguiendo imágenes interferenciales; ya que el índice de refracción, es función de la temperatura, la imagen interferencial, da información sobre el campo de temperatura que soporta el fluido.

#### c) Sistema de adquisición de datos.

El sistema de adquisición de datos utilizados, es Hewlett-Packard. Consta de una calculadora, modelo 9825A, un scanner con diez canales

de lectura independientes, un voltímetro digital, modelo 3455A y un timer. El conjunto puede resolver  $1 \mu\text{V}$ .

La función

$$V = (q_2 - q_1) - (q_3 - q_4)$$

dado que tiene un rizado proveniente de las oscilaciones térmicas, menor que cada uno de los fluxímetros, es amplificado X 100 mediante un amplificador Kithley (modelo 140) antes de conectarse al scanner.

Los canales eran conectados del siguiente modo:

Canal 1 . . . . .	fluxímetro 1
Canal 2 . . . . .	fluxímetro 2
Canal 3 . . . . .	fluxímetro 3
Canal 4 . . . . .	fluxímetro 4
Canal 5 . . . . .	Diferencia de temperatura del sistema (1-2)
Canal 6 . . . . .	Diferencia de temperatura del sistema (3-4)
Canal 7 . . . . .	Función V
Canal 8 . . . . .	Función V amplificada

Las lecturas se realizaban cada 0.25 seg. en el orden (1-2-8-5-3-4-8-6), volviéndose a repetir una segunda vez para obtener los valores medios. En total 4 seg. para cada promedio de ( $q_1$ ,  $q_2$ ,  $\Delta T_{12}$ ,  $q_3$ ,  $q_4$ ,  $\Delta T_{34}$ , V). Como se ve, la función V era me dida doblemente, para obtener un mejor dato . Todos los valores obtenidos durante 19 minutos y 28 segundos, se almacenaban en una cassette, tardándose en ésta operación 7.9 seg.

CAPITULO IV.

IV.-1.- CALIBRACION DE LOS FLUXIMETROS DE CALOR.

- a) Sistema de calibración.
- b) Fuentes de error.
- c) Resultados de las calibraciones.
- d) Divisores de tensión.

IV.-2.- CALIBRACION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL :

CONVECCION DEL AIRE.

IV.-3.- CALIBRACION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL PROTEGIDO.

IV.-4.- OSCILACIONES DE LAS FUENTES TERMICAS.

#### IV. 1.- CALIBRACION DE LOS FLUXIMETROS DE CALOR

##### a) Sistema de calibración.-

Puesto que las constantes de calibración son las relaciones entre las potencias que atraviesan los fluxímetros y la f.e.m. que nos suministran, necesariamente para su calibración requerimos una fuente de energía conocida. Esto lleva consigo que una vez disipada la potencia, debemos, por todos los medios, intentar que toda ella atraviese a los fluxímetros. Por ello, el montaje de calibración, tendrá la configuración de dos fluxímetros con la pantalla adiabática lateral controlada y empaquetado entre ambos, la fuente calefactora, consistente en una placa de aluminio anodizado de 2 mm de espesor, surcado por ranuras en las que se ha embutido una resistencia de Evanhom de aproximadamente 100  $\Omega$ .

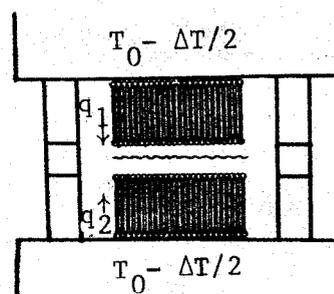
Puesto que intentamos obtener, simultáneamente, las dos constantes de calibración, necesitamos dos grados de libertad independientes para poder así, plantear sus correspondientes ecuaciones.

Si aplicamos una diferencia de temperatura entre las dos fuentes térmicas, sin generar potencia en la resistencia calefactora, tendremos, según la figura adjunta:

$$(1) \quad q_1' + q_2' = 0$$

Mientras que si generamos una potencia W:

$$(2) \quad W + q_1 + q_2 = 0$$



Los dos grados de libertad independientes son, obviamente la diferencia de temperatura y la potencia  $W$ .

Puesto que

$$q_1 = K_1 \cdot V_1 \quad q_2 = K_2 \cdot V_2$$

siendo  $V_1$  y  $V_2$  los voltajes de salida de cada fluxímetro, las ecuaciones (1) y (2) se convierten en:

$$(3) \quad K_1 \cdot V_1' + K_2 \cdot V_2' = 0$$

$$(4) \quad W + K_1 \cdot V_1 + K_2 \cdot V_2 = 0$$

que constituye un sistema de dos ecuaciones independientes con dos incógnitas.

Si consideramos la ecuación (3) como un caso particular de la (4), podemos mirarla como la ecuación de un plano en el espacio de coordenadas  $(W, V_1, V_2)$ . Así, si representamos el conjunto de puntos en dicho espacio, debemos de obtener un plano que pase por el origen de coordenadas. En realidad, ésta última condición no es estrictamente cierta, de existir las inevitables pérdidas laterales. Es por ello, que nosotros ajustaremos al conjunto de puntos la ecuación:

$$(5) \quad W + K_1 \cdot V_1 + K_2 \cdot V_2 + P = 0$$

Durante este período de calibración se ha puesto de manifiesto la influencia que tiene el medio exterior inmediato sobre nuestro sistema. En consecuencia, hemos procedido a aislar todos y cada uno de los elementos del sistema en contacto directo con el aire: tubos de conducción del agua de termostatación, piezas de aluminio exteriores, ...

Por otro lado, se ha observado el rizado de los volta-

jes, de salida de los fluxímetros, estimándose en  $10 \mu\text{V}$ .

Se observó una diferencia en el flujo de calor entre los dos fluxímetros superiores y los dos fluxímetros inferiores. Este efecto, se subsanó, apretando los cuatro tornillos que aprisionan a los fluxímetros con el calefactor; dado que todo el sistema era buen conductor, las resistencias térmicas de contacto producían un efecto relativo importante.

El voltaje aplicado a la resistencia de calefacción, se realizaba a través de una resistencia patrón de  $100 \Omega$  con una fuente de voltaje.

Las salidas de los fluxímetros de calor, eran leídas en un digitalizador con  $10^{-4}$  V de resolución, a través de una amplificación ( $\times 100$ ) proporcionada por el amplificador Keithley 140.

Desde el momento en que se cambiaba la potencia de calefacción hasta que se lograba un equilibrio, transcurría un tiempo de 15 min. No obstante, la medida se efectuaba transcurridos 30 min. Esta se realizaba durante un intervalo de varios minutos, promediando los valores.

#### b) Fuentes de error.

La potencia calefactora que se suministra al sistema, no la reciben íntegramente los dos fluxímetros, puesto que existen pérdidas laterales. Estas pérdidas laterales, son controladas por los termómetros diferenciales entre los fluxímetros de calor y el anillo de guarda. Podemos realizar una evaluación de estas pérdidas de calor, teniendo en cuenta la geometría de todo el sistema y suponiendo que la diferencia de temperatura máxima entre los fluxímetros y el anillo de guarda es de  $210^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ , dado que la f.e.m. de

salida de los termómetros diferenciales se observaba con un multímetro, apreciando  $0.2 \mu\text{V}$ . Teniendo en cuenta cables de salida, aire interpuesto ..., arroja un valor de

$$P \approx 50 \mu\text{W}$$

Por otro lado, la potencia  $W$  es calculada con un error

$$\frac{\delta W}{W} \approx \frac{\delta V_{100}}{V_{100}} + \frac{\delta V_R}{V_R}$$

donde  $V_{100}$  y  $V_R$  son los voltajes leídos sobre las resistencias patrón y de calefacción, respectivamente.

Podemos acortar este error en el valor

$$|\delta W| < 2 \left| \frac{\delta V_{100}}{V_{100}} \right| W_{\text{max}} \approx 0.15 \text{ mW.}$$

En cuanto al rizado de la potencia suministrada debida a la estabilidad de la fuente de tensión, puede estimarse en un valor máximo de  $70 \mu\text{W}$ . No obstante, la mayor fuente de error proviene del rizado que posee la f.e.m. de salida de los fluxímetros, producido éste por la termostatación. Como hemos dicho éste, era de  $10 \mu\text{V}$  y al no realizarse promedio temporal, hemos de tomar este valor como imprecisión en la medida de las fuerzas electromotrices de los fluxímetros.

Sumando todos estos errores, podemos poner:

$$|\Delta W| < 0.8 \text{ mW}$$

en consonancia con la próxima sección.

### c) Resultados de las calibraciones.-

En la tabla I siguiente, se dan las f.e.m. proporcionadas por los cuatro fluxímetros y las potencias desarrolladas en los dos calefactores.

$V_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$W_{12}$ (mW)	$W_{34}$ (mW)	$V_3$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_4$ ( $\mu\text{V}$ )
- 4163	+4152	0.0	0.0	1796	-1769
- 6036	+2194	201.5	9.540	1710	-1869
- 7892	+ 358	395.6	35.36	1474	-2101
-11676	-3401	794.0	57.29	1271	-2303
-10725	-2512	696.1	76.94	1064	-2448
- 9784	-1619	599.8	93.67	898	-2577
- 8839	- 698	501.1	112.4	740	-2758
- 6904	+1170	300.7	132.3	553	-2930
- 4973	+3042	100.4	153.9	362	-3137
- 5141	+5102	0.0	177.4	124	-3330
- 6106	+4130	102.2	23.59	1513	-1933
- 7052	+3194	201.5	0.0	1720	-1709
- 7992	+2230	301.5	0.0	3670	-3620
- 8947	+1281	402.1	0.2436	3641	-3599
- 9929	+ 321	504.6	0.4559	3625	-3597
- 8427	+1780	348.4	3.974	3606	-3643
- 7511	+2689	252.1	6.610	3580	-3663
- 6419	+6377	0.0	9.196	3551	-3675
- 6714	+6096	30.57	13.33	3516	-3719
- 7073	+5731	68.38	18.04	3408	-3681
- 7552	+5261	118.6	0.0	3650	-3610
- 8203	+4624	186.3	23.92	3421	-3810
- 8577	+4244	226.0	29.78	3356	-3849
- 9015	+3784	273.2	36.31	3253	-3873
- 9304	+3435	306.7	42.50	3193	-3930
- 7944	+4890	158.3	55.38	3078	-4051

$V_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$W_{12}$ (mW)	$W_{34}$ (mW)	$V_3$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_4$ ( $\mu\text{V}$ )
- 7630	+ 7585	0.0	64.25	3021	-4148
- 8773	+ 8709	0.0	74.39	3021	-4326
-10283	+ 7183	159.6	83.21	2929	-4395
-10695	+ 6750	204.6	94.16	2827	-4493
- 9889	+ 7506	122.0	107.5	2747	-4653
- 9561	+ 7812	88.92	119.3	2652	-4771
-11100	+ 6261	251.6	134.4	2520	-4922
- 4221	+ 4191	0.0	149.8	2505	-5164
- 4535	+ 4520	0.0	161.8	2357	-5238
- 7417	+ 1326	320.1	178.6	2184	-5365
- 9857	+ 1084	576.0	194.5	1989	-5470
- 8549	+ 196	439.3	212.1	1825	-5621
- 9936	+ 9873	0.0	249.5	1488	-5960
- 9866	+ 9810	0.0	277.0	1227	-6201
-11076	+ 8640	125.3	0.0	4224	-4185
-11742	+ 7948	196.6	23.45	4021	-4402
-12686	+ 6983	297.6	46.40	3823	-4619
-13679	+ 5974	403.9	69.57	3594	-4810
-14441	+ 5207	483.9	0.0	4296	-4253
-15555	+ 4097	601.2	184.0	2645	-5930
-15021	+ 4587	545.5	203.3	2460	-6096
-14781	+14696	0.0	217.8	2285	-6187
-15414	+14040	67.37	237.4	2124	-6381
-15868	+13536	118.7	260.1	1934	-6600
-16480	+12862	186.1	275.4	1789	-6728

$V_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$W_{12}$ (mW)	$W_{34}$ (mW)	$V_3$ ( $\mu\text{V}$ )	$V_4$ ( $\mu\text{V}$ )
-17299	+12054	272.1	298.3	1561	-6928
-18127	+11167	362.0	0.0	3051	-3017
-18187	+11068	370.4	171.1	1504	-4572
-19254	+10004	482.8	207.7	1174	-4906
-20458	+ 8753	613.5	243.8	852	-5245
-19752	+ 9450	538.8	266.3	660	-5455
-18618	+10599	418.1	288.5	453	-5654
-17623	+11555	314.9	0.0	1930	-1907
-16762	+12414	224.5	179.1	307	-3533
-16101	+13068	154.7	195.2	165	-3678
-15489	+13653	91.69	211.7	20	-3833
			230.0	- 128	-4013
			249.1	- 354	-4140
			268.7	- 522	-4327
			289.5	- 686	-4541
			309.1	- 858	-4721
			324.6	- 999	-4857
			0.0	1939	-1928

Tabla I. Variables para la deter  
minación de las constantes de ca  
libración de los fluxímetros.

Estos datos se han ajustado a una ecuación tal como la (5), según una regresión múltiple lineal.

De ésta manera, obtenemos los siguientes valores con sus correspondientes errores standard:

$$K_1 = 52.583 \text{ A} \quad S_{K_1} = 0.017 \text{ A}$$

$$K_2 = 52.892 \text{ A} \quad S_{K_2} = 0.017 \text{ A}$$

$$K_3 = 54.855 \text{ A} \quad S_{K_3} = 0.028 \text{ A}$$

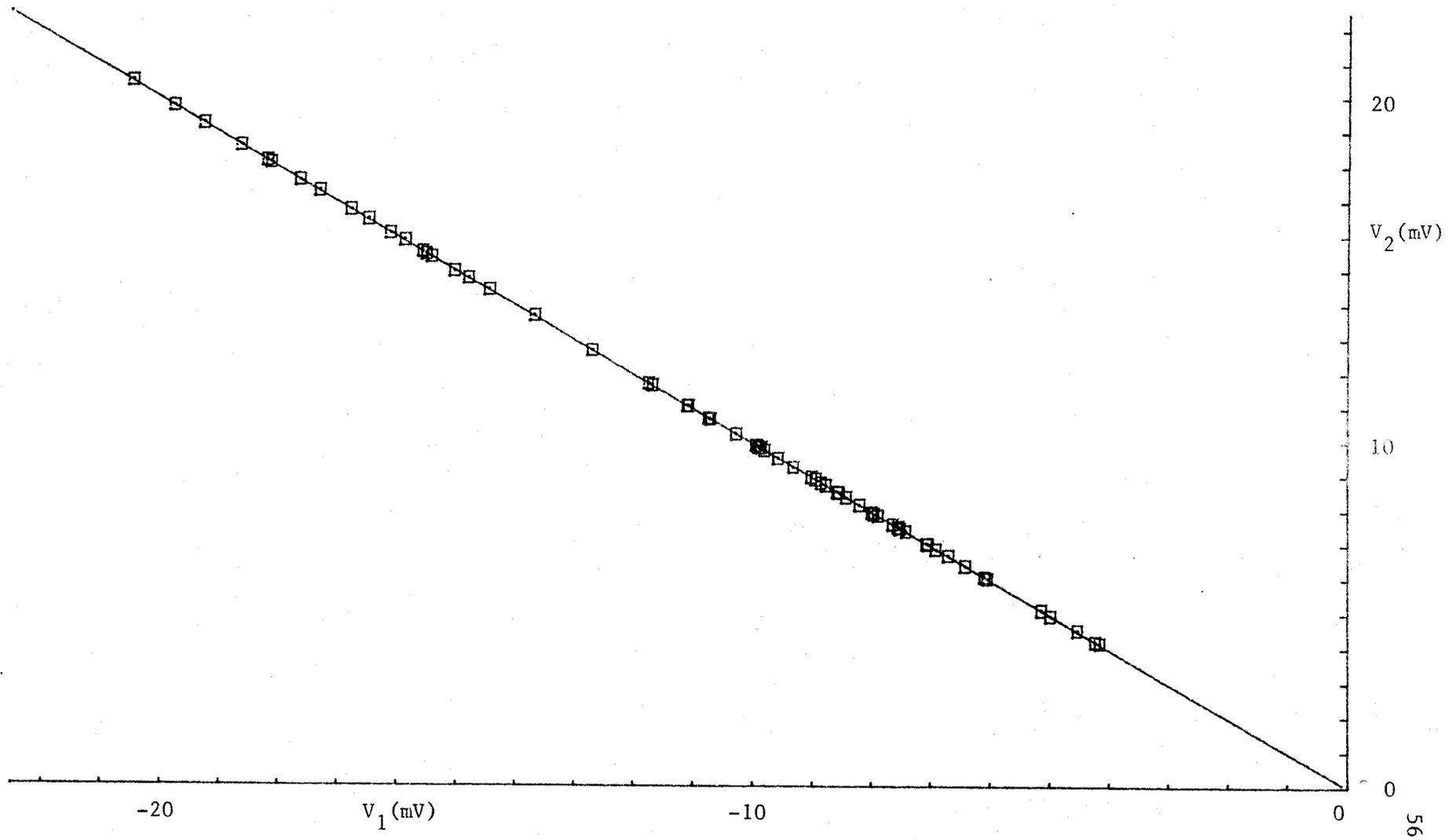
$$K_4 = 55.560 \text{ A} \quad S_{K_4} = 0.030 \text{ A}$$

Igualmente, del anterior ajuste, se obtienen los siguientes valores para el término independiente P de la ecuación (5) y la desviación standard de la potencia W :

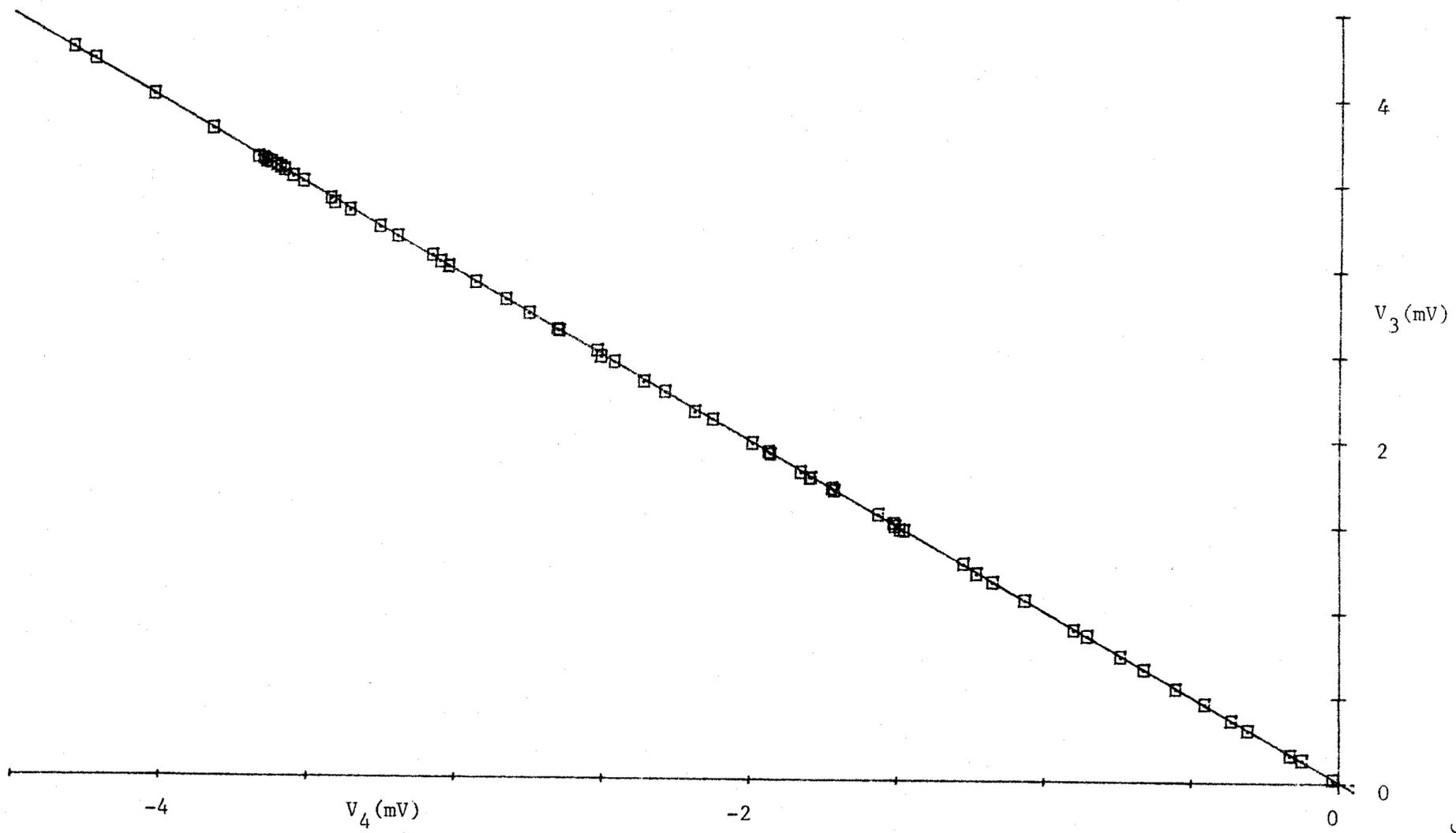
$$P_{12} = 3.2610^{-4} \text{ W} \quad S_{W_{12}} = 4.6210^{-4} \text{ W}$$

$$P_{34} = 3.7310^{-4} \text{ W} \quad S_{W_{34}} = 3.2310^{-4} \text{ W}$$

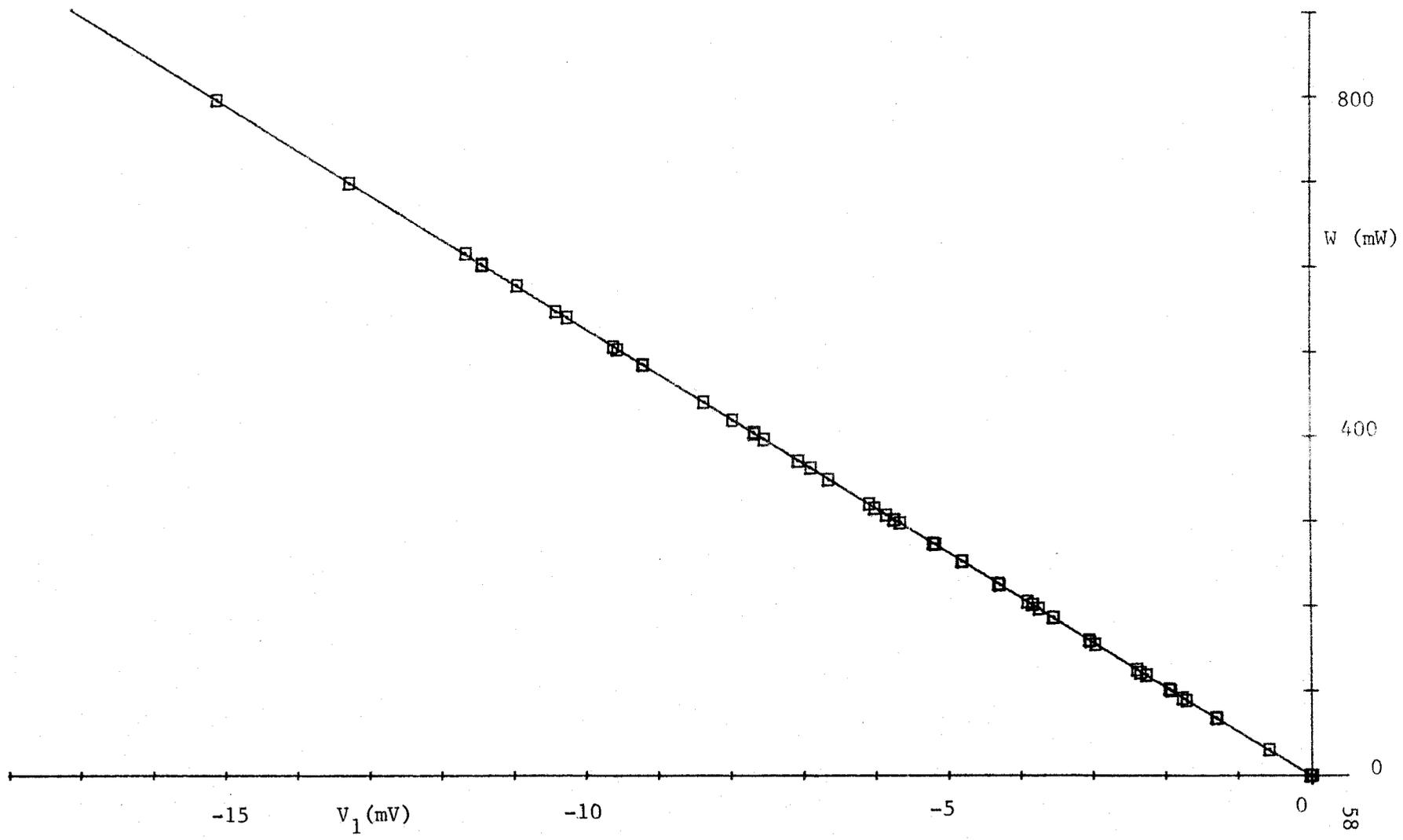
Para poder ver todos los puntos representados, realizamos dos proyecciones de éstos paralelamente al plano de mejor ajuste. La primera proyección, se realiza sobre el plano  $W = 0$  y la segunda, sobre uno de los otros dos planos, resultando los cuatro gráficos de las páginas siguientes.



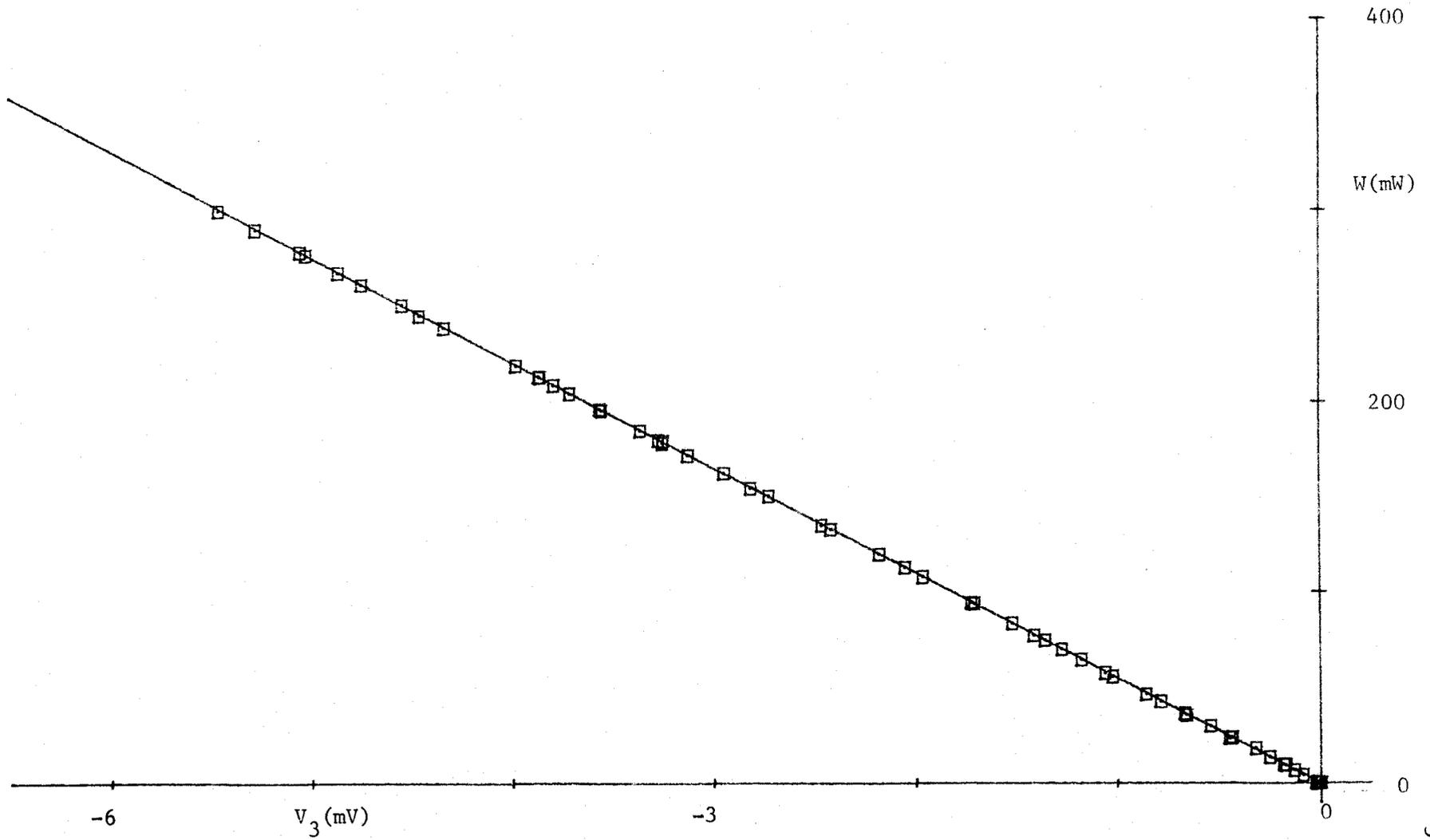
Graf. IV. 1. Proyección sobre el plano  $W=0$ . (Fluxímetros 1 y 2)



Graf. IV. 2. Proyección sobre el plano  $W=0$ . (Fluxímetros 3 y 4)



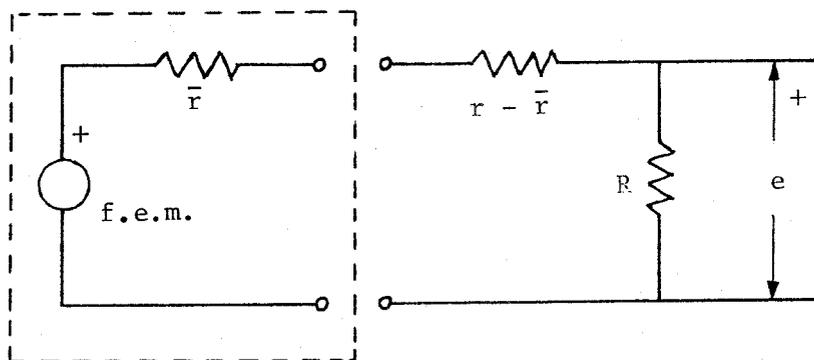
Graf. IV. 3. Proyección sobre el plano  $V_2=0$ . (Fluxímetros 1 y 2)



Graf.IV.4. Proyección sobre el plano  $V_4=0$ . (Fluxímetros 3 y 4)

d) Divisores de tensión.-

Como ya se ha mencionado, al poseer los distintos fluxímetros de calor, diferentes constantes de calibración, se hace necesario, con vistas a poner en oposición las salidas de dichos fluxímetros, realizar un circuito que reduzca a una sola, todas estas constantes de calibración. A cada fluxímetro, representado eléctricamente por el interior de la línea a trazos, se le conecta en serie una resistencia  $(r - \bar{r}) > 0$  y otra en paralelo  $R$ . La resistencia  $\bar{r}$  comprende no solo la correspondiente a todos los hilos de los termopares de que se compone el fluxímetro de calor, sino además, de la resistencia de los cables de salida.



La diferencia potencial  $e$  será:

$$e = \text{f.e.m.} \frac{R}{R + r}$$

Si  $K$  es la constante de calibración del fluxímetro en cuestión y  $K_0$  constituye una nueva contante, tendremos:

$$q = K \text{ f.e.m.}$$

de manera que:

$$e = \frac{R}{R + r} \frac{q}{K} = \frac{q}{K_0}$$

De donde:

$$K_o = K \frac{R + r}{R}$$

Con objeto de que la potencia Peltier generada en las soldaduras de cada flexímetro de calor al pasar por éstos una intensidad eléctrica, sea despreciable frente a la potencia calorífica que le atraviesa, se han elegido para R, valores próximos a 500  $\Omega$ . Estas resistencias se han realizado arrollando hilo de constantan de 0.05 mm de diámetro sobre un tubo de aluminio anodizado. Los valores de estas resistencias son los siguientes:

$$R_1 = 516.5 \Omega \quad R_2 = 511.7 \Omega \quad R_3 = 503.8 \Omega \quad R_4 = 512.7 \Omega$$

También se han medido las resistencias  $\bar{r}$  de cada fluxímetro de calor. Esto se ha hecho con un puente de Whestone convencional de cuatro décadas. La intensidad generada por el puente desestabilizaba térmicamente por efecto Peltier al fluxímetro en cuestión, durante el proceso de medida, hasta conseguir un estado de equilibrio; en este punto, la resistencia medida por el puente sería:

$$r_{\text{medida}} = \bar{r} + \frac{\text{f.e.m.}}{I}$$

Si instantaneamente invertimos el sentido de la corriente conectando el fluxímetro al puente de Wheastone al revés, se mide nuvamente una resistencia

$$r'_{\text{medida}} = \bar{r} - \frac{\text{f.e.m.}}{I}$$

de modo que el valor de  $\bar{r}$  será:

$$\bar{r} = \frac{1}{2} (r_{\text{medida}} + r'_{\text{medida}})$$

La condición de ser instantáneo el proceso de inversión de la corriente, se verifica bastante bien, dado que el fenómeno de desestabilización, es de tipo térmico.

Los valores medidos son:

$$\begin{aligned}\bar{r}_1 &= 3.100 \, \Omega & \bar{r}_3 &= 3.055 \, \Omega \\ \bar{r}_2 &= 3.093 \, \Omega & \bar{r}_4 &= 3.046 \, \Omega\end{aligned}$$

De los cuatro valores que se obtienen para la expresión

$\left[ K_i \cdot \frac{R_i + \bar{r}}{R} \right]$  el mayor de todos corresponde al fluxímetro cuarto.

De esta forma, se ha elegido para  $K_o$  el valor de

$$K_o = 55.894 \, A$$

Para que todos los fluxímetros tengan una constante de calibración, "ficticia", igual a  $K_o$ , se han tenido que construir resistencias  $(r_i - \bar{r}_i)$  de acuerdo con los valores:

$$\begin{aligned}r_1 - \bar{r}_1 &= 29.44 \, \Omega & r_3 - \bar{r}_3 &= 6.486 \, \Omega \\ r_2 - \bar{r}_2 &= 25.97 \, \Omega & r_4 - \bar{r}_4 &= 0.024 \, \Omega\end{aligned}$$

Estas resistencias se han realizado utilizando constantan de 0.125 mm de diámetro e hilo de cobre de 0.2 mm. Las medidas y comprobación de todas estas resistencias se han hecho con un puente de Wheastone convencional de cuatro décadas, puesto que es suficiente, dado el análisis de propagación de errores siguientes:

$$\begin{aligned}\left| \frac{\delta K_o}{K_o} \right| &\approx \left| \frac{\delta K_i}{K_i} \right| + |\delta R_i| \left( \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_i + r_i} \right) \\ &+ \frac{\delta r_i + \delta (r_i - \bar{r}_i)}{R_i + r_i}\end{aligned}$$

Se tiene:

$$\delta R_i \left( \frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_i + r_i} \right) \leq 1.310^{-5}$$

$$\frac{\delta r_i + \delta (r_i - \bar{r}_i)}{R_i + r_i} \leq 210^{-5}$$

de manera que:

$$\left| \frac{\delta K_o}{K_o} \right| \approx \left| \frac{\delta K_i}{K_i} \right| + 410^{-5} \approx \left| \frac{\delta K_i}{K_i} \right|$$

De esta manera, la constante de calibración unificada  $K_o$  será:

$$K_o = (55.894 \pm 0.032) \text{ A.}$$

IV. 2.- CALIBRACION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL:CONVECCION DEL AIRE

Antes de introducir en nuestro sistema experimental la caja de plexiglás <sup>con</sup> líquido, conviene ver cómo se comporta todo el sistema.

Para ello, se han hecho dos paralelepípedos de plexiglás, macizos, los cuales se han manipulado exactamente igual que si de una caja, con líquido dentro, se tratara. Esto es, con sus dos chapas de cobre de 2 mm de espesor, superior e inferior, con su termómetro diferencial adherido. Se han hallado los valores medios de los flujos de calor y de las temperaturas para 25 esta dos estacionarios. Estos valores, para un paralelepípedo, quedan reflejados en la tabla siguiente (tabla II).

Se hace necesario, para tratar estos datos, confeccionar un modelo de la conducción del calor en nuestro sistema experimental. Este es el siguiente:

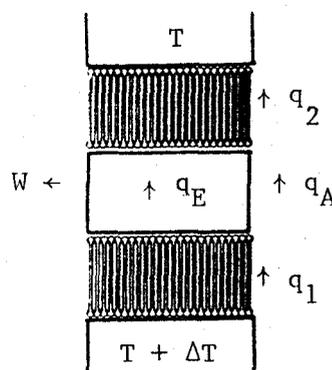
Por el fluxímetro 1 pasará el flujo de calor  $q_1$ , y por el 2,  $q_2$ , de manera que:

$$q_1 = q_E + q_A + W/2$$

$$q_2 = q_E + q_A - W/2$$

en donde  $W$  representa el flujo de calor perdido,  $q_A$  el flujo de calor que atraviesa el sistema, pero no el paralelepípedo de plexiglás, y,  $q_E$  el que atraviesa este último.

El término  $q_A$  debe ser esencialmente el calor transpor



$q_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T$ (K)
447.63	434.21	0.9473
* 451.75	433.93	0.9527
453.23	431.80	0.9529
1243.96	1232.35	2.6516
* 1255.52	1232.83	2.6648
1254.45	1231.78	2.6665
2042.22	2029.99	4.3583
* 2053.51	2029.34	4.3696
2054.14	2027.59	4.3736
2906.52	2894.32	6.1413
* 2892.22	2860.83	6.1580
2918.15	2895.86	6.1538
3394.05	3317.85	6.9999
* 3297.44	3263.80	7.0265
3393.57	3318.85	6.9992
3877.46	3781.37	7.8093

\* Estado de conducción.

	$q_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T$ (K)
*	3696.17	3654.29	7.8654
	3882.53	3782.34	7.8195
	5909.87	5761.14	11.1001
*	5309.42	5265.63	11.3117
	5933.02	5770.23	11.1369
	4884.57	4749.19	9.4368
*	4489.78	4448.46	9.5644
	4899.42	4752.42	9.4523
	6905.36	6763.12	12.7460
*	6102.66	6053.26	13.0061
	6910.54	6767.04	12.7561
	7717.04	7639.80	14.4494
*	6910.80	6856.75	14.7274
	7725.43	7643.52	14.4703
	8291.28	7538.59	15.5116

Tabla II: Variables para la calibración del sistema.

\* Estado de conducción.

tado por el aire que rodea al paralelepípedo de plexiglás.

Según las ecuaciones siguientes:

$$q_E + q_A = \frac{1}{2} (q_1 + q_2)$$

$$W = q_1 - q_2$$

Si representamos  $\frac{1}{2} (q_1 + q_2)$  frente al  $\Delta T$  que soporta el paralelepípedo de plexiglás, nos encontramos con dos conductas esencialmente distintas:

1).- Para aquellas situaciones en las que la temperatura más caliente es la superior (estado que denominamos de conducción), entonces:

$$q = \frac{1}{2} (q_1 + q_2) = \frac{\Delta T}{R} + P$$

$$R = 38.265 \text{ K/W}$$

$$S_R = 0.019 \text{ K/W}$$

$$P = -136 \text{ } \mu\text{W}$$

$$S_P = 117 \text{ } \mu\text{W}$$

$$\text{Coeficiente de correlación lineal} = 0.9999998$$

La resistencia térmica  $R$  se puede asimilar a la resistencia en paralelo del paralelepípedo de plexiglás y del resto (esencialmente aire). Si tomamos como conductividad térmica del plexiglás el valor  $1.9510^{-3} \text{ W/cm K}$ , obtenemos que la resistencia térmica de la caja, teniendo en cuenta sus dimensiones y a las dos placas de cobre, es:

$$R_P = 42.33 \text{ K/W.}$$

de manera que

$$R_{\text{resto}} = 398.46 \text{ K/W}$$

2).- Para las situaciones inversas que denominaremos de convección, podemos definir un número adimensional equivalente

al Nusselt para el aire:

$$Nu = \frac{q_A^{conv.}}{q_A^{cond.}} = \frac{\frac{1}{2} (q_1 + q_2)^{conv.} - Q_E}{\frac{1}{2} (q_1 + q_2)^{cond.} - Q_E} = \frac{\frac{1}{2} (q_1 + q_2)^{conv.} - \frac{\Delta T}{R_p} - P}{\frac{\Delta T}{R_{resto}}}$$

Así representado este número frente a  $\Delta T$  se tiene la gráfica adjunta.

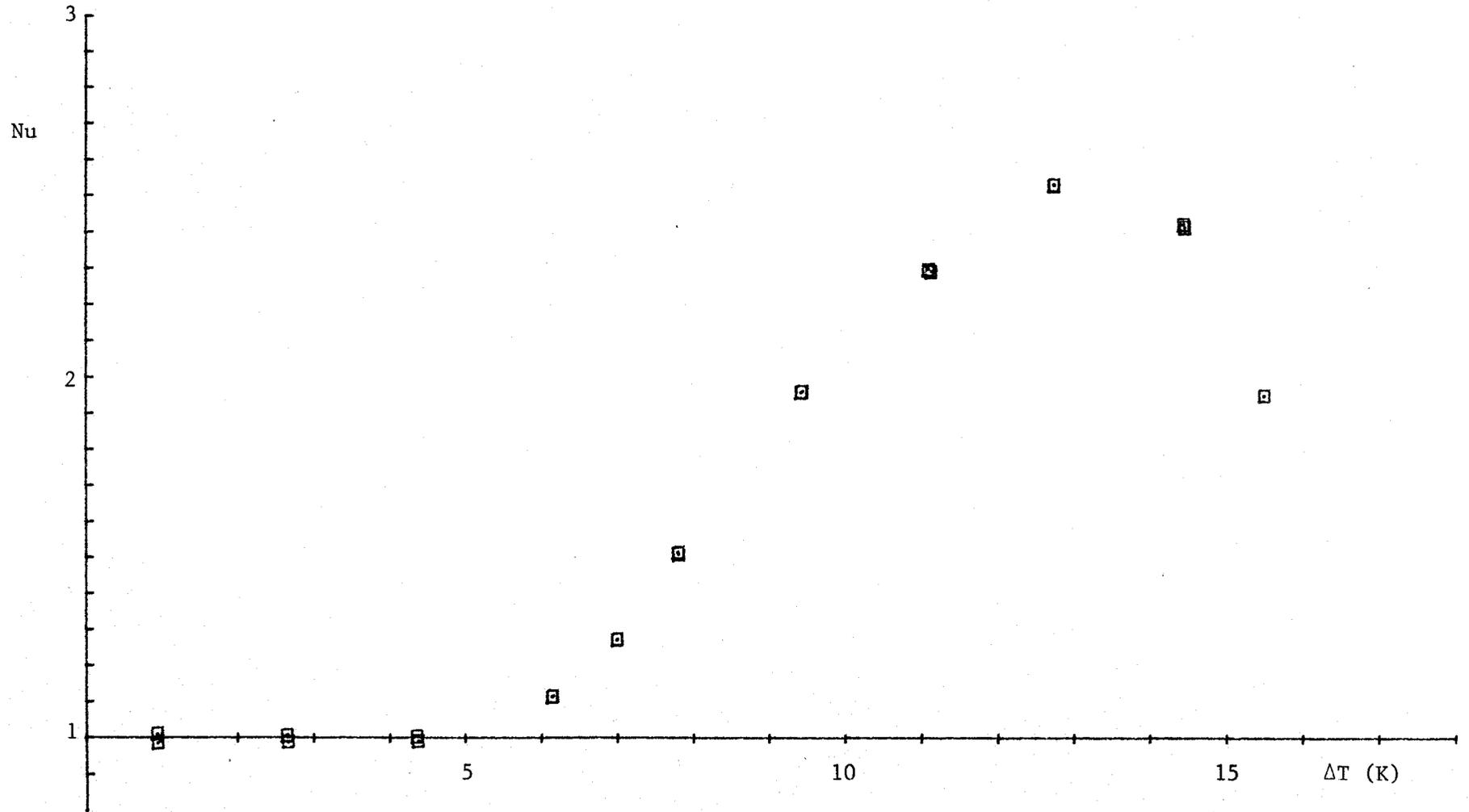
Este fenómeno de convección del aire que rodea al paralelepípedo de plexiglás, perturbará fuertemente las medidas durante la situación transitoria. Por ello, se hace necesario impedir que se produzca esta convección.

En cuanto a las pérdidas  $q_1 - q_2$ , se obtienen dos comportamientos paralelos a los ya vistos. Las dos gráficas siguientes así lo manifiestan.

En la gráfica de  $Nu$  frente a  $\Delta T$ , se observa un descenso de este número para  $\Delta T$  mayores de 12 K. Este efecto puede ser debido a que la convección del aire, es tan fuerte, que perturba a los termopares de que se componen los fluxímetros e incluso más, puede inducir la convección del aire interpuesto entre los hilos de los termopares.

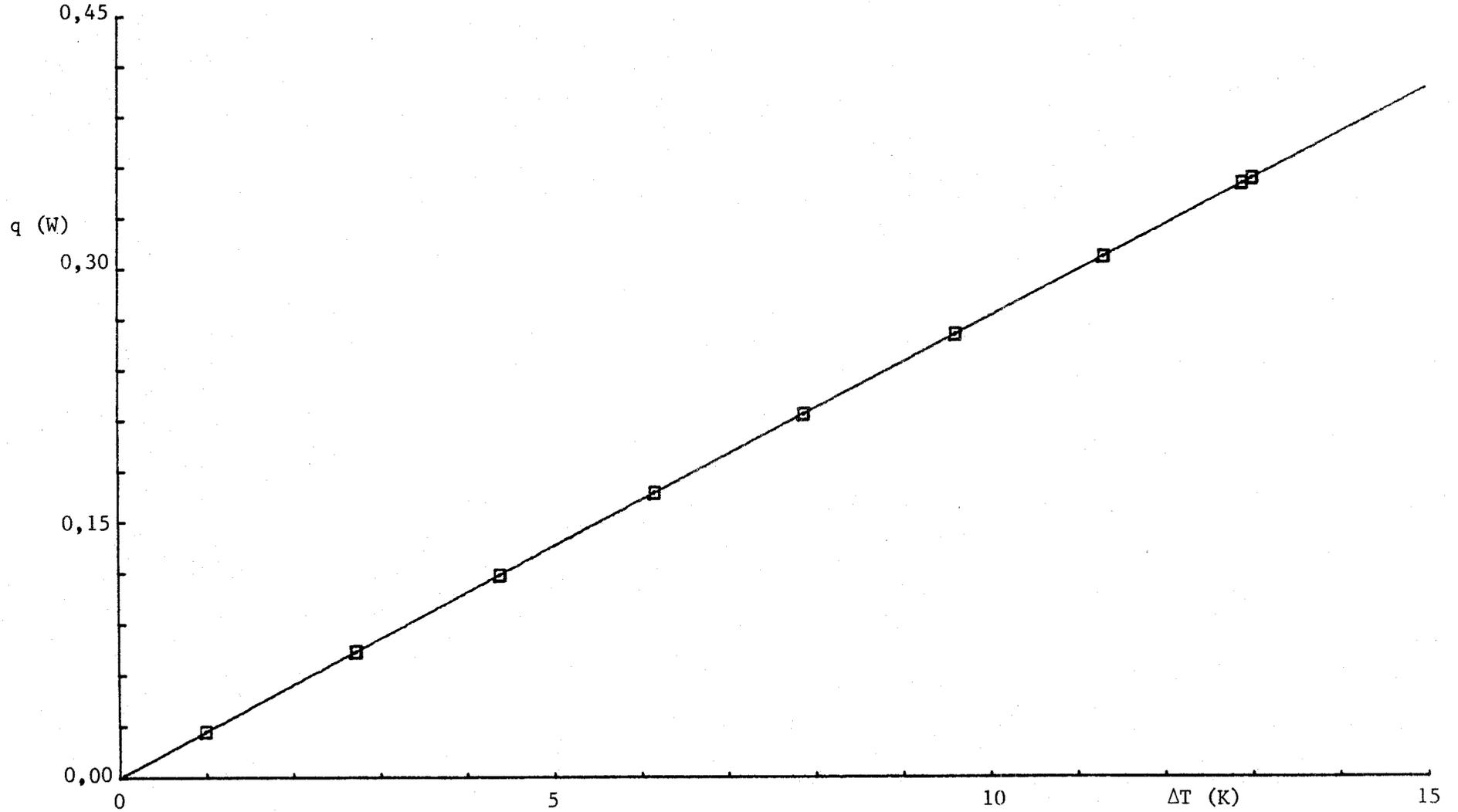
Para evitar esta convección del aire, hemos procedido en dos sentidos:

Al plexiglás que constituye parte del anillo de guarda, se le ha adosado una placa, también de plexiglás de 4 mm de espesor, dejando por un lado una cámara de aire de sólo 2 mm de espesor entre el paralelepípedo de plexiglás y esta placa y, por otro lado, una cámara de aire equivalente a la anterior entre esta placa y el anillo de guarda. De este modo, el aire, al intentar entrar en movimiento, se verá frenado practicamente por estas superficies



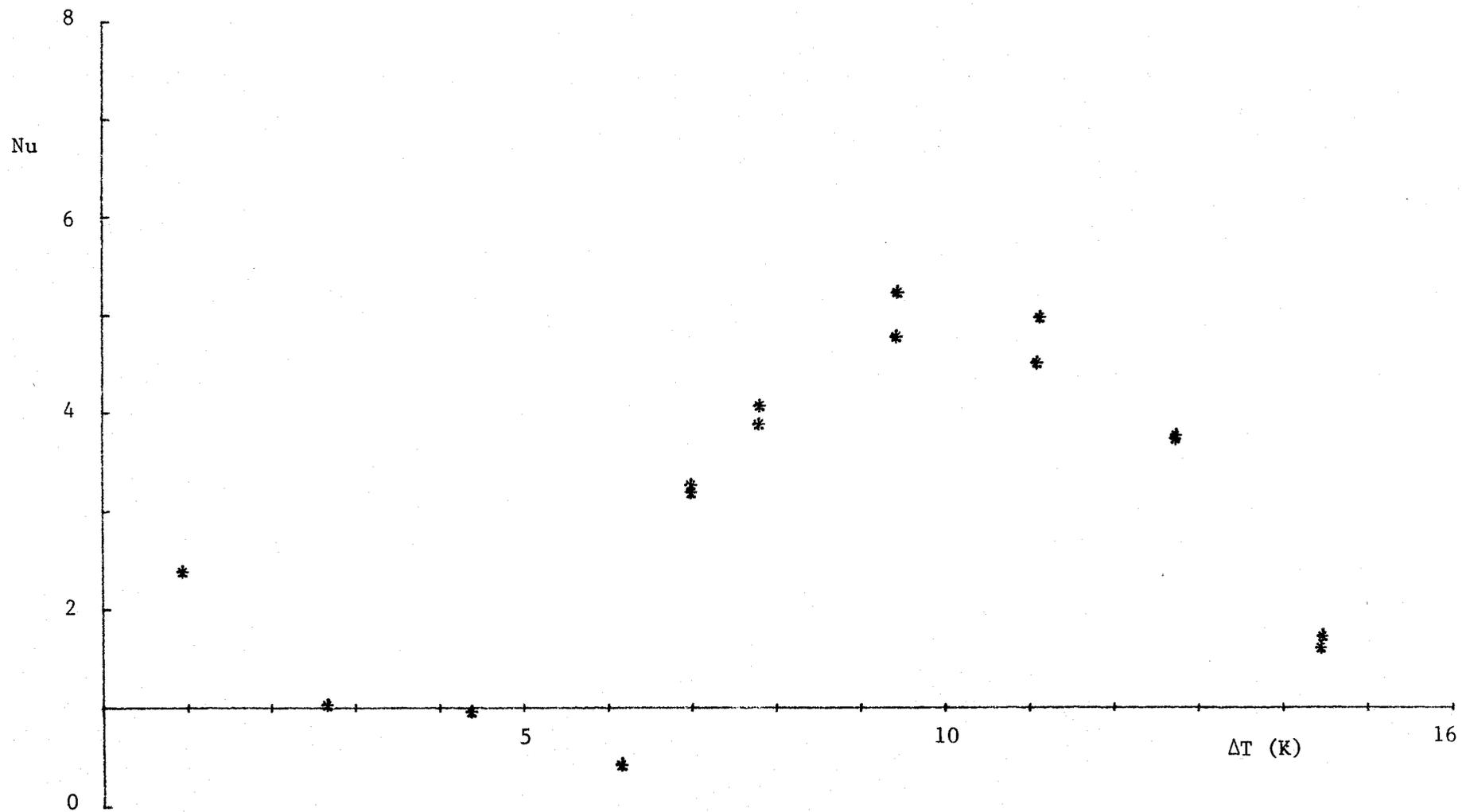
Graf.IV.5.- Número de Nusselt del aire frente al incremento de temperatura aplicado.

(Caja superior: Convección del aire).



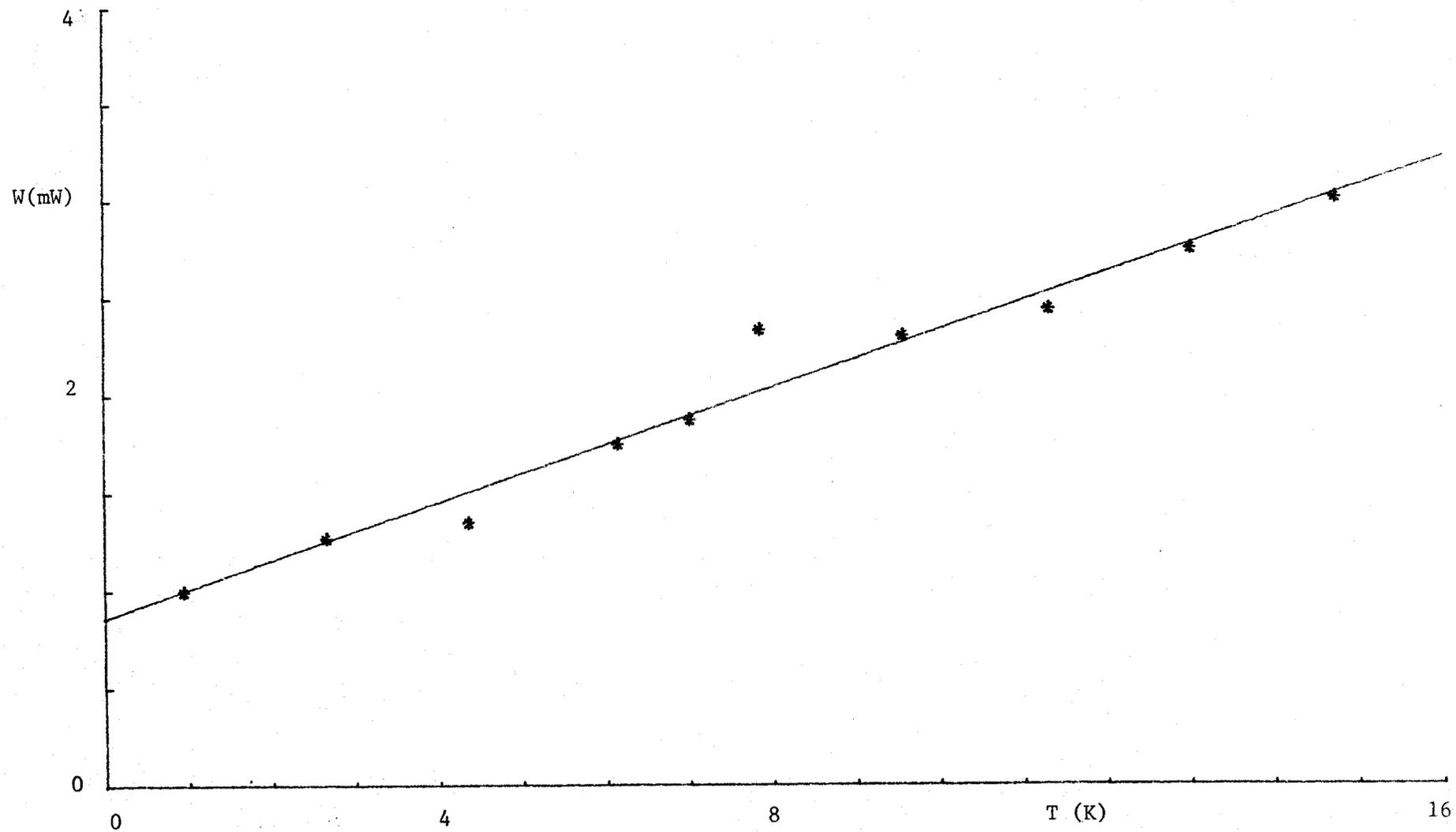
Graf.IV.6.-Flujo de calor total frente al incremento de temperatura aplicado.

(Caja inferior: Conducción).



Graf.IV.7.-Pérdidas de calor adimensionalidas frente al incremento de temperatura aplicado.

(Caja superior:Convección del aire).



Graf. IV.8.- Pérdidas de calor frente al incremento de temperatura aplicado (Caja inferior).

laterales adicionales.

Con idea de que los fluxímetros se encuentren más protegidos de la convección del aire, se ha rellenado de un material aislante, el espacio que existe entre éstos y el anillo de guarda.

Los nuevos resultados se pueden ver en la próxima sección.



#### IV. 3.- CALIBRACION DEL SISTEMA EXPERIMENTAL PROTEGIDO.-

Una vez se han llevado a cabo las protecciones del sistema descritas en el apartado anterior, se han realizado medidas tanto en situaciones estacionarias, como durante el transitorio.

Cada experiencia consta de dos procesos y, consecuentemente, de tres estados estacionarios:

a) el inicial, en donde el sistema 1-2 se encuentra arriba (con la fuente caliente debajo).

b) el intermedio, en donde el sistema 1-2 se encuentra debajo, y

c) el final, que coincide con el inicial.

Los valores de los flujos de calor arrojados por los cuatro fluxímetros, las dos diferencias de temperatura de los dos paralelepípedos de plexiglás, los valores de los niveles de la función

$$V = (q_2 - q_1) - (q_3 - q_4)$$

constituyen la tabla III que se adjunta.

Si aplicamos el modelo de la conducción del calor en nuestro sistema descrito en el apartado anterior, tenemos:

1.- Para los fluxímetros 1-2:

$$q = \frac{1}{2} (q_1 + q_2) = \frac{\Delta T}{R_{12}} + P_{12}$$

en donde

$$R_{12} = 36.70 \text{ K/W}$$

$$P_{12} = - 155 \text{ } \mu\text{W}$$

$q_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T_{12}$ (K)	$q_3$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_4$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T_{34}$ (K)	$V$ ( $\mu\text{V}$ )
6289.5	6285.1	12.899	6322.6	6289.2	12.946	-38.50
6283.6	6289.8	12.899	6318.0	6296.1	12.952	-16.52
6291.5	6291.9	12.907	6329.0	6291.6	12.956	-38.12
6342.4	6336.8	13.009	6376.1	6344.6	13.060	-38.49
6335.8	6343.4	13.013	6374.5	6350.1	13.067	-16.98
6349.4	6339.5	13.020	6379.6	6351.0	13.073	-38.71
5513.2	5512.5	11.318	5547.4	5514.0	11.360	-34.59
5508.7	5509.5	11.310	5536.7	5520.4	11.357	-16.08
5514.6	5507.9	11.313	5542.7	5515.6	11.357	-34.23
4684.1	4676.7	9.608	4706.7	4684.5	9.645	-30.14
4679.9	4684.1	9.611	4707.7	4689.6	9.651	-14.43
4684.7	4680.9	9.613	4710.4	4685.1	9.650	-30.05
3838.0	3838.3	7.879	3862.9	3838.4	7.910	-24.74
3836.8	3834.6	7.873	3854.4	3844.4	7.908	-12.60
3835.9	3833.1	7.871	3858.1	3836.1	7.903	-25.01
3002.6	2989.3	6.153	3008.7	3002.8	6.177	-19.45
2997.2	3002.3	6.158	3017.7	3003.5	6.185	- 9.77
3001.8	3000.8	6.161	3020.7	3001.8	6.186	-20.35
2124.7	2134.1	4.376	2147.9	2124.6	4.394	-14.55
2121.0	2133.0	4.370	2144.0	2125.5	4.389	- 7.14
2130.1	2121.4	4.369	2135.6	2130.1	4.386	-14.37
1320.4	1326.8	2.707	1336.0	1320.6	2.718	- 9.07
1320.7	1371.1	2.718	1325.8	1321.0	2.730	- 8.54
1320.4	1326.8	2.722	1336.0	1320.6	2.733	- 9.07
477.4	486.9	0.993	489.2	478.7	0.998	- 1.56

Tabla III: Variables para la calibración del sistema experimental protegido.

Con su coeficiente de correlación lineal de 0.9999996. Los errores standards de estas dos magnitudes son, respectivamente 0.02 K/W y 150  $\mu$ W. La desviación standard de la semisuma de los flujos de calor es  $3.110^{-4}$  W.

2.- Para los fluxímetros 3-4:

$$\frac{1}{2} (q_3 + q_4) = \frac{\Delta T}{R_{34}} + P_{34}$$

en donde

$$R_{34} = (36.72 \pm 0.02) \text{ K/W}$$

$$P_{34} = (-160 \pm 140) \mu\text{W}$$

Con un coeficiente de correlación lineal de 0.9999997. La desviación standard de la semisuma de los dos flujos de calor es  $2.810^{-4}$  W.

Como se ve por los coeficientes de correlación lineal, ya no existe diferencia cuando la fuente caliente está arriba o abajo. La convección del aire lateral ha desaparecido.

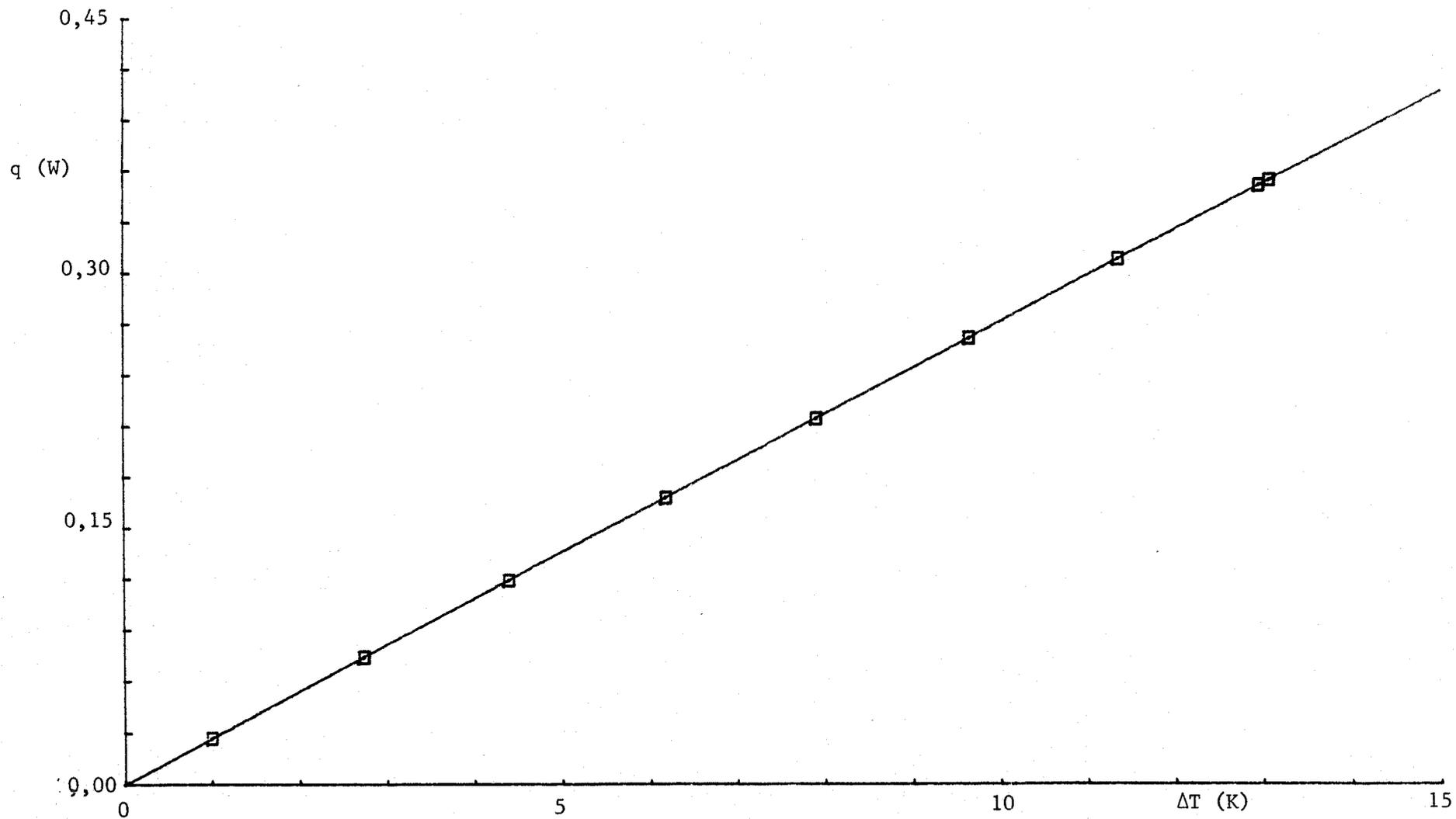
Los siguientes valores, son las resistencias térmicas asignadas al aire y demás elementos en paralelo con el paralelepípedo de plexiglás, para los dos sistemas:

$$\text{- Sistema 1-2: } R_{\text{aire}} = 275.88 \text{ K/W}$$

$$\text{- Sistema 3-4: } R_{\text{aire}} = 277.30 \text{ K/W}$$

Se puede observar como la diferencia entre cada una de estas resistencias térmicas y la del valor medio, es del orden de  $2.610^{-3}$ , reflejando este dato la similitud de comportamientos de los dos sistemas.

En lo que se refiere al capítulo de pérdidas laterales de calor, es la función V la que nos da la información que necesi



Graf.IV.9.-Flujo de calor total del sistema protegido frente al incremento de temperatura aplicado.

(Cajas superior e inferior: Sólo conducción).

tamos. Realizando un ajuste cuadrático de la función  $V$  respecto al incremento de temperatura medio de los dos paralelepípedos de plexiglás obtenemos:

$$V = A + B \Delta T + C \Delta T^2$$

siendo:

- para el sistema (1-2) arriba:

$$A = 9.2310^{-5} \text{ W} \quad B = -2.1710^{-4} \text{ W/K} \quad C = +3.4610^{-6} \text{ W/K}^2$$

Error standard de  $V$  : 19.0  $\mu\text{W}$

- para el sistema (1-2) abajo:

$$A = 1.0810^{-4} \text{ W} \quad B = -1.3410^{-4} \text{ W/K} \quad C = 4.1210^{-6} \text{ W/K}^2$$

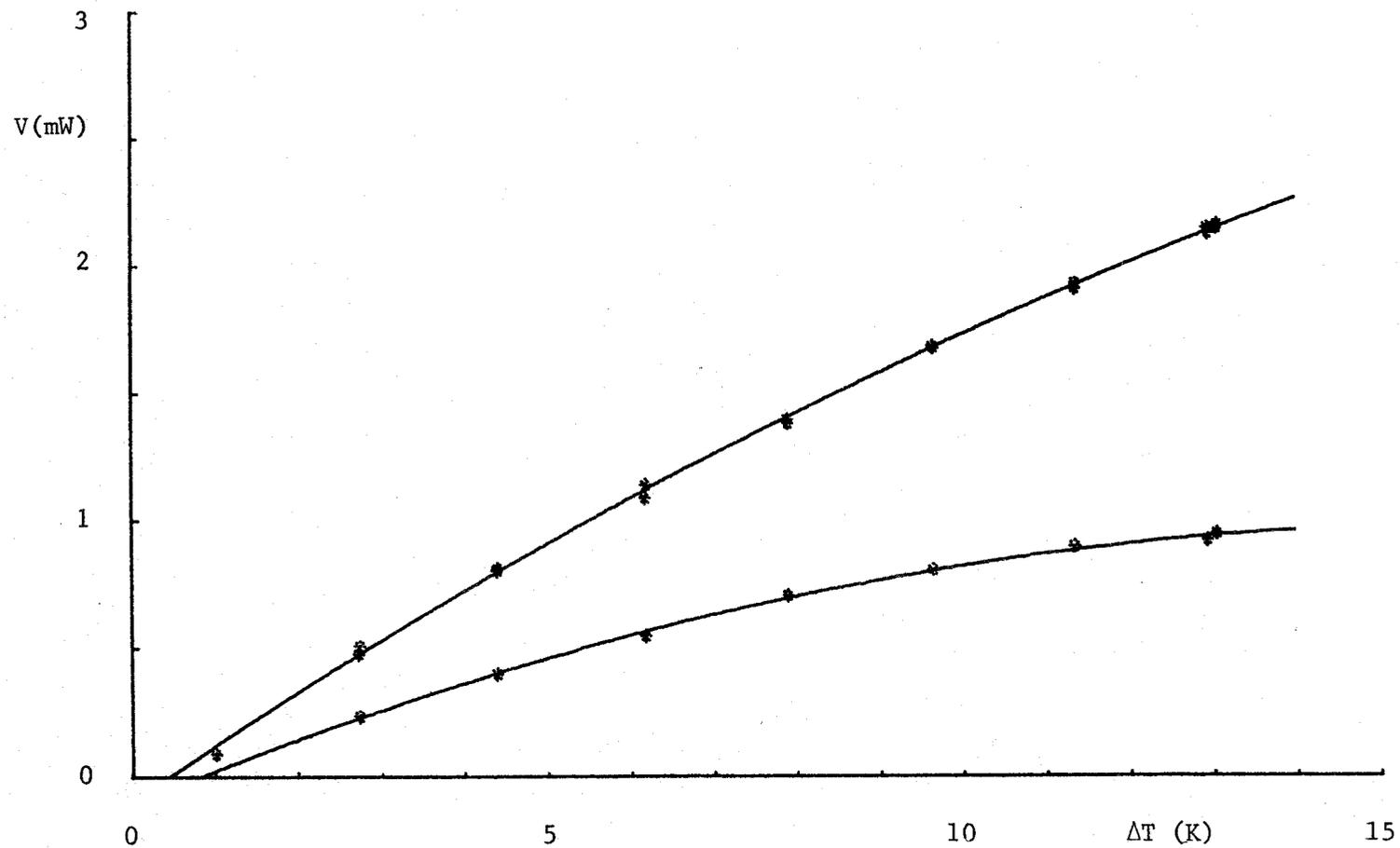
Error standard de  $V$  : 12.3  $\mu\text{W}$ .

La gráfica IV.10 expresa estos dos ajustes.

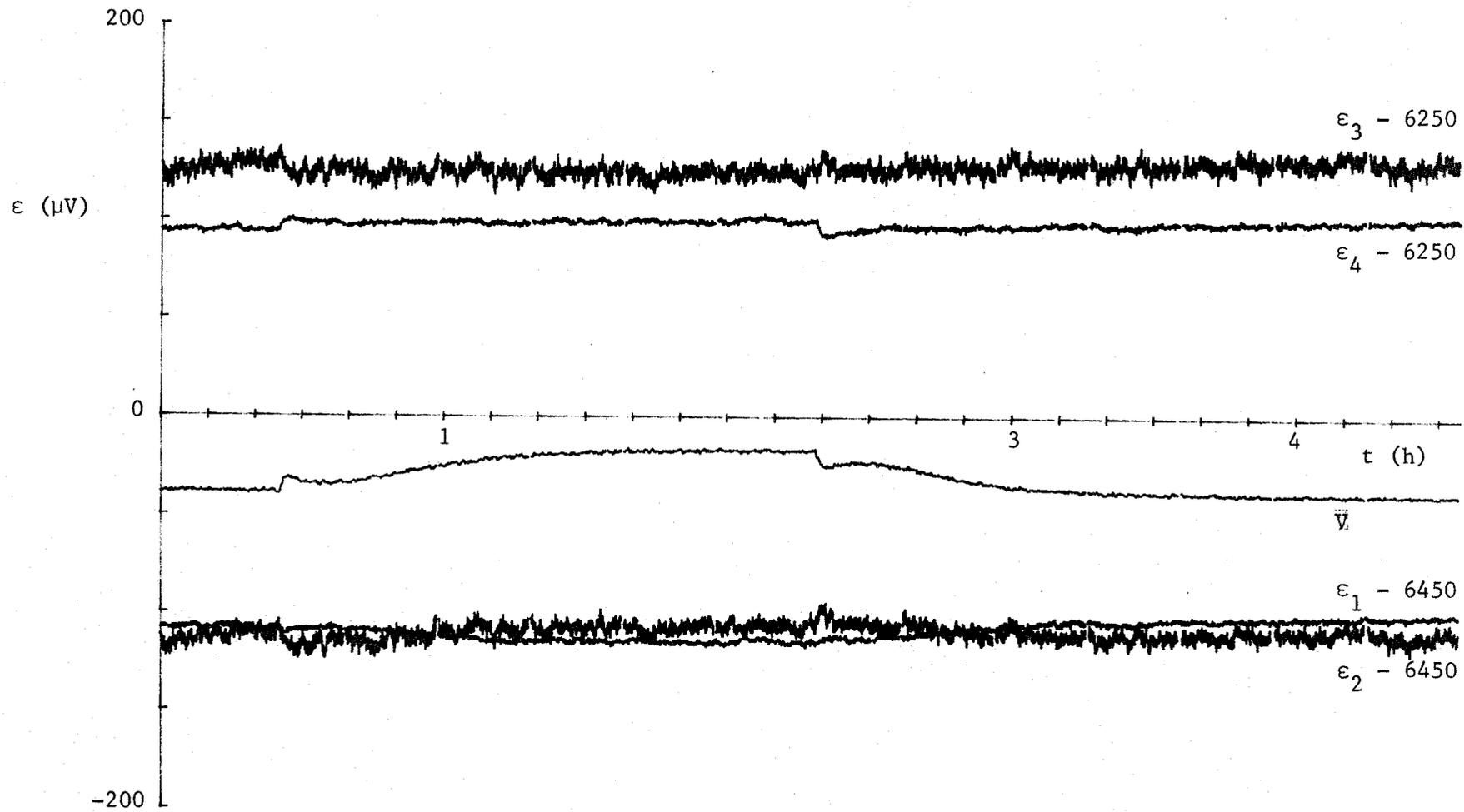
El tiempo de duración de cada experiencia era de 5 horas aproximadamente. La dependencia de los flujos de calor y de la función  $V$  del tiempo durante el proceso, queda reflejada en la gráfica IV.11. Se puede observar la conducta antisimétrica de  $V$ . Para poder ver mejor como cambian los flujos de calor durante el proceso, en la gráfica IV.12., se representan

$$(q_4 - q_1 + 5 \text{ mW}, V, q_2 - q_3 - 5 \text{ mW}).$$

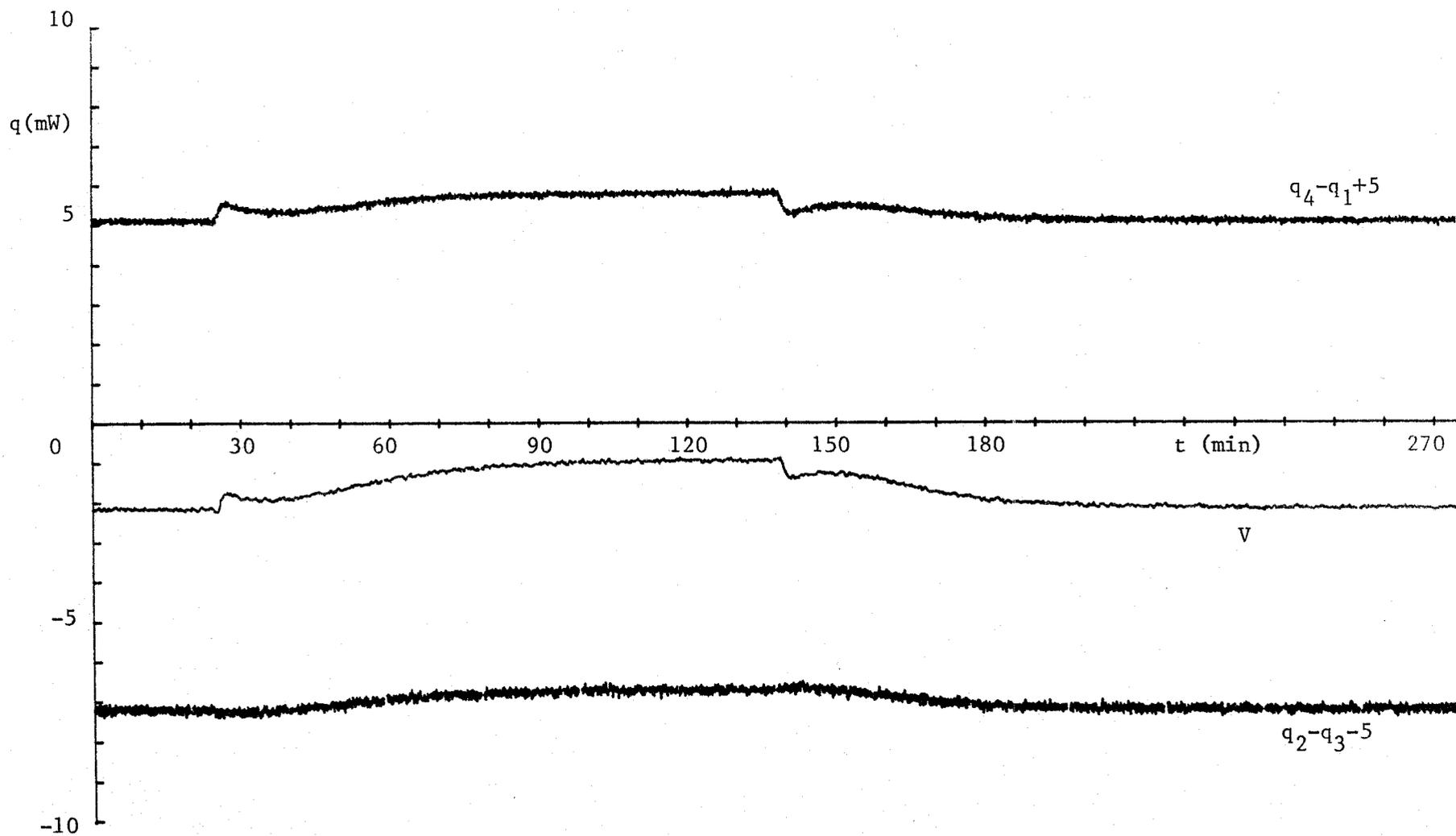
Estos comportamientos se repetían durante todo el ensayo en blanco.



Graf. IV.10.- Función  $|V|$  para el ensayo en blanco frente al incremento de temperatura aplicado.  
 Línea superior corresponde al sistema (1-2) arriba y la inferior, al sistema (1-2) abajo.



Graf. IV.11.- Ensayo en blanco.



Graf. IV.12.- Ensayo en blanco ( $\Delta T \approx 12.9K$ ).

#### IV. 4.- OSCILACIONES DE LAS FUENTES TERMICAS.-

Es interesante destacar cuán útil ha sido el montaje en oposición de los dos sistemas. En efecto, aunque las oscilaciones de los flujos de calor eran del orden de magnitud de 0.4 mW, efectos energéticos de esta magnitud, pueden observarse y medirse. Así por ejemplo, el rayo laser, cuando incidía sobre una de las cajas con fluido, ésta absorbía una cantidad de energía por unidad de tiempo igual a 0.21 mW.

Para poner, igualmente, de manifiesto el aumento de resolución debido al montaje en oposición, se han obtenido los histogramas de los cuatro fluxímetros de calor, así como de la función V. Este histograma, se ha realizado sobre las fluctuaciones habidas durante 5 horas, teniendo una de las cajas una estructura convectiva constituida por tres rollos.

Las desviaciones standards de los cuatro fluxímetros y de V son:

$$S_{q_1}' = 89 \mu W$$

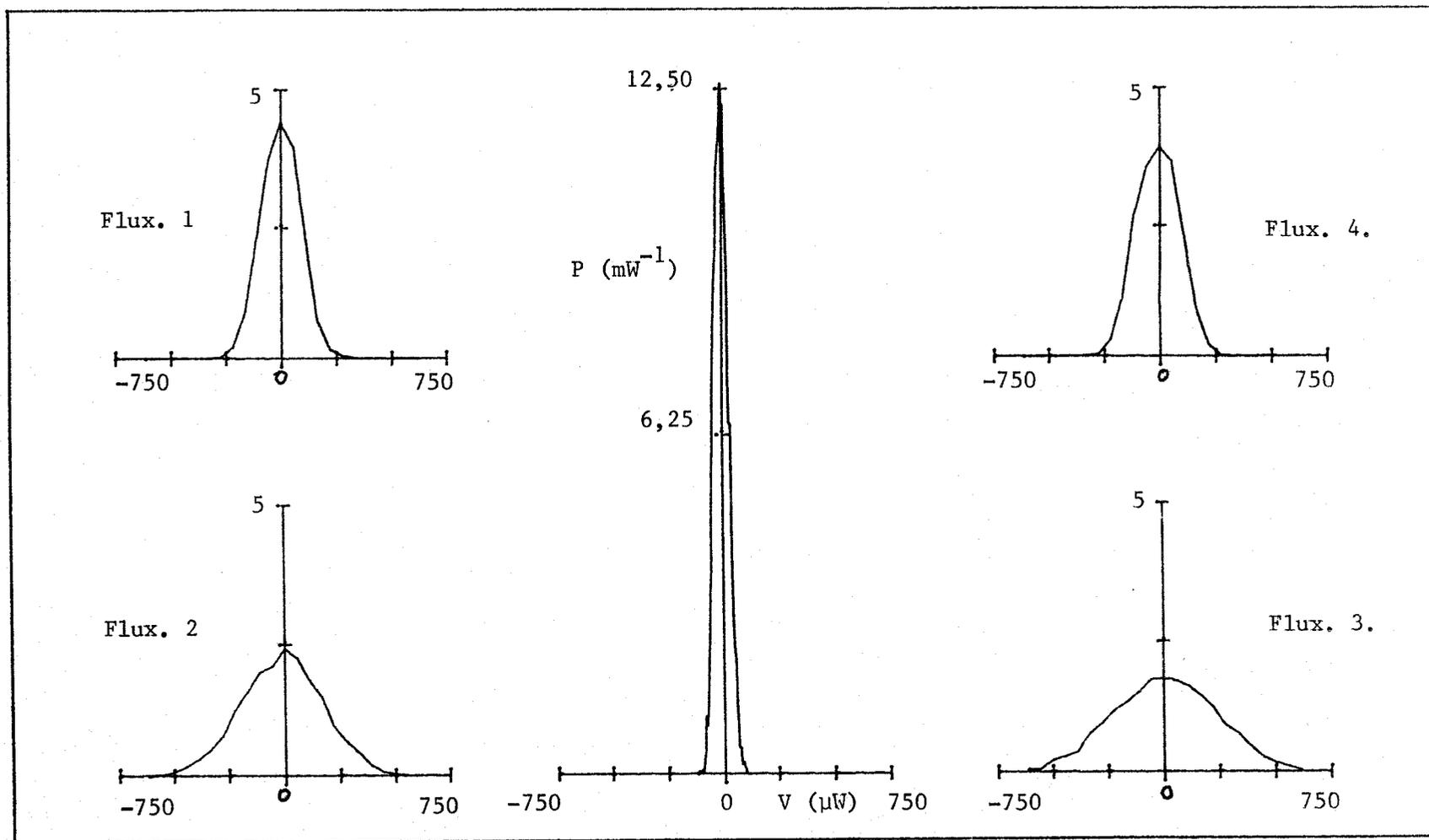
$$S_{q_2} = 182 \mu W$$

$$S_{q_3} = 231 \mu W$$

$$S_{q_4} = 95 \mu W$$

$$S_V = 32 \mu W$$

En la gráfica IV.13., se representan estos cinco histogramas.



Graf. IV.13.-Desviaciones de los flujos de calor y de la respuesta del montaje en oposición respecto a sus valores medios en estado estacionario, obtenidos durante cinco horas. Areas normalizadas.

## CAPITULO V

V. 1.- DESCRIPCION DE LA FENOMENOLOGIA OBSERVADA.-

V. 2.- TRANSPORTE DE CALOR POR CONVECCION: NUMERO DE NUSSELT.-

V. 3.- ENERGIA ESTRUCTURAL.-

a) Ligaduras impuestas por las fuentes térmicas.

b) Ecuaciones generales.

c) Estados estacionarios.

d) Ecuaciones dependientes del tiempo.

e) Termogramas.

f) Energía estructural.

V. 1.- DESCRIPCION DE LA FENOMENOLOGIA OBSERVADA.-

El fluido que se ha utilizado en todas nuestras experiencias ha sido aceite de silicona (Rhodorsil, 47V350) con las siguientes características a 40°C:

- Conductividad térmica . . . . .	1.70 10 <sup>-3</sup>	W/cm K
- Difusividad térmica . . . . .	1.02 10 <sup>-3</sup>	cm <sup>2</sup> /seg
- Coeficiente de dilatación . . . . .	9.06 10 <sup>-4</sup>	1/K
- Viscosidad cinemática . . . . .	238	cm <sup>2</sup> /seg
- Densidad . . . . .	0.956	gr/cm <sup>3</sup>

Todos estos datos han sido tomados de la Tesis doctoral de D. Jesús Moreno.

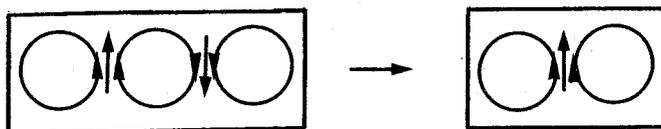
Se han llevado a cabo dos series de experiencias esencialmente distintas. En la primera, la convección del aire interpuesto entre el anillo de guarda y el fluido, ha jugado un papel importante. En la segunda, se ha eliminado este fenómeno añadido a nuestro problema.

A partir de aproximadamente 1°C de diferencia de temperatura aplicado al fluido, se formaban las estructuras convectivas formadas por dos rollos paralelos a la dimensión más pequeña de la caja.

Cuando la diferencia de temperatura aplicada al fluido era superior a 7°C aproximadamente, se podían formar dos o tres rollos; mientras que la primera posibilidad era siempre estable, la segunda, generalmente degeneraba en la primera. No obstante, en determinadas ocasiones, la estructura convectiva constituida

por tres rollos se podía llevar muchas horas (más de 20 horas) formada.

El paso de tres a dos rollos se realizaba, en primer lugar, aglutinando el rollo central a uno de los otros dos, de manera que quedase un flujo de calor central ascendente; en segundo lugar, procedía el fluido a un reajuste de las dos capas límites. Es en esta última parte, en donde el proceso energético tenía mayor importancia.



El proceso de destrucción de las estructuras convectivas es muy rápido, en contraposición con el de formación. Este, energéticamente, se desencadena aproximadamente a los 15 minutos de haberse realizado el giro.

En cuanto a las experiencias en las que se ha eliminado la convección de aire, no hemos observado la estructura convectiva a tres rollos.

V. 2.- TRANSPORTE DE CALOR POR CONVECCION:

NUMERO DE NUSSELT.-

El transporte de calor por convección es expresado, adimensionalmente, mediante el número de Nusselt. Esta es la relación entre el flujo de calor realizado por el fluido, cuando existe estructura (cc) y el mismo sin estructura (c):

$$(1) \quad N_u = \frac{Q_{cc}}{Q_c}$$

La tabla IV da los valores de los flujos de calor de los cuatro fluxímetros, los dos incrementos de temperatura y los niveles de la función V, en las situaciones estacionarias.

La caja de plexiglás con fluido se encuentra en el lugar denominado como (1-2), mientras que en el (3-4) hay un paralelepípedo de plexiglás.

Si representamos  $\frac{1}{2} (q_1 + q_2)_c$  para las situaciones conductivas del fluido frente al incremento de temperatura que éste soporta, obtenemos:

$$(2) \quad \frac{1}{2} (q_1 + q_2)_c = \frac{\Delta T}{R_T} + W$$

en donde  $R_T$ , W y sus errores standards son:

$$R_T = 39.110 \text{ K/W}$$

$$S_R = 0.021 \text{ K/W}$$

$$W = 365 \text{ } \mu\text{W}$$

$$S_W = 105 \text{ } \mu\text{W}$$

El coeficiente de correlación lineal es de 0.9999998 y la desviación

$q_1$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_2$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T_{12}$ ( $\mu\text{V}$ )	$V$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_3$ ( $\mu\text{V}$ )	$q_4$ ( $\mu\text{V}$ )	$\Delta T_{34}$ ( $\mu\text{V}$ )
3156.7	3188.5	1245.1	19.89	2605.2	2594.1	1303.0
2440.4	2458.8	1302.7	6.17	2609.5	2597.9	1305.7
3161.5	3200.8	1247.6	19.69	2615.3	2595.9	1306.7
4336.1	4373.2	1638.9	26.42	3453.3	3443.9	1726.3
3242.2	3264.5	1731.1	7.12	3466.0	3451.3	1733.5
4349.1	4391.3	1645.6	26.34	3465.3	3450.4	1733.9
5519.7	5558.5	2024.2	32.05	4276.4	4269.9	2142.0
4014.4	4033.8	2143.1	9.13	4283.4	4273.4	2144.9
5519.3	5576.7	2026.4	31.01	4292.7	4266.8	2145.0
6712.8	6769.1	2401.0	36.33	5101.8	5082.5	2551.7
4781.0	4810.4	2554.2	9.48	5107.8	5088.9	2555.4
6717.2	6774.4	2402.3	36.24	5105.3	5085.1	2553.7
7974.3	8036.9	2785.1	39.34	5942.6	5920.9	2972.7
5568.4	5599.5	2975.2	12.06	5945.4	5926.5	2975.9
7983.4	8050.9	2789.0	39.19	5952.7	5924.3	2977.3
8605.9	8680.3	2974.4	40.90	6361.8	6329.2	3180.5
5954.3	5980.4	3180.0	10.98	6350.2	6336.3	3180.9
8610.1	8679.9	2974.7	41.15	6360.4	6332.3	3181.8
6116.7	6166.6	2214.5	33.60	4693.6	4677.9	2349.0

$q_1$ ( $\mu V$ )	$q_2$ ( $\mu V$ )	$\Delta T_{12}$ ( $\mu V$ )	$V$ ( $\mu V$ )	$q_3$ ( $\mu V$ )	$q_4$ ( $\mu V$ )	$\Delta T_{34}$ ( $\mu V$ )
4402.4	4424.5	2349.8	8.69	4627.6	4684.8	2351.5
6121.5	6184.1	2217.8	32.31	4708.2	4678.6	2352.9
4924.4	4975.0	1835.0	28.12	3874.6	3852.7	1937.6
3626.1	3637.4	1934.5	5.20	3863.6	3858.0	1937.0
4922.6	4973.5	1833.9	28.69	3873.6	3852.1	1936.9
2578.0	2601.7	1044.8	15.53	2174.0	2166.6	1088.8
2041.5	2052.6	1088.4	3.03	2179.2	2172.0	1091.4
2588.6	2618.1	1048.2	15.44	2186.7	2174.4	1094.2
1486.3	1512.3	653.5	8.72	1350.4	1333.9	674.2
1255.5	1262.8	668.9	0.60	1341.1	1335.5	672.2
1488.9	1507.0	651.3	8.52	1346.0	1337.2	672.6
784.2	790.6	380.1	3.51	772.6	770.6	387.4
730.1	730.3	385.8	- 0.04	776.3	777.1	390.2
795.5	800.7	384.2	3.47	780.6	779.7	392.4
404.9	399.7	210.7	- 0.18	423.1	429.0	214.6
406.1	419.0	216.6	- 0.59	444.6	432.2	220.9
234.1	230.7	120.2	0.17	239.7	249.0	123.3
233.0	232.1	120.6	- 0.22	246.5	248.3	121.6

Tabla IV. Variables obtenidas en las experiencias con el fluido en (1-2), estando el sistema protegido.

standard de  $(q_1 + q_2)_c / 2$ , es  $1.6 \cdot 10^{-4} \text{ W}$ . Según nuestro modelo de la conducción del calor en nuestro sistema, tendremos:

$$(3) \quad \frac{1}{R_T} = \frac{1}{R_F} + \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_{\text{resto}}}$$

en donde  $R_F$  es la resistencia térmica del fluido,  $R_C$  la de la caja de plexiglás y  $R_{\text{resto}}$ , fundamentalmente, la del aire y demás elementos que rodean a la caja.

Tomando de nuevo  $1.95 \cdot 10^{-3} \text{ K/W}$  como la conductividad térmica del plexiglás, se llega mediante cálculo a:

$$R_C = 69.2 \text{ K/W}$$

Puesto que el sistema ha sido calibrado anteriormente, sabemos cuanto vale  $R_{\text{resto}}$ :

$$R_{\text{resto}} = 275.9 \text{ K/W}$$

de manera que de la ecuación (2), deducimos que:

$$R_F = 133.5 \text{ K/W}$$

Así, podremos poner, según la Ley de Fourier, que el flujo de calor transportado por el fluido en la situación conductora es:

$$(4) \quad Q_C = \frac{\Delta T}{R_F}$$

Para los estados en los que el fluido está calentado por debajo, podemos poner que:

$$(5) \quad \frac{1}{2} (q_1 + q_2)_{cc} = Q_{cc} + Q'$$

En esta cantidad  $Q'$ , está englobado el flujo de calor que atraviesa todo el sistema, menos lo que pasa por el fluido. Esto es,  $Q'$  debe ser igual a  $\frac{1}{2} (q_1 + q_2)_c$  menos  $\Delta T/R_F$ . Así, teniendo en

cuenta (2) y (3):

$$Q' = \Delta T \left( \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_{\text{resto}}} \right) + W$$

de forma que ya estamos en disposición de obtener la cantidad  $Q_{cc}$ , teniendo en cuenta (5) y ésta última ecuación:

$$(6) \quad Q_{cc} = \frac{1}{2} (q_1 + q_2)_{cc} - \Delta T \frac{1}{R_C} + \frac{1}{R_{\text{resto}}} - W$$

Así, introduciendo los valores de  $Q_c$  y  $Q_{cc}$  en la ecuación (1), según las ecuaciones (4) y (6), llegamos a las siguiente expresión para el número de Nusselt.

$$(7) \quad Nu = \frac{\frac{1}{2} (q_1 + q_2)_{cc} - \Delta T (1/R_C + 1/R_{\text{resto}}) - W}{\frac{\Delta T}{R_F}}$$

Introduciendo los valores de la tabla IV obtenemos los siguientes números de Nusselt, dados en la tabla V. Si ajustamos el conjunto de estos valores a la ley

$$\ln |(Nu - 1) \Delta T| = A \ln |\Delta T - \Delta T_c| + B$$

( $\Delta T$  e  $\Delta T_c$  en grados Kelvin), encontramos que

$$A = 1.298 \quad B = -1.989 \cdot 10^{-2}$$

para el mejor ajuste, siendo  $\Delta T_c = 0.95^\circ\text{C}$ .

Esta expresión corresponde a la propuesta por Busse

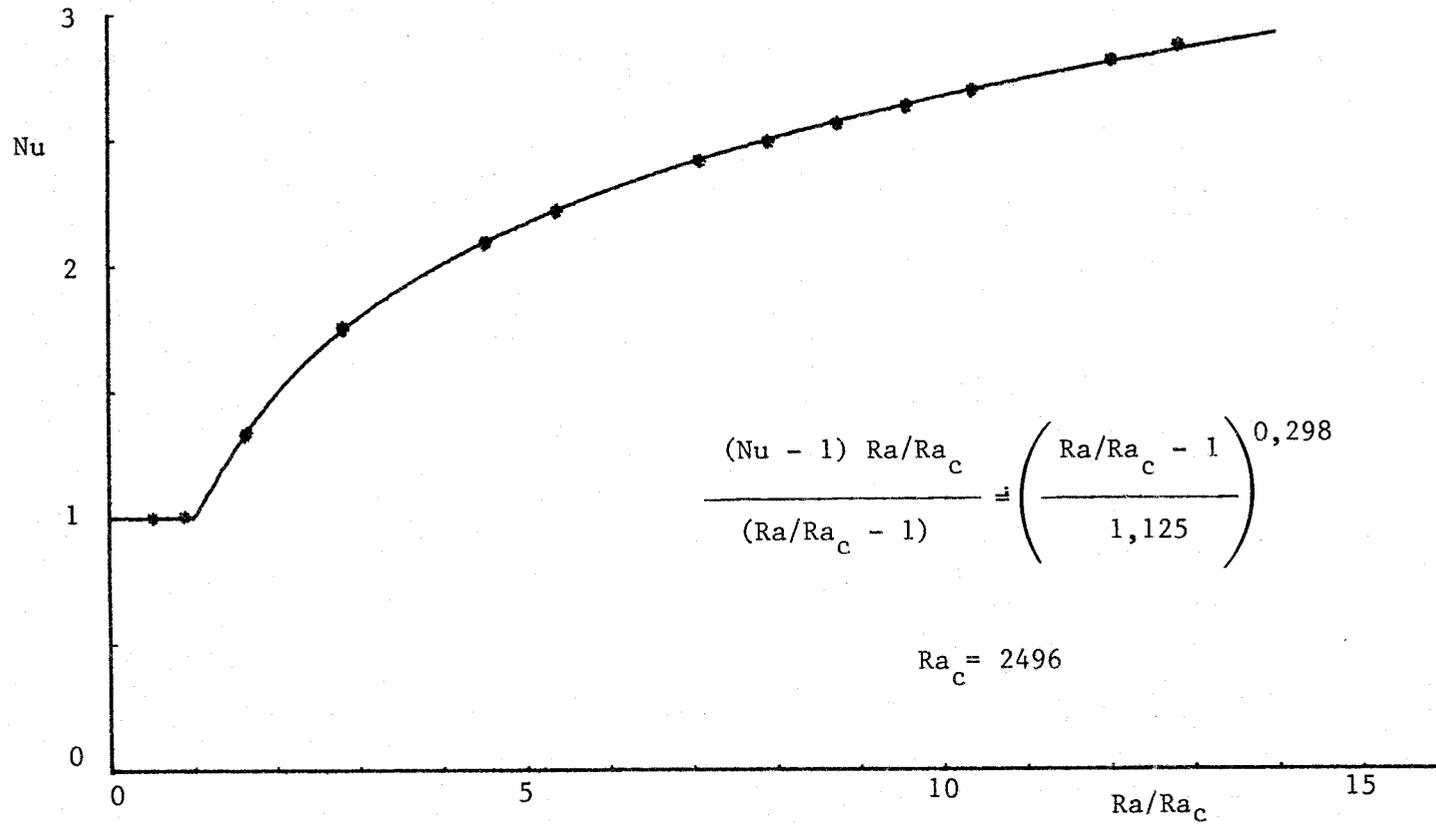
(13), resultando:

$$(8) \quad \frac{(Nu - 1) Ra/Ra_c}{Ra/Ra_c - 1} = \left( \frac{Ra/Ra_c - 1}{1.125} \right)^{0.298}$$

(13) F.H.BUSSE, J. Math. Phys., 46, 140 (1.967).

Nu	$\Delta T(K)$	Nu	$\Delta T(K)$
2.874	12.190	2.417	6.717
2.874	12.192	2.415	6.744
2.816	11.414	2.217	5.103
2.816	11.430	2.220	5.113
2.694	9.840	2.089	4.282
2.695	9.845	2.098	4.296
2.631	9.076	1.746	2.678
2.633	9.089	1.756	2.669
2.564	8.296	1.327	1.558
2.566	8.305	1.338	1.575
2.492	7.521	1.007	0.863
2.493	7.516	1.002	0.493

Tabla V: Número de Nusselt obtenido para cada incremento de temperatura.



Graf. V.1.-Número de Nusselt frente al número de Rayleigh referido al valor crítico

y siendo

$$\frac{Ra}{Ra_c} = \frac{\Delta T}{\Delta T_c}$$

Si introducimos en la conocida fórmula del número de Rayleigh:

$$(9) \quad Ra_c = \frac{\alpha g h^3}{\nu \kappa} \Delta T_c$$

Los valores de  $\alpha$  (coeficiente de dilatación),  $\nu$  (viscosidad cinemática) y  $\kappa$  (difusividad térmica) del fluido, siendo  $h$  la altura de la capa del mismo ( $h = 1.96$  cm) y  $g$  la aceleración de la gravedad, encontramos que:

$$Ra_c = 2496$$

muy por encima del valor 1708 calculado teóricamente y experimentalmente comprobado para una capa de fluido infinita.

Todos estos resultados son sumariados en la gráfica V.1.

Tratemos de evaluar el error con el que medimos los números de Nusselt. Estos errores provienen de la imprecisión con que se miden cada una de las magnitudes que aparecen en (7). Teniendo en cuenta los errores standards de los ajustes que se han necesitado para obtener la función  $Nu$  y admitiendo que, como consecuencia del rizado térmico y de la adquisición de datos, los flujos de calor poseen un error de  $25 \mu W$  y el incremento de temperatura de  $10^{-3}$  K, (hay que tener presente que cada valor resulta de un promedio realizado sobre 292 medidas), llegamos a la conclusión de que:

$$\delta Nu = \frac{0.007}{\Delta T} + 0.03$$

en donde  $\Delta T$  debe estar dado en grados Kelvin. El término independiente, proviene fundamentalmente de la propagación del error con

que conocemos la conductividad térmica del plexiglás: 1%. El primer término, sin embargo, es debido a la imprecisión con que se conocen el flujo de calor y el incremento de temperatura..

Como se ve, el error con que se mide  $Nu$  aumenta al disminuir la diferencia de temperatura.

### V. 3.- ENERGIA ESTRUCTURAL.-

El sistema experimental fué concebido para que destacara el fenómeno de la formación de la estructura convectiva en el problema de Bénard-Rayleigh. Más aún, adoptando el mecanismo de girar el sistema, concedíamos al fluido la primacía de ser él quien motivara los cambios en los flujos de calor.

De esta manera, la función

$$V = (q_2 - q_1) - (q_3 - q_4)$$

sería sensible a cualquier cambio que tuviera lugar en el fluido. Sin embargo, también V será sensible a cualquier asimetría en el sistema experimental, y a cualquier causa motora de cambios en el sistema.

El conjunto de experiencias llevadas a cabo, introduciendo dos paralelepípedos de plexiglás iguales en el sistema (Ensayo en blanco) ha revelado la existencia de asimetrías en el mismo (asimetría pasiva), así como de una causa motriz de cambios en la línea de cero de la función V (asimetría activa).

Esta causa la hemos identificado con la diferencia en el intercambio de calor que tiene lugar entre el agua de termostatación y el aluminio soporte de los fluxímetros, cuando se gira el sistema; la existencia de pequeñas burbujas en el agua de termostatación y consecuentemente en la cámara de intercambio, hacen que estos intercambios de calor sean distintos cuando tienen lugar a favor o en contra de la gravedad.

Cuando introducimos la caja, conteniendo el fluido, en nuestro sistema experimental, nuevos efectos indeseables aparecen. Al girar el sistema y formarse la estructura convectiva, el flujo de calor que atraviesa el fluido cambia extraordinariamente, de manera que el efecto de la asimetría pasiva sobre la función  $V$  se ve reforzado al aumentar este flujo de calor. Otro tanto podríamos decir de la asimetría activa: al requerir el fluido más flujo de calor, las diferencias de intercambio con el agua de termostatación antes y después del giro, se ponen más de manifiesto.

Al estar, la caja conteniendo el fluido, y los dos flujímetros de calor adjuntos, ligados entre dos fuentes térmicas, existe una interrelación entre todas las causas que motivan cambios en  $V$ :

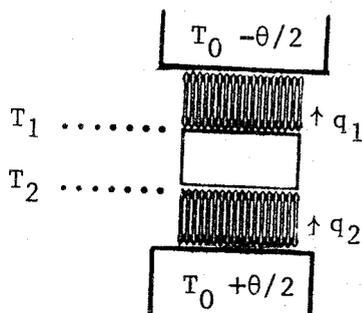
- Pérdidas de calor ( $q_2 - q_1$ ) que al depender de alguna manera de la distribución externa de temperatura en la caja, será sensible del flujo de calor que atraviese el sistema, así como de las características térmicas del mismo.
- Asimetría pasiva, activada por el mayor o menor flujo de calor.
- Asimetría activa, verdadera causa motivadora de cambios que se ve relanzada por la presencia de un sistema activo a la gravedad como es el sistema de Bénard-Rayleigh.
- El fluido, en cuyo seno tienen lugar los verdaderos cambios objeto de estudio.

a) Ligaduras impuestas por las fuentes térmicas.-

Se puede ver, según la figura adjunta que:

$$T_1 = T_0 - \theta/2 + q_1 R_1$$

$$T_2 = T_0 + \theta/2 + q_2 R_2$$



en donde  $R_1$  y  $R_2$  son las resistencias térmicas de los fluxímetros considerados 1 y 2.

Estas ecuaciones las podemos poner en función del incremento de temperatura que soporta el fluido y la temperatura media (en sentido geométrico:  $T_m = (T_1 + T_2)/2$ ) del mismo:

$$\theta = \Delta T + q_1 R_1 + q_2 R_2$$

(1)

$$T_m = T_0 + (q_1 R_1 - q_2 R_2)/2$$

Podemos ver como la primera ecuación liga a las cantidades ( $\Delta T, q_1, q_2$ ) durante cada experiencia en la que se mantiene constante la temperatura  $\theta$  (salvo las oscilaciones térmicas propias). La segunda ecuación nos dice cómo la temperatura media puede cambiar a lo largo de una experiencia.

Unas ecuaciones similares pueden deducirse para el sistema (3-4).

b) Ecuaciones generales.-

La conservación de la energía aplicada a nuestro sistema experimental se expresa así:

$$q_2 - q_1 = W_{12} + P_{12}$$

en donde  $W_{12}$  es la energía absorbida por el sistema (1-2) en la unidad de tiempo y  $P_{12}$  la potencia calorífica perdida. Una ecuación semejante para (3-4) hace que podamos poner:

$$(2) \quad (q_2 - q_1) - (q_3 - q_4) = (W_{12} - W_{34}) + (P_{12} - P_{34})$$

Nuestro problema consiste en evaluar las diferencias de pérdidas

$$P_{12} - P_{34} = P$$

Observamos que al ser una diferencia de pérdidas para las mismas circunstancias externas, la cantidad  $P$  solo será función de aquello que ocurra en el sistema y no de lo exterior a él.

c) Estados estacionarios.-

En las situaciones estacionarias,

$$W_{12} = W_{34} = 0$$

de manera que la propia cantidad  $V$  nos da directamente el valor de  $P$ .

Para las situaciones estacionarias del ensayo en blanco, podríamos decir otro tanto, así:

$$P_B = V_B \quad \text{en situaciones estacionarias.}$$

$$P = V \quad \text{en situaciones estacionarias.}$$

Si a cada experiencia le hacemos corresponder otra del

ensayo en blanco con la condición de que el incremento de temperatura que soporta el paralelepípedo de plexiglás localizado en el sistema (3-4), común, sea la misma, deberá existir una relación entre las dos cantidades  $P$  y  $P_B$ . Para una situación como ésta, en calorimetría tradicional, se podría poner

$$P = P_B$$

pero aquí no vale tal ecuación: El fluido interacciona con las causas que provocan las pérdidas de calor. En efecto, al pedir el fluido más calor cuando se forma la estructura convectiva, activa los dos mecanismos que dan lugar a que  $V_B$  sea distinto de cero.

El efecto de la asimetría pasiva será destacado por el propio flujo de calor  $q$  que atraviese el fluido, de manera que debido a este concepto

$$P - P_B \approx D \cdot q$$

Pero además, la asimetría activa, presente en el ensayo en blanco también será bombeada, de manera que admitiremos una relación de la forma

$$(3) \quad P = A \cdot P_B + D \cdot Q$$

y de aquí podemos deducir que:

$$V = A \cdot V_B + D \cdot Q$$

Las cantidades  $A$  y  $D$  no deben ser tomadas como constantes, sino dependientes de las características térmicas de lo que coloquemos entre los dos fluxímetros (1-2). En una palabra, de la resistencia térmica o conductividad térmica de la caja (con fluido en su

interior) colocada en (1-2).

Admitiendo un buen comportamiento de las dos funciones A y D, pondremos:

$$A \approx K - R \frac{q}{\Delta T}$$

$$D \approx N - r \frac{q}{\Delta T}$$

Así, si realizamos un ajuste por mínimos cuadrados con todos los datos de las situaciones estacionarias, se llega a los siguientes valores:

$$K = 2.480$$

$$R = + 145.8 \text{ K/W}$$

$$N = + 1.149 \cdot 10^{-2}$$

$$r = + 0.530 \text{ K/W}$$

La desviación standard de V para este ajuste es de 0.85  $\mu\text{V}$ . ( $\approx 48 \mu\text{W}$ ).

En realidad, para realizar este ajuste se han tomado determinadas precauciones:

- La cantidad de calor q ha sido tomada eliminando los rizados producidos tanto por las oscilaciones térmicas como por el ambiente exterior:

$$q = \frac{q_1 + q_2}{2} - \left( \frac{q_3 + q_4}{2} - \frac{\Delta T_{34}}{R_{34}} - P_{34} \right)$$

en donde  $R_{34}$  y  $P_{34}$  se obtuvieron en la calibración del sistema protegido (IV. 3.).

- Para la conductividad térmica, se ha eliminado de q, además de los rizados térmicos, el flujo de calor que atraviesa el aire en paralelo con la caja de plexiglás.
- Puesto que para un incremento de temperatura de la caja (3-4) en la experiencia, no tenemos el correspondiente ensayo en blanco,

se ha tomado éste ajustando la variable  $V_B$  a un polinomio de segundo grado respecto a dicha diferencia de temperatura. (ver IV.3).

- Por último hemos de decir que, el ajuste se ha realizado introduciendo una nueva constante (E):

$$K - R \frac{q}{\Delta T} \cdot V_B + N - r \frac{q}{\Delta T} q - V = E$$

obteniendo para E el valor de  $-39.3 \mu W$ .

Las desviaciones de este comportamiento son, en general, menores que  $1 \mu W$ , aunque existen cinco estados estacionarios que sobrepasan este valor.

#### d) Ecuaciones dependientes del tiempo.-

Si suponemos que los procesos son suficientemente lentos como para considerar cuasistático el intercambio de calor del sistema con el exterior, podemos admitir como válida la ecuación (3) para cada instante. Ahora ya no serán ceros  $W_{12}$ ,  $W_{34}$  ni las correspondientes cantidades en el ensayo en blanco. Después de hacer uso de

las ecuaciones anteriores, se llega a:

$$(V - A \cdot V_B - Dq - E) = (W_{12} - W_{34}) - A (W_{12}^B - W_{34}^B) = \Psi$$

La función  $\Psi$  será igual a cero en los estados estacionarios, pero no durante el período transitorio.

Vamos a reconocer ahora la cantidad W que genéricamente aparece en la ecuación anterior con subíndices y superíndices. Según se dijo, W representa la potencia absorbida por el sistema. Hemos de incluir en esta cantidad:

- 1.- La potencia estructural absorbida por el fluido:  $\frac{dE}{dt}$
- 2.- La potencia absorbida y almacenada por el sistema en energía térmica por unidad de tiempo:

Capacidad calorífica  $\times \frac{dT_m}{dt}$

De esta manera, obtenemos una expresión para  $dE/dt$  en la forma:

$$(4) \quad \frac{dE}{dt} = C_P \left( \frac{dT_m}{dt} \right)_{34} - C \left( \frac{dT_m}{dt} \right)_{12} + \\ + A \cdot C_P \left[ \left( \frac{dT_m}{dt} \right)_{12,B} - \left( \frac{dT_m}{dt} \right)_{34,B} \right] + \\ + V - A V_B - D \cdot q - E$$

en donde  $C_P$  es la capacidad calorífica del paralelepípedo de plexiglás y  $C$  la del fluido y la caja que lo contiene.

#### e) Termogramas.-

Es interesante, para poder deducir características del fluido, así como tener información acerca de la dinámica del proceso, obtener no solo el valor global de  $E$  en dicho proceso, sino saber en cada instante la potencia absorbida por el fluido. Esta magnitud está despejada en la ecuación (4). Teniendo en cuenta las ecuaciones de ligadura (1), podremos saber cómo cambia, para cada caso, la temperatura media en función de derivadas, respecto al tiempo de flujos de calor. En resumidas cuentas, nosotros podemos obtener una expresión para  $dE/dt$  en función de los flujos de calor y de sus derivadas. El problema radica en que, durante el período transitorio, conocemos la respuesta en voltaje de cada fluxímetro pero no el flujo de calor, ya que la proporcionalidad entre ambas cantidades solo es válida en las situaciones estacionarias. (cap. II).

No obstante, podemos suponer que los fluxímetros de calor se encuentran en todo instante en una situación cuasiestacionaria, dado que el tiempo característico de las experiencias es

aproximadamente igual a 10 minutos y el de los fluxímetros del orden de 1.5 minutos.

Haciendo uso de las ecuaciones (3) del capítulo II, derivándolas respecto al tiempo  $\tau$ , y suponiendo que es el estado final estacionario el que ligeramente cambia, se llega a:

- Para los fluxímetros 1 y 4:

$$q_i = K \cdot V_i + \frac{C_F + 3 C'}{3} \frac{dT}{dt}$$

- Para los fluxímetros 2 y 3

$$q_i = K \cdot V_i - \frac{C_F + 6 C'}{6} \frac{dT}{dt}$$

en donde T es la temperatura de la cara del fluxímetro que no está en contacto con la fuente térmica.  $C_F$  es la capacidad calorífica de todos los hilos que componen el fluxímetro de calor;  $C'$  la capacidad calorífica de las placas de conexión eléctrica.

Haciendo uso de estas aproximaciones, despreciando los términos en derivadas segundas de los voltajes de salida de los fluxímetros, y teniendo presente que en el ensayo en blanco y en el sistema (3-4), no existen cambios esenciales para tenerlos en cuenta como correcciones, llegamos a:

$$(5) \quad \frac{dE}{dt} = K \left( (V_2 - V_1) - (V_3 - V_4) \right) -$$

$$- A \cdot K \left( (V_2 - V_1) - (V_3 - V_4) \right)_B -$$

$$- D \cdot K \frac{V_1 + V_2}{2} - E +$$

$$+ G \frac{d(V_1 + V_2)}{dt} + H \frac{d(V_2 - V_1)}{dt}$$

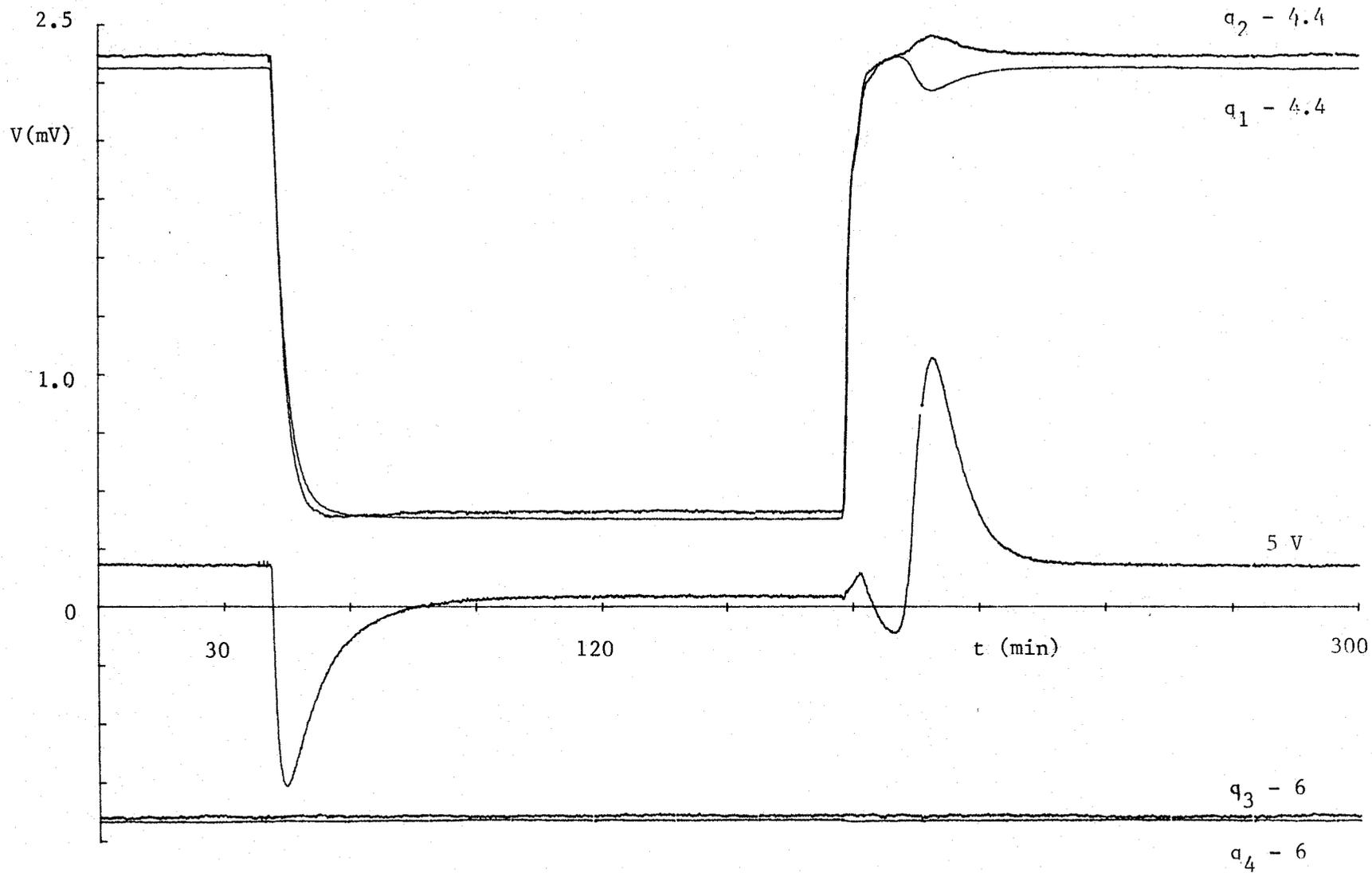
en donde G y H dependen de las capacidades caloríficas  $C_F$ ,  $C'$ ,  $C$  y de las resistencias térmicas  $R_1$  y  $R_2$ .

Para dar una visión global y gráfica de una experiencia y de sus correcciones representamos:

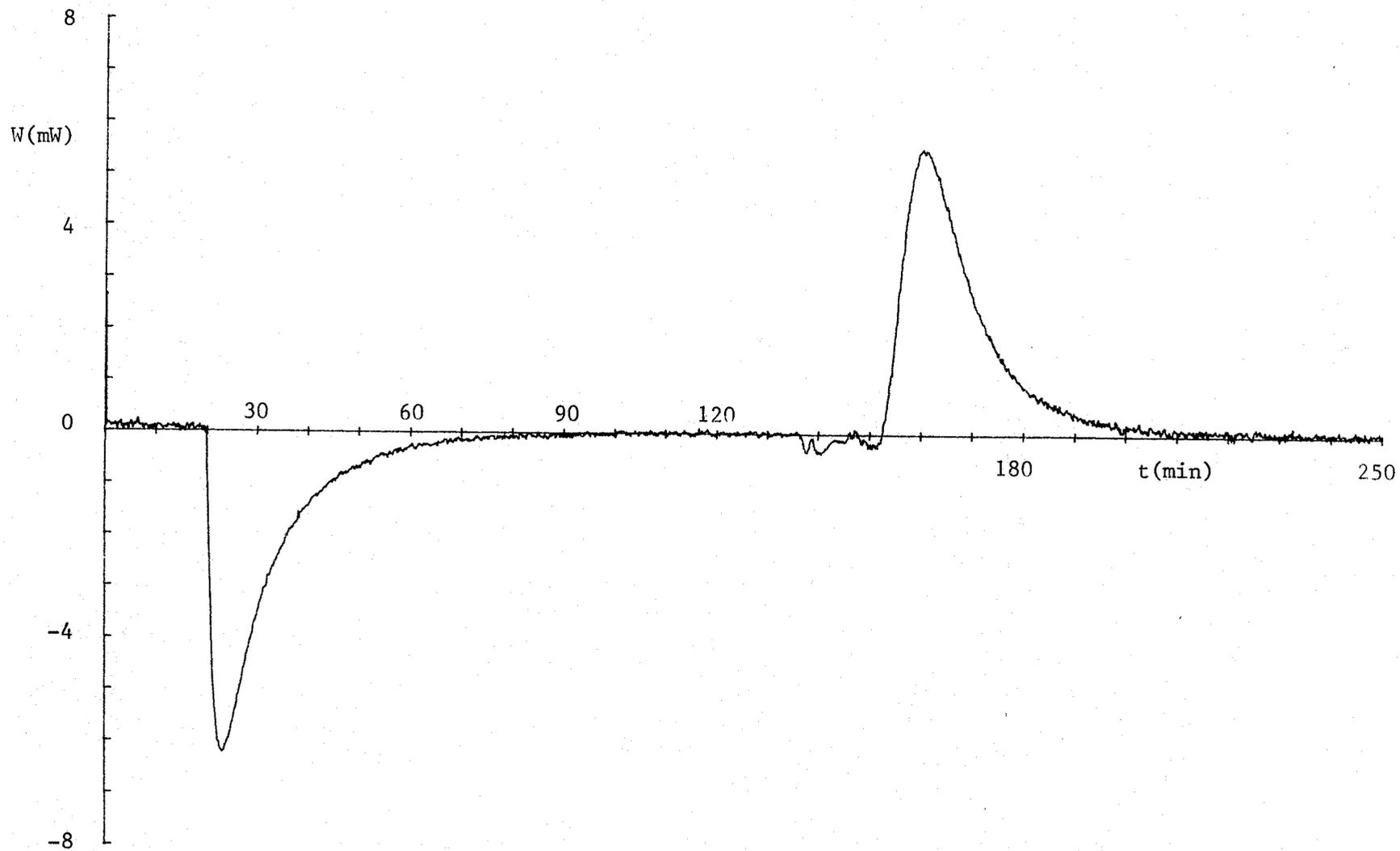
- En la gráfica V. 2: Una experiencia típica, en donde se pueden observar los flujos de calor  $q_3$  y  $q_4$ , que fundamentalmente no cambian durante el proceso; los flujos de calor  $q_1$  y  $q_2$  con fuertes variaciones y la función V. En realidad a los flujos de calor se les ha tenido que restar una potencia constante y amplificar la función V, para poder verlas a todas conjuntamente. Se puede observar la diferencia de valores, en estados estacionarios, de V.
- En la gráfica V. 3 y 4: Típicos termogramas, realizadas solo las correcciones de las pérdidas de calor, esto es, sin introducir ninguna corrección que contenga términos en derivadas temporales.
- En la gráfica V. 5: Un termograma, expresando  $\frac{dE}{dt}$  como función del tiempo.

#### f) Energía estructural.-

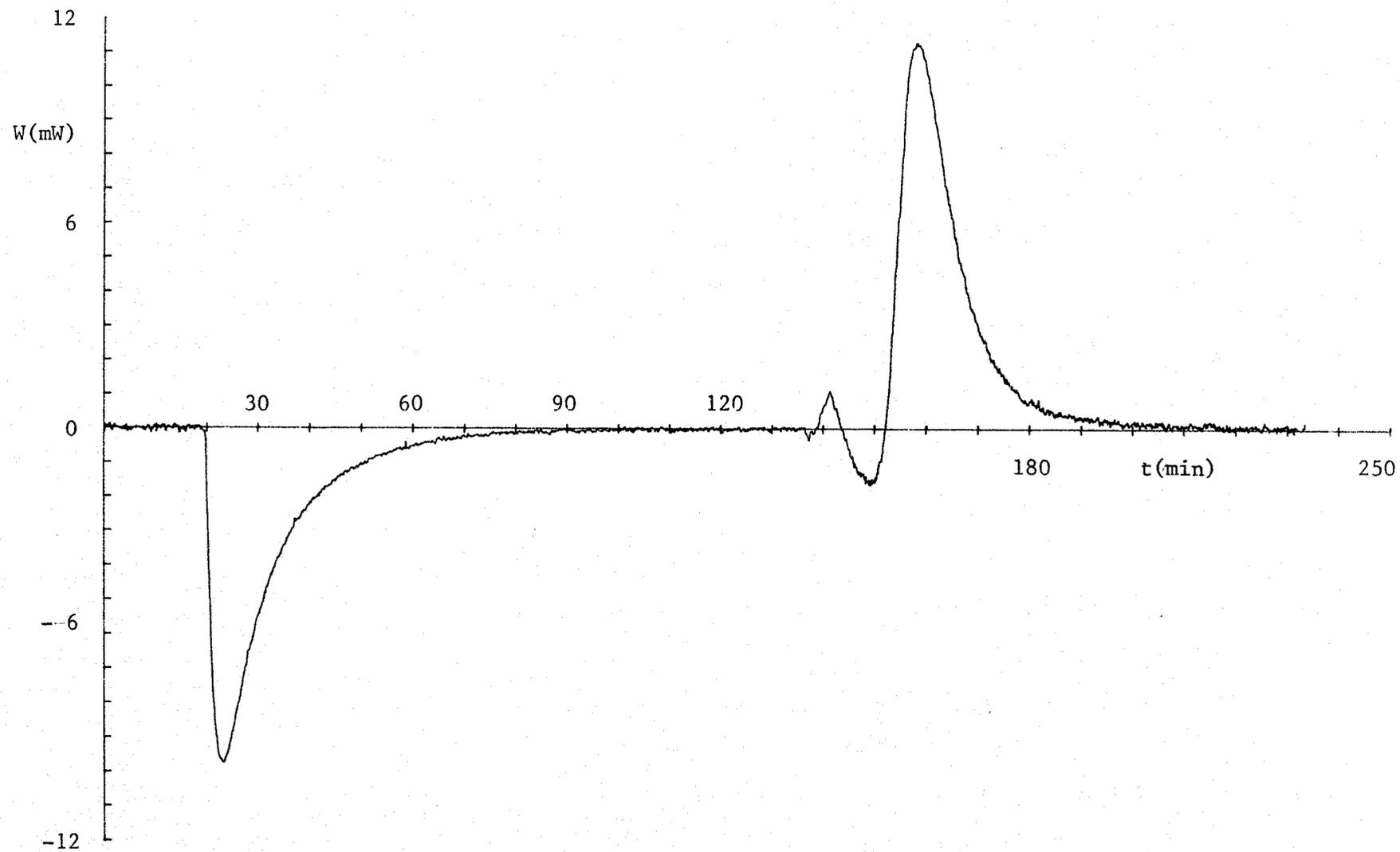
Para obtener el valor integral de la energía estructural E en cada proceso, no hacemos uso de (5), puesto que para llegar a esta ecuación ha sido necesario hacer suposiciones acerca del comportamiento transitorio de los fluxímetros de calor. Podemos, sin embargo, gracias al estudio realizado en el capítulo II, sobre el comportamiento de los fluxímetros, obtener un valor total de E sin las suposiciones citadas. En efecto, haciendo uso de la ecuación (4), integrándola respecto al tiempo, y teniendo presente las ecuaciones (3) del capítulo II, se llega a:



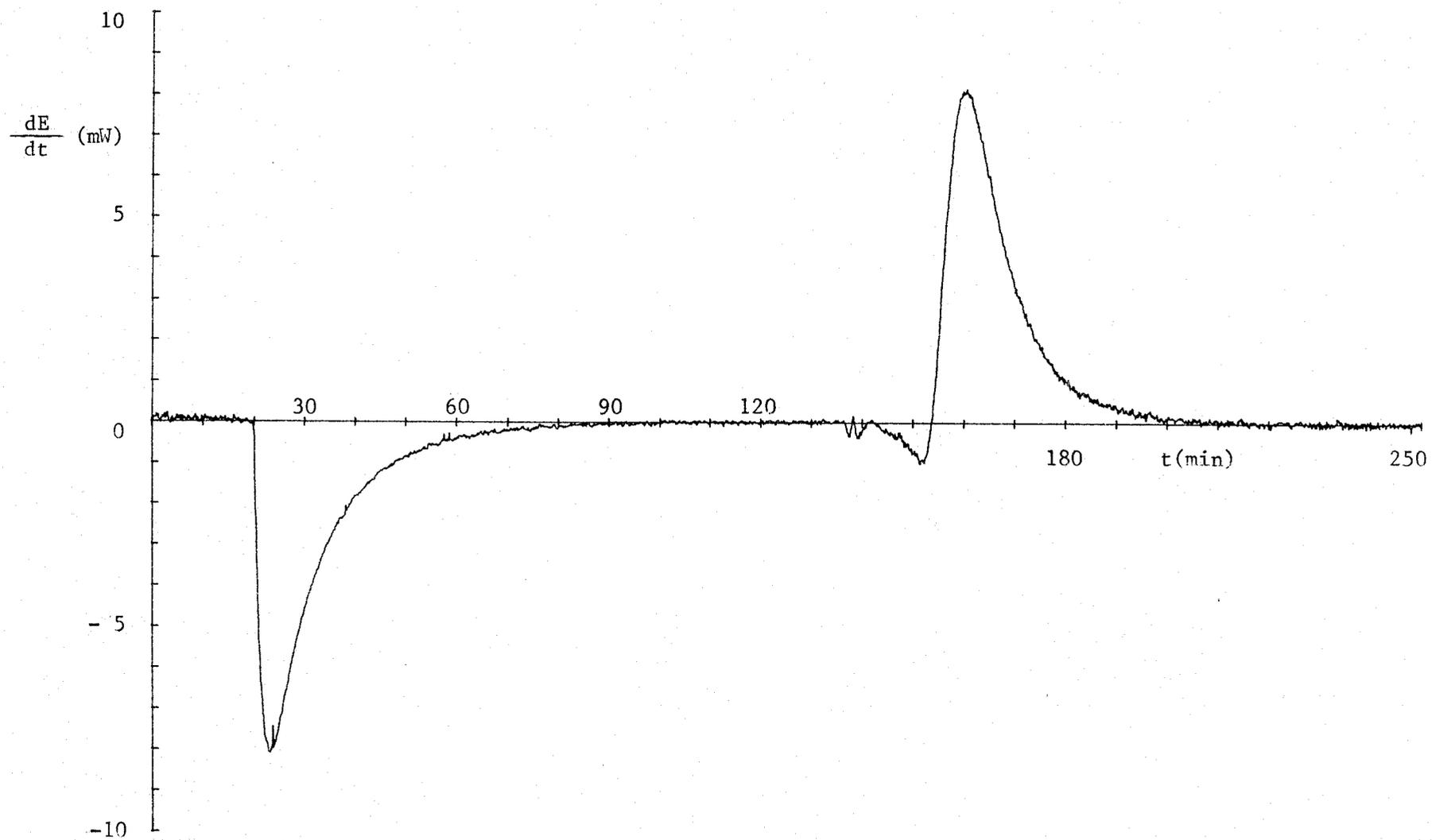
Graf. V. 2.- Una experiencia típica ( $\Delta T \approx 10.5$  K)



Graf. V. 3.- Termograma corregido por pérdidas. ( $\Delta T \approx 7.1$  K)



Graf. V. 4.- Termograma corregido por pérdidas ( $\Delta T \approx 10.5 \text{ K}$ )



Graf. V. 5.- Termograma típico ( $\Delta T \approx 8.8$  K)

$$E = \int \left[ K \left( (V_2 - V_1) - (V_3 - V_4) \right) - A \cdot K \left( (V_2 - V_1) - (V_3 - V_4) \right) - D \cdot K (V_2 - V_1) - E \right] dt - \bar{c} (\Delta T_m)_{12} - \frac{1}{6} \tau_F \cdot \Delta P$$

en donde:

$\Delta T_m$  = Diferencia de la temperatura media entre las situaciones final e inicial.

$\Delta P$  = Diferencia de pérdidas entre las situaciones final e inicial.

$\bar{c}$  = Capacidad calorífica del fluido, la caja de plexi-glás, las dos chapas de cobre y un fluxímetro.

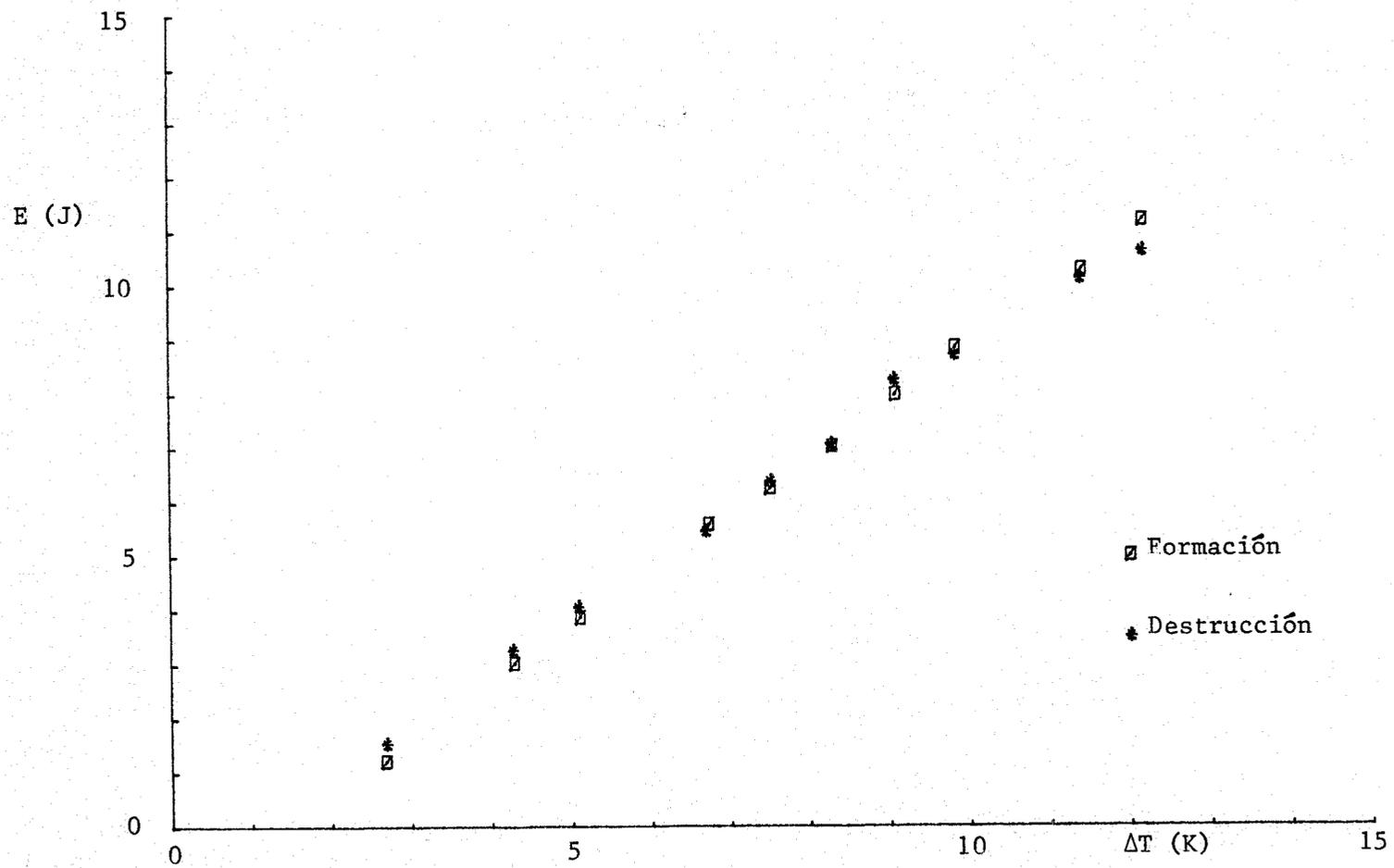
$\tau_F$  = Valor medio del tiempo propio de los fluxímetros.

Llevando a cabo, numéricamente, la integral que aparece en (6) así como todas las operaciones, se obtienen los valores recogidos en la tabla siguiente.

En la gráfica V. 6, se recogen estos resultados.

Realizar un cálculo de los errores cometidos en medir  $E$ , no es tarea fácil. Para ello observamos que, aparte de los términos despreciados al obtener la expresión de  $E$ , el error que más destaca, con diferencia, se encuentra en la evaluación de la integral. Como es típico en Calorimetría, una pequeña desviación del "cero", provoca un error en  $E$  apreciable.

De los ajustes realizados, se deduce  $48 \mu W$  para la desviación del "cero". Sin embargo, este valor corresponde a una desviación respecto de la situación en la que ninguna señal eléctrica se recibe. Como es sabido, por multitud de factores, la señal



Graf. V. 6.- Energía de formación y de destrucción frente al incremento de temperatura

nunca es cero. Podemos tomar un valor más razonable para el error de "cero", proveniente de la estabilidad de la función V; éste puede ser  $25 \mu W$  ( $\approx 0.5 \mu V$ ), y teniendo en cuenta que cada experiencia (formación o destrucción) dura aproximadamente dos horas, llegamos a estimar, para el error de E, el valor

$$\delta E = 0.2 \text{ J}$$

Como se puede ver, se verifica la conservación de la energía, pues la diferencia entre la energía de formación y de destrucción es menor que el error que cometemos.

Energía de destrucción (J)	Diferencia de temperatura (K)	Energía de formación (J)	Diferencia de temperatura (K)
4.06	5.103	3.88	5.111
5.47	6.717	5.60	6.743
7.07	8.296	7.04	8.304
8.73	9.840	8.87	9.843
10.13	11.414	10.30	11.429
10.64	12.190	11.21	12.189
8.27	9.076	8.00	9.088
6.39	7.521	6.27	7.512
3.27	4.282	3.03	4.294
1.54	2.678	1.22	2.667

Tabla V. Valores obtenidos para las energías de formación y destrucción de las estructuras convectivas en el problema de Bénard-Rayleigh, y sus correspondientes diferencias de temperatura aplicada.

Los resultados obtenidos para la energía estructural, reflejados en la Gráf. V. 6 y en tabla V, no dejan de ser sorprendentes. Como puede observarse, la energía estructural aparece como una función lineal del incremento de temperatura aplicado, si bien su punto de arranque ( $E = 0$ ) corresponde al valor  $1,20^{\circ}\text{C}$ , alejado del valor crítico,  $0,95^{\circ}\text{C}$ . Estos dos hechos resultan muy significativos. En efecto, la discrepancia entre las abscisas en el origen del flujo de calor y de la energía parece indicar que ambos hechos no presentan el mismo comportamiento en las proximidades de la conducción. Desde hace tiempo, se ha venido señalando la importancia de un estudio concienzudo de la región crítica, sólo las dificultades experimentales y la precisión requerida para que dicho estudio resulte discriminatorio, han impedido su realización. En nuestro caso, la forma de la función energía vuelve a incidir sobre dicho punto, pero los errores inherentes a los ruidos térmicos de los baños, de las pérdidas y otros ya considerados, no han desanimado a tratar de realizar dicho estudio. En todo caso, queda pendiente como un reto importante a nuestro montaje experimental.

La segunda cuestión destacada de nuestros resultados, y posiblemente la que más sorprenda, es el comportamiento lineal de la energía frente al incremento de temperatura aplicado. Hemos visto ya, que esta energía estructural debe estar ligada al cambio de distribución de temperatura en el fluido cuando pasa del estado de conducción al de convección o viceversa, en cualquier caso, y para la misma forma estructural de las células disipativas, dicho cambio debe ser igual cualitativamente, si bien cuantitativamente debe depender de los valores extremos de la temperatura, esto es, del in-

cremento aplicado. Desgraciadamente, el aumento del valor del número de Rayleigh crítico, desde el valor teórico 1707 al encontrado para esta caja 2496, y las limitaciones impuestas por la convección del aire exterior, han impedido, como fué nuestra intención original, estudiar la transición bimodal, donde aparece una nueva forma estructural.

Pero si hasta ahora los resultados son asimilables, el ajuste de la recta energía-incremento de temperatura nos proporciona otro resultado inesperado. En efecto, dicho ajuste es el siguiente:

$$E (J) = 1,005 \Delta T (K) \pm 1,204$$

$$\text{Coef. correlación} = 0,997$$

donde, como puede comprobarse, la pendiente de la recta es la unidad (El último dígito es meramente indicativo, sin valor real).

Este último resultado confirma, de una parte, la dependencia cuantitativa entre la energía y los valores extremos de la distribución de temperatura, y de otra, que, o bien las medidas resaltan un resultado trivial, aunque no conocido hasta ahora, o bien debemos dudar que el incremento de temperatura aplicado sea "la variable de estado" adecuada para la descripción del sistema. Todo este conjunto de hechos está por estudiar, se requieren más medidas y profundizar en aspectos teóricos, no formulados hasta ahora, en relación con los estados estacionarios. En resumen, con el presente trabajo hemos abierto una ventana para el estudio de las inestabilidades convectivas, el análisis y la interpretación de lo que por ella se vislumbra no corresponde a los objetivos propuestos, es un tema ambicioso que atacaremos más adelante.

## CONCLUSIONES

## CONCLUSIONES

- 1.- Se ha confirmado indubitablemente la hipótesis de partida, según la cuál, las estructuras disipativas se forman mediante la absorción de una cierta cantidad de energía.
- 2.- La confirmación de la hipótesis, ha requerido el desarrollo de un sofisticado y original sistema experimental que hemos diseñado, construido y calibrado. El análisis de las pruebas en blanco y de los resultados, demuestra que el sistema y el método experimental utilizado es adecuado, y la riqueza de fenomenología que se produce deriva básicamente de los efectos inherentes al sistema bajo estudio.
- 3.- Se demuestra por vez primera y de forma fehaciente y cuantitativa, la gran influencia de medio próximo lateral, sobre la forma estructural que elige el sistema. La eliminación de la convección del aire lateral modifica esencialmente la longitud de onda de las estructuras convectivas conseguidas.
- 4.- Las experiencias llevadas a cabo, permiten obtener información cuantitativa y globalizada de la dinámica de formación y destrucción de las estructuras hidrodinámicas estudiadas. Como una primera aportación a este tema, puede añadirse, que mientras la destrucción se produce de forma continua y única, en la formación se distinguen dos etapas, la primera, escasamente energética, corresponde al arranque de la convección en el

seno del fluido y en la segunda, en la que la absorción energética es importante, responde a la formación y ordenación de la capa límite.

- 5.- Se ha obtenido la relación entre el número de Nusselt y el número de Rayleigh, que coincide con las previsiones teóricas para estos números adimensionales.
- 6.- Se han obtenido las energías de formación y de destrucción de las estructuras celulares para diversos números de Rayleigh. Se comprueba la conservación de la energía.

B I B L I O G R A F I A

BIBLIOGRAFIA

- 1) THOMAS S. KUHN, La estructura de las revoluciones científicas, Fondo de Cultura Económica, Madrid, 1.971.
- 2) P. CURIE, Oeuvres, Gauthier-Villars, Paris, 1.908.
- 3) H. HAKEN, Rev. Mod. Phys., 47, 67 (1.975).
- 4) C. NORMAND y al., Rev. Mod. Phys., 49, 581 (1.977).
- 5) M. DUBOIS, Approach of the turbulence in hydrodynamics instabilities, in Symmetries and Broken Symmetries in condensed matter physics, ed. N. Boccara, IDSET, Paris, 1.981.
- 6) D. A. NIELD, J. Fluid. Mech., 19, 341 (1.964).
- 7) S. CHANDRASEKHAR, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, Oxford Univ. Press., Londres, 1.961.
- 8) S. J. BENOFY and P. M. QUAY, J. Chem. Phys., 78 (6), 3177 (1.983).
- 9) R. FARHADIEH y R. S. TANKIN, J. Fluid. Mech., 66, 4, 739 (1.974).
- 10) J. BALLESTEROS, Tesina de Licenciatura, Facultad de Física, Universidad de Sevilla, 1.981.
- 11) J. MORENO, Transmisión del calor en el problema de Bénard-Rayleigh, Tesis doctoral, Facultad de Física, Universidad de Sevilla, 1.982.

- 12) M. DUBOIS y P. BERGE, *J. Physique*, 42, 167 (1.981)
- 13) F. H. BUSSE, *J. Phys.*, 46, 140 (1.967)
- 14) J. MORENO, J. JIMENEZ, A. CORDOBA, E. ROJAS and M. ZAMORA,  
*Sci. Instrum.*, 51, 82 (1.980)
- 15) R. KRISHNAMURTI, *J. Fluid Mech.*, 42, 295 (1970)
- 16) M. ZAMORA, A. CORDOBA and J. MORENO, in "Symmetries and Broken symmetries in Condensed Matter Physics", ed. N. Boccara, IDSET, Paris (1.981)
- 17) G. AHLERS, *Phys. Lett.*, 62A, 329 (1.977)
- 18) E. L. KOSHMIEDER, *J. Fluid Mech.*, 30, 9 (1.967)
- 19) M. ZAMORA, A. CORDOBA and J. MORENO, *PhysicoChem. Hydrodynam.*  
4, 65 (1.983)
- 20) E. L. KOSHMIEDER, *Adv. Chem. Phys.* 26, 177 (1.974)

# UNIVERSIDAD DE SEVILLA

## FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

Reunido el Tribunal integrado por los abajo firmantes  
en el día de la fecha, para juzgar la Tesis Doctoral de  
D. Alfredo Rey de Luna  
titulada: "Nuevas Técnicas Experimentales para el  
Estudio Energético del Problema de Biard-Rayleigh".  
Ordó otorgar le la calificación de Sobresaliente  
cum laude

Sevilla, 30 de Septiembre 1.983

El Vocal,

El Vocal,

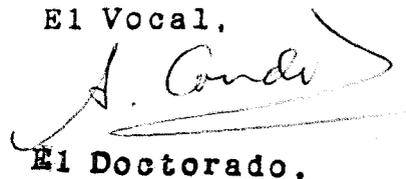
El Vocal,



El Presidente,



El Secretario,



El Doctorado,

