

01186
2 ej 1

**ESTUDIO EXPERIMENTAL DEL COEFICIENTE
DE TRANSFERENCIA DE CALOR
EN LECHOS EMPACADOS**

ALEJANDRO RODRIGUEZ VALDES

TESIS DOCTORAL

**Presentada a la División de Estudios de
Posgrado de la
FACULTAD DE INGENIERIA
de la
UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

**como requisito para obtener
el grado de
DOCTOR EN INGENIERIA
MECANICA. TEORICA Y APLICADA**

CIUDAD UNIVERSITARIA,

DICIEMBRE DE 1988

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

I N D I C E .

NOMENCLATURA

RESUMEN

1. INTRODUCCION	1
2. ANTECEDENTES	3
3. ANALISIS BIBLIOGRAFICO	6
4. DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO	21
5. DESCRIPCION DE RESULTADOS	39
6. DISCUSION DE RESULTADOS	53
7. CONCLUSIONES	59
REFERENCIAS	61
APENDICES	65

NOMENCLATURA.

a	difusividad térmica, m^2/s	<u>Simbolos Griegos</u>	
A_t	área transversal, m^2	α	coeficiente de transferencia de calor, W/m^2K
Bi	α_0/λ_s no. de Biot	ϵ	porosidad
c	calor específico, J/kgK	\bar{q}	pendiente
d	$2r_0$ diámetro esfera, m	λ	conductividad térmica, W/mK
D	diámetro del cilindro, m	ρ	densidad, kg/m^3
Fo	at/r_0^2 no. de Fourier	τ	tiempo, s
G	gasto másico, kg/sm^2	Θ	A_t temperatura, $^{\circ}C$
J	$StPr^{2/3}$ factor de Colburn	Z	i-T temperatura adim
L	longitud axial del lecho, m	ν	viscosidad dinámica, $kg/m \cdot s$
Nu	ad/λ_f no. de Nusselt	<u>Subíndices</u>	
Pe	ud/a no. de Péclet	i	interfaz
Pr	$c_p\mu/\lambda$ no. de Prandtl	f	fluido
q	flujo de calor, W/m^2	m	mínimo o máximo
Re	Gd/ν no. de Reynolds con base en velocidad superficial	o	valor de referencia
R	r/r_0 distancia radial adim	r	radial
R_0	definida en fig 4.2	s	sólido
St	α/c_pG no. de Stanton	v	volumétrico
T	Θ/Θ_0 temperatura adim	ω	referencia al ambiente o bien condiciones de equilibrio
t	temperatura, $^{\circ}C$		
u	G/ρ velocidad superficial, m/s		
U	coeficiente global de pérdidas al ambiente, W/m^2K		
x	distancia axial, m		

RESUMEN.

El trabajo experimental en la literatura muestra una dispersión en los datos experimentales del coeficiente de transferencia de calor (α) en lechos empacados que no es atribuible únicamente al arreglo del empaque, al régimen de flujo o a la geometría de las partículas. En este trabajo se fundamentan las bases para la implantación de una técnica experimental novedosa que permite medir el coeficiente de transferencia de calor local e instantáneo en un lecho empacado de esferas. Midiendo simultáneamente las temperaturas de la esfera y del fluido en su entorno durante un transitorio en el flujo de calor del lecho empacado al fluido, se han detectado oscilaciones importantes en el coeficiente α que revelan aspectos importantes de la hidrodinámica en los espacios intersticiales, tales como la presencia de vórtices. Considerando un valor representativo de α durante el transitorio, se obtienen datos experimentales promedio que están dentro del rango de las correlaciones reportadas. Las oscilaciones, así como la variación del coeficiente a lo largo del lecho empacado, y las diferencias en las técnicas experimentales, permiten explicar la dispersión reportada por otros autores.

INTRODUCCION.

Uno de los métodos para almacenar energía térmica consiste en variar el calor sensible de medios porosos. En aplicaciones industriales, el almacén térmico está frecuentemente constituido por un contenedor lleno de un material sólido de empaque que debe reunir las características de un alto calor específico, para que el volumen no sea demasiado grande, y una gran área de contacto fluido-sólido, para que el tiempo necesario para realizar el intercambio de calor sea corto. El transporte de energía se realiza mediante un fluido que atravieze el lecho empacado, donde transfiere calor al sólido, y el calor se recupera de la misma manera.

Para diseñar estos equipos es necesario conocer el flujo de calor entre el fluido y el sólido que, de acuerdo a la ley de enfriamiento de Newton, es directamente proporcional a la diferencia de temperaturas entre el fluido y el sólido, al área de contacto y a un coeficiente de transferencia de calor. El análisis dimensional demuestra que éste último es función de las características hidrodinámicas del flujo, de las propiedades físicas y de las características geométricas. El estudio experimental que aquí se presenta concierne a este coeficiente de transferencia de calor en un lecho empacado de esferas.

Los medios porosos se pueden clasificar en dos tipos:

Lechos empacados que se caracterizan por un área de contacto fluido-superficie y una fracción de vacío bastante grandes, manifestando entonces una baja resistencia relativa al flujo. Apilamientos de piedras, filtros de arena, columnas de absorción, los hornos en la producción de fierro y de coque, son algunos ejemplos de lechos empacados.

Sólidos porosos donde la fracción de vacío es relativamente pequeña y su configuración es de carácter aleatorio. En este caso la resistencia al flujo es bastante grande. Dichos sólidos ocurren en la naturaleza como por ejemplo la roca porosa de los yacimientos petroleros o geotérmicos; también hay medios artificiales como la espuma de poliuretano y poliestireno, filtros cerámicos, etc.

Dadas las muy bajas velocidades del fluido de transporte, en el caso de sólidos porosos se puede estimar con un margen de error aceptable, que existe un equilibrio térmico. Particularmente en los yacimientos geotérmicos donde se procura aprovechar el calor almacenado en la roca, Cruickshank (1983) demostró que los tiempos de enfriamiento por conducción térmica en la roca porosa son órdenes de magnitud menores que los tiempos necesarios para el transporte convectivo de calor. En este caso el estudio de la hidrodinámica del medio poroso permite realizar las simulaciones de los yacimientos geotérmicos necesarias para definir las políticas de explotación.

El presente estudio se enfoca al fenómeno de transferencia de calor en lechos empacados. En el caso de lechos empacados, el diseño de equipos requiere un conocimiento del fenómeno de transferencia de calor para que su operación sea eficiente y consecuentemente se reduzcan los costos totales.

Los modelos matemáticos que describen la transferencia de cantidad de movimiento en lechos empacados son lo suficientemente precisos como para evaluar la caída de presión y diseñar entonces el equipo que permita obtener los gastos deseados. Sin embargo, la hidrodinámica en el seno del lecho es demasiado compleja para permitir la solución de las ecuaciones generales de movimiento. Por lo tanto los modelos se simplifican al considerar sólo una dimensión para el movimiento del fluido teniendo en cuenta promedios volumétricos de las propiedades del sólido y del fluido. Un balance energético entre las fases determina entonces la ecuación que gobierna la transferencia de calor con base en la velocidad superficial del fluido. Estas simplificaciones obligan una comparación con el comportamiento real de los lechos empacados, y llevan a un ajuste de los parámetros del modelo.

Un considerable número de trabajos experimentales se ha abocado a la determinación del coeficiente de transferencia de calor considerando diferentes geometrías del material de empaque; estos trabajos aunados a la experiencia práctica en la operación de lechos, han permitido cuantificar dicho coeficiente para fines de diseño. Las diferentes técnicas experimentales y las diversas simplificaciones que determinan el tipo de modelo empleado en las correlaciones propuestas han generado una dispersión considerable en los valores reportados en la literatura, que no ha sido explicada satisfactoriamente.

En vista de lo anterior, se decidió realizar las mediciones del coeficiente de transferencia de calor local en el seno del lecho empacado. La medición directa del flujo de calor en la interfaz sólido-fluido prescinde del ajuste de los modelos simplificados y revela aspectos de la hidrodinámica local que influyen considerablemente en la transferencia de calor entre el sólido y el fluido.

Con estos objetivos en mente, se diseñó un procedimiento experimental basado en la teoría de la conducción de calor en sólidos que se ha estudiado extensamente y corroborado. El experimento ha demostrado ser confiable al arrojar resultados que son reproducibles y que están dentro de los rangos de las correlaciones existentes.

El análisis de las mediciones realizadas revela aspectos dinámicos que no han sido reportados anteriormente y que confirman observaciones hechas por otros investigadores con respecto a la hidrodinámica local. Con base en los resultados, se ha logrado explicar la dispersión en la cuantificación del coeficiente de transferencia de calor por diversos autores. Finalmente, la técnica experimental propuesta, de relativa facilidad en su implantación y realización, permitirá evaluar el comportamiento dinámico de lechos empacados que redundará en la optimización del diseño de estos equipos.

2. ANTECEDENTES.

En un lecho empacado hay flujos de calor entre el empaque y el fluido que lo atraviesa, y entre el contenedor y el exterior. En la industria química, cuando hay flujo a través de torres catalíticas donde se generan reacciones exotérmicas, se requiere eliminar el calor por las paredes del contenedor para evitar degradar el catalizador. Por lo tanto, en la zona cerca de la pared de espesor aproximado a un diámetro de partícula, se determina la resistencia térmica de mayor relevancia (ver fig 2.1). Hennecke (1972) recopiló los datos de catorce investigadores para determinar este coeficiente de transferencia de calor cerca de la pared. Sin embargo como indica Bauer (1983), dicho coeficiente disminuye en más de un orden de magnitud cuando aumenta la razón de aspecto $(L/D)^*$, efecto que no se ha logrado explicar.

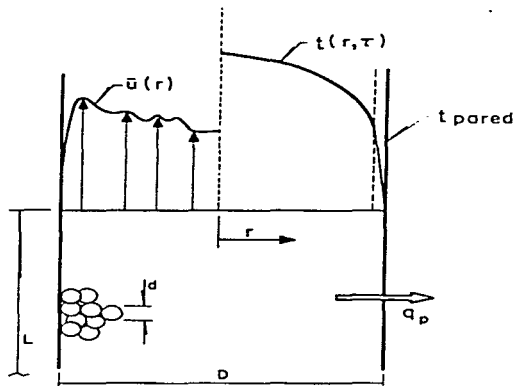


fig 2.1 Distribución radial de los perfiles de velocidad y temperatura en un lecho empacado de esferas según mediciones de Hennecke (1972). La velocidad presenta fluctuaciones de periodo aproximado al diámetro de la partícula, siendo sensiblemente mayor cerca de la pared. En el caso presentado, donde se enfría el lecho empacado por la pared del contenedor, el perfil de temperatura presenta un gradiente importante en esa misma zona.

* la nomenclatura que define las variables está después del índice.

En la industria de bajas temperaturas, en la generación de potencia con turbinas de gas y en la recuperación de calor de los gases a muy altas temperaturas, los equipos de interés son los regeneradores. En dichos equipos que generalmente operan con flujos intermitentes, se establece un equilibrio térmico entre el material de empaque y los flujos alternos de gases calientes y fríos de entrada, teniendo un coeficiente de transferencia de calor global entre las dos corrientes. Dicho coeficiente depende de la transferencia de calor local que se realiza entre el fluido y el material de empaque a lo largo del regenerador. Se han realizado numerosos estudios experimentales para evaluar la transferencia de calor para diferentes tipos de empacamiento, operando bajo diversas condiciones. La investigación experimental y la experiencia adquirida a lo largo de muchos años ha permitido acotar los valores de este coeficiente de transferencia de calor α , mediante los cuales es posible diseñar equipos económicos y confiables.

A medida que han aumentado los costos de los hidrocarburos se ha despertado el interés en la recuperación de energía térmica y el aprovechamiento de fuentes no convencionales de energía. En ambos casos se almacena energía térmica en el calor sensible de los materiales de empacamiento, por lo que es necesario conocer el comportamiento dinámico de estos equipos acoplados a otros sistemas térmicos. Otro caso donde se requiere conocer la dinámica de la transferencia de calor en un lecho "empacado" es el de la eliminación del calor remanente de una central nuclear después de un accidente en el sistema de enfriamiento que provocase el colapso por fundición del reactor nuclear.

Con el fin de comprender el fenómeno físico que se lleva a cabo en estos equipos se han desarrollado modelos analíticos para simular el comportamiento dinámico de lechos empacados. Dichos modelos son normalmente unidimensionales en la dirección axial del flujo del fluido, pero es posible incluir en un coeficiente de dispersión radial los efectos que produce el transporte transversal. Dada la estructura interna del flujo en un lecho empacado, donde se presentan aceleraciones positivas y negativas, desarrollo y separación de capa límite y un mezclado vigoroso, hasta la fecha no se ha desarrollado un modelo tridimensional, que probablemente resultaría poco práctico ya que todavía no se sabe si mejoraría substancialmente su capacidad predictiva sobre los modelos unidimensionales (Clark, 1979).

Considerando homogénea la estructura del lecho empacado, de manera que se puedan obtener promedios volumétricos de las propiedades de interés, se realizan balances de energía en el fluido y en el sólido para obtener las ecuaciones diferenciales:

Con referencia a la fig 2.2, se tiene para el fluido,

$$\epsilon \rho_f c_f \left(\frac{\partial t_f}{\partial t} + u \frac{\partial t_f}{\partial x} \right) = \epsilon \lambda_f \frac{\partial^2 t_f}{\partial x^2} + \bar{\alpha}_v (t_s - t_f) - \frac{UD}{A_t} (t_f - t_w) \quad (2.1a)$$

donde $\alpha_v = \alpha A_v$, y A_v es la superficie mojada del material de empaque por unidad de volumen del lecho empacado; para esferas uniformes:

$$A_v = 6(1-\epsilon)/d$$

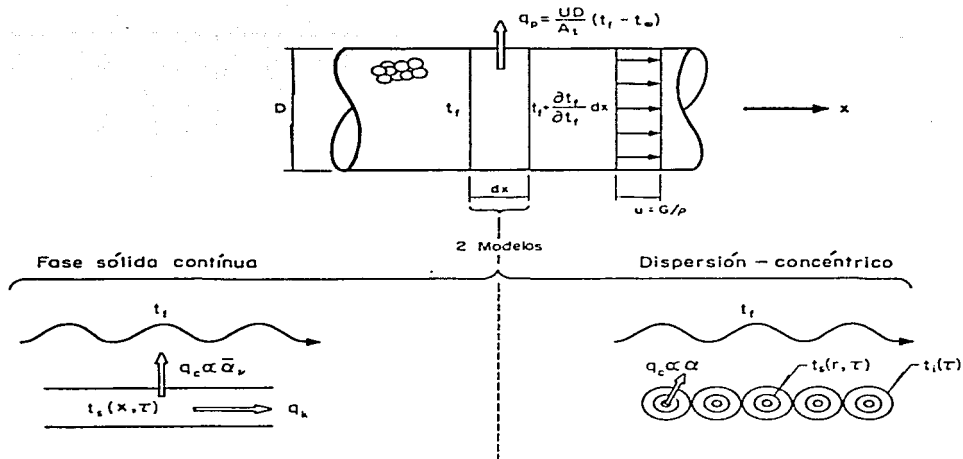


fig 2.2 Esquema del lecho empacado que define las variables de interés en los modelos matemáticos que simulan el comportamiento dinámico. Para el fluido se considera el promedio volumétrico de la temperatura en $(A \cdot dx)$. Para el sólido contenido en ese volumen se tiene la alternativa del modelo de fase sólida continua o el modelo dispersión-concéntrico, ilustrados por los flujos de calor señalados.

Para el sólido existen dos opciones (ver fig 2.2). La primera considera una temperatura promedio en la sección transversal al flujo, variando la temperatura únicamente en la dirección axial y existiendo conducción en la misma.

$$(1-\epsilon) \rho_s c_s \frac{\partial t_s}{\partial \tau} = (1-\epsilon) \lambda_s \frac{\partial^2 t_s}{\partial x^2} + \bar{\alpha}_v (t_f - t_s) \quad (2.2a)$$

Introduciendo las siguientes variables adimensionales en las dos ecuaciones precedentes:

$$\xi = \frac{\bar{\alpha}_v x}{G c_f}, \quad \eta = \frac{\bar{\alpha}_v \tau}{\rho_s c_s (1-\epsilon)}, \quad \theta = \frac{t_o - t}{t_o - t_m}$$

se obtiene,

$$K_c \frac{\partial \theta_f}{\partial \eta} + \frac{\partial \theta_f}{\partial \xi} = \theta_s - \theta_f + K_f \frac{\partial^2 \theta_f}{\partial \xi^2} + K_U (\theta_f - \theta_\infty) \quad (2.1b)$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial \eta} = \theta_f - \theta_s + K_s \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} \quad (2.2b)$$

donde K_c es la razón entre las capacidades térmicas por unidad de volumen

$$K_c = \frac{\rho_f c_f}{\rho_s c_s} \frac{\epsilon}{1-\epsilon}$$

y K_f , K_s representan la razón entre los transportes de energía térmica por conducción y por convección,

$$K_f = \frac{\epsilon \lambda_f \alpha_v}{(G c_f)^2}, \quad K_s = \frac{(1-\epsilon) \lambda_s \alpha_v}{(G c_f)^2}$$

y finalmente K_U representa la razón entre las conductancias térmicas del fluido al exterior y del fluido al material de empaque,

$$K_U = \frac{U d}{\alpha_v \Lambda_c}$$

La segunda opción para el sólido considera la existencia de un gradiente de temperatura dentro del mismo por lo que se considera la ecuación de conducción con las ecuaciones de frontera adecuadas,

$$\frac{\partial t_s}{\partial \tau} = a \nabla^2 t_s \quad (2.3a)$$

considerando partículas esféricas,

$$\frac{\partial t_s}{\partial \tau} = a \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial t_s}{\partial r} \right) \quad (2.3b)$$

teniendo en la superficie de la partícula $r = r_0$

$$\alpha (t_f - t_i) = -\lambda_s \frac{\partial t_s}{\partial r} \quad (2.4)$$

En esta segunda opción, la temperatura del sólido en la ec 2.1 es la de la interfaz t_1 , como en la condición en la frontera (ec 2.4), y el coeficiente de transferencia de calor α se refiere a la temperatura superficial del sólido, mientras que en la primera opción $\bar{\alpha}$ se refiere a la temperatura promedio del sólido.

Las propiedades de los sólidos y de los fluidos que se emplean por lo general se conocen o bien se pueden evaluar experimentalmente; pero en las ecuaciones anteriores los parámetros que no se conocen con precisión son α y λ_f . Este último representa una conductividad térmica efectiva que es la suma de la conductividad para condiciones estáticas y la dispersión axial debido al flujo por los intersticios del medio poroso. En el próximo capítulo se discuten las investigaciones que han conducido a una estimación de dicho parámetro, y cómo en función de los modelos antes descritos se llega a evaluar α . Cabe hacer notar que en los modelos anteriores no se considera el efecto de transferencia de calor por radiación térmica, ya que este es despreciable cuando las temperaturas son menores de 400 °C (Sagara et al, 1970).

Como consecuencia de las simplificaciones inherentes a los modelos y de las técnicas de medición empleadas, en la literatura se reporta una dispersión significativa de los valores del coeficiente de transferencia de calor. Por ello la presente investigación se aboca a tratar de explicar las causas que provocan tal diversidad en los datos e intentar eliminar el efecto de concentración de incógnitas en los parámetros de los modelos, realizando mediciones locales e instantáneas del coeficiente de transferencia de calor en un lecho empacado.

3. ANALISIS BIBLIOGRAFICO.

La literatura sobre lechos empacados es muy extensa y abarca diversos aspectos de transferencia de calor, de masa y de cantidad de movimiento. En el presente análisis se presenta una discusión sobre los aspectos generales de lechos empacados; luego se discuten los modelos matemáticos de simulación que se han desarrollado para predecir el comportamiento de la transferencia de energía térmica. Finalmente, se discuten los trabajos experimentales realizados sobre diferentes empacamientos con esferas para la determinación del coeficiente de transferencia de calor. Aunque un empacamiento con esferas ofrece un área mínima por unidad de volumen, se tiene una aproximación adecuada para otros tipos de empaque ya que se alcanza una cierta homogeneidad que permite asumir un flujo tipo pistón. Prácticamente todos los trabajos experimentales se han realizado con esferas.

3.1 ASPECTOS GENERALES.

En varios textos de fenómenos de transporte (Bird et al 1960, Sissom 1972, Fahien 1984) donde se explican los fundamentos de la transferencia de calor y masa en lechos empacados, se presentan las definiciones principales de los parámetros de diseño. El estado del arte se ha publicado periódicamente (Barker 1965, Philip 1970, Balakrishnan 1979). Recientemente Clark (1979) presentó una monografía muy completa sobre los aspectos de almacenamiento térmico por medio de lechos empacados. Schmidt y Willmot (1981) especifican las soluciones analíticas y métodos computacionales disponibles para el diseño de lechos empacados con fines de almacenamiento de energía; describen las simplificaciones y aproximaciones necesarias que limitan la validez de los diseños para sistemas que emplean aire como fluido de transferencia. Incluyen un método para la optimación de dichos sistemas. Quizás el trabajo más completo que describe con rigor la transferencia de calor en diversos equipos lo presenta Hausen (1983). Este trabajo clásico comprende una descripción del fenómeno transitorio dentro de los sólidos que sirven de empacamiento en regeneradores y la manera en que influyen sobre el coeficiente global de transferencia de calor. Particularmente, define el coeficiente de transferencia referido a la temperatura promedio del sólido como una función del coeficiente referido a la temperatura superficial, pudiendo ser este último hasta dos veces mayor del valor del primero. Desarrolla las ecuaciones básicas y diversos métodos de solución para la respuesta inicial y el establecimiento del equilibrio en regeneradores. En otros trabajos se especifican métodos simplificados para el diseño de regeneradores (Kulakowsky y Schmidt 1982, Dudukovic y Ramachandran 1985) que permiten realizar los cálculos necesarios para dimensionar el equipo con ayuda de gráficas.

3.2 MODELOS MATEMÁTICOS.

Del modelo matemático descrito en el capítulo precedente se desprenden tres tipos de modelos. El modelo compuesto por las ecs 2.1 y 2.3 con la condición en la frontera 2.4 es el más complejo y el que se aproxima más al fenómeno real, Wakao (1979) le llama modelo de dispersión-concéntrico. Alternativamente, el modelo llamado de fase sólida continua, despreja los

gradientes internos al sólido, y se considera entonces la ec 2.2 en vez de 2.3 para el sólido. Dada la complejidad de ambos modelos, no se reportan soluciones analíticas y sólo existen aproximaciones numéricas como solución.

Si se desprecian los parámetros K de las ecs 2.1 y 2.2 resulta un sistema de ecuaciones diferenciales parciales llamado modelo simplificado de dos fases, o bien modelo de Schumann (1929) ya que él presentó en forma gráfica las distribuciones de temperatura obtenidas de la solución analítica por medio de funciones de Bessel. Hausen (1983) precisa que fueron Anzelius (1926) e, independientemente, Nusselt (1927) los que presentaron primero una solución al problema, siendo más general la de Nusselt al ser aplicable para una distribución inicial de temperatura no uniforme.

Finalmente, se tiene el modelo de una sola fase que representado por una ecuación diferencial para la cual se considera al lecho empacado como un medio homogéneo. Al reducir la complejidad del modelo los parámetros que lo describen "concentran" un mayor número de efectos no cuantificables del fenómeno, de manera que al comparar los resultados del modelo con mediciones experimentales resulta muy complicado desglosar la interdependencia de los efectos. El modelo es entonces más sencillo pero se aplica a casos muy particulares.

Para el modelo de una sola fase, Riaz (1978) presenta una solución analítica considerando un medio sólido semi-infinito, inicialmente a temperatura constante. Determina gráficamente las distribuciones de temperatura como respuesta a un impulso, un escalón y una rampa en la temperatura del fluido que entra al lecho empacado. Además de las simplificaciones usuales, supone que el coeficiente α_v tiende a infinito, siendo entonces iguales las temperaturas del fluido y del sólido a lo largo del lecho. Sin embargo, define una conductividad equivalente en función del coeficiente α_v , los parámetros de flujo y la conductividad del sólido. Comparando sus resultados con el modelo de Schumann, cuando el fluido es aire, estos coinciden para valores del tiempo adimensional mayores de 10; para tiempos menores la temperatura del sólido está dentro del 10%. Ofrece resultados simplificados que permiten determinar la localización de la termoclina y su dispersión para tiempos mayores de 10, lo que permite hacer una primera estimación en el diseño de almacenes de energía térmica.

Hughes et al (1976) establecen la ventaja del modelo de una fase para realizar simulaciones de largo plazo en almacenes térmicos para el calentamiento de aire con energía solar. Particularmente, cuando el número de unidades de transferencia (NTU) es mayor a 10 ($NTU = \xi$ para $x = L$), demuestran que el comportamiento del almacén es entonces poco sensible a la variación del valor de NTU y de la localidad geográfica. En consecuencia no se requiere un valor preciso de α_v ya que en sistemas prácticos el NTU es generalmente mayor de diez. Duffy y Beckman (1980) emplean estos resultados para definir una metodología de diseño de un almacén térmico acopiado a colectores solares.

Vortmeyer y Schaefer (1974) en un análisis de las ecs (2.1) y (2.2), despreciando los términos K_C , K_F y K_U derivan un modelo de una sola fase que no requiere la igualdad de las temperaturas del fluido y del sólido sino sólo de sus derivadas segundas con respecto a x . Definen la conductividad axial efectiva del sólido,

$$\lambda_{ax} = \lambda_0 + G^2 c_f^2 / \alpha_V$$

y al comparar con los resultados experimentales de Yagı et al (1960) obtienen,

$$G^2 c_f^2 / \alpha_V = \delta Pe_f$$

donde $0.7 < \delta < 0.8$.

Este resultado es muy semejante al encontrado experimentalmente por Green et al (1964). Sin embargo, ambos se basan en valores publicados de α_V (Bird et al, 1960) para validar la ecuación precedente. La ecuación que obtienen es entonces:

$$(1 - \epsilon) \rho_S c_S \partial T_S / \partial \tau + G c_f \partial T_S / \partial x = \lambda_{ax} \partial^2 T_S / \partial x^2$$

Varios de los autores precedentes se basan en el trabajo de Jefferson (1972) para incluir los efectos de la conductividad en el interior de la fase sólida definiendo el coeficiente efectivo

$$1/\bar{G} = (1/\alpha)(1 + B_1/5)$$

Sin embargo, la constante 5 que divide al número de Biot parece ser válida sólo para tiempos largos $d^2/(a\tau) < 10$; para tiempos menores el valor puede alcanzar 8 (Hausen, 1983).

Dixon y Cresswell (1986) precisan que los parámetros efectivos en los modelos de una fase pueden ser muy diferentes para los casos de estado permanente y transitorio. El análisis que presentan explica que por tratarse de bajos números de Reynolds otros autores han podido emplear en régimen transitorio los parámetros obtenidos de la experimentación en estado permanente. Para estos números de Reynolds pequeños no se observan diferencias entre los resultados analíticos y los de pruebas experimentales. Reportan que en el caso de un transitorio el coeficiente de transferencia de calor depende de la posición axial y del tiempo; más no es necesario considerar esta variación para la aproximación del comportamiento dinámico. No obstante, con el fin de reproducir el modelo de dos fases definen un K_C efectivo que varía un orden de magnitud cuando el número de Reynolds varía un orden de magnitud.

Incluir los efectos de la dispersión podría resultar más congruente con la realidad si se incluyeran en los términos del transporte convectivo de entalpía, como se hace en los fenómenos de turbulencia, en lugar del término de conducción que representa los efectos de difusión.

Con respecto a los modelos de dos fases, Spiga y Spiga (1981) presentan una solución analítica por medio de funciones de Green a las ecs 2.1 y 2.2 despreciando los términos con los factores K_F , K_S y K_U . Estudian el efecto de K_C sobre la respuesta del sistema a un impulso, escalón, rampa y a una variación senoidal de la temperatura del fluido de ingreso. Cuando el fluido es agua ($K_C \approx 1$), la diferencia de temperatura entre las fases es sensiblemente mayor que cuando el fluido es aire ($K_C \approx 0.001$). Coutier y Farber (1982) resuelven numéricamente las mismas ecuaciones despreciando sólo el término con el coeficiente K_F , y estudiando el sistema aire-piedras

obtienen una muy buena correlación experimental. Utilizan su modelo para determinar α_v reproduciendo los valores experimentales de la temperatura del sólido promediada en diferentes secciones a lo largo de su lecho experimental. Determinan que el número de Biot es menor que 0.1 por lo que desprecian los efectos de conductividad dentro del sólido, pero reconocen el efecto de dispersión radial que no considera su modelo y que podría afectar el valor de α_v . La expresión que determinan para evaluar el coeficiente arroja resultados 15 a 50 % por arriba de los valores de la ecuación de Lof y Hawley (1940), pero menores que los valores experimentales de Alanis et al (1977). Dado que en estos dos últimos trabajos se empleó el método gráfico de identificación con las curvas de Shumann, la correlación de Coutier y Farber ofrece mayor precisión, y se podrá utilizar para fines de diseño cuando la transferencia de calor se realiza entre aire y un lecho empacado de piedras. Dicha expresión es,

$$\alpha_v = 700(G/d)^{0.75}$$

Adicionalmente estos autores presentan un método simplificado para el diseño óptimo de este tipo de almacenes térmicos acoplados a un colector solar.

Shitzer y Levy (1965) presentan una solución analítica más eficiente del modelo de Shumann (1929) por medio de series dobles infinitas, y a partir del teorema de Duhamel obtienen la solución para una variación temporal de la temperatura de entrada. No especifican la correlación que emplearon para α , pero la comparación de sus resultados experimentales con la solución analítica que introducen parece indicar que en el sistema aire-piedras no son significativos K_f , K_s y K_p , aunque sus pruebas experimentales sólo abarcan un rango estimado del número de Reynolds entre 170 y 400. Llamán la atención sobre el hecho de que para un lecho de piedras, las correlaciones usuales para determinar la pérdida de carga subestiman la caída de presión en un factor de 1.5 a 4.

Saez y McCoy (1962, 1963) en dos trabajos muy semejantes resuelven analíticamente las ecs 2.1 y 2.3 basándose en expansiones polinomiales de Hermite y Laguerre. En el segundo trabajo incluyen el término de pérdidas al ambiente que pretende mejorar la comparación con datos experimentales de otros autores reportada en el primero, más no indican tal mejora. Emplean los parámetros de Wakao et al (1979) para la transferencia de calor y la dispersión axial, e infieren que este último está sobre estimado. Indican cuándo se puede despreciar el gradiente radial de temperatura ($UR_c/\lambda_{rad} \ll 1$); y cuándo se puede despreciar el efecto de inercia térmica de la pared ($(L^2/a)_{pared} \ll \tau$ (transitorio))

Dhingra et al (1964) resuelven las ecs 2.1 y 2.3 por tres métodos: transformadas de Fourier, de Laplace y numéricamente. Comparan las soluciones con datos experimentales, analizando la respuesta a un impulso de aire caliente de un lecho de balines de vidrio de 1.15, 3 y 6 mm de diámetro con números de Reynolds de 1 a 300. El método experimental les permite eliminar el efecto de entrada empleando dos lechos de 30 y 60 cm de largo, considerando la respuesta del primero como entrada al segundo. El método consiste en variar los parámetros α , λ_s y λ_f hasta obtener la variancia mínima entre los valores experimentales y teóricos de la temperatura de salida. Esta comparación se realiza en el dominio de las transformadas de Laplace y Fourier ya que las inversiones necesarias para

comparar en el dominio del tiempo resultan muy difíciles. El método numérico sí permite esta comparación directa, pero requiere discretización para las variables del tiempo, de la coordenada axial y de la coordenada radial de la partícula lo que implica dificultades en distinguir una respuesta real y la dispersión atribuible al método numérico. Estos autores son los únicos que discuten con cierto detalle las dificultades que tuvieron para obtener resultados por los tres métodos. Independientemente del método, los autores confirman la conclusión previa que a bajos números de Reynolds la respuesta al impulso depende de la dispersión axial pero es poco sensible a α y λ_S ; mientras que para números altos la respuesta es menos sensible a la variación de la dispersión axial. Esto se refleja en una mayor dispersión de sus datos experimentales en Nu vs Re para números bajos de Reynolds, abarcando ésta prácticamente un orden de magnitud. La interacción de los parámetros en el análisis contribuye a la variación experimental de los datos siendo estos menos sensibles a la variación en λ_S .

Beasley y Clark (1984) presentan un trabajo muy completo, que es un resumen de la tesis doctoral del primer autor. Dan referencia de los trabajos realizados sobre modelos de almacenamiento térmico durante los años setenta hasta 1983 precisando si estos son modelos uni- o bidimensionales, de una o dos fases, analíticos, numéricos y/o experimentales. Argumentando que la variación radial del flujo es debida al efecto de la porosidad, proponen un modelo que incluye un término que considera la dispersión radial, y que se suma al lado derecho de la ec 2.1

$$\lambda_f F \left[(1/r) \partial t / \partial r + \partial^2 t / \partial r^2 \right]$$

Para el sólido desprecian el término con el factor K_S en la ec 2.2, pero incluyen una ecuación adicional del balance de energía en la pared, incluyendo la conducción axial, la capacitancia térmica y las pérdidas al ambiente. Esta ecuación resulta determinante en su trabajo ya que investigan el efecto de mayor porosidad cerca de la pared; en sus pruebas experimentales utilizan un contenedor de acero de espesor de 3.17 mm. Hacen notar que aún cuando la porosidad sea uniforme, empleando medias y cuartos de esfera en la pared, persiste menor resistencia al flujo en la zona cerca de la pared. Esta observación es importante al considerar las mediciones experimentales del coeficiente de transferencia de calor de investigadores que emplean este método para simular el flujo uniforme en un medio poroso empacado de esferas (eg. Rowe y Claxton, 1965). Para medir la temperatura del sólido emplean esferas de aluminio de misma capacidad calorífica volumétrica que las esferas de vidrio del lecho; y mencionan que con la medición simultánea de las temperaturas fluido-sólido determinan el valor del coeficiente de transferencia de calor local, mas no detallan el método. Cabe mencionar que dicho método es muy semejante al empleado en la presente investigación. Consideran la correlación de Galloway y Sage (1970) para comparar sus resultados numéricos con las mediciones de temperatura en diversos puntos del lecho; pero para lograr un ajuste incrementan en 50% el valor correspondiente de α . Aparentemente, los perfiles simulados de temperatura no son sensibles al cambio en α pues sólo difieren en dos grados Celsius. Concluyen que a mayor valor del coeficiente α disminuye la dispersión térmica axial. Al considerar otras dos pruebas experimentales independientes, reproducen con mucha precisión las termoclinas, lo que muestra la bondad del modelo para números de Reynolds entre 90 y 660.

3.3 OTROS MODELOS

Aunque los modelos matemáticos antes descritos resultan prácticos y logran predecir el comportamiento dinámico de un lecho empacado, tienen ciertas desventajas que han sido analizadas por varios investigadores. El modelo homogéneo supone un mecanismo de transporte por dispersión de tipo Fick (de difusión) que es dominado por los gradientes de temperatura o concentración donde influyen la difusión molecular y/o turbulenta; sin embargo, el mezclado del fluido en un lecho empacado se debe más bien al efecto de mezclado mecánico provocado por el flujo mismo al interactuar con la geometría del lecho. Por esta razón, la difusividad efectiva, que depende del flujo, es muy diferente de la difusividad real, que depende de las propiedades físicas. La segunda derivada con respecto a la posición axial implica que se requiere especificar una condición en la frontera de salida además de la condición a la entrada para obtener una solución única. Danckwerts (1953), Coi y Perlmutter (1976), y luego Kreft y Zuber (1978) han propuesto diversas condiciones a la frontera basadas intuitivamente en el mecanismo de transporte difusivo. Adicionalmente, dado el tipo parabólico de la ecuación de difusión, la solución implica que hay dispersión corriente arriba, lo cual no ocurre experimentalmente (Deckwer y Mahlmann, 1974).

Dadas estas desventajas, Deans y Lapidus (1960) introducen un modelo de celda de mezclado, donde el lecho empacado se simula como una serie de regiones (celdas) donde se mezcla perfectamente el fluido, que están interconectadas por tubos donde la velocidad intersticial es muy alta comparativamente. De esta modelización resultan relaciones algebraicas de recurrencia en vez de ecuaciones diferenciales. Deans (1963) extendió este modelo para simular adecuadamente la dispersión, considerando una parte de la celda ocupada por fluido prácticamente estancado con intercambio de masa con las otras zonas del fluido.

Kyle (1971) desarrolló un modelo basado en los mismos conceptos de Dean, obteniendo una solución cerrada con dos parámetros de ajuste para correlacionar sus resultados experimentales obtenidos de la observación de flujo transversal por una matriz de cilindros en arreglo triangular. Dicho autor demuestra que el comportamiento del arreglo de cilindros es muy similar al de un lecho empacado de esferas.

Hinduja (1980) desarrolla un modelo similar que requiere de tres parámetros para su solución y argumenta una mayor facilidad matemática para resolver las ecuaciones con respecto a los modelos de difusión. Chang (1982) resuelve con rigor, empleando promedios volumétricos, el comportamiento de un reactor de lecho empacado. En su trabajo demuestra que los términos que contienen los efectos de dispersión axial y radial son del orden de 10^{-2} y, apoyándose en el trabajo de Carbonell (1980), propone como causa del efecto axial de dispersión a la distribución radial no uniforme de la porosidad, lo que implica una mala distribución del flujo.

Finalmente, Sundaesan et al (1980) demuestran como el modelo de la celda de mezclado se aproxima más a la evidencia experimental y procuran desarrollar una ecuación diferencial parcial hiperbólica de segundo orden que cumpla los mismos requerimientos físicos; sin embargo sus resultados indican que es imposible desarrollar tal modelo. A pesar de ello, concluyen que para fines de diseño el modelo de dispersión es satisfactorio y que ningún modelo ofrece

una ventaja particular sobre los demás.

3.4 TRABAJO EXPERIMENTAL CON LECHOS EMPACADOS DE ESFERAS.

Los trabajos experimentales en lechos empacados han sido indispensables para definir los parámetros de diseño dadas las limitaciones ya mencionadas de los modelos matemáticos. Se presenta una descripción cronológica de los trabajos de mayor relevancia, que procura poner en relieve la contribución de la investigación experimental realizada.

El trabajo clásico de Lof y Hawley (1948) definió la correlación más extensamente empleada para el diseño de equipo de transferencia de calor con lechos empacados, y a la fecha es la que se recomienda cuando el empacamiento es material granular irregular (Duffie y Beckman, 1980). Como antecedente, se menciona en este trabajo la investigación de Furnas en 1932 quien midió simultáneamente las temperaturas del aire y del sólido, aunque la precisión obtenida con sus instrumentos no fue adecuada. En consecuencia, empleó un método indirecto para determinar el coeficiente de transferencia de calor con base en las curvas teóricas de Shumann (1929), requiriendo medir únicamente la temperatura de salida del lecho durante un periodo de tiempo adecuado. Lof y Hawley describen con detalle el método experimental y el procedimiento de cálculo del coeficiente con base en el modelo de Shumann e indican las limitaciones inherentes. En particular señalan que aunque no debiera existir una diferencia en el coeficiente cuando se tienen condiciones de estado permanente o de estado transitorio, los métodos para promediar las diferencias de temperaturas y la zona de intercambio de calor pueden ser causa de grandes errores al aplicar resultados de un estado para ambas condiciones. Comparan sus resultados con los de Furnas y con los de Saunders y Ford (1940) coincidiendo con los del primero pero con valores menores de α_v con respecto a los de los últimos autores. Saunders y Ford determinaron curvas de comportamiento de la temperatura adimensional en función de las características geométricas y de flujo, con base en un análisis dimensional. Emplearon esferas con varios valores de L/d , y esta diferencia geométrica con respecto al material granular de Lof y Hawley es la razón de la discrepancia. Lof y Hawley señalan que las esferas uniformes con superficie lisa permiten un contacto más efectivo entre fluido y sólido y dada la menor porosidad (38%) que la del material granular (43-45%) la velocidad intersticial es mayor así como el área por unidad de volumen. La mayoría de sus datos experimentales se encuentran en el rango del número de Reynolds de 40 a 350, que consideran como la zona de transición entre flujo laminar y turbulento, por lo que las condiciones en las que se desarrolla el experimento contribuyen a las diferencias en los valores del coeficiente de transferencia de calor. Investigaciones subsecuentes arrojan tal dispersión de datos experimentales que no es posible una conclusión definitiva.

Galloway et al (1957) investigaron el efecto del arreglo geométrico sobre la transferencia de calor y masa en lechos empacados, motivados por la diferencia en un orden de magnitud del factor de fricción entre el arreglo cúbico y el rombocédrico. Para ello, midieron temperaturas y humedades del aire durante el periodo de velocidad de secado constante de esferas impregnadas de agua; eliminaron la dificultad de medir la temperatura superficial de las esferas, justificando que esta es la temperatura de bulbo húmedo correspondiente a las características psicrométricas del aire de salida. Las secciones del lecho

fueron cuadradas, una hexagonal (para el arreglo romboédrico), y una circular (para un arreglo al azar); con ocho capas de esferas para todos los arreglos. Argumentan que un número menor introduce efectos de entrada, y un número mayor implica un equilibrio térmico y de difusión que imposibilita una determinación de los coeficientes por el método integral que emplean. Sus resultados globales indican una zona común para todos los arreglos al presentarlos en una gráfica del factor de Colburn vs número de Reynolds, por lo que concluyen que los efectos del arreglo geométrico sobre la transferencia de calor y masa son mucho menores que sobre la transferencia de cantidad de movimiento. Consideran entonces inaplicable la analogía de Ergun derivada de la analogía de Reynolds, ya que esta última sólo considera efectos de disipación de energía por fricción y no por efectos de forma que generan vórtices. Esto se confirma si se considera que para números grandes de Reynolds el factor de fricción permanece constante en lechos empacados mientras que el factor de Colburn continua decreciendo al igual que el factor de fricción para flujo en tubos lisos. La analogía entre el factor de Colburn para transferencia de calor J_H y para transferencia de masa J_D , al considerar la temperatura superficial como la temperatura de saturación adiabática, es tal que la razón entre estos números es igual a $(Pr/Sc)^{2/3}$.

Thoenes y Kramers (1958) determinaron la transferencia de masa de una esfera rodeada de otras inertes por métodos de disolución en agua y por evaporación en aire. Analizan las posibles causas de errores sistemáticos que serían la causa del rango tan amplio ($\pm 28\%$) de las diversas investigaciones reportadas sobre transferencia de masa, en particular el coeficiente promedio efectivo para todo el lecho. La no homogeneidad del lecho influye en la distribución radial de velocidad, siendo la velocidad cerca de la pared mayor hasta en un factor de 2 sobre la velocidad promedio, aún cuando la razón de diámetros entre el contenedor y de la partícula es de 12, por lo que el valor promedio del coeficiente de transferencia será inexacto cuando el lecho es corto. Sin embargo, para realizar mediciones de la concentración con suficiente precisión los lechos deben ser cortos, ya que después de 10 capas el gas está prácticamente saturado. Esto último, aunado al hecho que para lechos cortos los gradientes axiales de concentración son altos, implicando un efecto importante de la difusividad axial, son las razones de las discrepancias entre los valores del coeficiente de transferencia de masa en gases. Adicionalmente se tienen errores de medición de la temperatura superficial que se supone igual a la temperatura de saturación adiabática; y errores debidos a los valores de las propiedades físicas. Por estas razones conducen sus experimentos sobre una esfera en una cavidad representativa de un arreglo ordenado para seis arreglos que constan de tres capas, excepto uno cúbico de cinco capas. Para líquidos consideran dos términos para definir el número de Sherwood, puesto que consideran que en un lecho empacado el flujo no es totalmente laminar o turbulento; para gases sus resultados presentan mayor dispersión que en líquidos. Esto último es en parte debido al menor valor del número de Schmidt, que implica que los efectos difusivos con respecto a la convección son relativamente mayores en gases. Como en parte de las zonas intersticiales existe fluido prácticamente estancado, el efecto de transporte por difusión es importante en esas partes y por ello incluyen un tercer término en su correlación que considera este efecto para números de Reynolds bajos. Admiten una menor importancia en un factor de 2 de este último efecto cuando el lecho consiste de esferas activas en la transferencia de masa.

Barker (1965) realizó una revisión crítica de 244 trabajos disponibles sobre la transferencia de calor en lechos empacados, y presentó gráficas del factor de Colburn vs número de Reynolds resumiendo los resultados experimentales más relevantes. En forma tabular resume las condiciones experimentales de 28 trabajos indicando el tipo de material de empaque, dimensiones, rangos de temperaturas y del número de Reynolds, la razón de diámetros del contenedor y la partícula; la técnica experimental, en particular si las condiciones fueron de estado permanente o transitorio, y la correlación experimental. Todos los experimentos emplearon un gas, generalmente aire, como fluido de transporte; exceptuando uno realizado con agua con números de Reynolds de 3×10^3 a 7×10^4 y con $D/d = 6$, calentando una esfera por resistencia eléctrica en estado permanente dentro de lechos empacados con arreglos cúbico y romboédrico. En este caso se tenían 6 capas de esferas en un contenedor de sección rectangular con medias esferas en las paredes. Barker señala que todos los trabajos (5) con arreglos ordenados se realizaron en condiciones de estado permanente, con un área de pared importante. Un trabajo con anillos Raschig realizado por Glaser (1955) emplea una técnica con un método transitorio midiendo la variación de temperatura en el centro del lecho y las temperaturas de entrada al realizar periódicamente inversiones del flujo. Esta técnica está descrita por Hausen (1983). Dado que en todas las pruebas, excepto una, el fluido tenía un número de Prandtl de 0.71, Barker opina que el hecho de emplear el factor de Colburn $j = StPr^{2/3}$ como parámetro de correlación es una conjetura sobre el efecto de las propiedades, y que se debería realizar experimentación con otros fluidos. Cabe mencionar una nota histórica con respecto a la analogía de Chilton-Colburn, la cual se reduce a la analogía de Reynolds cuando el número de Schmidt o de Prandtl es igual a uno. Aunque el exponente $2/3$ del número de Prandtl ha sido objeto de una racionalización teórica empleando la teoría de la capa límite laminar (Kays y Crawford, 1980), se atribuye a Chilton el comentario de que el valor de $2/3$ no era el mejor para ajustar los datos experimentales, pero que se escogió porque en las reglas de cálculo se tenían las escalas del cuadrado y de la raíz cúbica (Cussler, 1984).

Rowe y Claxton (1965) realizaron una investigación sobre una esfera activa rodeada de esferas inertes en experimentos de transferencia de calor y de masa en estado permanente con agua y aire. Los arreglos que probaron fueron el cúbico y el romboédrico, variando para este último el espaciamento entre las esferas de 0 a 1 cm con el fin de obtener datos aplicables a lechos fluidizados. Colocaron fracciones de esfera en las paredes, y la longitud axial consistió de cuatro capas con la esfera activa en la tercera. Los arreglos de sección rectangular fueron colocados en un túnel de aire o en un canal de agua donde comprobaban la uniformidad del flujo con humo o colorante respectivamente. De las múltiples observaciones deducen un modelo de correlación que incluye la porosidad:

$$Nu = A + B Pr^{1/3} Re^n$$

donde $A = 2/[1 - (1-\epsilon)^{1/3}]$, $B = 2/3$ y n varía suavemente entre $1/3$ cuando Re tiende a cero y $2/3$ cuando tiende a infinito (para la mayoría de los trabajos experimentales a los cuales hacen referencia $n = 1/2$). En sus conclusiones precisan que la ecuación determina el coeficiente de transferencia de una partícula individual en condiciones de baja intensidad de flujo de calor o masa (la diferencia de temperatura superficial y del fluido fue en promedio

2:C). En condiciones normales todas las partículas son activas, lo que modifica las condiciones de flujo y los gradientes térmicos o de concentración; sin embargo, consideran que se pueden ignorar estos efectos.

Rhodes y Peebles (1965) realizaron uno de los primeros trabajos que cuantifica el coeficiente de transferencia de masa local alrededor de una esfera activa en el seno de esferas inertes para dos arreglos, cúbico y romboédrico, en condiciones de estado permanente. Su técnica experimental se basó en la medición de la variación local del radio de una esfera de ácido benzóico al disolverse en un flujo de agua; y en el cálculo, con base en datos de la literatura, de la difusividad y fracción molar, para determinar el número de Sherwood en función del ángulo de posición de la esfera a partir del punto de estancamiento frontal. Los arreglos fueron de sección cuadrada con dimensiones de 5 x 5 x 7 diámetros y no especifican si tenían fracciones de esferas en las paredes. Para números de Reynolds entre 500 y 3 400, obtuvieron resultados para diferentes planos diametrales donde había puntos de contacto con las esferas adyacentes y donde no había puntos de contacto salvo en la parte superior e inferior. Al comparar sus resultados de los dos arreglos con los que obtienen para una esfera aislada en una corriente infieren el comportamiento hidrodinámico en los arreglos, ya que la hidrodinámica del flujo alrededor de una esfera ha sido extensamente estudiada. En los puntos de contacto donde la transferencia de masa es prácticamente cero sugieren que el fluido está esencialmente estancado, cubriendo un ángulo sólido de 20° en los puntos superior e inferior y un ángulo sólido de 10° en los puntos laterales. Sobre el plano diametral donde no hay puntos de contacto laterales, el comportamiento a lo largo de los 180° exhibe un máximo y mínimo absolutos con una variación regular entre éstos indicando la existencia de una capa límite laminar. El valor máximo ocurre entre los 50 y 60 grados, que es la zona donde se inicia la adherencia de la capa límite al incidir las líneas de corriente provenientes de la zona intersticial superior. En ese anillo el valor del coeficiente de transferencia de masa es hasta tres veces mayor al valor promediado para toda la esfera, en el caso del arreglo cúbico, y hasta 3.8 veces mayor para el arreglo romboédrico. La zona de separación de la capa límite está definida por un anillo entre 100 y 120 grados para el arreglo cúbico, y entre 80 y 100 grados para el romboédrico. En la zona de separación de una esfera (que es la zona frontal de la esfera adyacente inferior) una serie de máximos y mínimos de menor variación relativa indican la presencia de vórtices intersticiales. Para el arreglo cúbico se distingue una estructura de tres vórtices. Como sus resultados están integrados en el tiempo, los autores advierten que las localizaciones de los anillos descritos varían periódicamente debido a los flujos secundarios alrededor de los puntos de contacto con las esferas adyacentes. Cabe notar que los valores del número de Sherwood para el arreglo romboédrico son prácticamente el doble con respecto al cúbico.

Gillespie et al (1968) realizaron una investigación semejante a la descrita en el párrafo precedente, pero midieron la transferencia de calor local al calentar, en estado permanente, una esfera metálica rodeada por esferas inertes de corcho en un lecho empacado al azar. Girando el soporte de la esfera instrumentada obtuvieron la variación local del número de Nusselt en función del ángulo de posición de la esfera a partir del punto de estancamiento, para tres posiciones axiales: la primera, la segunda y la

decimonovena capa (aproximadamente la mitad del lecho). Para cada posición axial midieron en cinco posiciones radiales para determinar el efecto de pared. La longitud total del lecho es de 35 diámetros, pero la razón de D/d es de cuatro. Realizaron mediciones para tres valores del número de Reynolds: 250, 820 y 1 700 a partir de los cuales obtienen una correlación del valor de Nusselt integrado para toda la esfera en función del número de Reynolds. Como el arreglo de esferas es al azar, duplican las mediciones reempacando el lecho, encontrando que el efecto es poco significativo sobre los valores integrados del número de Nusselt. Sus resultados confirman la existencia de una capa límite laminar, los anillos de adherencia y de separación; así como las variaciones relativamente menores en la zona separada que implican la presencia de vórtices. Como en este caso miden el flujo de calor, los puntos de contacto no son puestos en evidencia como en los resultados de Rohdes y Peebles (1965). Como la entrada del aire al lecho empacado se realiza después de uniformar el flujo, miden valores menores de la transferencia de calor para las primeras dos capas; para las capas subsecuentes las diferencias entre correlaciones no es significativa, por lo que deducen que no existe un efecto de la profundidad del lecho sobre el coeficiente de transferencia después de las primeras dos capas. Estos valores menores los atribuyen a una velocidad e intensidad de turbulencia menores en la entrada. Cerca de la pared, determinan valores un poco mayores con respecto al centro debido al mayor flujo por la menor porosidad. Esta variación radial ha sido confirmada por mediciones de Marivoet et al (1974).

Un trabajo muy valioso para la comprensión de la hidrodinámica en un lecho empacado y que apoya las deducciones previas sobre los fenómenos de transferencia de calor y masa fue realizado por Kubo et al (1979). Empleando esferas huecas de vidrio de 50 mm de diámetro y 1/2 mm de espesor llenas de agua pudieron ver sin distorsión las líneas de corriente en el seno de un lecho empacado. Probaron dos arreglos ordenados, cúbico simple y romboédrico, con $L/d = 9$ y $D/d = 3$. Simultáneamente a las pruebas de visualización determinaron las curvas de tiempo de residencia (CTR) midiendo la concentración de un trazador con una celda de conductividad en la séptima capa. Como generalmente el coeficiente de dispersión se determina a partir de la variancia de dicha curva, obtuvieron resultados cualitativos que explican la discrepancia entre las correlaciones reportadas para determinar la dispersión axial. Aunque no definen las fronteras entre los tres regímenes que reportan, si se distingue el comportamiento diferenciado del régimen laminar, de transición y turbulento. Para el régimen laminar, con números de Reynolds hasta 55 no hay vórtices en los espacios intersticiales y no hay un mezclado transversal. Se observa una diferencia entre la velocidad del fluido en el centro de los espacios intersticiales y las regiones cerca de la superficie del sólido, incrementándose la diferencia al aumentar el gasto. El comportamiento de la CTR indica un flujo tipo pistón por el área libre en el arreglo cúbico; la cola (que representa la concentración residual) se explica en este caso por el fluido estancado en las zonas cerca de la superficie de las esferas. De aquí el valor alto en la variancia que implica un valor alto del coeficiente de dispersión. Para el arreglo romboédrico, la tortuosidad reduce el estancamiento y en consecuencia el coeficiente de dispersión axial es menor. En el régimen de transición, que abarca números de Reynolds desde 120 hasta 530, es clara la existencia de dos zonas de flujo: un "canal" donde fluye rápidamente el agua en medio del espacio intersticial y otra cerca de los lados del espacio intersticial donde existen

vórtices que giran lentamente. La escala de los vórtices es menor para el arreglo romboédrico que para el cúbico, e incluso en el primero hay huecos sin vórtices. Al incrementar el gasto se inicia un mezclado transversal. La CTR exhibe fluctuaciones significativas, mayores para el arreglo cúbico, que son consecuencia de los vórtices. Para el régimen turbulento, con valores del número de Reynolds de 690 y 1 255 todo el espacio intersticial está lleno de vórtices, y después de la tercera o cuarta capa el fluido está totalmente mezclado. Esta observación se confirma con las CTR para ambos arreglos que son prácticamente iguales.

3.5 CORRELACIONES GENERALES.

Finalmente, para fines de diseño de lechos empacados, cabe mencionar los trabajos que han intentado presentar una correlación que represente los numerosos resultados experimentales. Whitaker (1972) presenta una correlación muy general para lechos empacados y para arreglos triangulares de tubos, que puede considerarse adecuada dentro de un 25%, tomando en cuenta la longitud y velocidad características adecuadas.

Gupta et al (1974) intentaron definir los parámetros adecuados para reducir la dispersión en 17 trabajos reportados, encontrando una dependencia hiperbólica de J_h con la porosidad, que en coordenadas log-log se representa por líneas rectas. La correlación que proponen es entonces función de la porosidad y del número de Reynolds con base en la velocidad superficial para el rango de 10 a 10^4 :

$$\epsilon J_h = 2.876/Re + 0.3023/Re^{0.35}$$

Gnielinsky (1981) presenta igualmente una correlación que compara con los resultados experimentales de 20 trabajos para números de Reynolds con base en la velocidad intersticial desde 10 hasta 2×10^4 . En su caso el número de Nusselt varía linealmente con un factor de la porosidad definido por

$$f_{\epsilon} = 1 + 1.5(1-\epsilon).$$

Dicho factor multiplicado por el número de Nusselt para una esfera propuesto por el mismo autor parece predecir la variación de los datos experimentales dentro de un rango de 15%. El número de Nusselt para una sola esfera es,

$$Nu_{ss} = 2 + (Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2)^{1/2}$$

donde,

$$Nu_{lam} = 0.664Pr^{1/3}Re^{1/2}$$

$$Nu_{turb} = 0.037Re^{0.8}Pr/[1 + 2.443(Pr^{2/3} - 1)Re^{-0.1}]$$

Define el coeficiente de transferencia de calor α como el flujo de calor transferido entre la diferencia logarítmica de temperaturas:

$$\Delta t_{\log} = (t_2 - t_1) / \ln[(t_s - t_1) / (t_s - t_2)]$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a la entrada y a la salida del lecho

empacado y s a la temperatura superficial de la esfera. No especifica como se determinan tales temperaturas, particularmente durante un transitorio, ni como las estimó de los trabajos a que hace referencia para determinar el valor del número de Nusselt.

4. DESCRIPCION DEL EXPERIMENTO

El análisis de los trabajos experimentales reportados en la literatura permite acotar las variables experimentales en el diseño del dispositivo y en el procedimiento que se presenta en este capítulo.

Los almacenes térmicos siempre operan en régimen transitorio, y el experimento se diseñó para reproducir las condiciones más cercanas a la operación real de estos equipos. La geometría y material del empaque que se adoptó fue de esferas de vidrio; ya que el efecto de otras geometrías incide principalmente en la distribución del flujo debido a la tortuosidad que define caminos preferenciales, y cuyo resultado neto es un coeficiente de transferencia de calor global menor. Esta desventaja se ve compensada por un aumento considerable del área por unidad de volumen que presentan los empaques industriales. La difusividad térmica del vidrio permite obtener una diferencia de temperatura en el interior de la esfera que pueda ser medida durante el transitorio. Esto último también definió el tamaño de las esferas de vidrio (canicas comerciales), y consecuentemente el diámetro del cilindro contenedor: $D/d = 12$, que es la razón de diámetros más usual en la práctica, y que permite disminuir el efecto de pared. La longitud del lecho es tal que $L/d = 34$ ya que prácticamente todas las pruebas reportadas consideraban sólo varias capas de esferas por considerar constante el coeficiente de transferencia de calor a lo largo del lecho. En este caso se deseaba detectar diferencias axiales en el coeficiente.

Para determinar los números de Nusselt y de Reynolds, es necesario determinar el flujo de calor, una velocidad representativa del flujo (la velocidad superficial), y las propiedades térmicas del sólido y fluido. Estos son los factores que determinan el resultado, y su obtención se describe en este capítulo.

Con el fin de comparar los resultados con los anteriormente reportados se procuró abarcar un rango del número de Reynolds de un orden de magnitud, en función de la carga disponible para obtener el gasto requerido y del sistema de regulación del mismo. El número de ensayos realizado aseguró la repetibilidad del experimento para condiciones iguales de operación. No se realizó una análisis estadístico de las mediciones con el fin de evaluar los factores de influencia, puesto que la análisis dimensional indica que el coeficiente de transferencia de calor representado en el número de Nusselt, varía en función de la hidrodinámica representada por el número de Reynolds, de la geometría, que es constante en este caso, y de las propiedades representadas por el número de Prandtl, que también es constante para los experimentos realizados. El error relativo de los resultados experimentales se analiza en el apéndice C.

4.1 BASES ANALÍTICAS.

La transferencia de calor del sólido al fluido en el seno de un lecho empacado depende esencialmente de la geometría del sólido y la configuración del lecho, lo cual determina la hidrodinámica del fluido, y de las propiedades tanto del fluido como del sólido. El fenómeno simultáneo de convección y conducción puede ser cuantificado al conocer las resistencias al flujo de calor en el fluido y en el sólido. La naturaleza misma del flujo

del fluido dificulta la medición de parámetros que no sean promedios volumétricos y temporales. Resulta más satisfactorio medir temperaturas instantáneas locales en el sólido, aun cuando el sensor de medición acarrea un cierto error. Por ello, al determinar la variación de temperaturas dentro del sólido con respecto al fluido durante un transitorio se podrá evaluar la resistencia externa conociendo la interna. Esto supone que la variación de la temperatura en el entorno de la interfaz sólido-fluido es suave, teniendo entonces sentido el considerar un gradiente de temperatura en dicha interfaz.

Escribiendo la ley de Newton para el enfriamiento de un cuerpo, que es realmente la definición del coeficiente de transferencia de calor α :

$$q = \alpha(t_1 - t_f) \quad (4.1)$$

y considerando la ley de Fourier tanto para el fluido como para el sólido:

$$q = -\lambda_S(\partial t_S/\partial y)_1 = -\lambda_f(\partial t_f/\partial y)_1 \quad (4.2)$$

Ya que se supone que existe una capa de fluido en contacto con el sólido y en equilibrio termodinámico local (Arpacı, 1984; Isachenko, 1977) (esta es una de las hipótesis de la teoría de la capa límite hidrodinámica y de la capa límite térmica), al igualar las expresiones anteriores se obtienen los números de Nusselt y de Biot en función de un parámetro geométrico relevante:

$$\begin{aligned} Nu &= \alpha/\lambda_f \\ Bi &= \alpha l/\lambda_S \end{aligned} \quad (4.3)$$

Como se muestra en la fig 4.1, al cuantificar el número de Biot, o bien el número de Nusselt, se obtiene el valor del coeficiente de transferencia de calor α entre el fluido y el sólido.

El objetivo del procedimiento experimental es la cuantificación de α midiendo la dinámica de la variación de temperatura en el sólido. El análisis realizado se basa en la teoría de conducción para definir el perfil de temperatura en el sólido que determina el gradiente en la interfaz fluido-sólido.

La ecuación general de conducción sin fuentes internas de calor es,

$$\partial t/\partial \tau = a \nabla^2 t \quad (4.4)$$

que para coordenadas esféricas y considerando que existe simetría para cualquier radio,

$$\partial t/\partial \tau = a[\partial^2 t/\partial r^2 + (2/r)(\partial t/\partial r)] \quad (4.5)$$

Las condiciones iniciales y de frontera son:

- a) temperatura inicial uniforme al inicio del tiempo,
 en $r = 0$ $t(r) = t_0 = \text{cte}$
- b) en $r = 0$ $\partial t/\partial r = 0$
- en $r = r_0$ $(\partial t/\partial r)_{r=r_0} = -(\alpha/\lambda)(t_1 - t_f)$ (4.6)

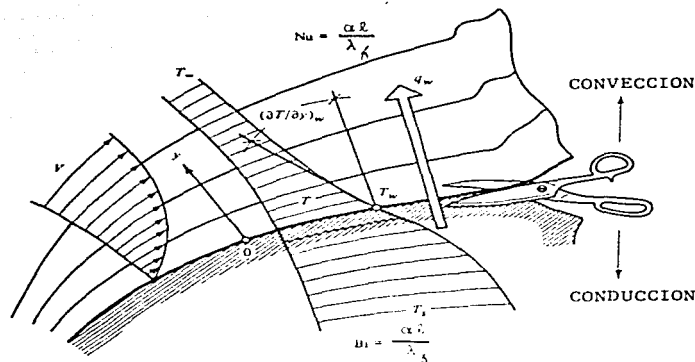


fig 4.1 Descripción de los números de Nusselt y de Biot. [Arpaci, 1984]

La última ecuación representa la condición de frontera del tercer tipo donde la diferencia de temperaturas es entre la interfaz y el fluido en el entorno.

Definiendo la variable Θ que representa la diferencia de temperaturas entre el sólido y el fluido, y que es condición necesaria para la existencia de transferencia de calor.

$$\Theta = t(r, r) - t_f, \quad \Theta_0 = t_0 - t_f \quad (4.7)$$

la ec 4.5 y las condiciones de frontera e inicial quedan:

$$\partial\Theta/\partial\tau = a[\partial^2\Theta/\partial r^2 + (2/r)(\partial\Theta/\partial r)] \quad (4.8)$$

para $r = 0$ $\Theta = \Theta_0 = \text{cte}$

en $r = 0$ $\partial\Theta/\partial r = 0$

en $r = r_0$ $\partial\Theta/\partial r = -(\alpha/\lambda) \Theta_{r=r_0} \quad (4.9)$

Finalmente se definen las siguientes variables adimensionales,

$$T = \Theta/\Theta_0, \quad R = r/r_0, \quad Bi = \alpha r_0/\lambda$$

$$Fo = a\tau/r_0^2, \quad \Xi = 1 - T$$

Para determinar el perfil de temperatura $T(Bi, Fo, R)$ existen soluciones analíticas cuando la temperatura del fluido es constante (Isachenko 1977), y

cuando varía linealmente o exponencialmente (Luikov 1968, 1980).

En el caso de t_f y α constantes, los perfiles instantáneos de la temperatura del sólido definen tangentes en la interfaz que se intersectan en un punto (punto A de la fig 4.2) durante el transitorio. Al introducir las variables adimensionales en la ec 4.9 de la condición en la frontera $r = r_0$, se tiene:

$$(\partial T / \partial R)_{R=1} = -B_1 T_{R=1} \quad (4.10)$$

donde el miembro izquierdo representa la pendiente de la tangente al perfil de temperatura adimensional en la frontera del sólido. De la fig 4.2 se observa que

$$\tan \phi = T_{R=1} / R_0 = -(\partial T / \partial R)_{R=1} \quad (4.11)$$

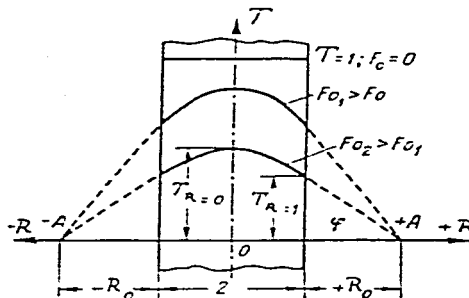


fig 4.2 Perfil de la temperatura adimensional cuando $\alpha = \text{cte}$; válida para cualquier geometría. [Isachenko, 1977]

donde R_0 representa la distancia adimensional de la frontera a la intersección de la tangente con el eje de las abscisas.

Comparando las dos ecuaciones anteriores se tiene,

$$R_0 = 1 / B_1 \quad (4.12)$$

Si durante el proceso de transferencia de calor α permanece constante entonces el B_1 también es constante y en consecuencia todas las tangentes al perfil de temperatura instantáneo pasan por el punto A de la fig 4.2.

Puesto que esta característica se deriva de la condición en la frontera, es válida para cualquier tipo de cuerpo y en cualquier instante arbitrario [$Fo > 0$].

El comportamiento de una esfera en el seno de un lecho empacado dista de ser idéntico al de una esfera aislada inmersa en una corriente de fluido tal que sus condiciones en la frontera permanezcan invariables; sin embargo, sí será semejante ya que esencialmente la esfera en el seno del lecho está totalmente rodeada por el fluido excepto en los puntos de contacto con las esferas adyacentes. Debido a la variación de la geometría intersitial el fluido se acelera y decelera en el entorno de una esfera provocando vórtices de periodicidad irregular en los huecos de mayor volumen (Kubo et al, 1979). Este fenómeno afectará la distribución instantánea de la temperatura superficial de la esfera y consecuentemente la transferencia de calor instantánea. No obstante, la variación local de la temperatura del fluido durante el transitorio será suave y la rapidez de la variación dependerá sólo del gasto. Se puede entonces analizar la transferencia de calor local en una esfera en el seno de un lecho empacado con las expresiones precedentes teniendo en cuenta la variación local de la temperatura del fluido. Para ello se redefine la temperatura en exceso,

$$\Theta = t - t_m$$

donde $t_m = t_{fo}$ es la temperatura mínima (o bien máxima) que alcanza el lecho empacado cuando se establece el equilibrio térmico, después de un tiempo "infinito". La condición en la frontera 4.6 es entonces,

$$\partial t / \partial r = -(\alpha / \lambda) [t_1(\tau) - t_f(\tau)] \quad (4.13)$$

la cual se adimensionaliza de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} r_o / (t_o - t_m) [\partial(t - t_m) / \partial r] &= -(\alpha / \lambda) [(t_1 - t_m) - (t_f - t_m)] r_o / (t_o - t_m) \\ \partial(\Theta / \Theta_o) / \partial(r / r_o) &= -(\alpha r_o / \lambda) (\Theta_1 - \Theta_f) / \Theta_o \\ (\partial T / \partial R)_{R=1} &= -Bi(T_1 - T_f) \end{aligned}$$

La ec 4.11 sigue siendo válida con las nuevas definiciones por lo que se tiene,

$$\begin{aligned} T_1 / R_o &= Bi(T_1 - T_f) \\ Bi &= (1 / R_o) [1 / (1 - (T_f / T_1))] \end{aligned} \quad (4.14)$$

que difiere de la ec 4.12 por un factor adicional. Siendo m la pendiente de la tangente al perfil instantáneo de temperaturas evaluada en la interfaz,

$$-m = T_1 / R_o$$

donde $m < 0$; se obtiene entonces la expresión para evaluar el coeficiente de transferencia de calor:

$$\alpha = -(m / T_1) [1 - (T_f / T_1)]^{-1} (\lambda / r_o) \quad (4.15)$$

La precisión en el valor de α depende entonces de la precisión de los valores de las temperaturas medidas en la interfaz y el fluido, de la dimensión de la esfera, de la conductividad térmica y de la pendiente. La cuantificación de la conductividad se realiza con base en el método del régimen regular de

Kondratyev (Isachenko, 1977) para medir el coeficiente de difusividad térmica mediante un experimento de fácil implantación y confiabilidad adecuada. Este método se describe en el apéndice A.

La cuantificación de la pendiente m se basa en las mediciones de la temperatura del sólido en tres sitios: el centro de la esfera, a la mitad del radio y en la superficie. Se estima entonces un perfil instantáneo parabólico de la temperatura $T = T(R)$ y se calcula el gradiente de temperatura en la superficie,

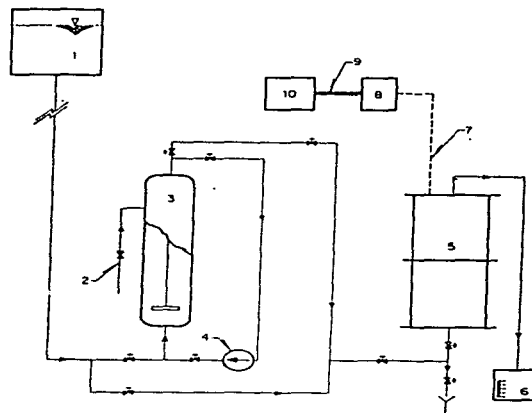
$$(\partial T / \partial R)_{R=1} = m$$

Lulkov (1968) demuestra analíticamente que al ser lineal la variación de la temperatura del fluido y con un valor constante de B_1 , el perfil de temperaturas en el sólido es efectivamente parabólico para cualquier instante de tiempo. Cuando dicha variación es de tipo exponencial, el perfil es entonces una función de tipo Bessel, ($\text{sen}R/R$). En el apéndice B se analiza el error en que se incurre al aproximar la variación radial mediante una parábola.

4.2 DESCRIPCIÓN DEL APARATO EXPERIMENTAL

El dispositivo experimental consiste del cilindro contenedor del lecho empacado, instrumentado para realizar las mediciones de temperaturas, y del equipo auxiliar para obtener los cambios de gasto y temperatura del flujo de agua. En la fig 4.3 se muestra un esquema de la instalación experimental donde se describen los diversos equipos auxiliares; y en la fig 4.16 se muestra una fotografía de la instalación donde se aprecia el tamaño relativo y la disposición de los equipos. La instrumentación para medir las temperaturas dentro del lecho empacado (no. 5 en la fig 4.3) consiste en termopares que van a la referencia fría (no. 8), baño de hielo en fundición, y las mediciones son programadas y controladas por el sistema de adquisición de datos (no. 10). La regulación del flujo se obtiene mediante las válvulas en las tuberías del circuito hidráulico del esquema. Mediante el tanque elevado (no. 1) se tiene una carga constante y se evitan fluctuaciones en el gasto. Este último se mide con un tanque graduado (no. 6) y un cronómetro. La temperatura del agua caliente se regula en el almacén-cambiador de calor (no. 3) con vapor de la caldera (no. 2) y con la bomba de recirculación (no. 4). La operación de esta bomba y la válvula de vapor es manual.

Con el método descrito se pueden realizar mediciones locales del coeficiente de transferencia de calor que, mediante el análisis dimensional tradicional (Hausen, 1983), se puede representar con el número de Nusselt [Nu] o bien el número de Stanton [St]. Dicho número es esencialmente una función de los números de Reynolds y Prandtl [Re , Pr] y de la geometría de las superficies de intercambio de calor. La experimentación en el modelo físico del lecho empacado con esferas pretende establecer y cuantificar la diferencia que existe entre la función $Nu = f(Re)$ para los dos arreglos geométricos que representan los límites del rango de porosidad obtenible con esferas en un cilindro. Estos arreglos son el ortorrómbico y el romboédrico. Con tal fin se diseñó el aparato experimental, procurando mantener el máximo de variables controladas para obtener la máxima confiabilidad en la medición de las temperaturas. La geometría que se escogió para el contenedor del lecho empacado es a la vez la más sencilla y usual en la práctica: un



- 1 Tanque de agua de alimentación
- 2 Entrada de vapor
- 3 Tanque de almacenamiento de agua caliente
- 4 Bomba de circulación
- 5 Lecho empacado
- 6 Medidor de flujo
- 7 Conjunto de termopares
- 8 Referencia fría
- 9 Conjunto de cables o sistema de adquisición
- 10 Sistema de adquisición

fig 4.3 Esquema de la instalación experimental con los circuitos de circulación de agua fría y agua caliente.

cilindro que ofrece las ventajas de una simetría radial y cierta facilidad para la implantación de los dos arreglos contemplados. El material de empaque está constituido por esferas de vidrio de 25 mm de diámetro, lo que confiere ciertas características de isotropía al medio y cierta simetría para los fines de medición. Además, el material de vidrio facilita la medición de la diferencia de temperaturas entre el fluido y el sólido, y existe la disponibilidad en el mercado de un número suficiente con propiedades físicas uniformes.

El cilindro contenedor se construyó en plexiglas (acrílico) en dos secciones de 500 mm de largo y de diámetro interno de 300 mm. La relación de diámetros entre el cilindro y las esferas es entonces: 12:1. Siendo la dirección del flujo axial de abajo hacia arriba, se diseñó una placa perforada para obtener un flujo uniforme, de tipo pistón. En las figuras 4.4, 4.5 y 4.6 se muestra el ensamble de los componentes del cilindro, lográndose la estanqueidad con arosellos de neopreno en las bridas de unión.

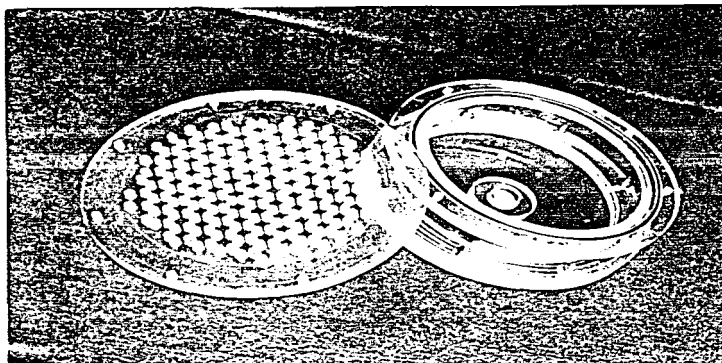


Fig. 4.4. Esfera pentonada y cámara donde descansan el chorro de entrada al cilindro contenedor.

Para obtener un gasto constante durante las pruebas se conectó el contenedor del lecho empacado a un tanque elevado con 6 m de carga constante; y para someter al lecho a los cambios de temperatura se incorporó un cambiador de calor de contacto directo con vapor proveniente de la caldera del laboratorio.

Una vez montado el circuito hidráulico, se procedió a la colocación de las esferas dentro del cilindro contenedor con el arreglo romboédrico. La colocación se realizó por capas como se aprecia en las figuras 4.7 y 4.8; y como el plano de las esferas conforman un hexágono dentro de un círculo, se sellaron los espacios libres en la pared del cilindro con poliestireno y sellador de silicón. De esta manera se obtiene una porosidad uniforme en la sección del cilindro. Debido al deficiente control de calidad del fabricante de las canicas, el diámetro de las mismas no es uniforme, por lo que se determinó un rango de 25 ± 0.3 mm. Esta pequeña variación en el diámetro impide que se tengan planos perfectos, pero como se observa en las figuras 4.9 y 4.10 las irregularidades son pequeñas y el empacamiento se puede considerar como homogéneo e isotropo. El lecho empacado quedó entonces conformado por 40 niveles de esferas de una longitud total de 870 mm para el arreglo romboédrico. En el caso del arreglo ortorrómbico, la longitud total fué de 860 mm compuesto por 35 niveles de esferas.

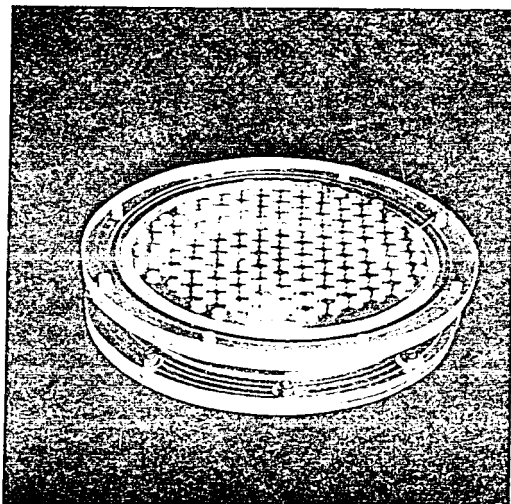


fig 4.5 Ensamble de la placa perforada.

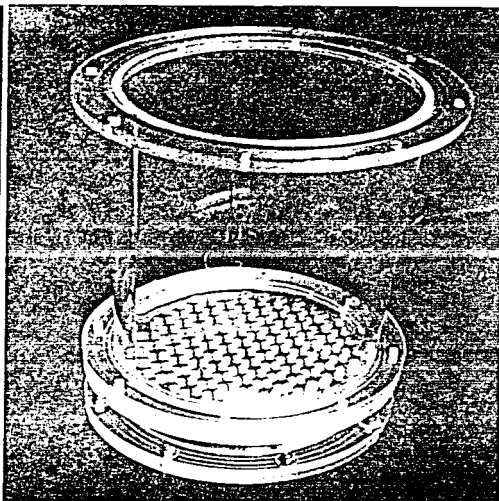


fig 4.6 Ensamble con la mitad superior del cilindro.

fig 4.7 Colocación de las canicas en el arreglo romboidal. El espacio libre entre las canicas y la pared del cilindro se rellena con poliestireno con silicón como adherente.

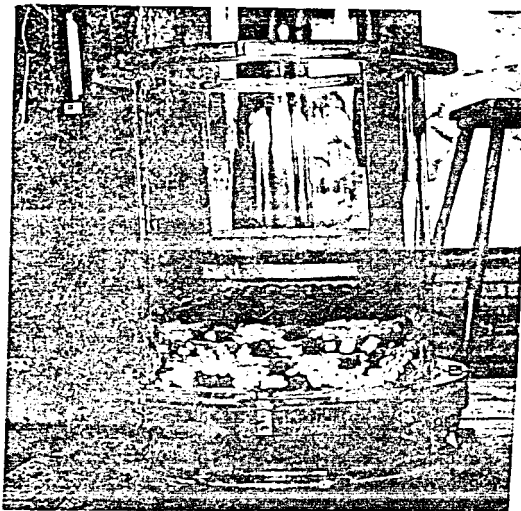


fig 4.5 Aproximación del plano formado por las esferas donde se notan ciertas irregularidades debidas a las variaciones en el diámetro.

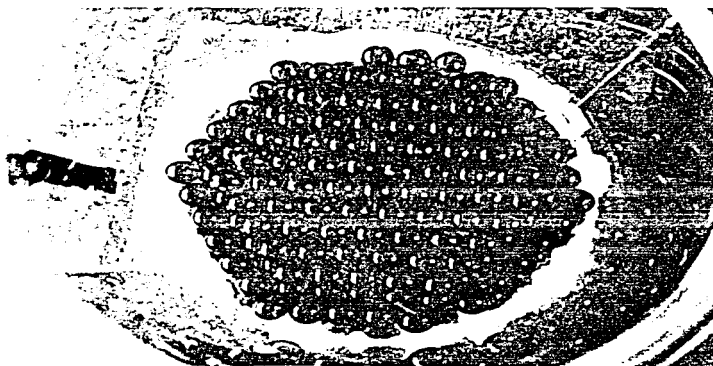


fig 4.9 Vista superior durante la colocación de las esferas. En los arreglos empleados se tiene un hexágono circunscrito.

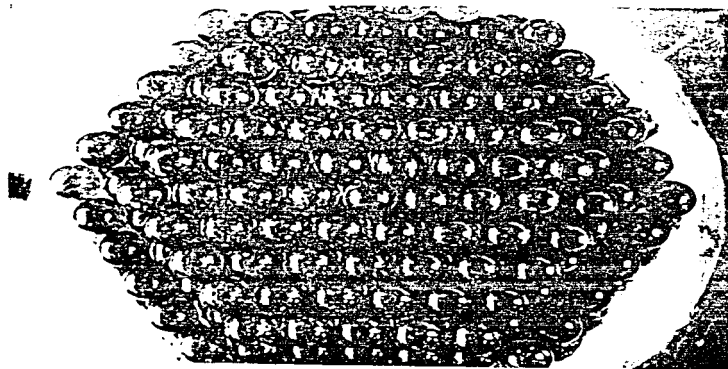


fig. 4.10 Acercamiento de la fig 4.9; donde se aprecian los espacios intersticiales, y como se rellena el espacio entre las esferas y la pared del cilindro.

4.3 DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA DE MEDICIÓN.

Para realizar la medición de las temperaturas en el seno del lecho empacado se instrumentaron nueve esferas con termopares cobre-constantán calibre 30 con forro de fibra de vidrio. En tres de estas esferas se colocaron los termopares en tres sitios de un mismo diámetro: en el centro, a la mitad del radio y sobre la superficie. En el resto de las esferas sólo se colocó un termopar en el centro de la esfera. Para colocar los termopares se perforó la esfera para tener un orificio de 1.9 mm de diámetro. Una vez colocados los puntos de unión de los dos termopares en los sitios mencionados, se rellenó el orificio con una solución de silicato de sodio para asegurar el contacto con el vidrio. Una vez solidificado el silicato de sodio se tapó la entrada a la esfera con sellador de silicon. También se empleó el sellador de silicon para adherir un termopar en la superficie de la esfera. El sellador funciona a la vez como aislante del fluido circundante. En las figuras 4.11 y 4.12 se aprecia la disposición de los termopares en dos de las esferas instrumentadas.

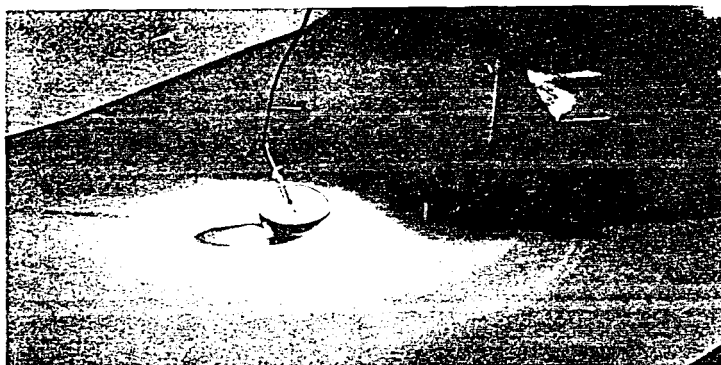


fig. 4.11 Esfera instrumentada con un termopar calibre 30. El diámetro del orificio es 1.9 mm.

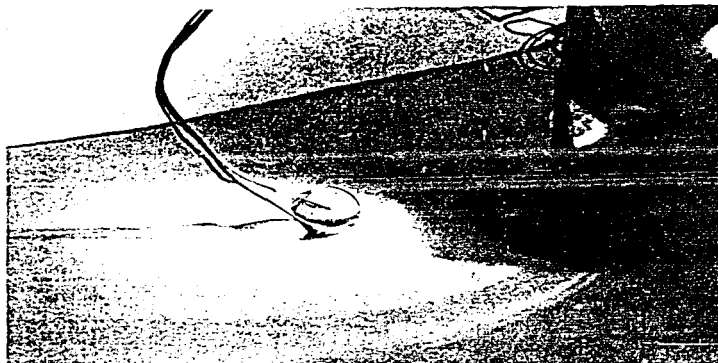
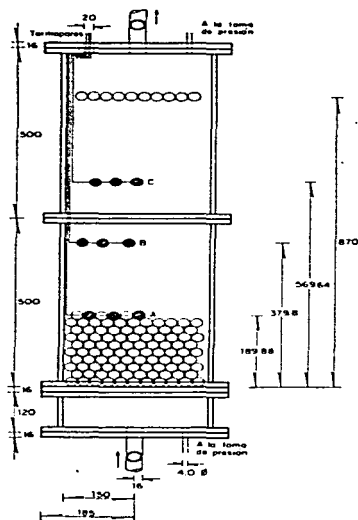


fig 4.12 Esfera instrumentada con tres termopares: en el centro, a medio radio y en la superficie. Para este último se empleó silicón como adherente.

Para los dos arreglos considerados, las esferas instrumentadas se colocaron dentro del lecho empacado en las posiciones indicadas en las figuras 4.13 y 4.14. En cada uno de los tres niveles en la dirección axial, se tiene una esfera con tres termopares lo más cerca del eje, y dos esferas en la dirección radial con un termopar en el centro. En la periferia de la esfera cercana al eje se colocó un termopar en la zona intersticial del hemisferio superior para medir la temperatura del fluido. Los cables de los termopares se dispusieron en forma horizontal desde la pared del cilindro hacia el centro con el fin de no perturbar demasiado el flujo y de tener un plano aproximadamente isotérmico para el fluido con el fin de evitar efectos de conducción por el cable. En la fig 4.15 se ven las tres esferas instrumentadas para el primer arreglo.

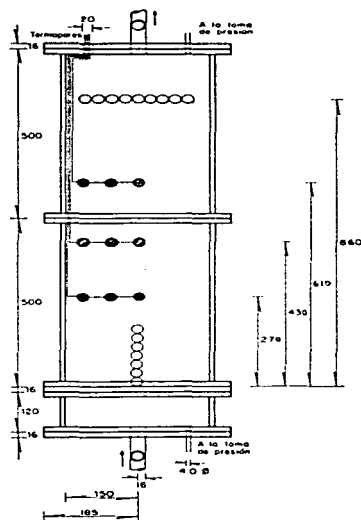
El aparato esencial de este experimento es el sistema de adquisición de datos que permite el registro prácticamente instantáneo de las temperaturas en los diferentes puntos de medición en el lecho empacado. El sistema es un HP 3052A que consiste en un voltmetro digital HP 3455A de alta impedancia, un multiplexor HP 3495A de 20 canales y de una microcomputadora HP 9825A de 23kB que opera como controladora del sistema. Con las subrutinas implantadas en el programa de adquisición de datos para convertir las mediciones de los termopares de mV a °C con base en polinomios cuyos coeficientes están publicados en la monografía 125 del NBS (National Bureau of Standards de Estados Unidos), se obtiene una precisión de ± 0.5 °C. Durante cada prueba se registraron 13 lecturas, con un retraso entre la primera y última de



Anotaciones en mm

- Esferas Instrumentadas
Ø 24.4 mm

Las letras A, B, C indican
el plano de Instrumentación



Anotaciones en mm

- Esferas Instrumentadas
Ø 24.4 mm

fig. 4.13 Lecho empacado con el arreglo romboédrico (A). Se dan las dimensiones del contenedor y la localización de las esferas instrumentadas, así como la disposición de los cables de los termopares. La longitud axial del lecho consta de 40 niveles de esferas.

fig. 4.14 Lecho empacado con el arreglo ortorrómbico (B). Se procuró mantener la misma distancia entre los planos instrumentados y la placa perforada que en el arreglo romboédrico. En este caso, la longitud axial del lecho consta de 35 niveles de esferas.

1.24 s, cada 5 s durante 250 o bien 300 s, según el gasto. Para medir el gasto volumétrico se recurrió a un tanque cilíndrico graduado y un cronómetro. Con el arreglo experimental, el rango de gasto disponible es de 4 l/min a 60 l/min lo cual abarca el cambio de un orden de magnitud en el número de Reynolds.

En la fig 4.16 se presenta una fotografía del arreglo general del modelo experimental: el lecho empacado, el calentador/ acumulador y el sistema de adquisición de datos HP 3052A.

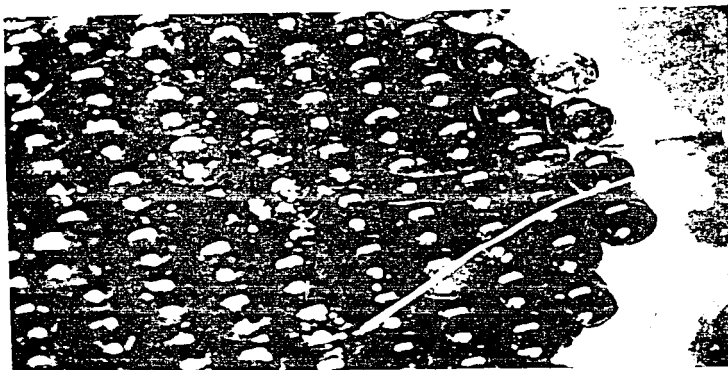


fig 4.15 Detalle de la colocación radial de las esferas instrumentadas en un plano del cilindro. Hay un hueco adjunto a la canica instrumentada con tres termopares, por el cual se observa el plano inferior, y como el canal está bloqueado. El termopar que mide la temperatura del fluido se colocó en un espacio intersticial adjunto a esta canica.

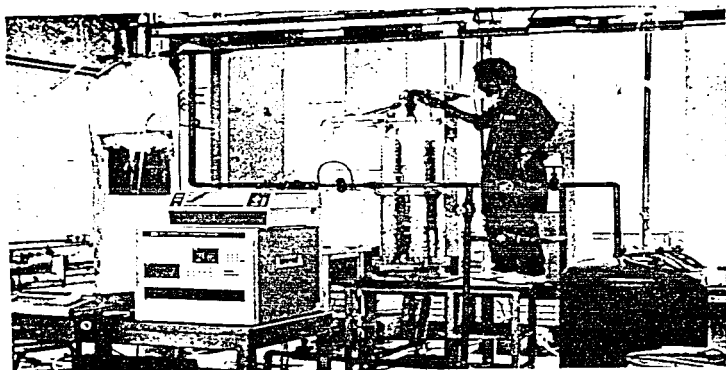


fig 4.16 Vista general de la instalación experimental. El sistema de adquisición de datos se encuentra en el primer plano; al lado derecho el lecho empacado, y al izquierdo el calentador de agua.

4.4 PROCEDIMIENTO DE LAS PRUEBAS.

Cada ciclo de ensayos consiste en: la estabilización de las condiciones iniciales requeridas para someter al lecho empacado a un cambio de tipo escalón en la temperatura del flujo de ingreso; arranque del sistema de adquisición de datos; cierre y apertura de válvulas para alimentar el lecho; medición repetida del gasto durante el transitorio; modificar la apertura de válvulas para otro gasto y reiniciar el ciclo.

Para obtener las mediciones de temperaturas con base en las cuales se determina el coeficiente de transferencia de calor entre las esferas de vidrio y el agua, se somete al lecho empacado a un cambio de tipo escalón en la temperatura del flujo de agua. Para ello se uniforma la temperatura de la sección de pruebas a aproximadamente 30-40 °C y luego se inyecta súbitamente agua fría del tanque elevado a 15-18 °C. Durante el transitorio se registraron y almacenaron en cinta magnética las temperaturas del lecho para un determinado gasto para ser analizadas subsecuentemente. Este procedimiento se repitió para varios gastos barriendo el rango antes descrito para poder determinar la variación $Nu = f(Re)$; y para asegurar la repetibilidad del experimento en los dos arreglos geométricos probados.

Con el fin de obtener la condición inicial de temperatura uniforme para todo el lecho y en particular una temperatura constante dentro de las esferas de vidrio, se circula agua caliente con temperatura constante proveniente del calentador/acumulador (no. 3 de la fig 4.3) con un gasto constante de 10 l/min durante 10 min. El gasto es pequeño con el objetivo de evitar la mezcla del flujo de agua fría proveniente del tanque elevado que proporciona la carga para mover el agua caliente del calentador. En dicho elemento se logra una temperatura uniforme después de introducir un gasto constante de vapor por un distribuidor interno al tanque. Durante este periodo se tienen vibraciones considerables en el equipo debido a la condensación brusca del vapor, y se observó una estratificación en temperaturas dentro del tanque. Para eliminar estos problemas, después de cerrar la válvula del vapor se pone en marcha la bomba de circulación (no. 4 de la fig 4.3) durante 4 minutos para mezclar el agua y disponer de 350 l a una temperatura constante cuyo valor está dentro del rango 30-40 °C. Se evitaron temperaturas mayores pues en pruebas preliminares se observaron fracturas en las esferas de vidrio provocadas por el choque térmico cuando el cambio instantáneo de temperatura era mayor de 25°C.

Con el voltmetro digital se verifica la uniformidad de temperatura para todos los termopares después de los 10 minutos de calentamiento; y en una operación de 3-4 s se abren y cierran válvulas para que la alimentación al lecho sea directamente del tanque elevado con agua fría entre 15-18 °C, temperatura de alimentación que permanece constante durante la prueba. La toma de lecturas con el sistema de adquisición de datos se inicia un poco antes (10 s) de realizar el cambio de flujo para obtener el valor constante de la temperatura inicial. El gasto se regula mediante una válvula de globo y una de compuerta y se mide tres veces durante el transitorio para asegurar su constancia.

Se realizaron dos tipos de toma de lecturas para cada uno de los arreglos. En el primer tipo se registraron las temperaturas en el centro de las nueve canicas (3 en cada nivel) y cuatro del fluido para los valores extremos del rango de gasto con el fin de determinar la existencia de un gradiente radial de temperatura en el cilindro contenedor, y de observar el efecto de entrada. En el segundo tipo se realizaron las mediciones propias para determinar el coeficiente de transferencia de calor, registrando los valores de temperatura de las tres esferas axiales (una en cada nivel) instrumentadas con tres termopares cada una y de la temperatura del fluido de su entorno. En el esquema de la fig 4.17 se identifican los canales del multiplexor que corresponden a los termopares dentro del lecho empacado para los dos tipos de pruebas. Se implantó en el sistema de adquisición de datos un programa estructurado con base en subrutinas, para realizar las mediciones, almacenar los datos y ejecutar las gráficas de resultados de las pruebas. Los listados de los programas para la adquisición de datos y para el análisis de datos se presentan en el apéndice D. En el apéndice C se comenta la precisión de las mediciones.

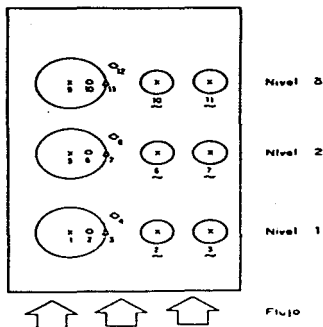


fig 4.17 Identificación de los termopares en el lecho empacado para ambos arreglos. Para el primer tipo de pruebas, donde se desea determinar la existencia de un gradiente radial en el cilindro, los canales del multiplexor 2, 3, 6, 7, 10 y 11 están conectados a los termopares de las esferas radiales. Durante el segundo tipo de pruebas, para determinar el gradiente en la superficie de las esferas, dichos canales se conectan a las esferas instrumentadas con tres termopares, como se muestra en la figura.

5. DESCRIPCION DE RESULTADOS.

5.1 MEDICIONES DE TEMPERATURAS RADIALES EN EL CILINDRO.

Para el primer tipo de pruebas, se presentan dos resultados típicos para el arreglo A (romboédrico) en la fig 5.1, y para el arreglo B (ortorrómbico) en la fig 5.2. En ambas figuras, los números adyacentes a los diferentes trazos que identifican las curvas corresponden a los tempopares descritos en la fig 4.17. Dichas curvas son la variación temporal de las temperaturas durante el transitorio. Para el arreglo A, se observa en la fig 5.1b la presencia de un gradiente radial en el cilindro contenedor, lo que implica que para ese primer nivel aún no se ha logrado establecer un perfil uniforme de la velocidad intersticial debido al chorro de entrada antes de la placa perforada. Este efecto, aunque menos significativo, sigue estando presente en gastos menores. Por lo tanto, para este arreglo sólo se analizaron los datos correspondientes a los niveles dos y tres; ya que el efecto del chorro de entrada no es objeto del estudio.

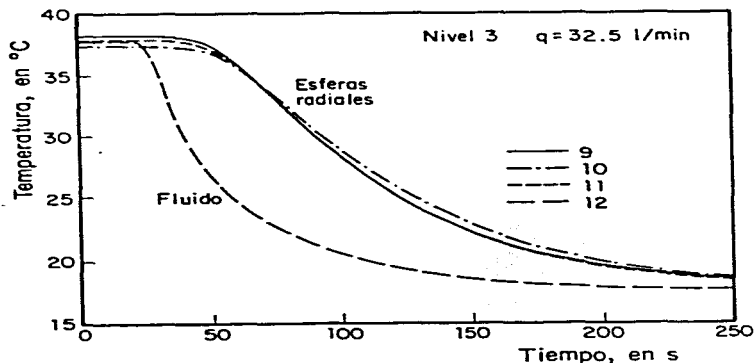


fig 5.1a Medición de temperaturas para el arreglo romboédrico, en el nivel 3. Los números 9, 10 y 11 corresponden a las canicas radiales de la figura 4.17. La línea con el número 12 corresponde a la temperatura del fluido adyacente. Se observa como la temperatura es uniforme para todo el plano en cualquier instante.

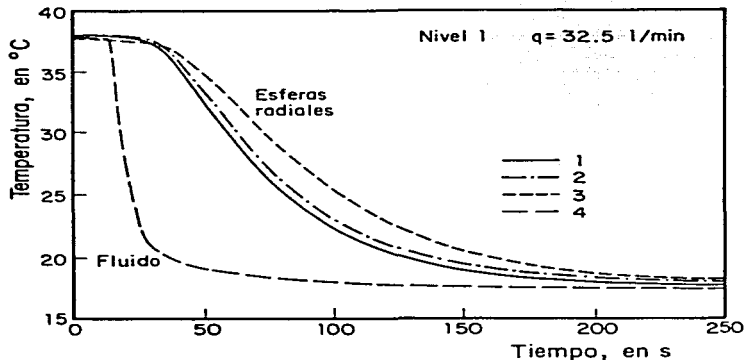


fig 5.1b Mismo caso que la figura anterior, pero para el primer plano. Aquí se observa que la canica cerca de la pared tarda más en enfriarse. Se tiene entonces un gradiente radial de temperatura en el plano del cilindro.

Quando se realizó el cambio de arreglo del lecho empacado, se instaló una tapa perforada en la salida del chorro antes de la placa perforada, lo que mejoró considerablemente la distribución del flujo. Esto se observa en la fig 5.2b donde para el primer nivel se tiene una variación uniforme en las tres esferas. Para este arreglo, el termopar en el canal 6 registró lecturas poco confiables, debido probablemente a la ruptura de la unión en el termopar por lo que se descartó el análisis de las lecturas del segundo nivel. Dado que se proponía realizar la experimentación sobre arreglos ordenados, cuya colocación en el cilindro resulta laboriosa, no se repitieron las pruebas con una esfera reinstrumentada para el segundo nivel, en el caso del ortorrómbico; ni con la entrada mejorada para disminuir el efecto del chorro en el caso del arreglo romboédrico.

5.2 MEDICIONES LOCALES DE TEMPERATURAS EN LAS ESFERAS.

Una vez evaluada la uniformidad del flujo en los arreglos se procedió al segundo tipo de mediciones para determinar las variaciones de temperatura locales en una esfera y del fluido en su entorno. En las figuras 5.3 5.4 y 5.5 se presentan tres de los resultados de las mediciones realizadas para el arreglo A para valores del gasto volumétrico de 6.77, 24.06 y 48.34 l/min respectivamente. Las líneas de cuatro trazos diferentes representan los transitorios de la temperatura como respuesta al escalón antes mencionado.

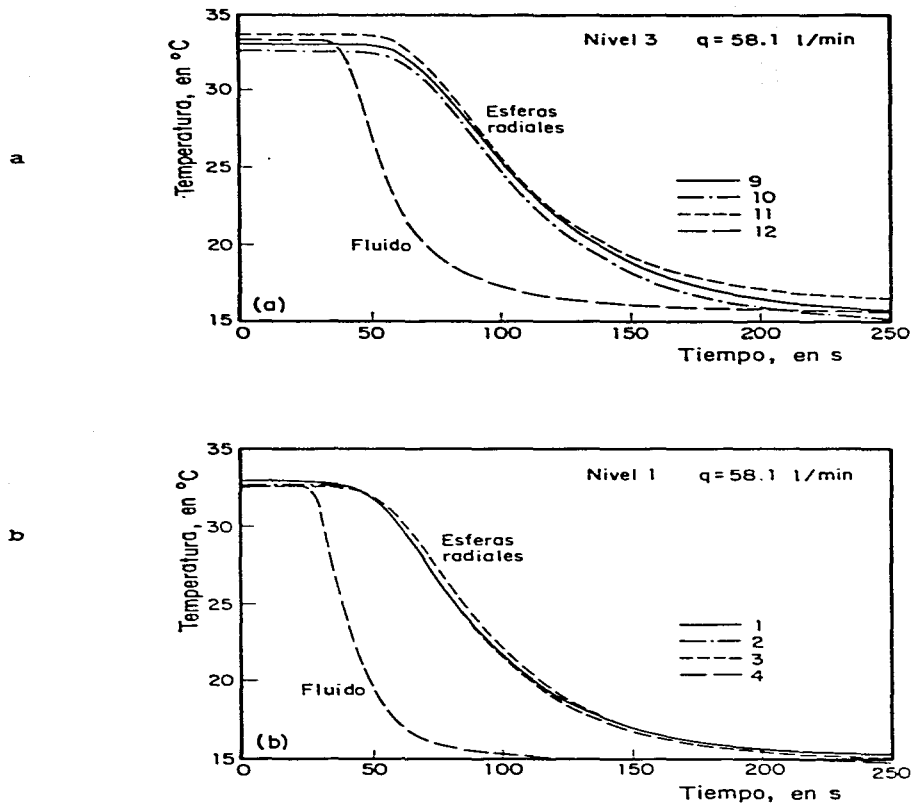


fig 5.2 Medición de temperatura para el arreglo ortorrómbico, para el cual se ha modificado la entrada del chorro. En este caso se observa [b] como ya es uniforme la temperatura en el primer plano, aún para el gasto más alto. Para el tercer nivel [a], las diferencias observadas son errores constantes en la referencia fría de los termopares.

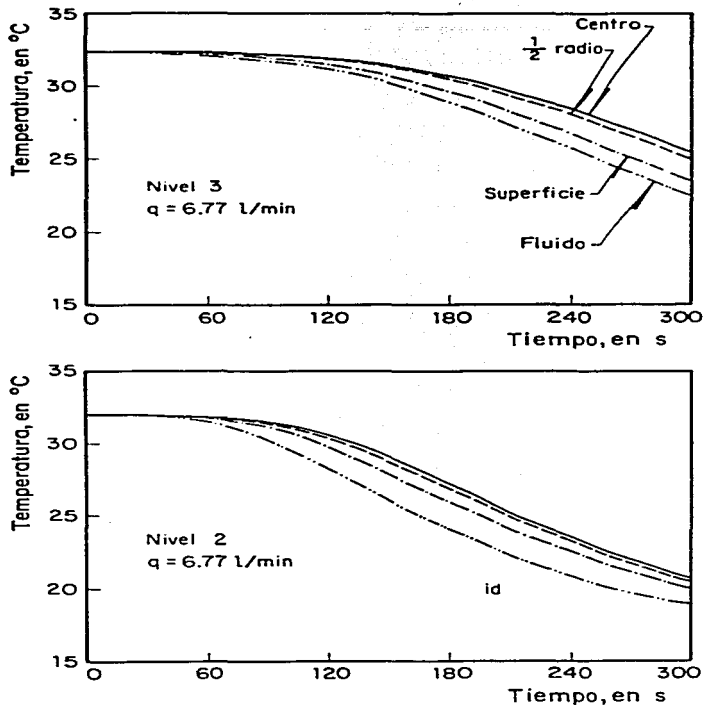


fig 5.3 Medición de temperaturas en las esferas axiales de los niveles 2 y 3 del arreglo A. El gasto es 6.77 l/min, que corresponde a $Re = 47.4$

En orden decreciente de temperatura, estas líneas son las mediciones de los termopares del centro, a medio radio, sobre la superficie y del fluido en el entorno de la esfera en el intersticio corriente abajo de la misma, para los niveles 3 y 2 identificados en el esquema de la fig 4.17.

Para el gasto menor, se observa cómo la temperatura varía linealmente con respecto al tiempo, manteniéndose constante la diferencia entre las cuatro líneas. Para los otros dos gastos la variación de la temperatura del fluido

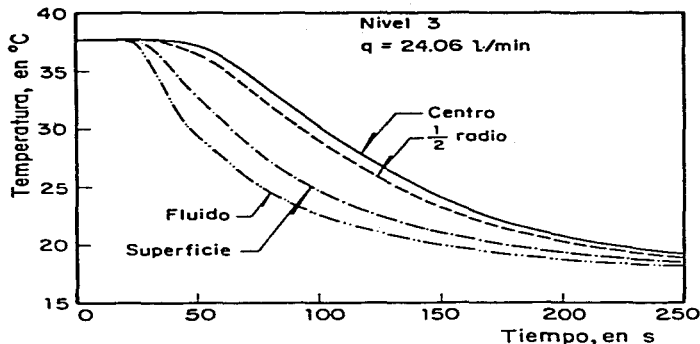


fig 5.4 Medición de temperaturas para el nivel 3 del arreglo A cuando el gasto es 24.06 l/min, que corresponde a $Re = 169.7$

es de tipo exponencial, y la temperatura superficial sigue este mismo tipo de comportamiento. Para los demás gastos el comportamiento de las temperaturas durante el transitorio varía entre los límites que se tienen con los gastos mínimo y máximo presentados.

En varias de las gráficas se tiene un error constante en la lectura de algunos termopares (e.g. fig 5.2a), que es atribuible a la referencia fría. Este error es fácilmente cuantificable con la medición al inicio de la prueba puesto que todos los termopares deben indicar la misma temperatura. Las diferencias en grados se determinan con las líneas horizontales definidas en los primeros segundos. Como la diferencia permanece constante durante el transitorio, se pueden corregir los valores de las temperaturas antes de proceder al análisis. De las gráficas también se determina el intervalo de tiempo para el cual es válido el procedimiento para determinar el coeficiente de transferencia de calor. Se señala en el apéndice B que la evaluación del coeficiente es válida para $Fo > 0.18$; esto es, después de 60 s que se inicia el enfriamiento de la esfera. Al final del transitorio, cuando las diferencias de temperatura son muy pequeñas, los valores del coeficiente de transferencia de calor no son considerados representativos del fenómeno.

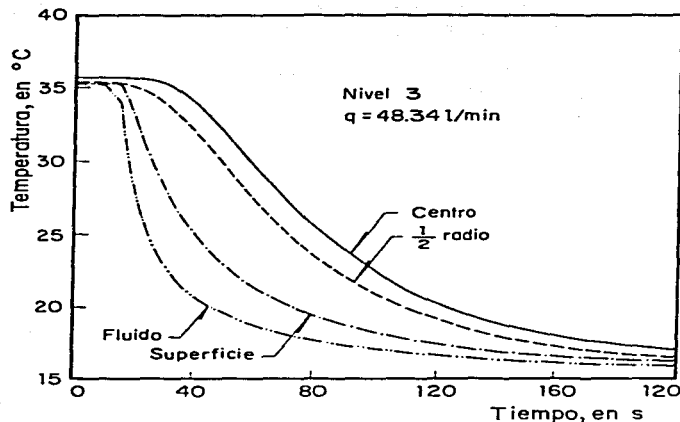


fig 5.5 Medición de temperaturas para el nivel 3 del arreglo A cuando el gasto es 48.34 l/min, correspondiente a $Re = 325.4$

Para el arreglo B el comportamiento durante el transitorio es similar al del arreglo A, con pequeñas diferencias en la rapidez de enfriamiento para los primeros dos niveles.

En la fig 5.6 se muestran los datos experimentales en forma adimensional para los intervalos de tiempo de interés. Las lecturas se realizaron cada cinco segundos. Nótese las pequeñas fluctuaciones en la temperatura del fluido y de la superficie del sólido. Estas fluctuaciones no se presentan en el interior de la esfera. Para el caso del gasto pequeño de 6.77 l/min, se observa el variación lineal con respecto al tiempo de las temperaturas. Esto permite comprobar la teoría descrita por Lulkov (1968), puesto que se tiene entonces un perfil de temperatura interna descrito por una parábola. Para el gasto mayor, se observa como las fluctuaciones son más marcadas.

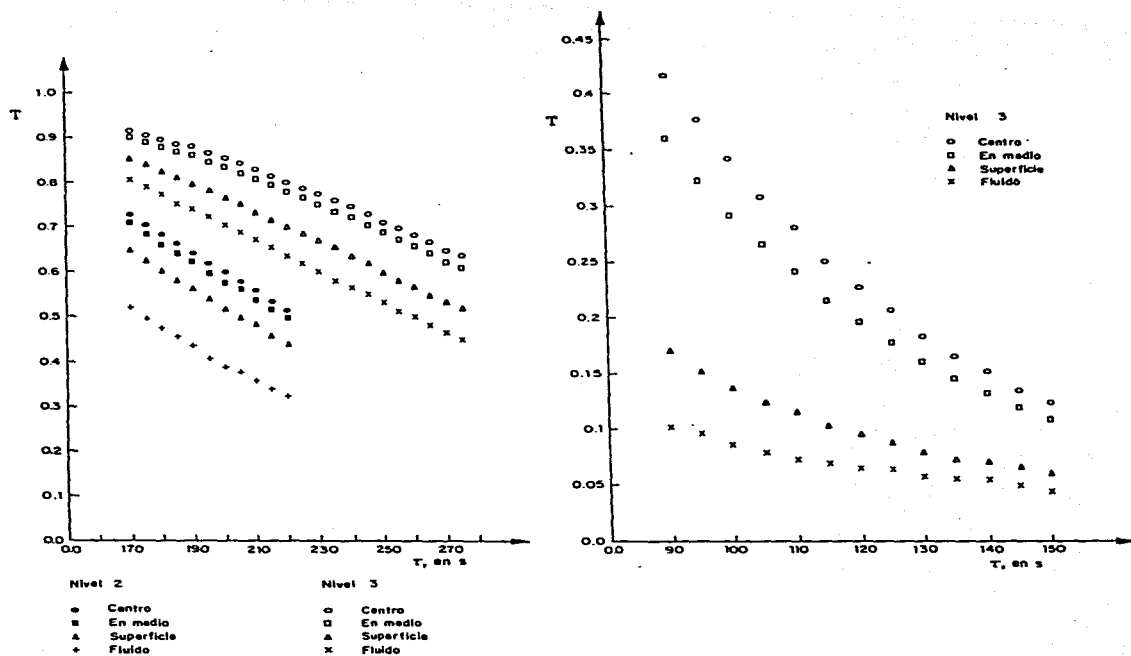


fig 5.6 Representación adimensional de las mediciones de temperatura para el arreglo A para los gastos mínimo y máximo, 6.77 y 59.22 l/min correspondientes a $Re = 47.4$ y $Re = 398.2$

5.3 PROCESAMIENTO DE DATOS.

Para determinar el coeficiente de transferencia de calor local e instantáneo a partir de las mediciones realizadas durante una prueba mediante el método descrito anteriormente, se requiere procesar de 400 a 480 datos, según el gasto. Para ello se desarrolló un programa de computadora para leer los datos almacenados en cinta, determinar el coeficiente de transferencia de calor α , y presentar los resultados en gráficas. Dicho programa se incluye en el apéndice D.

Los resultados del procesamiento de datos que se presentan corresponden a los gastos arriba mencionados para el arreglo A, considerando los niveles 3 y 2. Para el arreglo B se muestran resultados para números de Reynolds semejante, pero para los niveles 3 y 1.

En las figuras que a continuación se describen hay tres gráficas, que son el resultado del cálculo con base en las temperaturas medidas cada cinco segundos. La abscisa es el intervalo de tiempo de la prueba durante el cual se tienen diferencias apreciables en las cuatro temperaturas instantáneas. Las gráficas describen la variación del coeficiente de transferencia de calor α en $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ en función del tiempo en segundos. Cabe hacer notar que al inicio y al final de cada prueba no hay diferencias de temperaturas o bien éstas son muy pequeñas (menores de un grado centígrado), y debido al procedimiento de cálculo de α descrito por la ec 4.15 donde la temperatura adimensional en la interfaz aparece en el denominador, se tienen fluctuaciones considerables en el cálculo de α cuando T_1 tiende a cero.

Durante el intervalo de tiempo de interés ocurre otro tipo de fluctuaciones, como se observa en las figuras 5.7 y 5.8, que están asociadas al fenómeno de transferencia de calor, y que al examinar los términos de la ec 4.15 se pueden explicar como sigue. Las variaciones de las temperaturas medidas son suaves y las fluctuaciones son apenas perceptibles. Estas últimas son más marcadas para la temperatura del fluido. Cuando las temperaturas se grafican en su valor adimensional las fluctuaciones para la temperatura del fluido y de la superficie se distinguen con mayor facilidad, como se puede apreciar en la fig 5.6. Estas variaciones locales repercuten en la transferencia de calor, lo que se observa al cuantificar el gradiente de temperaturas en la interfaz. Dicho gradiente está representado por la pendiente m definida para la ec 4.15, y se nota su variación con respecto al tiempo en las figuras 5.9 y 5.10, donde también se pueden apreciar las fluctuaciones existentes durante el fenómeno. Todas las fluctuaciones en las temperaturas y en la pendiente contribuyen a una cierta amplificación de las oscilaciones del coeficiente α .

En las mismas gráficas del coeficiente α se presentan los valores calculados para dos niveles. Para el arreglo A éstas son el segundo y tercer nivel, y para el arreglo B el primer y tercer nivel. En la figura 5.7 para el arreglo A, se observa cómo los valores para el nivel dos siempre están por debajo del nivel tres; mientras que en la figura 5.8 para el arreglo B los valores para el primer nivel están por encima de los del tercer nivel cuando los gastos son menores de 27 l/min, aproximadamente. Sin embargo si se grafican los valores de α del primer nivel del arreglo A estos son superiores a los del tercer nivel como se observa en la fig 5.11 que fué obtenida de los datos de una prueba con un gasto de 12.4 l/min.

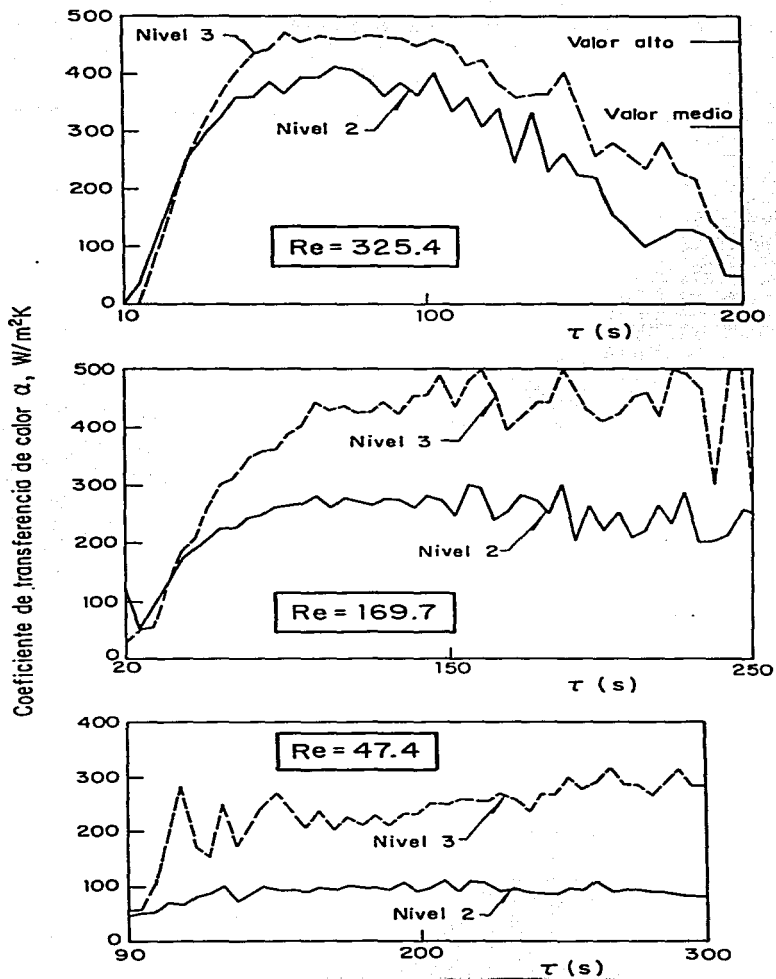


fig 5.7 Coeficiente de transferencia de calor α para el arreglo A.

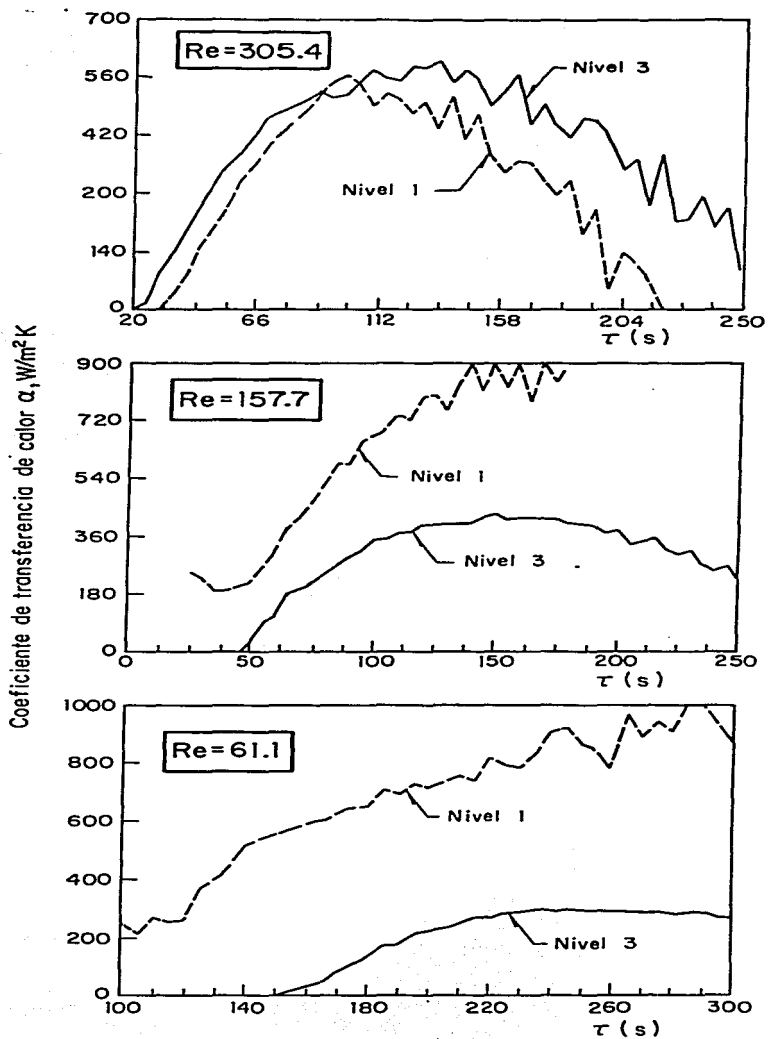


fig 5.8 Coeficiente de transferencia de calor α para el arreglo B.

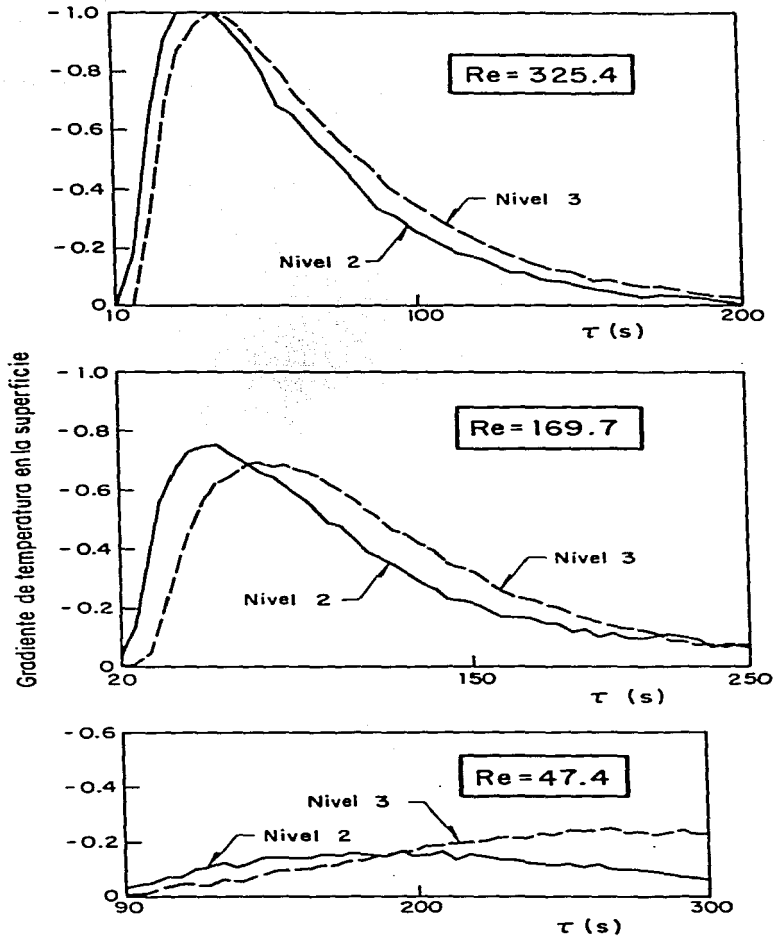


fig 5.9 Gradiente de la temperatura adimensional T (pendiente m) en la superficie, para el arreglo A.

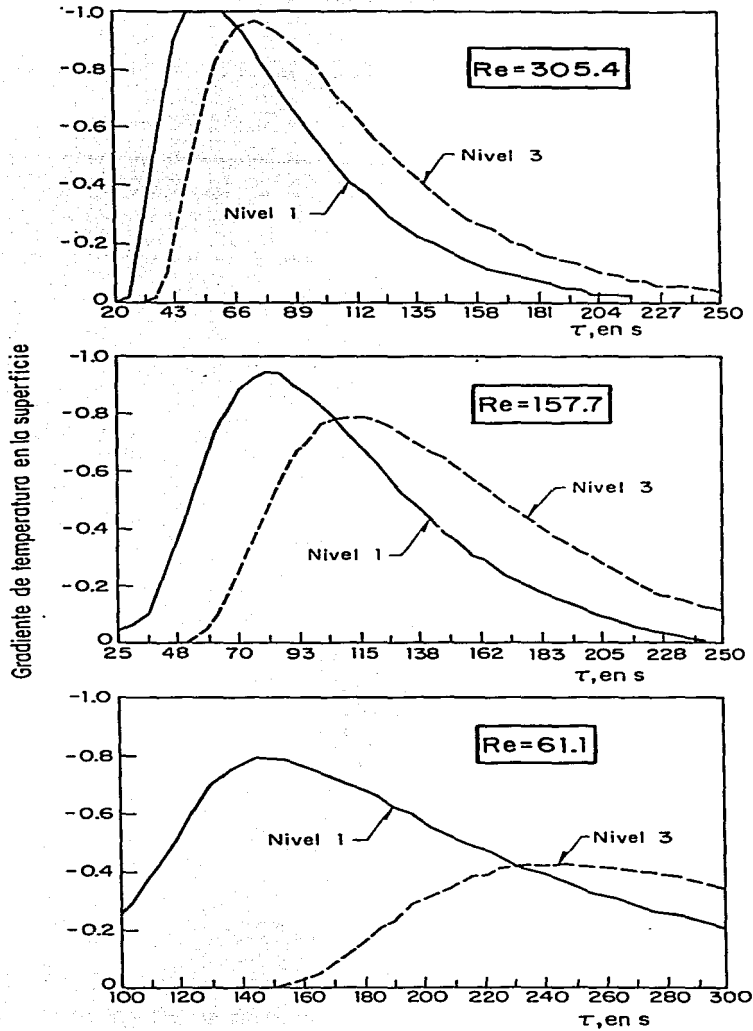


fig 5.10 Gradiente de la temperatura adimensional T en la superficie, para el arreglo B.

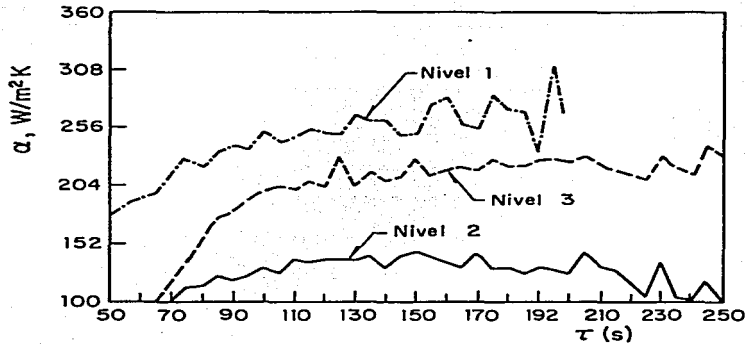


fig 5.11 Coeficiente de transferencia de calor α en el arreglo A para un gasto de 12.4 l/min correspondiente a $Re = 78$.

5.4 VARIACIÓN AXIAL DEL COEFICIENTE α .

De los resultados que se presentan, se puede inferir que el coeficiente de transferencia de calor no es constante para todo el lecho empacado y que tiene los valores más grandes cerca de la entrada donde el chorro incidente tiene un efecto marcado. Para ver cómo influye el arreglo geométrico sobre la transferencia de calor, se comparan los resultados para el coeficiente α obtenidos para el nivel tres de ambos arreglos. Asimismo, se podrán avanzar algunas observaciones sobre la variación axial de dicho coeficiente local. Particularmente, para el arreglo B, en la medida que el gasto aumenta a partir de 29 l/min, el valor de α para el nivel uno es menor que para el nivel tres al final de la prueba. Estos valores de α tienden a ser iguales en promedio. Para el gasto de 45 l/min, se nota en la primera gráfica de la fig 5.8 cómo después del periodo creciente los valores del primer nivel están por debajo de los del tercer nivel. Para el arreglo A los valores del coeficiente α para el nivel 2 son en promedio el 54% de los valores del nivel 3. Este porcentaje varía dentro del rango 40 a 60% excepto para una prueba con un gasto de 48.38 l/min donde es de 80%.

5.5 FLUCTUACIONES LOCALES DEL COEFICIENTE α .

La magnitud de las fluctuaciones más grandes tienen un valor promedio de $\pm 3.9\%$ del valor medio del coeficiente α instantáneo con una desviación estándar de 1.17 para el rango de gastos en consideración. Este resultado es para el mismo nivel 3 de ambos arreglos. La frecuencia de las fluctuaciones varía dentro del rango 60 a 75 ms^{-1} para todas las pruebas de ambos arreglos y para cualquier nivel, lo cual es menor que la frecuencia de la toma de datos de 200 ms^{-1} . En varias pruebas la forma general de la variación de las fluctuaciones es semejante entre el nivel inferior y superior; esto se observa por ejemplo en las figuras 5.7 y 5.8.

6. DISCUSION DE RESULTADOS.

En este capítulo se reúnen las características esenciales del trabajo experimental y se discuten las propiedades más relevantes que pueden desprenderse de los resultados obtenidos.

Durante la transferencia de calor en estado no permanente en un lecho empacado, el comportamiento que exhiben los coeficientes experimentales demuestra variaciones de tres tipos. Primero, el coeficiente de transferencia de calor no es constante con respecto al tiempo. Al iniciar el intercambio de calor, α crece con una rapidez que se incrementa al aumentar el gasto; después, tiende a estabilizarse en un valor máximo; y finalmente, decrece al establecerse el equilibrio térmico. Alrededor de esta variación de α se observan fluctuaciones de alta frecuencia, y de relativa pequeña magnitud. Finalmente, se tiene una variación creciente de los valores de α promediados en el tiempo al incrementarse el gasto. En la literatura los valores reportados con más frecuencia corresponden al último tipo de variación, los cuales son los que normalmente se emplean para diseñar equipo de transferencia de calor y/o masa por medio de lechos empacados. Sin embargo, los otros dos tipos de variaciones permiten inferir ciertos aspectos de la hidrodinámica en el seno del lecho empacado. El fenómeno físico de la transferencia de calor por convección entre el sólido y el fluido generalmente se intenta explicar mediante la comparación entre las predicciones de los modelos matemáticos y las observaciones experimentales. Por ello la medición local directa de la transferencia de calor permite prescindir de las suposiciones y simplificaciones necesarias para el funcionamiento adecuado de un modelo matemático.

6.1 OSCILACIONES TEMPORALES LOCALES DEL COEFICIENTE α .

El tipo de variación del coeficiente de transferencia de calor que detalla el fenómeno de interacción fluido-sólido para diferentes posiciones sobre la superficie de la esfera sólo se puede cuantificar realizando mediciones locales del flujo de calor o bien de las temperaturas locales instantáneas. Los experimentos de Rhodes y Peebles (1965) que emplearon técnicas para medir la transferencia de masa en estado permanente revelan aspectos importantes de la hidrodinámica del fluido en un lecho empacado. Los valores del número de Sherwood en función del ángulo medido a partir del punto de estancamiento en la esfera, infieren la existencia de una capa límite laminar en cierta región de la esfera y luego el desprendimiento de la misma, lo cual genera vórtices en los espacios intersticiales. En dicho trabajo se realizaron las pruebas sobre dos tipos de arreglo del lecho empacado: cúbico simple y romboédrico. Estas observaciones sobre la presencia de un vórtice fueron confirmadas por Gillespie et al (1966) con un trabajo experimental donde se midió la transferencia de calor en estado permanente para un lecho de esferas empacadas al azar, realizando el empacamiento en dos ocasiones para asegurar la repetibilidad. En el trabajo aquí reportado también se infiere la existencia de la capa límite con el subsecuente desprendimiento, y por lo tanto la existencia del vórtice intersticial. Al promediar el valor del coeficiente de transferencia de calor para toda la superficie de la esfera, Gillespie et al determinan que dicho valor es el que corresponde normalmente al medido donde incide el

vórtice en flujo a contracorriente, es decir, entre los 120 y 150 grados del punto de estancamiento. En la presente investigación, el termopar que mide la temperatura del agua se encuentra en la zona intersticial correspondiente a los 120 - 150 grados del punto de estancamiento de la esfera instrumentada. Si bien las mediciones de la temperatura del fluido presentan oscilaciones apenas perceptibles por la rapidez del fenómeno, la variación de la temperatura en la superficie del sólido y la del fluido en su entorno provoca las oscilaciones del coeficiente α . La presencia de estas oscilaciones es entonces una confirmación de la existencia del vórtice antes mencionado. Para los gastos más pequeños las oscilaciones son menos perceptibles; incluso en el caso del arreglo ortorrómbico no se presentan. Lo que hace pensar que en este caso el desprendimiento de la capa límite es más allá de los 150 grados, o bien que la magnitud del vórtice es tal que no abarca el sensor de la temperatura. La naturaleza de estas oscilaciones no parece ser muy regular; sin embargo, como se describe en el capítulo precedente, la frecuencia y la magnitud relativa de las mismas sí se presentan con cierta uniformidad. Como la frecuencia de la toma de datos fué la misma para todas las pruebas, no se puede inferir una variación en la frecuencia del vórtice en cuestión; para ello habría que realizar mediciones con un intervalo de toma de lecturas mucho más pequeño (menor que un segundo). Al iniciar la transferencia de calor, α crece rápidamente, y el valor de la pendiente tiene un crecimiento tanto más veloz a medida que se aumenta el gasto. Durante los primeros 60 s, el método propuesto no tiene validez porque para definir el perfil de temperatura instantáneo, se requiere considerar más del primer término de la serie (apéndice B). Por ello no se detectan oscilaciones durante este periodo aunque el o los vórtices sí existan.

B.2 VARIACIÓN DE α DURANTE EL TRANSITORIO.

Es importante remarcar que durante el proceso transitorio el coeficiente de transferencia de calor no permanece constante pero presenta una variación que depende del gasto. Esto es notable al iniciar la transferencia de calor cuando llega el frente de temperatura al nivel donde se realiza la medición. El coeficiente de transferencia tiene entonces un crecimiento del tipo exponencial. Cuando la variación de la temperatura en el interior de las esferas es aproximadamente lineal, el coeficiente tiende a oscilar alrededor de un valor aproximadamente constante. Y finalmente, cuando las diferencias de temperaturas disminuyen considerablemente, el valor de α tiende a decrecer, o bien oscila entre valores extremos. Se puede apreciar una diferencia en este último comportamiento en los dos arreglos. Para el ortorrómbico el decrecimiento es más marcado y casi siempre se presentó; mientras que para el romboédrico el decrecimiento es muy lento comparativamente, e incluso para la mayoría de los casos permanece con el valor constante mencionado. Probablemente este comportamiento se deba a la existencia de un mayor número de vórtices intersticiales en el arreglo ortorrómbico que provocan un mejor mezclado que provoca un enfriamiento más acelerado en la superficie de la esfera en esa zona. Sin embargo, con gastos iguales, se tiene una mayor velocidad intersticial para el arreglo romboédrico debido a la menor porosidad. Esto implica un mayor mezclado del fluido y en consecuencia un enfriamiento más uniforme sobre toda la superficie de la esfera.

Una observación que permite aseverar la bondad del método de evaluación del coeficiente α , es la siguiente. Como se ve en las figuras 5.3 y 5.6, cuando el gasto es pequeño (6.77 l/min) la diferencia de temperaturas entre el sólido y el fluido permanece constante, semejando condiciones de estado permanente. Por ello, la transferencia de calor también debe permanecer constante, lo cual se confirma al obtener un valor de α constante en la fig 5.7 para el número de Reynolds 47.4; y en la fig 5.8 para $Re = 61.1$. Además, como se describe más adelante, el valor del número de Nusselt para este rango de Reynolds es aproximadamente igual a los valores reportados en la literatura que se han obtenido en condiciones de estado permanente.

Adicionalmente, al observar la variación para los diferentes niveles, es claro que la magnitud del coeficiente de transferencia de calor depende de la posición relativa de la esfera instrumentada dentro del lecho empacado con respecto al chorro de entrada. El efecto de la pared ha sido estudiado en otros trabajos (Gillespie et al, 1968; Beasley y Clark, 1984), y en la presente investigación se procuró atenuar lo más posible este efecto minimizando el flujo cerca de la pared (ver fotografías de las figuras 4.7 a 4.10). En los trabajos experimentales antes mencionados donde se midió la transferencia de calor local se emplearon 7 capas realizando las mediciones en la quinta (Rhodes y Peebles, 1965); 5 capas realizando las mediciones en la cuarta (Rowe y Claxton, 1965); y sólo Gillespie et al (1968) realizaron mediciones en diferentes posiciones, en particular a la mitad del lecho empacado. En este último trabajo, se concluye que el efecto de entrada sólo afecta las dos primeras capas; pero tanto en sus pruebas experimentales como en los otros dos trabajos mencionados, el lecho estaba precedido por una zona de uniformación del flujo, lo cual generalmente no se presenta en la práctica. En el presente trabajo, dada la configuración de entrada descrita en el capítulo cuatro, el efecto de entrada para el arreglo A es sensible hasta dos diámetros del cilindro contenedor cuando los gastos son pequeños (números de Reynolds menores de 500). Este efecto se hubiera atenuado significativamente si se hubiese colocado una placa de choque a la salida del chorro del tubo para mejorar la eficiencia de la placa perforada. Esto es lo que concierne la variación radial. Sin embargo aun persistiría una variación axial, pues aunque se remedió la distribución de flujo para el segundo arreglo, los coeficientes para el primer nivel permanecieron elevados con respecto al tercer nivel. Desgraciadamente la extensión de este efecto no se pudo detectar si alcanza el segundo nivel del arreglo B debido a la falla de uno de los termopares de la esfera instrumentada. En ambos arreglos, el coeficiente α es mayor en el primer nivel que en el tercero para gastos bajos; pero a medida que aumenta el gasto, los valores tienden a uniformarse como se observa en la secuencia de la figura 5.11. Estas variaciones del coeficiente de transferencia de calor también fueron reportadas por Sen-Gupta (1962). Teniendo en cuenta este efecto de entrada, la discusión subsecuente se centra alrededor del nivel tres de ambos arreglos que es representativo de lo que ocurre en el seno de un lecho empacado y servirá de base para la comparación con otros trabajos.

6.3 VARIACIÓN DEL PROMEDIO TEMPORAL DEL COEFICIENTE α .

Si se considera la variación de los valores instantáneos de los números de Nusselt y de Reynolds durante una prueba, este último tiende a decrecer por el aumento de la viscosidad al disminuir la temperatura, y el primero tiende a crecer. Para tener un valor representativo de ambos números, se evaluaron las propiedades del agua a la temperatura promedio de la prueba correspondiente (Perry, 1980) calculando entonces un número de Reynolds para cada prueba. Un valor representativo del número de Nusselt sería el área bajo las curvas del coeficiente α para el intervalo de tiempo donde las diferencias de temperaturas son significativas (mayor de tres grados), obteniendo un valor promediado en el tiempo. Sin embargo, dicho promedio consideraría valores de α cuando $Fo < 0.18$, y el método no es válido entonces pues no se han establecido los perfiles similares de tipo parabólico. Se considera entonces como valor representativo aquel alcanzado después de transcurridos 60 s de iniciar el enfriamiento de la esfera, que generalmente era el máximo del transitorio.

Los resultados para ambas arreglos se presentan en la fig 6.1, donde también se presentan algunas correlaciones obtenidas de la literatura. Como primera observación se nota el buen ajuste de los datos experimentales con las otras correlaciones, confirmando la confiabilidad del método experimental para la obtención del coeficiente de transferencia de calor en un lecho empacado. Las mediciones de Rowe y Claxton (1965) obtenidas con agua como fluido de transferencia son aproximadamente tres veces mayores que las de la presente investigación, y coinciden con las de Lydersen (1950) para pruebas realizadas con aire. En ambos trabajos experimentales, el lecho empacado consistía de muy pocas capas de profundidad. De aquí que los efectos de entrada y de la pared son muy importantes y arrojan valores más altos del coeficiente de transferencia de calor. También se nota una dispersión entre los datos experimentales que no justifica definir una correlación adicional para el rango de números de Reynolds considerado. Esto implica que el método propuesto permite una refinación adicional en lo que respecta a la instrumentación de la esfera que mide las temperaturas internas y de la superficie. Sin embargo sí se nota un cambio de pendiente en el intervalo $100 < Re < 200$ atribuible probablemente a un régimen de transición. Los otros investigadores reportan pendientes constantes. Para confirmar esto último habrían de realizarse pruebas adicionales que requerirían modificaciones en el dispositivo experimental para poder obtener números de Reynolds más grandes. Los resultados globales confirman la naturaleza del efecto de la porosidad sobre el número de Nusselt, siendo este mayor cuando disminuye la porosidad (Gupta et al, 1974; Gnielinsky, 1981). Esto se observa en la fig 6.1 donde los valores para el arreglo romboédrico son mayores que para el ortorrómbico, con excepción de dos de los valores en el rango alto del número de Reynolds.

Una observación importante al analizar las diferencias en las diferentes correlaciones registradas en la literatura, y que se confirma con los resultados de la presente investigación, es que aquellas que fueron

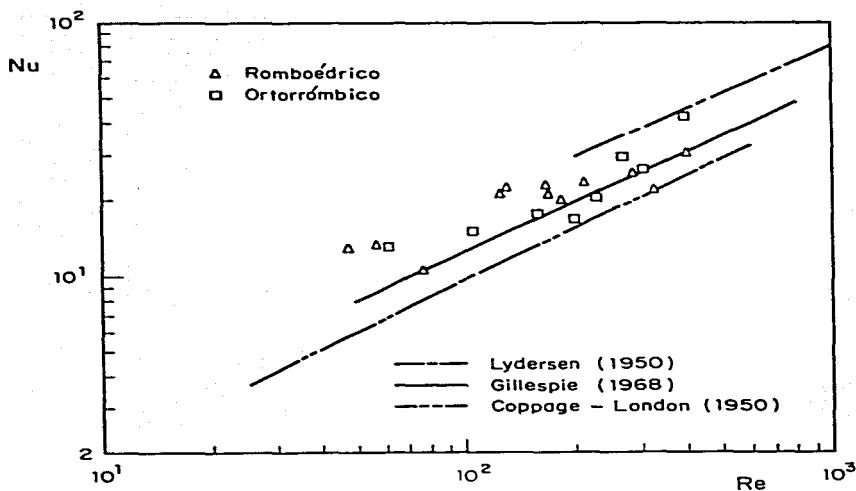


fig 6.1 Valores experimentales del número Nusselt vs número de Reynolds para las pruebas experimentales con ambos arreglos, romboédrico y ortorrómbico. Se presentan los resultados de tres investigaciones en el rango de Reynolds señalado.

obtenidas empleando un método experimental en estado permanente presentan resultados de los números de Nusselt o de Colburn mayores que aquellas obtenidas mediante un método experimental transitorio. Esto se explica por la variación que presenta el coeficiente α durante el transitorio, y se debe a la definición misma del coeficiente como el cociente del flujo de calor y la diferencia de temperaturas entre la superficie del sólido y el fluido. Es probable que esta observación explique la dificultad de ajustar los modelos numéricos con los datos experimentales mediante los coeficientes de difusión-dispersión.

En la revisión de la literatura sólo se encontraron dos investigaciones que utilizaron agua como medio de transferencia de calor, Baldwin (1961) y Rowe y Claxton (1965); sería necesario entonces realizar pruebas con otros

fluidos para determinar la influencia del número de Prandtl, que representa el efecto de las propiedades. La representación del coeficiente de transferencia de calor con los números de Stanton y Prandtl no es definitiva, tal como lo afirma Barker (1965), pero permite estimar qué tanto varía α al cambiar de fluido. En la fig 6.2 se presentan los datos experimentales con diferentes correlaciones empleando el factor de Colburn.

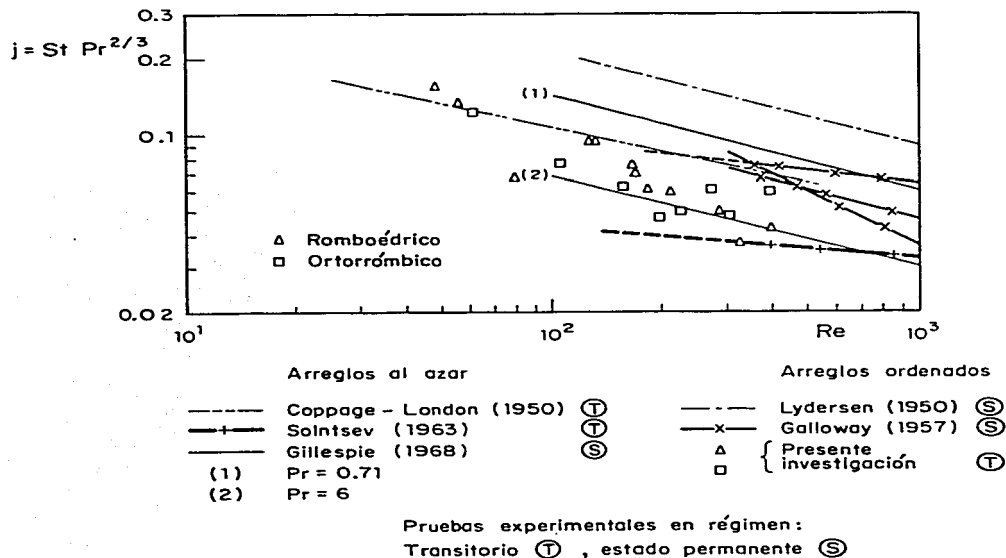


fig 6.2 Factor de Colburn vs número de Reynolds. Los valores obtenidos con un método transitorio tienden a ser inferiores a los de estado permanente.

Se observa como la dispersión tiende a ser más marcada, pero tal presentación no arroja mayor información, sino es que la dispersión entre todas las correlaciones que presenta Barker se debe también al método experimental y no es atribuible solo a la variación de la porosidad como lo infiere Hausen (1982). Parece ser entonces que, en cierta medida, las correlaciones con base en mediciones en estado permanente sobrestiman el valor real del coeficiente de transferencia de calor local cuando se opera un lecho empacado en régimen transitorio.

7. CONCLUSIONES

El estudio experimental que se realizó sobre un lecho empacado de esferas arroja las siguientes conclusiones.

Se reporta por primera vez (en esta investigación) la existencia de oscilaciones del coeficiente de transferencia de calor durante un transitorio, que implica variaciones locales significativas de dicho coeficiente. Estas variaciones son probablemente consecuencia del comportamiento de la capa límite que existe en las esferas y de su desprendimiento. El arreglo geométrico influye entonces sobre estas variaciones locales. Sin embargo, al realizar los promedios temporales, se pierde dicha información. La amplitud y periodicidad de estas oscilaciones son irregulares y no reproducibles. Se puede entonces concluir que el mecanismo básico de la transferencia de calor en lechos empacados debe ser revisado antes de esperar mayor precisión de las correlaciones existentes.

La variación temporal del coeficiente de transferencia de calor indica que cuando un lecho empacado opera en régimen transitorio, no se puede considerar un coeficiente constante para todo el lecho. De ahí la dificultad de los modelos matemáticos para predecir el comportamiento de lechos empacados bajo condiciones diferentes de operación.

El efecto de entrada del fluido de transferencia puede abarcar hasta dos diámetros del cilindro contenedor, siendo el coeficiente de transferencia de calor más alto cerca de la entrada que corriente abajo, debido a la incidencia del chorro cuando el equipo tiene un distribuidor como el descrito en este trabajo. Dadas las condiciones experimentales reportadas en la literatura, es posible que las correlaciones definidas por otros autores con métodos en estado permanente sobrestimen el valor del coeficiente de transferencia de calor.

El efecto del chorro en la entrada no se evaluó comparativamente para los dos arreglos ensayados, dado que en el arreglo ortorrómbico se modificó la entrada mediante una obstrucción adicional para uniformar el flujo. No obstante, se confirma la observación de otros autores que a menor porosidad es mayor la transferencia de calor. Comparando el comportamiento transitorio del nivel tres del lecho empacado, el valor del coeficiente α generalmente disminuyó después de alcanzar un máximo en el ortorrómbico, además de presentar fluctuaciones de menor magnitud que el arreglo rombóidico. Esto último se atribuye a las diferencias en la hidrodinámica que influye en los vórtices intersticiales.

Se introduce un nuevo método experimental para la obtención de los coeficientes de transferencia de calor local, y cuya confiabilidad se ha comprobado al comparar los resultados obtenidos con correlaciones experimentales de otros autores. El presente método es mucho menos restrictivo en cuanto a condiciones experimentales necesarias para asegurar

dicha confiabilidad que aquellos descritos en la literatura. La técnica usada del método transitorio basada en la facilidad de los nuevos equipos de adquisición de datos para obtener información en tiempos muy pequeños permite obviar las condiciones de estado permanente que en muchos casos son muy difíciles de alcanzar o mantener. En este trabajo se hace uso exhaustivo de dichas bondades para alcanzar un grado más fino de entendimiento del fenómeno en estudio. El método aquí propuesto es de fácil implantación y el diseño, construcción y operación del dispositivo experimental necesario para aplicarlo resulta ser más sencillo y barato que aquellos anteriormente reportados. Además, es posible realizar las pruebas experimentales repetidas veces para diferentes condiciones de operación.

La precisión de las mediciones realizadas depende esencialmente de la precisión de los valores de las propiedades físicas del sólido y del fluido de transferencia. Generalmente dichas propiedades son fácilmente asequibles de la literatura o medidas con métodos experimentales sencillos.

REFERENCIAS.

- Aceves J. J. (1987). Modelo de simulación de regeneradores en régimen transitorio. Tesis de Licenciatura, Facultad de Ingeniería, UNAM.
- Alanis E., L. Saravia, L. Rovetta (1977). Measurement of rock pile heat transfer coefficients. *Solar Energy* vol 19 pp 571-572.
- Anzeliuss A. (1926). Über Erwärmung Vermittels Durchstromender Medien. *Z Angew Math Mech* vol 6 p 291.
- Arpaci V. S. y P. S. Larsen (1984). Convection Heat Transfer. Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs, N. J.
- Balakrishnan A. R., D. C. T. Pei (1979). Heat transfer in gas-solid packed bed systems 1. A critical review. *Ind Eng Chem Process Des Dev* vol 18 pp 30-40.
- Baldwin D. E. (1961). Heat transfer in beds of oriented spheres. D. Eng. Sci. Thesis, Carnegie Inst. Tech.
- Barker J. J. (1965). Heat transfer in packed beds. *Indust & Eng Chem* vol 57 (4) pp 43-51.
- Bashi H., D. Gunn (1977). The characterization of fixed beds of porous solids from pulse response. *AIChE J* vol 23 (1) pp 40-48.
- Bauer R. (1983). Packed beds with a gas flowing through. Ch. 2.8.2 in Heat Exchanger Design Handbook. Hemisphere Publishing Co. New York.
- Beasley D. E., J. A. Clark (1984). Transient response of a packed bed for thermal energy storage. *Int J Heat Mass Transf* vol 27 (9) pp 1659-1669.
- Bird R. B., W. E. Stewart, E. N. Lightfoot (1960). Transport Phenomena. John Wiley, New York.
- Carbonell R. G. (1980). Flow nonuniformities in packed beds: Effect on dispersion. *Chem Eng Sci* vol 35 p 1347.
- Chang Hsueh-Chia (1982). A non-Fickian model of packed-bed reactors. *AIChE J* vol 28 (2) pp 208-214.
- Choi C. Y., D. D. Perlmutter (1976). A unified treatment of the inlet boundary condition for dispersive flow models. *Chem Eng Sci* vol 31 p 250.
- Clark J. A. (1979). Fluid Dynamics of Porous Media in Energy Applications: Survey and description of transport phenomena in packed beds. Von Karman Institute for Fluid Dynamics Lecture Series 1979-4 February 12-16.
- Coppage J. E., A. L. London (1956). Heat transfer and flow friction characteristics of porous media. *Chem Eng Prog* 52 p 57.
- Coutler J. P., E. A. Farber (1982). Two applications of a numerical approach of heat transfer process within rock beds. *Solar Energy* vol 26(6) pp 451-462.
- Cruickshank-V. C. (1983). Simulación numérica de acuíferos geotérmicos. Investigación de cedencia de calor y de macrodispersión. Informe del Instituto de Ingeniería de la UNAM ante la Comisión de Ecología del DDF y la F. E. I. R. J. Zevada.
- Cussler E. L. (1984). Diffusion: Mass transfer in fluid systems. Cambridge University Press, New York.
- Dankwerts P. V. (1953). Continuous flow systems: Distribution of residence time. *Chem Eng Sci* vol 2 p 1.
- Deans H. A., L. Lapidus (1960). A computational model for predicting and correlating the behavior of fixed bed reactors. *AIChE J* vol 6 p 656.
- Deans H. A. (1963). A mathematical model for dispersion in the direction of flow in porous media. *Soc Petrol Eng J* vol 228 (3) p 49.

- Deckwer W. D., E. A. Mahlmann (1974). Dispersed flow reactors with sections of different properties. *Adv Chem Ser* vol 133 p 334.
- Dhingra S. C., D. J. Gunn, P. V. Narayanan (1984). The analysis of heat transfer in fixed beds of particles at low and intermediate Reynolds numbers. *Int J Heat Mass Transf* vol 27 (12) pp 2377-2385.
- Dixon A. G., D. L. Cresswell (1986). Effective heat transfer parameters for transient packed-bed models. *AIChE J* vol 32 (5) pp 809-819.
- Dudukovic M. P., P. A. Ramachandran (1985). Quick design and evaluation of heat regenerators. *Chemical Engineering* June 24 pp 63-72.
- Duffie J. A., W. A. Beckman (1980). Solar Engineering of Thermal Processes. John Wiley & Sons, New York.
- Fahien R. W. (1983). Fundamentals of Transport Phenomena. McGraw-Hill, New York.
- Galloway T. R., W. Lomarnicky, N. Epstein (1957). Effect of packing configuration on mass and heat transfer in beds of stacked spheres. *Can J Chem Eng* dec. pp 139-150.
- Galloway T. R., B. H. Sage (1970). A model of the mechanism of transport in packed, distended and fluidized beds. *Chem Eng Sci* vol 25 p 495.
- Gillespie B. M., E. D. Crandall, J. J. Craberry (1968). Local and average interphase heat transfer coefficients in a randomly packed bed of spheres. *AIChE J* vol 14 (3) pp 483-490.
- Gnielinsky V. (1981). Equations for the calculation of heat and mass transfer during flow through stationary spherical packings at moderate and high Peclet numbers. *Indust Chem Eng* vol 21 (3) pp 378-383.
- Goss M. J., G. A. Turner (1971). Simultaneous computation of heat transfer and dispersion coefficients and thermal conductivity value in a packed bed of spheres. II Technique for computing numerical values. *AIChE J* vol 17 (3) pp 590-595.
- Grigull U., H. Sandner (1984). Heat Conduction. Hemisphere Publishing Corporation, New York.
- Gunn D. J., J. F. C. De Souza (1974). Heat transfer and axial dispersion in packed beds. *Chem Eng Sci* vol 29 pp 1363-1371.
- Gunn D. J. (1978). Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidized beds. *Int J Heat Mass Transf* vol 21 (4) pp 467-476.
- Gunn D. J., P. V. Narayanan (1981). Axial thermal dispersion and particle to fluid transfer in packed-fluidized beds. *Int J Heat Mass Transf* vol 24 (8) pp 1405-1411.
- Gunn D. J., M. Khalid (1975). Thermal dispersion and wall heat transfer in packed beds. *Chem Eng Sci* vol 30 pp 261-267.
- Gupta S. N., R. B. Chaurbe, S. N. Upadhyay (1974). Fluid-particle heat transfer in fixed and fluidized beds. *Chem Eng Sci* vol 29 pp 839-843.
- Hausen H. (1983). Heat Transfer in Counterflow, Parallel Flow and Cross Flow. McGraw-Hill, New York.
- Hennecke F. W. (1972). Über den Wandwiderstand beim Wärmetransport in Schüttungsrohren, Ph. D. thesis. University of Karlsruhe.
- Hinduja M. J., S. Sundaresan, R. Jackson (1980). A crossflow model of dispersion in packed bed reactors. *AIChE J* vol 26 (2) pp 274-281.
- Hsiang T. C. S., H. W. Haynes (1977). Axial dispersion in small diameter beds of large spherical particles. *Chem Eng Sci* vol 32 pp 678-681.
- Hughes P. J., S. A. Klein, D. J. Close (1976). Packed bed thermal storage models for solar air heating and cooling systems. *ASME J Heat Transf* May pp 336-338.

- Isachenko V. P., V. A. Osipova, A. S. Sukomel (1977). Heat Transfer. Mir Moscow, 3rd Edition.
- Jefferson D. P. (1972). Prediction of breakthrough curves in packed beds. *AIChE J* vol 18 (2) pp 409-420.
- Johns W.R., S. J. Lawn (1985). Unsteady-state transfer between a sphere and a surrounding stationary medium with application to arrays of spheres. *Int J Heat Mass Transf* vol 28 (5) pp 1047-1053.
- Kenji Kubo, T. Aratani, A. Mishima, T. Yano (1979). Mutual relation between streamlines and the residence time curve in orderly bead-packed beds. *Chem Eng J* vol 18 pp 209-214.
- Kreft A., A. Zuber (1978). On the physical meaning of the dispersion equation and its solutions for different initial and boundary conditions. *Chem Eng Sci* vol 33 p 1471.
- Kulakowski E. T., F.W. Schmidt (1982). Explicit design of balanced regenerators. *Heat Transfer Engng* vol 3 (3-4) pp 25-37.
- Kyle C.R. (1971). Turbulent dispersion in porous materials as modeled by a mixing cell with stagnant zone. *SPE J* march pp 57-62 [trans vol 251].
- Levenspiel O. (1984). Engineering Flow and Heat Exchange. Plenum Press Publishing Co., New York.
- Littman H., R.G. Earle, A.H. Pulsifer (1968). Gas-particle heat transfer coefficients in packed beds at low Reynolds numbers. *Ind & Eng Chem Fundamentals* vol 7 (4) pp 554-561.
- Lof G.O.G., R.W. Hawly (1948). Unsteady-state heat transfer between air and loose solids. *Ind & Eng Chem* vol 40 (5) pp 1061-1070.
- Luikov A. V. (1968). Analytical Heat Diffusion Theory. Academic Press, New York.
- Luikov A. V. (1980). Heat and Mass Transfer. Mir Publishers, Moscow.
- Lydersen A. (1950). Investigation of heat transfer and pressure loss in stacked spheres traversed by air. Diss. Techn. Hochschule, Trondheim
- Marivoet J., P. Teodoroiu, S.J. Wajc (1974). Porosity, velocity and temperature profiles in cylindrical packed beds. *Chem Eng Sci* vol 29 pp 1836-1840.
- Moulijn J.A., W.P.M. Van Swaailj (1976). The correlation of axial dispersion data for beds of small particles. *Chem Eng Sci* vol 31 pp 845-847.
- Nusselt W. (1927). Die Theorie des Windheizers. *Z. Deutsch Ing* vol 71 p 65.
- Oliveros G., J.M. Smith (1982). Dynamic studies of dispersion and channeling in fixed beds. *AIChE J* vol 28 (5) pp 751-759.
- Perry R.H., C.H. Chilton, S.D. Kirkpatrick (1980). Chemical Engineers Handbook. McGraw-Hill, New York.
- Philip J.R. (1970). Flow in Porous Media in Annual Review of Fluid Mechanics, vol 2 p 177.
- Pomeroy B.D. (1979). Thermal energy storage in a packed bed of iron spheres with liquid sodium coolant. *Solar Energy* vol 23 p 513-515.
- Riaz M. (1978). Transient analysis of packed-bed thermal storage systems. *Solar Energy* vol 21 pp 123-128.
- Rhodes J.M., F.N. Peebles (1965). Local rates of mass transfer from spheres in ordered arrays. *AIChE J* vol 11 (3) pp 481-487.
- Rowe P.N., K.T. Claxton (1965). Heat and mass transfer from a single sphere to a fluid flowing through an array. *Trans Inst Chem Engrs* 3 pp T321-T331.
- Saez A.E., B.J. McCoy (1982). Dynamic response of a packed bed thermal storage system. A model for solar air heating. *Solar Energy* vol 29 (9) pp 201-206.

- Saez A. E., B. J. McCoy (1983). Transient analysis of packed-bed thermal storage systems. *Int J Heat Mass Transf* vol 26 (1) pp 49-54.
- Sagra M., P. Schneider, J. M. Smith (1970). *Chem Engng* no. 1 p 47.
- Saunders O. A., H. Ford (1940). Heat transfer in the flow of gas through a bed of solid particles. *J Iron Steel Inst* vol 141 p291.
- Schmidt F. W., J. Szego (1975). Transient response of solid sensible heat thermal storage units - single fluid. *ASME J Heat Transf* August pp 471-477.
- Schmidt F. W., A. J. Willmott (1983). Thermal Energy Storage and Regeneration. Hemisphere Publishing Co. New York.
- Schumann T. E. W. (1929). Heat Transfer: A liquid flowing through a porous prism. *J Franklin Inst* vol 208 p 405.
- Sen Gupta A., G. Thodos (1962). Mass and heat transfer through fixed and fluidized beds. *Chem Eng. Prog.* vol 58 (7) p 58.
- Shitzer A., M. Levy (1983). Transient behavior of a rock-bed thermal storage system subjected to variable inlet air temperatures: analysis and experimentation. *ASME J Solar Energy Engng* vol 105 pp 200-206.
- Sissom L. E. (1972). Elements of Transport Phenomena. McGraw-Hill, New York.
- Spiga G., M. Spiga (1981). A rigorous solution to a heat transfer two phase model in porous media and packed beds. *Int J Heat Mass Transf* vol 24 pp 355-364.
- Sundaresan S., N.R. Amundson, R. Aris (1980). Observations on fixed-bed dispersion models: the role of the interstitial fluid. *AIChE J* vol 26 (4) pp 529-536.
- Thoenes D., H. Kramers (1958). Mass transfer from spheres in various regular packings to a flowing fluid. *Chem Eng Sci* vol 8 pp 271-283.
- Vortmeyer C., R.J. Schaefer (1974). Equivalence of one and two phase models for heat transfer processes in packed beds: one dimensional theory. *Chem Eng Sci* vol 29 pp 485-491.
- Wakao N., S. Kaguel, B. Shiozawa (1977). Effect of axial fluid thermal dispersion coefficient on Nusselt numbers of dispersion-concentric model of packed-beds at low flow rates. *Chem Eng Sci* vol 32 pp 451-454.
- Wakao N., S. Kaguel, T. Funazkri (1979). Effect of fluid dispersion coefficients on particle to fluid heat transfer coefficients in packed beds. *Chem Eng Sci* vol 34 pp 325-336.
- Whitaker S. (1972). Forced convection heat transfer correlations for flow in pipes, past flat plates, single cylinders, single spheres, and for flow in packed beds and tube bundles. *AIChE J* vol 18 (2) pp 361-371.
- White F. M. (1988). Heat and Mass Transfer. Addison-Wesley Publishing Co. Reading, Massachusetts.

APENDICES

Los apéndices que a continuación se presentan aclaran ciertos aspectos del trabajo que son complementarios, se determina la precisión del coeficiente de transferencia de calor con el método propuesto, y se describen los programas de computadora que se desarrollaron para realizar el trabajo experimental

En el Apéndice A se describe el método del régimen regular de Kondratyev para determinar la difusividad térmica de sólidos. Para poder evaluar el coeficiente de transferencia de calor α es necesario conocer el valor de la conductividad térmica λ de las esferas de vidrio (ver la ec 4.15 en el capítulo 4). Se muestran los resultados obtenidos con dicho método.

En el Apéndice B se analizan las diferencias que se tienen al aproximar el perfil instantáneo de temperatura en el sólido mediante una parábola cuando la variación de la temperatura del fluido en su entorno no es lineal. Cuando la variación de ésta es de tipo exponencial, el perfil del sólido es una función de tipo Bessel. Se grafican los resultados para una de las pruebas experimentales. Las bases analíticas del método descritas en la sección 4.1 se fundamentan en esta aproximación.

En el Apéndice C se determina el error relativo de las mediciones realizadas con el método propuesto por el presente trabajo. Este error está dentro del rango que se actualmente se puede obtener para los coeficientes de transferencia de calor convectivos.

En el Apéndice D se adjuntan los programas de computadora que se implantaron en el sistema de adquisición de datos (o bien, sistema de procesamiento de información) para realizar las pruebas experimentales y analizar la información recopilada.

APENDICE A.

MÉTODO DEL RÉGIMEN REGULAR DE KONDRATYEV
PARA DETERMINAR LA DIFUSIVIDAD TÉRMICA.

Para determinar el coeficiente de transferencia de calor a partir del número de Biot se requiere el valor de la conductividad térmica del sólido para el rango de temperaturas empleadas. Dado el desconocimiento de las fracciones de los componentes del vidrio en la fabricación de las canicas, no se recurrió a los valores publicados. La forma de esfera impide la medición de la conductividad térmica en condiciones de estado permanente, pero facilita la implantación del método de Kondratyev. Las bases teóricas del método están descritas por Isachenko et al (1977) y Nashchokin (1979), y aquí se describe brevemente el método y el procedimiento experimental.

La solución general para la distribución de temperatura de un sólido durante un transitorio es la serie infinita,

$$\Theta = \sum_{i=1}^{\infty} A_i U_i \exp[-m_i \tau] \quad (\text{A. 1})$$

donde A_i son constantes que dependen de la forma del sólido y de la distribución inicial de temperatura; U_i representan las funciones de las coordenadas espaciales y describen la distribución de temperatura; y las m_i son números reales positivos tales que $m_1 < m_2 < m_3 < \dots < m_i$

$$m_i = \nu_i^2 a/l \quad (\text{A. 2})$$

donde l es la longitud característica del sólido que en el caso de una esfera es el radio r_0 ; y ν_i son las raíces de la ecuación característica que en el caso de una esfera es:

$$1/\cot \nu = -\nu/(Bi-1) \quad (\text{A. 3})$$

Al iniciar el enfriamiento (o calentamiento) las condiciones iniciales inciden sobre la distribución de temperatura y la rapidez de variación de temperatura en diferentes puntos, por lo que se deben calcular todos los términos de la serie. Después de un cierto tiempo $\tau > \tau_1$, dada la característica de m_1 , el argumento de la exponencial crece rápidamente y la serie converge rápidamente. Para entonces el proceso de enfriamiento ya no depende de las condiciones iniciales y es función sólo de las condiciones en la interfaz y de las propiedades físicas del sólido así como de su geometría y dimensión. El campo de temperatura queda descrito por el primer término de la serie.

de donde,
$$\Theta = A_1 U_1 \exp[-m_1 \tau] \quad (\text{A. 4})$$

$$\ln \Theta = -m_1 \tau + C(r) \quad (\text{A. 5})$$

Por lo que para cualquier coordenada radial la rapidez de variación de la temperatura es constante:

$$(1/\Theta)\partial\Theta/\partial r = -m = \text{cte} \quad (\text{A. 6})$$

En una gráfica de $\ln\Theta$ vs r se tiene para cualquier punto una variación que es lineal después de cierto instante r_1 . Cabe mencionar que cuando la temperatura del sólido tiende a la temperatura del fluido, Θ tiende a cero y su logaritmo tiende entonces a $-\infty$.

Un caso particular del proceso de enfriamiento es cuando el número de Biot tiende a infinito, prácticamente $Bi > 100$. Esto es equivalente a un coeficiente de transferencia de calor α muy grande, por lo que la resistencia al flujo de calor es interna y la temperatura superficial es prácticamente igual a la temperatura del fluido. De la ec A.3 se tiene que cuando el número de Biot tiende a ∞ , entonces $\cot\mu$ tiende a $-\infty$ y en consecuencia μ tiende a π . De la ec A.2 se deriva una expresión entre la difusividad térmica y la rapidez de enfriamiento de una esfera:

$$m_{\text{bo}} = (\nu/r_0)^2 a \quad (\text{A. 7})$$

de donde se obtiene la expresión para la difusividad térmica,

$$a = (r_0/\pi)^2 m_{\text{bo}} \quad (\text{A. 8})$$

El procedimiento experimental descrito por Nashchokin (1979) se implantó para la determinación de m_{bo} para las esferas de vidrio (canicas comerciales) considerando el rango de temperatura dentro del cual se realizarían las pruebas en el lecho empacado.

Las esferas instrumentadas se sometieron a un escalón de temperatura y se registró la variación de temperatura en su superficie y en el centro de la misma durante el transitorio. El choque térmico que llegó a fracturar algunas canicas limitó la magnitud del escalón a una diferencia de alrededor de 30 grados Celsius. Se realizaron 14 pruebas con diferentes canicas, asegurando una temperatura inicial uniforme para la canica que en promedio fué de 50 grados Celsius. Una vez estabilizada la temperatura se introducía súbitamente a un baño de agua fría, en promedio 20 grados Celsius, y se colocaba la canica sumergida donde le incidía un chorro altamente turbulento de suerte que se aproximaran las condiciones de tener un coeficiente de transferencia de calor infinito en la superficie. En las fotografías de las figuras A.1 y A.2 se aprecian las condiciones del experimento.

Para la adquisición, procesamiento y despliegue de datos se elaboró un programa en el mismo sistema que se emplearía para las pruebas en el lecho empacado. Dicho programa se presenta en el apéndice D.



fig A.1 Dispositivo experimental para determinar la difusividad térmica. La esfera instrumentada primero se calienta en vaso de la izquierda, y súbitamente se introduce en el recipiente de la derecha a una temperatura constante.



fig A.2 La esfera se coloca bajo el chorro altamente turbulento, y se registran las temperaturas.

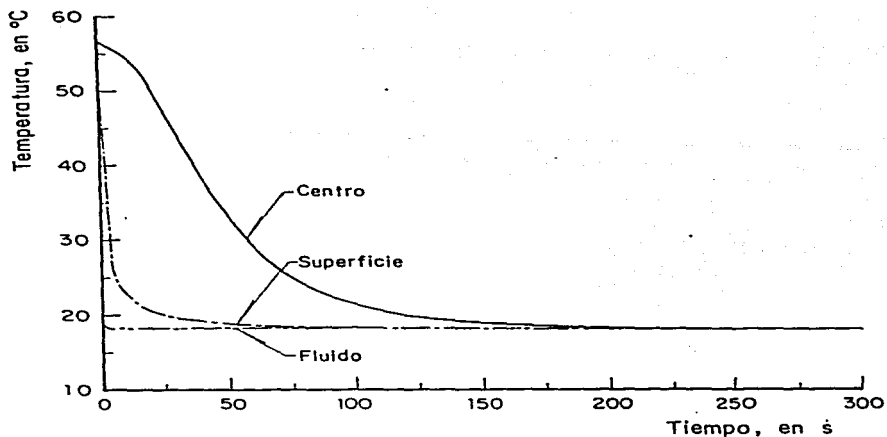


fig A.3 Registro de las temperaturas del centro y de la superficie de la esfera y del fluido. Después de 50 s la temperatura de la superficie es prácticamente igual a la del fluido.

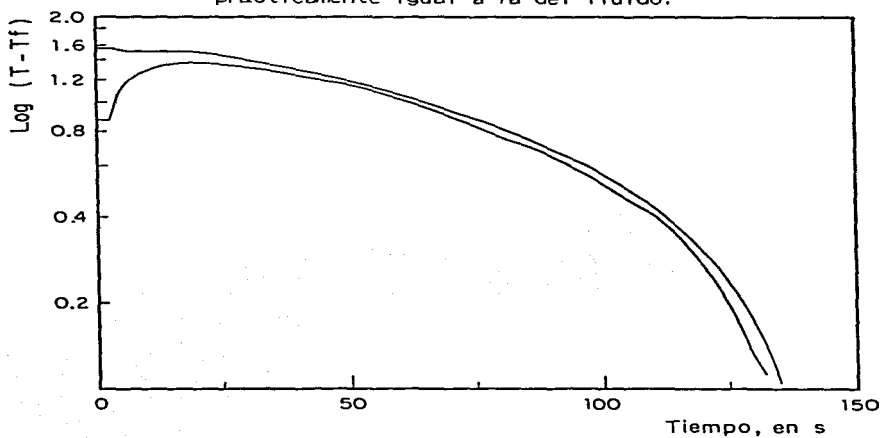


fig A.4 Variación logarítmica de la diferencia de temperaturas. La pendiente m_0 se determina para $45 < \tau < 90$ s.

Un resultado típico de las pruebas se presenta en las fig A.3 y A.4. En la primera se presenta la variación en el tiempo de las temperaturas del centro, de la superficie y el valor constante de la temperatura del agua. En la segunda se muestra la variación del logaritmo decimal de la diferencia de temperaturas, entre sólido y líquido.

El periodo inicial para el establecimiento del régimen regular de acuerdo a la teoría es de 58 s. En la fig A.4, donde se grafica el logaritmo de la diferencia de temperatura con respecto a la del agua en dos puntos al interior de la esfera, se observa que la rapidez de variación es la misma después de 40 s. Cabe notar que se verifica que después de 100-110 s el valor del logaritmo disminuye muy rápidamente ya que cuando la diferencia es muy pequeña, el logaritmo tiende a $-\infty$.

Aproximando una recta en el intervalo de tiempo de interés, se obtuvo un valor promedio para trece de las catorce pruebas del valor de m_{bo} :

$$m_{bo} = 0.030705 \quad 1/s$$

De la ec A.8, con el valor promedio del radio de las esferas de $r_0 = 12.5 \text{ mm}$, se obtuvo el valor de la difusividad térmica:

$$a = 4.86 \times 10^{-7} \quad m^2/s$$

Para determinar la densidad del material usado se empleó una balanza de alta precisión, y se midió con micrómetro el diámetro de 10 esferas escogidas al azar, obteniendo el valor de $2466.5 \pm 0.2 \text{ kg/m}^3$.

Para determinar el calor específico se empleó un calorímetro de vaso Dewar, realizando la medición 9 veces. Los resultados de las mediciones arrojan un valor de $918.8 \pm 42.7 \text{ KJ/kgK}$.

Con los valores promedio obtenidos se calculó la conductividad de las esferas de vidrio: 1.101 W/mK .

APENDICE B

APROXIMACIÓN PARABÓLICA AL PERFIL DE TEMPERATURA DENTRO DEL SÓLIDO.

En los casos cuando la variación de la temperatura del fluido en el entorno de la esfera no es lineal en el tiempo, el perfil instantáneo de la temperatura $T = T(R)$ dentro del sólido no es de tipo parabólico. Sin embargo, los registros del sistema de adquisición de datos muestran que la variación de la temperatura del fluido se puede representar por una función exponencial a partir de cierto instante después de iniciada la variación. Luikov (1968) ha demostrado que cuando la temperatura del fluido es de este tipo, el perfil instantáneo es una función del tipo $(\text{Sen}R/R)$. Dada la precisión de las mediciones en las temperaturas, se demuestra aquí que si por los tres puntos en una gráfica T vs R se obtiene una parábola que define el perfil instantáneo, dicho perfil no difiere de la función senoidal descrita.

Para determinar el perfil parabólico se procede de la siguiente manera. Considerando los tres puntos en una gráfica T vs R correspondientes a la temperatura en el centro T_C en $R=0$; a medio radio $T_{\frac{1}{2}}$ en $R=1/2$; y en la superficie T_1 en $R=1$, se calculan las diferencias:

$$\Delta T_1 = T_{\frac{1}{2}} - T_C$$

$$\Delta T_2 = T_1 - T_C$$

Como los intervalos en R para los valores sucesivos de T son constantes, y el rango para R es 1, la ecuación de la parábola es (Stoecker, 1980):

$$T - T_C = 2a_1R + 4a_2R^2$$

donde,

$$(dT/dR)_{R=1} = 2a_1 + 8a_2 = m$$

$$a_2 = \frac{1}{4}(\Delta T_2 - 2\Delta T_1)$$

$$a_1 = \Delta T_1 - a_2$$

La ecuación de la pendiente de la parábola en $R_1=1$ es:

$$T - T_1 = m(R - R_1)$$

Para $T=0$ se tiene $R = 1 - T_1/m$, por lo que la distancia R_0 definida en la ec 4.11 es $(R-1)$, es decir:

$$R_0 = -(T_1/m).$$

Cuando la temperatura del fluido es una función exponencial en el tiempo, la solución a la ec 4.8 con las condiciones en la frontera 4.9 es (Luikov, 1968; 1980):

$$T = \frac{\text{sen}(R/Pd) \exp(-PdFo)}{R/Pd[\text{sen}\sqrt{Pd}/\sqrt{Pd} - \sqrt{Pd}/(BiPd) (\text{sen}\sqrt{Pd} - \sqrt{Pd}\cos\sqrt{Pd})]} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{1 - (\nu_n^2/Pd)} \frac{\text{sen}\nu_n R}{\nu_n R} \exp(\nu_n^2 Fo)$$

donde Pd es un número que representa el criterio de Predvoditelev:

$$Pd = (dZ/dFo)_{\max}$$

Cuando la variación de la temperatura del fluido es exponencial:

$$T_f = \exp(-k\tau) \quad , \quad Z = 1 - T_f$$

$$Pd = kr_0^2/a \quad , \quad Fo = a\tau/r_0^2$$

Para una esfera, cuando $Fo > 0.16$ la sumatoria de la expresión de T se puede despreciar con un error relativo de 1% en T (Grigull, 1984); esto es $\tau > 58$ s

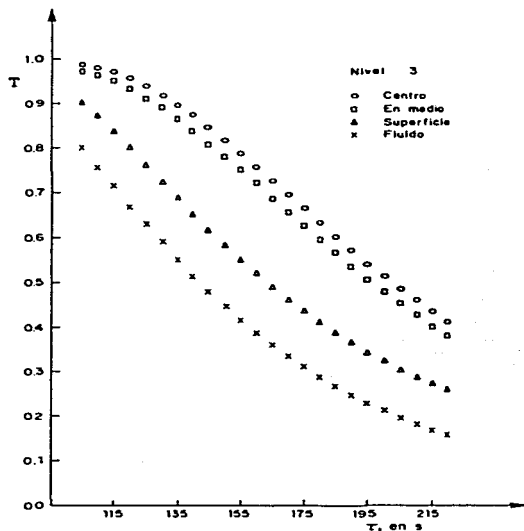


fig B.1 Datos experimentales de la prueba B.1 del arreglo ortorrómbico con un gasto de 15.6 l/min [Re=106.5].

Para fines de comparación, se considera la prueba #28/10-3 para la cual se tienen los datos correspondientes al nivel 3 en la gráfica de la fig B.1. Los perfiles instantáneos en los tiempos 205 s y 220 s con referencia al comienzo de la prueba, que corresponden a los tiempos 125 s y 145 s del comienzo del enfriamiento de la esfera instrumentada en el nivel 3, se determinan a partir de los datos medidos de la temperatura del fluido. Para la variación exponencial de la temperatura del fluido, con $k = 1.27 \times 10^{-2}$ se reproduce con buena aproximación los datos medidos para el intervalo en cuestión. El número de Predvoditelev es entonces, $Pd = 3.472$, y considerando un valor promedio del número de Biot para la prueba B1 = 6.16 se puede calcular la expresión para la temperatura adimensional:

$$T = 2.607 \exp(-k\tau) (\text{sen } R\sqrt{Pd}) / (R\sqrt{Pd})$$

Con los valores de T calculados con esta expresión en $R=0$, $R=1/2$ y $R=1$ se determina el perfil parabólico y se comparan los valores intermedios. Adicionalmente se anotan los valores medidos.

R:	0	0.25	0.50	0.75	1.0	T_f
<u>T</u>						
125						
sen.	.5326	.5135	.4588	.3754	.2737	0.204
parab.	.5326	.5096	.4588	.3802	.2737	
exper.	.515		.481		.325	0.213
145						
sen.	.4130	.3983	.3558	.2911	.2120	0.158
parab.	.4130	.3952	.3558	.2947	.2120	
exper.	.413		.383		.257	0.158

Al comparar los valores de T para $R=0.25$ y $R=0.75$ obtenidos con el perfil parabólico y senoidal, se observa que coinciden hasta la segunda cifra significativa. La discrepancia con los valores experimentales se debe a las condiciones iniciales reales del comienzo del enfriamiento, ya que el frente de temperatura del fluido que avanza axialmente por el lecho no es de tipo escalón. En los primeros instantes la variación es muy suave y con concavidad opuesta a la de una variación exponencial.

Para comparar las pendientes de los perfiles parabólico y senoidal se presenta el desarrollo de las expresiones que permite obtener las gráficas del perfil de temperatura y la tangente a la curva en $R=1$. De la gráfica que compara las tangentes para $\tau=125$ s, se aprecia una pequeña diferencia, no obstante la coincidencia en las temperaturas. El error relativo calculado con los valores obtenidos de las pendientes $m_s = -0.428$ y $m_p = -0.482$, es de 12%. El error relativo para $\tau=145$ s es similar. Dicho error es menor que el que se tiene en las pruebas experimentales con el método propuesto. El uso de la aproximación parabólica se justifica porque la función senoidal depende del número de Biot que no se conoce a priori. Se requiere entonces un método iterativo que converja.

Comparación entre el perfil parabólico definido por tres puntos y el perfil senoidal definido por la solución exacta cuando el número de Fourier es mayor de 0.18 ($Fo > 0.18$)

Considerando una parábola que pasa por tres puntos x_1 , x_2 y x_3

$i := 1 \dots 4$

x_i
5326
4588
2737
204

$$T1 := x_2 - x_1$$

$$T2 := x_3 - x_1$$

$$a2 := 0.5 \cdot (T2 - 2 \cdot T1)$$

$$a1 := T1 - a2$$

$$mp := 2 \cdot a1 + 8 \cdot a2$$

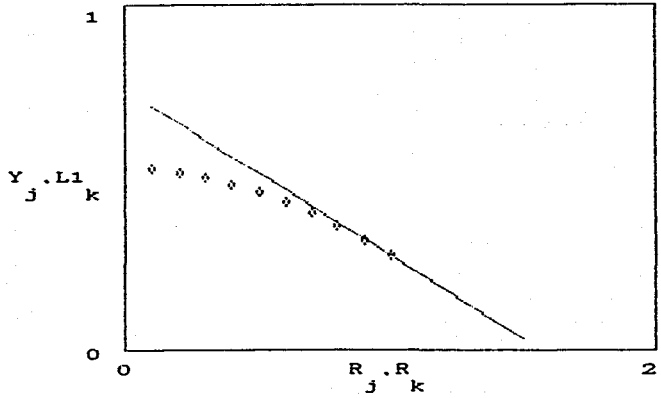
la pendiente en $R=1$: $mp = -0.482$

La ecuación de la parábola es: $j := 1 \dots 10$

$$R_j := \frac{j}{10} \quad Y_j := 2 \cdot a1 \cdot R_j + 4 \cdot a2 \cdot R_j^2 + x_1$$

La ecuación de la tangente a la parábola en $R=1$ es: $k := 1 \dots 20$

$$R_k := \frac{k}{10} \quad L1_k := mp \cdot \left[\frac{R_k - 1}{k} \right] + x_3$$



La distancia de $R=1$ a la intersección de la tangente con el eje de las abscisas es

$$R_0 := - \left[\frac{x_3}{mp} \right] \quad R_0 = 0.568$$

El número de Biot esta definido por la ec. 4.14

$$Bi := \left[\frac{1}{R_0} \right] \cdot \left[\frac{1}{1 - \frac{x_4}{x_3}} \right] \quad Bi = 6.908$$

Considerando ahora la función senoidal para definir el perfil de temperatura en la esfera para un instante determinado

Para la variación exponencial de la temperatura del fluido: $tf = \exp(-s\gamma)$

$$s := 1.27 \cdot 10^{-2} \quad \gamma := 125$$

El número de Predvoditelev es: $Pd := 3.472$

$$y_j := 2.607 \cdot \exp(-s \cdot \gamma) \cdot \frac{\sin \left[\frac{R}{j} \cdot \sqrt{Pd} \right]}{R \cdot \frac{\sqrt{Pd}}{j}}$$

La derivada de esta expresión valuada en $R = 1$ determina la pendiente de la tangente al perfil:

$$ms := 2.607 \cdot \exp(-s \cdot \gamma) \cdot \left[\cos \left[\sqrt{Pd} \right] - \frac{\sin \left[\sqrt{Pd} \right]}{\sqrt{Pd}} \right]$$

$$ms = -0.428$$

La ecuación de la tangente es:

$$L2_k := ms \cdot \left[R - 1 \right] + x_3$$

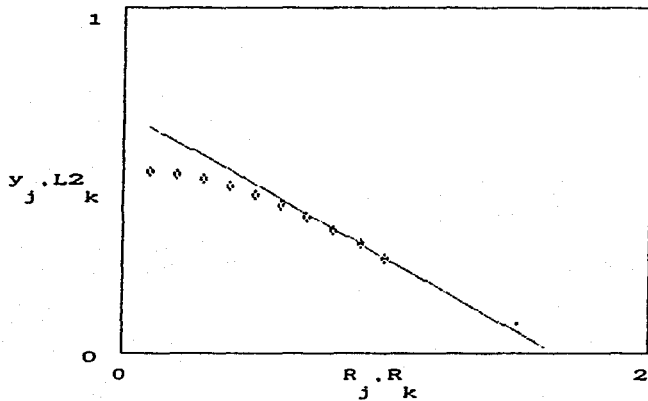
El número de Biot es entonces

$$r_0 := - \left[\frac{x_3}{ms} \right]$$

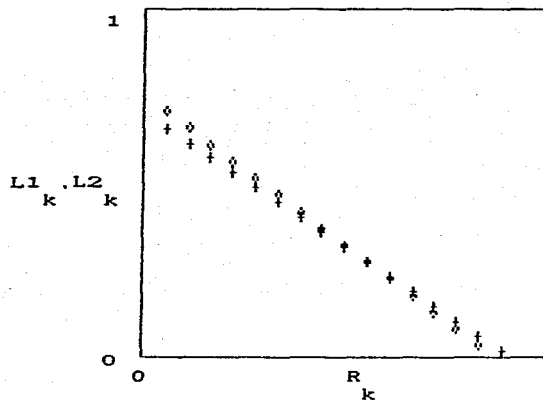
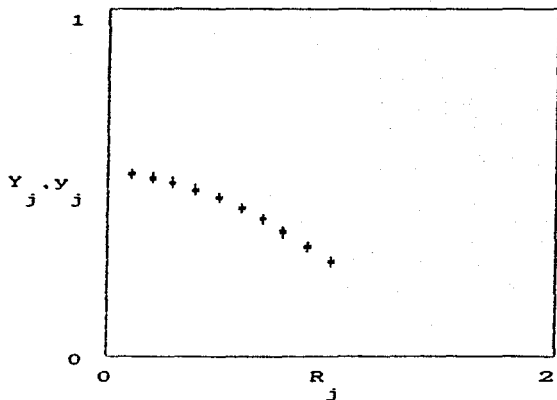
$$r_0 = 0.64$$

$$B_{ii} := \left[\frac{1}{r_0} \right] \cdot \left[1 - \frac{x_4}{x_3} \right]^{-1}$$

$$B_{ii} = 6.134$$



Comparando los perfiles:



APENDICE C

ANÁLISIS DE ERROR EN LAS MEDICIONES

De la expresión del coeficiente de transferencia de calor α :

$$\alpha = -(m/T_1) (1 - T_f/T_1)^{-1} (\lambda/r_0)$$

se obtiene la expresión para el error relativo, con $\phi = T_f/T_1$

$$d\alpha/\alpha = dm/m + dT_1/T_1 + d\phi/(1-\phi) + d\lambda/\lambda + dr_0/r_0$$

Como el error relativo en las mediciones de las temperaturas es el mismo, se tiene entonces:

$$d\phi/\phi = dT_f/T_f + dT_1/T_1 = 2(dT/T) \quad \text{y} \quad d\phi/(1-\phi) \approx 2(dT/T)$$

Finalmente,

$$d\alpha/\alpha = dm/m + 3(dT/T) + d\lambda/\lambda + dr_0/r_0$$

Considerando el caso desfavorable para estimar el error de la pendiente m , se considera la prueba #27/8-1 para el nivel 3 en la cual se presentan gradientes de temperatura relativamente pequeños. En el tiempo $\tau = 225$ s los valores medidos de las temperaturas son:

$$T_c = 0.701 \quad T_M = 0.575 \quad T_1 = 0.584 \quad T_f = 0.515$$

De estos valores se obtiene la pendiente en $R = 1$ de la parábola que pasa por los tres primeros: $m = -0.251$

En las mediciones efectuadas por el sistema de adquisición de datos, y con las subrutinas implantadas, los termopares tienen una precisión de:

$$t = \pm 0.5 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{y como } \Theta = t - t_m, \quad T = \Theta/\Theta_0$$

$$dT/T = dt/t \approx 1.82\%$$

considerando un valor promedio de la prueba para la temperatura t . Con este error relativo se evalúa el intervalo de precisión en las mediciones de T :

$$0.688 < T_c < 0.714 \quad 0.664 < T_M < 0.688 \quad 0.573 < T_1 < 0.595$$

y se evalúan las pendientes correspondientes en $R = 1$ para las parábolas que pasan por los puntos extremos de los intervalos arriba definidos, encontrando:

$$-0.253 < m < -0.248$$

de donde,

$$dm/m = 1.27\%$$

El error en la medición del radio r_0 fue cuantificado por Aceves (1987):

$$dr_0/r_0 = 0.8\%$$

Para la evaluación del error de la conductividad se consideran las trece pruebas realizadas de acuerdo al procedimiento experimental descrito en el apéndice A. El valor promedio de las pendientes de las gráficas $\log(t-t_\infty)$ vs r fué,

$$m_\infty = 1.335 \times 10^{-2} \quad \text{con } \sigma = 5.56 \times 10^{-4}$$

de donde,

$$dm_\infty/m_\infty = 1.2\%$$

Como la difusividad térmica es tal que

$$\begin{aligned} a &= m_\infty r_0^2 / \pi^2 \\ da/a &= dm_\infty/m_\infty + 2(dr_0/r_0) \\ &= 1.2 + 2(0.8) = 2.8\% \end{aligned}$$

Finalmente, dada la definición de la difusividad térmica,

$$\lambda = \rho c a$$

$$d\lambda/\lambda = d\rho/\rho + dc/c + da/a$$

Las mediciones de Aceves (1987) arrojan los siguientes valores para la densidad y el calor específico:

$$d\rho/\rho = 2.66\% \quad , \quad dc/c = 4.65\%$$

por lo que $d\lambda/\lambda = 10.11\%$

Substituyendo estos errores relativos en la expresión para el error relativo del coeficiente de transferencia de calor:

$$d\alpha/\alpha = 1.27 + 3(1.82) + 10.11 + 0.8 = 17.6\%$$

El error relativo parece ser alto, pero está dentro del rango usual de $\pm 20\%$ en el mejor de los casos (White, 1988). El error en la medición del calor específico es demasiado alto debido al deficiente equipo disponible; y al disminuir éste, el error relativo en α puede razonablemente ser de 15%.

APENDICE D

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

PROGRAMAS DE COMPUTADORA.

Para realizar las mediciones de temperatura en el lecho empacado con la confiabilidad y precisión requeridas por el método propuesto fué necesario contar con el sistema de adquisición de datos HP 3052A que consta del voltmetro digital 3455A, el "scanner" (multiplexor) 3495A y el controlador 9825A. Adicionalmente se disponía del graficador/impresor 7245A para la presentación de resultados.

Para el desarrollo del proyecto se elaboraron tres programas en tres etapas. Para obtener la difusividad térmica a y por ende la conductividad térmica λ se realizaron las pruebas descritas en el Apéndice A. El programa desarrollado se denomina "Pruebas de Laboratorio-Determinación de a ". Una vez determinadas las propiedades térmicas, se procedió a la construcción, instrumentación y puesta en marcha del modelo experimental del lecho empacado. Para las corridas experimentales, el registro y despliegue de los datos se implantó el programa "Data Pckbed". Finalmente el tercer programa, "Alfa = f(tau)" se elaboró para el análisis y presentación de los datos experimentales con base en el método propuesto. Los programas son interactivos, y solo requieren de respuestas precisas del operador; además de presentar varias opciones de acuerdo al resultado deseado.

El programa para la determinación de la difusividad térmica consta de varias etapas: la puesta en marcha del experimento donde se pregunta el tiempo de la prueba y el intervalo de tiempo entre lecturas deseado; el comienzo de las lecturas en el momento indicado por el operador; después de terminar las lecturas de la prueba, la conversión de mV a grados Celsius. En la última etapa, se pregunta si se requiere una gráfica de t vs τ , $\log t$ vs τ , guardar los datos en cinta o bien iniciar otra prueba. Las subrutinas que acompañan al programa son: "Grafica t vs τ "; "Grafica $\log t$ vs τ "; "Archivo=Copia de Datos" "Lograf" y "Graf".

En el programa "Data Pckbed", después de inicializar los instrumentos de medición, el programa pregunta si se va a realizar una prueba [Data], graficar datos [Graf], guardar datos [Sto], o bien cargar datos [Ld]. Después de ejecutar una opción regresa a este punto. Las subrutinas que acompañan este programa son "Ejes" que dibuja y prepara los ejes que se van a graficar en "Graf"; "init" que inicializa los instrumentos para que puedan realizar las lecturas; "dvm" que permite al voltmetro registrar una lectura; "scn1" que cierra el canal respectivo para una lectura; "rdvm" que dispara la lectura; "temp T", "temp J", y "temp K" que realizan la conversión de millivolts a grados Celsius de acuerdo al tipo de termopar; y finalmente "poly" que es un método eficiente para realizar la operación de un polinomio, empleado en la conversión de temperaturas.

El programa para analizar los datos recopilados con "Data Pckdbed" ofrece varias opciones. Si se van a procesar los datos, primero los carga de la cinta y realiza el ajuste en la diferencial de temperatura que se haya observado en la corrida experimental con las subrutinas "Ajs#", "Ajs%" o "Ajs@". Después llama la subrutina "Lyse" que con el método descrito en el capítulo 4 calcula el coeficiente α . Después de realizar un despliegue en pantalla, se da a escoger la opción de graficar [Graf], almacenar [Sto], o bien cargar de la cinta datos ya procesados con [LdA]. En la subrutina "Graf" se tiene la opción de graficar α , las temperaturas o bien la pendiente en la superficie, con las subrutinas "pltA" y "pltT".

```

0: "Alfa="(tan)40";
1: dim D[2],C[3],T[12,60],Y[3],X[3]
2: dim S[2],M[2],A[3,60],P[10]
3: dim U[4],V[2],R[2],M[3,60]
4: ent "Procesar datos?(1,0)":Z
5: if Z=0:ato "Op"
6: ent "Etiqueta de la prueba?":P;
7: cll "Ld"
8: ent "ajuste de datos?(1,0)":Z
9: if Z=0:cll "Alz"
10: dsp "Procesando datos":cll "Lvse"
11: ent "dsp: H[1]?" :W
12: if W=0:ato "Op"
13: for J=N[1] to N[2]:dsp A[W,J]:wait 900;next J
14: ent "otro nivel?(1,0)":Z
15: if Z=0:ato -4
16: "u":ent "Graf[1],Stof[2],LdA[3]":Z
17: if Z=1:ato "Sto":if Z=2:ato "LdA":if Z=3:ato "Op"
18: "Graf":ent "graf[alfa/slope[1]]:(Temp[0])":Z
19: "sf":if Z=1:ato 1
20: ent "elfa[1] <K slope[0]?" :Z
21: "sf":if Z=1:ato 2
22: cll "Eles"
23: ent "tipo de linea(1-6)?" :L
24: ent "nivel/canal que se grafica":C
25: w=1 705."LT":L
26: if f[1]:cll "elit":ato +2
27: cll "elitA"
28: ent "otra grafica?(1,0)":Z
29: if Z=0:ato -6
30: ent "otras eles?(1,0)":Z
31: if Z=0:ato -9
32: ato "Op"
33: "Sto":dsp "cinta de datos lista?":sto
34: ent "trk?":K:"file?":F
35: trk K:fdf F
36: dsp "trk=":K:"file=":F:"cont?":sto
37: ref F,S[1],N[1],A[1],P;
38: ato "Op"
39: "LdA":dsp "cinta de datos lista?":sto
40: ent "trk?":K:"file?":F
41: trk K:fdf F
42: dsp "trk=":K:"file=":F:"cont?":sto
43: ldf F,S[1],N[1],A[1],P;
44: S[1]/N[1]>D[2]
45: ato "Op"
46: "Lvse":
47: 76.7:B
48: ent "tiempo inicial?" S[1]:int(S[1]/D[2])>H[1]
49: ent "tiempo final?" S[2]:int(S[2]/D[2])>H[2]
50: for W=1 to 3

```

```

51: 1)E,if N>1,5)K,if N>2,9)K
52: T(K,1)D,TC(4,N)R
53: O-R)Q
54: for J=N(1) to N(2)
55: 1)E
56: for I=K to I+Q
57: CT(I,J)-R)/Q)UE:
58: E+1)E
59: next I

60: U(2)-U(1))V(1),U(3)-U(1))V(2)
61: .5*(V(2)-2*V(1))R(2)
62: V(1)-R(2))R(1)
63: 2AR(1)+S*R(2))M)M(N,J)
64: if M>0 or U(3)-U(4)=0)A(W,J),ato +5
65: if U(3)=0)A(W,J),ato +4
66: U(4)/U(3))H
67: 1/(1-H))H
68: -1*M*M*8/U(3))A(W,J)
69: next J
70: next W
71: ret
72: "Ld":
73: dsp "cinta de datos lista?" :sto
74: ent "trk?" :K,"file?" :F
75: trk K:fdF F
76: dsp "trk?" :K,"file?" :F,"cont?" :sto
77: ldf F,D(1),C(1),T(A)
78: D(1)/D(2))N,art(C))N
79: ret
80: "A)se":
81: ent "Nivel 3, D(TEMP)@centro?" :r1
82: if r1#0,for J=1 to N:TI(9,J)-r1)TI(9,J):next J
83: ent "Nivel 3, D(TEMP)@medio?" :r2
84: if r2#0,for J=1 to N:TI(10,J)-r2)TI(10,J):next J
85: ent "Nivel 3, D(TEMP)@superficie?" :r3
86: if r3#0,for J=1 to N:TI(11,J)-r3)TI(11,J):next J
87: ent "Nivel 3, D(TEMP)@fluidos?" :r4
88: if r4#0,for J=1 to N:TI(12,J)-r4)TI(12,J):next J
89: ent "Nivel 1, D(TEMP)@centro?" :r1
90: if r1#0,for J=1 to N:TI(1,J)-r1)TI(1,J):next J
91: ent "Nivel 1, D(TEMP)@medio?" :r2
92: if r2#0,for J=1 to N:TI(2,J)-r2)TI(2,J):next J
93: ent "Nivel 1, D(TEMP)@superficie?" :r3
94: if r3#0,for J=1 to N:TI(3,J)-r3)TI(3,J):next J
95: ent "Nivel 1, D(TEMP)@fluidos?" :r4
96: if r4#0,for J=1 to N:TI(4,J)-r4)TI(4,J):next J
97: ret
98: "E)es":
99: ent "V max?" :Y(2)
100: ent "V min?" :Y(1)

```

```

101: (Y[2]-Y[1])/2)Y[3]
102: ent "tiempo max?" X[2]
103: ent "tiempo min?" X[1]
104: (X[2]-X[1])/2)X[3]
105: ent "cuadro sup[1],inf[0]?" Z
106: if Z#0:wrt 705."IN;IP300.6400.7200.10800":qto +2
107: wrt 705."IN;IP300.1000.7200.5400"
108: wrt 705."CS;SRO.7.3"
109: wrt 705."SC";X[1].".".X[2].".".Y[1].".".Y[2]
110: wrt 705."PAPULL"
111: wrt 705."TL"
112: (X[2]-X[1])/20)Z
113: for I=X[1] to X[2] by Z
114: wrt 705."PAPD";I.". ".Y[1].".":XT"
115: next I
116: wrt 705."PAPULL"
117: fmt 1.f3.0.5
118: fmt 4.f4.0.6
119: for J=X[1] to X[2] by 2*Z
120: wrt 705."PA";J.". ".Y[1].".":CP0.-0.5:L06"
121: wrt 705."LB";J.3
122: next J

123: fmt 5.b
124: wrt 705."PAPU";X[3].". ".Y[1]
125: wrt 705.3."CP0.-1.5:L06;LB:tiempo [s]";3
126: wrt 705."PAPULL"
127: (Y[2]-Y[1])/20)Z
128: if flq1;1)Z
129: for I=Y[1] to Y[2] by Z
130: wrt 705."PAPD";X[1].". ".I.".":YT"
131: next I
132: wrt 705."PAPULL"
133: for J=Y[1] to Y[2] by 2*Z
134: wrt 705."PA";X[1].". ".J.".":CP-1.0:L08"
135: wrt 705.4."LB";J.3
136: next J
137: wrt 705."PAPU";X[1].". ".Y[3]
138: wrt 705."D10.1;CP0.2.0:L04"
139: if flq1:wrt 705.3."LB:temperatura [oC]";3:qto +3
140: if flq2:wrt 705.3."LB:pendient: sup.x(-1e1)";3:qto +2
141: wrt 705.3."LB:Coef. alfa[H/m2K]";3
142: wrt 705."D11.0;PAPULL"
143: ent
144: end
145: "pltA";
146: S[1]/N[1])D[2]
147: if flq2;S[1])X[-10*M[C.N[1])]Y:qto +2
148: S[1])X[A[C.N[1])]Y
149: if Y(Y[1];Y[1])Y
150: wrt 705."PAPU";X.". ".Y

```



```

151: for J=N(I) to H(I)
152: if fl#2;J=D(I)X,-10*M(C,J)Y,ato +2
153: J=D(I)X,A(C,J)Y
154: if Y<Y(I);Y(I)Y
155: if Y>Y(I);Y(I)Y
156: wrt 705."PAPD".X,".",Y
157: next J
158: wrt 705."PAPULL"
159: ret
160: "A1T":
161: O)X;T(C,I)Y
162: wrt 705."PAPU".X,".",Y
163: for J=1 to H
164: J=D(I)X,T(C,J)Y
165: wrt 705."PAFD".X,".",Y
166: next J
167: wrt 705."PAPULL"
168: ret
169: "A1s4":
170: ent "Nivel 3. D(temp)@centro?".r1
171: if r1#0;for J=1 to N:T(I,J)-r1)T(I,J);next J
172: ent "Nivel 3. D(temp)@medio?".r3
173: if r3#0;for J=1 to N:T(I,10,J)-r3)T(I,10,J);next J
174: ent "Nivel 3. D(temp)@superficie?".r2
175: if r2#0;for J=1 to N:T(I,11,J)-r2)T(I,11,J);next J
176: ent "Nivel 3. D(temp)@fluido?".r4
177: if r4#0;for J=1 to N:T(I,12,J)-r4)T(I,12,J);next J
178: ent "Nivel 2. D(temp)@centro?".r1
179: if r1#0;for J=1 to N:T(I,5,J)-r1)T(I,5,J);next J
180: ent "Nivel 2. D(temp)@fluido?".r2
181: if r2#0;for J=1 to N:T(I,3,J)-r2)T(I,3,J);next J
182: ent "Nivel 1. D(temp)@centro?".r1
183: if r1#0;for J=1 to N:T(I,1,J)-r1)T(I,1,J);next J
184: ret
185: "A1s4":

186: ent "Nivel 3. D(temp)@centro?".r1
187: if r1#0;for J=1 to N:T(I,9,J)-r1)T(I,9,J);next J
188: ent "Nivel 3. D(temp)@superficie?".r2
189: if r2#0;for J=1 to N:T(I,11,J)-r2)T(I,11,J);next J
190: ent "Nivel 2. D(temp)@centro?".r1
191: if r1#0;for J=1 to N:T(I,5,J)-r1)T(I,5,J);next J
192: ent "Nivel 2. D(temp)@fluido?".r2
193: if r2#0;for J=1 to N:T(I,8,J)-r2)T(I,8,J);next J
194: ent "Nivel 1. D(temp)@centro?".r1
195: if r1#0;for J=1 to N:T(I,1,J)-r1)T(I,1,J);next J
196: ret
197: end
*27798

```

```

0: "DATA PICKUPED";
1: dim D[2],C[3],T[12,60],Y[3],X[3]
2: cll "init"
3: "start"ent "Data[1],Graf[2],Sto[3],Ld[4]",rt
4: qto "Data"if r1>1:qto "Graf"if r1>2:qto "Sto"if r1>3:qto "Ld"
5: dsp "Finito."end
6: "Data":
7: ent "tiempo[s] de la prueba?".D[1]
8: ent "intervalo entre lecturas[s]?".D[2]
9: ent "cuantos canales?".C[3]
10: ent "primer canal?".C[1]
11: ent "ultimo canal?".C[2]
12: D[1]/D[2]>N:int(N)>N
13: dsp "lect.":"M."deltat[s]".D[2]:sto
14: cll "dva"(C[1])
15: dsp "inicio de prueba?".sto
16: for J=1 to N
17: wait 1000*(D[2]-12*0
18: dsp "START".beep
19: for I=C[1] to C[2]
20: cll "can1"(I)
21: "rdm")T[I,J]
22: next I
23: dsp "STOP".beep
24: next J
25: dsp "lecturas terminadas. cont?".sto
26: for J=1 to N
27: for I=C[1] to C[2]-1:"temp T"(T[I,J])T[I,J]:next I
28: next J
29: for J=1 to N:"temp T"(T[I3,J])T[I3,J]:next J
30: dsp "Conversion term. cont?".sto
31: fxd 2:dsp "t max="T[9,1] "t min="T[11,1]:sto
32: qto "start"
33: "Sto":
34: dsp "cinta de datos lista?".sto
35: ent "trk?".r."file?".F
36: trk K:fd F
37: dsp "trk".K."file:".F."cont?".sto
38: "ef F.D[3].C[3].T[3]
39: qto "start"
40: "Ld":
41: dsp "cinta de datos lista?".sto
42: ent "trk?".K."file?".F
43: rew:trk K:fd F
44: ldf F.D[3].C[3].T[3]
45: D[1]/D[2]>N:int(N)>N
46: qto "start"
47: "Graf":
48: cll "Ejes"
49: ent "tipo de linea(1-6)?:L
50: ent "canal que se grafica?".C

```

```

51: wrt 705."LT".L
52: 0>X:TIC,1)Y
53: wrt 705."PAPU".X,"."Y
54: for J=1 to H
55: J=DI(2)X:TIC,J)Y
56: wrt 705."PAPD".X,"."Y
57: next J
58: wrt 705."PAPULL"
59: ent "otra grafica?(1,0)".Z

60: if Z#0:qto -11
61: ent "otros eies?(1,0)".Z
62: if Z#0:qto -14
63: qto "start"
64: "Eies":
65: ent "temp. max?".Y(2)
66: ent "temp. min?".Y(1)
67: (Y(2)+Y(1))/2)Y(3)
68: ent "tiempo max?".X(2)
69: ent "tiempo min?".X(1)
70: (X(2)+X(1))/2)X(3)
71: ent "cuadro sup(1).inf(0)?"Z
72: if Z#0:wrt 705."IN:IP800.6:00.7200.10800"qto +2
73: wrt 705."IN:IP800.1000.7200.5400"
74: wrt 705."CS1.SR0.7.3"
75: wrt 705."SC".X(1),"."X(2),"."Y(1),"."Y(2)
76: wrt 705."PAPULL"
77: wrt 705."TL"
78: (X(2)-X(1))/20)Z
79: for I=X(1) to X(2) by Z
80: wrt 705."PAPD".I,"."Y(1)."XT"
81: next I
82: wrt 705."PAPULL"
83: fmt 1.f3.0.b
84: for J=X(1) to X(2) by 2*Z
85: wrt 705."PA".J,"."Y(1)."CP0,-0.5:L06"
86: wrt 705.1."LB".J.3
87: next J
88: fmt 3.0
89: wrt 705."PAPU".X(3),"."Y(1)
90: wrt 705.3."CP0,-1.5:L06:LB:tiempo (s)".3
91: wrt 705."PAPULL"
92: for I=Y(1) to Y(2) by 1
93: wrt 705."PAPD".X(1),"."I)."YT"
94: next I
95: wrt 705."PAPULL"
96: for J=Y(1) to Y(2) by 5
97: wrt 705."PA".X(1)."J."CP-1.0:L08"
98: wrt 705.1."LB".J.3
99: next J
100: wrt 705."PAPU".X(1),"."Y(3)

```

```

101: wrt 705.3,"D10.1:CP0.1.5:LO4:LBTemperature (cC)";3
102: wrt 705,"D11.0:PAPULL";
103: ret
104: end
105: "init":
106: if p0=0:rcm 7:clr 7
107: fmt 9.f:dev "c1";.708;p8."ctr".725;p9."dvm".722;p10."ptr".715;p11:
108: dev "scn".709;p12."scn1".710;p13."scn2".711;p14."scn3".712;p15
109: dev "svm".724;p16:8;p7
110: wtb pp7:rc3(7.p3.p4.p5);p6:rc0-2*(p7-8)bit(2.c5);r0:1+p7;p7
111: if p7<17:rate -1
112: wtb "ptr.9".27.69
113: ret
114: "dvm":
115: 0;p5:fmt 9.f:clr "dvm":wrt "dvm.9"."T3"
116: if p1<1 or p1>5:1;p5-1;p1
117: if p2<1 or p2>7:p5-2;p5-7;p2
118: if p3<0 or p3>1:p5+4;p5+0;p3
119: if p4<0 or p4>1:p5+8;p5+0;p4
120: "fmt 9."F".f1.0 "R".f1.0."H".f1.0."D".f1.0
121: wrt "dvm.9".int(p1).int(r2).int(p3).int(p4)
122: ret

123: "scn1":
124: if p0=0:wtb "scn.scn1.scn2.scn3":clr 731:ret:
125: fat 9."0.1.2.3.4.5.6.7".z:fmt 9.fz2.0.z
126: wrt "scn.scn1.scn2.scn3.9"
127: if p0=0:fmt 9.f:wrt "scn.scn1.scn2.scn3.9":ret
128: if pp0>319:(p0-1);p0:rate -1
129: if pp0>239:wrt "scn3.8".pp0-240:(p0-1);p0:rate -2
130: if pp0>159:wrt "scn2.8".pp0-160:(p0-1);p0:rate -3
131: if pp0>79:wrt "scn1.8".pp0-80:(p0-1);p0:rate -4
132: wrt "scn.8".pp0:(p0-1);p0:rate -5
133: "temp T":
134: if p2=0:(p1);p20:rate +3
135: 0;p3:3.8580238e1;p4:4.1277001e-2;p5
136: "poly"(p2.p3.p4.p5)/1e6+p1;p20
137: -.10086091;p3:25727.94369;p4:-767345.6295;p5
138: 79325595.91;p6:-9247436569;p7:6.97638e11;p9:-2.66192e13;p9
139: 3.94078e14;p10
140: ret "poly"(p20.p3.p4.p5.p6.p7.p8.p9.p10)
141: "dvm":
142: tra "dvm":fmt 9.f:rcd "dvm.9".p1
143: ret p1
144: "temp J":
145: if p2=0:(p1);p20:rate +3
146: 0;p3:5.0373743e1;p4:3.0167011e-2;p5:-7.1253513e-5;p6
147: "poly"(p2.p3.p4.p5.p6)/1e6+p1;p20
148: -.048866252;p3:19873.14503;p4:-218614.5353;p5
149: 11569159.78;p6:-264917531.4;p7:2018441314;p8
150: ret "poly"(p20.p3.p4.p5.p6.p7.p8)

```

```

151: "poly":
152: if p0<1;qto +2
153: (((((((p1p18+p17)p1+p16)p1+p15)p1+p14)p1+p13)p1+p12)p1+p11)p1)p20
154: (((((((p20+p10)p1+p9)p1+p8)p1+p7)p1+p6)p1+p5)p1+p4)p1+p3)p1)p20
155: ret p20-p2
156: "temp K":
157: if p2=0;p1)p20;qto +3
158: 0)p3;3.9448872e1)p4;2.4548362e-2)p5;-3.0918433e-5)p6
159: "poly"(p2,p3,p4,p5,e6\1e6+p1)p20
160: .226584602)p3;24152.109)p4;67233.4248)p5
161: 2210740.68)p6;-860563914.9)p7;4.93506e10)p8;-1.10452e12)p9
162: 1.3869e13)p10;-6.337f8e13)p11
163: ret "poly"(p20,p3,p4,p5,p6,p7,p8,p9,p10,p11)
#11678

```

```

0: *Pruebas de lab. det. de alfa*:
1: dim A(60,12),T(50,12)
2: fmt G,720,0,"E"
3: ent "tiempo (s) de la prueba?",P
4: ent "intervalo entre lecturas?",Q
5: ent "cuentas canal?",Q
6: P/DIN,1,1(N)M
7: dsp "H="N,"Deltafs)="Q,Distp
8: dsp "Lectura de Datos: cont?"*isp
9: wrt 722,"F1,F1,Ts"
10: for J=1 to N
11: wait 1000*Q
12: O>K
13: for I=9 to 11
14: A=11K
15: wrt 709,0,1,tre 720
16: rcd 722,A*J,K)
17: next I
18: next J
19: dsp "Lecturas terminadas. cont?"*isp
20: for J=1 to N
21: for K=1 to Q
22: A(J,K)=1000*A
23: -.101163*25.5932*A-.695815*A^2+.0799528*A^3)r1
24: -.6123173*A^4+.00107024*A^5)r2
25: -4.46382e-5*A^6+6.95069e-7*A^7)r3
26: r1+r2+r3)T(J,K)
27: next K
28: next J
29: dsp "conversion term. cont?"*isp
30: ent "Grafi11.Loza(F1).Store(3),Prueba(4)",S
31: ato 40;if F>1:ato 50;if S>2:ato 75;if S>3:ato 32
32: dsp "ATENCIÓN!! Se borran los datos!"*isp
33: for J=1 to N
34: for K=1 to Q
35: O>A(J,K)=0)T(J,K)
36: next K
37: next J
38: ato 2
39: end
40: *Grafica T vs t*:
41: cll "Graf"
42: ent "tipo de linea?",L
43: ent "canal que se grafica?",C
44: wrt 705,"TL"
45: O>X,T(1,C)Y
46: wrt 705,"PAPP",X,"",Y
47: for J=1 to N
48: J=O>X
49: T(J,C)Y
50: wrt 705,"PAPP",Y,"",Y

```

```

51: next J
52: wrt 705,"PAPULL"
53: ent "otra grafica? [0..1]" Z
54: ato 30:if Z>0:ato 42
55: end
56: "grafica los deltas" wrt 705
57: all "locraf"
58: ent "tipo de linea" , L
59: ent "canal que se grafica?",0

```

```

60: ent "canal de referencia?" F
61: wrt 705,"LTL"
62: loc(T[I,CI-T[I,RI])Y:loc(Y))Y
63: OLY
64: wrt 705,"PAPU".X,".",Y
65: for I=1 to N
66: J=0:Y
67: loc(T[I,J,CI-T[I,RI])Y:if Y<.1:ato 71
68: loc(Y))Y
69: wrt 705,"PAPD".X,".",Y
70: next J
71: wrt 705,"PAPULL"
72: ent "otra grafica? [0..1]" Z
73: ato 30:if Z>0:ato 58
74: end
75: "Archivo:SIGrafic Datos":
76: ent "no del archivo de datos?" F
77: trk 1:ref F,T[A]
78: ent "copia de los datos? [0..1]" Z
79: ato 30:if Z>0:ato 58
80: fmt 4.f3.2.2x.c
81: fmt 5./,"canal de datos":f3.0.2x,"Delta tau="f3.0.x,"s"
82: ent "canal de datos?" S
83: ent "Delta tau [0.5,9.10.15 (s)]",S
84: S/D:masp "Delta tau/D" :M:stin
85: wrt 706.S.O.S
86: for J=N to 1 by M:ent 706.4.T[J,C]:next J
87: ent "otro canal? [0..1]" Z
88: ato 30:if Z>0:ato 82
89: end
90: "Locraf":
91: wrt 705,"IP:IP00 2000.0500.10000"
92: wrt 705,"OS1:OR2.2"
93: wrt 705,"SC0.150.-1.0.301.1"
94: wrt 705,"PAPULL"
95: wrt 705,"TL100"
96: for I=0 to 150 by 25
97: wrt 705,"PAPD".I,".-1.XT"
98: next I
99: wrt 705,"PAPFULL"
100: fmt 1.f3.0 b

```

```

101: for J=0 to 150 by 50
102: wrt 705,"PA",J,".15;CP0,-0.5;L06"
103: wrt 705,"LB",J,3
104: next J
105: fmt 3,b
106: wrt 705,3,"PAPU75,-1;CP0,-1.5;L06;LBTiempo [s]",3
107: wrt 705,"PAPULL"
108: for I=1 to 2 by 1
109: log(I)A
110: wrt 705,"PAPD0,"A,"YT"
111: next I
112: wrt 705,"PAPULL"
113: fmt 2,f3,"b
114: for J=2 to 2 by .2
115: log(J)A
116: wrt 705,"PA0,"A,"CP-1;L09"
117: wrt 705,"LB",J,3
118: next J
119: wrt 705,3,"PAPU0,-0.35-DIC,1;CP0,3;L04;LBTiemp(T-Tf)",3
120: wrt 705,"PAPULL"
121:
122:
123: "Grave";
124: wrt 705,"IN;P800,0000,6510,10000"
125: wrt 705,"CS1;CP2,2"
126: wrt 705,"EC0,150,15,55,1"
127: wrt 705,"PAPULL"
128: wrt 705,"TL"
129: for I=0 to 150 by 10
130: wrt 705,"PAP0",I,".15;XT"
131: next I
132: wrt 705,"PAPULL"
133: fmt 1,f3,0,b
134: for J=0 to 150 by 50
135: wrt 705,"PA",J,".15;CP0,-0.5;L06"
136: wrt 705,"LB",J,3
137: next J
138: fmt 3,b
139: wrt 705,3,"PAPU75,15;CP0,-1.5;L06;LBTiempo [s]",3
140: wrt 705,"PAPULL"
141: for I=15 to 55 by 5
142: wrt 705,"PAPD0",I,"YT"
143: next I
144: wrt 705,"PAPULL"
145: for J=20 to 50 by 10
146: wrt 705,"PA0",J,"CP-1;L08"
147: wrt 705,"LB",J,3
148: next J
149: wrt 705,3,"PAPU0,35;D10,1;CP0,2;L04;LBTtemperatura [oc]",3
150: wrt 705,"PAPULL"
151: ret
152: end
*1792

```