

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico - OEA)

" Transmisión de calor por radiación y su aplicación
a tratamientos térmicos en vacío "

A.Sarce y A.Cabo

Departamento de Metalurgia
Buenos Aires - Argentina
1976

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

PROGRAMA MULTINACIONAL DE METALURGIA
(Programa Regional de Desarrollo Científico y Tecnológico - OEA)

" Transmisión de calor por radiación y su aplicación
a tratamientos térmicos en vacío "

A.Sarce y A.Cabo

Departamento de Metalurgia
Buenos Aires - Argentina
1976

I N D I C E

- I) Introducción

- II) Calentamiento por radiación
 - 1 - Generalidades
 - 2 - Definiciones y leyes de la radiación térmica

- III) Factores de intercambio
 - 1 - El Cuerpo 1 está totalmente rodeado por el cuerpo negro 2
 - 2 - 1 y 2 son cuerpos negros. No hay restricción sobre su disposición geométrica
 - 3 - Superficies negras y refractarias
 - 4 - Superficies grises y refractarias
 - 5 - Ejemplo 1

- IV) Emisividad - Tablas

- V) Pantallas de radiación
 - 1 - Generalidades
 - 2 - Ejemplo 2
 - 3 - Ejemplo 3

- VI) Influencia de la presión en el rango 10^{-3} a 10^{-5} Tor
 - 1 - Generalidades
 - 2 - Ejemplo 4

- VII) Conclusiones

- VIII) Bibliografía

Transmisión de calor por radiación y su aplicación a tratamientos térmicos en vacío

A.Sarce y A.Cabo

RESUMEN

En el presente trabajo se describen los principales conceptos que es necesario tener en cuenta cuando se tratan problemas de transmisión de calor por radiación. Se consideran aspectos tales como materiales, estado superficial y disposición geométrica para casos típicos, y se presentan datos de utilidad para el cálculo de transmisión de calor por radiación. Como aplicación del material presentado se describe el cálculo de un horno de recocido en vacío del tipo denominado "de pared caliente", destinado al tratamiento térmico de materiales reactivos.

I) INTRODUCCION

Durante los tratamientos térmicos es necesario usualmente controlar las reacciones gas-sólido que tienen lugar en la superficie del material a tratar, a fin de obtener las propiedades deseadas. Un método posible es usar gases inertes tales como Ar, He, etc., de gran pureza; si bien este método no tiene objeciones técnicas resulta en general muy costoso cuando se desea usarlo industrialmente. Otra posibilidad de reducir la contaminación durante los tratamientos térmicos se obtiene trabajando en vacío, más precisamente en el rango de presiones de 10^{-2} a 10^{-5} Torr. Este rango de presiones es alcanzable industrialmente sin mayores problemas, y la contaminación posible es equivalente a la que se tiene cuando se usan gases inertes comerciales de la mayor pureza.

Una de las características que distingue a los tratamientos térmicos en vacío es que la transmisión de calor debe hacerse principalmente por radiación, pues en el rango de presiones mencionado los efectos de convección son mínimos.

En este trabajo se describen los conceptos principales y el formalismo que es necesario usar en el cálculo de algunos parámetros fundamentales para el diseño de hornos. Como ejemplo de aplicación se toma un horno de los deno-

minados de "pared caliente", es decir, uno en que la cámara es calentada externamente por algún medio (gas, electricidad, etc.), y dentro de la cual se coloca el material a tratar en baja presión.

II) Calentamiento por radiación

1. Generalidades

La energía radiante emitida por un cuerpo sólido o líquido al pasar sus átomos o moléculas de un estado excitado a otro de menor energía presenta un espectro continuo, no uniforme, en una amplia gama de longitudes de onda (λ). La radiación térmica emitida por un cuerpo a temperatura, abarca el rango entre $\lambda = 0.5 \mu$ y $\lambda = 50 \mu$. El proceso inverso a la emisión, la absorción, se produce cuando la energía radiante incide sobre el cuerpo llevando los átomos o moléculas del mismo a un estado excitado. La absorción de energía radiante en los sólidos se produce a una distancia pequeña de la superficie.

Cuando la radiación térmica incide sobre un cuerpo, parte de la misma es absorbida, parte reflejada, y parte transmitida. La fracción absorbida se denomina factor de absorción, α , la reflejada factor de reflexión, ρ , y la transmitida factor de transmisión, τ , estando estos tres factores relacionados por la expresión

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

El máximo valor de α se obtiene cuando ρ y τ son cero, es decir, para un cuerpo que, a una dada temperatura, absorbe totalmente la energía que incide sobre él, y que es, a la vez, el máximo emisor de energía radiante a la misma temperatura. Tal cuerpo se denomina cuerpo negro (N).

2. Definiciones y leyes de la radiación térmica

Un parámetro que juega un papel fundamental en el diseño de hornos es la emisividad (ϵ) de las distintas partes que lo componen. La emisividad de un cuerpo se define como la relación entre el poder emisor del cuerpo a la tempe

ratura T (que es el flujo radiante por unidad de área a esa temperatura), y el poder emisor de un cuerpo negro a la misma T . Es decir:

$$\epsilon = \frac{W(T)}{W_N(T)}$$

donde $W_N(T) = \sigma T^4$.

III) FACTORES DE INTERCAMBIO

El cálculo del flujo calórico intercambiado entre dos cuerpos a temperaturas T_1 y T_2 , que es el problema que se presenta en el diseño de hornos, es muy complejo, ya que sólo parte del flujo W_1 emitido por 1 llega a 2 y de esta fracción parte es absorbida y otra parte es reflejada, y lo mismo ocurre con el flujo W_2 emitido por 2 y que llega a 1.

Algunos casos especiales, sin embargo, pueden ser calculados en forma simple. En lo que sigue, se describirán algunos de ellos.

1. El cuerpo 1 está totalmente rodeado por el cuerpo negro 2. 1 es pequeño respecto de 2 (Fig.1)

Para estas condiciones la pérdida neta de energía desde el cuerpo 1 resulta:

$$\frac{q_{1 \rightarrow 2}}{A_1} = W_1 - W_2 = \sigma \epsilon_1 T_1^4 - \sigma \alpha_{12} T_2^4$$

donde $q_{1 \rightarrow 2}$ es el flujo en $\left(\frac{\text{kcal}}{\text{h}}\right)$ intercambiado entre los cuerpos 1 y 2,

ϵ_1 la emisividad del cuerpo 1,

α_{12} es el coeficiente de absorción del cuerpo 1, para la radiación emitida por 2.

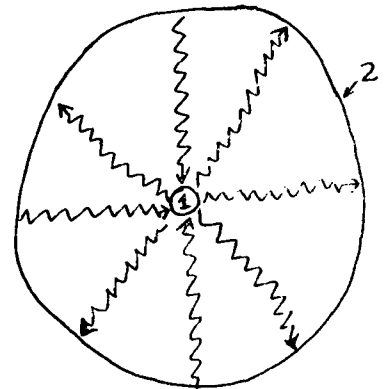


Fig. 1

2. 1 y 2 son cuerpos negros. No hay restricción sobre su disposición geométrica (Fig.2)

Si el cuerpo 2 no rodea totalmente al cuerpo 1, como en el caso anterior, es necesario considerar que solamente una parte de la energía que abandona el cuerpo 1 llega al 2 y viceversa. Este problema es puramente geométrico. Suponiendo que las superficies A_1 y A_2 son cuerpos negros resulta para el flujo intercambiado entre 1 y 2

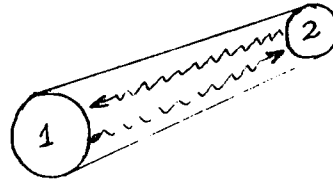


Fig.2

$$q_{1 \rightleftharpoons 2} = A_1 F_{12} \sigma T_1^4 - A_2 F_{21} \sigma T_2^4 \quad (2)$$

donde F_{ij} es la fracción de la radiación emitida por i en todas direcciones que es interceptada por j (no necesariamente absorbida, a menos que j sea un cuerpo negro), y depende sólo de la forma y posición relativa de ambas superficies. Como en el caso en que los cuerpos 1 y 2 estén a la misma T no puede haber flujo neto de energía, debe cumplirse en general que:

$$A_1 F_{12} = A_2 F_{21} \quad (3)$$

Usando (3), la ecuación (2) puede escribirse:

$$q_{1 \rightleftharpoons 2} = A_1 F_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \equiv A_2 F_{21} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (4)$$

con lo cual es posible calcular el intercambio de flujo calórico entre dos superficies negras evaluando sólo la radiación desde una superficie a la otra y reemplazando el poder emisivo por la diferencia de poderes emisivos de las dos superficies.

3. Superficies negras y refractarias

En los problemas prácticos de diseño de hornos aparecen comúnmente superficies que no son negras, sino que reflejan o absorben parcialmente la radiación, o que reflejan totalmente la radiación incidente (refractarias).

Para calcular el flujo intercambiado entre una fuente A_1 , un material de

4. Superficies grises y refractarias

El problema general de cálculo del flujo intercambiado cuando, ni la fuente que emite, ni el cuerpo que recibe son negros, es muy complicado, pero puede hacerse un tratamiento relativamente simple si se supone que dichas superficies son grises ($\alpha_{12} = \epsilon_1$) con emisividades $\epsilon_1, \epsilon_2 \dots$. En estas condiciones, el intercambio neto de energía radiante entre los cuerpos 1 y 2, debido al mecanismo de radiación directa, re-radiación desde superficies refractarias o reflexiones múltiples dentro de la cavidad puede escribirse como:

$$q_1 \neq 2 = A_1 F'_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \equiv A_2 F'_{21} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (7)$$

El factor F'_{12} puede calcularse para este caso a partir de \overline{F}_{12} , mediante la expresión

$$F'_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\overline{F}_{12}} + \left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1\right) + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right)} \quad (8)$$

Para el caso en que la fuente y el cuerpo a estudiar son negros ($\epsilon = 1$), la expresión (8) se reduce a \overline{F}_{12} .

El factor F' puede ser evaluado con la precisión deseada, dividiendo el sistema dentro de un suficiente número de zonas. Sin embargo, para casi todos los problemas prácticos de cálculos de hornos no se justifica buscar una precisión mayor que la dada por la fórmula (8).

Ejemplo 1

Cálculo de un horno cilíndrico de 3 m de largo y 16 cm de diámetro interior de acero inoxidable, para recocidos de tubos de Zircaloy de 4 cm de diámetro exterior, en vacío. Los recocidos son a 650°C.

El intercambio neto de energía radiante entre la fuente cilíndrica (subíndice 2) y los tubos (subíndice 1) que se suponen inicialmente a temperatura ambiente) puede expresarse como:

$$q_1 \neq 2 = A_1 F'_{12} \sigma (T_1^4 - T_2^4) \quad (a)$$

Por la fórmula (8), F'_{12} puede escribirse:

$$F'_{12} = \frac{1}{\frac{1}{F_{12}} + \left(\frac{1}{\epsilon_1} - 1\right) + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right)} \quad (b)$$

Tomando de la tabla I para la emisividad de Zry la correspondiente a la del Ti a la misma temperatura, resulta $\epsilon_1 = 0.33$. Para la emisividad de la fuente se toma la del acero oxidado a aproximadamente 600°C : $\epsilon_2 = 0.79$.

Suponiendo que el largo de los tubos es 3 m resulta:

$$F'_{12} = \frac{1}{\frac{1}{F_{12}} + 2 + 0.27 \times \frac{4}{16}} = \frac{1}{\frac{1}{F_{12}} + 2.06}$$

Como el cuerpo 2 rodea totalmente al 1, $\overline{F_{12}} = 1$ y, por lo tanto

$$F'_{12} = 0.32$$

Reemplazando en (a)

$$q_{1 \rightleftharpoons 2} = \pi d_1 1 \text{ m}^2 \times 0.32 \times 4.88 \times 10^{-8} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{K}^4} (293^4 - 923^4) ^\circ\text{K}^4 = -4227 \frac{\text{kcal}}{\text{h}}$$

y el flujo neto intercambiado por unidad de área es:

$$\frac{q_{1 \rightleftharpoons 2}}{A_1} = -11218 \frac{\text{kcal}}{\text{h m}^2}$$

IV EMISIVIDAD

La emisividad semiesférica total ϵ de un cuerpo depende de la temperatura a la cual se encuentra, del material que lo constituye y del estado de su superficie.

En la tabla I se da la emisividad total normal (obtenida considerando la radiación normal desde la superficie) para distintos cuerpos emisores de distintos materiales y distinta terminación superficial. Esos valores pueden ser usados

TABLA 1

EMISIVIDAD TOTAL NORMAL(*)

Superficie	t_1 °F	Emisividad
Aluminio		
pulido	73	0.040
oxidado a 1110°F	390 - 1110	0.11 - 0.19
Bronce		
pulido	100 - 600	0.096
oxidado a 1110°F	390 - 1110	0.61 - 0.59
Cobre		
pulido	242	0.023
calentado a 1110°F	390 - 1110	0.57
óxido cuproso	1470 - 2010	0.66 - 0.54
Níquel		
(98.9%Ni+Mn)		
pulido	440 - 710	0.07 - 0.087
alambre	362 - 1844	0.096 - 0.186
óxido de Ni	1200 - 2290	0.59 - 0.86
Plata		
pulida, pura	440 - 1160	0.0198 - 0.0324
pulida	100 - 700	0.0221 - 0.0312
Platino		
puro, pulido	440 - 1160	0.054 - 0.104
filamento	80 - 2240	0.036 - 0.192
alambre	440 - 2510	0.073 - 0.182
Plomo		
puro (99.96%)		
no oxidado	260 - 440	0.057 - 0.075
oxidado a 390°F	390	0.63
Titanio	777 - 1431	0.33
Tungsteno: filamento	6000	0.39
Zinc: oxidado por ca-		
lentamiento a 750°F	750	0.11

(*) Cuando están dadas dos temperaturas y dos emisividades se corresponden primera a primera y segunda a segunda, se puede realizar una interpolación lineal.

en los cálculos, con error despreciable, como emisividades semiesféricas totales, excepto cuando se trabaja con superficies metálicas pulidas, para las cuales la emisividad semiesférica es 15 a 20% mayor que los correspondientes valores normales.

En la tabla II se da la emisividad total para varios aceros inoxidables.

Algunas consideraciones generales pueden ser hechas a partir de los datos que se muestran en las tablas.

TABLA II
EMISIVIDAD TOTAL

Superficie	t_1 °C	t_1 °F	Emisividades
Acero inoxidable			
(18%Cr-8%Ni)	200	392	0.62
oxidado	500	932	0.73
(tipo 310, laminado)			
oxidado a 1500°F	704	1300	0.56
oxidado a 1800°F	704	1300	0.67
oxidado a 2100°F	704	1300	0.89
(tipo 310, arenado)			
oxidado a 1500°F	704	1300	0.82
oxidado a 1800°F	704	1300	0.91
oxidado a 2100°F	704	1300	0.93
Acero oxidado	25	77	0.80
	200	392	0.79
	400	752	0.79
	500	932	0.79
	600	1112	0.79
Hierro forjado	25	77	0.94
(oxidado)	200	392	0.94
	500	932	0.94

a) Conductores metálicos

Los electrones son los principales agentes para la conducción del calor y de la electricidad en los metales puros. Un metal de alta conductividad eléctrica (σ_e) tiene, a su vez, una alta conductividad térmica (σ_T). La relación $\sigma_T/\sigma_e T = L$ es una constante de valor aproximadamente igual a $2.5 \times 10^8 \left(\frac{\text{Volts}}{^\circ\text{K}}\right)^2$ para la mayoría de los metales puros (ley de Wiedeman-Franz). Esto explica las bajas emisividades que tienen los conductores eléctricos. Estas emisividades son proporcionales a las temperaturas a las cuales se calculan, y la constante de proporcionalidad varía como la raíz cuadrada de la resistencia eléctrica del metal a una temperatura standard.

b) No conductores

Las emisividades de los no conductores son mucho mayores que las de los metales conductores, y generalmente disminuyen al aumentar la temperatura.

c) Hierro y aceros

La emisividad varía ampliamente con el grado de oxidación y rugosidad de la superficie de los emisores de Fe y acero. Las superficies limpias tiene una emisividad de 0.05 a 0.45 a bajas temperaturas y de 0.4 a 0.7 a altas temperaturas; superficies oxidadas y/o rugosas 0.6 a 0.95 a bajas temperaturas y de 0.9 a 0.95 a altas temperaturas.

La emisividad de una superficie puede, en general, ser alterada cubriéndola con películas delgadas de metales, de dieléctricos, con capas transparentes, o con combinaciones de las mismas. De la radiación que incide sobre una superficie metálica, por ejemplo, cubierta por un dieléctrico, parte es absorbida en el dieléctrico y parte en el metal. El control de la absorción que se produce en el dieléctrico permite fabricar películas de emisividad especificada.

El coeficiente de absorción, α depende de los factores que influencia ϵ , y además de la radiación incidente, es decir, α_{ij} depende de la temperatura del cuerpo i que absorbe y de la del cuerpo j que emite. En general, para un metal, el valor α_{12} es aproximadamente igual a su emisividad calculada a $T = \sqrt{T_1 T_2}$.

V PANTALLAS DE RADIACION

1. Generalidades

El estudio general de los efectos de pantallas sobre la distribución de la radiación térmica es un problema complejo. El parámetro fundamental en un diseño de apantallamiento es la eficiencia de apantallamiento (E), definida como la relación de las potencias de entrada requeridas para mantener una superficie radiando a una dada temperatura con y sin pantallas.

La potencia de entrada para mantener la superficie A_0 , de emisividad ϵ_0 , radiando a T_0 sin pantallas (con la suposición de que la superficie A_0 está radiando al infinito a $T = 0$) es:

$$P_0 = A_0 \epsilon_0 \sigma T_0^4$$

Con esta misma suposición, la potencia de entrada para mantener a la misma superficie radiando a T_0 con n pantallas resulta:

$$P_n = t_{1,n+1} A_0 \epsilon_0 \sigma T_0^4 \quad ([P_n] = \frac{\text{kcal}}{\text{h}})$$

y, .'. de acuerdo con la definición

$$E = \frac{P_n}{P_0} = t_{1,n+1}$$

(Debe tenerse en cuenta que el apantallamiento perfecto se logra cuando $E = 0$)

La relación de las dos temperaturas conseguidas con y sin apantallamiento para una dada potencia de entrada es:

$$\frac{T_0}{T_n} = (t_{1,n+1})^{1/4}$$

El valor $t_{1,n+1}$ se obtiene a través de la matriz de transmisión $J_{1,n+1}$, que relaciona la potencia incidente y emergente en la primera pantalla con la potencia incidente y emergente en la última (fig.3):

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ R_1 \end{pmatrix} = (J_{1,n+1}) \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ R_{n+1} \end{pmatrix}$$

Cuando el apantallamiento a un cuerpo negro que irradia es conseguido por la superposición de n pantallas idénticas paralelas y delgadas, la eficiencia de apantallamiento, resulta (ver Apéndice):

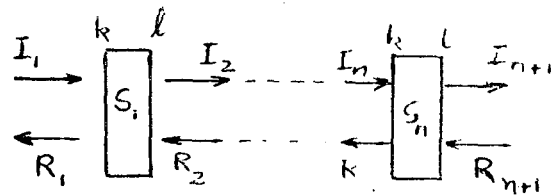


Fig. 3

$$E \equiv \left(\frac{I_{n+1}}{I_1} \right)_{R_{n+1}=0} = t_{1,n+1} = \left(\frac{n}{t_n} - (n-1) \right)^{-1}$$

con

$$t_n = \frac{A_n \epsilon_{nk} \epsilon_{nl}}{A_n \epsilon_{nk} + A_n \epsilon_{nl}}$$

donde \$A_n\$ es el área de las pantallas y \$\epsilon_{nk}, \epsilon_{nl}\$, las emisividades de las caras \$k\$ y \$l\$ respectivamente.

La Fig.4 da la eficiencia de n pantallas delgadas e idénticas como función de la emisividad de las mismas para varios n.

En el caso general en el cual las pantallas tienen un cierto espesor, están finitamente espaciadas, reflejan en una forma arbitraria y apantallan una fuente arbitraria (que no es cuerpo negro), E tiene la forma simple:

$$E = \frac{1}{\epsilon_0 C_0}$$

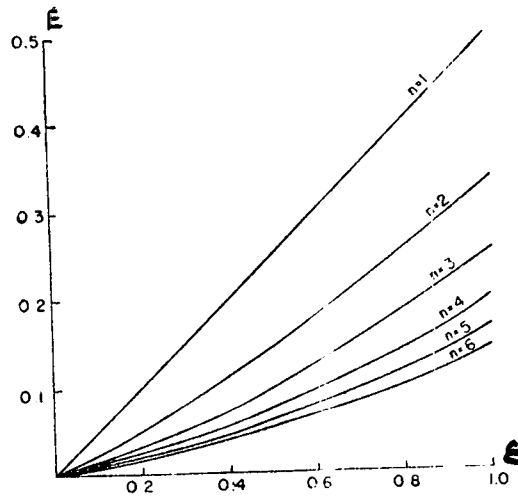
donde \$\epsilon_0\$ es la emisividad de la fuente y \$C_0\$ el término de la matriz \$k\$ que relaciona \$I_0\$ y \$R_0\$ con la potencia \$I_{n+1}\$ que deja el sistema (ver Apéndice)

$$\begin{pmatrix} I_0 \\ A_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_c & B_c \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_c} \begin{pmatrix} 1 + \epsilon_c & -1 \\ 1 & \epsilon_c - 1 \end{pmatrix} \prod_{j=1}^n (M_j) \begin{pmatrix} N_j \\ M_{j,j+1} \end{pmatrix}$$

donde

$$M_{j,j+1} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\Gamma_{j,l}}{t_{n,n+1}} \\ \frac{\Gamma_{j,n}}{t_{n,n+1}} & t_{n,n} - \frac{\Gamma_{n,k} \Gamma_{n,l}}{t_{n,n+1}} \end{pmatrix}, \quad N_j = \begin{pmatrix} 1 & f_{n-1} \\ 0 & f_n \end{pmatrix}$$

donde \$f_n\$ es la fracción de la radiación que sale de la pantalla \$n\$ y que incide sobre la \$(n-1)\$.



Eficiencia de apantallamiento en función de la emisividad de las pantallas.

Fig. 4

2. Ejemplo 2

Calcular la eficiencia de apantallamiento que producen dos pantallas cilíndricas delgadas y concéntricas con superficies difusas, si sus radios son 2 cm y 3 cm respectivamente y rodean a una barra radiante de 1 cm de diámetro. Suponer la emisividad de todas las superficies 0.5.

Reemplazando en (6) resulta:

$$\begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} 1+\epsilon_0 & -1 \\ -1 & \epsilon_0-1 \end{pmatrix} \prod_{j=1}^n (N_j) (M_{j,j+1}) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & -1 \\ 1 & -\frac{1}{2} \end{pmatrix} \prod_{j=1}^2 (N_j) (M_{j,j+1})$$

$$N_1 = \begin{pmatrix} 1 & f_1-1 \\ 0 & f_1 \end{pmatrix}. \text{ Para la geometría dada } f_1 = \frac{r_0}{r_1} \therefore N_1 = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{2} \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}$$

$$N_2 = \begin{pmatrix} 1 & f_2-1 \\ 0 & f_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{r_1}{r_2}-1 \\ 0 & \frac{r_1}{r_2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{3} \\ 0 & \frac{2}{3} \end{pmatrix}$$

$$M_{0,1} = \begin{pmatrix} 4 & -3 \\ 3 & -2 \end{pmatrix}$$

$$\therefore \begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & -1 \\ 1 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{2} \\ 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 4 & -3 \\ 3 & -2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\frac{1}{3} \\ 0 & \frac{2}{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 4 & -3 \\ 3 & -2 \end{pmatrix} \therefore C_0 = \frac{9}{2}$$

$$E = \frac{4}{9}$$

Las temperaturas de las pantallas resultan:

$$T_2 = \left(\frac{4}{9} \times \frac{1}{3}\right)^{1/4} T_0 = 0.62 T_0$$

$$T_1 = \left(\frac{8}{9} \times \frac{1}{2}\right)^{1/4} T_0 = 0.82 T_0$$

Sea ahora el caso en el cual las reflexiones en las pantallas no son perfectamente difusas como hasta ahora, sino que hay una parcial reflexión especular. El problema es fácilmente tratable (en forma similar a la desarrollada hasta ahora), si las pantallas son concéntricas. Con esta restricción, si llamamos s_m a la fracción de la radiación incidente especularmente reflejada sobre el lado k de la pantalla m , y por d_m a la fracción difusamente reflejada sobre el mismo lado se tiene:

$$s_m + d_m + \epsilon_{mk} = 1$$

Considerando nuevamente el balance de energía resulta finalmente

$$\begin{pmatrix} I_m \\ R_m \end{pmatrix} = \frac{1}{1-s_m} \begin{pmatrix} 1-s_n & f_n \\ s_n(1-f_n) & f_n-s_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I'_n \\ R'_n \end{pmatrix} = (N'_n) \begin{pmatrix} I'_n \\ R'_n \end{pmatrix}$$

donde, para calcular (N'_n) , que describe el efecto del espaciado entre las pantallas cuando ocurren reflexiones especulares, es necesario conocer la cantidad de reflexión especular. El procedimiento para calcular la eficiencia es el mismo que antes, reemplazando la (N_n) por (N'_n) .

3. Ejemplo 3

Diseñar el apantallamiento adecuado para lograr la mayor uniformidad de

$$y \quad N_1 = \frac{1}{1-S_1} \begin{bmatrix} 1 - s_1 f_1 & f_1 - 1 \\ s_1(1-f_1) & f_1 - S_1 \end{bmatrix}; \quad N_2 = \frac{1}{1-S_2} \begin{bmatrix} 1 - S_2 f_2 & f_2 - 1 \\ S_2(1-f_2) & f_2 - S_2 \end{bmatrix}$$

$$N_3 = \frac{1}{1-S_3} \begin{bmatrix} 1 - S_3 f_3 & f_3 - 1 \\ S_3(1-f_3) & f_3 - S_3 \end{bmatrix}$$

Para el caso particular de pantallas paralelas, $f_1 = f_2 = f_3 = 1$ y por lo tanto:

$$N_1 = \frac{1}{1-S_1} \begin{bmatrix} 1-S_1 & 0 \\ 0 & 1-S_1 \end{bmatrix}; \quad N_2 = \frac{1}{1-S_2} \begin{bmatrix} 1-S_2 & 0 \\ 0 & 1-S_2 \end{bmatrix}; \quad N_3 = \frac{1}{1-S_3} \begin{bmatrix} 1-S_3 & 0 \\ 0 & 1-S_3 \end{bmatrix}$$

$$\therefore k = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{bmatrix} 1+\epsilon_0 & -1 \\ 1 & \epsilon_0-1 \end{bmatrix} M_1 M_2 M_3 N_1 N_2 N_3 = \frac{1}{\epsilon_0} \begin{bmatrix} 1+\epsilon_0 & -1 \\ 1 & \epsilon_0-1 \end{bmatrix} \frac{1}{\epsilon} \begin{bmatrix} 6-2\epsilon & -(6-3\epsilon) \\ 6-3\epsilon & (4\epsilon-6) \end{bmatrix} \times$$

$$\times \frac{1-S_1}{1-S_1} \frac{1-S_2}{1-S_2} \frac{1-S_3}{1-S_3} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \begin{bmatrix} \epsilon+6\epsilon_0-2\epsilon\epsilon_0 & -\epsilon-6\epsilon_0+3\epsilon\epsilon_0 \\ \epsilon+6\epsilon_0-3\epsilon\epsilon_0 & -\epsilon-6\epsilon_0+4\epsilon\epsilon_0 \end{bmatrix}$$

$$y, \therefore E = \frac{1}{\epsilon_0 C_0} = \frac{1}{\epsilon_0 \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} (\epsilon+6\epsilon_0-3\epsilon\epsilon_0)} = \frac{1}{(1+\frac{6\epsilon_0}{\epsilon}-3\epsilon_0)} \quad (1)$$

Para conseguir un mejor apantallamiento se necesita que E sea lo menor posible, es decir, se debe elegir para las pantallas un material con una terminación superficial tal, que tenga una baja emisividad.

La emisividad ϵ_0 es la correspondiente a la fuente que se supuso ubicada en A. Esa emisividad ϵ_0 va a depender de la emisividad ϵ_1 del cilindro de acero inoxidable que es la fuente real del horno. Para calcular ϵ_0 es necesario conocer el coeficiente α por el cual hay que multiplicar el flujo $\alpha \epsilon_1 T_1^4$ emitido por la fuente real para obtener el flujo que se supone emitido por la fuente puntual en A. Si el horno fuera semiinfinito, de modo que no se perdiera ener-

gía radiante por el extremo B, todo el flujo $\sigma \epsilon_1 T_1^4$ podría considerarse proveniente de A. Si, por el contrario, la longitud del horno se supone finita, el flujo supuestamente emitido por A: $\sigma \epsilon_0 T_1^4$ (si ambas fuentes están a la misma temperatura) sería igual a $\sigma \epsilon_1 T_1^4$, menos el flujo comprendido en el ángulo sólido ω marcado en la figura 5':

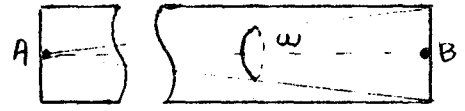


Fig. 5'

$$\sigma \epsilon_1 T_1^4 \frac{\omega}{2\pi}$$

Por lo tanto,

$$\sigma \epsilon_0 T_1^4 = \sigma \epsilon_1 T_1^4 - \sigma \epsilon_1 T_1^4 \frac{\omega}{2\pi} = \sigma \epsilon_1 T_1^4 \left(1 - \frac{\omega}{2\pi}\right) = \sigma \epsilon_1 T_1^4 \alpha$$

de donde

$$\epsilon_0 = \alpha \epsilon_1$$

∴ Para el horno supuesto, $\alpha \approx 1$ y ∴

$$\epsilon_0 \approx \epsilon_1 = 0.8$$

Este resultado es razonable, si se piensa que, frente al diámetro, la longitud del horno es muy grande.

Reemplazando en (1) queda finalmente:

$$E = \frac{1}{\left(1 + \frac{4.8}{\epsilon} - 2.4\right)}$$

VI INFLUENCIA DE LA PRESION EN EL RANGO 10^{-3} a 10^{-5} TORR

1. Generalidades

Quando la radiación emitida por un cuerpo negro pasa a través de una masa de gas, conteniendo por ejemplo CO_2 o vapor de H_2O , se produce absorción en de

terminadas regiones del espectro infrarrojo. Inversamente, cuando esa masa de gas es calentada, emite radiación en las mismas longitudes de onda en que puede absorber. El espectro infrarrojo de los gases tiene su origen en cambios de la energía de rotación y vibración de las moléculas, y es por eso que, a las temperaturas a las que se trabaja en hornos industriales, sólo importa con siderar la emisión y absorción de gases con moléculas asimétricas (CO_2 , H_2O , NH_3 , CO), ya que los gases son moléculas simétricas (H_2 , O_2 , N_2) son transparen tes a esa radiación.

El problema que se presenta en general en el diseño de hornos de "pared ca liente" es el de evaluar la importancia del intercambio de flujo radiante en tre la fuente de calor y el gas presente entre ésta y el material a tratar.

Consideremos una semiesfera de gas de radio L a temperatura T_g y presión P_g y un elemento de superficie (cuerpo negro) ubicado en su centro. El flujo radiante emitido por el gas hacia la superficie negra es:

$$\sigma T_g^4 \epsilon_g$$

donde ϵ_g es la emisividad del gas.

La absorción del gas a la radiación emitida por el cuerpo negro a T_1 es, por otra parte:

$$\sigma T_1^4 \alpha_{g1}$$

donde α_{g1} es el coeficiente de absorción del gas para esa radiación. (Si $T_1 = T_g$ resulta $\epsilon_g = \alpha_{g1}$).

Si la masa de gas no es una esfera, puede definirse una "longitud equiva lente" L' , que corresponde al radio de la semiesfera de gas, que radiaría hacia la unidad de área ubicada en su centro, lo mismo que la masa real de gas hacia la superficie real A que lo rodea. Con esta longitud equivalente L' definida es posible calcular el intercambio neto de energía entre el gas y la superficie que lo rodea. Si esa superficie se supone negra resulta:

$$\frac{q_{\dot{g}}}{A} = \sigma (\epsilon_g T_g^4 - \alpha_{g1} T_1^4) \quad (1)$$

En la mayoría de las aplicaciones de diseño de hornos, la superficie que emite no es negra, sino que tiene una emisividad comprendida entre $\epsilon_1 = 0.7$ y

$\epsilon_1 = 1$. En estos casos una adecuada aproximación para calcular $q_1 \rightarrow g$ es multiplicar la expresión (1) por una emisividad efectiva ϵ'_1 , obtenida como promedio entre la emisividad real ϵ_1 y 1. Así, (1) queda:

$$\frac{q_1 \rightarrow g}{A} = \epsilon'_1 \sigma (\epsilon_g T_g^4 - \alpha_{g1} T_1^4) \quad (2)$$

Cuando T_g es aproximadamente igual a T_1 , ϵ_g se aproxima a α_{g1} , y la expresión (2) puede escribirse:

$$\frac{q_g \rightarrow 1}{A} = \epsilon'_1 \sigma \left(\epsilon_{g \text{ media}} \frac{4+a+b-c}{4} \right) (T_g^4 - T_1^4) \quad (3)$$

en la cual $\epsilon_{g \text{ media}}$ es la emisividad del gas evaluada a $T_{\text{media}} = \frac{T_g + T_1}{2}$, a y b representan a

$$\frac{\partial \ln \epsilon_g}{\partial P_g L'} \quad \text{y} \quad \frac{\partial \ln \epsilon_g}{\partial \ln T_g}$$

respectivamente, y c es una constante que vale 0.65 para el CO_2 y 0.45 para el vapor de H_2O . El uso de (3) cuando T_g y T_1 no difieren mucho elimina la necesidad de hacer un largo cálculo para obtener el coeficiente de absorción. Si T_g y T_1 difieren en un factor 2, el error debido al uso de (3) es en general menor que 5%.

Si se supone que el gas está constituido por una mezcla de dos gases, la emisividad de la mezcla se calcula por la expresión:

$$\epsilon_g = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \Delta\epsilon$$

donde $\Delta\epsilon$ tiene en cuenta la absorción de un gas a la radiación del otro.

2. Ejemplo 4

Estudiar la influencia del aire a una presión de 10^{-5} a 10^{-5} Torr en un horno para tratamientos térmicos. Usar $\epsilon_1 = 0.8$ para la superficie emisora de acero inoxidable.

Para resolver el problema se supone que se tiene un cilindro infinito de gas a una presión de 10^{-3} Torr que irradia hacia su centro, y que durante la etapa de calentamiento del horno las temperaturas del gas y de la fuente no difieren mucho, pudiéndose entonces aplicar la fórmula (3).

* Para estas condiciones resulta, tomando los datos de tablas (*)

$$L' = 16 \text{ cm} \times 0.03280 \times 0.9 \text{ ft} = 0.475 \text{ ft.}$$

$$\epsilon_g \text{ media} = \epsilon_{\text{CO}_2, 800 \text{ F}, 10^{-6} \text{ atm.}} \times 0.475 \text{ ft} \times C_c + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}, 800^\circ\text{F}, 10^{-6} \text{ at.}} \times 0.475 \times C_w - \Delta\epsilon(T) < 0.006 \times 0.3 + 0.008 \times 0.2 - 0 = 3.4 \times 10^{-4}$$

$$\bar{a} = \frac{a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}}{2} \approx 1$$

$$\bar{b} = \frac{b_{\text{CO}_2} + b_{\text{H}_2\text{O}}}{2} \approx - \left(\frac{0.5 + 1.5}{2} \right) = -1$$

$$\bar{c} = \frac{0.65 + 0.45}{2} = 0.55$$

$$\epsilon'_1 = \frac{0.8 + 1}{2} = 0.9$$

$$\therefore \frac{q_G \leftarrow 1}{A} < 0.9 \times 4.92 \times 10^{-8} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{K}^4} (3.4 \times 10^{-4} \frac{4 + 1 - 1 - 0.55}{2}) \times$$

$$\times (T_G^4 - T_1^4) = 2.5 \times 10^{-10} \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h } ^\circ\text{K}^4} (T_G^4 - T_1^4)$$

Suponiendo $T_1 = 650^\circ\text{C}$ y $T_G = 550^\circ\text{C}$, resulta:

$$\frac{q_G \leftarrow 1}{A} < -70 \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2 \text{ h}} \quad (4)$$

(*) "Heat transmission" - W. Mc Adams. Mc.Graw-Hill Book Company Inc.
pág. 82.

Dado que la presión del gas es suficientemente baja como para que haya efectos importantes de convección, y comparando el resultado (4)^o con el hallado en el ejemplo (1), se puede concluir que la presencia del gas puede ignorarse en el diseño del horno.

CONCLUSIONES

Los estudios y cálculos realizados en el presente trabajo permiten analizar la influencia de parámetros tales como:

- a) materiales
- b) terminación superficial
- c) color
- d) geometría
- e) presión de la atmósfera en el rango de 10^{-3} a 10^{-5} Torr.
- f) pantallas de radiación

en la transmisión de calor por radiación, para su aplicación en la construcción de un horno de "pared caliente" para tratamientos térmicos en vacío (10^{-3} a 10^{-5} Torr).

1. Los tres primeros factores determinan la emisividad de una superficie, y la variación de uno de ellos permite controlar el flujo intercambiado entre la fuente de radiación y el material a tratar.
2. Para la geometría del problema (cilindro de acero inoxidable de 3 m de largo y 0.16 m de diámetro interior que emite radiación a un tubo de Zircaloy concéntrico) el flujo intercambiado entre la fuente y el material a tratar en vacío a 650°C resulta ser de 11000 kcal/h m² (1)
3. A las presiones normales de trabajo (10^{-3} a 10^{-5} Torr), la radiación absorbida por el aire contenido en el cilindro emisor resulta ser de 70 kcal/m²h (2).

Comparando los resultados (1) y (2), y dado que las presiones son bajas

como para que existan fenómenos importantes de convección, se concluye que puede ignorarse la presencia del aire en el diseño del horno.

4. El apantallamiento más conveniente para obtener una distribución uniforme de temperatura en el interior del horno se consigue eligiendo para las pantallas (que se ubican perpendiculares al eje del horno) un material con una terminación superficial tal, que tenga una baja emisividad.

A P E N D I C E I

La matriz de transmisión $J_{1,n+1}$, que relaciona la potencia incidente y emergente en la primera pantalla con la potencia incidente y emergente en la última, es el producto de las n matrices de transmisión $J_{n,n+1}$ para cada una de las n pantallas. Para la pantalla S_n (Fig.6) cumple:

$$I_{n+1} = t_{n,n+1} I_n + r_{nl} R_{n+1} \quad (1)$$

$$R_n = t_{n+1,n} R_{n+1} + r_{nk} I_n \quad (2)$$

donde

$$r_{nk} = \left(\frac{R_n}{I_n} \right)_{R_{n+1} = 0} \quad \text{y} \quad r_{nl} = \left(\frac{R_{n+1}}{I_{n+1}} \right)_{I_n = 0}$$

son los coeficientes de reflexión de las caras k y l respectivamente de S_n , y

$$t_{n,n+1} = \left(\frac{I_{n+1}}{I_n} \right)_{R_{n+1} = 0} \quad \text{y} \quad t_{n+1,n} = \left(\frac{R_n}{R_{n+1}} \right)_{I_n = 0}$$

los coeficientes de transmisión de S_n con incidencia desde el lado n y el lado $n+1$ respectivamente, que en general no son iguales, a menos que el espesor de las pantallas pueda despreciarse. En este último caso $t_{n,n+1} = t_{n+1,n} = t_n$, y $A_{nk} = A_{nl}$ (áreas de las caras k y l de la pantalla S_n)

Reemplazando, (1) y (2) se puede escribir:

$$\begin{pmatrix} I_n \\ R_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{t_{n,n+1}} & \frac{-r_{nl}}{t_{n,n+1}} \\ \frac{r_{nk}}{t_{n,n+1}} & t_{n+1,n} - \frac{r_{nk} r_{nl}}{t_{n,n+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ R_{n+1} \end{pmatrix} \quad (3)$$

o, abreviando

$$\begin{pmatrix} I_n \\ R_n \end{pmatrix} = (J_{n,n+1}) \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ R_{n+1} \end{pmatrix}$$

En el caso en que las pantallas son delgadas, o teniendo en cuenta que, por conservación de la energía se verifica:

$$r_n + t_{n,n+1} = 1$$

$$r_{n+1} + t_{n+1,n} = 1$$

(3) puede reescribirse:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I_n \\ R_n \end{pmatrix} &= \frac{1}{t_n} \begin{pmatrix} 1 & -(1-t_n) \\ (1-t_n) & 2t_n-1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ R_{n+1} \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1-t_n}{t_n} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ R_{n+1} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

y, por lo tanto, la matriz de transmisión para n pantallas idénticas y delgadas es:

$$(J_{n,n+1})^n = n \frac{1-t_n}{t_n} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

y la eficiencia

$$E \equiv \left(\frac{I_{n+1}}{I_1} \right)_{R_{n+1}=0} = t_{1,n+1} = \left[\frac{n}{t_n} - (n-1) \right]^{-1}$$

El término t_n puede calcularse suponiendo que la pantalla n es aislada de las restantes y mantenida a temperatura T_n °K, bajo la influencia de una radiación H incidente sobre el lado k (Fig.6)

$$\begin{aligned} H \epsilon_{nk} &= (A_{nk} \epsilon_{nk} + A_{nl} \epsilon_{nl}) \sigma T_n^4 = \\ &= A_n (\epsilon_{nk} + \epsilon_{nl}) \sigma T_n^4 \quad (4) \end{aligned}$$

donde ϵ_{nl} y ϵ_{nk} son las emisividades de los lados l y k de la pantalla S_n . La relación entre emisividad y transmisión se consigue por la relación adicional

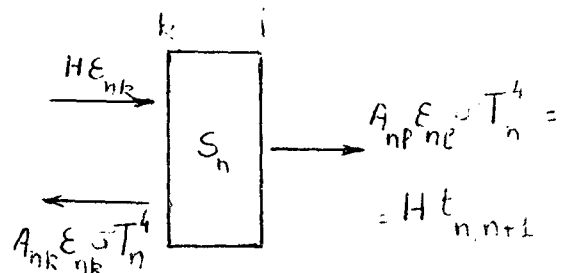


Fig. 6

$$A_n \epsilon_{nl} \sigma T_n^4 = t_n H \quad (5)$$

Resolviendo (4) y (5) resulta:

$$t_n = \frac{A_n \epsilon_{nk} \epsilon_{nl}}{A_n \epsilon_{nk} + A_n \epsilon_{nl}} \quad (5')$$

El análisis realizado precedentemente, sólo vale cuando toda la radiación de un lado de una pantalla alcanza la siguiente, es decir, vale sólo para apantallamiento conseguido por la superposición de pantallas paralelas, y cuando la superficie a ser apantallada es un cuerpo negro ($\epsilon_0 = 1$)

El método matricial sin embargo, puede usarse para el cálculo de la eficiencia de apantallamiento en el caso más general en el cual las pantallas pueden tener un cierto espesor, estar finitamente espaciadas, reflejar en una forma arbitraria y apantallar a una fuente arbitraria (que no es un cuerpo negro).

En estas condiciones, E tiene la forma simple:

$$E = \frac{1}{\epsilon_0 C_0}$$

donde ϵ_0 es la emisividad de la fuente y C_0 es el término de la matriz (K) que relaciona I_0 y R_0 con la potencia I_{n+1} que deja el sistema:

$$\begin{pmatrix} I_0 \\ R_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0 & B_0 \\ C_0 & D_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_{n+1} \\ 0 \end{pmatrix}$$

y que se obtiene de considerar las relaciones entre la radiación incidente y emergente en una pantalla (Fig.7):

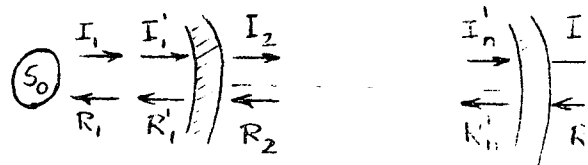


Fig.7

$$\begin{pmatrix} I_n' \\ R_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{-\epsilon_{nl}}{t_{n,n+1}} \\ \frac{\epsilon_{nk}}{t_{n,n+1}} & \frac{\epsilon_{nk}}{t_{n,n+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_n \\ R_n \end{pmatrix} \quad (a)$$

y el espaciado finito entre pantallas

$$\begin{pmatrix} I_n \\ R_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & p_n - 1 \\ 0 & p_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_n' \\ R_n' \end{pmatrix} \quad (b)$$

donde f_n es la fracción de la radiación que sale de la pantalla n y que incide sobre la $(n-1)$. Si la pantalla n rodea totalmente a la $(n-1)$,

$$f_n = \frac{A_{n-1,i}}{A_{nk}}$$

De (a) y (b), la matriz (K) resulta:

$$K = \begin{pmatrix} A_o & B_o \\ C_o & D_o \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_o} \begin{pmatrix} 1+\epsilon_o & -1 \\ 1 & \epsilon_o-1 \end{pmatrix} \prod_{j=1}^n (N_j) (M_{j,j+1}) \quad (6)$$

Calculando la matriz K_m

$$K_m = \begin{pmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{pmatrix} = \frac{1}{\epsilon_{m1}} \begin{pmatrix} 1+\epsilon_{m1} & -1 \\ 1 & \epsilon_{m1}-1 \end{pmatrix} \prod_{j=m+1}^n (N_j) (M_{j,j+1})$$

la temperatura de la pantalla resulta:

$$T_m^4 = C_m I_{n+1} \sigma^{-1} A_{m1}^{-1}$$

y la relación de esta temperatura a la de la fuente es:

$$\frac{T_m^4}{T_o^4} = \frac{C_m}{C_o} \times \frac{A_o}{A_{m1}}$$

AGRADECIMIENTOS

Se agradece al Programa Multinacional de Metalurgia la financiación parcial de este trabajo.

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

1. Superficies reflejantes

Intern. J.Heat and mass transfer - 3, 42-54, 1961

J.Heat transfer - C84, 294-300, 1962

Heat transfer by simultaneous conduction and radiation in an absorbing medium ASME Paper N° 61 - SA - 34, 10, 1961

Emissivity of transparent materials - J.Am.Ceram. Soc., 39, 278-87, 1956.

2. Cálculo de F

Mech.Eng. 52, 699, 1932.

Trans Am Soc Mech Engrs, Iron and Steel, 55, 39, 1933.

3. Cubrimiento de superficies

J.Opt.Soc.Am., 41, 336, 1951.

Z.Physik - 152, 368, 1958.

J.Opt.Soc.Am. 41, 714, 1951.

J.Opt.Soc.Am. 50, 813, 1960.

Ann Physik - 64, 159, 1898

4. Apantallamiento

Rev.Sci.Instrum. 18, (10), 727, 1947.

Idem 19, (9) , 569, 1948.

Idem 19, (9) , 574, 1948.

5. Bibliografía general

Chemical Engineers Handbook - John H.Perry - 3a. edición.

International series on materials. Science and Technology.

"Engineering calculations in radiative heat transfer" W.A.Gray and R.Muller (Department of Fuel and Combustion Science, Leeds University)

"Radiative Transfer from solid materials" - editado por Henry Blau and Heinz Fischer - 1962.

"Modern Developments in heat transfer" - editado por Warren Hele - 1963.

"Vacuum techniques in metallurgy". J.A.Belk. Pergamon Press - 1965.

"Vacuum Metallurgy", Elsevier, 1971, pp.722-744.

"Heat Transmission"- W.Mc Adams. McGraw-Hill Book Company Inc.