

# TRANSFERENCIA DE CALOR POR CONVECCION LAMINAR Y RADIACION DE GASES A ALTAS TEMPERATURAS EN TUBOS

FREDDY MALPICA,  
ANTONIO CAMPO

y

ADOLFO JARRIN

*Departamento de Termodinámica  
Universidad Simón Bolívar  
Caracas, Venezuela*

## RESUMEN

En este trabajo se propone un procedimiento numérico para predecir la interacción de la radiación térmica con la convección forzada en la zona de desarrollo térmico de un gas a través de un tubo circular. El análisis se realizó para un gas gris en régimen laminar y expuesto a condiciones de temperatura uniforme en la superficie del tubo. La ecuación integro-diferencial de la energía ha sido modificada con el propósito de acomodar un modelo de cuatro flujos que representa la radiación térmica. De esta manera, el problema combinado queda reformulado mediante cinco ecuaciones diferenciales parciales de naturaleza acoplada. La solución numérica de este problema se obtuvo por el método de los volúmenes de control conjuntamente con el algoritmo TDMA. Los resultados que aporta esta metodología son altamente satisfactorios al compararse con los provenientes de otras soluciones más elaboradas.

## SUMMARY

This paper deals with a numerical procedure that predicts the interaction of thermal radiation and forced convection of a gas in the thermal entrance region of a circular tube. The analysis assumes a gray gas in laminar flow subject to a uniform wall temperature. The integrodifferential equation of energy has been modified in order to accommodate a four flux model for the thermal radiation mechanism. This approach reformulates the combined problem yielding five coupled partial differential equations. Its numerical solution is obtained using a control volume approach and the TDMA algorithm. This methodology provides satisfactory results when compared with others using more elaborate techniques.

## INTRODUCCION

El análisis de los sistemas de conversión de energía que operan a altas temperaturas, generalmente, requieren la incorporación de los mecanismos combinados de la radiación térmica y la convección forzada. Cuando la radiación es muy débil o por el contrario muy intensa, un mecanismo tiende a predominar sobre el otro. Sin embargo; en muchos casos, ambos pueden tener igual importancia y la interacción de la radiación con la convección forzada debe considerarse simultáneamente, con el fin de determinar la transferencia de calor global en el sistema. Las aplicaciones industriales en donde estos

Recibido: Julio 1985

problemas juegan un papel de suma importancia son: hornos, calderas, reactores nucleares enfriados por gases y generadores MHD.

La descripción de este acoplamiento entre la convección forzada y la radiación térmica en el flujo de gases a altas temperaturas por tubos se efectúa de una manera adecuada para el análisis de problemas de ingeniería. La dificultad principal estriba en contabilizar de una forma efectiva y realista la radiación térmica que emana de los gases no isotérmicos.

Como la transmisión de calor por radiación no requiere de un contacto directo, como sucede en el caso de la conducción o la convección; la radiación se puede definir intuitivamente como un fenómeno de "acción a distancia", según la sugerencia de Hottel y Cohen.<sup>1</sup> En base a esto, un elemento de gas participante que absorbe, emite y dispersa energía radiante, puede intercambiarla directamente con cualquier otro elemento del gas en el sistema. Aquí se observa, que desde un punto de vista puramente geométrico, el carácter tridimensional de la radiación térmica se hace manifiesto, por lo cual el trabajo de cálculo se complica grandemente.

El proceso combinado de la convección y la radiación en la región de entrada térmica de un conducto está caracterizado por una ecuación de la energía que es integro-diferencial. Las dificultades inherentes a la solución de este tipo de ecuación obliga a utilizar métodos aproximados forzosamente. Por supuesto, existen varias vías de aproximación. Entre éstas, se destacan dos: el método de las zonas y el método de diferencias finitas. El primero propuesto por Hottel y Cohen<sup>1</sup> se encarga de transformar la ecuación integro-diferencial en un sistema de ecuaciones algebraicas. Entretanto, el segundo presenta varias variantes y se puede citar el trabajo de deSoto,<sup>2</sup> quién analizó el flujo de CO<sub>2</sub> como un gas no gris en la región de entrada térmica y suponiendo la superficie del tubo como negra. El empleó un método iterativo de cálculo, mediante el cual se computan las distribuciones de temperatura y calores locales sucesivamente. Por su parte, Echigo et al.<sup>3</sup> considerando el gas como gris, examinaron el mismo problema que en <sup>2</sup> por una ruta numérica, pero para un caso conjugado teniendo un salto de temperatura en la superficie del tubo. Estos autores calcularon la parte integral de la ecuación de la energía por el método de Simpson. Este resultado parcial lo introdujeron en la parte diferencial de la ecuación, obteniéndose así la solución total del problema con un enfoque completamente iterativo.

Una recopilación bibliográfica de la influencia de la radiación térmica sobre la convección forzada interna, tanto laminar como turbulenta, aparece en la monografía de Tamonis<sup>4</sup> y también en el resumen preparado por Viskanta.<sup>5</sup>

El objetivo primordial de este trabajo está centrado en la idea de reducir la ecuación integro-diferencial de la energía, válida para la región de entrada térmica, a un sistema de cinco ecuaciones diferenciales parciales. Esta conversión es posible gracias a la representación de la divergencia del vector flujo calorífico de radiación mediante un modelo de cuatro flujos desarrollado por Richter y Quack.<sup>6</sup> Este modelo consiste en subdividir el ángulo sólido completo en cuatro segmentos. En cada uno de ellos la intensidad de radiación se presume constante.

El procedimiento de diferencias finitas se elaboró por intermedio de la formulación de los volúmenes de control propuesta por Patankar.<sup>7</sup> La resolución del sistema de ecuaciones algebraicas correspondiente se llevó a cabo utilizando el algoritmo "Tri-diagonal matrix algorithm", o sea abreviadamente TDMA<sup>7</sup>; conocido también como el método del deslizamiento.<sup>8</sup>

Los resultados obtenidos se presentan en forma paramétrica para algunos casos de interés. La comparación refleja que la calidad de los resultados es aceptable, teniendo además como producto complementario una gran economía en los tiempos de computación (CPU).

FORMULACION DEL PROBLEMA

Considérese el flujo laminar de un gas a través de un tubo circular estando la velocidad totalmente desarrollada. El gas se supone gris y sus propiedades termofísicas son invariantes con la temperatura. La temperatura de entrada del gas tiene un valor uniforme  $T_i$ . Además, la superficie del tubo se considera negra conservándose a  $T_i$  en la región corriente arriba y a  $T_o$  en la región corriente abajo (Ver Fig. 1). El gas se encuentra en equilibrio termodinámico local pudiendo emitir y absorber energía por radiación de una manera difusa.

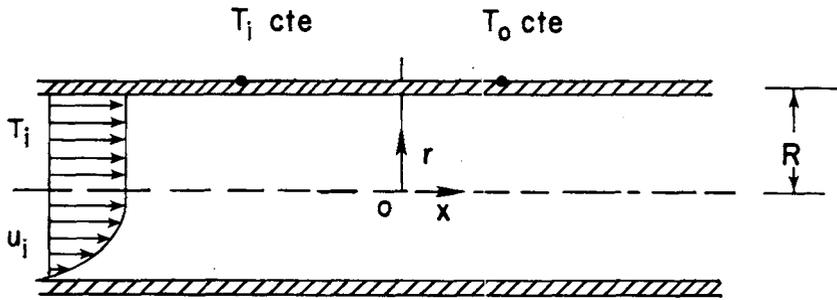


Figura 1.- Sistema físico

Bajo estas premisas, la ecuación de la energía que describe el comportamiento térmico del gas se representa por

$$pc_p u \frac{\partial r}{\partial z} = K \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \text{div}(\vec{q}_R) \tag{1}$$

siendo  $\vec{q}_R$  el vector de la densidad de flujo calorífico por radiación. En la ec. (1) la velocidad está dada por la relación

$$u(r) = 2\bar{u} [1 - (r/R)^2] \tag{2}$$

y los otros símbolos que intervienen se identifican claramente en la lista de símbolos que se ofrece al final del artículo.

Para nuestro caso de axisimetría y conforme al modelo de cuatro flujos dibujado en la Fig. 2, la divergencia de  $\vec{q}_R$  se reemplaza por

$$\text{div}(\vec{q}_R) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r(q_r^+ - q_r^-) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ q_z^+ - q_z^- \right] \tag{3}$$

Aquí  $q_r^+$  y  $q_r^-$  definen las densidades de los flujos de calor por radiación en la dirección radial positiva y negativa, en tanto que  $q_z^+$  y  $q_z^-$  definen las densidades de los flujos de calor por radiación en la dirección axial positiva y negativa, respectivamente.

En virtud del modelo de cuatro flujos desarrollados por Richter y Quarck<sup>6</sup>, las relaciones entre las densidades de los flujos de calor participantes y la temperatura se resumen por:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rq_r^+) = -k_a A_r q_r^+ + k_a B_r \sigma T^4 + \frac{q_r^-}{r} \tag{4a}$$

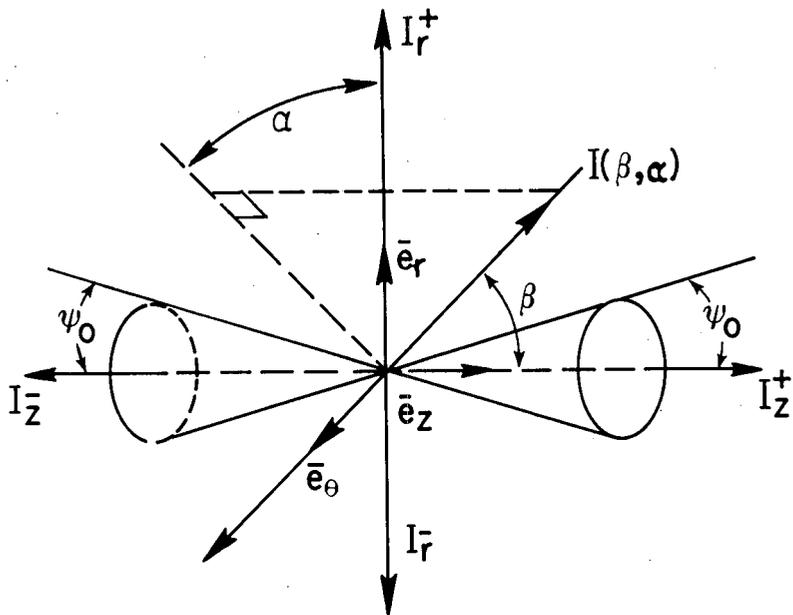


Figura 2.— Modelo de cuatro flujos

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rq_r^-) = k_a A_r q_r^+ - k_a B_r \sigma T^4 + \frac{q_r^-}{r} \quad (4b)$$

$$\frac{\partial q_z^+}{\partial z} = -k_a A_z q_z^+ + k_a B_z \sigma T^4 \quad (4c)$$

$$\frac{\partial q_z^-}{\partial z} = k_a A_z q_z^- - k_a B_z \sigma T^4 \quad (4d)$$

siendo  $k_a$  el coeficiente de absorción volumétrico total. Por otra parte, las constantes  $A_r$ ,  $B_r$ ,  $A_z$  y  $B_z$  están asociadas al ángulo de cono  $\psi_0$  por las funciones

$$A_r = \frac{2n \cos \psi_0}{\pi - 2\psi_0 + \sin(2\psi_0)} \quad (5a)$$

$$B_r = 2 \cos \psi_0 \quad (5b)$$

$$A_z = \frac{2}{1 + \cos \psi_0} \quad (5c)$$

$$B_z = 2(1 - \cos \psi_0) \quad (5d)$$

El próximo paso consiste en combinar las ecs. (1) y (4) proporcionando así la ecuación

$$2PC_p \bar{u}(1-r^2/R^2) \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + k_a A_r (q_r^+ + q_r^-) + k_a A_z (q_z^+ + q_z^-) - 2k_a \sigma T^4 (B_r + B_z) \quad (6)$$

Ahora, cabe destacar que el modelo de cuatro flujos ha permitido transformar la ec. (1), la cual es difícil de resolver aún por técnicas numéricas, en un sistema conformado por cinco ecuaciones diferenciales parciales y acopladas; es decir, las ecs. (4) y (6).

Desde el punto de vista estrictamente físico, las condiciones de contorno térmicas asignadas al problema en estudio son de dos tipos:

a) para la temperatura

$$z = -\infty, T = T_i \quad (7)$$

$$-\infty < z < \infty, r = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

$$z < 0, r = R, T = T_i \quad (9)$$

$$z > 0, r = R, T = T_o \quad (10)$$

b) para el flujo de calor

$$z = -\infty, q_z^+ = H_z \sigma T_{i,q}^4 \quad (11)$$

$$z = +\infty, q_z^- = H_z \sigma T_{o,q}^4 \quad (12)$$

$$-\infty < z < \infty, r = 0, q_r^+ = q_r^- \quad (13)$$

$$z < 0, r = R, q_r^- = H_r \sigma T_i^4 + q_r^+ \quad (14)$$

$$z > 0, r = R, q_r^- = H_r \sigma T_o^4 + q_r^+ \quad (15)$$

en donde  $T_{i,q}$  y  $T_{o,q}$  son las temperaturas de un cuerpo negro a la entrada y a la salida del tubo, respectivamente. Además,  $H_z$  y  $H_r$  agrupan a los cocientes  $B_z/A_z$  y  $B_r/A_r$ , cuyas definiciones específicas aparecen en las ecs. (5).

La resolución del conjunto de ecs. (3) - (15) produce la distribución de temperatura  $T(z,r)$  en el gas. Ahora bien, la temperatura representante del gas en cada sección del tubo se consigue calculando la media ponderada de las temperaturas, de acuerdo con el flujo másico, de las temperaturas de todos los pequeños tubos que atraviesa la sección del tubo. Así se obtiene la temperatura volumétrica media del gas que particularizada a una tubería circular es

$$T(z) = \frac{\int_0^R \rho c_p T(z,r) u(r) 2\pi r dr}{\int_0^R \rho c_p u(r) 2\pi r dr} \quad (16)$$

El intercambio de calor total entre el gas y la superficie del tubo desde  $z = 0$  hasta  $z = L$  puede calcularse de dos maneras diferentes de acuerdo a Jakob<sup>9</sup>, por

$$Q_T = \int_0^L 2\pi kR \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R} dz \quad (17)$$

o por

$$Q_T = \pi R^2 (\rho c_p u_m) (T_{b0} - T_{bL}) \quad (18)$$

suponiéndose que  $c_p$  no está afectado drásticamente por la temperatura.

### METODO DE SOLUCION NUMERICA

Una vez transformada la ecuación de la energía, o sea, la ecuación (1) en el sistema de ecuaciones, ecs. (4) y (6); el problema así replanteado se puede resolver por técnicas de diferencias finitas. Esto se hace conjuntamente con la asignación de las condiciones de contorno, ecs. (7) - (15).

La formulación que se utilizó en este trabajo tiene sus fundamentos en el método de los volúmenes de control elaborado por Patankar.<sup>7</sup> Este consiste en subdividir el dominio en estudio en un número dado de subvolúmenes, de forma tal que cada uno de ellos encierra un nodo (ver Fig. 3). Posteriormente se integra la ecuación diferencial apropiada sobre cada uno de los subvolúmenes, obteniéndose de esta forma las ecuaciones discretizadas que definen el programa en estudio. Las ecuaciones así obtenidas nos garantiza una solución que, aunque aproximada, es físicamente más real que la que se consigue por intermedio de un desarrollo en serie de Taylor.<sup>7</sup> Desde un punto de vista netamente computacional, la región ilimitada corriente arriba se maneja asignándole, por ejemplo, un valor numérico de 50 radios medidos desde el origen. De esta forma, se logra una aproximación razonable para la verdadera ubicación de las condiciones térmicas a la entrada. Análogamente, el límite físico de la región corriente abajo se fijó también en 50 radios. Estas magnitudes se pueden cambiar para problemas en donde se conocen los tamaños exactos de los tubos, sin que esto ocasione complicaciones adicionales.

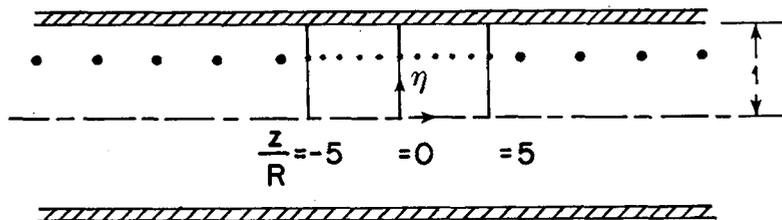


Figura 3.— Refinamiento axial de la malla

El problema postulado bajo esta perspectiva requiere escoger un algoritmo rápido para resolver el sistema de ecuaciones algebraicas. A causa de que la matriz de los coeficientes del citado sistema es de naturaleza tri-diagonal, el algoritmo de solución

elegido es el "Tri-diagonal matrix algorithm", TDMA<sup>7</sup>, también conocido como el método del deslizamiento.<sup>8</sup>

La mayor ventaja que brinda este procedimiento iterativo la constituye su tiempo de computación (CPU) que es extremadamente bajo para conseguir una buena convergencia. Este hecho significativo se debe a que toda la información contenida en las condiciones de contorno se transmite al dominio del gas en tan solo una interacción, o a lo sumo dos iteraciones.

### RESULTADOS NUMERICOS

El programa hecho para una computadora digital arrojó una colección de valores numéricos para la distribución de temperatura, usando para ello varios ángulos de cono. La Fig. 4 recoge los resultados nuestros con un ángulo de cono  $\psi_0 = 10^\circ$  y los de deSoto<sup>2</sup> para el gas  $\text{CO}_2$ . En ella se observa la distribución local de temperatura para tres posiciones axiales fijas en el tubo de 6 pies de longitud empleado en<sup>2</sup>. La concordancia es excepcionalmente buena, tratándose de dos modelos y dos métodos de solución totalmente diferentes. deSoto resolvió numéricamente la ecuación integro-diferencial de la energía utilizando un modelo de bandas exponenciales para la variación del coeficiente de absorción del  $\text{CO}_2$  con la longitud de onda y la temperatura.

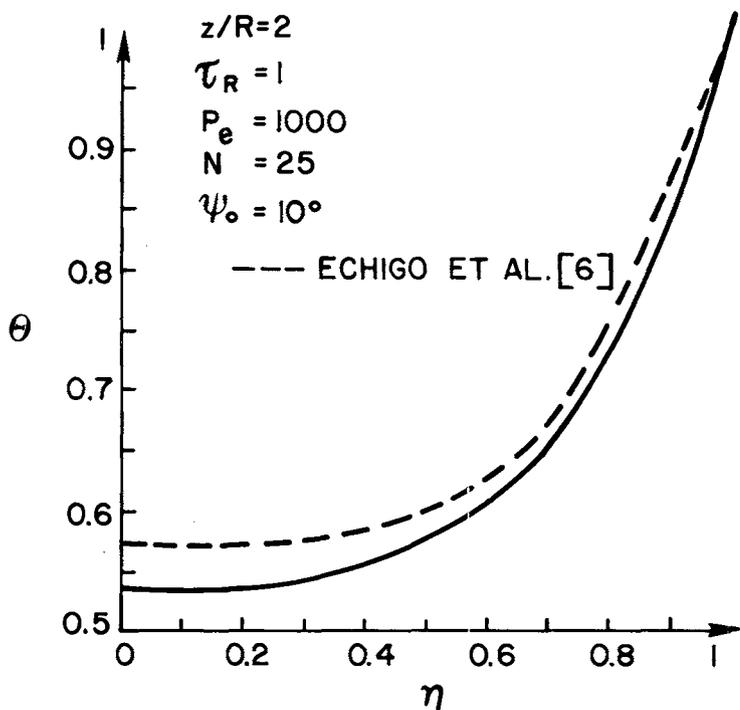


Figura 4.— Comparación de la distribución de temperatura en la región de entrada térmica

Para darle aún mayor solidez a la metodología adoptada en este trabajo, se calculó la distribución de la temperatura volumétrica en el gas. Para ello se empleó la ec. (16), la cual, para un perfil de velocidad parabólico, y propiedades constantes da en definitiva

$$\theta(Z) = 4 \int_0^1 \theta(\eta, \bar{z}) (1-\eta^2) \eta d\eta \quad (19)$$

Nótese que esta ecuación es adimensional.

Usando este parámetro, la comparación se lleva a cabo con el artículo de Echigo et al.<sup>3</sup> Con el objeto de tener variables y parámetros equivalentes se introducen los siguientes:

$$\theta = T/T_i \quad \eta = r/R \quad \bar{z} = z/RPe$$

$$N = \sigma RT_r^3/k \quad \tau_r = k_a R \quad Pe = Re Pr$$

La Fig. 5 muestra la comparación de  $\theta_b$  a lo largo del tubo para los parámetros indicados. Aquí, puede apreciarse una gran concordancia, ya que el error porcentual máximo es del orden de 5%. A la vez, se puede observar que ambos métodos de solución predicen un calentamiento aguas arriba del origen debido a la penetración axial de la radiación.

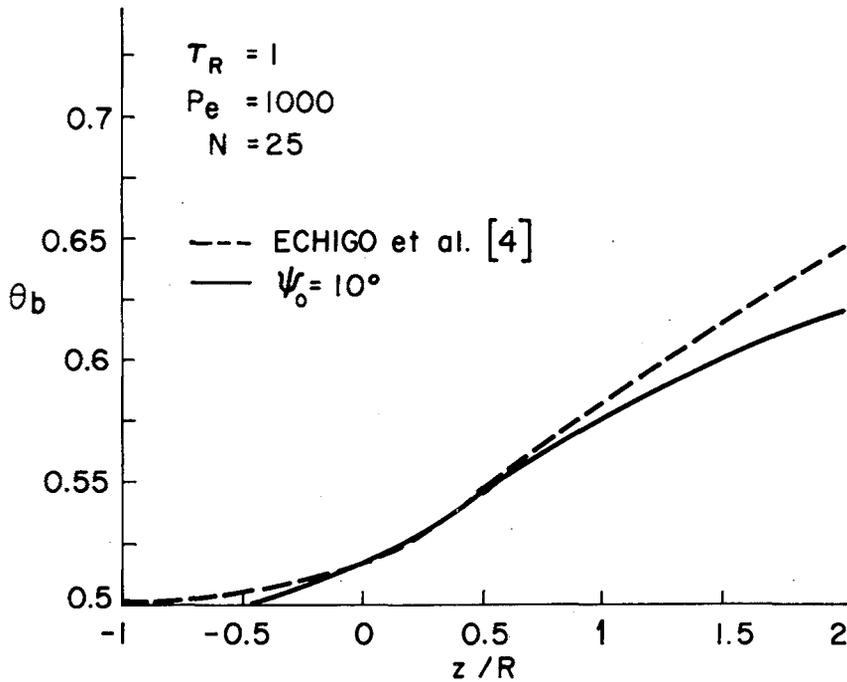


Figura 5.— Comparación de la distribución de la temperatura volumétrica media

Una vez confirmada la validez del modelo de los cuatro flujos con referencias reputadas, se procede a mostrar la variación de  $\theta_b$  para una combinación de parámetros dados por:

$N$	$Pe$	$\tau_R$
0	100	0.01
1	800	1
10	1.500	
25		

Esto aparece detallado en las Figs. 6 - 11.

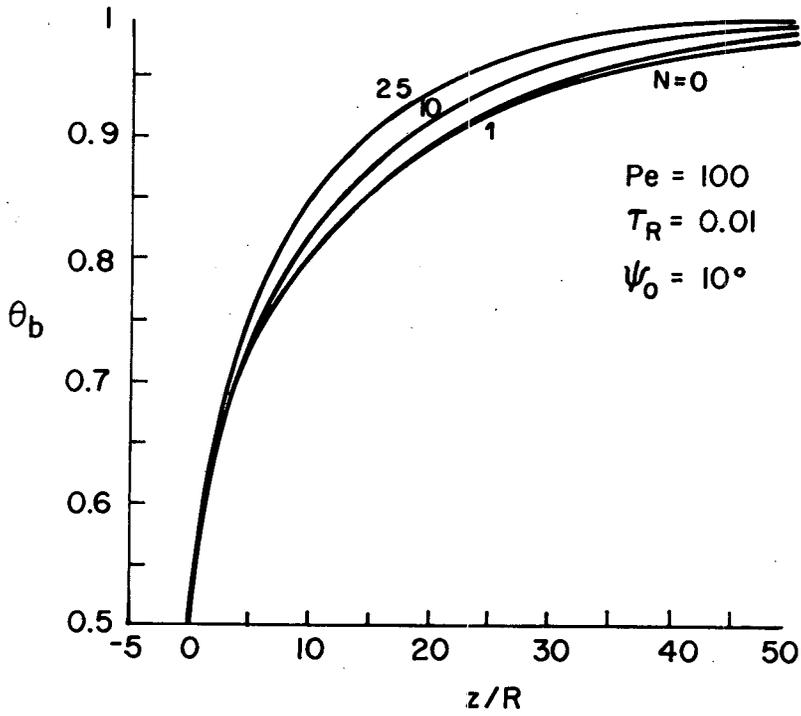


Figura 6.— Distribución de la temperatura volumétrica media

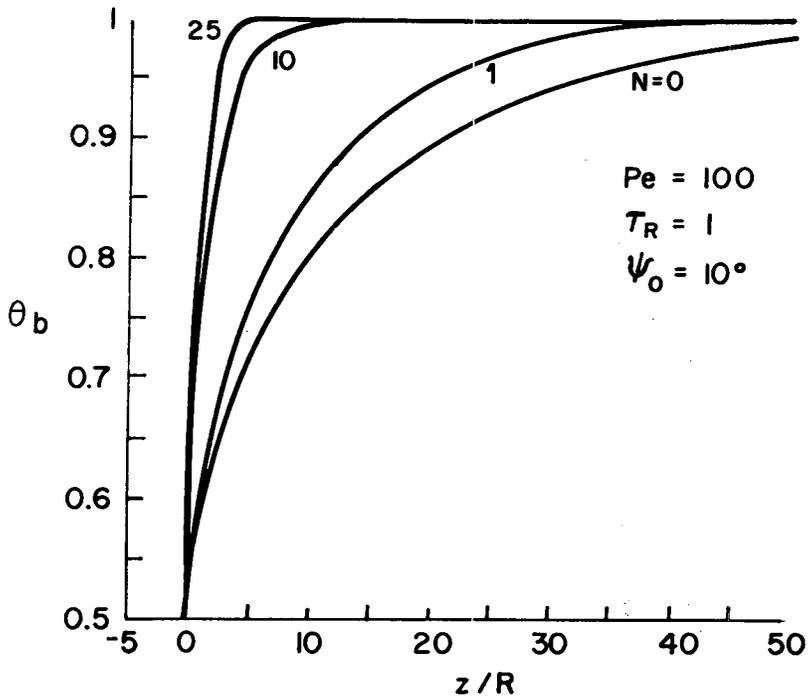


Figura 7.— Distribución de la temperatura volumétrica media

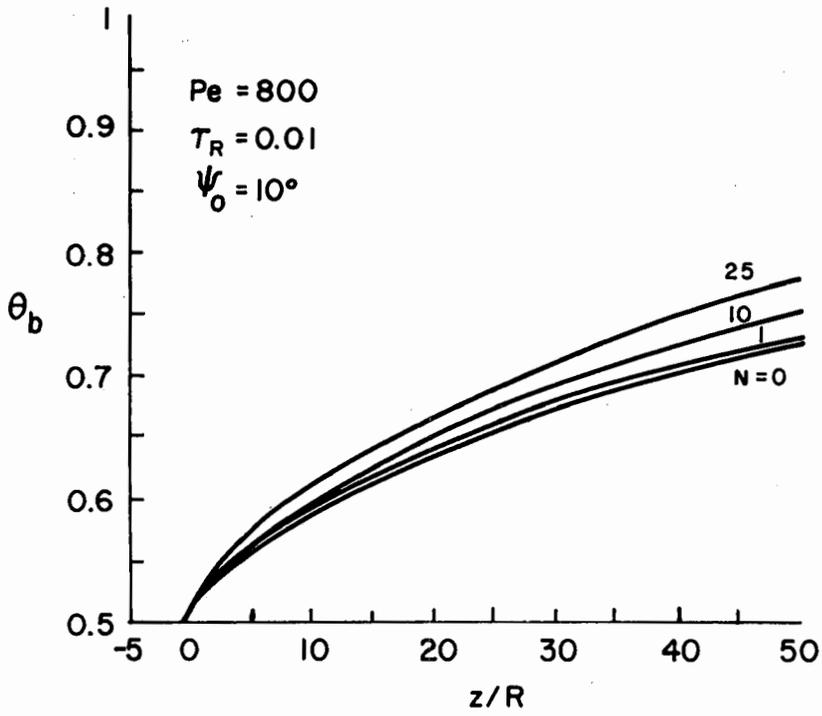


Figura 8.— Distribución de la temperatura volumétrica media

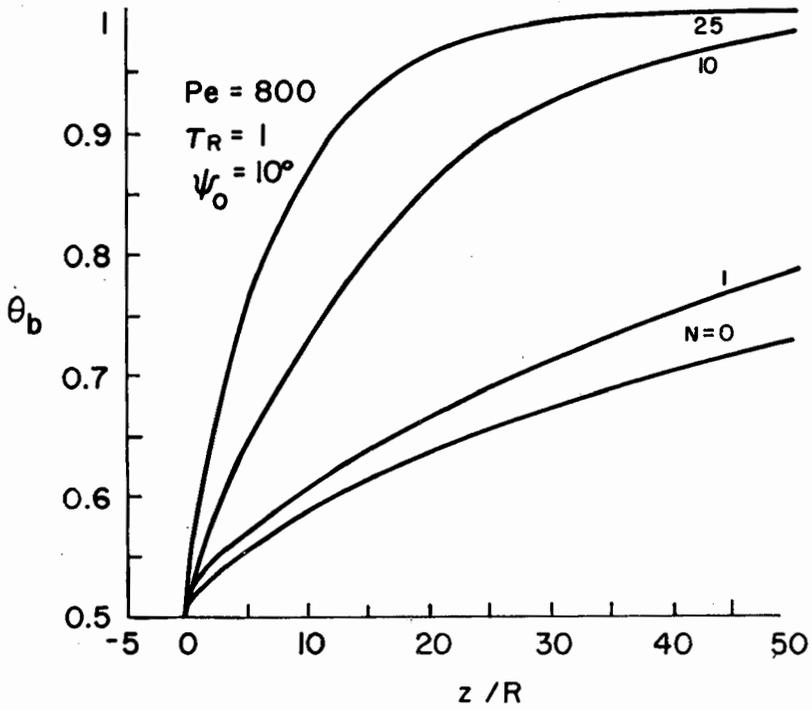


Figura 9.— Distribución de la temperatura volumétrica media

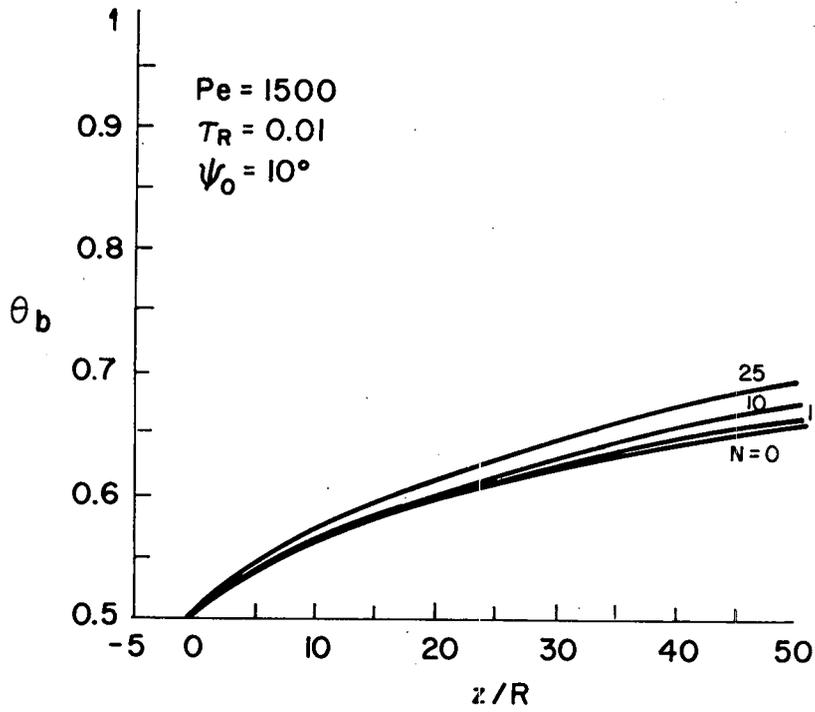


Figura 10.— Distribución de la temperatura volumétrica media

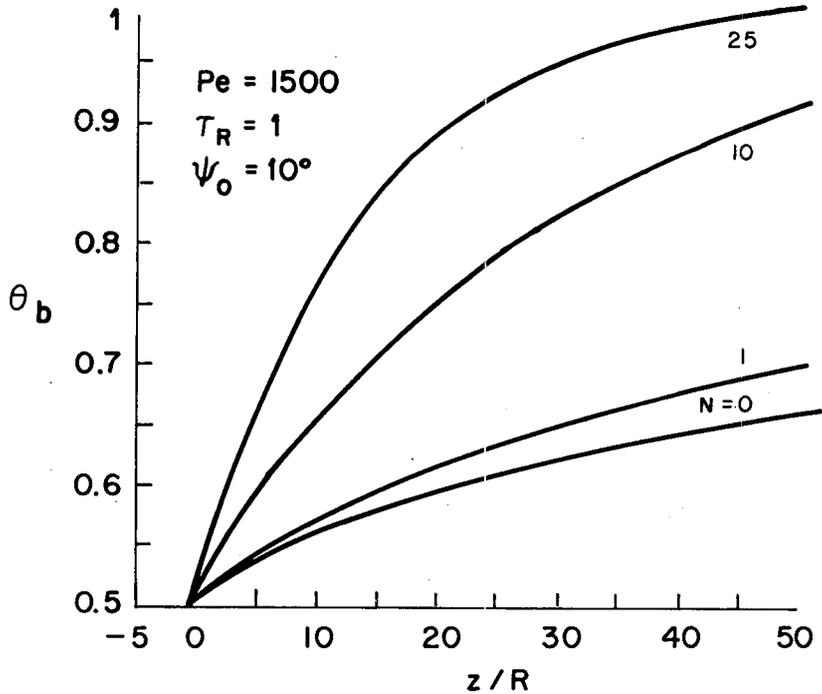


Figura 11.— Distribución de la temperatura volumétrica media

El comportamiento indicado en las Figs. 6, 8 y 10 refleja que la variación del parámetro radiación-conducción,  $N$ , no afecta grandemente al perfil de  $\theta_b$  para los gases con  $\tau_R = 0.01$ . Esto se debe a que el gas se comporta como un medio ópticamente fino para ese valor de  $\tau_R$ . Para los gases ópticamente finos, la absorción de radiación dentro del gas es muy baja y el calentamiento se debe fundamentalmente a la transferencia de energía por conducción de ahí que las curvas se aproximan al caso de ausencia de radiación ( $N = 0$ ).

Por el contrario, para el caso de  $\tau_R = 1$ , en las Figs. 7, 9 y 11, se observa un efecto muy notable de  $N$  sobre la variación de  $\theta_b$ . Al incrementar continuamente el valor  $N$  aumenta rápidamente el gradiente de  $\theta_b$  cerca del origen; es decir, el calentamiento del fluido se acelera notablemente por la radiación. Este comportamiento se explica ya que para  $\tau_R = 1$ , la longitud libre media de recorrido de los fotones emitidos por la pared es igual al radio del tubo. Por lo tanto, el efecto de calentamiento de la pared del tubo penetra hasta el eje de la tubería.

De los perfiles de  $\theta_b$  para espesores ópticos mayores que uno indicados en la Referencia (10), se observa que el gradiente de  $\theta_b$  cerca del origen disminuye a medida que el espesor óptico aumenta. Esto se debe a que para aumentar el espesor óptico basado en el radio,  $\tau_R$ , se debe aumentar el coeficiente de absorción  $k_a$  y por lo tanto, se reduce la longitud libre media de recorrido de los fotones y éstos son absorbidos cerca de la pared del tubo; lo cual provoca que el calentamiento por radiación disminuya. Luego, al aumentar  $\tau_R$ , por arriba de uno, el efecto de calentamiento por radiación disminuye para valores fijos de  $P_e$  y  $N$ .

La influencia del número de  $P_e$  se puede analizar considerando la variación del  $P_e$  para valores fijos de  $N$  y  $\tau_R$ . De los gráficos se observa que bajo estas condiciones al aumentar  $P_e$ , el gradiente de  $\theta_b$  cerca del origen disminuye; es decir, la tasa de calentamiento del fluido se hace menor. Es conveniente recordar que en el flujo de gases, una variación de  $P_e$  está directamente relacionada con una variación del  $R_e$ , ya que el  $P_r$  es prácticamente constante. Luego, un aumento del  $P_e$  equivale a un incremento de  $R_e$  y por consiguiente a un aumento del flujo másico. De ahí que, al aumentar  $P_e$  la tasa de calentamiento disminuya, ya que pasa más fluido a través del tubo. Este comportamiento también se observa en la ausencia de radiación ( $N = 0$ ).

De acuerdo a las discusiones anteriores se puede establecer los siguientes patrones generales (ver Tabla I), para el calentamiento de gases en tubos mediante los mecanismos combinados de radiación y convección.

Parámetro	Variación del Parámetro	Efecto del calentamiento por radiación	Parámetros fijos
$\tau_R (<1)$	aumenta	aumenta	$N, P_e$
$\tau_R (>1)$	aumenta	disminuye	$N, P_e$
$\tau_R (= 1)$	—	máximo	$N, P_e$
$N$	aumenta	aumenta	$\tau_R, P_e$
$P_e$	aumenta	disminuye	$\tau_R, N$

Tabla I. Predicción del Comportamiento Físico

## CONCLUSIONES

A manera de conclusión, se puede decir que el modelo de flujos múltiples, y en particular el de cuatro flujos, brinda una excelente alternativa para resolver aproximadamente problemas en donde imperan los mecanismos combinados de convección forzada y radiación térmica en un tubo. La característica esencial de estos modelos es que discretizan la intensidad de radiación con el ángulo sólido. Como consecuencia de esto, se transforma la ecuación íntegro-diferencial de la energía en un sistema de ecuaciones diferenciales parciales. Con esta conversión se logra la solución del problema combinado de una manera mucho más rápida y económica. Este es un hecho de gran interés en aplicaciones de ingeniería, en donde está presente el flujo de gases a altas temperaturas.

## LISTA DE SIMBOLOS

$C_p$	Calor específico a presión constante
$I$	Intensidad de radiación total
$k$	Conductividad térmica
$L$	Largo del tubo
$ka$	Coefficiente de absorción total y volumétrico
$N$	Parámetro de radiación-conducción, $\frac{\sigma R T_r^3}{k}$
$Pe$	Número de Peclet, $Re Pr$
$Pr$	Número de Prandtl
$\vec{q}_r$	Vector de la densidad del flujo de calor por radiación
$q_r^+$	Densidad del flujo de calor por radiación en la dirección radial positiva
$q_r^-$	Densidad del flujo de calor por radiación en la dirección radial negativa
$q_z^+$	Densidad del flujo de calor por radiación en la dirección axial positiva
$q_z^-$	Densidad del flujo de calor por radiación en la dirección axial negativa.
$R$	Radio
$Re$	Número de Reynolds
$r$	Variable radial
$T$	Temperatura
$T_b$	Temperatura volumétrica media
$T_i$	Temperatura de entrada del gas y de la pared corriente arriba
$T_o$	Temperatura de la pared corriente abajo
$T_{iq}$	Temperatura de un cuerpo negro a la entrada del tubo
$T_{oq}$	Temperatura de un cuerpo negro a la salida del tubo
$T_r$	Temperatura de referencia
$u$	Velocidad

- $u_m$  Velocidad media  
 $z$  Variable axial  
 $\bar{z}$  Variable axial adimensional,  $z/R$ .  $Pe$

### Letras Griegas

- $\alpha, \beta$  Angulos que definen la dirección del vector intensidad de radiación  
 $\eta$  Variable radial adimensional,  $r/R$   
 $\theta$  Temperatura adimensional,  $T/T_r$   
 $\rho$  Densidad  
 $\sigma$  Constante de Stefan-Boltzmann  
 $\tau_R$  Espesor óptico,  $k_a R$   
 $\psi_0$  Angulo de cono

### REFERENCIAS

1. H.C. Hottel y E.S. Cohen, "Radiant Heat Exchange in a Gas-Filled Enclosure, Allowance for Nonuniformity of Gas Temperature", *AIChE J.* **4**, 3-14, (1958).
2. S. deSoto, "Coupled Radiation, Conduction and Convection in Entrance Region Flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, **11**, 39-53, (1968).
3. R. Echigo, S. Hasegawa y K. Kamiuto, "Composite Heat Transfer in a Pipe with Thermal Radiation of Two-Dimensional Propagation in Connection with the Temperature Rise in Flowing Medium Upstream from the Heating Section", *Int. J. Heat Mass Transfer*. **18**, 1149-1159, (1975).
4. M. Tamonis, *Radiation and Combined Heat Transfer in Channels*, Mokslas, Vilnius, (1981).
5. R. Viskanta, "Radiation Heat Transfer: Interaction with Conduction and Convection and Approximate Methods in Radiation", *Int. Heat Transfer Conference*, Munich. 103-121, (1982).
6. N. Richter y R. Quack, "Mathematical Model of Low Volatile Pulverised Fuel Flames", En *Heat Transfer in Flames*, (Eds.: N.H. Afgan y J.M. Beer), Scripta, Washington 95-110, (1974).
7. S.V. Patankar, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Mc Graw-Hill, New York, (1980).
8. A. Tjonov y A. Samarsky, *Ecuaciones de la Física Matemática*, Mir, Moscú, (1972).
9. M. Jakob, *Heat Transfer*, Vol. I, p. 457, John Wiley, New York, (1949).
10. A. Jarrín, Influencia de la Radiación Térmica sobre la Convección Forzada Interna de Gases. *Tesis de Maestría*. Universidad Simón Bolívar, (1983).