



INTERCAMBIO TÉRMICO RADIANTE EN MEZCLAS DE H_2O Y CO_2

RADIATIVE HEAT TRANSFER IN H_2O AND CO_2 MIXTURES

Yanan Camaraza-Medina^{1,*}

Recibido: 27-11-2023, Recibido tras revisión: 07-05-2024, Aceptado: 13-05-2024, Publicado: 01-07-2024

Resumen

En este trabajo se presenta una solución aproximada para evaluar el intercambio de térmico por radiación a través de un medio participante gaseoso compuesto por H_2O y CO_2 , la cual es válida para valores del producto de la presión total y la longitud característica del haz de radiación (PL) desde 0,06 hasta 20 $atm \cdot m$ y temperaturas (T) desde 300 K a 2100 K. Para la aproximación de las SA disponibles es utilizado el método de ponderación de raíces de Spence. Para cada juego de valores PL, T es calculado el valor de emisividad y absorptividad espectral exacta ε_λ y a_λ para la mezcla de gases mediante la solución analítica (SA) y el valor de la emisividad y absorptividad de la mezcla ε_m y a_m , usando el método gráfico de Hottel (MGH) y la solución aproximada propuesta. El peor ajuste de correlación se corresponde al MGH, con errores medios de $\pm 15\%$ y $\pm 20\%$ para el 54,2 % y 75,3 % de los datos evaluados, respectivamente, mientras que el método propuesto proporciona el mejor ajuste, con errores medios de $\pm 10\%$ y $\pm 15\%$ para el 79,4 % y 98,6 % de los datos evaluados. En todos los casos, el acuerdo del modelo propuesto con los datos experimentales disponibles es lo suficientemente bueno como para ser considerado satisfactorio para el diseño práctico.

Palabras clave: medios participantes, emisividad, absorptividad, factor de visión, radiación térmica.

Abstract

This study presents an approximate solution for assessing radiation heat exchange within a gaseous participating medium consisting of H_2O and CO_2 . This solution is applicable for values of the product of the total pressure and the mean beam length (PL), ranging from 0.06 to 20 $atm \cdot m$, and temperatures (T) ranging from 300 K to 2100 K. To approximate the exact solutions, the Spence root weighting method is employed. The exact spectral emissivity and absorptivity ε_λ and a_λ of the gas mixture for each set of PL and T values are calculated using the analytical solution (AS). Additionally, the values of the emissivity and absorptivity of the mixture ε_m and a_m are determined using the Hottel graphical method (HGM) and the proposed approximate solution. The HGM shows a weaker correlation, with mean errors of $\pm 15\%$ and $\pm 20\%$ for 54.2% and 75.3% of the evaluated data, respectively. In contrast, the proposed method yields the best fit, with mean errors of $\pm 10\%$ and $\pm 15\%$ for 79.4% and 98.6% of the evaluated data, respectively. In all cases, the agreement between the proposed model and the available experimental data is deemed sufficiently robust to warrant consideration for practical design applications.

Keywords: Participating media, emissivity, absorptivity, view factor, thermal radiation

^{1,*}Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de Guanajuato, México.
 Autor para correspondencia ✉: ycamaraza1980@yahoo.com.

Forma sugerida de citación: Camaraza-Medina, Y. "Intercambio térmico radiante en mezclas de H_2O y CO_2 ," *Ingenius, Revista de Ciencia y Tecnología*, N.º 32, pp. 36-47, 2024. DOI: <https://doi.org/10.17163/ings.n32.2024.04>.

1. Introducción

En el intercambio térmico por radiación entre superficies, en muchas ocasiones para simplificar el análisis es admitido que ambas superficies están separadas por un medio no participante, o sea, que no emite, dispersa o absorbe la radiación. El aire atmosférico a temperaturas y presiones comunes se aproxima mucho a un medio no participante. Los gases que están compuestos por moléculas monoatómicas, como el helio y el argón, o de moléculas biatómicas simétricas, como el O_2 y el N_2 muestran un comportamiento cercano a un medio no participante, excepto a temperaturas extremadamente elevadas en las cuales ocurre la ionización. Por esta razón, en los cálculos relativos a la radiación ejecutados en la práctica, el aire atmosférico es considerado como un medio no participante [1–3].

Los gases con moléculas asimétricas, como SO_2 , CO , H_2O , CO_2 , y los hidrocarburos C_mH_n , a temperaturas moderadas pueden absorber energía en los procesos de transferencia de calor por radiación, mientras que a temperaturas elevadas, como las que se encuentran en las cámaras de combustión, pueden emitir y absorber simultáneamente. Por lo tanto, en cualquier medio que contenga ese tipo de gases en concentraciones suficientes, debe ser tenida en cuenta la influencia del medio participante en los cálculos relativos a la radiación. Los gases de la combustión en un horno o cámara contienen cantidades suficientes de H_2O y CO_2 , por tanto, la evaluación térmica del mismo debe incluir el efecto participante de los gases [4, 5].

La presencia de un medio participante complejiza el análisis del intercambio térmico debido a la radiación. El medio participante absorbe y emite radiación en todo su volumen, de esta forma, la radiación gaseosa es un fenómeno volumétrico y, por tanto, depende del tamaño y de la forma del cuerpo, incluso si la temperatura fuese uniforme en todo el medio. Los sólidos emiten y absorben radiación sobre todo el espectro; sin embargo, los gases emiten y absorben energía en varias bandas angostas de longitudes de onda. Esto indica que, la hipótesis de considerar un cuerpo gris no siempre resulta ser apropiada para un gas, incluso cuando las superficies circundantes sean grises. Las características individuales de absorción y emisión de los gases que componen una mezcla, también dependen de la presión, temperatura y composición de esa mezcla. Por tanto, la presencia de otros gases participantes afecta las características de radiación de un gas en particular, debido al solapamiento de las bandas de emisión de cada gas componente de la mezcla [6–8].

En un gas, la distancia entre las moléculas y la movilidad es mayor que en los sólidos, lo cual propicia que una parte importante de la radiación emitida por las partes profundas llegue al contorno de delimitación de la masa. Las capas gruesas de un gas absorben más energía y transmiten menos que una capa delgada.

Esto ocasiona que, además de detallar las propiedades que fijan el estado del gas (temperatura y presión), también es requerido especificar una longitud característica L de la masa del gas antes de determinar sus propiedades radiativas, siendo dado el poder emisivo y el absorbente como una función de la longitud L que debe recorrer la radiación en la masa. Por tanto, en los gases el poder emisivo ε es una función del producto de la presión parcial del gas P_x y de la longitud característica del haz de radiación L [9–11].

La propagación de la radiación a través de un medio participante se puede complejizar debido al efecto simultáneo de aerosoles, como el polvo, las partículas de hollín (carbón no quemado), las gotitas de líquido y las partículas de hielo, las cuales dispersan la radiación. La dispersión se refiere al cambio de dirección de la radiación debido a la reflexión, refracción y difracción. La dispersión causada por las propias moléculas de gas se conoce como dispersión de Rayleigh y tiene un efecto despreciable sobre la transferencia de calor. Un estudio de avanzada sobre el intercambio térmico por radiación en medios dispersantes es abordado por varios investigadores [12–14].

La evaluación del intercambio térmico por radiación a través de medios participantes ha sido objeto de estudios durante décadas. Uno de los métodos más difundidos y recomendados en la literatura especializada es el método gráfico de Hottel (MGH), el cual proporciona una desviación media de $\pm 25\%$. El MGH se basa en la lectura e interpretación de nomogramas experimentales, lo cual introduce errores adicionales, debido a la lectura visual de gráficos, por tal motivo en muchos casos la desviación real puede computar valores superiores a $\pm 35\%$, lo cual es una limitante importante en su uso [15, 16].

Desde el punto de vista matemático, el tratamiento analítico del problema resulta sumamente complejo, pues se requiere primeramente definir la solución analítica del factor de visión, para posteriormente realizar una integración volumétrica (puede simplificarse utilizando las ventajas del cálculo vectorial). Es lógico que el tratamiento matemático requerido involucre el manejo de un grupo elevado de funciones primitivas, las cuales en muchas ocasiones requieren del uso de métodos numéricos para la solución de funciones especiales, que son obtenidas en contornos con características cilíndricas o esféricas (funciones de Bessel, Spence y Godunov). Por esta razón, en la actualidad no se dispone de una SA para este tipo de problemas, los cuales son por lo general abordados por métodos aproximados en su mayoría derivados del método de Montecarlo y del uso de técnicas numéricas y el método de elementos finitos [17–19].

Aunque los medios participantes pueden ser también líquidos o sólidos semitransparentes, como el vidrio, agua y los plásticos, este trabajo se limita a los gases que emiten y absorben radiación. En particu-

lar se considerará la emisión y absorción de radiación solo por el H_2O y CO_2 , dado que son los gases participantes que se encuentran con mayor frecuencia en la práctica, pues los productos de la combustión en los hornos y las cámaras de combustión en los que se queman hidrocarburos contienen los tres gases en concentraciones elevadas [20–22].

Por tanto, el objetivo principal de este trabajo es obtener una solución aproximada para evaluar el intercambio térmico por radiación a través de un medio participante gaseoso compuesto por H_2O y CO_2 , que no muestre una elevada complejidad matemática y que garantice, además, un margen de error con respecto a la SA que se considere adecuado para el uso en ingeniería ($\pm 15\%$). En este trabajo también serán obtenidas las SA para determinar el valor de L en diversas combinaciones geométricas de superficies de uso extendido en ingeniería, así como la emisividad y absorptividad de la mezcla gaseosa participante.

Para establecer comparaciones fueron calculadas las soluciones analíticas de 355 combinaciones de temperatura termodinámica en el rango $300\text{ K} \leq T \leq 2100\text{ K}$ y del producto de la presión total de la mezcla de gases y la longitud característica del haz de radiación (PL) en el rango $0,06\text{ atm} \cdot m \leq PL \leq 20\text{ atm} \cdot m$. Para cada juego de valores PL, T es calculado el valor de emisividad y absorptividad espectral exacta ε_λ y a_λ para la mezcla de gases mediante la SA y el valor de la emisividad y absorptividad de la mezcla ε_m y a_m , usando el MGH y la solución aproximada propuesta.

Dado el carácter práctico de la contribución y los valores razonables de los ajustes obtenidos, la propuesta es una herramienta adecuada para su aplicación a la ingeniería térmica y prácticas afines que requieren cálculos de radiación térmica a través de medios participantes.

2. Materiales y métodos

2.1. Propiedades relativas a la radiación en un medio participante

Considérese un medio participante de espesor determinado. Sobre el medio incide un haz de radiación espectral de intensidad $I_{\lambda(0)}$, el cual es atenuado conforme se propaga debido a la absorción. La disminución en la intensidad de la radiación a medida que pasa a través de una capa de espesor dx es proporcional a la propia intensidad y al espesor dx . Esto se conoce como ley de Beer y se expresa como [23]:

Donde: k_λ – coeficiente de absorción espectral del medio.

Separando variables en la ecuación (1) e integrando entre los límites $x = 0$ hasta $x = L$ se obtiene [13]:

$$dI_{\lambda(x)} = -k_\lambda I_{\lambda(x)} dx \quad (1)$$

En la deducción de la ecuación (2) se ha supuesto que la absorptividad del medio es independiente de x , considerando que la decrece en forma exponencial. La transmisividad espectral de un medio se puede definir como la razón entre la intensidad de la radiación que sale del medio y la que entra en este; es decir:

$$\frac{I_{\lambda(L)}}{I_{\lambda(0)}} = e^{-k_\lambda L} \quad (2)$$

La transmisividad espectral τ_λ de un medio representa la fracción de la radiación transmitida por ese medio a cierta longitud de onda. La radiación que pasa a través de un medio no dispersante (y, por ende, no reflector) es absorbida o transmitida. Por lo tanto, se cumple que [12]:

$$\tau_\lambda = \frac{I_{\lambda(L)}}{I_{\lambda(0)}} = e^{-k_\lambda L} \quad (3)$$

$$\alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (4)$$

Combinando las ecuaciones (3) y (4) es obtenida la absorptividad espectral de un medio de espesor L la cual viene dada por la ecuación (5):

$$\alpha_\lambda = 1 - e^{-k_\lambda L} \quad (5)$$

Siguiendo el principio de la ley de Kirchoff, la emisividad espectral es dada por la ecuación (6):

$$\varepsilon_\lambda = \alpha_\lambda = 1 - e^{-k_\lambda L} \quad (6)$$

Por tanto, la absorptividad, transmisividad y emisividad espectrales de un medio son valores adimensionales, cuyos valores son iguales o menores que la unidad. Los coeficientes ε_λ , α_λ y τ_λ varían con la longitud de onda, la temperatura, la presión y la composición de la mezcla [12].

2.2. Longitud media del haz de radiación

La emisividad y absorptividad de un gas va a ser dependiente de la longitud característica y de la forma y el tamaño de la masa gaseosa que interviene. Durante sus experimentos en la década de 1930, Hottel y sus colaboradores consideraron que la emisión de radiación va desde una masa hemisférica de gas hacia un pequeño elemento de superficie ubicado en el centro de la base del hemisferio. Por tanto, resulta conveniente extender los datos de la emisividad de los gases estudiados por Hottel hacia masas de gases con otras configuraciones geométricas, y esto se lleva a cabo mediante la introducción del concepto de longitud característica o media del haz L, la cual representa al radio de un hemisferio equivalente [24–26].

La SA, que permite obtener la emisividad espectral de la mezcla gaseosa participante, es una función del producto de la longitud L, la presión parcial del componente participante y el factor de visión entre

las superficies emisora y receptora (véase la Figura 1), siendo descrito mediante la ecuación (7) [27]:

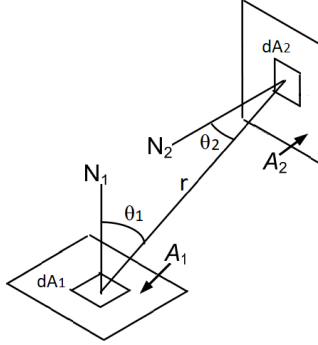


Figura 1. Geometría básica del factor de visión

$$\varepsilon_\lambda = \frac{V_{gas}}{\pi A} \int_0^\infty P_P dP \int_0^\infty (1 - e^{-k_\lambda L}) d\lambda \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos\theta_1 \cos\theta_2}{r^2} dA_1 dA_2 \quad (7)$$

Donde: A_1 y A_2 son las superficies emisoras y receptoras. θ_1, θ_2 : ángulos entre el vector normal a las áreas dA_1 y dA_2 y la línea que conecta el centro de las superficies A_1 y A_2 . A, V_{gas} : área total de las superficies calefactoras y el volumen del recinto. r es la distancia entre el centro de las superficies A_1 y A_2 .

La ecuación (7) es muy compleja para ser usada en cálculos prácticos de ingeniería, por tal motivo en múltiples ocasiones se acude a simplificaciones o aproximaciones [28].

Resolver la ecuación (7) es una tarea compleja, fundamentalmente por la elevada cantidad de funciones primitivas e integrales inmediatas a ser manipuladas en el proceso de integración. Por esta razón, en la literatura especializada para determinar los valores de L son conocidas SA para casos puntuales [29], mientras que para otras configuraciones comunes solo se disponen de valores aproximados obtenidos de forma experimental [30].

2.3. Emisividad y absorptividad de gases participantes y mezclas de ellos

Las propiedades radiativas (PR) en un sólido opaco no dependen de la forma o configuración del mismo, sin embargo, la forma geométrica de un gas sí afecta sus PR. La absorptividad espectral del CO_2 se compone de cuatro bandas de absorción, posicionadas sobre las longitudes de onda de $1,9 \mu m, 2,7 \mu m, 4,3 \mu m, 15 \mu m$ [31].

Los mínimos y máximos de esta distribución, así como sus discontinuidades, muestran que las bandas de absorción de un gas se diferencian apreciablemente a las de un cuerpo gris. El ancho y la forma de las

bandas de absorción varían con la presión y la temperatura; además, el espesor de la capa de gas también ejerce una importante influencia. Por lo tanto, para la estimación de las PR de un gas, es requerido considerar estos tres parámetros [32].

La absorción y emisión en gases no se realiza de forma continua sobre todo el espectro. Las PR son más significativas en varias bandas con diferentes longitudes de onda y tienden a cero en otras bandas contiguas. En una mezcla gaseosa se complejiza aún más la predicción de las PR, debido al traslape de las bandas espectrales de los diferentes gases que componen la mezcla, por tanto, esta es la causa fundamental que en la actualidad no se dispongan de soluciones analíticas para la estimación de las PR [33].

En la ingeniería térmica, para estimar las PR en una mezcla gaseosa se ha generalizado un método aproximado dado por Hottel. El mismo consiste en evaluar de forma individual cada componente gaseoso que integra la mezcla y posteriormente corrigiendo este valor considerando la influencia de la presión parcial, la temperatura y el solapamiento de las bandas espectrales de los elementos componentes de la mezcla [29].

Este principio permite predecir la emisividad o absorptividad de una mezcla de gases con una desviación máxima de $\pm 25 \%$. Sin embargo, el método de Hottel tiene el gran inconveniente que se fundamenta en la lectura e interpretación de resultados gráficos, lo cual introduce errores adicionales, por lo que los valores de PR estimados pueden computar una desviación media de $\pm 35 \%$ e incluso superior [34].

La presión parcial P_x de cada componente en una mezcla de gases viene dado por la siguiente relación [34]:

$$P_x = P \cdot (\%_x) \quad (8)$$

Donde: P es la presión total de la mezcla de gases. $\%_c$ es la fracción porcentual de cada gas en la composición total. Se aclara que $1 \text{ atm} = 10^5 \text{ N/m}^2$.

En lo adelante será utilizado el subíndice w y c para referirse al H_2O y CO_2 , respectivamente. Las presiones parciales reducidas para el H_2O y CO_2 vienen dadas por:

$$P_{WL} = \frac{P_W \cdot L}{0,3048} \quad (9)$$

$$P_{CL} = \frac{P_C \cdot L}{0,3048} \quad (10)$$

Donde: P_W y P_C son las presiones parciales del H_2O y CO_2 , respectivamente; L , la longitud característica del haz de radiación.

Para una presión unitaria de 1 atm , las emisividades básicas del H_2O y CO_2 vienen dadas por las ecuaciones (11) y (12).

$$e_{W1} = \sqrt{P_{WL}} \left\{ \sqrt[4]{T} (0,078 - 0,003 \sqrt[4]{T}) - 0,41 \right\} + \sqrt[4]{P_{WL}} \left\{ \sqrt[4]{T} \cdot (0,032 - 0,018 \sqrt[4]{T}) + 0,88 \right\} + \sqrt[4]{T} (0,007 \sqrt[4]{T} - 0,03) - 0,24 \quad (11)$$

$$e_{C1} = \left\{ \sqrt{P_{CL}} \left\{ \sqrt[4]{T} (0,024 \sqrt[4]{T} - 0,264) + 0,5 \right\} + \sqrt[4]{P_{CL}} \left\{ \sqrt[4]{T} (0,484 - 0,042 \sqrt[4]{T}) - 0,0774 \right\} + \sqrt[4]{T} (0,158 - 0,019 \sqrt[4]{T}) - 0,051 \right\}^4 \quad (12)$$

En las ecuaciones (11) y (12) la temperatura del gas con las ecuaciones (11) y (12) deben ser corregidas. Los T es dada en K. Si se cumple que $P \neq 1$ atm, entonces factores de corrección son obtenidos por las siguientes las emisividades básicas del H_2O y CO_2 computadas relaciones:

$$C_W = \left\{ \sqrt[4]{P_{WL}} \cdot (0,137 \sqrt[4]{P_{WL}} - 0,047 \sqrt{P_{WL}} - 0,003) - 0,597 \right\} \cdot \left(\frac{P_W + P}{2} \right)^2 + \left\{ \sqrt[4]{P_{WL}} \cdot (0,685 \sqrt{P_{WL}} - 2,033 \sqrt[4]{P_{WL}} + 0,945) + 1,963 \right\} \cdot \left(\frac{P_W + P}{2} \right) + \sqrt[4]{P_{WL}} (0,982 \sqrt[4]{P_{WL}} - 0,33 \sqrt{P_{WL}} - 0,472) + 0,168 \quad (13)$$

$$C_C = \left\{ \sqrt[4]{P_{CL}} (0,332 - 0,0442 \sqrt[4]{P_{CL}}) - 0,61 \right\} \cdot \sqrt{P} + \left\{ \sqrt[4]{P_{CL}} (0,44 \sqrt[4]{P_{CL}} - 1,993) + 2,862 \right\} \cdot \sqrt[4]{P} + \sqrt[4]{P_{CL}} (1,594 - 0,362 \sqrt[4]{P_{CL}}) - 1,171 \quad (14)$$

Por tanto, cuando $P \neq 1$ atm, las emisividades del H_2O y CO_2 vienen dadas por: con las presiones parciales, la suma de presiones parciales y la desviación de presiones parciales, las cuales quedan definidas por las relaciones siguientes:

$$e_W = e_{W1} \cdot C_W \quad (15)$$

$$P_1 = P_{WL} + P_{CL} \quad (17)$$

$$e_C = e_{C1} \cdot C_C \quad (16)$$

$$P_2 = P_W / (P_W + P_C) \quad (18)$$

Las emisividades obtenidas con el uso de las ecuaciones (15) y (16) corresponden a las fracciones individuales gaseosas de H_2O y CO_2 , respectivamente.

Para determinar la emisividad total es requerido determinar un coeficiente de corrección que considere el efecto del traslape de las bandas de emisión. Este factor de corrección es dependiente de la temperatura y de las presiones parciales del H_2O y CO_2 . Para definir el factor de corrección se establecen dos combinaciones

El factor de corrección es obtenido mediante la integración directa de la ecuación (17). El procedimiento matemático es en extremo complejo, razón por la cual acá solamente serán dados los factores de corrección para tres valores prefijados de temperaturas, $T = 400$ K, $T = 800$ K y $T \geq 1200$ K, los cuales vienen dados por:

$$C_{r(T=400K)} = \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot (1,841 \sqrt[4]{P_1} - 0,807 \sqrt{P_1} - 2,282) + 1,059 \right\} \cdot (P_2)^4 + \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot (3,067 \sqrt{P_1} - 9,259 \sqrt[4]{P_1} + 11,07) - 4,585 \right\} \cdot (P_2)^3 + \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot (11,79 \sqrt[4]{P_1} - 3,491 \sqrt{P_1} - 14,15) + 5,678 \right\} \cdot (P_2)^2 + \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot (1,332 \sqrt{P_1} - 4,685 \sqrt[4]{P_1} + 5,667) - 2,249 \right\} \cdot P_2 \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
C_{r(T=800K)} &= \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(3.277\sqrt{P_1} - 10.46\sqrt[4]{P_1} + 9.524 \right) - 2.387 \right\} \cdot (P_2)^4 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(22\sqrt[4]{P_1} - 6.7\sqrt{P_1} - 21.12 \right) + 5.889 \right\} \cdot (P_2)^3 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(4.237\sqrt{P_1} - 14.2\sqrt[4]{P_1} + 14.02 \right) - 4.133 \right\} \cdot (P_2)^2 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(2.91\sqrt[4]{P_1} - 0.869\sqrt{P_1} - 2.782 \right) + 0.801 \right\} \cdot P_2
\end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned}
C_{r(T \geq 1200K)} &= \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(9.731\sqrt{P_1} - 32.35\sqrt[4]{P_1} + 33.49 \right) - 10.83 \right\} \cdot (P_2)^4 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(63.03\sqrt[4]{P_1} - 18.69\sqrt{P_1} - 66.09 \right) + 21.64 \right\} \cdot (P_2)^3 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(10.49\sqrt{P_1} - 35.51\sqrt[4]{P_1} + 36.98 \right) - 12.04 \right\} \cdot (P_2)^2 \\
&+ \left\{ \sqrt[4]{P_1} \cdot \left(4.939\sqrt[4]{P_1} - 1.533\sqrt{P_1} - 4.589 \right) + 1.335 \right\} \cdot P_2
\end{aligned} \tag{21}$$

Para valores de temperaturas situados en los intervalos $400 K < T < 800 K$ y $800 K < T < 1200 K$, el factor de corrección $C_{r(T)}$ será determinado mediante

la interpolación lineal de Newton, usando las siguientes relaciones:

$$400 K < T < 800 K \quad C_{r(T)} = C_{r(T=400K)} + \frac{C_{r(T=800K)} - C_{r(T=400K)}}{400} \cdot (T - 400) \tag{22}$$

$$800 K < T < 1200 K \quad C_{r(T)} = C_{r(T=800K)} + \frac{C_{r(T \geq 1200K)} - C_{r(T=800K)}}{400} \cdot (T - 800) \tag{23}$$

Conocido el factor de corrección $C_{r(T)}$ de la mezcla, entonces la emisividad efectiva de la mezcla e_m viene dada por la siguiente ecuación:

$$e_m = e_W + e_C - C_{r(T)} \tag{24}$$

Para determinar la absorptividad de los gases es requerido modificar las presiones parciales reducidas, dado que la temperatura de referencia en este caso corresponde a la fuente (emisor o pared), por tanto, las ecuaciones (9) y (10) son transformadas de la siguiente manera:

$$P_{WLL} = \frac{P_W \cdot L \cdot T}{0.3048 \cdot T_s} \tag{25}$$

$$P_{CLL} = \frac{P_C \cdot L \cdot T}{0.3048 \cdot T_s} \tag{26}$$

Donde: T_s corresponde a las temperaturas de las superficies emisoras.

Para una presión unitaria de 1 atm, las absorptividades básicas del H_2O y CO_2 vienen dadas por:

$$\begin{aligned}
a_{W1} &= \sqrt{P_{WLL}} \left\{ \sqrt[4]{T_s} \left(0.078 - 0.003\sqrt[4]{T_s} \right) - 0.41 \right\} \\
&+ \sqrt[4]{P_{WLL}} \left\{ \sqrt[4]{T_s} \cdot \left(0.032 - 0.018\sqrt[4]{T_s} \right) + 0.88 \right\} \\
&+ \sqrt[4]{T_s} \left(0.007\sqrt[4]{T_s} - 0.03 \right) - 0.24
\end{aligned} \tag{27}$$

$$\begin{aligned}
a_{C1} &= \left\{ \sqrt{P_{CLL}} \left\{ \sqrt[4]{T_s} \left(0.024\sqrt[4]{T_s} - 0.264 \right) + 0.5 \right\} \right. \\
&+ \sqrt[4]{P_{CLL}} \left\{ \sqrt[4]{T_s} \cdot \left(0.484 - 0.042\sqrt[4]{T_s} \right) - 0.774 \right\} \\
&+ \sqrt[4]{T_s} \left(0.158 - 0.019\sqrt[4]{T_s} \right) - 0.051 \left. \right\}^4
\end{aligned} \tag{28}$$

En las ecuaciones (27) y (28) la temperatura de la superficie emisora T_s es dada en K.

Si se cumple que $P \neq 1$ atm, entonces los valores de absorptividades básicas para el H_2O y CO_2 deben ser modificados, u utilizando para este propósito los factores de corrección calculados con las ecuaciones (13) y (14), y un factor termodinámico que tiene en cuenta la no uniformidad de la distribución de las temperaturas en la superficie emisora y en el seno del gas. Matemáticamente esto queda de la forma siguiente:

$$C_{W_a} = C_W \cdot \left(\frac{T}{T_s} \right)^{0.45} \tag{29}$$

$$C_{C_a} = C_C \cdot \left(\frac{T}{T_s} \right)^{0.65} \tag{30}$$

Por tanto, cuando $P \neq 1$ atm, las absorptividades del H_2O y CO_2 vienen dadas por:

$$a_W = a_{W1} \cdot C_{W_a} \tag{31}$$

$$a_C = a_{C1} \cdot C_{C_a} \tag{32}$$

Las absorptividades calculadas mediante las ecuaciones (31) y (32) corresponden a las fracciones individuales gaseosas de H_2O y CO_2 , respectivamente.

Para calcular la absorptividad total es requerido determinar un coeficiente de corrección que considere el efecto del traslape de las bandas de absorción. Este factor de corrección depende de la suma de las presiones parciales reducidas del H_2O y CO_2 , la cual es obtenida mediante la siguiente relación:

$$P_3 = P_{WLL} + P_{CLL} \quad (33)$$

El factor de corrección es obtenido mediante la integración directa de la ecuación (7). Dado el elevado grado de complejidad de este proceso de integración, acá solamente serán proporcionados los factores de corrección para tres valores prefijados de temperaturas, $T = 400K$, $T = 800K$ y $T \geq 1200K$, los cuales vienen dados por:

$$\begin{aligned} C_{ra(T=400K)} = & \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(1.841 \sqrt[4]{P_3} - 0.807 \sqrt{P_3} - 2.282 \right) + 1.059 \right\} \cdot (P_2)^4 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \left(3.067 \sqrt{P_3} - 9.259 \sqrt[4]{P_3} + 11.07 \right) - 4.585 \right\} \cdot (P_2)^3 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \left(11.79 \sqrt[4]{P_3} - 3.491 \sqrt{P_3} - 14.15 \right) + 5.678 \right\} \cdot (P_2)^2 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(1.332 \sqrt{P_3} - 4.685 \sqrt[4]{P_3} + 5.667 \right) - 2.249 \right\} \cdot P_2 \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} C_{ra(T=800K)} = & \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(3.277 \sqrt{P_3} - 10.46 \sqrt[4]{P_3} + 9.524 \right) - 2.387 \right\} \cdot (P_2)^4 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(22 \sqrt[4]{P_3} - 6.7 \sqrt{P_3} - 21.12 \right) + 5.889 \right\} \cdot (P_2)^3 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \left(4.237 \sqrt{P_3} - 14.2 \sqrt[4]{P_3} + 14.02 \right) - 4.133 \right\} \cdot (P_2)^2 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(2.91 \sqrt[4]{P_3} - 0.869 \sqrt{P_3} - 2.782 \right) + 0.801 \right\} \cdot P_2 \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} C_{ra(T \geq 1200K)} = & \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(9.731 \sqrt{P_3} - 32.35 \sqrt[4]{P_3} + 33.49 \right) - 10.83 \right\} \cdot (P_2)^4 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(63.03 \sqrt[4]{P_3} - 18.69 \sqrt{P_3} - 66.09 \right) + 21.64 \right\} \cdot (P_2)^3 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(10.49 \sqrt{P_3} - 35.51 \sqrt[4]{P_3} + 36.98 \right) - 12.04 \right\} \cdot (P_2)^2 \\ & + \left\{ \sqrt[4]{P_3} \cdot \left(4.939 \sqrt[4]{P_1} - 1.533 \sqrt{P_3} - 4.589 \right) + 1.335 \right\} \cdot P_2 \end{aligned} \quad (36)$$

En las ecuaciones (34) a la (36), la desviación de presiones parciales P_2 es calculada usando la ecuación (18). Para valores de temperaturas situados en los intervalos $400 K < T < 800 K$ y $800 K < T < 1200 K$,

el factor de corrección $C_{ra(T)}$ será determinado mediante la interpolación lineal de Newton, usando las siguientes relaciones:

$$400 K < T < 800 K \quad C_{ra}(T) = C_{ra}(T = 400 K) + \frac{C_{ra}(T = 800 K) - C_{ra}(T = 400 K)}{400} \cdot (T - 400) \quad (37)$$

$$800 K < T < 1200 K \quad C_{ra}(T) = C_{ra}(T = 800 K) + \frac{C_{ra}(T \geq 1200 K) - C_{ra}(T = 800 K)}{400} \cdot (T - 800) \quad (38)$$

Conocido el factor de corrección $C_{ra(T)}$ de la mezcla, entonces la absorptividad efectiva de la mezcla a_m

viene dada por la siguiente ecuación:

$$a_m = a_W + a_C - C_{ra}(T) \quad (39)$$

3. Resultados y discusión

3.1. Validación del modelo propuesto

Para la validación del modelo propuesto son usados valores aleatorios de temperaturas en el rango $300K \leq T \leq 2100K$, y seis valores prefijados del producto PL (0.06, 0.6, 3, 5, 10, 20) atm/m, con 55, 55, 45, 55, 45 y 80 datos para cada intervalo PL, respectivamente. Para cada combinación (PL, T) es calculado el valor de emisividad espectral exacta ε_λ mediante la SA, y el valor de la emisividad de la mezcla e_m , usando el MGH y la ecuación (24).

En la Figura 2 es correlacionado el cociente ε_λ/e_m y la temperatura T, ajustados en bandas de error de $\pm 15\%$ y $\pm 20\%$, siendo utilizados los valores de e_m obtenidos mediante el MGH, mientras que en la Figura 3 es correlacionado el cociente ε_λ/e_m y la temperatura T, ajustados en bandas de error de $\pm 10\%$ y $\pm 15\%$, usando los valores de e_m calculados mediante la ecuación (24).

El porcentaje de desviación (error) es computado con respecto a la SA y es obtenido mediante la siguiente relación [35]:

$$D_{\%} = E_{\%} = 100 \cdot \left(\frac{\varepsilon_\lambda - e_m}{\varepsilon_\lambda} \right) \quad (40)$$

La Figura 2 muestra que el MGH proporciona el peor ajuste con respecto a la SA, con errores medios de $\pm 15\%$ y $\pm 20\%$ para el 54,2 % y 75,3 % de los puntos (PL, T) evaluados. Para el MGH el mejor ajuste es obtenido para PL=3,0, con errores medios de $\pm 15\%$ y $\pm 20\%$ para el 63,2 % y 84,2 % de los datos evaluados, mientras que el peor ajuste es obtenido para PL=10, con errores medios de $\pm 15\%$ y $\pm 20\%$ para el 42,7 % y 57,1 % de los datos evaluados.

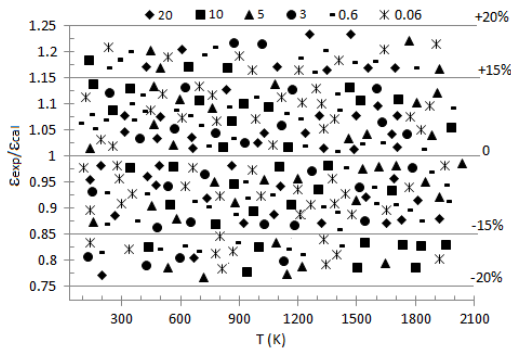


Figura 2. Correlación entre la temperatura T y el cociente ε_λ/e_m usando el MGH

La Figura 3 muestra que la ecuación (24) proporciona el mejor ajuste con respecto a la SA, con errores medios de $\pm 10\%$ y $\pm 15\%$ para el 79,4 % y 94,9 % de los puntos (PL, T) evaluados. Para la ecuación (24) el mejor ajuste es obtenido para PL=20, con errores

medios de $\pm 10\%$ y $\pm 15\%$ para el 83,2 % y 98,6 % de los datos evaluados, mientras que el peor ajuste es obtenido para PL=0,6, con errores medios de $\pm 10\%$ y $\pm 15\%$ para el 75,1 % y 91,9 % de los datos evaluados.

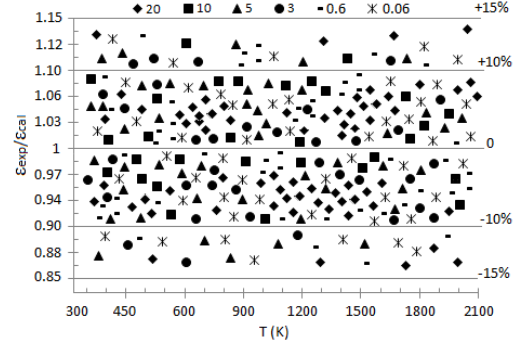


Figura 3. Correlación entre la temperatura T y el cociente ε_λ/e_m usando la ecuación (24).

3.2. Aplicación a un caso de estudio

Un horno presurizado, con dimensiones (largo \times ancho \times alto) igual a (3 m \times 4 m \times 5 m) contiene gases de combustión a $T = 1200$ K y una presión $P = 2$ atm, mientras que la temperatura de la superficie de las paredes del horno $T_S = 1100$ K. Mediante análisis volumétrico se determina que la composición de los gases de combustión es 87 % de $N_{2,8}$ % de H_2O y 5 % de CO_2 . Es requerido calcular el calor transferido entre los gases de combustión y las paredes del horno, (ladrillo con la superficie gris, satinada).

Utilizando las relaciones dadas en [29] se determina que $L = 3,04$ m ≈ 3 m. Mediante la ecuación (8) son obtenidas las presiones parciales del H_2O y CO_2 , computando $P_W = 0,16$ y $P_C = 0,1$, respectivamente. Las presiones parciales reducidas son calculadas mediante las ecuaciones (9) y (10), obteniéndose $P_{WL} = 1,575$ atm \cdot m y $P_{CL} = 0,984$ atm \cdot m. Las emisividades básicas para el H_2O y CO_2 son obtenidas usando ecuaciones (11) y (12) respectivamente, siendo $e_{W1} = 0,255$ y $e_{C1} = 0,135$.

Como $P \neq 1$ atm, entonces los valores de emisividades básicas del H_2O y CO_2 , deben ser corregidas mediante las ecuaciones (13) y (14), respectivamente, obteniendo $C_W = 1,379$ y $C_C = 1,166$. Las emisividades reales del H_2O y CO_2 son determinadas a través de las ecuaciones (15) y (16), obteniéndose que $e_W = 0,3524$ y $e_C = 0,157$. Se calculan la suma P_1 y desviación P_2 de presiones parciales, usando las relaciones (17) y (18), respectivamente, obteniendo $P_1 = 2,559$ atm \cdot m y $P_2 = 0,615$ atm \cdot m.

La temperatura de la mezcla de gases es 1200 K, por tanto, el coeficiente de corrección $C_{r(T=1200K)}$ se estima utilizando la ecuación (21), $C_{r(T=1200K)} = 0,052$ atm \cdot m. La emisividad efectiva de la mezcla

e_m viene dada por la ecuación (24), donde $e_m = 0,458$. Usando la ecuación (7), tras un engorroso proceso de integración es obtenido el valor exacto de $\varepsilon_\lambda = 0,463$, mientras que el MGH proporciona un valor de $e_m = 0,43$. Mediante la ecuación (40), es determinado el error con respecto a la SA, siendo $D\% = 1,08\%$ y $D\% = 7,13\%$, para la ecuación (24) y el MGH, respectivamente.

Las presiones reducidas modificadas son obtenidas mediante las ecuaciones (25) y (26), obteniéndose $P_{WLL} = 1,718 atm \cdot m$ y $P_{CLL} = 1,073 atm \cdot m$. Las absorptividades básicas para el H_2O y CO_2 son calculadas mediante las ecuaciones (27) y (28) respectivamente, siendo $a_{W1} = 0,275$ y $a_{C1} = 0,144$.

Como $P \neq 1 atm$, entonces las absorptividades básicas del H_2O y CO_2 , deben ser corregidas mediante las ecuaciones (29) y (30), respectivamente, obteniendo $C_{Wa} = 1,434$ y $C_{Ca} = 1,234$. Las absorptividades de las fracciones de H_2O y CO_2 son determinadas usando las ecuaciones (31) y (32), obteniéndose que $a_W = 0,394$ y $a_C = 0,178$. Se calcula la suma de presiones parciales P_3 usando la ecuación (33), obteniéndose que $P_3 = 2,791 atm \cdot m$.

La temperatura de la mezcla de gases es 1200 K, por tanto, el coeficiente de corrección $C_{ra(T=1200K)}$ se estima utilizando la ecuación (36), $C_{ra(T=1200K)} = 0,053 atm \cdot m$. La absorptividad efectiva de la mezcla a_m viene dada por la ecuación (39), donde $a_m = 0,519$. Usando las ecuaciones (6) y (7), tras un tedioso manejo de integrales inmediatas, es obtenido el valor exacto de $a = 0,525$, mientras que el MGH proporciona un valor de $a_m = 0,449$. Utilizando la ecuación (40), es determinado el error computado con respecto a la SA, siendo $D\% = 1,14\%$ y $D\% = 14,48\%$, para la ecuación (24) y el MGH, respectivamente.

Las paredes del horno son de ladrillo, con una superficie gris (satinada) a una temperatura media $T_S = 1100 K$. Con estas características la emisividad normal de la superficie es $e_s = 0,75$.

El flujo de calor intercambiado entre los gases y la pared del horno viene dado por:

$$Q_n = \frac{\varepsilon_s + 1}{2} A_s \sigma (\varepsilon_m T^4 - a_m (T_s)^4) \quad (41)$$

Los valores del flujo de calor intercambiado (en kW) son obtenidos mediante el uso de la SA, el MGH y la ecuación (24), siendo determinado, además, el error computado con respecto a la SA. En la Tabla 1 son resumidos los valores de flujo de calor (en kW) obtenidos y el error cometido $E\%$ en cada caso con respecto a la SA.

Tabla 1. Valores Q_n y $E\%$ obtenidos, caso de estudio

Métodos	$Q_n(kW)$	$E\%(%)$
SA	56.822	-
MHG	697.354	-22,4
Método propuesto	565.108	0.82

4. Conclusiones

A partir de la comparación de SA, es obtenido un método aproximado para estimar el intercambio térmico por radiación a través de medios participantes. Los modelos propuestos fueron verificados por comparación con las SA disponibles.

Para el MGH y el método propuesto, los modelos obtenidos correlacionan con la totalidad de los datos experimentales con una desviación media de $\pm 20\%$ y $\pm 10\%$, respectivamente.

Para el MGH el peor ajuste con respecto a la SA es obtenido para $PL = 10$, con un error medio de $\pm 20\%$ para 57,1 % de los datos evaluados, mientras que el mejor ajuste es obtenido para $PL = 3,0$, con un error medio de $\pm 15\%$ para el 63,2 % de los datos evaluados. Para el método propuesto el peor ajuste con respecto a la SA es obtenido para $PL = 0,6$, con un error medio de $\pm 15\%$ para 91,9 % de los datos examinados, mientras que el mejor ajuste es obtenido para $PL = 20$, con un error medio de $\pm 10\%$ para el 83,2 % de los datos evaluados.

En todos los casos, el acuerdo del modelo propuesto con los datos experimentales disponibles es lo suficientemente bueno como para ser considerado satisfactorio para diseño práctico.

Agradecimientos

El autor muestra su agradecimiento por las recomendaciones recibidas del profesor Dr. John R. Howell, Departamento de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Texas en Austin.

Referencias

- [1] M. H. Bordbar, G. Węcel, and T. Hyppänen, "A line by line based weighted sum of gray gases model for inhomogeneous CO_2-H_2O mixture in oxy-fired combustion," *Combustion and Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2435–2445, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.03.013>
- [2] M. F. Modest and R. J. Riazzi, "Assembly of full-spectrum k-distributions from a narrow-band database; effects of mixing

- gases, gases and nongray absorbing particles, and mixtures with nongray scatterers in nongray enclosures,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 90, no. 2, pp. 169–189, 2005. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2004.03.007>
- [3] M. Cui, X. Gao, and H. Chen, “Inverse radiation analysis in an absorbing, emitting and non-gray participating medium,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, no. 6, pp. 898–905, 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2011.01.018>
- [4] T. J. Moore and M. R. Jones, “Analysis of the conduction–radiation problem in absorbing, emitting, non-gray planar media using an exact method,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 73, pp. 804–809, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.02.029>
- [5] L. J. Dorigon, G. Duciak, R. Brittes, F. Cassol, M. Galarça, and F. H. França, “WSGG correlations based on HITEMP2010 for computation of thermal radiation in non-isothermal, non-homogeneous H₂O/CO₂ mixtures,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 64, pp. 863–873, 2013. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.05.010>
- [6] F. Cassol, R. Brittes, F. H. França, and O. A. Ezekoye, “Application of the weighted-sum-of-gray-gases model for media composed of arbitrary concentrations of H₂O, CO₂ and soot,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 79, pp. 796–806, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.08.032>
- [7] F. R. Centeno, R. Brittes, F. H. França, and O. A. Ezekoye, “Evaluation of gas radiation heat transfer in a 2D axisymmetric geometry using the line-by-line integration and WSGG models,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 156, pp. 1–11, 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.01.015>
- [8] Y. Camaraza-Medina, “Polynomial cross-roots application for the exchange of radiant energy between two triangular geometries,” *Ingenius, Revista de Ciencia y Tecnología*, no. 30, pp. 29–41, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.17163/ings.n30.2023.03>
- [9] M. Alberti, R. Weber, and M. Mancini, “Re-creating Hottel’s emissivity charts for water vapor and extending them to 40 bar pressure using HITEMP-2010 data base,” *Combustion and Flame*, vol. 169, pp. 141–153, 2016. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2016.04.013>
- [10] —, “Gray gas emissivities for H₂O-CO₂-CO-N₂ mixtures,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 219, pp. 274–291, 2018. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.08.008>
- [11] S. Khivrsara, M. U. M. Reddy, K. Reddy, and P. Dutta, “Measurement of radiation heat transfer in supercritical carbon dioxide medium,” *Measurement*, vol. 139, pp. 40–48, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2019.03.012>
- [12] M. F. Modest and S. Mazumder, “Chapter 4 - view factors,” in *Radiative Heat Transfer (Fourth Edition)*, fourth edition ed., M. F. Modest and S. Mazumder, Eds. Academic Press, 2022, pp. 127–159. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-818143-0.00012-2>
- [13] Y. Camaraza-Medina, A. Hernández-Guerrero, and J. L. Luviano-Ortiz, “Experimental study on influence of the temperature and composition in the steels thermo physical properties for heat transfer applications,” *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, vol. 147, no. 21, pp. 11 805–11 821, Nov 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s10973-022-11410-8>
- [14] J. Howell, M. Meng"u, K. Daun, and R. Siegel, *Thermal Radiation Heat Transfer*. CRC Press, 2021. [Online]. Available: <https://lc.cx/2KIpyY>
- [15] J. Farmer and S. Roy, “A quasi-Monte Carlo solver for thermal radiation in participating media,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 242, p. 106753, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2019.106753>
- [16] T. Li, X. Lin, Y. Yuan, D. Liu, Y. Shuai, and H. Tan, “Effects of flame temperature and radiation properties on infrared light field imaging,” *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 36, p. 102215, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.csite.2022.102215>
- [17] S. Li, Y. Sun, J. Ma, and R. Zhou, “Angular-spatial discontinuous galerkin method for radiative heat transfer with a participating medium in complex three-dimensional geometries,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 145, p. 106836, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2023.106836>

- [18] J. Ávalos Patiño, S. Dargaville, S. Neethling, and M. Piggott, “Impact of inhomogeneous unsteady participating media in a coupled convection–radiation system using finite element based methods,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 176, p. 121452, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121452>
- [19] Y. Camaraza-Medina, A. Hernández-Guerrero, and J. L. Luviano-Ortiz, “Analytical view factor solution for radiant heat transfer between two arbitrary rectangular surfaces,” *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, vol. 147, no. 24, pp. 14999–15016, Dec 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s10973-022-11646-4>
- [20] B.-H. Gao, H. Qi, J.-W. Shi, J.-Q. Zhang, Y.-T. Ren, and M.-J. He, “An equation-solving method based on radiation distribution factor for radiative transfer in participating media with diffuse boundaries,” *Results in Physics*, vol. 36, p. 105418, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2022.105418>
- [21] S. Sun, “Simultaneous reconstruction of thermal boundary condition and physical properties of participating medium,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 163, p. 106853, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.106853>
- [22] B.-H. Gao, H. Qi, A.-T. Sun, J.-W. Shi, and Y.-T. Ren, “Effective solution of three-dimensional inverse radiation problem in participating medium based on RDFIEM,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 156, p. 106462, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2020.106462>
- [23] E. Gümücşsu and H. I. Tarman, “Numerical simulation of duct flow in the presence of participating media radiation with total energy based entropic lattice Boltzmann method,” *International Journal of Thermofluids*, vol. 20, p. 100516, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijft.2023.100516>
- [24] Y. Camaraza-Medina, A. M. Rubio-Gonzales, O. M. Cruz-Fonticciella, and O. F. Garcia-Morales, “Analysis of pressure influence over heat transfer coefficient on air cooled condenser,” *Journal Européen des Systèmes Automatisés*, vol. 50, no. 3, pp. 213–226, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3166/JESA.50.213-226>
- [25] P. Sadeghi and A. Safavinejad, “Radiative entropy generation in a gray absorbing, emitting, and scattering planar medium at radiative equilibrium,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 201, pp. 17–29, 2017. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2017.06.023>
- [26] Y. Wang, A. Sergent, D. Saury, D. Lemonnier, and P. Joubert, “Numerical study of an unsteady confined thermal plume under the influence of gas radiation,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 156, p. 106474, 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2020.106474>
- [27] Y. Camaraza-Medina, Y. Retirado-Mediaceja, A. Hernández-Guerrero, and J. Luis Luviano-Ortiz, “Energy efficiency indicators of the steam boiler in a power plant of Cuba,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 23, p. 100880, 2021. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2021.100880>
- [28] Y. Camaraza-Medina, A. Hernández-Guerrero, and J. L. Luviano-Ortiz, “Contour integration for the view factor calculation between two rectangular surfaces,” *Heat Transfer*, vol. 53, no. 1, pp. 225–243, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/htj.22950>
- [29] Y. Camaraza-Medina, A. Hernandez-Guerrero, and J. L. Luviano-Ortiz, “Radiant energy exchange through participating media composed of arbitrary concentrations of H₂O, CO₂, and CO,” *Heat Transfer*, vol. 53, no. 4, pp. 2073–2094, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1002/htj.23026>
- [30] X. Liu, S. Kelm, M. Kampili, G. V. Kumar, and H.-J. Allelein, “Monte Carlo method with SNBCK nongray gas model for thermal radiation in containment flows,” *Nuclear Engineering and Design*, vol. 390, p. 111689, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2022.111689>
- [31] Y. Camaraza-Medina, A. Hernández-Guerrero, and J. Luis Luviano-Ortiz, “Contour integration for the exchange of radiant energy between diffuse rectangular geometries,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 47, p. 102289, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2023.102289>
- [32] A. Mukherjee, V. Chandrakar, and J. R. Senapati, “New correlations for infrared suppression devices having louvered diabatic tubes with surface radiation,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 44, p. 102011, 2023. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2023.102011>
- [33] V. Chandrakar, A. Mukherjee, and J. R. Senapati, “Free convection heat transfer with

- surface radiation from infrared suppression system and estimation of cooling time,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 33, p. 101369, 2022. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2022.101369>
- [34] F. Asllanaj, S. Contassot-Vivier, G. C. Fraga, F. H. França, and R. J. da Fonseca, “New gas radiation model of high accuracy based on the principle of weighted sum of gray gases,” *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 315, p. 108887, 2024. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2023.108887>
- [35] Y. Camaraza-Medina, A. A. Sánchez Escalona, O. Miguel Cruz-Fonticiella, and O. F. García-Morales, “Method for heat transfer calculation on fluid flow in single-phase inside rough pipes,” *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 14, p. 100436, 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1016/j.tsep.2019.100436>