



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
ENERGÍA - SOLAR FOTOTÉRMICA

MODELACIÓN DE UN REACTOR IRRADIADO
DIRECTAMENTE PARA PIRÓLISIS DE BIOMASA

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN INGENIERÍA

PRESENTA:

I.Q. HILDA BEATRIZ MOTA NAVA

TUTOR PRINCIPAL:

DR. CÁMILO ALBERTO ARANCIBIA BULNES
INSTITUTO DE ENERGÍAS RENOVABLES, UNAM

CIUDAD DE MÉXICO, AGOSTO 2018



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Sergio Cuevas García

Secretario: Dra. Heidi Isabel Villafán Vidales

Vocal: Dr. Camilo Alberto Arancibia Bulnes

1^{er}. Suplente: Dr. Jesús Muñoz Soria

2^{do}. Suplente: Dr. Patricio Javier Valadés Pelayo

Lugar donde se realizó la tesis:

Instituto de Energías Renovables, UNAM
Temixco Morelos

TUTOR DE TESIS

DR. CAMILO ALBERTO ARANCIBIA BULNES
INSTITUTO DE ENERGÍAS RENOVABLES, UNAM

FIRMA

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar agradezco a mi tutor, el Dr. Camilo Alberto Arancibia Bulnes, por su apoyo y consejos no sólo para desarrollar el tema de tesis, sino también para crecer de forma profesional. Al Dr. Patricio Javier Valadés Pelayo por sus asesorías y discusiones en este trabajo que fueron clave para su desarrollo. A la Dra. Heidi Isabel Villafán Vidales, el Dr. Sergio Cuevas García y el Dr. Jesús Muñoz Soria por las discusiones realizadas para mejorar la tesis.

Al Ing. José de Jesús Quiñones Aguilar por el apoyo técnico en el horno solar y principalmente al M.I. Alejandro Ayala Cortés por la paciencia y la enseñanza proporcionada para operar el horno solar, y por ayudarme en la instrumentación del sistema.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca de maestría.

Al proyecto PAPIIT-DGAPA-UNAM IG100217 por financiar el equipo y materiales utilizados en los experimentos.

Mi familia, pilar de fuerza para recorrer este camino, le agradezco infinitamente el apoyo, consejos y cariño proporcionado que me motivaron a culminar una etapa más.

No podían faltar los amigos que encontré en este Instituto y en Morelos, les agradezco su amistad y compañía brindada en esta estancia. Principalmente le agradezco a Cristina Nájera, Gaby González, Isaías Moreno, Eder Cabrera, Jesús Capistrán, Salvador Escobar, Jazael Gómez.

Una etapa más culminada que tuve la fortuna de compartirla con personas muy importantes para mí, entre amistades de antaño y amigos del IER, gracias por los consejos para la mejora de la tesis o consejos personales.

Resumen

En los hornos solares, los procesos termoquímicos de biomasa son objeto de estudio de gran interés. El horno solar proporciona las condiciones óptimas para la investigación de dichos procesos, como espacios inertes y radiación solar concentrada con la que se pueden alcanzar temperaturas elevadas (por arriba de 3000 K). En el Horno Solar de Alto Flujo Radiativo en el IER-UNAM, se pirolizan residuos de agave con el objetivo de producir carbón para electrodos para supercapacitores. Las propiedades del carbón obtenido dependen fuertemente de la temperatura de la reacción, en consecuencia la eficiencia de los supercapacitores es afectada.

Una de las problemáticas encontradas en la pirolización de biomasa en el IER, es el desconocimiento de la temperatura de pirolización del agave ya que ésta es medida en la superficie del reactor y no en la biomasa. Esta forma de medir la temperatura de reacción genera incertidumbre ya que se le da seguimiento en varios puntos de la superficie y entre ellos existe diferencia de temperatura, además, los instrumentos para medir la temperatura son influenciados por la radiación solar concentrada por lo que proporcionan temperaturas sobrestimadas. A través de modelados matemáticos se puede determinar el comportamiento térmico de un material expuesto a altos flujos radiativos y, entre otros parámetros, se puede determinar las posiciones óptimas para el monitoreo de la temperatura y poder estimar la temperatura de reacción.

En este trabajo, se estudiaron los mecanismos de transferencia de calor por conducción, convección y radiación en el reactor solar utilizado en la prólisis de biomasa en el Horno Solar del IER-UNAM. Los cálculos se validaron con mediciones de la temperatura en una cavidad real. Los resultados teóricos y experimentales muestran una gran concordancia. Debido al desconocimiento de la emisividad del material durante las pruebas experimentales, los pirómetros no son apropiados para monitorear la temperatura del reactor. También se concluyó que al ser una cavidad de menor tamaño que el spot del horno, la distribución de temperatura es prácticamente homogénea y el control de ésta, con termopares sobre la superficie del reactor, se puede realizar desde los 2 cm hasta el fondo. A las condiciones de trabajo, Argón a un flujo de 5 lt/min y temperaturas de operación menores a 1100 K, las pérdidas por convección son mayores que las pérdidas por radiación.

Contenido

Lista de Figuras	v
Lista de Tablas	ix
1. Introducción	1
1.1. Descripción del problema	4
1.2. Objetivos del trabajo	6
2. Antecedentes y Marco Teórico	9
2.1. Hornos solares	9
2.2. Reactor solar	12
2.2.1. Reactor Irradiado Directamente	13
2.3. Transferencia de Calor por Radiación	15
2.3.1. Conceptos básicos	17
2.3.2. Métodos de solución del intercambio radiativo entre superficies	25
3. Metodología	27
3.1. Configuración modelada	27
3.2. Desarrollo del código de simulación Monte Carlo	29
3.2.1. Reflexión de la radiación por el concentrador	29
3.2.2. Propagación de la radiación solar en el crisol	30
3.2.3. Intercambio radiativo en el interior del crisol	33
3.3. Transferencia de Calor por Conducción, Convección y Radiación	37
3.3.1. Coeficiente convectivo	42
3.4. Diseño experimental en el HoSIER	46
4. Resultados y discusión	49
4.1. Intercambio Radiativo entre el Concentrador y la Cavidad	49
4.2. Comparación de resultados experimentales y teóricos	55
5. Conclusiones y Recomendaciones	65

Capítulo 1

Introducción

El incremento de la demanda energética por la sociedad, ha propiciado el desarrollo de tecnologías para la explotación de fuentes de energía a gran escala para permitir una mejor calidad de vida; las fuentes fósiles de energía conllevan efectos secundarios como el daño al medio ambiente, dando lugar al cambio climático y al calentamiento global. Como consecuencia, se tiene la necesidad de reducir los niveles de contaminación adoptando energías renovables y sustentables.

La producción mundial de energía primaria en el 2015 fue 0.4 % mayor que en el 2014 (Beltrán-Rodríguez et al. 2017). La mayor parte fue producida mediante combustibles fósiles (81.7%) y una pequeña parte por energías renovables (13.5%) como se observa en la figura 1.1. Las energías renovables presentaron un progreso del 2.1 % derivado del mayor aprovechamiento de la energía solar, eólica y geotérmica.

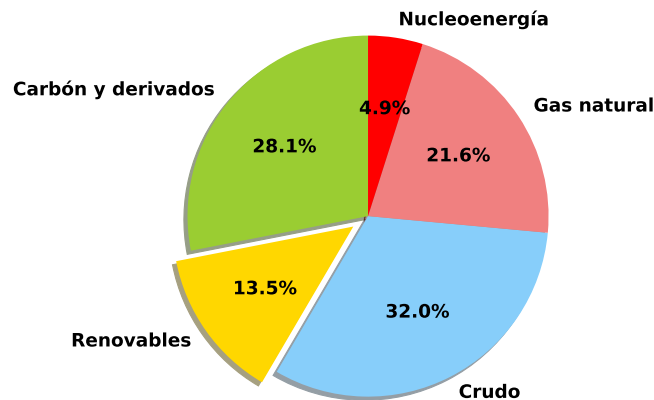


Figura 1.1: *Producción mundial de energía primaria, 2015 (Beltrán-Rodríguez et al. 2017).*

En el contexto nacional, la tendencia en la producción de energía primaria es similar a la mundial como se observa en la figura 1.2. La producción de energía solar se incrementó en el 2016 el 10.2 % con respecto al 2015, derivado del mayor aprovechamiento de este recurso en la

A. Funciones de Probabilidad	67
A.1. Reflexión Difusa	67
A.2. Errores ópticos en la reflexión especular	68
A.3. Emisión lambertiana en el interior del receptor	69
A.3.1. Fondo del reactor	69
A.3.2. Pared del receptor con aproximaciones de rectas	71
B. Análisis de independencia de malla y número de rayos	75
Referencias	79

Lista de Figuras

1.1.	<i>Producción mundial de energía primaria, 2015 (Beltrán-Rodríguez et al. 2017).</i>	1
1.2.	<i>Producción nacional de energía primaria, 2016 (Beltrán-Rodríguez et al. 2017).</i>	2
1.3.	<i>Irradiación normal directa diaria y anual en el mundo (Solargis 2017).</i>	3
1.4.	<i>Colector solar plano con termotanque (Fauroux et al. 2016).</i>	3
1.5.	<i>Tecnologías de concentración solar a media temperatura: a) Canal parabólico (Wikipedia 2016), b) CPC (solrenova n.d.) y c) Fresnel lineal (EcoGuard® n.d.).</i>	4
1.6.	<i>Tecnologías de concentración solar a alta temperatura: a) Torre central (Reve 2015), b) Disco parabólico (Muñoz 2015) y c) Horno solar (Estrada et al. 2011).</i>	5
1.7.	<i>Dispositivos de medición de temperatura: a) con contacto (termopar) y b) sin contacto (pirómetro).</i>	5
2.1.	<i>Esquema de un horno solar de a) eje horizontal (adaptada de Villafán-Vidales et al. (2017)) y b) eje vertical (adaptada de Rodriguez et al. (2014), con sus principales componentes.</i>	10
2.2.	<i>Procesos termoquímicos de conversión de biomasa. Adaptada de Küçük & Demirbaş (1997).</i>	12
2.3.	<i>Transmitancia de diferentes materiales válidos para reactores fotocatalíticos (Gálvez et al. 2001).</i>	14
2.4.	<i>Geometrías para reactores irradiados directamente. Adaptada de Shuai et al. (2008).</i>	15
2.5.	<i>Perfiles de flujo normalizado en la pared ($q_r/q_{r,max}$) de diferentes receptores en función del radio normalizado (R/R_{max}) para un colector solar con distancia focal de 3 m y ángulo de borde de 45° (Shuai et al. 2008).</i>	15
2.6.	<i>Intercambio radiativo en una superficie con abertura.</i>	17
2.7.	<i>Reflexión de forma especular (a) y difusa (b) en una superficie.</i>	21
2.8.	<i>Formas solares.</i>	22
2.9.	<i>Relación entre la tierra y el sol.</i>	23
2.10.	<i>Modelación de errores potenciales en colectores parabólicos (Güven & Bannerot 1986b).</i>	24
3.1.	<i>Sistema de concentración solar con receptor integrado.</i>	27
3.2.	<i>Concentrador del HoSIER compuesto por facetas hexagonales. Tomada de Licurgo-Pedraza (2012).</i>	28

3.3.	<i>Crisol de Alúmina utilizado como reactor solar. Tomada de Ayala-Cortés (2017).</i>	29
3.4.	<i>Línea Recta en la dirección \mathbf{r} que pasa por el vector r_0.</i>	30
3.5.	<i>Posibles intersecciones de un rayo dentro del crisol.</i>	33
3.6.	<i>Preparación de la muestra de grafito para el análisis en el espectrofotómetro.</i>	35
3.7.	<i>Propiedades de la capa de grafito de la cavidad, la línea continua representa la reflectividad medida experimentalmente y la línea punteada es la reflectividad del óxido de grafito reducido reportada por Jung et al. (2014).</i>	36
3.8.	<i>Poder emisor de un cuerpo negro a diferentes temperaturas.</i>	37
3.9.	<i>Propiedades termodinámicas y de transporte del Argón (Bellan et al. 2013).</i>	39
3.10.	<i>Algoritmo general para acoplar el método de Monte Carlo para la Transferencia de Calor por Radiación y el método de Volumen Finito para la Transferencia de Calor por Conducción con condición frontera de Convección.</i>	41
3.11.	<i>Diagrama esquemático del receptor de cavidad modificado a 90°: (a) con aislamiento (WI) y (b) sin aislamiento (WOI).</i>	45
3.12.	<i>Configuración del sistema y sus principales componentes.</i>	47
3.13.	<i>Distribución de los termopares en el crisol.</i>	47
4.1.	<i>Distribución de la radiación en la pared del receptor calculada con MC (\star) y obtenida por Shuai et al. (2008) (\bullet).</i>	50
4.2.	<i>Ajustes no lineales para la superficie del crisol.</i>	51
4.3.	<i>Distribución de flujo radiativo en la pared del crisol.</i>	53
4.4.	<i>Funciones de distribución de probabilidad para la emisión de radiación en la pared del crisol.</i>	54
4.5.	<i>Perfil adimensional del flujo de calor en la pared de la cavidad para el concentrador parabólico del HoSIER (\bullet), con abertura circular (\bullet) y cuadrada (\star).</i>	54
4.6.	<i>Comparación de las temperaturas teóricas para el sistema adiabático (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (T_k) a diferentes porcentajes de abertura (P).</i>	56
4.7.	<i>Cálculo del coeficiente convectivo h_∞ con correlaciones empíricas.</i>	57
4.8.	<i>Comparación de las temperaturas teóricas para para la correlación (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (T_k) a diferentes porcentajes de abertura (P): a) Correlación de Leibfried & Ortjohann (1995), b) Correlación de Reddy & Kumar (2008) y c) Correlación de Montiel-González et al. (2015).</i>	59
4.9.	<i>Comparación de las temperaturas teóricas para la correlación (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (T_k) a diferentes porcentajes de abertura (P): a) Correlación de Leibfried & Ortjohann (1995), b) Correlación de Reddy & Kumar (2008) y c) Correlación de Montiel-González et al. (2015).</i>	60
4.10.	<i>Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (\bullet) y en la zona de enfriamiento (\blacktriangledown) para la temperatura objetivo de a) 200°C.</i>	61

4.10. Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (●) y en la zona de enfriamiento (▼) para la temperatura objetivo de b)400° C.	61
4.10. Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (●) y en la zona de enfriamiento (▼) para la temperatura objetivo de c)800° C.	62
4.11. Razón de cambio de la temperatura registrada por los termopares Tk_1 , Tk_3 y Tk_4 en la zona de enfriamiento de las temperaturas objetivo.	63
4.12. Distribución de temperaturas a lo largo de la pared (a) y en el fondo (b) del crisol durante la corrida experimental.	64
4.13. Pérdidas de calor por radiación (Q_{rad}) y convección (Q_{conv}) a través de la abertura del reactor.	64
A.1. Mallado de la base del crisol.	70
A.2. Mallado de la pared del crisol.	71
B.1. Potencia absorbida para distintos mallados.	75
B.2. Balance de energía para distintos criterios de convergencia, criterio = $1 \cdot 10^{-convergencia}$	76
B.3. Potencia emitida al variar el número de fotones.	77
B.4. Dependencia de malla para el termopar 1 y 4 a los 30 y 45 minutos de simulación respectivamente.	77
B.4. Dependencia de malla para el termopar 1 y 4 a 2 y 2.25 horas de simulación respectivamente.	78

Lista de Tablas

3.1.	<i>Emisividades a las temperaturas de trabajo en los experimentos.</i>	37
3.2.	<i>Propiedades de la Alúmina (Abanades et al. (2007), Chambon et al. (2009), Bellan et al. (2013)).</i>	38
3.3.	<i>Constantes de la ecuación para evaluar la longitud característica de la cavidad (Paitoonsurikarn et al. 2006).</i>	45
3.4.	<i>Posiciones de los termopares en el crisol</i>	48
4.1.	<i>Características de los ajustes no lineales.</i>	51
4.2.	<i>Límites de aplicación de las correlaciones usadas en el modelo matemático.</i> .	58
4.3.	<i>Parámetros estadísticos aplicados a la zona de estabilización y de enfriamiento para cada temperatura objetivo.</i>	62

generación distribuida. Cabe mencionar que los datos reportados por Beltrán-Rodríguez et al. (2017) para la energía solar se refiere a calentadores solares planos y a sistemas fotovoltaicos.

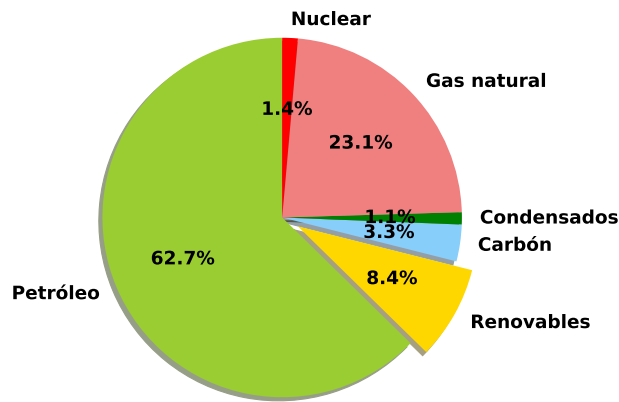


Figura 1.2: *Producción nacional de energía primaria, 2016 (Beltrán-Rodríguez et al. 2017).*

El uso de energía solar en el sector industrial aún es mucho menor ya que satisfizo el 0.04% del consumo total en el 2016. Aunque su aportación a la canasta de combustibles de la industria fue marginal, ha mostrado un crecimiento exponencial en los últimos años.

Independiente de la aplicación, el aprovechamiento de la energía solar mediante tecnologías fotovoltaica y fototérmica son viables en el presente y en el futuro, ya que la luz solar es uno de los recursos más abundantes en la superficie de la tierra, es ilimitado en una escala de tiempo humana y no es un recurso privatizado (Guadarrama-Mendoza 2017). En la figura 1.3 se muestra la irradiación normal directa en $kWhm^{-2}$ alrededor del mundo. Las regiones con mayor insolación son de clima desértico o semidesértico como Chile, Estados Unidos, México, Sudáfrica, Australia y el desierto del Sahara. A pesar de su gran disponibilidad, el recurso solar no está uniformemente distribuido (la mayor parte se encuentra entre las latitudes 30° Norte y 30° Sur) y la radiación solar incidente en la superficie terrestre está muy diluida (cerca de $1 kWhm^{-2}$).

Al ser un recurso energético diluido, es necesario concentrarla para utilizarla en aplicaciones que requieren alta densidad energética (Goswami et al. 2000). Concentrar implica reflejar o refractar los rayos solares incidentes en una determinada área hacia un área más pequeña por medio de lentes o espejos. Dependiendo de la temperatura de trabajo, los colectores solares térmicos se clasifican en (Reddy et al. 2013):

- Baja temperatura ($T < 100^\circ C$). Los Colectores de placa plana (figura 1.4) y estanques solares conforman esta clasificación. En los colectores de placa plana se utilizan fluidos

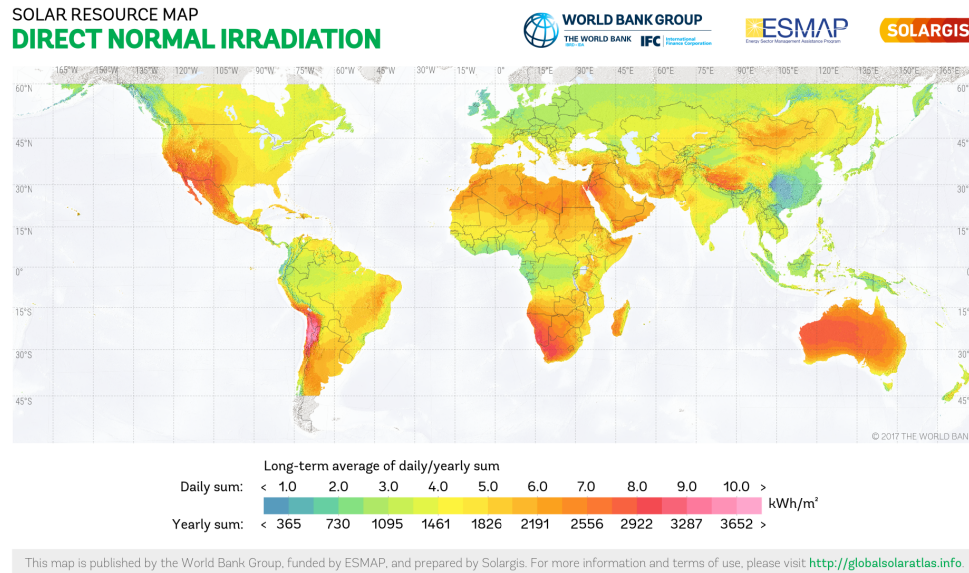


Figura 1.3: Irradiación normal directa diaria y anual en el mundo (Solargis 2017).

de trabajo con bajo punto de ebullición que fluyen desde el tanque hasta la placa absorbadora y por el efecto termosifón se obtiene el fluido de trabajo a mayor temperatura. En general, los colectores de placa plana tiene una eficiencia del 25 %.



Figura 1.4: Colector solar plano con termotanque (Fauroux et al. 2016).

- Media temperatura ($100^{\circ}\text{C} < T < 400^{\circ}\text{C}$). Generalmente se usan colectores de canal parabólico (CSP), parabólico compuesto (CPC) o Fresnel lineal con mecanismos de seguimiento del sol (figura 1.5). En las tres tecnologías se utiliza un sistema que refleja la radiación hacia el receptor que generalmente es un tubo por donde pasa el fluido de trabajo que absorberá la radiación concentrada. Pueden alcanzar concentraciones entre 10 y 100 soles. Los canales parabólicos pueden coleccionar entre el 60 y 70 % de la radiación solar incidente y cuando son usados como parte de una planta de generación eléctrica termosolar, pueden alcanzar una conversión eléctrica del 20 al 25 %.



Figura 1.5: *Tecnologías de concentración solar a media temperatura: a) Canal parabólico (Wikipedia 2016), b) CPC (solrenova n.d.) y c) Fresnel lineal (EcoGuard® n.d.).*

- Alta temperatura ($400^{\circ}\text{C} < T < 4000^{\circ}\text{C}$). Tecnologías como plantas solares de torre central (PTC), discos parabólicos y los hornos solares (figura 1.6).

Un arreglo PTC está diseñado para reflejar radiación solar desde una formación de espejos llamados helióstatos y concentrarla en un receptor. Este último se ubica en la cima de una torre, donde el fluido de trabajo absorbe la radiación concentrada y la transporta hasta el nivel del suelo donde se transforma la energía térmica a energía eléctrica generalmente, a través de un ciclo termodinámico como Rankine o Brayton.

Los sistemas de discos parabólicos son también llamados disco Stirling por tener acoplado un motor Stirling en el punto focal para la producción de electricidad. El absorbedor del receptor Stirling absorbe la radiación solar y la transfiere al motor Stirling. Los actuales absorbedores Stirling son típicamente receptores de iluminación directa, receptores de tuberías de calor y receptores volumétricos.

Los hornos solares son sistemas diseñados para proporcionar radiación solar concentrada con la que se pueden alcanzar temperaturas de hasta 4000 K, son entornos controlados para llevar a cabo investigación y desarrollo en procesos. Un horno solar es un sistema óptico compuesto de un helióstato con seguimiento solar automático que refleja la radiación solar hacia un espejo de concentración estacionario; éste la concentra y dirige a la zona focal donde se instala y controla el experimento (figura 1.6c). El espejo concentrador puede ser una sola parábola o un grupo de facetas esféricas. El nivel de potencia en la zona focal del horno solar se ajusta mediante el uso de un obturador similar a una persiana que se encuentra entre el helióstato y el concentrador, y su objetivo es controlar el suministro de radiación solar (Villafán-Vidales et al. 2017).

Independiente del tipo de tecnología a utilizar, la temperatura es una variable importante que se debe controlar en todo momento por seguridad de los sistemas y del personal, además de ser la forma de controlar un proceso.

1.1. Descripción del problema

Conocer la temperatura de un material es esencial en muchas aplicaciones industriales y científicas, en particular, en los tratamientos de radiación solar concentrada. La temperatura



Figura 1.6: *Tecnologías de concentración solar a alta temperatura: a) Torre central (Reve 2015), b) Disco parabólico (Muñoz 2015) y c) Horno solar (Estrada et al. 2011).*

de la superficie de un material, permite determinar la emitancia de éste y evaluar pérdidas térmicas de un sistema (Ballestrín & Roldán 2017), además, es un parámetro importante para controlar los experimentos en las reacciones termoquímicas como la pirólisis de biomasa.

Actualmente, en el Instituto de Energías Renovables - UNAM se desarrolla la producción de carbón a partir de la pirólisis solar de biomasa de agave en el Horno Solar de Alto Flujo Radiativo (HoSIER) (Ayala-Cortés 2017); este carbón se aplica en la fabricación de electrodos para supercapacitores. Las propiedades (como la porosidad y el área superficial) del carbón obtenido dependen fuertemente de la temperatura de la reacción, en consecuencia la eficiencia de los supercapacitores es afectada. La capacitancia del supercapacitor es favorecida por carbón con porosidades y áreas superficiales específicas altas. Una de las problemáticas encontradas durante la experimentación ha sido el conocimiento inexacto de la temperatura de los materiales durante la pirólisis del agave ya que ésta es medida en la superficie del reactor y no en la biomasa.

De forma experimental, la temperatura en una superficie se mide mediante técnicas sin contacto y con contacto (fig. 1.7).

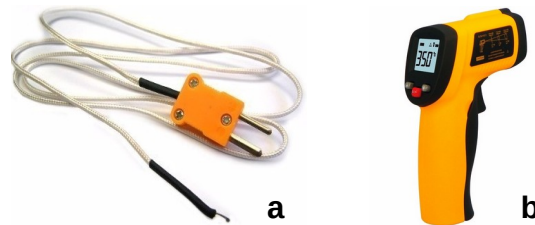


Figura 1.7: *Dispositivos de medición de temperatura: a) con contacto (termopar) y b) sin contacto (pirómetro).*

Los sensores sin contacto (infrarrojos o pirométricos) son apropiados cuando la temperatura es extremadamente alta (hasta 3000 K) y se tienen superficies frágiles o húmedas y sustancias químicamente reactivas o eléctricamente ruidosas, la desventaja es que el sensor responde a la radiación solar reflejada por la muestra, así como a la re-radiación. Para determinar la temperatura real de una superficie es necesario conocer la emisión de ésta pero en la mayoría de los casos la emisividad es desconocida, sobre todo cuando el material está cambiando sus propiedades debido a las reacciones químicas.

Los sensores de contacto reducen la incertidumbre en la medición cuando no se conoce la emisividad pero también tienen desventajas. La presencia de radiación solar concentrada influye en la medición irrumpiendo en el equilibrio térmico debido al flujo de calor que se presenta. Los sensores de contacto más comunes son los termopares, los detectores de temperatura de resistencia (RTD) y los termistores. Los termistores se fabrican con una temperatura máxima utilizable entre 423 y 573 K. Los sensores RTD son generalmente más estables y precisos que los termopares, pero son menos robustos y tienen un rango de temperatura del orden de 923 K, en comparación con los 1523 K que puede alcanzar un termopar tipo K (Ballestrín & Roldán 2017).

Debido a las desventajas inherentes de cada técnica de medición, en este trabajo se realizará un modelo matemático que considere los mecanismos de transferencia de calor por conducción, convección y radiación para entender los procesos térmicos que ocurren en los experimentos y poder predecir perfiles de temperatura que puedan ser detectados por los sensores, dada la dificultad de medir la temperatura de la muestra directamente.

El modelo desarrollado simula la transferencia radiativa mediante el método de Monte Carlo, la transferencia de calor por conducción mediante el método de Volumen Finito y la transferencia de calor por convección como una condición de frontera en el método de Volumen Finito. El modelo para la transferencia radiativa comprende el seguimiento de rayos desde un concentrador parabólico (simula el concentrador del HoSIER) hasta la interacción en la cavidad (reactor solar).

En los experimentos se utilizó una cámara inerte de vidrio de borosilicato. La muestra se soporta en un crisol de alúmina que se irradia directamente por el flujo de radiación solar concentrada. El crisol tiene un diámetro de abertura de 5.4 cm y una base de 2.8 cm de diámetro, la longitud del reactor es de 5.2 cm y se ubica en el foco del concentrador solar parabólico.

1.2. Objetivos del trabajo

El objetivo central de este trabajo es estudiar teóricamente la transferencia de calor en estado transitorio de una cavidad elíptica abierta, utilizada como reactor solar en reacciones de pirólisis de biomasa en el HoSIER.

Los objetivos específicos de este trabajo son:

- Desarrollar un código de programación basado en un procedimiento numérico confiable y robusto para resolver las ecuaciones gobernantes de los fenómenos de transferencia de calor.
 - Evaluar el efecto de las propiedades ópticas del material de la cavidad.
 - Estudiar el impacto de los parámetros geométricos de la cavidad en la distribución de flujo.
-

- Validar los resultados obtenidos del modelo desarrollado en el presente trabajo con los resultados experimentales obtenidos en pruebas realizadas en el HoSIER.

Antecedentes y Marco Teórico

La generación sostenible de calor y electricidad a partir de fuentes de energía renovables, como la biomasa y la energía solar, atrae cada vez más la atención debido a la continua disminución de los combustibles fósiles y a la intensificación de los problemas ambientales.

Entre los años 2010 y 2040, se esperan avances significativos en la producción de energías renovables, como energía de biomasa (de 45217.4 a 136950.2 PJ) y energía solar (de 184.2 a 55768.2 PJ). El mayor obstáculo en el uso de la biomasa es la baja densidad de energía y en la energía solar son sus características diluidas, intermitentes y desigualmente distribuidas. Estos inconvenientes pueden superarse convirtiendo la biomasa y la energía solar en combustibles solares. El proceso endotérmico híbrido solar-biomasa en el que la biomasa se utiliza como reactivo químico y la energía solar concentrada como fuente de energía de alta temperatura del proceso de pirólisis de la biomasa, es un buen ejemplo de ello (Zeng et al. 2016).

Como se mencionó anteriormente, los sistemas de concentración solar que trabajan a alta temperatura son las plantas de torre central solar, los discos parabólicos y los hornos solares.

2.1. Hornos solares

Como se describió anteriormente, un horno solar está compuesto principalmente por un helióstato, un concentrador solar y un atenuador u obturador. Existen dos tipos de horno solares: de eje óptico horizontal (figura 2.1a) y eje óptico vertical (figura 2.1b).

Los hornos solares tienen la capacidad de concentrar grandes cantidades de energía en un área relativamente pequeña (de 0.25 a 0.10 m en diámetro) en entornos experimentales controlados. Estos sistemas son ideales para llevar a cabo investigación y desarrollo en procesos impulsados por energía solar a alta temperatura como:

1. Procesamiento y fabricación de materiales avanzados.
2. Determinación de propiedades termofísicas bajo radiación concentrada.
3. Determinación de los límites de operación y límites de fatiga de materiales.
4. Desarrollo de receptores para tecnologías de concentración.

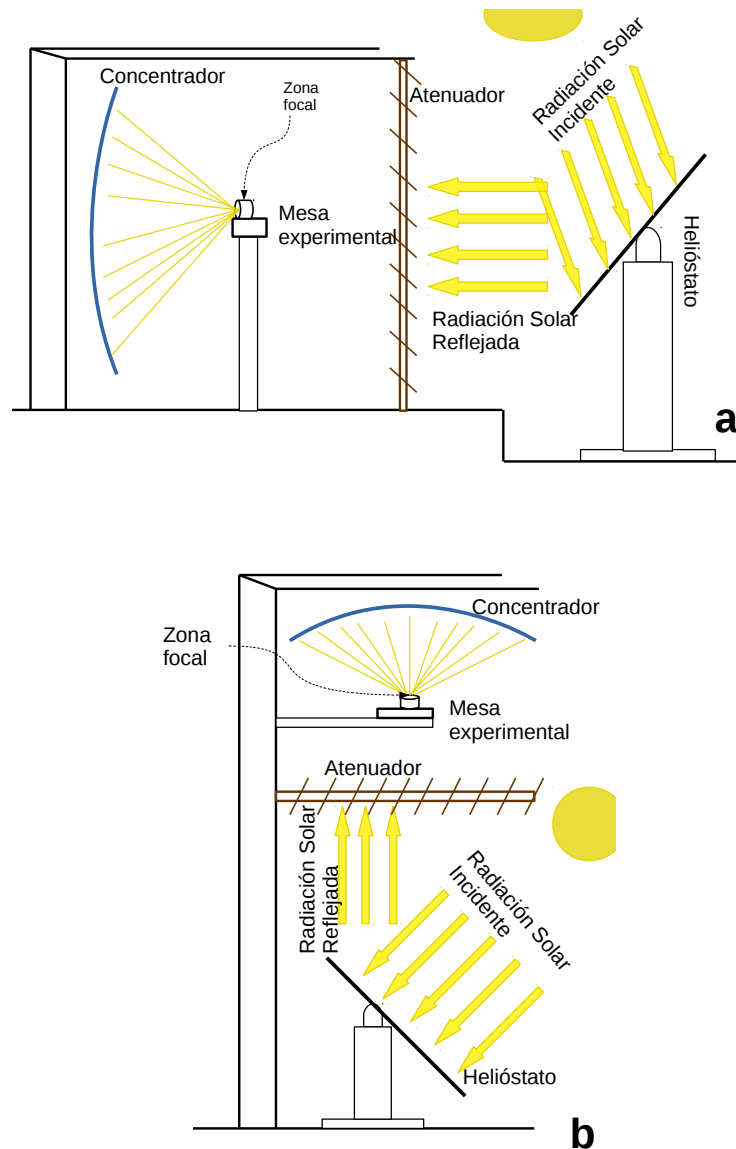


Figura 2.1: Esquema de un horno solar de a) eje horizontal (adaptada de Villafán-Vidales et al. (2017)) y b) eje vertical (adaptada de Rodríguez et al. (2014)), con sus principales componentes.

5. Procesos termoquímicos para producir combustibles solares.
6. Destrucción de materiales tóxicos: residuos industriales, orgánicos, médicos, etc.
7. Efectos atmosféricos en la forma solar y en el rendimiento de los sistemas de concentración.

Su uso evita contaminación de la muestra por factores ambientales desfavorables puesto

que la fuente de calor está suficientemente alejada para que la transferencia de calor sea sólo por radiación (Ayala-Cortés 2017). Adicionalmente, se pueden estudiar materiales en presencia de aire o en atmósferas controladas y utilizar instrumentos de medición suficientemente cerca de la muestra sin ser perjudicados por el excesivo calor (Glaser 1958).

Un horno solar presenta limitaciones inherentes a sus condiciones operativas, como la necesidad de ubicarse en áreas con pocas nubes, las pruebas experimentales sólo se pueden realizar de forma intermitente y por lo general, sólo se pueden tratar muestras pequeñas. Además, el costo de un horno solar de tamaño medio (2.5 a 5 cm de spot) es moderadamente alto debido a los requisitos de calidad óptica. Este costo aumenta rápidamente con el tamaño de spot que se vuelve extremadamente alto para los hornos solares de gran capacidad con tamaños de mancha focal superiores a 10 cm.

A continuación se describen algunos hornos solares que se han desarrollado (Villafán-Vidales et al. 2017):

1. El horno solar CNRS.- Está ubicado en el Centro Nacional de Investigaciones Científicas (CNRS) al sur de Francia. Es un horno con potencia de 1 MW en un spot de 80 cm de diámetro, una razón de concentración media de 10000 soles y una temperatura equivalente de cuerpo negro de 4073 K; es uno de los hornos más grandes del mundo.
2. El horno solar PSI.- Se localiza en el Instituto Paul Scherrer (PSI) en el norte de Suiza. Esta tecnología es capaz de suministrar 40 kW de potencia térmica en una mancha solar de 6 cm de diámetro con una concentración geométrica promedio de aproximadamente 3500 soles. Este horno alcanza una temperatura pico de 3000 K (Haueter et al. 1999).
3. El horno solar NREL.- El horno del Laboratorio Nacional de Energía Renovable (NREL) en USA puede alcanzar hasta 2073 K con una razón de concentración media de 2500 soles en un diámetro de 10 cm.
4. El horno solar HoSIER.- En el punto focal tiene una concentración geométrica promedio de 5700 soles en una zona de 7.2 cm de diámetro alcanzando temperaturas superiores a 3400 K demostrado por la fusión del tungsteno en una atmósfera inerte (Pérez Enciso 2015). Este es un horno de eje horizontal.

La aplicación de alto flujo radiativo de un horno solar a procesos termoquímicos de biomasa, principalmente en la pirólisis, es una área activa de investigación. Los ciclos termoquímicos implican reacciones altamente endotérmicas y se clasifican como se muestra en la figura 2.2. Estos métodos permiten la producción de una amplia gama combustibles líquidos principalmente, utilizando ambientes con exceso de oxígeno (combustión) hasta en ausencia de oxígeno (gasificación y pirólisis).

La pirólisis es la descomposición termoquímica de biomasa en una atmósfera ausente de oxígeno. Comúnmente se reportan pruebas realizadas en atmósferas de nitrógeno (N_2) o argón (Ar). Este proceso se da de forma lenta o rápida, dependiendo de la velocidad de calentamiento (Ks^{-1}) y otras condiciones de operación como la temperatura de estabilidad. Dependiendo de las condiciones de operación, el producto puede ser carbón, bioaceites o gas.

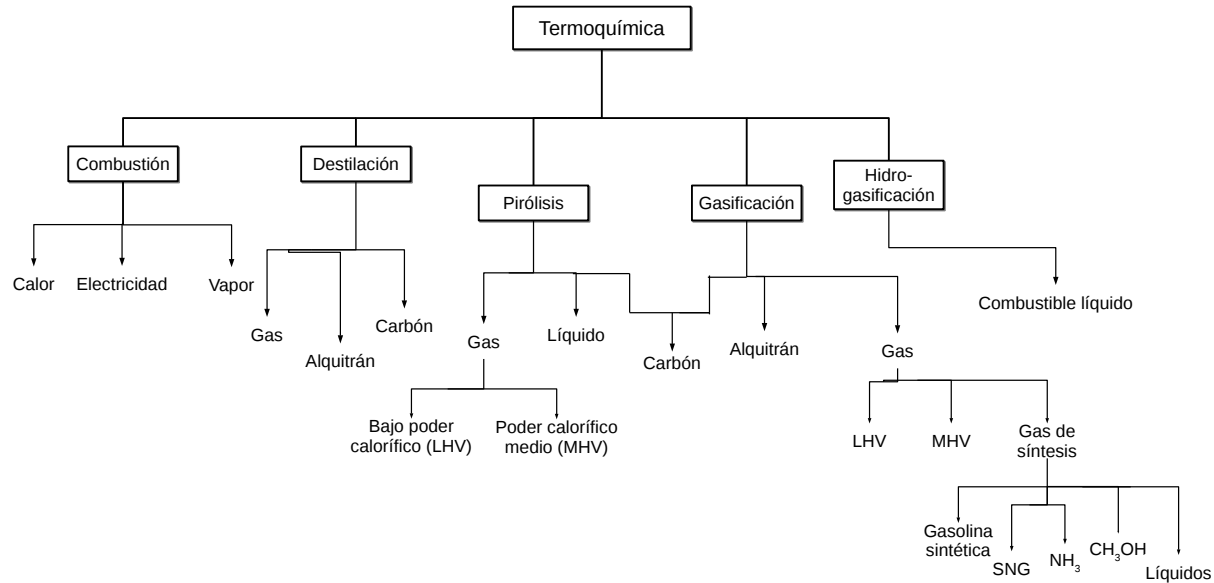


Figura 2.2: *Procesos termoquímicos de conversión de biomasa. Adaptada de Küçük & Demirbaş (1997).*

En general, el producto principal de la pirólisis lenta es carbón y de la pirólisis rápida es bioaceite líquido (Gvero et al. 2016).

Los equipos donde se llevan a cabo las reacciones de pirólisis solar se les llama reactores solares y difieren de los reactores convencionales por la necesidad de utilizar eficientemente la energía solar concentrada: densidad de flujo es el parámetro impuesto en los hornos solares y de imagen, en cambio, la temperatura y la velocidad de calentamiento son los parámetros de control en los dispositivos de laboratorio más tradicionales como la balanza Termogravimétrica (TGA) (Lédé 2016).

2.2. Reactor solar

Dependiendo de la interacción materia prima-radiación, los reactores solares se clasifican en reactores irradiados directa e indirectamente (Valades-Pelayo et al. (2016), Villafán-Vidales et al. (2017)). En la primera categoría, los materiales se exponen directamente a la radiación solar concentrada que suministra energía de manera más eficiente al sitio de reacción. En los reactores solares indirectamente irradiados, la materia se calienta a través de un material que absorbe la radiación.

Lo más común es que se usen receptores irradiados indirectamente (receptores tubulares) (Valades-Pelayo et al. (2016), Villafán-Vidales et al. (2017)) con la desventaja de que alcanzan

temperaturas y eficiencias menores, a diferencia de los receptores irradiados directamente, con los cuales es posible alcanzar mayores temperaturas (Ho & Iverson 2014). El material absorbente de los reactores irradiados indirectamente debe soportar altas temperaturas, ser inerte a la reacción química, tener buena conductividad térmica, alta absorción en el espectro solar y resistencia a choques térmicos (Villafán-Vidales et al. 2017).

2.2.1. Reactor Irradiado Directamente

Estos reactores se usan normalmente para temperaturas de reacción arriba de 800°C y para la transferencia de calor directa mediante la absorción de la radiación solar concentrada por las partículas con menores pérdidas exergéticas y sin las limitaciones de flujo radiativo asociadas con el calentamiento de un fluido a través de tubos. Mejorar estos reactores implica disminuir las pérdidas de calor por radiación y convección, mayores razones de concentración, mayor absorción solar, menor emisión térmica y mayor tiempo de residencia de las partículas.

Los receptores irradiados directamente pueden emplearse para aplicaciones de calor de procesos industriales, en la producción de combustibles y productos químicos a través de energía solar concentrada o para el calentamiento del fluido de trabajo en un ciclo de potencia para la generación de energía eléctrica (Chinnici et al. 2016). Usar reactores irradiados directamente en los procesos químicos, como la gasificación y el procesamiento de minerales, reduce las emisiones de CO_2 y previene la contaminación de los productos gaseosos.

Estos receptores suelen llamarse reactores solares de gas-sólido ya que permiten el uso de un gas para eliminar los gases producidos en la reacción. La ventaja que tiene es la existencia de dos temperaturas de funcionamiento: la temperatura de las partículas sólidas que solo absorben la radiación y la temperatura de la fase gaseosa que es principalmente transparente y, por lo tanto, más fría. Dicha propiedad trae la posibilidad de enfriar los vapores primarios gaseosos (Lédé 2016).

El aislamiento y las superficies internas del reactor generalmente se construyen con fibras cerámicas y cerámica de alta temperatura respectivamente, como alúmina de alta pureza, zirconia, SiC, etc. Los materiales internos deben soportar altas temperaturas que dependen de la pirólisis (hasta 2000 K) y deben ser capaces de tolerar grandes gradientes térmicos y aumentos rápidos de temperatura (hasta 1000K s^{-1} , rampas alcanzadas en el horno solar CNRS) que pueden provocar tensiones térmicas y por ende se puede fracturar el material (Villafán-Vidales et al. 2017).

Otro elemento importante es la ventana del reactor solar. La ventana generalmente está hecha con cuarzo por ser transparente a la radiación solar (entre 0.3 y $2.5\mu\text{m}$) y por resistir altas temperaturas (aproximadamente 1200°C), pero la resistencia a los gradientes de temperatura es baja por lo que se debe mantener fría y libre de cualquier depósito o material incrustado que pueda dañarla por la opacidad o la reacción con ellos. El vidrio es un material alternativo por su mayor resistencia a los gradientes térmicos. Como puede apreciarse en la figura 2.3, el vidrio común no es adecuado porque absorbe parte de la luz UV y Visible que llega al reactor debido al contenido de hierro que presentan (Gálvez et al. 2001). Por ello, sólo resultan adecuados aquellos vidrios que poseen un bajo contenido en hierro como

el borosilicato, material más barato que el cuarzo, con resistencia a menores temperaturas ($< 600^{\circ}\text{C}$) y que requiere cuidados para evitar depósitos (Villafán-Vidales et al. 2017).

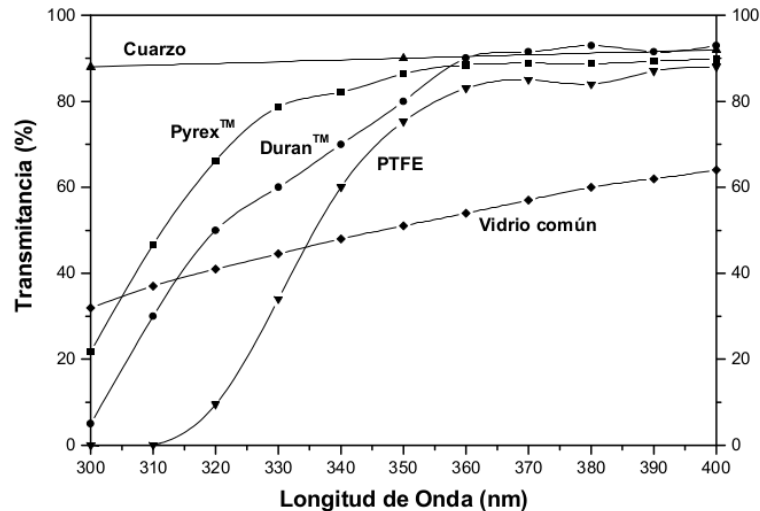


Figura 2.3: Transmitancia de diferentes materiales válidos para reactores fotocatalíticos (Gálvez et al. 2001).

Se han propuesto una amplia gama de receptores irradiados directamente que trabajan en estado intermitente y flujo continuo (Harris & Lenz (1985), Abanades et al. (2007), Shuai et al. (2008), Villafán-Vidales (2009), Cho et al. (2015), Chinnici et al. (2016), Villafán-Vidales et al. (2017)). Geometrías clásicas como las que se muestran en la figura 2.4 han sido utilizadas como reactores solares irradiados directamente (Harris & Lenz (1985), Shuai et al. (2008)) y algunas como la geometría cilíndrica es común en reactores indirectamente irradiados. Shuai et al. (2008) realizaron un análisis de la distribución de flujo radiativo en 6 tipos de geometrías: cilíndrico, tipo domo, heterocónico, elíptico, esférico y cónico asumidas como superficies negras con reflexión difusa, y Harris & Lenz (1985) realizaron un análisis más profundo de éstas en las que consideró pérdidas conductivas y convectivas.

en todos los casos examinados se calculó el flujo radiativo en diferentes lugares de la zona focal, mostraron que la geometría de la cavidad tiene un efecto significativo sobre la uniformidad de la distribución global del flujo; el receptor esférico es el que presentó una distribución casi uniforme como se observa en la figura 2.5.

Hernández et al. (2012) realizaron un análisis radiativo de receptores esféricos, cónicos y cuadráticos para colectores parabólicos con ángulos de borde de 90° y 110° con recepción de la radiación por dentro y fuera de las paredes y concluyeron que el receptor cónico presenta buena tasa de concentración y uniformidad del flujo radiativo.

En esta tesis, se utiliza una geometría elíptica y en función del análisis realizado por Shuai et al. (2008), se espera que la distribución del flujo a lo largo de la pared no sea uniforme, presentando un máximo cercano a la entrada del receptor. El material del receptor es de Alúmina de alta pureza, la esfera que confina al receptor irradiado directamente es de

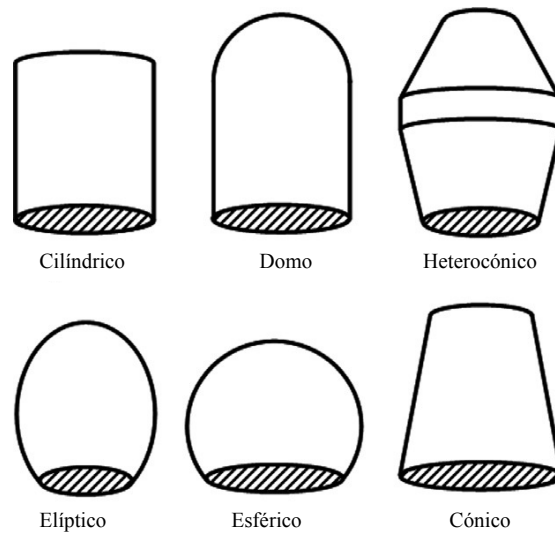


Figura 2.4: Geometrías para reactores irradiados directamente. Adaptada de Shuai et al. (2008).

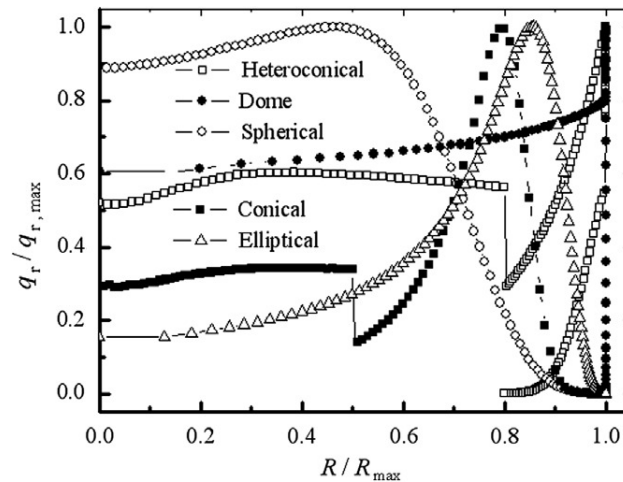


Figura 2.5: Perfiles de flujo normalizado en la pared ($q_r/q_{r,max}$) de diferentes receptores en función del radio normalizado (R/R_{max}) para un colector solar con distancia focal de 3 m y ángulo de borde de 45° (Shuai et al. 2008).

borosilicato tipo Pyrex y el gas utilizado para la remoción de gases producidos es Argón.

2.3. Transferencia de Calor por Radiación

La radiación térmica es un modo de transferencia de calor importante especialmente para aplicaciones que implican altas temperaturas, alrededor de 1300 K o más, ya que la distri-

bución espacial de la temperatura se vuelve más dependiente de la transferencia radiativa en comparación con la transferencia de calor por conducción y convección (Lédé & Ferrer (1999), Valades-Pelayo et al. (2016)).

El total del flujo radiativo para una configuración de áreas definidas, se define con un balance de energía radiativa donde la divergencia del flujo de calor total q_r es igual a la diferencia entre la energía emitida a la temperatura del volumen de control $Q'''_{em}(T)$ y la cantidad de potencia radiativa total absorbida por unidad de volumen $Q'''_{abs}(T)$, es decir:

$$\nabla \cdot q_r = Q'''_{em}(T) - Q'''_{abs}(T) \quad (2.1)$$

La ecuación 2.1 incluye los rayos solares y los rayos térmicos que son emitidos por otros elementos de volumen. Esta ecuación también expresa el "equilibrio radiativo", es decir, denota que la energía absorbida es igual a la energía emitida por cualquier segmento de volumen.

La expresión para el equilibrio radiativo (ec. 2.1) en ausencia de medio un participativo y asumiendo un índice de refracción igual a la unidad, para un sistema cerrado se convierte en una relación de transferencia de calor para el intercambio radiativo entre superficies que se expresa como (Gebhart (1961), Modest (2013)):

$$q(r) = \epsilon(r)\sigma T^4(r) - \int_A \epsilon(r')\sigma T^4(r') \frac{d\mathfrak{S}_{dA' \rightarrow dA} dA'}{dA} \quad (2.2)$$

donde $q(r)$ es el flujo de calor, $T(r)$ es la temperatura y $\epsilon(r)$ es la emitancia hemisférica total de un diferencial de área (sub-superficie) dA en la posición r . $d\mathfrak{S}_{dA' \rightarrow dA}$ (adimensional) es el factor generalizado de intercambio radiativo que representa la fracción de la energía total emitida por la sub-superficie dA' en la posición r' y que es absorbida por dA (ubicada en r) de forma directa o después de algunas reflexiones. σ es la constante de Stefan-Boltzmann y es igual a $5.6697 \cdot 10^{-8} W m^{-2} K^{-4}$.

Cuando se trabaja con sistemas abiertos con una abertura de área A_s como se muestra en la figura 2.6, en el balance radiativo se incluye el término H_o que representa una fuente de energía externa (q_{ext} , W/m^2) entrando por la abertura con área A_s (m^2) con un factor de absorción de la energía entrante de $\mathfrak{S}_{s \rightarrow i}$ (adim), es decir, $H_o = q_{ext} A_s \mathfrak{S}_{s \rightarrow i}$:

$$Q_i = \int_{A_i} q_i dA_i = \epsilon_i \sigma T_i^4 A_i - \sum_{j=1}^J \epsilon_j \sigma T_j^4 A_j \mathfrak{S}_{j \rightarrow i} - H_o \quad (2.3)$$

donde el subíndice i representa la subsuperficie en r y j la subsuperficie en r' . $\mathfrak{S}_{j \rightarrow i}$ representa el factor generalizado de intercambio radiativo entre sub-superficies o factor de absorción.

La ecuación 2.3 es la más compatible para la solución de la transferencia radiativa mediante técnicas de trazado de rayos como el método de Monte Carlo. Aunque los flujos de calor Q_i pueden calcularse directamente, es mejor determinar los factores de absorción ya que, en el caso de superficies grises, éstos no dependen de la temperatura o solamente dependen de la temperatura de la superficie emisora, además la reflectancia y absorptancia deben ser independientes de la temperatura.

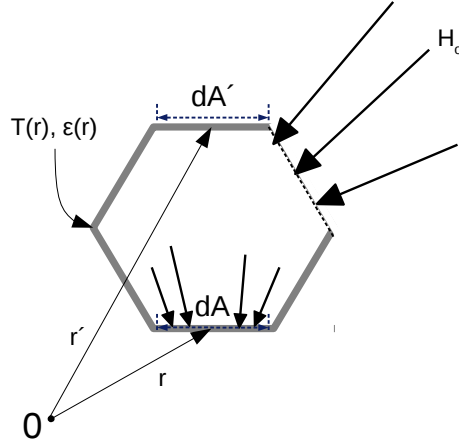


Figura 2.6: Intercambio radiativo en una superficie con abertura.

Las condiciones que cumple la ecuación 2.3 es que la energía emitida tiene que absorberse en alguna subsuperficie cumpliendo el principio de reciprocidad que se explicará en la siguiente sección y, por la segunda ley de la termodinámica, el intercambio neto entre dos superficies a la misma temperatura debe ser cero (Modest 2013).

2.3.1. Conceptos básicos

2.3.1.1. Factores de absorción (\mathfrak{S})

Cualquier superficie A_j en un recinto de n -superficies grises A_i pierde energía radiativa a una tasa neta q_j (Gebhart 1961):

$$\begin{aligned} q_j &= W_j A_j - B_{1j} W_1 A_1 - B_{2j} W_2 A_2 - \dots \\ &= W_j A_j - \sum_{i=1}^n B_{ij} W_i A_i \end{aligned} \quad (2.4)$$

donde B_{ij} es la fracción de la energía radiante que emite la superficie A_i y es absorbida por la superficie A_j después de varias reflexiones en otras superficies, ésta se llama factor de absorción. Para una superficie opaca, W es la potencia emisiva hemisférica igual a $\epsilon \sigma T^4$, donde ϵ es la emisividad hemisférica total, A es el área radiativa de la superficie.

Para reflexión y radiación difusa, los factores de absorción están dados por:

$$\begin{pmatrix} (\alpha_{11} - 1)B_{1j} + & \alpha_{12}B_{2j} + & \dots + & \alpha_{1n}B_{nj} + & F_{1j}\epsilon_j = 0 \\ \alpha_{21}B_{1j} + & (\alpha_{22} - 1)B_{2j} + & \dots + & \alpha_{2n}B_{nj} + & F_{2j}\epsilon_j = 0 \\ \vdots & & & & \\ \vdots & & & & \\ (\alpha_{n1} - 1)B_{1j} + & \alpha_{n2}B_{2j} + & \dots + & (\alpha_{nn} - 1)B_{nj} + & F_{nj}\epsilon_j = 0 \end{pmatrix}$$

$\alpha_{pi} = F_{pi}\rho_i$

donde F_{pi} es la fracción de la emisión de A_p que incidente directamente sobre A_i (factor de forma), ϵ_i es la emisividad hemisférica total de la superficie A_i y ρ_i es la reflectividad de la superficie A_i .

Una forma alternativa y compacta de representar las relaciones del factor de absorción es:

$$\sum_{i=1}^n (a_{pi} - \delta_{pi}) B_{ij} + F_{pj} \epsilon_j = 0 \quad (2.5)$$

donde δ_{pi} es la delta de Kronecker. $\delta_{pi} = 1$ si $i = j$, y $\delta_{pi} = 0$ cuando $i \neq j$.

Las relaciones de reciprocidad entre los valores n^2 de B_{ij} para cualquier combinación de superficies opacas y no opacas son:

$$\epsilon_i B_{ij} A_i = \epsilon_j B_{ji} A_j \quad (2.6)$$

2.3.1.2. Características de materiales opacos

Un material se define como opaco cuando no permite el paso de la luz en cierto rango de longitudes de onda. Para los propósitos de esta tesis, el análisis experimental y teórico se realizó en un material opaco al espectro solar principalmente, es decir, que no permitió el paso de la luz entre las longitudes de onda de 0.3 a 3 μm .

Absortancia y Emitancia

El análisis de la transferencia de calor por radiación en ausencia de un medio participativo se reduce al intercambio radiativo entre superficies expresado en la ecuación 2.2, como se explicó en la sección anterior (2.3). Las propiedades de los materiales requeridas principalmente son la absortancia y la emisión de radiación a longitudes de onda larga o infrarroja, que generalmente se conocen como absortancia (α) y emitancia (ϵ) hemisféricas. A menudo, los valores de estas propiedades ya están reportados, pero la mayoría de las veces sólo se conocen otras propiedades del material por lo que se debe hacer uso de las relaciones entre las diversas propiedades.

ϵ se define como la razón entre la radiación emitida del cuerpo y la radiación emitida por un cuerpo negro a la misma temperatura a todas longitudes de onda λ (de 0 a ∞) y sobre el hemisferio envolvente (Duffie & Beckman 2013):

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} \epsilon_{\lambda} E_{\lambda b} d\lambda}{E_b} \quad (2.7)$$

donde ϵ_{λ} es la fracción de la radiación emitida por una unidad de área en todas las direcciones a una longitud de onda particular, es decir, ésta es la integración de la emisión direccional monocromática, $\epsilon_{\lambda}(\mu, \phi)$, en todas las direcciones. La emisión direccional monocromática se define como la relación de la intensidad monocromática emitida por una superficie en una dirección particular a la intensidad monocromática que emitiría un cuerpo negro a la misma temperatura.

En la ecuación 2.7, el término $E_{\lambda b}$ es la distribución espectral de la radiación del cuerpo negro descrita por la Ley de Planck:

$$E_{\lambda b} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp \left(\frac{C_2}{\lambda T} \right) - 1 \right)} \quad (2.8)$$

donde $C_1 = 3.74 \cdot 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4\text{m}^{-2}$ y $C_2 = 1.4388 \cdot 10^4 \mu\text{m K}$.

El término E_b de la ecuación 2.7, resulta de integrar la ecuación de la Ley de Planck sobre todas las longitudes de onda, y se define como la energía total emitida por un cuerpo negro por unidad de área:

$$E_b = \int_0^{\infty} E_{\lambda b} d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.9)$$

La ecuación anterior también es conocida como la ecuación de Stefan-Boltzmann.

Por otra parte, α se define como la razón entre la radiación absorbida por el cuerpo entre la radiación incidente a todas longitudes de onda y sobre el hemisferio envolvente, definida como (Duffie & Beckman 2013):

$$\alpha = \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} q_{\lambda,i} d\lambda}{\int_0^{\infty} q_{\lambda,i} d\lambda} \quad (2.10)$$

donde α_{λ} es la fracción de la energía absorbida que incide de todas las direcciones a una longitud de onda particular. Ésta resulta de la integración de la absortancia direccional monocromática, $\alpha_{\lambda}(\mu, \phi)$, definida como la fracción de la radiación absorbida a una longitud de onda específica que incide sobre un área de la superficie desde la dirección μ y ϕ .

En la ecuación 2.10, $q_{\lambda,i}$ es la energía radiante monocromática incidente. En el caso de que la radiación incidente provenga del sol, la absortancia calculada se denomina absortancia solar (α_{sol}).

Ley de Kirchhoff

La ley de Kirchhoff relaciona los coeficientes de absorción y emisión de un cuerpo, siempre y cuando éstos no muestren una dependencia con la longitud de onda, tal que los valores medidos de uno permiten calcular los del otro (Bergman & Incropera (2011), Duffie & Beckman (2013)).

La deducción de esta Ley parte de considerar equilibrio térmico entre dos cuerpos con propiedades diferentes dentro de un recinto aislado del entorno, dicho equilibrio se alcanza cuando ambos cuerpos absorben la misma cantidad de energía que emiten. El balance energético sobre los elementos de los cuerpos está dado por:

$$\frac{q}{E_b} = \frac{\epsilon_1}{\alpha_1} = \frac{\epsilon_2}{\alpha_2} \quad (2.11)$$

es decir, la razón entre la energía radiante incidente y la energía emitida es igual a la razón entre la emitancia y la absortancia de los distintos cuerpos.

Cuando la ecuación 2.11 se aplica a un cuerpo negro, $\epsilon = 1$ y $\alpha = 1$, se obtiene que:

$$\epsilon = \alpha \quad (2.12)$$

La Ley de Kirchhoff se puede aplicar a las demás propiedades del material, siempre y cuando exista equilibrio térmico. Si no existe dependencia direccional de las propiedades direccionales monocromáticas, se puede decir que:

$$\epsilon_\lambda = \alpha_\lambda \quad (2.13)$$

Relación entre Absortancia, Emitancia y Reflectancia

Generalmente, en un material se conoce la reflectancia angular hemisférica monocromática a partir de la que se encuentran las propiedades de absorción y emisión necesarias para determinar la transferencia de calor por radiación en superficies opacas.

En un recinto isotérmico, la suma de la emitancia y la reflectancia ρ_λ en función de la dirección μ y ϕ para un área infinitesimal es igual a uno, es decir:

$$\epsilon_\lambda(\mu, \phi) + \rho_\lambda(\mu, \phi) = 1 \quad (2.14)$$

Considerando la Ley de Kirchhoff (ec. 2.13) y la ecuación 2.14 se obtiene:

$$1 - \rho_\lambda(\mu, \phi) = \alpha_\lambda(\mu, \phi) = \epsilon_\lambda(\mu, \phi) \quad (2.15)$$

Para superficies opacas, la energía que se refleja, absorbe o emite en todas las direcciones, ya sea monocromática o total, está dada por la relación:

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda = \rho_\lambda + \epsilon_\lambda = 1 \quad (2.16)$$

Por lo tanto, $\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda$ y haciendo uso de la ecuación 2.7 se obtiene la emitancia hemisférica de algún material:

$$\epsilon = \frac{\int_0^\infty (1 - \rho_\lambda) E_{\lambda b} d\lambda}{E_b} \quad (2.17)$$

Cabe mencionar que en esta tesis se utiliza grafito como recubrimiento del reactor modelado.

Para el cálculo de la absortancia solar, a partir de la ecuación 2.10, el sol se consideró como un cuerpo negro a 5780 K y se utilizó la relación $\alpha_\lambda = 1 - \rho_\lambda$. Entonces, la ecuación para calcular α_{sol} es:

$$\alpha_{sol} = \frac{\int_0^\infty (1 - \rho_\lambda) E_{\lambda b} d\lambda}{E_b} \quad (2.18)$$

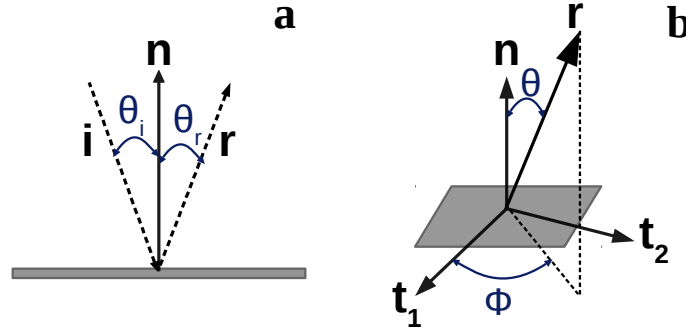


Figura 2.7: Reflexión de forma especular (a) y difusa (b) en una superficie.

2.3.1.3. Reflexión en las superficies

Existen dos distribuciones limitantes de la radiación incidente reflejada: reflexión especular y difusa (fig. 2.7). La reflexión especular es similar a la que ocurre en un espejo, es decir, el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión y los ángulos acimutales difieren en 180° . Por otro lado, la reflexión difusa borra todas las características direccionales de la radiación incidente al distribuir la radiación uniformemente en todas las direcciones (Duffie & Beckman 2013).

La ley de la reflexión especular considera que el ángulo de incidencia es igual al ángulo de reflexión con respecto a la normal de la superficie como se observa en la figura 2.7a, por lo que:

$$\mathbf{i} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{n} \quad (2.19)$$

donde \mathbf{i} y \mathbf{r} son los vectores de propagación de la onda incidente y reflejada, respectivamente, \mathbf{n} es la normal y se calcula con $\mathbf{n} = \nabla S / |\nabla S|$ donde S es la ecuación de la forma geométrica. Los tres vectores se encuentran en el mismo plano, llamado plano de incidencia, tal que:

$$(\mathbf{i} \times \mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.20)$$

Con las ecuaciones 2.19 y 2.20 se obtiene la dirección de reflexión especular:

$$\mathbf{r} = \mathbf{i} - 2(\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} \quad (2.21)$$

Por otra parte, la dirección de reflexión difusa se obtiene con la expresión (Mahan 2002):

$$\mathbf{r} = \mathbf{n} \cos(\theta) + \mathbf{t}_1 \sin(\theta) \cos(\phi) + \mathbf{t}_2 \sin(\theta) \sin(\phi) \quad (2.22)$$

donde θ y ϕ son los ángulos directores cenital y acimutal respectivamente y, \mathbf{t}_1 y \mathbf{t}_2 son vectores ortogonales a la normal y se obtienen de las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned} \mathbf{t}_1 &= \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{e}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{e}|} \\ \mathbf{t}_2 &= \mathbf{n} \times \mathbf{t}_1 \end{aligned} \quad (2.23)$$

donde \mathbf{e} representa la coordenada i, j o k siempre y cuando no sea la coordenada de referencia para las superficies.

Debido a que un rayo se refleja con la misma probabilidad hacia cualquier dirección, los ángulos directores θ y ϕ se generan de forma aleatoria uniformemente distribuida en un diferencial de ángulo sólido ($d\omega$) por unidad de área de emisión:

$$f(\theta, \phi) d\omega = \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\phi \quad (2.24)$$

La generación de los ángulos θ y ϕ a partir de números aleatorios uniformemente distribuidos, se discutirá en el Apéndice A.

La dirección de reflexión especular se verá afectada por errores inherentes de los sistemas de concentración como los errores ópticos ó imperfecciones de la superficie del concentrador y por la forma solar.

2.3.1.4. Forma solar

En la superficie de la tierra, el sol se puede definir como fuente de luz con base en la distribución de la intensidad angular de la luz a través del disco solar (conocida como forma solar) y la posición del sol. La forma solar es la distribución de intensidad de los rayos solares que llegan a la superficie de la Tierra como función del ángulo con respecto al centro del disco solar. Esta forma solar no es constante en el tiempo y es dependiente de la localización geográfica ya que se ve afectada por las condiciones climáticas. Existen diferentes formas solares utilizadas para el análisis numérico de los fenómenos (figura 2.8): el sol uniforme (pillbox), el sol Gaussiano, el sol estándar y los soles reales o radio circunsolar (CSR).

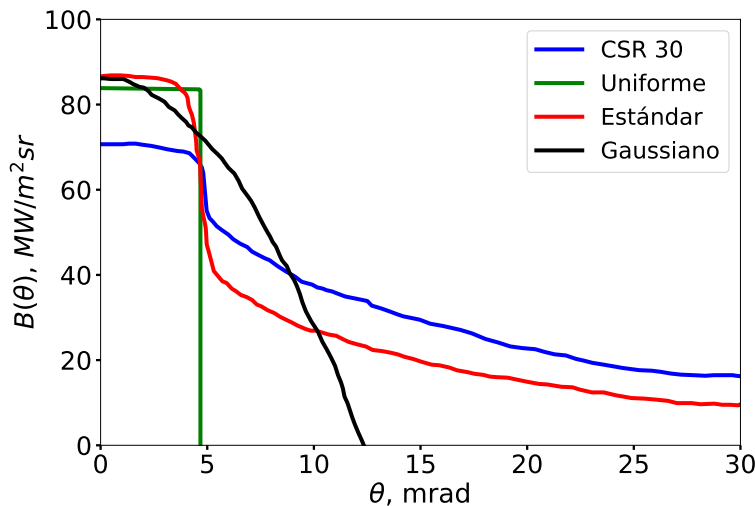


Figura 2.8: Formas solares.

El sol gaussiano y pillbox son las distribuciones probabilísticas más comúnmente usadas (Wendelin 2003). El parámetro que define una distribución gaussiana para el disco solar es

el semi-ángulo σ_{sun} de la distribución. Para el sol pillbox, es una distribución plana que es simplemente el ancho de medio ángulo. El sol estándar es un promedio sobre un conjunto de observaciones hechas a cielo despejado y en diferentes localidades de los Estados Unidos. El sol CSR se define como la radiación dentro de la región circumsolar, dividida por la radiación de las regiones de haz directo y circumsolar combinadas (Shuai et al. 2008).

El sol no es una fuente de luz puntual, por lo que el no paralelismo (θ) indica el ángulo entre el vector de distancia de un punto de la tierra y un elemento de superficie particular en el disco solar con el vector que señala dicho punto de la tierra hacia el centro del sol, como se muestra en la figura 2.9. Su valor máximo (θ_{max}) se evalúa con la expresión 2.25 donde d_{sun} es el diámetro del Sol ($d_{sun} = 1.392 \cdot 10^9 m$) y L_0 es la distancia entre el Sol y la Tierra ($L_0 = 1.496 \cdot 10^{11} m$); la solución de la expresión anterior es θ_{max} equivalente a 4.65 mrad (Shuai et al. 2008).

$$\theta_{max} = \arctan\left(\frac{d_{sun}}{2L_0}\right) \quad (2.25)$$

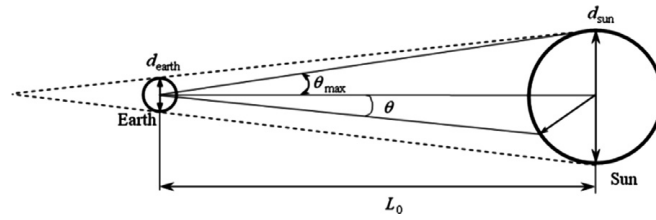


Figura 2.9: *Relación entre la tierra y el sol.*

2.3.1.5. Error óptico

Según la forma de modelarse, los errores ópticos de una superficie al no reflejar perfectamente de forma especular, se dividen en errores aleatorios y no aleatorios (Güven & Bannerot (1986a), Güven & Bannerot (1986b)).

Los errores aleatorios con probabilidad gaussiana son los errores de pendiente (σ_{slope}), la especularidad del espejo (σ_{mirror}), cambios aparentes en la anchura del sol (σ_{sun}) y errores en el seguimiento del sol (σ_{track}). Por otra parte, cuando se tiene información suficiente, los errores como desalineamiento efectivo del receptor con el foco del reflector, errores del perfil del reflector y el desalineamiento del sistema con respecto al sol, se clasifican como errores no aleatorios. En el caso de no tener la información suficiente se analizan como errores aleatorios. Los errores aleatorios se analizan estadísticamente y los no aleatorios se analizan como efectos geométricos, es decir, se incorporan disposiciones en el modelo óptico que permiten el análisis de dichos errores ya que tienen un único valor determinista.

En el análisis del error estadístico se supone que los errores son procesos estocásticos independientes, y sus ocurrencias están representadas por distribuciones normales de probabilidad para datos univariados, 1D. La distribución de la energía dirigida hacia el receptor

(forma efectiva del sol) se obtiene entonces por convolución de distribuciones normales (datos bivariados) como se observa en la figura 2.10.

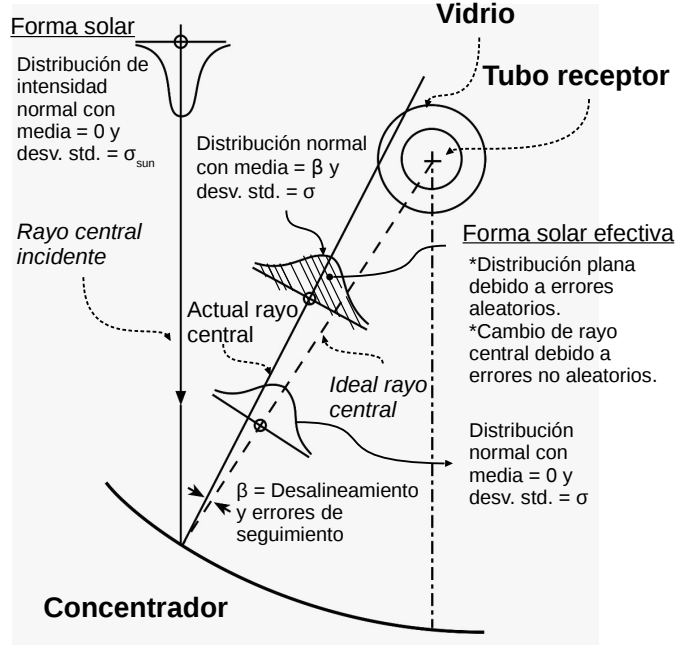


Figura 2.10: Modelación de errores potenciales en colectores parabólicos (Güven & Bannerot 1986b).

Por lo tanto, la función de intensidad angular para la forma solar efectiva puede expresarse como:

$$E_{2D}(\theta_x, \theta_y) = f(\theta_x) g(\theta_y) \quad (2.26)$$

$$E_{2D} = \frac{1}{\sigma_x \sigma_y 2\pi} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta_x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\theta_y^2}{\sigma_y^2} \right) \right\}$$

donde $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ y $\theta_x^2 + \theta_y^2 = \theta^2$, la ecuación 2.26 se convierte en:

$$E_{2D} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp \left(\frac{-\theta^2}{2\sigma^2} \right) \quad (2.27)$$

donde $\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}$ y σ_i representa cada error aleatorio del sistema en mrad (Güven & Bannerot 1986b). De igual forma, la ecuación 2.27 fue obtenida de forma experimental por Pettit (1977).

Como se describió anteriormente, la dirección de un rayo depende de dos ángulos directores, el ángulo cenital (2.27) y el acimutal, como se observa en la figura 2.7b, están distribuidos en una semiesfera por lo que la función de distribución de los ángulos directores

en un diferencial de área dA es:

$$f(\theta, \phi) dA = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma^2}\right) \theta d\theta d\phi \quad (2.28)$$

En el apéndice A se muestra el desarrollo de la ecuación 2.28 para la obtención de los ángulos directores mediante números aleatorios uniformemente distribuidos.

2.3.2. Métodos de solución del intercambio radiativo entre superficies

El intercambio radiativo entre superficies (transferencia de radiación) se rige por ecuaciones integrales. Entre las formas de solucionar el problema está la cuadratura numérica para la evaluación de integrales, o el método de radiación neta. Con estas técnicas, la solución a problemas es relativamente simple, siempre y cuando la geometría no esté involucrada y/o si las propiedades radiativas no varían con la dirección.

Muchos problemas matemáticos también pueden resolverse mediante métodos estadísticos que implican el uso de números aleatorios como el método de Monte Carlo (MC). MC se ha utilizado para solucionar geometrías complejas como la radiación de la superficie de un avión, en el procesamiento de semiconductores, superficies de emisión anisotrópica, la dispersión de partículas, la radiación espectral y la radiación transitoria.

El método MC se desarrolló por primera vez durante el Proyecto Manhattan de la Segunda Guerra Mundial con el propósito de modelar las trayectorias de neutrones durante la fisión. Desde entonces, MC ha experimentado numerosos desarrollos y ha tenido aplicación en prácticamente todas las áreas de la ciencia y la ingeniería ya que resuelve ecuaciones diferenciales e integrales para encontrar valores propios, para matrices de inversión y para evaluar integrales múltiples. MC se ha definido como la técnica para resolver un problema poniendo números aleatorios y obteniendo respuestas aleatorias. Los problemas manejados por el método de MC son de dos tipos: probabilístico y determinista según el comportamiento y el resultado de los procesos aleatorios (Talebi et al. 2017). Para una comprensión exhaustiva de los métodos de MC, se necesita una buena base en métodos estadísticos.

La eficiencia del método Monte Carlo se ha mejorado con el uso del principio de reciprocidad de intercambio radiativo, con lo que se han desarrollado muchas técnicas de reducción de variaciones. El método de Monte Carlo inverso (RM), en contraste con el método de Monte Carlo tradicional (FM), calcula las contribuciones absorptivas por el intercambio radiativo entre elementos de superficie con base en el principio de reciprocidad de la radiación térmica. Las contribuciones emisivas, sin embargo, se calculan de manera determinista similar a la del FM. Otro ejemplo es el método de intercambio directo que se calcula mediante el intercambio de radiación en su conjunto sobre la base del principio de reciprocidad, en lugar de la contribución de absorción.

Los problemas en la radiación térmica son particularmente adecuados para la solución mediante una técnica de Monte Carlo, ya que la energía viaja en paquetes discretos (fotones) sobre distancias relativamente largas a lo largo de un camino recto antes de la interacción con la materia. Por lo tanto, resolver un problema de radiación térmica por Monte Carlo implica

rastrear la historia de una muestra aleatoria estadísticamente significativa de fotones desde sus puntos de emisión hasta sus puntos de absorción (Modest 2013).

2.3.2.1. Funciones de distribución de probabilidad aleatoria

Como se mencionó anteriormente, MC es una secuencia de eventos aleatorios. En muchos casos, un evento aleatorio puede ser asignado a un número real x_i . A este número se le conoce como variable aleatoria, es decir, una variable asociada a una probabilidad (Degroot Morris 1988). Para determinar la probabilidad con que ocurre un evento es necesario conocer las funciones de distribución. Estas funciones contienen la información física que define al proceso.

Si $y = y(x)$ es una variable aleatoria que es función de otra variable aleatoria x , las distribuciones de probabilidad de ambas están ligadas por la ecuación $\mathbf{f}(y) dy = \mathbf{g}(x) dx$ ya que la probabilidad de ocurrencia de un rango de x es la misma que la probabilidad de ocurrencia del rango correspondiente de y (Dehesa-Carrasco (2007), Villafán-Vidales (2009)). A partir de aquí se pueden generar números aleatorios con cualquier distribución \mathbf{f} , a partir de números con distribución uniforme.

Sea $\mathbf{g}(x) = 1$ una distribución uniforme con x en el rango de 0 a 1, al integrar se obtiene:

$$F(y) + c = x \quad (2.29)$$

donde F es la integral de \mathbf{f} y x representa al número aleatorio uniformemente distribuido entre 0 y 1. La constante c se obtiene al evaluar la función en los límites de integración para $x(0; 1)$ y para $y(y_0 = F(0); y_1 = F(1))$. Para tener la ecuación 2.29 en función de números aleatorios, es necesario invertirla:

$$y = F^{-1}(x + c) \quad (2.30)$$

La ecuación 2.30 permite generar un número con distribución $F(y)$ a partir de números aleatorios uniformemente distribuidos. Es necesario que la integral F exista analíticamente y sea invertible, cuando no es posible, se debe recurrir a una “inversión” numérica.

Las funciones de distribución generadas en este trabajo parten de superficies que dependen de dos coordenadas, por lo que la generación de números aleatorios con ciertas funciones de densidad conjunta parten del diferencial de área de dicha superficie. En el apéndice A se expresan de forma detallada las principales funciones de distribución de probabilidad utilizadas para la simulación de la transferencia de calor por radiación en el reactor irradiado directamente.

3.1. Configuración modelada

El sistema modelado consiste en un reactor tipo cavidad elíptica truncada (crisol) irradiado por un concentrador solar parabólico (fig. 3.1).

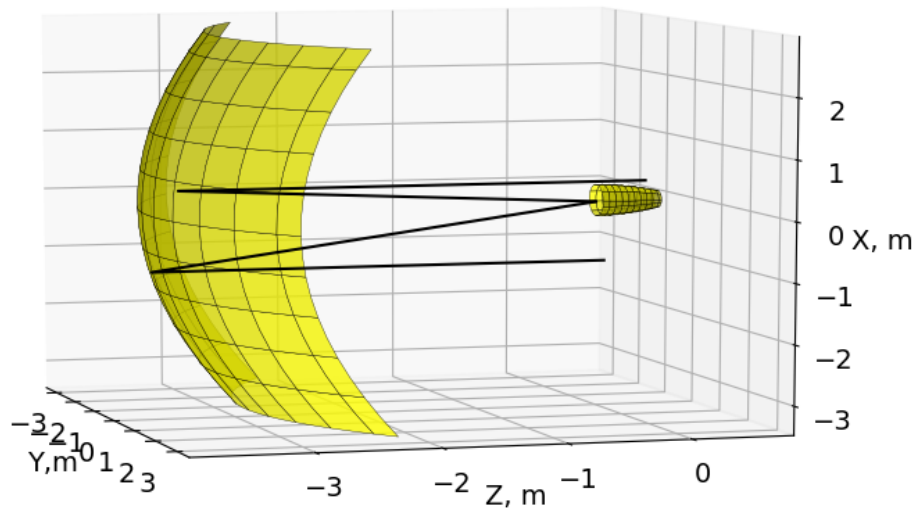


Figura 3.1: *Sistema de concentración solar con receptor integrado.*

El concentrador solar es un paraboloides de revolución con características equivalentes a las del HoSIER reportadas por Riveros-Rosas (2008): distancia focal de 3.68 m (f), relación f/D de 0.58, ángulo de borde de 46.6° y el contorno del concentrador se asume cuadrado con medidas de 6.2 m de alto por 6.7 m de ancho, éstas son las medidas reales del HoSIER. En la figura 3.2 se muestra una foto del concentrador real, este concentrador está facetado con 409 espejos hexagonales y no es una parábola perfecta, pero la representación propuesta es suficiente para los presentes propósitos como se muestra en la validación hecha más adelante.



Figura 3.2: *Concentrador del HoSIER compuesto por facetas hexagonales. Tomada de Licurgo-Pedraza (2012).*

El reactor es un crisol de Alúmina de alta pureza, ver figura 3.3. Éste tiene una longitud (L) de 5.2 cm, diámetro interno de abertura (D_{ap}) y de fondo (D_f) de 5.4 y 2.8 cm, respectivamente. El diámetro interno promedio (D_{cav}) es de 4.53 cm. El espesor de la pared del crisol es de 2 mm. En la validación del programa, la forma geométrica del crisol (la pared de la cavidad) se representó con varias ecuaciones de segundo orden, la relación radio (r)-profundidad (z) que obtuvo un mejor ajuste es:

$$r(z) = -4.5831z^2 - 0.004536z + 0.0267 \quad (3.1)$$

Los mecanismos de transferencia de calor en el crisol se evaluaron con el método de trazo de rayos Monte Carlo (MC) para la transferencia radiativa y con el método de Volumen finito (FV) para la conducción con condición de frontera de convección. En el modelo matemático se considera que el crisol tiene pérdidas convectivas hacia el fluido en el que está inmerso (Argón) y se supone que el fluido es un medio transparente a la radiación.

El modelo se divide en 4 etapas: reflexión de la radiación por el concentrador, reflexión o absorción de la radiación solar concentrada en el interior de la cavidad, intercambio radiativo en el interior de la cavidad y solución del sistema considerando los tres mecanismos de Transferencia de Calor. Las primeras tres etapas son consideradas en MC.

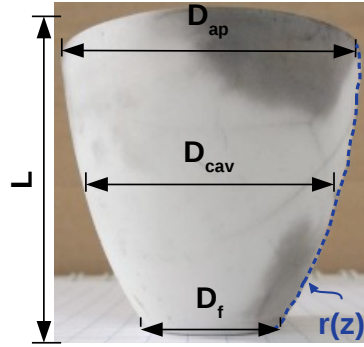


Figura 3.3: Crisol de Alúmina utilizado como reactor solar. Tomada de Ayala-Cortés (2017).

3.2. Desarrollo del código de simulación Monte Carlo

El modelado de la propagación de radiación mediante el método de Monte Carlo consiste en simular la propagación de un gran número de rayos, siguiendo sus trayectorias desde el concentrador solar hasta la superficie del reactor en donde después de varias reflexiones es absorbido en alguna de las sub-superficies del reactor. En consecuencia de la absorción no uniforme de la energía solar concentrada, se generan gradientes de temperatura en la superficie y debido a tener temperaturas diferentes del cero absoluto, hay emisión e intercambio de energía entre sus paredes. Las propiedades ópticas del material de la cavidad y las reglas de probabilidad son usadas para determinar el número de rayos absorbidos provenientes de una sub-superficie en otra sub-superficie del sistema (Mahan 2002).

A continuación se describe de forma detallada la propagación de la radiación solar desde el concentrador hasta el reactor solar.

3.2.1. Reflexión de la radiación por el concentrador

Un gran número de rayos son trazados desde su incidencia y reflexión en el concentrador, hasta el plano de abertura del reactor localizado en el punto focal del concentrador.

El punto de incidencia de los rayos sobre la abertura del concentrador, se escoge aleatoriamente en función de una distribución uniforme en la sección transversal del mismo. Los rayos se lanzan con dirección paralela al eje óptico del concentrador (\mathbf{i}) y se procede a calcular el punto de intersección con la curvatura de la parábola de revolución. Enseguida, se genera un número aleatorio (X_ρ) uniformemente distribuido entre 0 y 1 y se compara con el valor de la reflectividad del concentrador (ρ), si $X_\rho > \rho$ el rayo es absorbido en el concentrador, de lo contrario, se debe calcular la dirección de reflexión especular (\mathbf{r}) con la ecuación 3.2 descrita en la sección 2.3.1.3.

$$\mathbf{r} = \mathbf{i} - 2(\mathbf{i} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} \quad (3.2)$$

Después de calcular la dirección de reflexión, el siguiente paso es considerar una desviación aleatoria de este rayo reflejado respecto de esta dirección debido a las imperfecciones de

la superficie reflejante. Como se explicó en la sección 2.3.1.5, estos errores siguen una distribución Gaussiana bidimensional en el espacio de ángulos de desviación cenital y acimutal (θ y ϕ), con respecto a la dirección especular. Por lo tanto, se requiere generar dos números aleatorios de acuerdo a las ecuaciones 3.3 cuyo procedimiento de obtención se explica en el apéndice A.2.

$$\begin{aligned}\theta &= \sqrt{-2\sigma^2 \log(1 - X)} \\ \phi &= 2\pi Y\end{aligned}\quad (3.3)$$

Una vez que se tiene el punto de reflexión y la dirección en la que sale el rayo después de impactar en el concentrador, el siguiente paso es propagarlo hacia el receptor. Ésto se hace calculando la intersección del rayo, con posición inicial en el concentrador de r_0 y con dirección \mathbf{r} , con la abertura del reactor; la distancia más corta (l) entre la posición del rayo y el plano de la abertura del receptor es la formada por una línea recta (fig. 3.4).

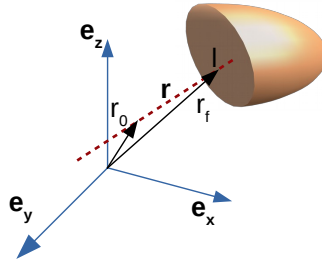


Figura 3.4: Línea Recta en la dirección \mathbf{r} que pasa por el vector r_0 .

El punto final del rayo en el plano de la abertura del reactor (r_f) se calcula con la ecuación:

$$\mathbf{r}_f = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}l \quad (3.4)$$

donde las componentes de r_f son x , y y z , el vector r_0 está compuesto por x_0 , y_0 y z_0 , y las coordenadas cartesianas de \mathbf{r} son r_x , r_y y r_z .

Si la magnitud de esta posición final es menor que el diámetro de la abertura del receptor, éste se tendrá que propagar en el interior del crisol, en caso contrario, se descarta ya que este rayo lleva una dirección desviada de tal forma que interceptará con otra superficie y no la de interés.

3.2.2. Propagación de la radiación solar en el crisol

En esta segunda etapa, los rayos que inciden en la abertura del crisol son propagados hacia el interior del mismo y se simula la reflexión o absorción de éstos en las paredes del reactor para calcular la distribución de potencia por elemento de superficie denotado con H_o en la ecuación a resolver mediante MC presentada en la sección 2.3 (ec. 2.3).

Con la información inicial de los rayos, \mathbf{r} y r_f de la etapa anterior, se calcula la distancia (1) que viaja el rayo en el medio no participativo hasta un punto de colisión con alguna de las superficies del crisol. La nueva posición se obtiene al generar las distancias desde la posición inicial r_0 del rayo hacia las superficies implicadas: la abertura del receptor, el fondo del receptor y la pared de éste. Las distancias hacia las dos superficies planas dadas por la abertura (entrada) y el fondo del reactor, son:

$$\begin{aligned} \text{Entrada } (Z = 0) : \quad l &= -\frac{z_0}{r_z} \\ \text{Fondo } (Z = L) : \quad l &= \frac{L - z_0}{r_z} \end{aligned} \quad (3.5)$$

Para obtener la distancia a la pared del receptor, que es una cavidad cóncava representada por un polinomio de segundo orden (ecuación 3.1), se requiere sustituir la ecuación 3.4 para cada variable de la ecuación de la forma geométrica. La geometría de la pared del receptor se aproximó con una malla de nodos axiales fijos que se interconectaron con líneas rectas.

La ecuación de la línea recta es $r = mz + b$, donde m y b son constantes que representan la pendiente y la ordenada al origen respectivamente, z es la posición axial y r es la posición radial en el sistema; en coordenadas cartesianas, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Al sustituir la ecuación 3.4 en la ecuación de la geometría aproximada con líneas rectas se obtiene:

$$(x_0 + r_x l)^2 + (y_0 + r_y l)^2 = [m * (z_0 + r_z l) + b]^2 \quad (3.6)$$

Resolviendo la ecuación 3.6 se obtiene una ecuación cuadrática como se muestra en la ecuación 3.7, con dos soluciones que pueden ser reales ó imaginarias:

$$At^2 + Bt + C = 0 \quad (3.7)$$

Las variables A, B y C de la ecuación 3.7 se definen como:

$$\begin{aligned} A &= r_x^2 + r_y^2 - m^2 r_z^2 \\ B &= 2 * (x_0 r_x + y_0 r_y - z_0 r_z m^2 - m b r_z) \\ C &= x_0^2 + y_0^2 - m^2 z_0^2 - 2 m b z_0 - b^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Las dos soluciones obtenidas corresponden a las distancias posibles del rayo hacia una parte de la pared del crisol, como se dividió en nz nodos axiales, el total de distancias hacia la pared es $2(nz - 1)$; el total de distancias es $2(nz - 1)$ más la distancia hacia la abertura del crisol y la distancia hacia el fondo.

Cabe mencionar que este procedimiento se pudo haber aplicado directamente al polinomio de segundo orden (ec. 3.1), pero el resultado obtenido sería una ecuación de cuarto orden con 4 raíces reales ó imaginarias que, al resolver en un programa de cómputo implicaría mayor tiempo de cómputo e imprecisión en las distancias obtenidas. En el Capítulo de Resultados (sección 4.1) se presenta detalladamente la discusión anterior y se demuestra que la aproximación con líneas rectas entre nodos es un buen método de solución.

Las siguientes reglas se aplican a las distancias obtenidas para finalmente seleccionar el punto de intersección de la trayectoria del rayo (Mahan 2002):

1. Eliminar el punto de salida
2. Eliminar los puntos en dirección contraria o *back candidates*, distancia que cumple con la ecuación 3.9. Donde \mathbf{i} , \mathbf{j} y \mathbf{k} son los vectores que conforman la base canónica en \mathbb{R}^3 .

$$[(x - x_0)\mathbf{i} + (y - y_0)\mathbf{j} + (z - z_0)\mathbf{k}] \cdot \mathbf{n} < 0 \quad (3.9)$$

3. De los puntos candidatos que no cumplen con las condiciones anteriores, se elije el de menor magnitud.

Después de seleccionar la distancia de menor magnitud, con la información guardada de r_0 y \mathbf{r} se aplica la ecuación de la línea recta (ec. 3.4) para conocer el punto de intersección con el crisol (r_f) y determinar si se absorbe o se refleja hacia otra sub-superficie del crisol. La absorción del rayo se da cuando un número aleatorio uniformemente distribuido (X_α) generado entre 0 y 1, es menor que α_{sol} dada por la ecuación 2.18 (ver sección 3.2.3.1). Cuando $X_\alpha > \alpha_{sol}$ el rayo es reflejado de forma difusa con una dirección \mathbf{r} , esta nueva dirección de reflexión difusa se genera con las ecuaciones descritas en la sección 2.3.1.3.

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{n} \cos(\theta) + \mathbf{t}_1 \sin(\theta) \cos(\phi) + \mathbf{t}_2 \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \mathbf{t}_1 &= \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{e}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{e}|} \\ \mathbf{t}_2 &= \mathbf{n} \times \mathbf{t}_1 \end{aligned} \quad (3.10)$$

Como se describió en la sección mencionada anteriormente, la reflexión de un rayo de forma difusa se da con la misma probabilidad dentro de una semiesfera donde el vector director tiene una desviación θ con respecto a la normal en dicha posición, y otra desviación ϕ respecto al plano de \mathbf{t}_1 y \mathbf{t}_2 . En el apéndice A.1 se muestra el procedimiento para la obtención de las funciones de distribución de probabilidad de θ y ϕ a partir de números aleatorios uniformemente distribuidos que están dados por:

$$\begin{aligned} \theta &= \arcsin(\sqrt{X}) \\ \phi &= 2\pi Y \end{aligned} \quad (3.11)$$

Como se observa en las ecuaciones 3.10, el cálculo de la dirección de reflexión difusa depende de la normal a la superficie en la posición r_0 , dicha normal (\mathbf{n}) varía para cada punto de la superficie (fondo y pared del reactor). Para el fondo, como es una superficie plana, \mathbf{n} es constante y para la pared del reactor, como es una superficie cóncava que se aproximó con líneas rectas entre los nodos axiales, varía de un punto a otro. En los cálculos, \mathbf{n} está dada por:

$$\begin{aligned} \text{Fondo: } \mathbf{n} &= [0, 0, -1] \\ \text{Pared: } \mathbf{n} &= -\frac{\nabla S}{|\nabla S|} = -\frac{\left[\frac{x_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}, \frac{y_0}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}, -m \right]}{|\nabla S|} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Con la información de la nueva dirección de reflexión y la posición del rayo, se vuelve a realizar el procedimiento descrito anteriormente a partir la generación de las distancias hasta otro punto de la superficie del crisol, determinar cuál es la distancia menor posible y finalmente evaluar si el rayo se absorbe o se refleja nuevamente.

En la figura 3.5 se muestra un ejemplo de las posibles intersecciones para un fotón ubicado en r_0 . La pared del crisol se segmentó en 5 nodos axiales. Se observa que la menor distancia absoluta es hacia el punto r_f en la pared del crisol, algunas intersecciones son *back candidates* y otras están a una distancia más larga que r_f que hasta pueden posicionarse encima de D_{ap} (fuera del crisol).

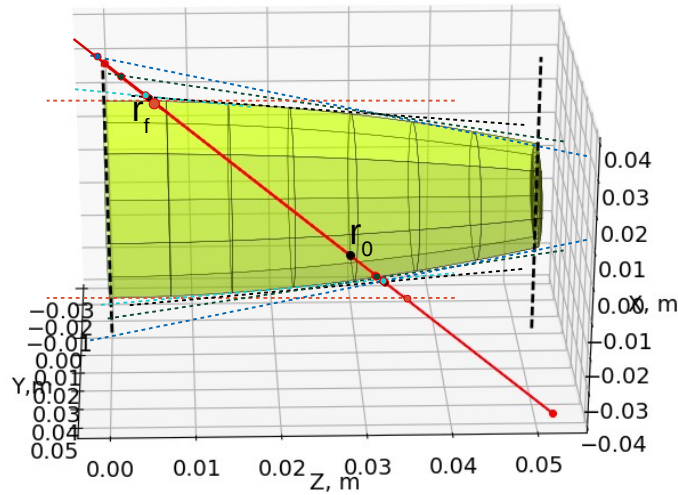


Figura 3.5: Posibles intersecciones de un rayo dentro del crisol.

Una vez que todos los rayos que entraron al crisol fueron propagados, se calcula el término $\mathfrak{S}_{s \rightarrow i}$ de la ecuación 2.3; A_s es el área de sección transversal del concentrador y q_{ext} es el producto de la Irradiancia Solar Directa (G_b , obtenida de forma experimental con el procedimiento descrito en la sección 3.4) por el porcentaje de abertura del atenuador. $\mathfrak{S}_{s \rightarrow i}$ se considera un factor de absorción ya que es la suma de los rayos que interceptaron directamente en la sub-superficie i más los rayos que se absorbieron en i después de varias reflexiones, por lo tanto, es el cociente de los rayos absorbidos en la sub-superficie i y los rayos iniciales I que fueron propagados desde el concentrador solar.

3.2.3. Intercambio radiativo en el interior del crisol

La emisión surge de la diferencia en las temperaturas alcanzadas por cada elemento de superficie debido a las distintas cantidades de radiación absorbida. La ecuación 2.3 de la

sección 2.3:

$$Q_i = \epsilon_i \sigma T_i^4 A_i - \sum_{j=1}^J \epsilon_j \sigma T_j^4 A_j \mathfrak{S}_{j \rightarrow i} - H_o \quad (3.13)$$

es la base de esta etapa de programación ya que plantea un balance de energía que cumple con el equilibrio radiativo en un elemento de superficie i donde la potencia emitida equivale a la potencia absorbida proveniente de la radiación solar más la energía que emitieron los demás elementos de superficie, j , y fue interceptada por éste.

En esta etapa, se corre un MC por cada elemento de superficie que forma parte de la cavidad con el objetivo de generar los factores de absorción entre los elementos de superficie ($\mathfrak{S}_{j \rightarrow i}$, cociente de los fotones interceptados por i y los emitidos por j).

Para contabilizar los rayos interceptados por i provenientes de j , primeramente se deben generar la posición de emisión en la sub-superficie j y la dirección de emisión difusa. La dirección de emisión se calcula con las ecuaciones descritas anteriormente para la reflexión difusa (ecs.3.10) que dependen de los ángulos de desviación cenital y acimutal (ecs. 3.11). La posición de emisión se selecciona aleatoriamente en un espacio muestral uniformemente distribuido en el área del crisol, que deriva de una función de densidad de probabilidad conjunta. En el Apéndice A.3 se detalla el proceso matemático para la obtención de las funciones de distribución de probabilidad de la coordenada angular y la coordenada radial o axial según se emita del fondo o la pared del crisol respectivamente.

Obtenida la dirección y posición de emisión del rayo en el elemento de superficie j , ahora se realiza el seguimiento del rayo con el procedimiento descrito anteriormente: generación de las distancias de intersección con otro elemento de superficie del crisol, selección de la distancia menor posible y evaluación de la absorción del rayo en la sub-superficie j a partir de la generación de un número aleatorio uniformemente distribuido entre 0 y 1 que, si éste es menor que la absorptividad del elemento de superficie i (en la sección 3.2.3.1 se describe la obtención de la absorptividad α del elemento i), el rayo es absorbido por i o de lo contrario se le debe dar seguimiento al rayo hasta que lo absorba algún elemento de superficie i .

Una vez que n rayos fueron emitidos por el elemento de superficie j , y fueron absorbidos por las i superficies, se corre nuevamente el método MC para el siguiente elemento de superficie y así sucesivamente hasta que se concluyan todas las sub-superficies. Posteriormente, se calculan los factores de absorción.

La ecuación 3.13 se puede reducir a un sistema de ecuaciones lineales donde la única incógnita es la temperatura de los elementos de la superficie del crisol: $m_{ij} T_j^4 = b_i$ en estado estable ($Q_i = 0$). Con la información generada hasta el momento, se calcula la matriz m_{ij} y el vector b_i de la siguiente forma:

$$b_i = H_0 \quad (3.14)$$

$$m_{ij} = \begin{cases} (1 - \mathfrak{S}_{j \rightarrow i}) A_i \epsilon_i \sigma, & \text{Si } i = j; \\ -\mathfrak{S}_{j \rightarrow i} A_j \epsilon_j \sigma, & \text{De lo contrario;} \end{cases}$$

3.2.3.1. Propiedades ópticas

Las propiedades ópticas de los materiales son fundamentales para el desarrollo del trazo de rayos mediante MC. La reflectividad del concentrador parabólico (ρ) y las propiedades del crisol como la absorptividad solar (α_{sol}) y la emisividad a diferentes temperaturas (ϵ que por la ley de Kirchhoff equivale a α) fueron los parámetros para decidir si el rayo se absorbía en el concentrador o se reflejaba, si el rayo proveniente del concentrador era absorbido en la superficie del crisol o reflejado difusamente y finalmente la absorción y emisión de rayos por las sub-superficies del crisol a diferentes temperaturas.

La reflectividad del concentrador se determinó de forma empírica en los espejos hexagonales del concentrador del HoSIER. La técnica consistió en medir con un pirheliómetro la G_b y con otro pirheliómetro se midió la Irradiancia Solar Reflejada por los espejos (q_{espejo}); entonces, ρ es la fracción de radiación solar que el espejo refleja con respecto al total, $\rho = q_{espejo}/G_b$. El valor de ρ es de 0.63.

El interior del reactor (ver figura 3.6) se recubrió con una capa de grafito (Conductive carbon paint de Spi) para simular las condiciones del reactor en la pirólisis de agave. α_{sol} y ϵ se calcularon a partir de la reflectancia espectral difusa (ρ_λ) obtenida en un experimentalmente y con datos reportados por Jung et al. (2014).

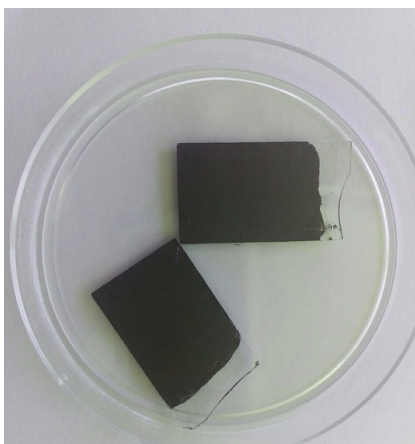


Figura 3.6: Preparación de la muestra de grafito para el análisis en el espectrofotómetro.

El espectro de reflectancia ρ_λ del grafito se midió con un espectrofotómetro Shimadzu modelo UV-3101PC UV-VIS-NIR mediante esferas de integración tomando como referencia el Sulfato de Bario ($BaSO_4$). El intervalo de medición del equipo es de 0.25 a 2.5 μm . La línea base se realizó con la reflectancia espectral del $BaSO_4$ ya que Grum & Luckey (1968) demostraron que este material es estable expuesto a altos flujos de radiación UV y cuando se expone a condiciones ambientales adversas, además, presenta una reflectancia cercana al 100 % entre 0.3 y 3 μm . La medición se realizó sobre muestras de grafito aplicadas con una brocha hasta que se observó una distribución uniforme en un portamuestras de vidrio, de igual manera se aplicó en el crisol; las muestras se dejaron secar 24 h. Tanto la preparación

de las muestras como la medición del espectro se realizaron a temperatura ambiente. En la figura 3.7 se muestra ρ_λ del recubrimiento utilizado en el UV, visible y en el Infrarojo cercano.

Para longitudes de onda por arriba de $2.5\mu m$ se tomaron los datos reportados por Jung et al. (2014) para el óxido de grafito reducido. En la figura 3.7 se muestra el espectro desde el Infrarojo cercano hasta el Infrarojo lejano.

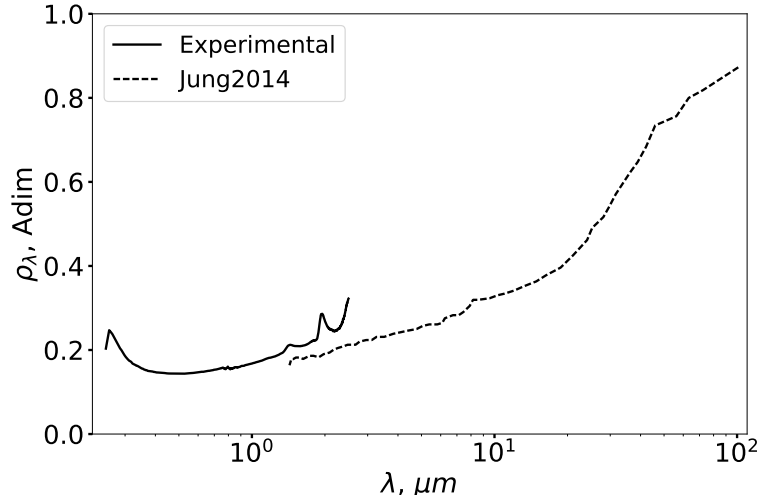


Figura 3.7: *Propiedades de la capa de grafito de la cavidad, la línea continua representa la reflectividad medida experimentalmente y la línea punteada es la reflectividad del óxido de grafito reducido reportada por Jung et al. (2014).*

La absorptividad solar, α_{sol} , se calculó la ecuación 2.18 descrita en la sección 2.3.1.2. A partir de un espectro medido a cierta temperatura, se puede extrapolar la absorptividad a otra temperatura que en este caso fue a la temperatura que irradia el sol. La ecuación 2.18 se integró desde 0.25 hasta $2.5\mu m$ para el sol considerado como cuerpo negro a 5780 K. El valor de α_{sol} es de 83.36% .

Por la ley de Kirchhoff, la absorptividad anterior no puede ser considerada como la emittancia del recubrimiento ya que para mantener el equilibrio térmico que esta ley implica, la temperatura de la fuente emisora debe ser la misma que la fuente absorbidora, en α_{sol} el sol se está considerando a 5780 K mientras que el reactor trabaja entre temperaturas de 473 a 1073 K. Además, la mayor parte del poder emisivo de un cuerpo negro a las temperaturas de trabajo caen en el Infrarojo con máximos entre 2.6 y $6.1\mu m$ (figura 3.8) y α_{sol} abarca hasta $2.5\mu m$.

Para calcular la emisividad del reactor en el rango de 0.25 hasta $12\mu m$, rango en el que se concentra más del 90% de la distribución espectral de la radiación, se utilizó la ecuación 2.17. ρ_λ reportada por Jung et al. (2014) fue utilizada en el rango de 2.5 a $12\mu m$ y la medida experimentalmente en el intervalo de 0.25 a $2.5\mu m$. Las temperaturas analizadas fueron 200 , 400 , 600 y $800^\circ C$. En la tabla 3.1 se observa que a mayor temperatura, mayor emisividad

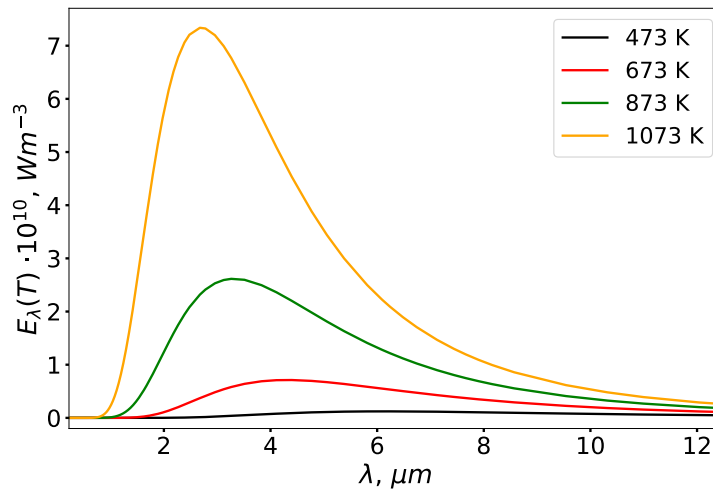


Figura 3.8: Poder emisor de un cuerpo negro a diferentes temperaturas.

tendrá el material.

Tabla 3.1: Emisividades a las temperaturas de trabajo en los experimentos.

Temperatura, K	Emisividad, %
473.15	68.73
673.15	71.69
873.15	75.92
1073.15	78.46

3.3. Transferencia de Calor por Conducción, Convección y Radiación

Debido a la dependencia con la cuarta potencia de la temperatura para el fenómeno de radiación y lineal para conducción y convección, la ecuación del intercambio radiativo entre superficies se acopla con la ecuación de energía mediante un método de partición secuencial. Dicho método resuelve dos subproblemas secuencialmente en subintervalos $[t^n, t^{n+1}]$, donde $n = 0, 1, \dots, N$. Los diferentes subproblemas están conectados por las condiciones iniciales (Geiser 2011). Al final de la sección se muestra el algoritmo general del método de partición secuencial (ver fig. 3.10).

En primera instancia, se resolverá el método FV en el espesor del crisol (1D). En el exterior del crisol se considera la frontera tipo Neumann por estar aislado térmicamente con fibras de alúmina, y en el interior de éste se considera la condición de frontera tipo Robin por el paso de un fluido inerte.

Las ecuaciones 3.15 muestran el balance global en estado transitorio de un elemento de superficie i para diferentes nodos en el espesor del crisol. En el nodo 1 se tiene la condición de frontera tipo Robin y es donde se acoplarán los métodos de MC y FV mediante el método de partición secuencial por ser el nodo que recibe la radiación solar concentrada proveniente del concentrador. En el nodo s sólo se tiene la transferencia de calor por conducción. En el nodo u se tiene la condición de frontera tipo Neumann.

$$\begin{aligned}
 \text{nodo 1: } & \frac{k_n A_{1i} (T_{2i} - T_{1i})}{\Delta x} - A_{1i} h_\infty (T_{1i} - T_\infty) = \frac{\rho c \Delta v_{1i}}{\Delta t} (T_{1i} - T_{1i}^*) \\
 \text{nodo s: } & \frac{k_n A_{si} (T_{(s+1)i} - T_{si})}{\Delta x} - \frac{k_s A_{si} (T_{si} - T_{(s-1)i})}{\Delta x} = \frac{\rho c \Delta v_{si}}{\Delta t} (T_{si} - T_{si}^*) \\
 \text{nodo u: } & \frac{k_s A_{ui} (T_{ui} - T_{(u-1)i})}{\Delta x} = \frac{\rho c \Delta v_{ui}}{\Delta t} (T_{ui} - T_{ui}^*)
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

donde se tomaron en cuenta las propiedades de la Alúmina (ver tabla 3.2) y las propiedades del Argón como h_∞ (coeficiente de convección, $Wm^{-2}K^{-1}$) y T_∞ (temperatura, K). Los parámetros del volumen de control a tomar en cuenta son el espesor (Δx), el volumen ($\Delta v_{(1,s,u)i}$), el área de sección transversal ($A_{(1,s,u)i}$) y la temperatura en un paso de tiempo anterior ($T_{(1,s,u)i}^*$). También se debe considerar el lapso de tiempo transcurrido (Δt).

Tabla 3.2: *Propiedades de la Alúmina (Abanades et al. (2007), Chambon et al. (2009), Bellan et al. (2013)).*

Propiedad	
Densidad (ρ), kgm^{-3}	3900
Capacidad calorífica (c), $Jkg^{-1}K^{-1}$	1274.5
Conductividad (k), $Wm^{-1}K^{-1}$	$32.245 - 0.0353T + 1.314e^{-5}T^2 - 1.73e^{-9}T^3$

Como se observa en la tabla 3.2, la conductividad es una propiedad que es función de la temperatura, por lo que las conductividades en la interfaz del nodo de interés y los nodos vecinos (k_s y k_n de la ec. 3.15) variarán entre cada iteración. La no uniformidad de la conductividad se puede deber a la no homogeneidad del material o en respuesta a la distribución de temperatura. Considerar la media aritmética de la conductividad entre nodos, conduce a implicaciones incorrectas que en algunos casos no se puede manejar con precisión los cambios abruptos de conductividad que ocurren en el material; el promedio armónico (ec. 3.16) da una buena representación del flujo de calor en la interfaz (Patankar 1980):

$$k_n = \frac{2k_P k_N}{k_P + k_N} \tag{3.16}$$

donde k_P es la conductividad del nodo de interés y k_N la conductividad del nodo norte de P. k_s se calcula entre el nodo P y el nodo sur de P.

La temperatura del fluido se obtuvo con el procedimiento experimental descrito en la sección 3.4. El coeficiente de convección se determinó mediante correlaciones empíricas reportadas en la literatura, también se determinó con la ecuación resultante de acoplar la ley

de Newton del enfriamiento y la ley de Fourier en la interfaz del fluido y de la pared interna del crisol. Las correlaciones empíricas involucran números adimensionales que dependen de las propiedades del fluido, en la figura 3.9 se muestran las propiedades termodinámicas y de transporte del Argón.

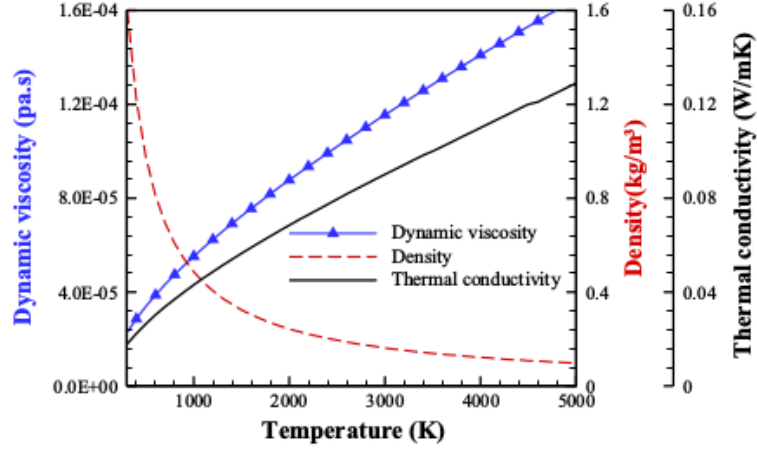


Figura 3.9: *Propiedades termodinámicas y de transporte del Argón (Bellan et al. 2013).*

En la sección 3.3.1 se presentan de forma detallada las correlaciones empíricas para cavidades abiertas y el cálculo del coeficiente convectivo en la interfaz fluido-pared interna del crisol que se analizaron en esta tesis.

En el método FV, se fijó una temperatura de 308 K como condición inicial en todo el dominio, esta condición representa la temperatura promedio del crisol antes de ser expuesto a radiación solar concentrada en el HoSIER. Usando la malla optimizada (en el Apéndice B se describe su obtención) y un pequeño paso de tiempo (Δt), al aplicar el método FV, se obtiene la distribución de temperaturas en la superficie del crisol en el tiempo t^0 .

Después, se resuelve la ecuación de Transferencia de calor por radiación utilizando el método de MC para cada paso de tiempo (ec. 3.19). La condición inicial en todo el dominio, es la distribución de temperatura obtenida en el nodo 1 del método FV (T_{1i}). La solución de esta subrutina parte de la ecuación 2.3 donde Q_i es la parte transitoria del fenómeno:

$$\frac{\rho c \Delta v_{1i}}{\Delta t} (T_{1i} - T_{1i}^*) = b_i - m_{ij} T_{1j}^4 \quad (3.17)$$

donde el subíndice i denota el elemento de superficie a analizar y el subíndice j representa a los demás elementos. Recordemos que:

$$b_i = H_0$$

$$m_{ij} = \begin{cases} (1 - \mathfrak{S}_{j \rightarrow i}) A_i \epsilon_i \sigma, & \text{Si } i = j; \\ -\mathfrak{S}_{j \rightarrow i} A_j \epsilon_j \sigma, & \text{De lo contrario;} \end{cases}$$

La ecuación 3.17 no se puede resolver directamente porque la temperatura en el término transitorio es de potencia lineal y en el término de intercambio radiativo entre superficies se encuentra a la cuarta potencia. Para resolver la ecuación se debe linealizar el término T_{1j}^4 con series de Taylor:

$$X = X_o + \left. \frac{\delta X}{\delta \varepsilon} \right|_{\varepsilon=0} \Delta X \quad \longrightarrow \quad T_{1j}^4 = T_{1j}^{4*} + 4T_{1j}^{3*}(T_{1j} - T_{1j}^*) \quad (3.18)$$

La ecuación 3.19 resulta de sustituir la expansión en serie de Taylor del término T_{1j}^4 (ec. 3.18) en la ecuación 3.17 después de agrupar términos en la variable H_{ij} . Esta ecuación aplicada a todos los elementos de superficie, resulta en un sistema de ecuaciones lineales con n número de ecuaciones y la diferencia de temperatura entre dos pasos de tiempo consecutivos como incógnita. La solución de sistemas de ecuaciones lineales se da con algún método iterativo como el método de Gauss-Siedel.

$$(T_{1j} - T_{1j}^*) H_{ij} = b_{1i} - m_{ij} T_{1j}^{4*} \quad (3.19)$$

$$H_{ij} = \begin{cases} \frac{\rho c \Delta v_{1i}}{\Delta t} + 4m_{ij} T_{1i}^{3*}, & \text{Si } i = j; \\ 4m_{ij} T_{1j}^3, & \text{De lo contrario;} \end{cases}$$

Completado el análisis de la Transferencia de Calor por Conducción, Convección y Radiación en el tiempo t^0 , ahora se vuelven a simular los métodos FV y MC para el tiempo t^1 y obtener la distribución de temperatura en las paredes del crisol en el espesor y profundidad de éstas. Las subrutinas se corren alternadamente hasta el tiempo t_{max} que representa la conclusión de la corrida experimental en el HoSIER.

De forma general, en la figura 3.10 se muestra el algoritmo a seguir para resolver los fenómenos de Transferencia de Calor mediante el método de partición secuencial.

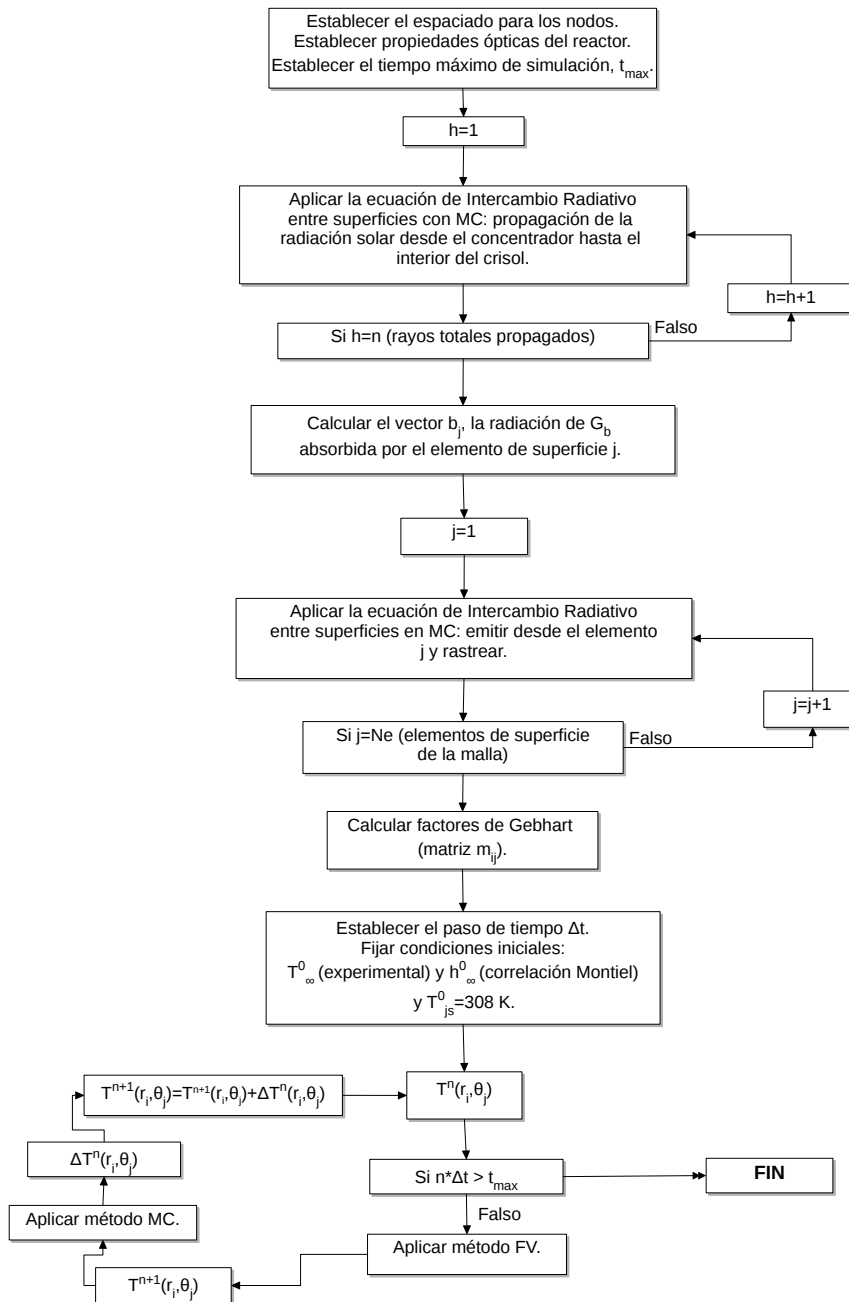


Figura 3.10: Algoritmo general para acoplar el método de Monte Carlo para la Transferencia de Calor por Radiación y el método de Volumen Finito para la Transferencia de Calor por Conducción con condición frontera de Convección.

3.3.1. Coeficiente convectivo

La ley de Newton del enfriamiento establece que el flujo neto de calor en una área A_s hacia el ambiente equivale al producto de la diferencia de temperaturas entre la superficie y el fluido por una constante de proporcionalidad llamada coeficiente de convección:

$$Q = hA_s(T_s - T_\infty) \quad (3.20)$$

La ley de Fourier (ec. 3.21) establece el proceso de transmisión (conducción) de calor entre diferentes partes de un cuerpo, una parte a mayor temperatura (T_{s1}) que la otra (T_{s2}). La conducción de calor se da en cierta área de sección transversal (A_s) y, en este caso en específico, a través del espesor de la pared Δx . La propiedad física de los materiales que determina su capacidad para conducir el calor es la conductividad térmica (k).

$$Q = \frac{kA_s(T_{s2} - T_{s1})}{\Delta x} \quad (3.21)$$

En equilibrio térmico, el flujo neto de calor a través de la pared del crisol y el calor ganado por el ambiente es el mismo, por lo que se puede igualar la ley de Fourier y la ley de Newton del enfriamiento, se obtiene:

$$h_\infty = \frac{\bar{k}(T)(T_{piro} - T_{prom})}{(T_{prom} - T_\infty)\Delta x} \quad (3.22)$$

donde T_{piro} es la temperatura medida en la pared interna del crisol, T_{prom} es la temperatura medida en la pared externa de la cavidad y T_∞ es la temperatura del fluido. $\bar{k}(T)$ es la conductividad promedio de la pared del crisol calculada con la ecuación de la tabla 3.2 y Δx es el espesor de la pared. La obtención de las temperaturas anteriores se detalla en la sección 3.4.

El comportamiento del coeficiente convectivo depende de los números adimensionales que se muestran a continuación, y que a la vez dependen de las propiedades del fluido y de la geometría del sistema.

$$\text{Número de Nusselt, } Nu = \frac{L_s h_\infty}{\kappa}$$

$$\text{Número de Reynolds, } Re = \frac{L_s u}{\nu}$$

$$\text{Número de Prandtl, } Pr = \frac{c\mu}{\kappa}$$

$$\text{Número de Grashof, } Gr = \frac{g\beta\Delta T L_s^3}{\nu^2}$$

$$\text{Número de Rayleigh, } Ra = GrPr = \frac{g\beta\Delta T L_s^3}{\nu\alpha}$$

Las propiedades del fluido utilizadas son la conductividad (k), la velocidad del fluido (u), la viscosidad dinámica (μ) y cinemática (ν), la capacidad calorífica (c), la difusividad térmica

(α) y el coeficiente de expansión volumétrico (β). ν es el cociente de μ y la densidad (ρ). g representa la constante gravitacional y L_s es la longitud característica del reactor.

Las correlaciones empíricas utilizadas para el cálculo del coeficiente convectivo se aplican para cierto rango de los números adimensionales. Uno de los primordiales es Re, cuando el número de Rayleigh es alto ($Ra > 10^4$), la transferencia de calor por convección domina en la cavidad, de lo contrario, la transferencia de calor por conducción es la dominante (Miyamoto et al. 1989).

En un sistema la convección puede ser de dos tipos, natural y la forzada. En el primero el flujo se debe a diferencias de densidad del fluido ocasionadas por gradientes de temperatura. En el segundo, el flujo se impone por un mecanismo externo, tal como un ventilador, el viento, entre otros.

Las pérdidas por convección forzada en una cavidad abierta disminuyen significativamente cuando la dirección del viento se desvía de la dirección en la que se orienta la abertura de la cavidad, hasta el grado de que si están en dirección opuesta, las pérdidas no son mucho más altas que para la convección libre (Harris & Lenz 1985).

Para el caso del viento en dirección perpendicular a la abertura de la cavidad, en geometrías con relación de abertura mayor a 1 (relación D_{ap}/D_{cav}), como en este trabajo, Paitoonsurikarn & Lovegrove (2003) investigaron la relación entre la velocidad del viento y la pérdida de calor por convección para tres receptores con diversas dimensiones y encontraron que la pérdida de calor se reduce por debajo del valor de convección natural para velocidades del viento hasta de 7 m s^{-1} , este estudio concuerda con lo reportado por Xiao et al. (2012).

Prakash et al. (2009) concluyeron que la pérdida convectiva inducida por el viento es generalmente más alta que la pérdida convectiva sin viento en receptores con cualquier inclinación, a excepción de cavidades con abertura orientada lateralmente y el viento en dirección perpendicular a la abertura del receptor porque el viento actúa como una barrera en la abertura que impide la salida del aire caliente del receptor.

En función de las conclusiones obtenidas por Paitoonsurikarn & Lovegrove (2003), Prakash et al. (2009) y Xiao et al. (2012), para este trabajo sólo se considerarán las pérdidas por convección natural ya que el fluido es perpendicular a la normal de la abertura del reactor. Infortunadamente, existe poca literatura que ha analizado la pérdida de calor por convección natural en cavidades abiertas (Wu et al. 2010) de las cuales, las que se citan a continuación fueron utilizadas en este trabajo:

1. Pérdidas convectivas en receptores de diversas geometrías (Harris & Lenz 1985) donde ϕ es el ángulo de inclinación de la cavidad con respecto al concentrador, R_{ap} el radio de abertura, $R_{cav,i}$ el radio interno promedio de la cavidad. Las propiedades del fluido se analizaron a la temperatura T_{prop} con T_w la temperatura de la cavidad y T_∞ la temperatura del fluido. El número de Nusselt está dado por:

$$Nu = 0.52P(\phi)I_c^{1.75}(GrPr)^{0.25} \quad (3.23)$$

donde

$$L_s = \sqrt{2}R_{cav,i}$$

$$T_{prop} = 11/16T_w + 3/16T_\infty$$

$$P(\phi) = \begin{cases} \cos^{3.2} \phi, & 0 \leq \phi \leq 45^\circ; \\ 0.707 \cos^{2.2} \phi, & 45 \leq \phi \leq 90^\circ; \end{cases}$$

$$I_c = \begin{cases} \frac{R_{ap}}{R_{cav,i}}, & R_{ap} \leq R_{cav,i}; \\ 1, & R_{ap} = R_{cav,i}; \end{cases}$$

2. Transferencia de calor en una cavidad cuadrada con un lado calentado y el otro lado y el fondo aislados. Lage et al. (1992) generaron dos correlaciones, una para el lado calentado y otra para el lado aislado. La aplicación que se le puede dar a este trabajo es tomar la correlación para el lado calentado y aplicarlo para toda la cavidad:

$$Nu \cong 0.44Ra^{0.26}\Theta_2^{5/4} \quad (3.24)$$

donde L_s es la altura del sistema (D_{cav}) y Θ_2 es la temperatura adimensional del lado con calentamiento. Θ_2 equivale a $(T_w - T_\infty)/T_\infty$.

3. Correlación para calcular el coeficiente convectivo en cavidades esféricas y hemisféricas abiertas en todo el rango de ángulos de inclinación (Leibfried & Ortjohann 1995). Es una extensión del modelo original de Clausing:

$$Nu = 0.106Gr^{0.333} \left(\frac{T_w}{T_\infty} \right) \left(4.256 \frac{A_{ap}}{A_{cav}} \right)^s h(\phi, \phi_{max}, \phi_{stag}) \quad (3.25)$$

donde

$$\begin{aligned} s &= 0.56 - 1.01 \sqrt{A_{ap}/A_{cav}} \\ h(\phi, \phi_{max}, \phi_{stag}) &= 1/h_0 \left(1 - \cos(\tilde{\phi}^{0.85} \cdot \pi) \right) \\ \tilde{\phi} &= \frac{\phi - \phi_{stag}}{\phi_{max} - \phi_{stag}} \\ \phi_{max} &= -23deg - 260deg \cdot A_{ap}/A_{cav} \\ h_0 &= 1 - \cos(\tilde{\phi}(\phi = 0)^{0.85} \cdot \pi) \end{aligned}$$

4. Paitoonsurikarn et al. (2006) propusieron una correlación para el Nusselt aplicada a cualquier geometría y que toma en cuenta el ángulo de inclinación de la cavidad. En la referencia utilizaron como fluido el aire. Para Nu muy bajos donde la inclinación se acerca a 90° , existen errores de hasta el 50%; este régimen de Nu es bastante insignificante ya que la magnitud de la pérdida de convección es extremadamente baja, en comparación con otras inclinaciones.

$$Nu = 0.0196Ra^{0.41}Pr^{0.13} \quad (3.26)$$

La correlación depende de L_s que se calcula con respecto al ángulo de inclinación, el diámetro de abertura (L_3), el diámetro de la cavidad (L_1) y la profundidad (L_2):

$$L_s = \sum_{i=1}^3 a_i \cos(\phi + \psi_i)^{b_i} L_i$$

donde las constantes a_i , b_i y ψ_i están dadas en la tabla 3.3.

Tabla 3.3: Constantes de la ecuación para evaluar la longitud característica de la cavidad (Paitoonsurikarn et al. 2006).

i	$a_i(-)$	$b_i(-)$	ψ_i (rad)
1	4.08	5.41	-0.11
2	-1.17	7.17	-0.3
3	0.007	1.99	-0.08

5. Kumar & Reddy (2007) desarrollaron una correlación para estimar la pérdidas de calor por convección natural a partir de cavidades hemisféricas modificadas (fig 3.11) con aislamiento (WI) y sin aislamiento (WOI) en el plano de abertura del receptor para concentradores solares difusos. Las correlaciones son válidas en ángulos de inclinación (ϕ) de 0 (abertura orientada lateralmente) hasta 90° (abertura orientada hacia abajo), $10^6 \leq Gr \leq 10^7$, $0.3 \leq D_{ap}/D_{cav} \leq 0.4$, $1.9 \leq T_w/T_\infty \leq 3.0$.

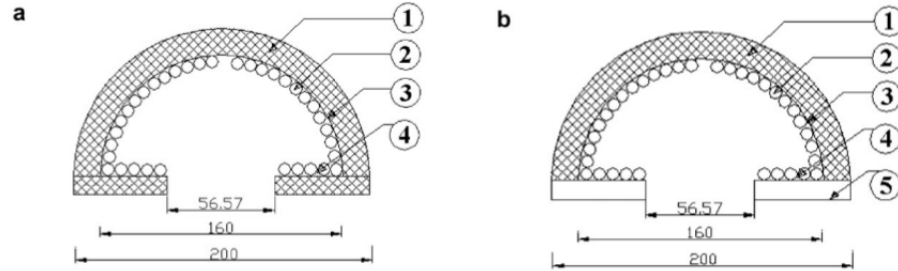


Figura 3.11: Diagrama esquemático del receptor de cavidad modificado a 90°: (a) con aislamiento (WI) y (b) sin aislamiento (WOI).

$$Nu(WOI) = 0.503Gr^{0.222}(1 + \cos \phi)^{1.231} (T_w/T_\infty)^{-0.165} (D_{ap}/D_{cav})^{0.304} \quad (3.27)$$

6. Correlación basada en cavidades hemisféricas que toma en cuenta la temperatura de operación, la inclinación de la cavidad, la emisividad de la superficie y la geometría (Reddy & Kumar 2008):

$$Nu = 0.534Gr^{0.218}(1 + \cos \phi)^{0.916}(1 + \epsilon)^{0.473} \left(\frac{N_{rc}}{1 + N_{rc}} \right)^{1.213} (T_\infty/T_w)^{0.082} (D_{ap}/D_{cav})^{0.099} \quad (3.28)$$

donde

$$Nu_{rc} = \frac{\sigma T_w^4 (D_{cav}/2.0)}{(T_w - T_\infty)k} \quad (3.29)$$

7. Correlación propuesta por Prakash et al. (2009) para el análisis de las pérdidas de calor por convección natural en estado estacionario en receptores de cavidad cilíndrica con temperatura no uniforme en la pared:

$$Nu = 0.246Gr^{0.333}(1 + \cos \phi)^{2.03}(T_w/T_\infty)^{-0.58} \quad (3.30)$$

En el número Gr, L_s es igual a D_{ap} . La correlación también fue validada en geometrías con relación D_{ap} y D_{cav} mayor a uno.

8. Convección laminar natural en un receptor abierto de forma cuadrada con el fondo isotérmico y las otras paredes adiabáticas (Montiel-González et al. 2015). La correlación para el número medio total de Nusselt la obtuvieron con la técnica de regresión de mínimos cuadrados para $10^4 \leq Ra < 10^6$ (1) y $10^6 \leq Ra < 10^7$ (2).

$$Nu(1) = 0.2985Ra^{0.2216}\Theta^2 + (-3 \cdot 10^{-12}Ra^2 + 3 \cdot 10^{-5}Ra + 1.2431)\Theta + 2.6994 \log Ra - 19.729 \quad (3.31)$$

donde L_s es la longitud del sistema (L) y Θ equivale a Θ_2 de la correlación de Lage et al. (1992). Como en la parte experimental no se tiene una pared isotérmica, Θ se calculó con la temperatura promedio de la cavidad.

3.4. Diseño experimental en el HoSIER

Las pruebas en el HoSIER se realizaron en una cámara inerte de borosilicato tipo Pyrex descrita por Rubi-Delgado (2014) (ver figura 3.12). Dentro de la cámara se colocó una cavidad elíptica (crisol) de alúmina (Al_2O_3) de alta pureza (99.7%) con las dimensiones descritas en la sección 3.2. La remoción de gases se hizo con Argón (calidad industrial) asperjado con un anillo metálico circular a una velocidad de $7.118ms^{-1}$.

Se usaron rampas de calentamiento desde 25 hasta $200^\circ Cmin^{-1}$ para lograr las temperaturas objetivo de 200, 400, 600 y $800^\circ C$. Una vez alcanzadas éstas, se dejaron 10 min de estabilización en cada temperatura y 5 min de enfriamiento entre cada una.

Cuando una superficie se somete a radiación solar concentrada, los termopares se deben proteger de la incidencia directa de la radiación para evitar su influencia en la medición. Dicha protección se realiza colocando aislamiento sobre el sensor para reducir los efectos de la radiación y del medio ambiente y se elige un método de montaje que proporcione un buen contacto térmico entre la superficie y el sensor (Ballestrín & Roldán 2017). Es indispensable un buen contacto y el máximo aislamiento posible para que la temperatura del objeto y la del sensor sea la misma.

En el desarrollo experimental, la cavidad se aisló con una capa de fibras de alúmina y los termopares se colocaron en la superficie externa del crisol. Como se muestra en la

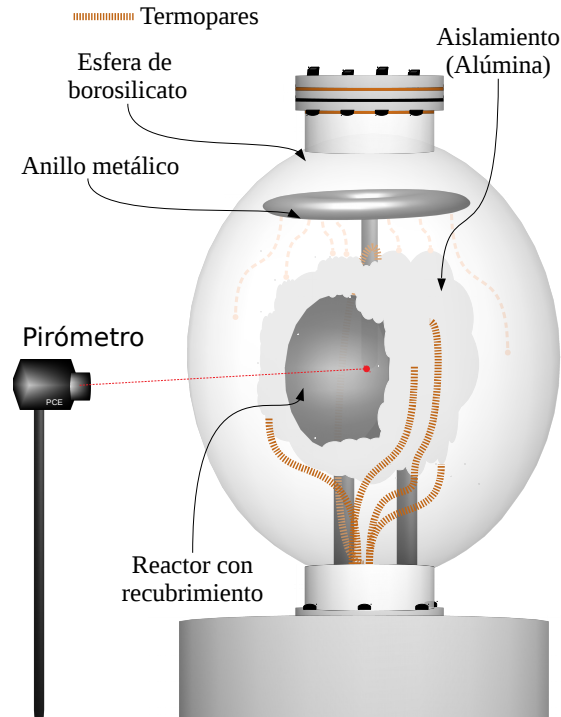


Figura 3.12: Configuración del sistema y sus principales componentes.

figura 3.13, se colocaron 5 termopares a las profundidades descritas en la tabla 3.4. Para asegurar el contacto, los sensores fueron adheridos con pegamento Omega Bond 600 cuya base es magnesio de fosfato, material refractario y aislante que soporta choques térmicos y temperaturas menores a $1427\text{ }^{\circ}\text{C}$.

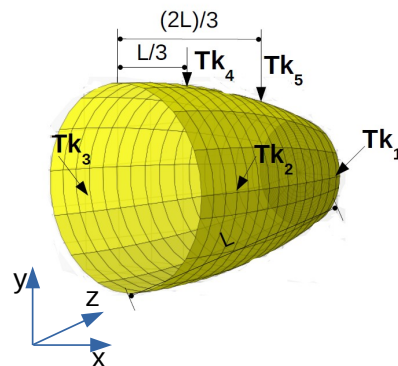


Figura 3.13: Distribución de los termopares en el crisol.

Tabla 3.4: Posiciones de los termopares en el crisol

Termopar	Coordenadas cartesianas [x,y,z], cm
Tk_1	0.79,0.79,5.2
Tk_2	2.53,0,1.73
Tk_3	-2.53,0,1.73
Tk_4	0,2.53,1.73
Tk_5	0,2.11,3.46

Para determinar las propiedades necesarias para el cálculo del coeficiente convectivo del fluido, y las propiedades de la Alúmina del crisol, se utilizó el promedio de las temperaturas medidas por los 5 termopares (T_{prom}).

La temperatura medida con un termopar en contacto con el exterior de la cámara inerte, en una zona que no recibía radiación solar concentrada, se supuso uniforme y equivalente a la temperatura del fluido dentro de la cámara de borosilicato (T_∞).

Todos los termopares utilizados en las pruebas fueron del tipo K, el cual está constituido por un conductor positivo de níquel-cromo y un conductor negativo níquel-aluminio, el rango de medición de temperatura es de 0 a 1100 °C con un límite estándar de error de 2.2 °C.

La temperatura en el interior del crisol (T_{piro}) se obtuvo con un pirómetro apuntando al fondo del interior del crisol. El pirómetro se instaló entre el concentrador y el sistema montado en el punto focal. El límite mínimo de detección de temperatura es 400°C.

Durante las pruebas experimentales, la G_b se midió con un pirheliómetro modelo PSP de Eppley, con sensibilidad de $8\mu V/Wm^{-2}$. El pirheliómetro se instaló al aire libre en la azotea del edificio del HoSIER.

La adquisición de datos se realizó cada 2 segundos.

Al momento de realizar las pruebas experimentales, la temperatura objetivo en el reactor se alcanzó mediante el control de la radiación incidente en el concentrador (proveniente del helióstato) que se hizo a través del atenuador (ver figura 2.1a). La relación entre los grados (x, desde 0.8 hasta 90°) necesarios para abrir el atenuador y dejar pasar P porcentaje de energía hacia el concentrador del HoSIER (de 0 a 100 %) está dada por:

$$P = 1 - \frac{85}{75} \cos(x) \quad (3.32)$$

Esta relación fue desarrollada por Pérez Enciso (2015).

Generalmente, la abertura del atenuador se controla desde el cuarto de control mediante un sistema automatizado, pero en el desarrollo de esta tesis el atenuador se manejó de forma manual ya que la automatización no estuvo en operación por lo que los ángulos de abertura se pudieron obtener sólo de forma aproximada.

Capítulo 4

Resultados y discusión

En el presente Capítulo se presentan los resultados teóricos y experimentales conforme a lo descrito en el Capítulo 3. Previo a la comparación del modelo matemático con los resultados experimentales, el programa se validó por etapas, en la primera, se consideró la radiación concentrada y el perfil de la intensidad en el reactor; en la segunda, la transferencia de calor en el reactor y en la última se hicieron mediciones experimentales.

En la primera etapa de esta tesis, el algoritmo de MC desarrollado se validó reproduciendo el cálculo de la distribución de la radiación en la pared de un receptor reportada por Shuai et al. (2008). Se consideró la reflexión de la radiación por el concentrador y su propagación en el interior del receptor. El problema reportado por Shuai et al. (2008) consta de un concentrador parabólico continuo y una cavidad cónica. Por otra parte, se calculó la distribución radiativa en el crisol y se validó en el programa en Soltrace desarrollado por Pérez Enciso (2015). El programa proporcionado en Soltrace considera un concentrador facetado con espejos hexagonales y el MC desarrollado en esta tesis considera un concentrador parabólico continuo.

La siguiente etapa de validación del algoritmo de MC desarrollado es el intercambio radiativo en el interior del reactor que se realizó considerando la dependencia de malla, de fotones y la convergencia del método Gauss-Siedel; también se analizó la dependencia de malla para el método de FV. En el apéndice B se muestran los análisis de dependencia.

Finalmente, el modelo matemático se validó con pruebas experimentales hechas en el HoSIER. De las pruebas realizadas, se procesaron los datos obtenidos de dos de ellas ya que son representativas por las rampas de calentamiento utilizadas y por haberse realizado en días despejados (G_b relativamente constante).

4.1. Intercambio Radiativo entre el Concentrador y la Cavidad

El algoritmo de MC se validó reproduciendo el cálculo del intercambio radiativo entre un concentrador solar y una cavidad cónica con las condiciones reportadas por Shuai et al. (2008). La cavidad es un cuerpo negro con dimensiones de 0.25 m de largo, 0.1 m de radio de entrada y 0.05 m de fondo. El concentrador parabólico tiene una distancia focal de 3 m,

ángulo de borde de 45° , error óptico de 3.5 mrad y reflectividad de 0.9. Además se consideró un valor de G_b de $1000Wm^{-2}$.

En la figura 4.1 se presenta la distribución de la radiación en la pared del receptor cónico obtenida en la presente simulación y de Shuai et al. (2008). Como puede observarse, existe mucha similitud en la distribución de la radiación en la pared del receptor. En la magnitud existen diferencias entre las curvas, y no resulta claro el origen de estas diferencias, pues los autores de dicho trabajo no dan detalles suficientemente precisos sobre la implementación del método MC que realizaron.

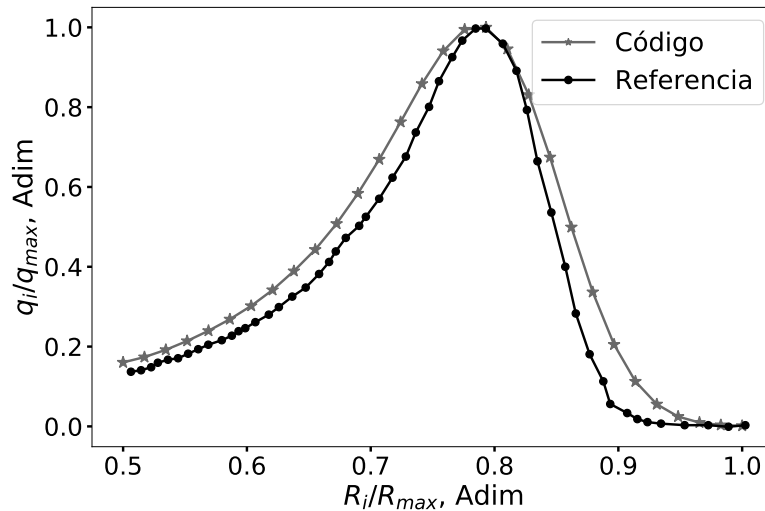


Figura 4.1: Distribución de la radiación en la pared del receptor calculada con MC (\star) y obtenida por Shuai et al. (2008) (\bullet).

Como se explicó en el Capítulo anterior, la ecuación de la forma geométrica del receptor es indispensable para evaluar la propagación de los rayos solares en el interior del receptor, además, permite generar las funciones de distribución de probabilidad para la emisión de radiación en el interior del receptor. Como se trata de una superficie cóncava, se aplicaron ecuaciones no lineales para ajustar su curvatura real.

La curvatura real del crisol se midió con un método simple, trazando el contorno sobre una hoja. Para ello, en una superficie plana, se colocó una hoja milimétrica y sobre ésta el crisol de tal modo que el plano de la base del crisol fuera perpendicular a la superficie. Posteriormente, el contorno del crisol se trazó deslizando un lápiz sobre éste, se tuvo cuidado de mantener el lápiz de forma perpendicular al plano de la mesa. En la tabla 4.1 se muestran algunas ecuaciones utilizadas para ajustar el contorno del crisol y su coeficiente de determinación R^2 . En función del valor de R^2 , los ajustes 2, 3 y 4 son los mejores.

Tabla 4.1: Características de los ajustes no lineales.

Ajuste	Ecuación	Constantes	R^2
1	$r = \sqrt{\frac{B-z^2}{A}}$	$A = 4.9288$ $B = 3.469 \cdot 10^{-3}$	0.9907
2	$r = Az^2 + Bz + C$	$A = -4.5831, C = 0.0267$ $B = -4.536 \cdot 10^{-3}$	0.9975
3	$r = \sqrt{C - B(z + A)^2}$	$A = 1.01 \cdot 10^{-3}, B = 0.183$ $C = 6.937 \cdot 10^{-4}$	0.997
4	$r = \sqrt{B - Az^2}$	$A = 0.1826$ $B = 6.937 \cdot 10^{-4}$	0.9922
5	$z = Ar^2 + B$	$A = -93.7085$ $B = 0.0739$	0.9522

En la figura 4.2 se muestra el contorno del crisol medido y el obtenido por las ecuaciones de la tabla 4.1. El mejor ajuste se logró con el polinomio de segundo orden (ecuación 2). Los demás ajustes difieren de la curva experimental, sobre todo entre 0.02 y 0.04 m, ya que tienden a un semicírculo.

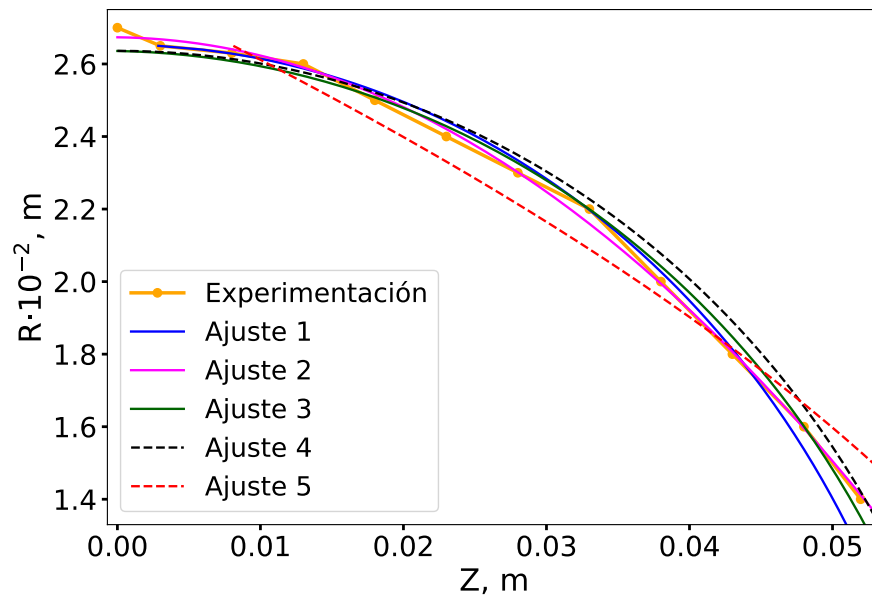


Figura 4.2: Ajustes no lineales para la superficie del crisol.

La generación de las posibles distancias desde la posición inicial del rayo hacia la pared del crisol se generan al sustituir las componentes de la ecuación de la línea recta en las

variables de la forma geométrica, como se describió en la sección 3.2.2. Si se selecciona el ajuste 2, la solución para encontrar las posibles distancias se convierte en una ecuación de cuarto orden con 4 posibles soluciones reales y/o imaginarias. Dicho cálculo se realiza por métodos iterativos como el método de Newton-Raphson, que en tiempo de cómputo es costoso y las raíces son demasiado imprecisas que en ocasiones el método iterativo diverge cuando las raíces están muy juntas (Manual 2004).

Por la complejidad de la solución de las ecuaciones de cuarto orden, se programó el ajuste 4 ya que resulta en una solución de segundo orden. Además, se evaluó el método de aproximar con líneas rectas los nodos producidos con la ecuación de segundo orden con el fin de disminuir la imprecisión del mejor ajuste obtenido de la curvatura real del crisol. El contorno del crisol se segmentó en nz nodos axiales, y la técnica de aproximaciones consiste en unir dos nodos continuos con una recta de la forma $r = mz + b$ donde m es la pendiente y b es la ordenada al origen de la recta. Por cada recta generada, la solución a la ecuación de las posibles distancias hacia ésta consta de 2 raíces reales y/o imaginarias. La cantidad de rectas necesarias para representar a la superficie cóncava son $nz - 1$ rectas y por ende se obtendrán $2(nz - 1)$ soluciones. El área de la pared del crisol obtenida mediante el ajuste 4 es de 83.249 cm^2 y el área real es de 75.805 cm^2 , área equivalente al ajuste 2.

Con las posibles representaciones geométricas de la curvatura del crisol, se calculó la trayectoria de los rayos de luz desde la reflexión en el concentrador hasta su propagación en el interior del crisol. Se utilizó un concentrador parabólico continuo con distancia focal de 3 m, ángulo de borde de 45° , error óptico de 3.5 mrad y reflexión de los rayos de forma completamente especular, se utilizó una Irradiancia Solar Directa de 1000 W m^{-2} .

En la figura 4.3 se muestra la distribución de flujo radiativo en la pared del crisol para el ajuste 4 y 2 (analizado con el polinomio de segundo orden y aproximación con líneas rectas). Los perfiles obtenidos con el polinomio de segundo orden mediante aproximación con líneas rectas y resolviendo el polinomio, son similares por lo que se puede usar el programa donde se aproxima con rectas los elementos de superficie para ahorrar tiempo de cómputo y por la mejor precisión que se obtuvo. En cambio, la distribución del flujo de radiación obtenida por el ajuste 4 difiere del ajuste 2 debido a que la geometría abarca mayor área y tiende a una esfera. Estos perfiles de flujo son más homogéneos en concordancia con Shuai et al. (2008).

Otro aspecto en el que la ecuación de la forma geométrica del crisol es indispensable, es en la determinación de la posición de emisión de la radiación proveniente de las paredes del crisol, ésto se obtiene a partir de la función de distribución de probabilidad para la emisión de radiación en el interior del receptor descrita, en el Apéndice A. Aunque en la discusión anterior se concluyó que la aproximación con líneas rectas es una buena forma de evaluar la pared del crisol, en la emisión de radiación se consideró el ajuste 4 sólo por comparación.

En la figura 4.4 se muestran diferentes funciones de distribución de probabilidad para la coordenada axial de la posición de emisión de la radiación en el interior del crisol. El perfil A3 deriva de la forma geométrica del ajuste no lineal 4 y las funciones A1, A2 y A4 derivan del ajuste 2. En este último, se tienen 3 perfiles para un mismo ajuste debido a las diferentes formas de generar la dependencia con los números aleatorios de la coordenada axial. El perfil A2 se obtuvo utilizando la dependencia de la coordenada axial con respecto al

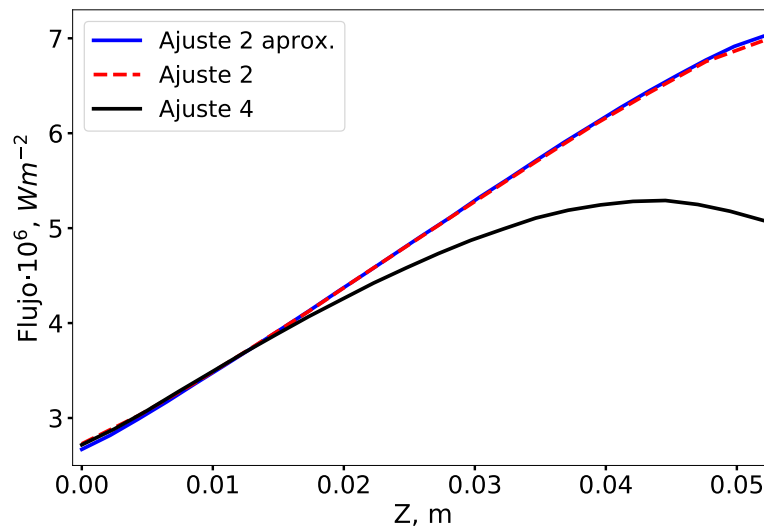


Figura 4.3: *Distribución de flujo radiativo en la pared del crisol.*

número aleatorio descrita en el Apéndice A.3, con la función de distribución de probabilidad a partir de la aproximación con líneas rectas entre nodos axiales. El perfil A4 se obtuvo con la función de distribución de probabilidad a partir del polinomio de segundo orden. La tercera forma es partir de la base para generar las funciones de distribución de probabilidad: un diferencial de área de la superficie analizada; el perfil A1 deriva del porcentaje de área de cada segmento axial del área total del crisol, es decir, es el cociente del área delimitada por el nodo i e $i + 1$ y el área total del crisol (área de la pared más el área del plano del fondo).

En la figura 4.4 se observa una diferencia entre las distribuciones de los 2 ajustes no lineales hechos, y también se observa una gran similitud entre las diferentes formas de obtener las distribuciones para el ajuste 2. Usar el porcentaje de áreas o la función de distribución de probabilidad es equivalente en la generación de la coordenada axial a partir de números aleatorios uniformemente distribuidos. Por cuestiones de ahorro de tiempo de cómputo, la generación de la posición para la emisión de la radiación será a partir del porcentaje de áreas.

Definida la forma de modelar el crisol, líneas rectas entre los nodos axiales generados, se evaluó la apertura del concentrador y el error óptico que se debe utilizar para que la distribución de flujo radiativo se aproxime al perfil obtenido en el trazo de rayos en Soltrace del HoSIER compuesto por facetas hexagonales. Se evaluó el perfil adimensional del flujo de calor en la pared de la cavidad para un concentrador parabólico con apertura circular (3.16 m de radio) y apertura cuadrada (altura de 6.2 y base de 6.7) con diferentes errores ópticos. En la figura 4.5 se observa que la mejor aproximación a los resultados del simulador del HoSIER es usar un concentrador parabólico con apertura cuadrada y error óptico de 4.5 mrad.

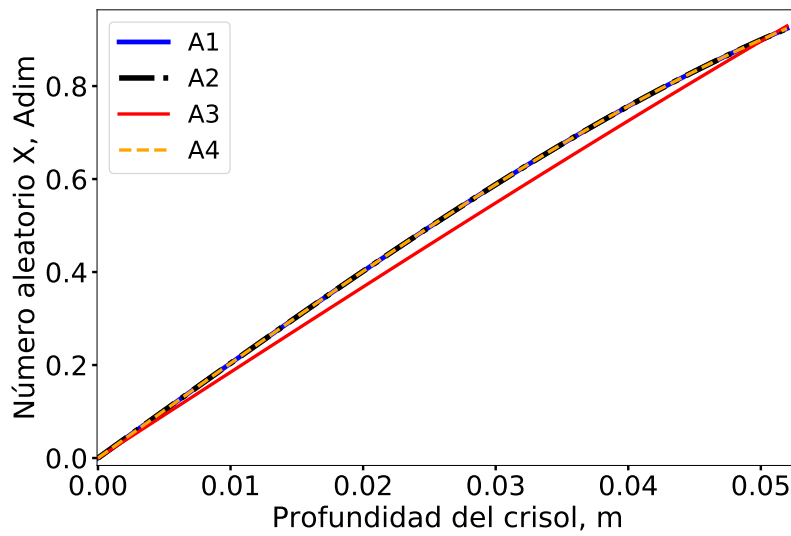


Figura 4.4: *Funciones de distribución de probabilidad para la emisión de radiación en la pared del crisol.*

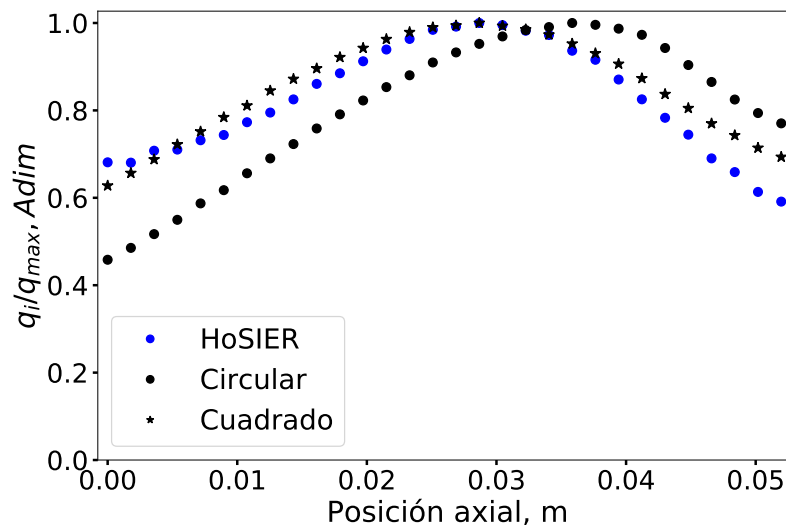


Figura 4.5: *Perfil adimensional del flujo de calor en la pared de la cavidad para el concentrador parabólico del HoSIER (●), con abertura circular (●) y cuadrada (★).*

4.2. Comparación de resultados experimentales y teóricos

Definidas las características del concentrador solar y del reactor solar, a continuación se presenta la comparación de las pruebas experimentales y los resultados del modelo matemático. De las pruebas experimentales realizadas, se tomaron dos corridas representativas. En el modelo matemático se optimizó el número de nodos en la malla para el método de FV, así como el criterio de convergencia, el número de rayos necesarios y el mallado para el método de MC. En el apéndice B se muestra el estudio de dependencia realizado.

Los parámetros optimizados fueron para VF una malla de 150 y para el método de MC una malla de $25 \cdot 25$ para la pared y para el fondo del crisol, la cantidad de rayos a seguir fueron $5 \cdot 10^7$ y se utilizó un criterio de convergencia para el método de Gauss-Siedel de $1 \cdot 10^{-6}$. El tiempo de paso utilizado en el modelo matemático fue de 2 s.

La transferencia de calor por conducción se simplificó a una dimensión en la dirección radial ya que es el sentido en el que se tiene más efecto, de forma radial se transfieren hasta 2000 K/m y de forma axial máximo 900 K/m . La diferencia de temperatura en la forma axial está influenciada, principalmente, por la distribución de la radiación en el receptor.

La cavidad abierta se cubrió con una capa de fibra de alúmina con el objetivo de tener un sistema aislado (sin pérdidas convectivas en el exterior) como se mencionó en la sección 3.4. En la figura 4.6 se muestra la comparación de las temperaturas medidas experimentalmente y las obtenidas con el código desarrollado para un sistema totalmente aislado, es decir, aislado por el exterior con fibras y en el interior se espera que sólo se tengan pérdidas por radiación. Se observa que a mayor temperatura objetivo, la diferencia entre los datos experimentales y teóricos durante el enfriamiento es mayor para los cuatro termopares, una posible causa es porque las pérdidas por convección son más significativas y no se deben despreciar. Kumar & Reddy (2007) concluyeron lo mismo, ellos encontraron que la pérdida de calor por radiación es insignificante en comparación con la pérdida de calor por convección para receptores con aislamiento y lo contrario en receptores sin aislamiento. Leibfried & Ortjohann (1995) y Prakash et al. (2009) reportaron que a mayor temperatura promedio en el receptor, mayor es la pérdida de calor por convección que por radiación.

Los porcentajes de abertura (P) utilizados para ajustar los perfiles de temperatura de la simulación del reactor con pérdidas solamente por radiación son muy bajos comparados con los requeridos en el HoSIER (hasta el 50 %).

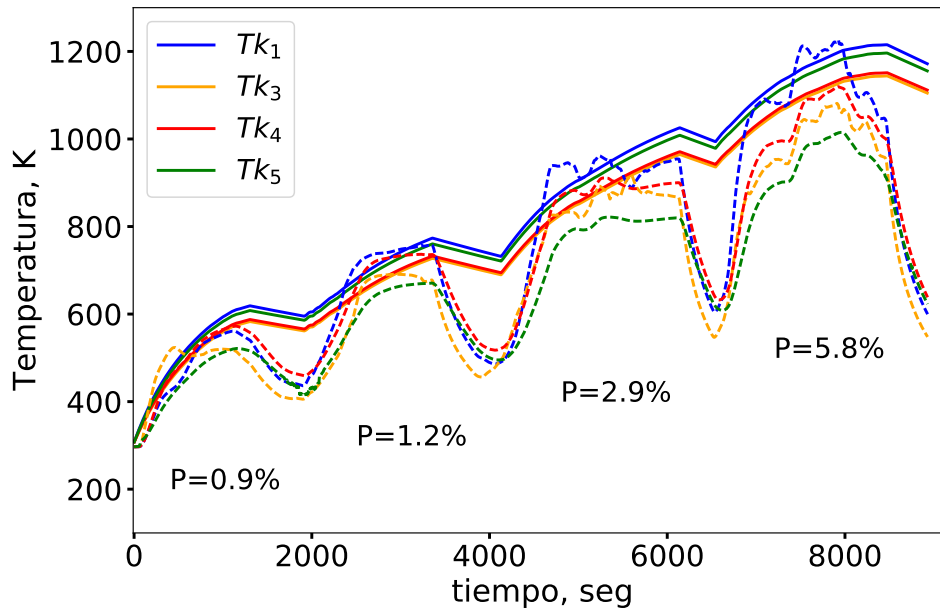


Figura 4.6: Comparación de las temperaturas teóricas para el sistema adiabático (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (T_k) a diferentes porcentajes de apertura (P).

En los experimentos se detectó que el termopar 2 no funcionaba, por lo que se descartaron los datos medidos. El termopar 5 no tuvo el contacto adecuado a la superficie del crisol corroborado con las simulaciones ya que en la figura 4.6 se observa que a mayor profundidad mayor temperatura y esto no lo cumple el termopar 5 en la parte experimental. La metodología empleada para poner en contacto los termopares y la superficie del crisol no fue la adecuada.

El coeficiente convectivo se calculó con correlaciones empíricas y con la ecuación 3.22 resultado de igualar la ley de Newton del enfriamiento y de la ley de Fourier en la interfase entre el fluido y la superficie interna del reactor (ver sección 3.3.1). Con la ecuación 3.22 no fue posible obtener h_∞ debido a la inestabilidad del pirómetro por la emisividad del material. Se obtuvieron h_∞ en el rango de 600 hasta 1400 con variaciones notables de un lapso de tiempo a otro.

Las correlaciones empíricas de diversos autores para h_∞ dependen de las condiciones en las que se realizaron los experimentos y de la geometría de la cavidad utilizada, por ende tienen cierto grado de incertidumbre al aplicarlas en esta tesis. En la figura 4.7 se muestra el comportamiento del coeficiente convectivo calculado con las correlaciones descritas en la sección 3.3.1 en toda la corrida experimental.

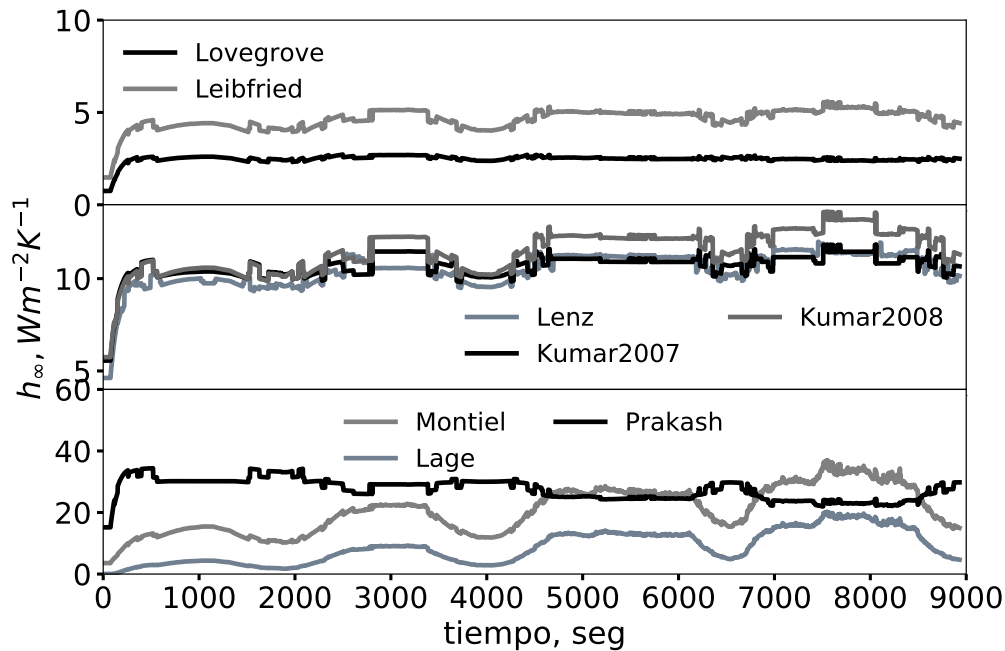


Figura 4.7: Cálculo del coeficiente convectivo h_∞ con correlaciones empíricas.

Las correlaciones propuestas por Harris & Lenz (1985), Kumar & Reddy (2007) y Reddy & Kumar (2008) tienen un comportamiento similar, con h_∞ mínima de 4.5 y máxima de 13.70, en las dos correlaciones de Kumar se utilizaron cavidades hemisféricas y Lenz utilizó una cavidad cilíndrica. En la correlación de Leibfried & Ortjohann (1995) (para cavidades esféricas y hemisféricas) y Paitoonsurikarn et al. (2006) (cavidades cilíndricas) se obtuvieron máximo h_∞ de 6. Con la correlación de Prakash et al. (2009), desarrollada para cilindros, se obtuvieron los mayores coeficientes convectivos en toda la corrida experimental. Las correlaciones descritas por Lage et al. (1992) y Montiel-González et al. (2015), desarrolladas para cavidades cuadradas, h_∞ aumentó con respecto a la temperatura objetivo y en las zonas de enfriamiento se observa un decrecimiento debido al término $(T_{prom} - T_\infty)/T_\infty$, en las demás correlaciones se observó amortiguamiento en las zonas de enfriamiento.

Las correlaciones de Leibfried & Ortjohann (1995), Reddy & Kumar (2008) y Montiel-González et al. (2015) se seleccionaron para evaluar el cumplimiento de los límites de aplicabilidad de las correlaciones (tabla 4.2). Infortunadamente, los parámetros de las correlaciones no se cumplieron en su totalidad y las diferencias más notables son la razón geométrica D_{ap}/D_{cav} ya que las correlaciones contemplan geometrías con diámetro de abertura menor al diámetro de la cavidad y pequeñas diferencias entre la temperatura del reactor (T_{prom}) y del ambiente (T_∞).

Tabla 4.2: *Límites de aplicación de las correlaciones usadas en el modelo matemático.*

	Parámetros Autor	Parámetros en la tesis
Leibfried & Ortjohann (1995)	$A_{ap}/A_{cav} < 0.2$ $2.2 \cdot 10^8 \leq Ra \leq 1.4 \cdot 10^9$	$A_{ap}/A_{cav} = 1.424$ $8.5 \cdot 10^4 \leq Ra \leq 1.44 \cdot 10^6$
Reddy & Kumar (2008)	$Pr = 0.71$ $0.33 \leq T_{\infty}/T_{prom} \leq 0.53$ $0.3 \leq D_{ap}/D_{cav} \leq 0.4$ $10^6 \leq Gr \leq 10^7$ $38 \leq N_{rc} \leq 175$	$0.711 \leq Pr \leq 0.867$ $0.31 \leq T_{\infty}/T_{prom} \leq 0.98$ $D_{ap}/D_{cav} = 1.193$ $10^4 \leq Gr \leq 10^5$ $15.8 \leq N_{rc} \leq 111.7$
Montiel-González et al. (2015)	$10 < T_{prom} - T_{\infty} < 200$ $10^4 \leq Ra \leq 10^5$ $0.167 \leq (T_{prom} - T_{\infty})/T_{\infty} \leq 1.333$	$15 < T_{prom} - T_{\infty} < 760$ $10^4 \leq Ra \leq 10^5$ $0.017 \leq (T_{prom} - T_{\infty})/T_{\infty} \leq 2.22$

En la condición frontera de convección del método de FV, se tomaron en cuenta los coeficientes convectivos resultados de las tres correlaciones representativas (tabla 4.2). En la figura 4.8 se muestra la comparación de las corridas experimentales y los resultados del modelo matemático considerando estas correlaciones empíricas. Los perfiles se ajustan al comportamiento experimental en la zona de estabilización, pero en la zona de enfriamiento y de calentamiento no se ajustan. La diferencia se debe a que en la zona de estabilización hay equilibrio entre la energía suministrada por el concentrador y las pérdidas de energía por convección y radiación. En cambio, en la zona de enfriamiento no hay suministro de energía solar concentrada por lo que el sistema sólo pierde energía a cierta razón que depende de las propiedades conductivas del material y a las propiedades convectivas del fluido. Y en la zona de calentamiento difieren los perfiles porque no se conoce el porcentaje de abertura gradual que se utilizó para llegar a la temperatura objetivo.

Las correlaciones de Leibfried y Kumar proporcionan h_{∞} que no cumplen con el enfriamiento del crisol en los experimentos. La correlación de Montiel es la que mejor se ajusta a los resultados experimentales como se muestra en la figura 4.8 c). Cabe resaltar que esta correlación se diseñó para cavidades cuadradas y que genera coeficientes convectivos menores en las zonas de enfriamiento en comparación con las zonas de estabilización; el ajuste de esta correlación a los datos experimentales se debe a la razón geométrica D_{ap}/L ya que es de 1.03 y esto hace que se considere como un cubo. Por obtener valores de h_{∞} mayores que en las otras correlaciones, el porcentaje de abertura debe ser mayor para alcanzar el equilibrio entre la potencia absorbida y las pérdidas, y para alcanzar estos porcentajes, se requirió abrir el atenuador desde 29 hasta 62°. Estos grados de desplazamiento del atenuador entran en el intervalo de abertura registrado aproximadamente en las pruebas experimentales.

Como se mencionó anteriormente, el perfil de temperatura experimental y el teórico difieren en la zona de calentamiento porque no se registraron los porcentajes de abertura en cada lapso de tiempo de adquisición de datos. En el modelo matemático se consideró que el atenuador se abrió en un sólo instante hasta el porcentaje requerido. En la corrida experimental de la figura 4.8, se utilizó una rampa de calentamiento promedio de $25^{\circ}C/min$. Por otra parte, en la figura 4.9 se utilizaron rampas de calentamiento más rápidas, para alcanzar las temperaturas objetivo de 200 y 400 °C se utilizó una rampa de $30^{\circ}Cmin^{-1}$, mientras que

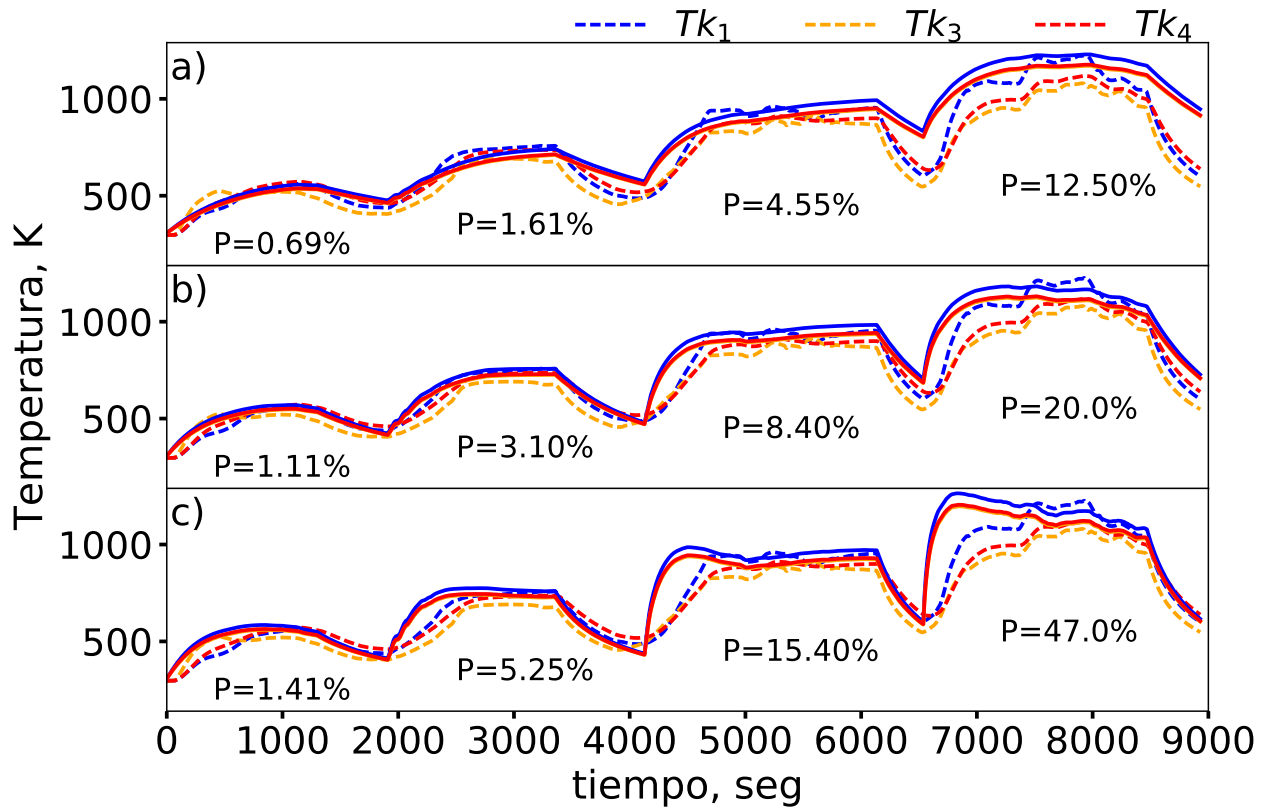


Figura 4.8: Comparación de las temperaturas teóricas para la correlación (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (Tk) a diferentes porcentajes de abertura (P): a) Correlación de Leibfried & Ortjohann (1995), b) Correlación de Reddy & Kumar (2008) y c) Correlación de Montiel-González et al. (2015).

para la temperatura objetivo de $800\text{ }^{\circ}\text{C}$ se utilizó $200\text{ }^{\circ}\text{Cmin}^{-1}$. Nótese que hay un mejor ajuste entre los modelos matemáticos y lo experimental, la correlación que más se aproxima es la propuesta por Montiel al igual que en el análisis anterior.

En la prueba experimental de la figura 4.9, el atenuador se abrió desde 28 hasta 52° para alcanzar las temperaturas objetivo. Fue necesaria menor abertura del atenuador comparado con la prueba experimental anterior debido a que la G_b promedio fue de 950 Wm^{-2} y en la prueba anterior de 800 Wm^{-2} .

Derivado de las diferencias en la distribución de temperatura con el modelo matemático y la prueba experimental, en la figura 4.10 se muestra la diferencia de temperatura promedio entre éstos. El análisis se realizó en la zona de estabilización y en la zona de enfriamiento para cada temperatura objetivo. Para los tres termopares, en las tres temperaturas objetivo se observan las menores diferencias con la correlación propuesta por Montiel. La diferencia de temperatura máxima es de 30 K para los termopares 1 y 4, para el termopar 3 se obtuvo la

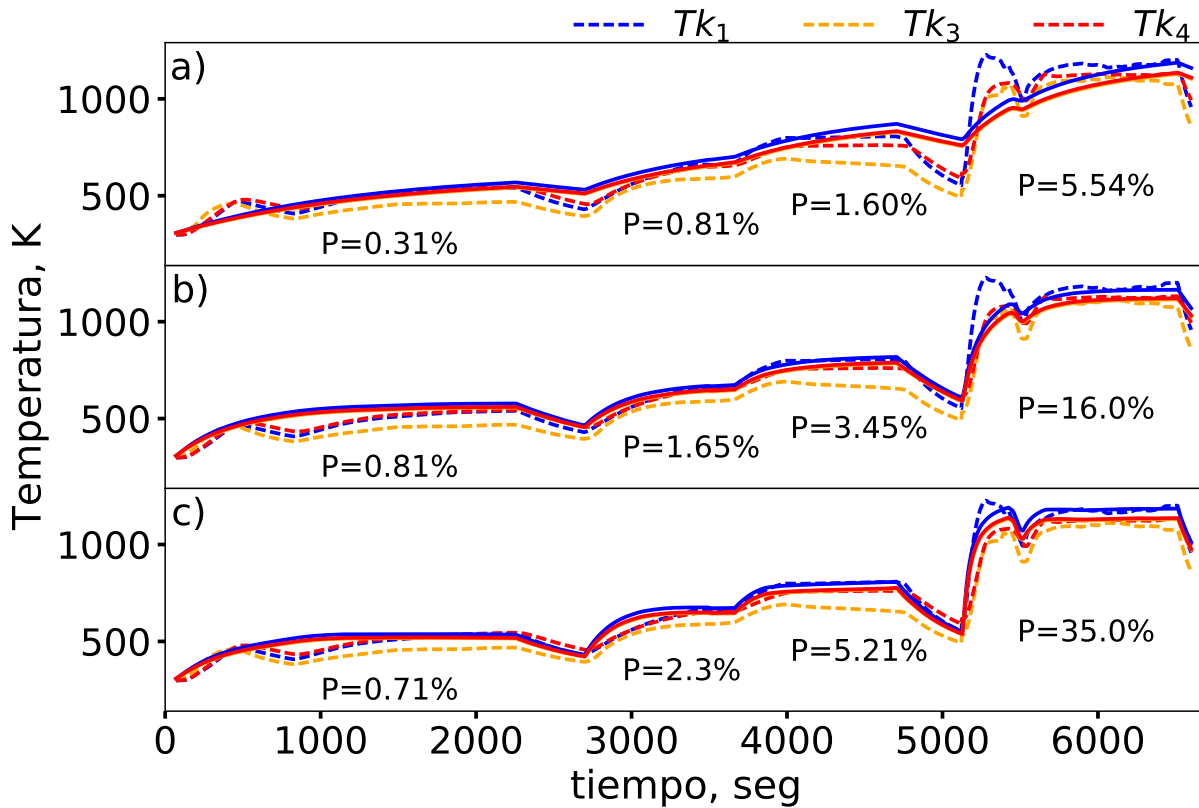


Figura 4.9: Comparación de las temperaturas teóricas para la correlación (línea continua) y las medidas experimentalmente (línea punteada) para cada termopar (T_k) a diferentes porcentajes de abertura (P): a) Correlación de Leibfried & Ortjohann (1995), b) Correlación de Reddy & Kumar (2008) y c) Correlación de Montiel-González et al. (2015).

mayor diferencia en la zona de estabilización de la temperatura objetivo de 400°C (100K); las diferencias en la zona de equilibrio pueden deberse al desenfoque de la cavidad con respecto al concentrador ya que el modelo matemático considera que el receptor siempre está en el foco del concentrador.

El modelo matemático que considera el h_{∞} calculado con la correlación de Montiel-González et al. (2015) es la mejor aproximación a las pruebas experimentales. Este modelo se validó con la determinación del error de propagación entre los datos experimentales y los resultados del modelo con el parámetro del error cuadrático medio (RMSE) y el coeficiente

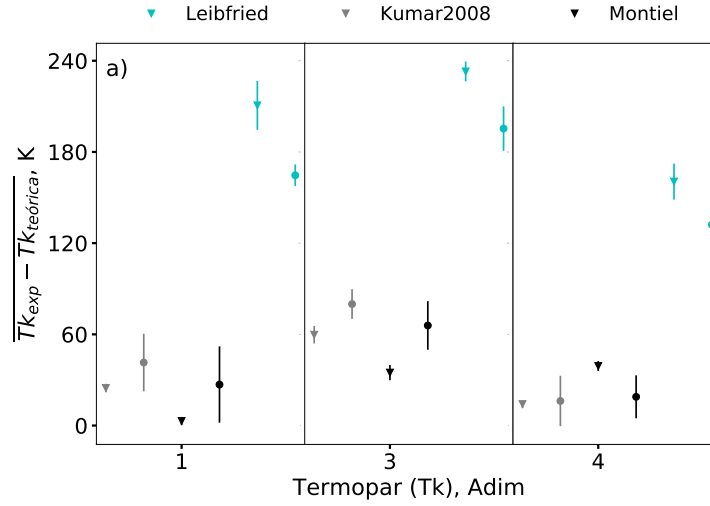


Figura 4.10: Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (●) y en la zona de enfriamiento (▼) para la temperatura objetivo de a) 200° C.

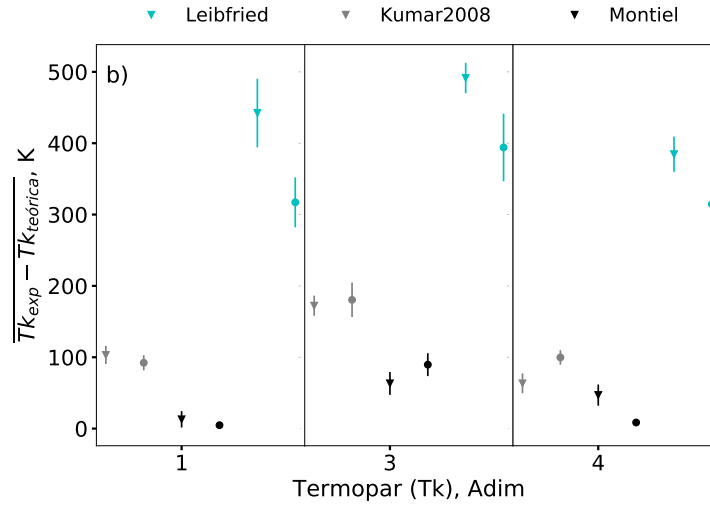


Figura 4.10 (Continuación): Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (●) y en la zona de enfriamiento (▼) para la temperatura objetivo de b) 400° C.

de determinación (R^2) tomados del artículo Karimi et al. (2018):

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_i (O_i - m_i)^2}{\sum_i (O_i - \bar{O})^2}$$

$$\bar{O} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N O_i \quad (4.1)$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_i (O_i - m_i)^2}{N}}$$

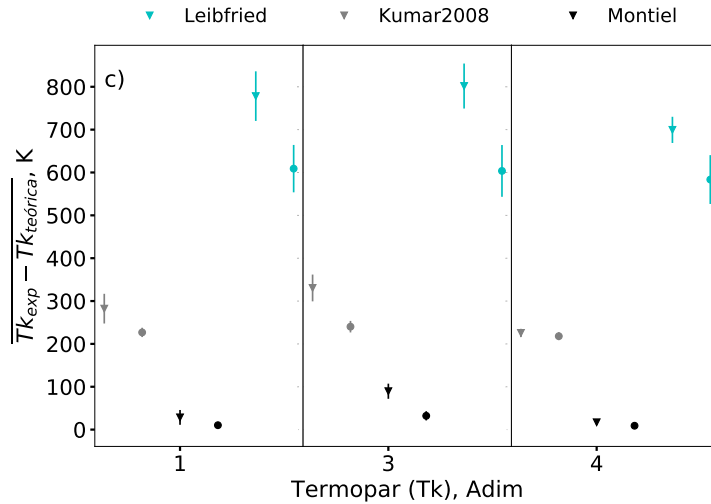


Figura 4.10 (Continuación): *Diferencia de temperatura entre el modelo matemático con las distintas correlaciones y el experimento en la zona de estabilidad (●) y en la zona de enfriamiento (▼) para la temperatura objetivo de c)800°C.*

donde O_i es el i -ésimo dato experimental, m_i es el correspondiente valor del modelo, N es la cantidad total de datos y \bar{O} es el valor medio de los datos experimentales. Valores de R^2 cercanos al 1 indican una mejor concordancia del modelo matemático y números más pequeños de RMSE indican una mejor concordancia.

En la tabla 4.3 se muestran los parámetros estadísticos aplicados en la zona de enfriamiento y de equilibrio para cada temperatura objetivo. En general, se obtuvieron RMSE desde 2 hasta 93 y R^2 entre -230 y 1. Según la definición de los parámetros utilizados, los rangos obtenidos indican que la aproximación no es buena, pero algunas investigaciones reportan buenas aproximaciones hasta con diferencias de temperatura de 100 K entre el modelo y lo experimental (Ballestrín & Roldán 2017).

Tabla 4.3: *Parámetros estadísticos aplicados a la zona de estabilización y de enfriamiento para cada temperatura objetivo.*

		200°C		400°C		800°C	
		equilibrio	enfriamiento	equilibrio	enfriamiento	equilibrio	enfriamiento
Tk_1	RMSE	7.87	2.47	5.15	13.05	12.42	11.02
	R^2	-1.1	0.9998	-1.34	0.9967	-0.2238	0.9988
Tk_3	RMSE	54.004	21.62	92.41	49.09	33.93	30.15
	R^2	-231.18	0.9826	-88.77	0.9343	-10.88	0.9886
Tk_4	RMSE	18.53	24.16	8.89	36.98	9.77	5.97
	R^2	-11.51	0.9844	-9.5	0.9737	-5.77	0.9996

Las variaciones de R^2 en la zona de estabilización se pueden deber al no considerar el des-

enfoque del receptor con respecto al concentrador en el modelo matemático. Las variaciones de R^2 en la zona de enfriamiento surgen de considerar un coeficiente convectivo promedio en toda la cavidad siendo que éste depende de la velocidad de enfriamiento y en las pruebas experimentales se observó que la velocidad de enfriamiento en los laterales, el fondo y la parte superior del crisol son diferentes.

En el termopar 1, ubicado en el fondo del crisol, se registró una velocidad de enfriamiento promedio de 10, 21 y 57 °C/min para las temperaturas objetivo de 200, 400 y 800 °C respectivamente. Los termopares 3 y 4 registraron en promedio el 17 % menos que el termopar 1. En la figura 4.11 se muestra la tasa de cambio de temperatura registrada para cada termopar en las 3 temperaturas objetivo. Se observa que el mayor enfriamiento se detectó en los termopares Tk_1 y Tk_3 que se ubican en las superficies verticales de la cavidad, en el fondo y en un costado respectivamente.

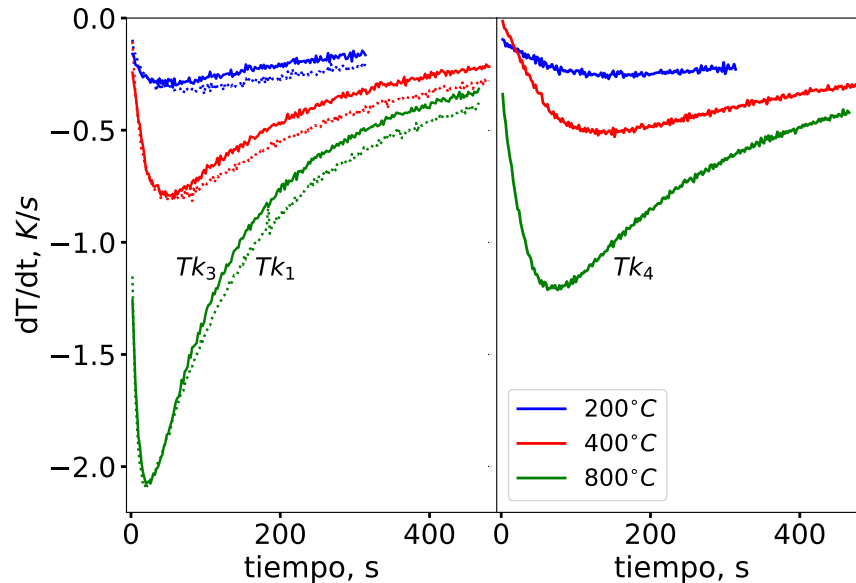


Figura 4.11: Razón de cambio de la temperatura registrada por los termopares Tk_1 , Tk_3 y Tk_4 en la zona de enfriamiento de las temperaturas objetivo.

El modelo matemático desarrollado es una buena aproximación del comportamiento térmico del reactor solar ante radiación solar concentrada. En la figura 4.12 se muestra la distribución de temperaturas en la pared y en el fondo del reactor durante la corrida experimental. Se observa que en el fondo se mantuvo prácticamente constante en cualquier posición radial y en la pared, entre 2 y 5 cm se observan áreas con mayor temperatura.

El análisis realizado por diversos autores señalan que las pérdidas de calor se deben principalmente por los mecanismos de transferencia de calor por convección y radiación. A partir del modelo matemático, se calculó el peso porcentual de las pérdidas convectivas y radiativas del reactor solar (ver figura 4.13). La pérdidas a través del fluido son mayores

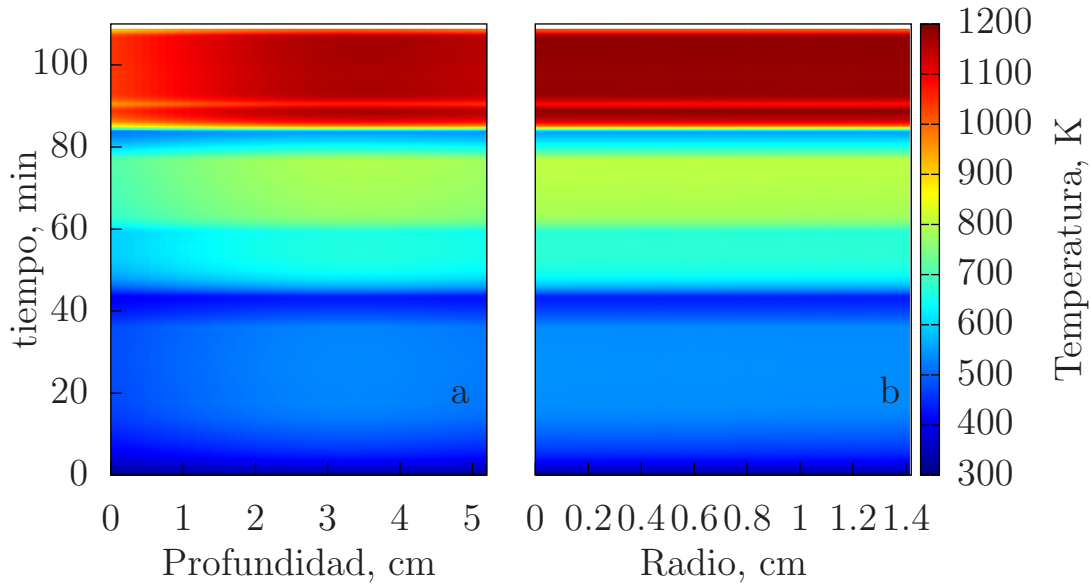


Figura 4.12: Distribución de temperaturas a lo largo de la pared (a) y en el fondo (b) del crisol durante la corrida experimental.

comparadas con las pérdidas por radiación en las pruebas de 473 y 673 K como temperatura objetivo. De los 206 kW suministrados por el HoSIER en toda la corrida experimental, el 10 % se perdió a través de la abertura, ya sea por convección o radiación.

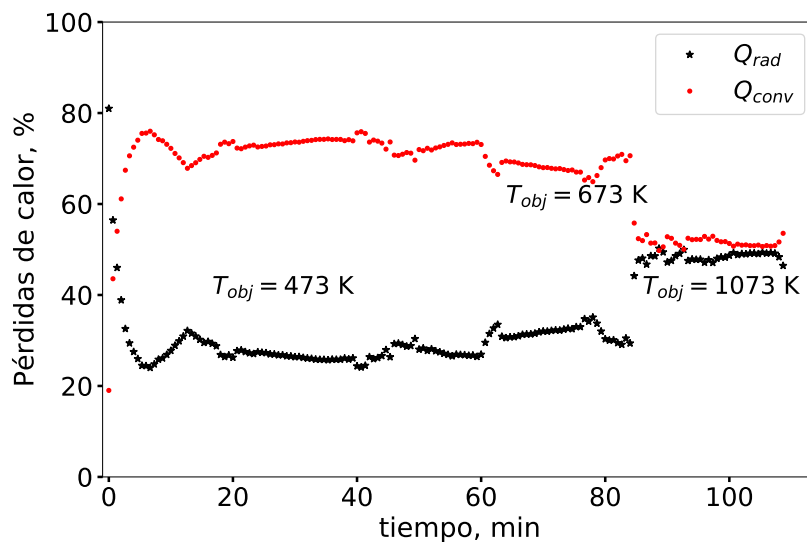


Figura 4.13: Pérdidas de calor por radiación (Q_{rad}) y convección (Q_{conv}) a través de la abertura del reactor.

Conclusiones y Recomendaciones

Se realizó la validación del modelo matemático con valores bajos de RMSE, pero con valores de R^2 lejanos a 1.

La mejor aproximación de geometrías con razón geométrica cercano a 1, fue considerarla un cubo para el cálculo de coeficientes convectivos.

Se encontró que como el diámetro de abertura del reactor es menor al tamaño del spot del HoSIER (interceptó el 20.5 % del spot) y como es una cavidad pequeña, la distribución de temperatura en el reactor es prácticamente homogénea. El control de la temperatura del experimento se puede realizar desde los 2 cm de profundidad aproximadamente ($L/3$) hasta el fondo, siempre y cuando el receptor sea que el spot.

Para temperaturas menores de 900 K, el 70 % de las pérdidas de calor se dieron por convección a la velocidad del fluido utilizado; arriba de 900 K, las pérdidas radiativas comenzaron a tener mayor peso. A diferencia de lo concluido por Prakash et al. (2009), a las condiciones de experimentación, se concluyó que las pérdidas por radiación se incrementaron conforme se incrementaba la temperatura promedio del reactor.

Recomendaciones:

Durante la campaña experimental se observó que el contacto termopar-reactor no fue el adecuado ya que se detectaron menores temperaturas a la profundidad de $(2L)/3$ siendo que debería ser mayor a las detectadas en $L/3$. Tener cuidado al momento de adherirlos con el pegamento refractario ya que éste pudo causar que el termopar no detectara correctamente.

Se requieren más pruebas para determinar las condiciones óptimas del fluido de trabajo, a pesar de que las pérdidas convectivas a un flujo de 7 m s^{-1} fueron del 10 %, puede que esas pérdidas se tengan a un flujo menor.

Automatizar la adquisición de datos de los grados de abertura del atenuador para disminuir la incertidumbre en la potencia suministrada al reactor, ya que los datos tomados en esta campaña experimental sólo fueron de la zona de equilibrio con una ventana de $\pm 10^\circ$.

Apéndice A

Funciones de Probabilidad

A.1. Reflexión Difusa

Cuando un haz incide en una superficie dispersante, ocurre la reflectancia difusa y el haz es reflejado uniformemente en todas las direcciones. Los ángulos directores, θ y ϕ , de la nueva dirección de los rayos reflejados están definidos por la ecuación de densidad de probabilidad (ec. 2.24) para la reflexión difusa, como se muestra a continuación:

$$f(\phi, \theta)d\omega = \cos(\theta) \sin(\theta)d\theta d\phi = dXdY \quad (\text{A.1})$$

El ángulo θ toma valores entre 0 y $\frac{\pi}{2}$ y el ángulo ϕ valores entre 0 y 2π . Cada número aleatorio X y Y , distribuidos uniformemente entre 0 y 1, está relacionado con uno de los ángulos directores θ y ϕ , respectivamente.

El área bajo la curva de la ecuación A.1 debe ser igual a 1, por lo que es necesario normalizar la función mediante una constante para cada ángulo y su respectivo número aleatorio. Entonces, la función a integrar es:

$$\int_0^1 \int_0^1 dXdY = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\cos(\theta) \sin(\theta)d\theta}{k_\theta} (k_\phi d\phi) = 1 \quad (\text{A.2})$$

Resolviendo por separado la integral de cada ángulo director y teniendo en cuenta que el área bajo la curva es igual a 1, se obtiene que $k_\theta = 1/2$ y $k_\phi = 1/2\pi$. Sustituyendo el valor de estas constantes en la ecuación A.2 y separando los números aleatorios X y Y con el ángulo relacionado, se obtiene:

$$\int_0^X dX = \int_0^\theta 2 \sin(\theta) \cos(\theta)d\theta \quad (\text{A.3})$$

$$\int_0^Y dY = \int_0^\phi \frac{d\phi}{2\pi} \quad (\text{A.4})$$

Finalmente, se integran las ecuaciones A.3 y A.4 para obtener las funciones de distribución de probabilidad. De los resultados, se obtienen las relaciones para generar los ángulos directores a través de números aleatorios:

$$X = \sin^2(\theta) \quad \longrightarrow \quad \theta = \arcsin(\sqrt{X}) \quad (\text{A.5})$$

$$Y = \frac{\phi}{2\pi} \quad \longrightarrow \quad \phi = 2\pi Y \quad (\text{A.6})$$

La generación del ángulo acimutal ϕ es uniforme en todo el rango de valores, de 0 a ϕ . En cambio el ángulo cenital θ tiene mayor probabilidad de tomar valores cercanos a $\frac{\pi}{4}$ (45°) que en los límites.

A.2. Errores ópticos en la reflexión especular

Las imperfecciones de una superficie reflectora de un concentrador y los errores de la forma del sol modifican la dirección de reflexión especular. Este tipo de errores, se consideran con la función de densidad de probabilidad (ec. 2.28):

A partir de la ecuación de la función de densidad de probabilidad conjunta (ec. 2.28) de los ángulos directores del rayo al ser desviado por imperfecciones del concentrador y/o por la forma solar, se obtienen las distribuciones en función de números aleatorios uniformemente distribuidos (X , Y).

$$f(\theta, \phi) dA = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(\frac{-\theta^2}{2\sigma^2}\right) \theta d\theta d\phi = dX dY \quad (\text{A.7})$$

El ángulo θ toma valores entre 0 y $\frac{\pi}{2}$ y el ángulo ϕ valores entre 0 y 2π ; en el caso de los números aleatorios, su distribución será entre 0 y 1.

El área bajo la curva de la función de densidad de probabilidad conjunta A.7 debe ser igual a 1. Para ello, la doble integral de los ángulo θ y ϕ es normalizada con las constantes k_θ y k_ϕ , respectivamente. Los límites de integración de cada variable se realizan en todo su rango de valores. La integral resulta:

$$\int_0^X dX = \int_0^\theta \exp\frac{-\theta^2}{2\sigma^2} \frac{\theta d\theta}{\sigma^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\int_0^Y dY = \int_0^\phi \frac{d\phi}{2\pi} \quad (\text{A.9})$$

Resolviendo las integrales A.8 y A.9 se obtienen las funciones de distribución y al invertirlas se obtienen los ángulos directores en función de números aleatorios uniformemente distribuidos:

$$X = -\exp^{-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}} + 1 \quad \longrightarrow \quad \theta = \sqrt{-2\sigma^2 \ln(1 - X)} \quad (\text{A.10})$$

$$Y = \frac{\phi}{2\pi} \quad \longrightarrow \quad \phi = 2\pi Y \quad (\text{A.11})$$

El ángulo acimutal ϕ está uniformemente distribuido entre 0 y 2π y la distribución del ángulo cenital θ depende de los valores de los errores gaussianos considerados en σ . En esta tesis, la forma solar se consideró del tipo gaussiana y el error óptico de 4.5 mrad. Aproximadamente el 45 % de los rayos tendrán un ángulo de desviación entre 4 y 9 mrad del intervalo total de 0 a 20 mrad.

A.3. Emisión lambertiana en el interior del receptor

El receptor analizado consta de dos superficies: un plano en el fondo del reactor definido por dos dimensiones (superficie plana) y la pared del reactor definida por 3 dimensiones (superficie curva). Para generar un punto de emisión en cualquiera de las dos superficies mencionadas, se parte de igualar un diferencial de área de la superficie con un diferencial de una función de números aleatorios uniformemente distribuidos en dos dimensiones.

En coordenadas polares, la emisión de rayos en la superficie del fondo del crisol depende de una coordenada angular y una radial, en el caso de la pared es necesario añadir una coordenada axial; los límites de integración para la posición angular es de 0 a 2π y del numero aleatorio del que depende toma valores de 0 a 1. Por otra parte, los números aleatorios relacionados con las coordenadas radial y axial están limitados por un valor X_f , que es la razón entre el área de la pared A_c y la suma de las áreas del fondo A_p y la pared del reactor ya que puede salir de una de las dos superficies mencionadas anteriormente. Si el número aleatorio (X) es menor a X_f , entonces se emitirá de la pared:

$$0 < X < X_f \longrightarrow 0 < X < \frac{A_c}{A_c + A_p} \quad (\text{A.12})$$

de lo contrario se emitirá del fondo del reactor (Heinisch et al. (1973), Pérez-Rábago (2003))

A.3.1. Fondo del reactor

El fondo del reactor es un plano circular que depende de la coordenada radial y angular, por lo que un diferencial de área está dado por:

$$f(r, \theta) dA = r dr d\theta \quad (\text{A.13})$$

Este plano circular se dividió en "na" segmentos angulares y "nr" segmentos radiales. Cada segmento obtenido está limitado por dos puntos, nodo inferior (r_0, θ_0) y un nodo superior (r_l, θ_l) que indican dos vértices opuestos como se muestra en la figura A.1.

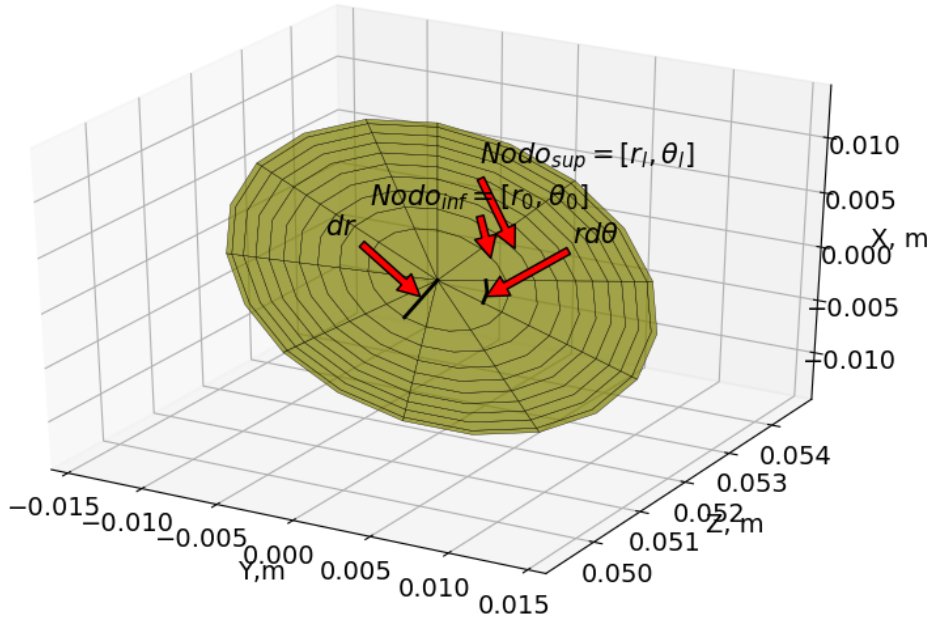


Figura A.1: Mallado de la base del crisol.

La ecuación A.13 se debe normalizar para que el área bajo la curva entre los límites de la función de probabilidad conjunta dada sea igual a 1:

$$\int_0^1 \int_{X_f}^1 dXdY = \int_{\theta_0}^{\theta_l} \int_{r_0}^{r_l} \frac{r dr}{k_r} (k_\theta d\theta) \quad (\text{A.14})$$

Resolviendo la ecuación A.14 se obtiene el valor de k_r y k_θ equivalente a $(r_l^2 - r_0^2)/(2 * (1 - X_f))$ y $1/(\theta_l - \theta_0)$ respectivamente. Sustituyendo el valor de las constantes en la ecuación anterior se obtienen las funciones a integrar con sus respectivos límites de integración:

$$\int_{X_f}^X dX = \int_{r_0}^r \frac{2(1 - X_f)r dr}{r_l^2 - r_0^2} \quad (\text{A.15})$$

$$\int_0^Y dY = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{d\theta}{\theta_l - \theta_0} \quad (\text{A.16})$$

Resolviendo las integrales A.15 y A.16, se obtienen las funciones de distribución de probabilidad, la inversa permite calcular la posición radial y angular en función de números aleatorios uniformemente distribuidos:

$$X = \frac{1 - X_f}{r_l^2 - r_0^2} (r^2 - r_0^2) + X_f \quad \longrightarrow \quad r = \sqrt{r_0^2 + \frac{(r_l^2 - r_0^2)(X - X_f)}{1 - X_f}} \quad (\text{A.17})$$

$$Y = \frac{\theta}{\theta_l - \theta_0} - \frac{\theta_0}{\theta_l - \theta_0} \quad \longrightarrow \quad \theta = \theta_0 + (\theta_l - \theta_0)Y \quad (\text{A.18})$$

Si se toma todo el fondo del reactor como un elemento de superficie, se tiene que $r_0 = 0$ y $r_l = R$, tal que la generación de números aleatorios de dicha superficie es:

$$r = R * \sqrt{\frac{X - X_f}{1 - X_f}} \quad (\text{A.19})$$

A.3.2. Pared del receptor con aproximaciones de rectas

La pared del receptor se dividió en "na" segmentos angulares y en "nz" segmentos axiales. Cada nodo de la superficie está definido por tres coordenadas, radial, angular y axial. Un segmento de área se delimita por dos nodos, uno inferior (r_0, θ_0, z_0) y otro superior (r_l, θ_l, z_l) como se muestra en la figura A.2. Se hizo una aproximación lineal entre los nodos, para ello, se estableció una ecuación lineal entre las coordenadas axial y radial, $r = mz + b$, donde m es la pendiente y b es la ordenada al origen, definidas como:

$$\begin{aligned} m &= \frac{r_l - r_0}{z_l - z_0} \\ b &= r_0 - mz_0 \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

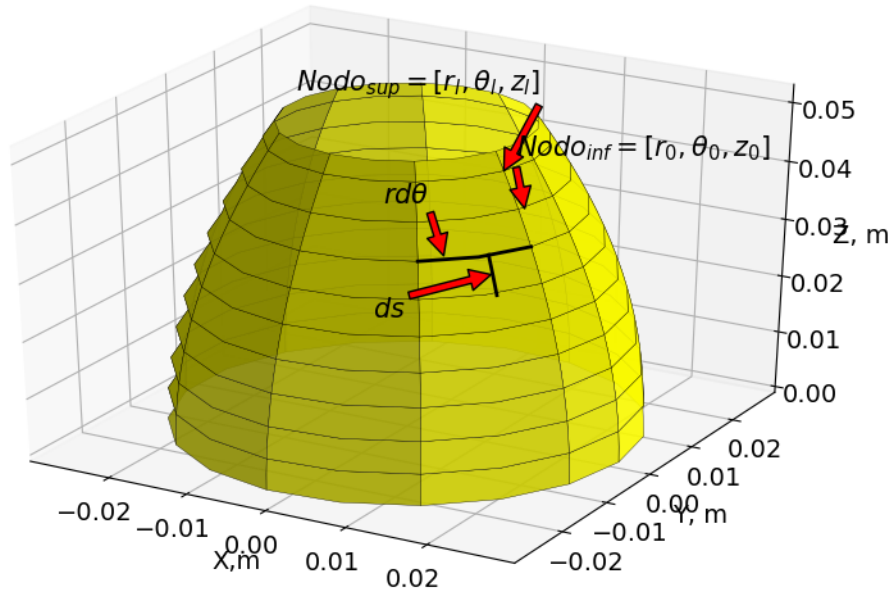


Figura A.2: Mallado de la pared del crisol.

El diferencial de área (dA) para cada elemento obtenido depende de un diferencial de

ángulo $d\theta$ y un diferencial de segmento de arco ds . El diferencial de área está dado por:

$$dA = 2\pi r d\theta ds$$

$$ds = \sqrt{1 + \left(\frac{dr}{dz}\right)^2} dz \quad (\text{A.21})$$

donde dr/dz es la primera derivada de la ecuación de la forma geométrica:

$$r = mz + b$$

$$\frac{dr}{dz} = m \quad (\text{A.22})$$

La función de probabilidad para la emisión en la pared del reactor se obtiene sustituyendo las ecuaciones A.22 en la ecuación A.21 e igualando esta expresión con los números aleatorios X y Y. Considerando que el área bajo la curva es igual a 1 e integrando ambos miembros, se tiene:

$$\int_0^1 \int_{X_0}^{X_l} dX dY = \int_{\theta_0}^{\theta_l} \int_{z_0}^{z_l} 2\pi(mz + b)\sqrt{1 + m^2} dz d\theta \left(\frac{k_\theta}{k_z}\right) \quad (\text{A.23})$$

donde se consideraron las constantes de normalización k_θ y k_z .

Cabe mencionar que el límite inferior y superior del número aleatorio X está definido por los límites que tenga cada nodo axial del mallado realizado. El valor resultante de las constantes de normalización es:

$$k_z = \frac{2\pi\sqrt{1 + m^2} [0.5m(z_l^2 - z_0^2) + b(z_l - z_0)]}{X_l - X_0}$$

$$k_\theta = \frac{1}{\theta_l - \theta_0} \quad (\text{A.24})$$

Sustituyendo las constantes A.24 en A.23 se obtienen las funciones de densidad de probabilidad a resolver:

$$\int_{X_0}^X dX = \int_{z_0}^z \frac{(X_l - X_0)(mz + b)}{0.5m(z_l^2 - z_0^2) + b(z_l - z_0)} dz \quad (\text{A.25})$$

$$\int_0^Y dY = \int_{\theta_0}^\theta \frac{d\theta}{\theta_l - \theta_0} \quad (\text{A.26})$$

Al integrar las ecuaciones anteriores, se obtienen las funciones de distribución de probabilidad de la emisión en la pared del reactor:

$$X = \frac{X_l - X_0}{0.5m(z_l^2 - z_0^2) + b(z_l - z_0)} [0.5m(z^2 - z_0^2) + b(z - z_0)] + X_0 \quad (\text{A.27})$$

$$Y = \frac{\theta}{\theta_l - \theta_0} - \frac{\theta_0}{\theta_l - \theta_0} \quad (\text{A.28})$$

Nótese que la ecuación A.27 es cuadrática para z , de la forma:

$$Az^2 + Bz + C = 0 \quad (\text{A.29})$$

donde

$$\begin{aligned} A &= \frac{m}{2} \\ B &= b \\ C &= -\frac{m}{2}z_0^2 - bz_0 - \frac{X - X_0}{X_l - X_0} \left[\frac{m}{2}(z_l^2 - z_0^2) + b(z_l - z_0) \right] \end{aligned}$$

Las raíces de la ecuación A.29 están dadas por:

$$z = \frac{-B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (\text{A.30})$$

Analizando la solución, se observa que el valor de la raíz siempre será real por lo que no habrá problema en obtener números imaginarios, el denominador es un valor negativo y, en el numerador, se debe seleccionar el signo positivo para que el cociente sea el menor posible. Finalmente, las funciones de distribución de probabilidad a aplicar son:

$$\begin{aligned} z &= \frac{-B + \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \\ \theta &= \theta_0 + (\theta_l - \theta_0)Y \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Análisis de independencia de malla y número de rayos

Para fijar el tamaño de malla para el método de MC, se evaluó la independencia de malla desde $10 \cdot 10$ hasta $100 \cdot 100$ para un cuerpo gris en equilibrio radiativo y $1.60 \cdot 10^8$ fotones. En la figura B.1 se observa que la potencia absorbida por el reactor es prácticamente es una línea recta con diferencias entre 0.33 y 0.083 % para los mallados límites respectivamente. Debido al tiempo de cómputo para la malla fina (menor diferencia de potencia), se trabajará con una malla de $25 \cdot 25$ con diferencia de 0.11 %.

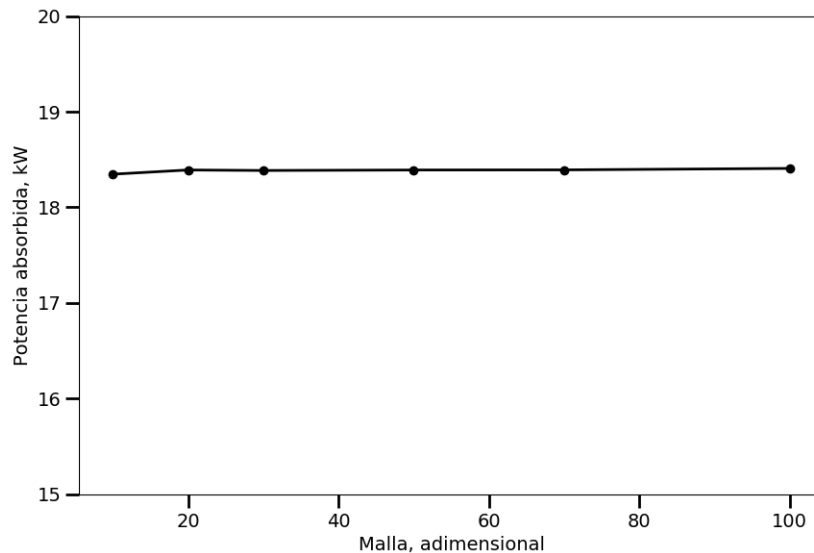


Figura B.1: *Potencia absorbida para distintos mallados.*

El siguiente criterio a optimizar es el criterio de convergencia para los resultados de la simulación. Se evaluaron tolerancia entre dos iteraciones consecutivas de $1 \cdot 10^{-2}$ hasta $1 \cdot 10^{-9}$ con los parámetros definidos anteriormente y la malla de $25 \cdot 25$. El criterio de selección es que cumpla con el concepto de equilibrio radiativo visto en la teoría. En la figura B.2 se observa

que conforme aumenta el exponente del criterio de convergencia, el balance de energía tiende a cero, para $1 \cdot 10^{-5}$ se tienen 0.004 W y para $1 \cdot 10^{-7}$, $4 \cdot 10^{-5}$ W. En esta tesis se utilizó $1 \cdot 10^{-6}$. Para aplicaciones industriales, el criterio típicamente usado es $1 \cdot 10^{-3}$ con alta convergencia de la solución; pero es recomendado usar un criterio de al menos $1 \cdot 10^{-4}$ y para propósitos de validación de modelos físicos como turbulencia se recomienda un criterio de al menos $1 \cdot 10^{-12}$ (Franke 2007).

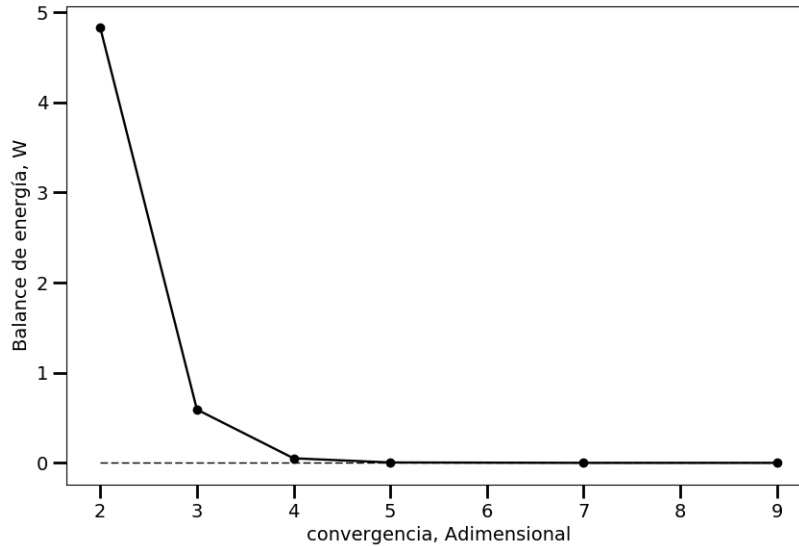


Figura B.2: Balance de energía para distintos criterios de convergencia, criterio = $1 \cdot 10^{-\text{convergencia}}$.

En la figura B.3 se muestra la dependencia de la potencia emitida con el número de fotones emitidos en la cavidad simulada como cuerpo gris en equilibrio radiativo con las condiciones anteriores optimizadas y las características del concentrador en el capítulo 3. Se observa que prácticamente es una línea recta pero al menos se requieren simular $5 \cdot 10^7$ fotones para que la diferencia en la potencia emitida sea menor al 0.02 %.

Para fijar el tamaño de malla para el método de VF, se evaluó la independencia de malla desde una malla gruesa (10) hasta una fina (200) a lo largo del espesor del crisol, se tomó como base el programa que considera pérdidas por convección con un coeficiente convectivo constante de $20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. Para controlar los efectos del refinamiento de la malla, la magnitud de la temperatura se extrajo de dos puntos con profundidad de $L/3$ (0.0173m) y L (0.0519m) a diferentes tiempos en la simulación.

En la figura B.4 se muestran los resultados a cuatro tiempos de simulación. Para los dos puntos, la diferencia promedio de temperaturas entre los extremos del modelo de malla gruesa y fina varía de 10 a 70 %. Para una malla intermedia (100 nodos) se tienen diferencias entre 3 y 15 % y para el mallado de 150 existen diferencias entre 1 y 5 %. Se seleccionará una malla de 150 nodos a lo largo del espesor del crisol.

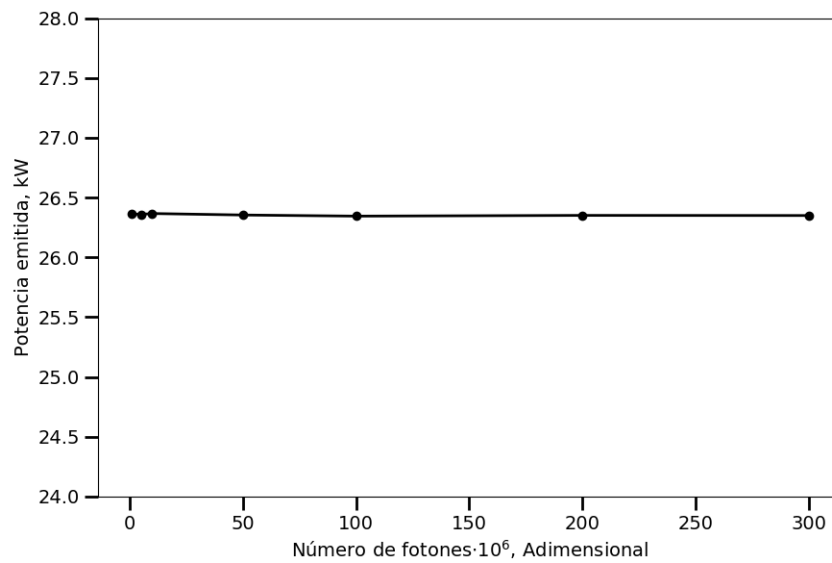


Figura B.3: *Potencia emitida al variar el número de fotones.*

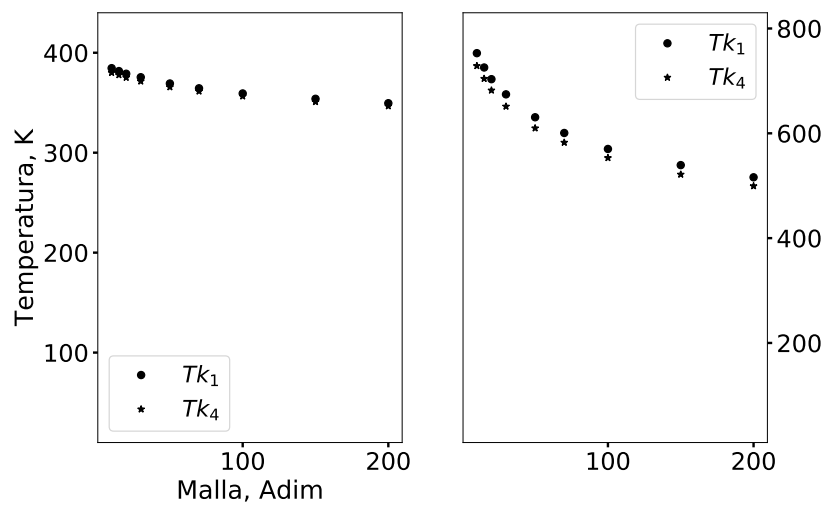


Figura B.4: *Dependencia de malla para el termopar 1 y 4 a los 30 y 45 minutos de simulación respectivamente.*

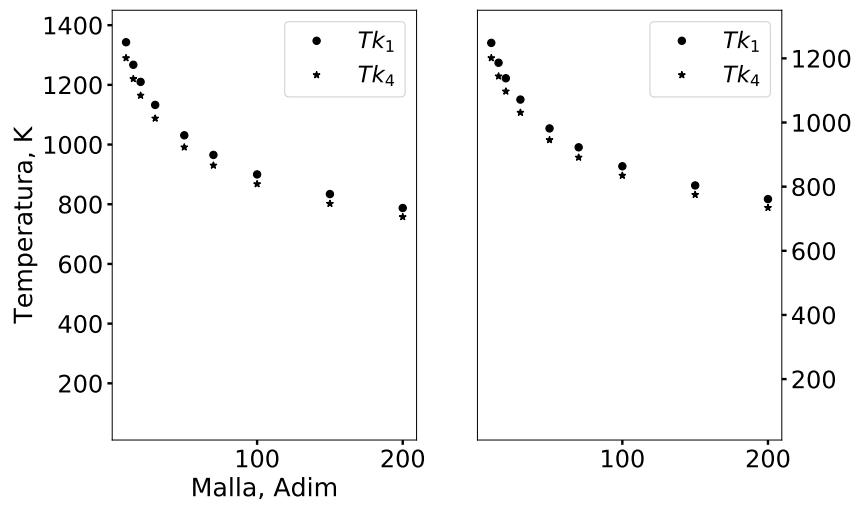


Figura B.4 (Continuación): Dependencia de malla para el termopar 1 y 4 a 2 y 2.25 horas de simulación respectivamente.

Referencias

- Abanades, S., Charvin, P. & Flamant, G. (2007), ‘Design and simulation of a solar chemical reactor for the thermal reduction of metal oxides: case study of zinc oxide dissociation’, *Chemical Engineering Science* **62**(22), 6323–6333.
- Ayala-Cortés, A. (2017), Producción de carbón a partir de agave mediante pirólisis solar, PhD thesis, Tesis IER-UNAM.
- Ballestrín, J. & Roldán, M.-I. (2017), ‘Contact sensors for measuring high surface temperature in concentrated solar radiation environments’, *Measurement* **109**, 65–73.
- Bellan, S., Alonso, E., Gomez-Garcia, F., Perez-Rabago, C., Gonzalez-Aguilar, J. & Romero, M. (2013), ‘Thermal performance of lab-scale solar reactor designed for kinetics analysis at high radiation fluxes’, *Chemical Engineering Science* **101**, 81–89.
- Beltrán-Rodríguez, L., Alexandri-Rionda, R. & Cafaggi-Félix, F. (2017), ‘Balance nacional de energía 2016’.
- Bergman, T. L. & Incropera, F. P. (2011), *Fundamentals of heat and mass transfer*, John Wiley & Sons.
- Chambon, M., Abanades, S. & Flamant, G. (2009), ‘Kinetic investigation of hydrogen generation from hydrolysis of SnO and Zn solar nanopowders’, *International Journal of Hydrogen Energy* **34**(13), 5326–5336.
- Chinnici, A., Arjomandi, M., Tian, Z. & Nathan, G. (2016), ‘A novel solar expanding-vortex particle reactor: experimental and numerical investigation of the iso-thermal flow field and particle deposition’, *Solar Energy* **133**, 451–464.
- Cho, H., Gokon, N., Kodama, T., Kang, Y. & Kim, J. (2015), ‘Simulation of flux distributions on the foam absorber with solar reactor for thermo-chemical two-step water splitting H_2 production cycle by the 45 kwth Kier solar furnace’, *Energy Procedia* **69**, 790–801.
- Degroot Morris, H. (1988), ‘Probabilidad y estadística’, *EEUU: Addison-Wesley Iberoamericana*.
- Dehesa-Carrasco, U. (2007), Modificación del diseño del DEFRAC para acoplar un reactor químico solar, PhD thesis, Tesis IER-UNAM.

- Duffie, J. A. & Beckman, W. A. (2013), *Solar engineering of thermal processes*, John Wiley & Sons.
- EcoGuard® (n.d.), ‘Ecoguard solar boost espejos planos laminados’.
URL: <http://bit.ly/2z6Mx1O>
- Estrada, C., Arancibia-Bulnes, C., Vazquez, S., Riveros, D., Pérez-Rábago, C., Perez-Enciso, R., Quiñonez, J., Castrejón, R., Montiel, M. & Granados, F. (2011), A new high-flux solar furnace at cieunam in temixco, méxico, *in* ‘FIRST PHASE. SolarPACES 2011 Congress’, pp. 20–23.
- Fauroux, L. E., Diaz, D. O., Blanco, G. E. & Degaetani, O. J. (2016), ‘Modelado, y análisis económico de colectores solares planos. modeling, and economic analysis of flat solar collectors’, *Revista Digital DIIT* **1**(1).
- Franke, J. (2007), *Best practice guideline for the CFD simulation of flows in the urban environment*, Meteorological Inst.
- Gálvez, J. B., Rodríguez, S. M., Peral, J., Sánchez, B. & Cardona, A. I. (2001), ‘Diseño de reactores para fotocatalisis: evaluación comparativa de las distintas opciones’, *Eliminación de contaminantes por fotocatalisis heterogénea*.
- Gebhart, B. (1961), ‘Surface temperature calculations in radiant surroundings of arbitrary complexity—for gray, diffuse radiation’, *International Journal of Heat and Mass Transfer* **3**(4), 341–346.
- Geiser, J. (2011), *Iterative splitting methods for differential equations*, CRC Press.
- Glaser, P. E. (1958), ‘Engineering research with a solar furnace’, *Solar energy* **2**(2), 7–10.
- Goswami, D. Y., Kreith, F. & Kreider, J. F. (2000), *Principles of solar engineering*, CRC Press.
- Grum, F. & Luckey, G. (1968), ‘Optical sphere paint and a working standard of reflectance’, *Applied Optics* **7**(11), 2289–2294.
- Guadarrama-Mendoza, A. J. (2017), Modelación de la transferencia de calor radiativa en reactores termoquímicos solares, PhD thesis, Tesis IER-UNAM.
- Güven, H. & Bannerot, R. (1986a), ‘Derivation of universal error parameters for comprehensive optical analysis of parabolic troughs’, *Journal of Solar Energy Engineering* **108**(4), 275–281.
- Güven, H. M. & Bannerot, R. B. (1986b), ‘Determination of error tolerances for the optical design of parabolic troughs for developing countries’, *Solar Energy* **36**(6), 535–550.
- Gvero, P. M., Papuga, S., Mujanic, I. & Vaskovic, S. (2016), ‘Pyrolysis as a key process in biomass combustion and thermochemical conversion’, *Thermal Science* (00), 154–154.
-

-
- Harris, J. A. & Lenz, T. G. (1985), ‘Thermal performance of solar concentrator/cavity receiver systems’, *Solar energy* **34**(2), 135–142.
- Haueter, P., Seitz, T. & Steinfeld, A. (1999), ‘A new high-flux solar furnace for high-temperature thermochemical research’, *Journal of Solar Energy Engineering* **121**(1), 77–80.
- Heinisch, R., Sparrow, E. & Shamsundar, N. (1973), ‘Radiant emission from baffled conical cavities’, *JOSA* **63**(2), 152–158.
- Hernández, N., Riveros-Rosas, D., Venegas, E., Dorantes, R. J., Rojas-Morín, A., Jaramillo, O., Arancibia-Bulnes, C. A. & Estrada, C. A. (2012), ‘Conical receiver for a paraboloidal concentrator with large rim angle’, *Solar Energy* **86**(4), 1053–1062.
- Ho, C. K. & Iverson, B. D. (2014), ‘Review of high-temperature central receiver designs for concentrating solar power’, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **29**, 835–846.
- Jung, E., Lee, S., Roh, S., Hwang, E., Lee, J., Lee, H. & Hwang, J. (2014), ‘Optical properties of graphite oxide and reduced graphite oxide’, *Journal of Physics D: Applied Physics* **47**(26), 265306.
- Karimi, R., Gheinani, T. T. & Avargani, V. M. (2018), ‘A detailed mathematical model for thermal performance analysis of a cylindrical cavity receiver in a solar parabolic dish collector system’, *Renewable Energy* **125**, 768–782.
- Küçük, M. & Demirbaş, A. (1997), ‘Biomass conversion processes’, *Energy Conversion and Management* **38**(2), 151–165.
- Kumar, N. S. & Reddy, K. (2007), ‘Numerical investigation of natural convection heat loss in modified cavity receiver for fuzzy focal solar dish concentrator’, *Solar Energy* **81**(7), 846–855.
- Lage, J., Lim, J. & Bejan, A. (1992), ‘Natural convection with radiation in a cavity with open top end’, *Journal of heat transfer* **114**(2), 479–486.
- Lédé, J. (2016), ‘Pyrolysis and gasification of biomass in solar and simulated solar environments: The pioneering works of michael j. antal in the period of 1976–1989’, *Energy & Fuels* **30**(10), 7896–7903.
- Lédé, J. & Ferrer, M. (1999), ‘Solar thermochemical reactors’, *Le Journal de Physique IV* **9**(PR3), Pr3–253.
- Leibfried, U. & Ortjohann, J. (1995), ‘Convective heat loss from upward and downward-facing cavity solar receivers: measurements and calculations’, *Journal of solar energy engineering* **117**(2), 75–84.
- Licurgo-Pedraza, J. (2012), Diseño, construcción y puesta en operación de una pantalla lambertiana para el horno solar de alto flujo radiativo, PhD thesis, Tesis UAEM.
-

-
- Mahan, J. R. (2002), *Radiation heat transfer: a statistical approach*, Vol. 1, John Wiley & Sons.
- Manual, M. (2004), ‘La_ur-03-1987’, *Los Alamos*.
- Miyamoto, M., Kuehn, T., Goldstein, R. & Katoh, Y. (1989), ‘Two-dimensional laminar natural convection heat transfer from a fully or partially open square cavity’, *Numerical heat transfer* **15**(4), 411–430.
- Modest, M. F. (2013), *Radiative heat transfer*, Academic press.
- Montiel-González, M., Hinojosa, J., Villafán-Vidales, H., Bautista-Orozco, A. & Estrada, C. (2015), ‘Theoretical and experimental study of natural convection with surface thermal radiation in a side open cavity’, *Applied Thermal Engineering* **75**, 1176–1186.
- Muñoz, A. L. (2015), ‘Producción de hidrógeno a partir de energía solar. panorama en colombia’, *Elementos* **5**(5), 4.
- Paitoonsurikarn, S. & Lovegrove, K. (2003), On the study of convection loss from open cavity receivers in solar paraboloidal dish applications, *in* ‘Proceedings of solar’.
- Paitoonsurikarn, S., Lovegrove, K. et al. (2006), A new correlation for predicting the free convection loss from solar dish concentrating receivers, *in* ‘Solar’, Vol. 2006, Citeseer, p. 44th.
- Patankar, S. (1980), *Numerical heat transfer and fluid flow*, CRC press.
- Pérez Enciso, R. (2015), Caracterización Óptica y Térmica del Horno Solar del CIE, PhD thesis, PhD Thesis, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Pérez-Rábago, C. A. (2003), Diseño, construcción y puesta en operación de un calorímetro de cavidad cónica para un concentrador solar de foco puntual (DEFAC), PhD thesis, Tesis IER-UNAM.
- Pettit, R. B. (1977), ‘Characterization of the reflected beam profile of solar mirror materials’, *Solar Energy* **19**(6), 733–741.
- Prakash, M., Kedare, S. & Nayak, J. (2009), ‘Investigations on heat losses from a solar cavity receiver’, *Solar Energy* **83**(2), 157–170.
- Reddy, K. & Kumar, N. S. (2008), ‘Combined laminar natural convection and surface radiation heat transfer in a modified cavity receiver of solar parabolic dish’, *International Journal of Thermal Sciences* **47**(12), 1647–1657.
- Reddy, V. S., Kaushik, S., Ranjan, K. & Tyagi, S. (2013), ‘State-of-the-art of solar thermal power plants—a review’, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **27**, 258–273.
-

- Reve (2015), ‘China inicia construcción de su mayor termosolar de torre de energía solar con 200 mw’.
URL: <http://bit.ly/2Dhl5kV>
- Riveros-Rosas, D. (2008), Diseño óptico del horno solar de alto flujo del CIE-UNAM, PhD thesis, Tesis de doctorado en ingeniería-Energía (Solar fototérmica), UNAM.
- Rodriguez, J., Cañadas, I. & Zarza, E. (2014), ‘Psa vertical axis solar furnace sf5’, *Energy Procedia* **49**, 1511–1522.
- Rubi-Delgado, R. (2014), Diseño y construcción de una cámara inerte para el laboratorio nacional de sistemas de concentración solar y química solar, PhD thesis, Tesis UAEM.
- Shuai, Y., Xia, X.-L. & Tan, H.-P. (2008), ‘Radiation performance of dish solar concentrator/cavity receiver systems’, *Solar Energy* **82**(1), 13–21.
- Solargis (2017), ‘Solar resource maps of world’.
URL: <http://bit.ly/2qM8zCh>
- solrenova (n.d.), ‘solrenova’.
URL: <http://solrenova.mx/>
- Talebi, S., Gharehbash, K. & Jalali, H. (2017), ‘Study on random walk and its application to solution of heat conduction equation by monte carlo method’, *Progress in Nuclear Energy* **96**, 18–35.
- Valades-Pelayo, P., Romero-Paredes, H., Arancibia-Bulnes, C. & Villafán-Vidales, H. (2016), ‘Geometric optimization of a solar cubic-cavity multi-tubular thermochemical reactor using a monte carlo-finite element radiative transfer model’, *Applied Thermal Engineering* **98**, 575–581.
- Villafán-Vidales, H., Arancibia-Bulnes, C., Riveros-Rosas, D., Romero-Paredes, H. & Estrada, C. (2017), ‘An overview of the solar thermochemical processes for hydrogen and syngas production: Reactors, and facilities’, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **75**, 894–908.
- Villafán-Vidales, H. I. (2009), Reactor termoquímico para un concentrador solar de alto flujo radiactivo, PhD thesis, Tesis IER-UNAM.
- Wendelin, T. (2003), Soltrace: a new optical modeling tool for concentrating solar optics, in ‘Proceedings of the ISEC’, pp. 253–260.
- Wikipedia (2016), ‘Concentrador solar’.
URL: <http://bit.ly/2Td43JZ>
- Wu, S.-Y., Xiao, L., Cao, Y. & Li, Y.-R. (2010), ‘Convection heat loss from cavity receiver in parabolic dish solar thermal power system: A review’, *Solar Energy* **84**(8), 1342–1355.
-

- Xiao, L., Wu, S.-Y. & Li, Y.-R. (2012), 'Numerical study on combined free-forced convection heat loss of solar cavity receiver under wind environments', *International Journal of Thermal Sciences* **60**, 182–194.
- Zeng, K., Soria, J., Gauthier, D., Mazza, G. & Flamant, G. (2016), 'Modeling of beech wood pellet pyrolysis under concentrated solar radiation', *Renewable Energy* **99**, 721–729.
-