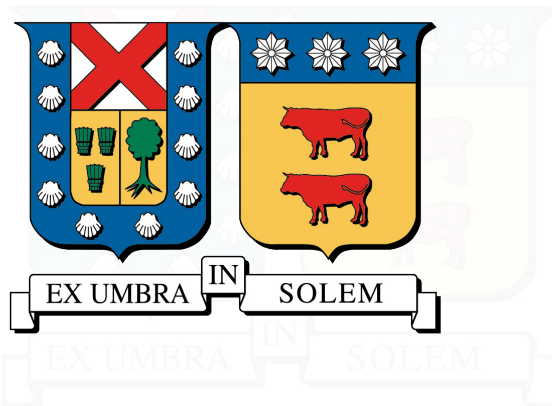


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE INDUSTRIAS
VALPARAÍSO - CHILE



**MODELACIÓN DE UN COMBUSTIBLE FORESTAL BAJO RADIACIÓN
TÉRMICA CRECIENTE**

CONSTANZA BELÉN BURGOS CLOBARES

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS DE LA INGENIERÍA INDUSTRIAL
Y AL TÍTULO DE
INGENIERA CIVIL INDUSTRIAL

PROFESOR REFERENTE	:	RODRIGO DEMARCO BULL PhD
PROFESOR CORREFERENTE	:	ANDRÉS FUENTES CASTILLO, PhD
PROFESOR INTERNO	:	FELIPE ESCUDERO BARROS, PhD
PROFESOR CORREFERENTE EXTERNO	:	PEDRO RESZKA CABELLO, PHD

MARZO 2023

AGRADECIMIENTOS

A mis padres, David y Sara, quienes me brindaron amor y apoyo incondicional a lo largo de mi vida. A mi tata y abuela que ya no están para poder ver este logro pero estarían muy orgullosos. A mi familia y amigos, por su comprensión, paciencia y ánimo constante.

A Macarena, quien siempre creyó en mí y me inspira a superar distintos desafíos. Tu presencia ha sido mi fuente de fuerza y motivación a lo largo de este desafiante viaje académico. Gracias por comprender mis largas horas de estudio, por celebrar mis pequeños triunfos y por ser mi refugio en los momentos difíciles.

A mis profesores y mentores, por su guía y conocimientos compartidos, que han sido la base de mi crecimiento académico. En particular a Rodrigo Demarco, Gonzalo Olivares, Andrés Fuentes, Felipe Escudero y Juan José Cruz que me han brindado las diferentes herramientas para poder completar este (difícil) hito junto a un trato amigable el que siempre agradeceré.

A cada uno de las personas que conocí como parte del equipo EC²G fue realmente agradable conocerlos y ser parte de diversas experiencias con ustedes. Les deseo lo mejor y mucho éxito para lo que se propongan.

A todos aquellos que, de una forma u otra, contribuyeron a mi formación académica y personal, les dedico con gratitud este trabajo. Cada paso ha sido posible gracias a sus contribuciones y apoyo.

RESUMEN EJECUTIVO

En los incendios forestales, la propagación de las llamas a través del lecho de combustible forestal desempeña un papel primordial en la propagación del fuego. De ahí que sea de gran importancia comprender su comportamiento frente a una fuente de calor, como una brasa incandescente o similar. En este fenómeno, el papel de la radiación térmica sobre la ignición del combustible es clave, lo que requiere condiciones controladas para modelar y analizar adecuadamente el impacto térmico sobre el combustible. Por este motivo, se ha realizado un estudio teórico y experimental sobre el tiempo de retardo de la ignición de una capa de combustible forestal en condiciones variables de flujos de calor radiativo procedentes de una tea idealizada.

Los datos experimentales se recogieron en el dispositivo Idealized-Firebrand Ignition Test (I-FIT), en el que se utilizó un calentador cilíndrico que emitía un flujo de calor incidente linealmente y exponencialmente creciente para simular las emisiones de flujo de calor radiativo de una tea.

El tiempo de ignición experimental se comparó con las predicciones de un modelo teórico basado en el balance energético de la capa de combustible. Los resultados muestran, en primer lugar, que incluso con una pendiente positiva (flujo de calor creciente) alcanzando flujos radiativos más altos que un caso constante con flujo crítico, el tiempo de ignición puede seguir siendo más largo porque es importante considerar también la energía acumulada por la biomasa. En segundo lugar, en el caso lineal creciente, la magnitud de β perderá influencia sobre el valor de t_{ig} estimado a medida que este aumente. Distinto a lo que ocurre en el caso exponencial creciente, donde se mantiene como una relación inversamente lineal.

Además, para lograr una buena estimación es necesario controlar en mayor medida la medición de la temperatura de ignición y mantener de forma más uniforme posible las dimensiones del porta muestra, ya que son los factores que más impactan en la predicción del modelo.

Finalmente, los modelos logran ajustarse con $R^2 > 0.93$ para el caso lineal y $R^2 > 0.99$ para el caso exponencial por lo que mantiene un mejor ajuste para este último. Los diferentes factores experimentales pudieron ser un factor que no permitiera ajustar de mejor forma al caso lineal pero aún así los resultados experimentales siguen una tendencia muy similar a lo estimado.

Índice de Contenidos

1. General	1
1.1. Introducción	1
1.2. Problema de Investigación	2
1.3. Hipótesis	3
1.4. Objetivos	4
1.4.1. Objetivo General	4
1.4.2. Objetivos Específicos	4
1.5. Alcance	4
2. Marco Teórico	5
2.1. Fenómeno de Incendio	5
2.1.1. Causas de Incendios Forestales	5
2.1.2. Mecanismos de Propagación de Incendios Forestales	6
2.2. Métodos de Transferencia de Calor	6
2.2.1. Conducción	7
2.2.2. Convección	7
2.2.3. Radiación	8
2.3. Teoría de Ignición de Sólidos	9
2.3.1. Pirólisis	9
2.3.2. Tipos de Ignición	9
2.3.3. Temperatura, Tiempo y Flujo Crítico de Ignición	10
2.3.4. Carbonización o Charring	11
2.3.5. Aproximaciones Thermally Thin y Thermally Thick	11
2.4. Modelo General de Ignición para Biomasa Seca	12

2.4.1. Ecuación General de Energía	12
2.4.2. Condiciones de Borde	13
2.4.3. Modelo Numérico	16
2.4.4. Modelo Analítico	17
3. Aproximación Experimental	19
3.1. Equipo Experimental	19
3.2. Caracterización de la Muestra	20
3.3. Metodología Experimental	21
4. Desarrollo Matemático	22
4.1. Formulación General	22
4.1.1. Modelo Radiativo	24
4.1.2. Modelo Promediado en el Espacio	25
4.1.3. Normalización de Parámetros	26
4.1.4. Temperatura de Ignición	26
4.2. Soluciones Particulares del Modelo	27
4.2.1. Flujo Incidente con Crecimiento Lineal	27
4.2.2. Flujo Incidente con Crecimiento Exponencial	29
5. Resultados	31
5.1. Temperatura de Ignición	31
5.2. Flujo incidente	33
5.3. Dependencia de la divergencia radiativa	34
5.4. Tiempo de ignición	35
5.5. Flujo incidente vs Tiempo de ignición	38
5.6. Correlaciones	41
6. Análisis de Incertidumbre	43
6.1. Caracterización y propagación	43
6.2. Nivel de incertidumbre total	49
7. Conclusiones	52
Bibliografía	54

Índice de Tablas

3.1. Dimensiones del porta muestras.	20
3.2. Características de las agujas de pino.	21
5.1. Resumen de temperaturas de ignición promedio para cada caso.	32
5.2. Para flujo incidente lineal creciente, masa y tiempo de ignición t_{ig} de las muestras a diferentes $\dot{q}''_{inc}$ para cada pendiente β . σ denota la desviación estándar de las medidas.	36
5.3. Para flujo incidente exponencialmente creciente, masa y tiempo de ignición t_{ig} de las muestras a diferentes $\dot{q}''_{inc}$ para cada pendiente β . σ denota la desviación estandar de las medidas.	36
6.1. Variación de las dimensiones del canastillo (porta muestras).	44
6.2. Resumen de la variación de la densidad, en kg/m^3	46

Índice de Figuras

3.1. Aparato experimental I-FIT y sus principales componentes	19
4.1. Esquema del montaje experimental utilizado en el estudio. Los puntos T_1 a T_{15} muestran la posición de las termocupas radial y verticalmente.	23
5.1. Evolución de temperatura promedio a lo largo del tiempo frente de un flujo incidente (a-b) linealmente creciente (c-d) exponencialmente creciente. (a-c) Representan la temperatura promedio espacialmente para todo el volumen de la muestra y (b-d) la temperatura promedio espacialmente para la sección de la muestra donde ocurre la ignición (primeras 3 termocupas más cercanas al heater en lugar de las 15 de todo el volumen).	32
5.2. En ambas figuras se muestra la medición (puntos claros) y regresión (líneas oscuras) del flujo de calor incidente creciente para diferentes rampas. (a) Flujo incidente linealmente creciente para cada valor de β W/m ² s. (b) Flujo incidente exponencialmente creciente para cada valor de β 1/ks.	34
5.3. Análisis de sensibilidad para la magnitud de q_r'' teórico dentro del medio (a) con $\beta = 18$ W/m ² s (flujo lineal) y (b) con $\beta = 1.30$ 1/ks (flujo exponencial).	34
5.4. Frente a un flujo de incidente lineal creciente, (a) Tiempo de ignición para cada β W/m ² s (b) Inversa del tiempo de ignición para cada β W/m ² s. En ambos casos la línea roja representa la estimación en base el modelo térmico desarrollado (Ecuación 4.24).	37
5.5. Frente a un flujo de incidente exponencial creciente, (a) Tiempo de ignición para cada β 1/ks (b) Inversa del tiempo de ignición para cada β 1/ks. En ambos casos la línea roja representa la estimación en base el modelo térmico desarrollado (Ecuación 4.30).	37

5.6.	Resultados experimentales para cada β y tiempo de ignición previsto (línea roja). El área sombreada representa la zona en la que no será posible alcanzar la ignición.	39
5.7.	(a) $\dot{q}'_{net}$ (b) $1/\dot{q}'_{net}$ calculado hasta el tiempo de ignición de cada rampa frente a un flujo incidente linealmente creciente. (c) $\dot{q}'_{net}$ (d) $1/\dot{q}'_{net}$ calculado hasta el tiempo de ignición de cada rampa frente a un flujo incidente exponencialmente creciente.	40
5.8.	Los triángulos rojos indican resultados experimentales y los puntos verdes la estimación de t_{ig} para cada valor de β . (a-b) Son para el caso de flujo incidente lineal creciente y (c-d) para flujo incidente creciente exponencial. (a-c) Muestra la correlación para los datos experimentales y teóricos de forma independiente donde las líneas son regresiones lineales, por otro lado, (b-d) muestran el error de la estimación respecto al resultado experimental de cada caso, donde la línea verde representa de forma continua la estimación de t_{ig}	42
6.1.	Impacto de r_{in} , r_{out} y l_z en el modelo térmico.	44
6.2.	Impacto de ρ_s en el modelo térmico.	46
6.3.	Impacto de la masa de la muestra en el modelo térmico.	47
6.4.	Impacto de la temperatura de ignición la muestra en el modelo térmico.	48
6.5.	Impacto de la temperatura ambiental en el modelo térmico.	49
6.6.	Impacto general en el modelo térmico.	50
6.7.	Impacto general en el modelo térmico sin considerar $\overline{T}_{ig}$	51

1 | General

1.1. Introducción

A lo largo de los años, se ha producido un aumento de las catástrofes naturales relacionadas con el fuego y de los incendios forestales en todo el mundo. El cambio climático, la degradación del suelo y la deforestación son las principales causas de la propagación de los incendios forestales [1, 2, 3, 4]. Chile no es la excepción, y en este sentido, la topografía y el clima mediterráneo presentes en Valparaíso, Chile, poseen características ideales que favorecen la propagación de incendios forestales, debido a la cercanía de bosques y matorrales en la interfaz urbano-forestal (WUI o Wildland-Urban Interface) de la zona. Esto ha generado importantes pérdidas humanas y materiales en los últimos años, especialmente en Chile Central que está viviendo una temporada de incendios catastrófica. Las actuales condiciones ambientales dominantes durante el verano, con prolongados períodos de sequía, altas temperaturas y baja humedad, facilitan la propagación de los incendios.

Existen distintos mecanismos de propagación del fuego en incendios WUI donde predominan los efectos radiativos, como lo son el mecanismo por Spotting [5], Surface Fire Spread, entre otros. Para los científicos, el principal reto consiste en estudiar el comportamiento de estratos vegetales frente a estas fuentes radiativas y establecer los límites dentro de los cuales pueden iniciar un nuevo foco de incendio en un lecho de combustible. Se han utilizado varios montajes experimentales para evaluar estos fenómenos, donde se simula una vegetación incandescente, ya sea una firebrand o un frente de llama, próxima a una bandeja previamente dispuesta que contiene diferentes tipos de tejidos vegetales. Múltiples estudios se han realizado con el fin de validar el concepto detrás de este tipo de metodología [6, 7, 8, 9, 10].

Los combustibles forestales implicados en los incendios pueden estar vivos o muertos,

y en ambos casos pueden estar en condiciones hídricas de distinto grado, lo que afecta al contenido relativo de humedad de la planta. En este trabajo se estudia la ignición de acículas de pino muertas en condiciones de humedad controlada. Se presentan medidas de temperatura y tiempo de retardo a la ignición de acículas de pino *Pinus radiata*, utilizando flujos de calor crecientes procedentes de un calentador sustituto. Aunque las funciones crecientes en el tiempo no son los flujos de calor más representativos asociados a la acción de los firebrands [11] si hay otros mecanismos donde puede ser aplicado [12], y es un buen punto de partida para comprender y validar los modelos teóricos que describen este tipo de experimentos. Además, se desarrolla una comparación entre los resultados experimentales con el modelo teórico de ignición. Finalmente, se busca continuar desarrollando una metodología repetible y confiable apta para estudiar incendios puntuales bajo diferentes flujos de calor incidente, en un esfuerzo continuo por evaluar, comprender y generar herramientas para evitar incendios forestales en zonas WUI en Chile.

1.2. Problema de Investigación

El estudio del tiempo de ignición de un estrato vegetal es importante para comprender la vulnerabilidad de un área a los incendios forestales y para desarrollar estrategias de prevención y control de incendios.

El tiempo de ignición es el tiempo que toma un material combustible para encenderse después de haber sido expuesto a una fuente de calor. En el caso de un estrato vegetal, el tiempo de ignición puede depender de varios factores, como la densidad de la vegetación, la humedad, la temperatura y la velocidad del viento.

Conocer el tiempo de ignición de un estrato vegetal puede ayudar a los expertos en el manejo de incendios forestales a determinar el riesgo de incendio en una zona particular, y tomar medidas preventivas como la eliminación de material combustible o la reducción de la densidad de la vegetación. También puede ser útil en el diseño y selección de materiales para la construcción de estructuras resistentes a incendios forestales.

El proyecto “Understanding Wildfire Hazards Posed by Ignition in Continuous and Discontinuous Configurations”, adjudicado por la Universidad Técnica Federico Santa María en el año 2017, busca generar un mapa de vulnerabilidad en relación a los incendios forestales, bajo la óptica de los incendios continuos y los discontinuos. Esto para diseñar un instru-

mento metodológico que permita generar un mapa de vulnerabilidad frente a incendios en la ciudad de Valparaíso [13]. En la misma línea de incendios forestales, en el año 2021, la universidad se adjudicó también el proyecto “Understanding the connections between abiotic stress and forest vulnerability to fires” como parte de los proyectos Anillos Temáticos de Investigación en Ciencia y/o Tecnología 2021, esta vez en el área de *Cambio Climático* [14] debido al impacto que estos pueden provocar en el ambiente y su enorme contribución al cambio climático. Como bien se menciona en [14], existen factores abióticos que no se han considerado anteriormente en los estudios y actualmente la comunidad científica ha comenzado a abordarlos.

Como aún no es claro el comportamiento de un estrato vegetal frente a una exposición significativa de calor, como en un incendio, es que nace la oportunidad de estudiar su comportamiento en sus diversas etapas y condiciones iniciales.

La ignición, combustión y propagación del fuego en un incendio forestal tienen características particulares bajo condiciones diferentes. Entonces, para poder analizar adecuadamente cada fenómeno es importante comenzar el estudio desde instancias particulares para después continuar con lo general. Es por esto que este trabajo se enfoca en continuar el estudio de la ignición espontánea asociada a mecanismos de propagación predominantemente radiativos (spotting, Surface Fire Spread, entre otros). En particular, el estudio será sobre el tiempo de ignición que tiene un estrato vegetal (*pinus radiata*) con $\sim 0\%$ de humedad teórica frente a un flujo de calor creciente en el tiempo.

Para este estudio ¿Qué factores influirán más en el error de medición? ¿Qué tan ajustado a la realidad será el modelo matemático? ¿Qué impacto tendrá el error de las mediciones experimentales en la resolución numérica?

1.3. Hipótesis

Se espera que el tiempo de ignición de una aguja de pino seca aumente conforme disminuya la pendiente de un flujo incidente creciente, debido a que tomará más tiempo alcanzar el flujo de calor crítico necesario para la ignición. Por otro lado, es esperable un tiempo de ignición menor para flujos de calor exponencial en comparación a un flujo creciente lineal. Finalmente, se espera una temperatura promedio de ignición relativamente uniforme y cercana a la esperada a un caso con un flujo de calor constante, debido a que esta variable

debería depender únicamente de las propiedades del material y no del flujo impuesto.

1.4. Objetivos

1.4.1. Objetivo General

Estudiar experimentalmente hasta el punto de ignición el comportamiento de un estrato vegetal seco frente a un flujo radiativo térmico creciente en el tiempo, evaluando diferencias de temperatura en el tiempo junto al tiempo de ignición. Esto con el fin de poder comprobar el nivel de ajuste del modelo con los datos obtenidos experimentalmente.

1.4.2. Objetivos Específicos

- Establecer las configuraciones actualmente utilizadas para un estrato vegetal en el aparato experimental IFIT.
- Implementar las recomendaciones de uso de los equipos que componen el IFIT.
- Plantear el modelo matemático que describe el fenómeno de ignición de una cama vegetal con un heater cilíndrico y flujo incidente creciente.
- Generar un plan de acción para la campaña experimental.
- Validar el modelo matemático con los resultados generados experimentalmente.

1.5. Alcance

El presente trabajo busca acercar un paso más a la comunidad científica hacia la comprensión de la ignición y los incendios, validando un modelo generado por el equipo *EC²G*. Es por esto que en primera instancia se establecerá una campaña experimental en el aparato experimental “Idealized Firebrand Ignition Test (I-FIT)”, considerando las limitantes que este mismo posee.

En segunda instancia, y de forma paralela, se comparará con los resultados experimentales el modelo matemático planteado por Rivera et al. [6] para el fenómeno de ignición que representa a una fuente radiativa forestal frente a un terreno combustible formando un medio poroso. Este ajustado a un flujo de calor creciente lineal y exponencial sobre un estrato vegetal seco.

2 | Marco Teórico

2.1. Fenómeno de Incendio

2.1.1. Causas de Incendios Forestales

La causa y distribución de los incendios forestales puede variar en función de varios factores como el clima, la vegetación, el terreno y las actividades humanas. En general, existen algunos patrones de distribución que se han identificado a través de la investigación y el análisis.

Uno de los patrones de distribución más comunes es la agrupación de los incendios forestales en regiones específicas, a menudo conocidas como zonas propensas a los incendios (Fire-prone Areas). Estas zonas suelen caracterizarse por climas cálidos y secos, con vegetación susceptible de arder. Un estudio de Bowman et al. [15] descubrió que, en el oeste de Estados Unidos, los incendios forestales tienden a producirse en grupos en zonas con altos niveles de biomasa y un historial de incendios.

Otro patrón de distribución está relacionado con la fuente de ignición del fuego. Los incendios provocados por el hombre tienden a ser más frecuentes en zonas urbanas o suburbanas, donde es más probable que la gente realice actividades que pueden provocar incendios accidentalmente. En cambio, los incendios provocados por rayos tienden a producirse en zonas más remotas con menos actividad humana. Un estudio realizado por Abatzoglou and Kolden [16] reveló que los incendios provocados por rayos tienden a ser más comunes en zonas de mayor altitud, mientras que los provocados por el hombre tienden a producirse en zonas de menor altitud.

El cambio climático también puede afectar a la distribución de los incendios forestales. Según un estudio de Flannigan et al. [17], es probable que el cambio climático provoque un aumento de la frecuencia y gravedad de los incendios forestales en los bosques boreales de

Canadá, debido a cambios en los patrones de temperatura y precipitaciones.

En general, la comprensión de los patrones de distribución de los incendios forestales puede ayudar a informar las estrategias de gestión de incendios y mejorar los esfuerzos de preparación en las zonas propensas a los incendios.

2.1.2. Mecanismos de Propagación de Incendios Forestales

Los incendios forestales pueden propagarse a través de distintos mecanismos, en los que influyen diversos factores como el viento, la topografía, la vegetación y las condiciones meteorológicas. La propagación de los incendios forestales puede clasificarse en dos tipos principales: propagación superficial y propagación de copas.

La propagación superficial (Surface Fire Spread) [18] se refiere al desplazamiento del fuego por el suelo, consumiendo la hojarasca, las hierbas y los arbustos pequeños. La velocidad de propagación suele ser lenta y depende de factores como el contenido de humedad del combustible, la pendiente y la velocidad del viento. En cambio, la propagación de los incendios de copas (Crown Fire Spread) [18] se produce cuando el fuego se desplaza a través de las copas superiores de los árboles. Este tipo de propagación puede ser mucho más rápida y peligrosa, ya que puede producir lluvias de brasas que enciendan focos de fuego antes del frente principal. Spotting Fire Spread se produce cuando el viento arrastra brasas o material ardiendo y provoca nuevos incendios más allá del frente principal.

Otros tipos de propagación de los incendios forestales son la propagación por el suelo (Ground Fire Spread) [18], que se produce cuando el fuego arde a través de la materia orgánica que se encuentra bajo la superficie del suelo.

También existen diferentes patrones de propagación del fuego, como la propagación por convección, impulsada principalmente por el movimiento vertical del calor, entre otros.

2.2. Métodos de Transferencia de Calor

La transferencia de calor busca predecir cómo se transfiere la energía entre cuerpos debido a una diferencia de temperatura. La termodinámica se enfoca en sistemas en equilibrio y puede predecir la cantidad de energía necesaria para cambiar un sistema de un estado de equilibrio a otro, pero no puede predecir la velocidad del cambio ya que el sistema no está en equilibrio durante el proceso [19]. La transferencia de calor ocurre desde cuerpos o secciones

con mayor temperatura a aquellos con menor temperatura, y se puede dar en sólidos, líquidos y gases. En los sólidos, la transferencia de calor se produce solamente por conducción, mientras que en líquidos y gases puede ser por conducción, convección y radiación.

2.2.1. Conducción

La transferencia de calor por conducción ocurre cuando las partículas con más energía de una sustancia transfieren energía a las adyacentes con menos energía mediante interacciones entre ellas [20]. En sólidos, esto ocurre mediante vibraciones atómicas en materiales dieléctricos y a través de electrones libres en materiales metálicos. En gases y líquidos, múltiples colisiones aleatorias entre moléculas explican la conducción de calor.

La rapidez de la transferencia de calor por conducción depende de la geometría del medio, su espesor, el material del cual está hecho y la diferencia de temperatura a través de él [20]. La Ley de Fourier de Conducción de Calor describe esta relación matemáticamente, y puede ser expresada como la Ec. 2.1, donde k es la conductividad térmica del material, A es el área transversal de la transferencia de calor y $\partial T/\partial x$ es el gradiente de temperatura del material a lo largo de x [21, 22].

$$\dot{q}_{cond} = -kA \frac{dT}{dx} \quad (2.1)$$

Aunque k depende de la temperatura y la presión en líquidos y gases, a menudo se supone que es constante por simplicidad [20].

2.2.2. Convección

La convección es una forma de transferencia de energía entre una superficie sólida y un fluido en movimiento, que involucra la conducción y el movimiento del fluido. La velocidad de la transferencia de calor está directamente relacionada con la velocidad del flujo del fluido. Si el fluido está en reposo, la transferencia de calor se limita a la conducción [20].

La convección puede ser forzada mediante el uso de un ventilador o una bomba, o natural como resultado del movimiento del fluido debido a los cambios de temperatura y densidad [20]. La Ley de Enfriamiento de Newton proporciona una representación analítica de este proceso, como se muestra en la ecuación 2.2:

$$\dot{q}_{conv} = hA_s(T_s - T_\infty) \quad (2.2)$$

donde h es el coeficiente de transferencia de calor o coeficiente de transmisión superficial. Es importante destacar que este coeficiente no es una propiedad del material, sino que está relacionado con la composición del fluido y la naturaleza y geometría del movimiento del fluido sobre la superficie. Se puede estimar mediante el Número de Nusselt [23].

$$Nu = \frac{hL}{k} = f(Re, Pr) \quad (2.3)$$

donde L es la longitud característica, Re es el número de Reynolds y Pr es el número de Prandtl. La función expresada en términos de Re y Pr depende de la geometría del área de paso y la velocidad del fluido.

2.2.3. Radiación

La radiación es la transferencia de calor a través de ondas electromagnéticas que no requieren un medio para su propagación. La cantidad de energía radiada depende de la temperatura y la emisividad de la superficie.

La ley de Stefan-Boltzmann establece que la energía radiada por unidad de tiempo y área superficial de un objeto es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta (T) y a la constante de Stefan-Boltzmann (σ). Esta ley se plantea matemáticamente como en la Eq. 2.4, donde $\dot{q}$ es la tasa de transferencia de calor radiativo, A_s es el área superficial del objeto y $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$ es la constante de Stefan-Boltzmann.

$$\dot{q} = \sigma A_s T^4 \quad (2.4)$$

La emisividad (ε) es una medida de la eficacia con la que un objeto emite radiación en comparación con un cuerpo negro perfecto. La tasa de transferencia de calor radiativo para un objeto que no es un cuerpo negro se puede expresar como:

$$\dot{q} = \varepsilon \sigma A_s T^4 \quad (2.5)$$

El factor de forma ($F_{m \rightarrow n}$) describe la fracción de la radiación que sale de la superficie m y llega a la superficie n directamente. Para dos superficies m y n , el producto del área y el factor de forma de ambas superficies es igual, es decir, $A_m F_{m \rightarrow n} = A_n F_{n \rightarrow m}$. La tasa de transferencia de calor radiativo desde la superficie m a la superficie n se puede expresar como:

$$\dot{q}_{m \rightarrow n} = \sigma A_m F_{m \rightarrow n} (T_m^4 - T_n^4) \quad (2.6)$$

Donde $\dot{q}_{m \rightarrow n}$ es la tasa de transferencia de calor radiativo desde la superficie m a la superficie n , T_m es la temperatura de la superficie m y T_n es la temperatura de la superficie n .

2.3. Teoría de Ignición de Sólidos

La combustión es un proceso oxidativo comúnmente definida como la interacción química entre un reactante y oxígeno. Existen dos tipos: *Flaming Combustion* o *Smoldering Combustion* [24].

La ignición es el proceso fundamental que inicia la combustión. Ocurre cuando la mezcla combustible-oxidante alcanza una temperatura crítica, conocida como temperatura de ignición. Esta temperatura crítica depende de varios factores, como la naturaleza de los componentes de la mezcla, la proporción entre combustible y oxidante y la presencia de inhibidores o aceleradores de la reacción. Puede ser iniciada por una fuente de energía externa, como una chispa eléctrica o una llama piloto, o por una fuente de energía interna, como por un proceso químico [24].

2.3.1. Pirólisis

La pirólisis es definida como el proceso térmico de descomposición de un material en ausencia de oxígeno, en el que se forman productos volátiles y sólidos carbonizados. Este proceso se lleva a cabo en condiciones de alta temperatura y baja presión, y es el primer paso en la conversión de la biomasa en energía. La pirólisis se ve influida por muchas variables, como el tipo de sustrato, la presencia de oxígeno u otros productos químicos, la velocidad de aumento de la temperatura y las temperaturas alcanzadas [24].

2.3.2. Tipos de Ignición

Según McAdams [25], existen tres tipos de ignición: la ignición pilotada, la ignición espontánea y la ignición por compresión adiabática. La ignición pilotada es cuando la ignición se produce por una fuente de energía externa, como una chispa eléctrica o una llama piloto. La ignición espontánea es cuando la ignición ocurre sin una fuente externa

de energía, debido a la autoignición de la mezcla combustible-oxidante. La ignición por compresión adiabática ocurre en los motores de combustión interna, cuando la temperatura y la presión aumentan debido a la compresión del combustible, lo que hace que se produzca la ignición.

Además, en relación a la ignición existe *Theory of Heterogeneous Ignition* [26] y el concepto de *Homogeneous Charge Compression Ignition* [27] de los cuales se rodean un sin número de estudios.

2.3.3. Temperatura, Tiempo y Flujo Crítico de Ignición

La temperatura de ignición y el tiempo de ignición son conceptos importantes en el estudio de la combustión de materiales. Según Babrauskas [28], la temperatura de ignición es la temperatura más baja a la que un material puede autoinflamarse o autoencenderse en presencia de un oxidante. La temperatura de ignición puede ser afectada por factores como la presión, la velocidad de calentamiento, la humedad y la composición del material.

El tiempo de ignición, por su parte, es el tiempo que tarda un material en alcanzar su temperatura de ignición a partir del momento en que es expuesto a un flujo externo de calor. Este tiempo puede variar dependiendo de la conductividad térmica, la geometría y la textura del material, así como de otros factores como la presencia de compuestos retardantes de la llama [29].

Si el tiempo de ignición es infinitamente largo, es decir, si la muestra nunca se enciende, el gradiente de temperatura dentro del sólido será insignificante y las pérdidas de calor serán iguales al calor incidente, lo que representa el mínimo flujo de calor necesario para alcanzar la temperatura de ignición [30].

El concepto de temperatura superficial característica T_{ig} también ha sido propuesto en la literatura para caracterizar el proceso de ignición en sólidos. Según Toreto [30], la ignición ocurre al comienzo de la pirólisis y se puede representar por esta temperatura.

Además, es importante destacar que la relación entre el tiempo de ignición y el flujo crítico de ignición también depende de la geometría y las condiciones de la superficie del material. Como afirman Quintiere [29], “la tasa de generación de calor en la superficie puede variar significativamente dependiendo de la geometría y la textura de la superficie, lo que afectará la velocidad a la que se libera el gas y, por lo tanto, la tasa de ignición”.

2.3.4. Carbonización o Charring

Durante el proceso de combustión, se forman capas de carbón en algunas superficies, que pueden descomponerse completamente en cenizas inertes o continuar con un proceso de carbonización o charring secundario hasta completar la descomposición [30]. En contraste, los materiales non-charring se descomponen sin dejar residuos.

En el caso de materiales que producen charring, es común que ocurra una oxidación superficial antes de la ignición durante la fase de gasificación, especialmente en situaciones de combustión espontánea o bajos flujos radiativos. Conforme la capa de carbón crece y aísla el material, la temperatura superficial aumenta, lo que afecta la transferencia de masa y calor [29, 30].

La principal diferencia entre los tipos de material que producen carbón en la superficie y los que no radica en la temperatura alcanzada tanto por las características aislantes mencionadas y la re-radiación desde esta capa [31].

2.3.5. Aproximaciones Thermally Thin y Thermally Thick

Según Toreto [30], cuando el gradiente de temperatura dentro de un sólido es despreciable durante la mayor parte del proceso de ignición, se considera una muestra “Thermally thin”, mientras que cuando el gradiente de temperatura es significativo durante el periodo de ignición, el material es “Thermally thick”. Para determinar cuál aproximación es la correcta, se puede aplicar un criterio basado en el número de Biot (Bi) [29, 30].

$$Bi \equiv \frac{dh_c}{k} \ll \frac{h_c(T_s - T_0)}{\dot{q}''} \quad (2.7)$$

Si se cumple la condición dada por la Ec. 2.7 el combustible es un sólido que puede ser representado por una aproximación “Thermally thin”. Cabe destacar que la teoría clásica se desarrolla para sólidos opacos, por lo que no es una aproximación precisa para la muestra de agujas de pino, aunque se puede considerar el conjunto de agujas como un sólido para determinar si existe un gradiente de temperatura en el estrato. Además, en el caso de medios porosos, existe poca teoría disponible, siendo la investigación de Hernández et al. [32] la base para este estudio.

2.4. Modelo General de Ignición para Biomasa Seca

El siguiente desarrollo matemático es según lo planteado en Rivera [33] y reajustado en Rivera et al. [8].

2.4.1. Ecuación General de Energía

De acuerdo con [34], la ecuación general de energía para un fluido compresible en movimiento se puede establecer de la siguiente manera:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla \dot{\mathbf{q}}'' - p\nabla \mathbf{v} + \mu\Phi + Q''' \quad (2.8)$$

donde las propiedades del medio corresponder a la densidad del medio ρ , la energía interna u , el vector velocidad $\mathbf{v}$, el vector de flujo de calor total $\dot{\mathbf{q}}''$, la función de disipación Φ y Q''' el calor generado en el medio.

Para adaptar esta ecuación a esta situación en particular, tal y como se planteó en la tesis de [33], se tomaron las siguientes consideraciones y simplificaciones:

- Se desprecian los efectos de la disipación $\mu\Phi$, momentum producto del movimiento $p\nabla \mathbf{v}$ y generación de calor producto de reacciones químicas Q''' al no tener efectos predominantes en el fenómeno.
- Coexistirán dos fase al ser un estrato poroso, sólido y gas. Donde el gas sólo será compuesto por aire al tener el estrato un contenido de humedad teórico del 0%.
- Se desprecia la entalpía asociada a la fase gaseosa $\alpha_g \rho_g c_{p,g}$ al ser $\sim 10^3$ ordenes menor al de la fase sólida.
- Se asume un equilibrio térmico entre fases [35] a lo largo del fenómeno a estudiar, por lo que se asumirá como un único gradiente de temperatura ∇T para ambas fases.

Luego se puede reescribir la ecuación general de energía en coordenadas cilíndricas para un sistema heterogéneo que incluye transferencia de calor por conducción, convección y radiación como sigue [20]:

$$\begin{aligned}
\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial T}{\partial t} = & -k_m \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \\
& - \alpha_g \rho_g \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (e_g u_g r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (e_g v_g) + \frac{\partial}{\partial z} (e_g w_g) \right) \\
& - \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\dot{q}_\varphi'') + \frac{\partial}{\partial z} (\dot{q}_z'') \right)
\end{aligned} \tag{2.9}$$

con d y g como subíndices que indican la fase sólido o gas. α_i , ρ_i y $c_{p,i}$ la fracción en volumen, la densidad y el calor específico de la fase i respectivamente. k_m es el coeficiente de conducción del medio equivalente, es decir, $k_m = \alpha_d k_d + (1 - \alpha_d) k_g$. También se encuentra el radio r ; los componentes del vector velocidad u_g , v_g y w_g ; la energía interna de la fase i , $e_i = \int_{T_\infty}^{T_i} c_{p,i} dT$; y los componentes del vector de flujo de calor total $\dot{q}_r''$, $\dot{q}_\varphi''$ y $\dot{q}_z''$.

Ahora, debido a que $Bi \leq \lll 1$ del medio equivalente, es que se puede considerar como *thermally thin* o térmicamente delgado, comportándose como un medio cuasi-transparente. Esto implica que el gradiente de temperatura dentro del estrato poroso será pequeño, por lo que en cuanto de temperatura se puede comportar como un material homogéneo. Por lo tanto, se puede simplificar el modelo considerando el promedio de temperatura $\bar{T}$ en lugar del gradiente de temperatura ∇T . Es entonces que para un volumen de control definido en un sistema de coordenadas cilíndricas, entre un radio r_1 y r_2 , una altura entre l_1 y l_2 y una circunferencia entre φ_1 y φ_2 , se puede definir una temperatura promediada espacialmente como:

$$\bar{T}(t) = \frac{\int_{l_1}^{l_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{r_1}^{r_2} T(r, \varphi, z, t) r dr d\varphi dz}{\int_{l_1}^{l_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{r_1}^{r_2} r dr d\varphi dz} \tag{2.10}$$

Considerando r_1 como el radio interno, $r_2 = r_1 + \delta$ el radio externo, δ el espesor de penetración del flujo de calor, $l_z = l_2 - l_1$, $\varphi_1 = 0$ y $\varphi_2 = 2\pi$ es posible obtener una expresión promediada de la Ec. 2.9:

$$\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = - \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \left(k_m r \frac{\partial T}{\partial r} + \alpha_g \rho_g e_g u_g r + r \dot{q}_r'' \right) \bigg|_{r_1}^{r_2} \tag{2.11}$$

2.4.2. Condiciones de Borde

A continuación, se aplican las condiciones de borde que caracterizan a este problema físico en particular para los términos agrupados de conducción, convección y radiación. Sin

embargo, debido a la extensi3n y complejidad de este 3ltimo, se desarrolla por separado.

Convecci3n y Conducci3n

Se desarrolla el siguiente fen3meno volum3trico para plantear las condiciones de borde de forma m3s acotada:

$$\begin{aligned} \dot{q}_{cd}'' &= \dot{q}_{cv}'' \\ \frac{\dot{q}_{cd}}{A_v} &= \frac{h}{A_h}(\bar{T} - T_\infty) \\ \frac{2}{r_1^2} \left(k_m \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{l_z} \right) &= \left(\frac{h}{r_1^2} (\bar{T} - T_\infty) \right) \frac{1}{l_z} \end{aligned} \quad (2.12)$$

Entonces, considerando el desarrollo de la Ec. 2.12, los t3rminos asociados a conducci3n y la convecci3n interna se pueden agrupar en un solo coeficiente de transferencia de calor h_{comb} para el intercambio entre la superficie interior expuesta y el ambiente.

$$\bar{T} = T_\infty, \quad t = 0, \quad r = r_1 : \quad -\frac{h_{comb}}{r_1}(\bar{T} - T_\infty) = \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \left(k_m r \frac{\partial T}{\partial r} + \alpha_g \rho_g e_g u_g r \right) \Big|_{r_1} \quad (2.13)$$

$$\bar{T} = T_\infty, \quad t = 0, \quad r = r_1 + \delta : \quad 0 = \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} \left(k_m r \frac{\partial T}{\partial r} + \alpha_g \rho_g e_g u_g r \right) \Big|_{r_1 + \delta} \quad (2.14)$$

Radiaci3n

Se plantea la divergencia del flujo radiativo por medio de ecuaciones diferenciales parciales de primer orden (EDPs-1):

$$\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}'' = \kappa(4\pi I_b(T) - G) \quad (2.15)$$

$$\nabla G = -(3\beta - A_1\sigma_s)\dot{\mathbf{q}}'' \quad (2.16)$$

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_w : \quad 2\mathbf{q} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 4J_w(r_w) - G \quad (2.17)$$

donde $\dot{\mathbf{q}}''$ es el flujo de calor radiativo total, $\nabla \cdot \dot{\mathbf{q}}''$ es la divergencia del flujo de calor radiativo total, G es la radiaci3n incidente, $I_b(T)$ es la intensidad de la radiaci3n en el medio,

A_1 es un *linear-anisotropic scattering factor*, $J_w(r_w)$ es el flujo de calor total dejando la superficie en la locación r_w , κ es el coeficiente de absorción, σ_s es el coeficiente de *scattering* o dispersión y $\beta = \kappa + \sigma$ es el coeficiente de extinción.

Como en esta situación en particular se considera un medio *non-scattering*, el coeficiente de extinción es $\beta = \kappa$. Luego, desarrollando las condiciones de borde para coordenadas cilíndricas de manera general se tiene que las Ec. 2.16 y 2.17:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') = \kappa (4\pi I_b(T) - G) \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial G}{\partial r} = -3\kappa \dot{q}_r'' \quad (2.19)$$

$$\text{EX UMBRA IN SOLEM} \quad (2.20)$$

Derivando la Ec.2.19:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') \right) = -\kappa \left(\frac{\partial G}{\partial r} \right) \quad (2.21)$$

Luego, reemplazando con la Ec. 2.20 y desarrollando se puede llegar a la forma de una *Ecuación de Bessel Modificada* (Ec. 2.23):

$$-\frac{1}{\kappa} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') \right) = -3\kappa \dot{q}_r'' \quad (2.22)$$

$$r^2 \frac{\partial^2}{\partial r^2} (\dot{q}_r'') + r \frac{\partial}{\partial r} (\dot{q}_r'') - (3\kappa^2 r^2 + 1) (\dot{q}_r'') = 0 \quad (2.23)$$

Es entonces que se puede obtener una expresión para el flujo de calor al interior del medio dadas sus particularidades y condiciones de borde características, en base a las soluciones para la ecuación de Bessel:

$$\dot{q}_r''(r) = C_1 I_1 \left(\sqrt{3\kappa} r \right) + C_2 K_1 \left(\sqrt{3\kappa} r \right) \quad (2.24)$$

donde C_1 y C_2 son constantes arbitrarias que se determinan a partir de las condiciones de borde de este problema. Ahora evaluando las condiciones (Ec. 2.14) a la parte radiativa de la Ec. 2.9:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_w : \quad 2\dot{\mathbf{q}}'' \cdot \hat{\mathbf{n}} = 4J_w - G = \frac{\epsilon}{2 - \epsilon} (4\pi I_{bw} - G) \quad (2.25)$$

$$r = r_1 : \quad 2\dot{q}_r'' \Big|_{r=r_1} = 4 \left(q_{inc}'' + \sigma T_\infty^4 \right) - \left(4\sigma \bar{T}^4 - \frac{1}{\kappa r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') \right) \Big|_{r=r_i} \quad (2.26)$$

$$r = r_1 + \delta : \quad -2\dot{q}_r'' \Big|_{r=r_1+\delta} = 4\sigma T_\infty^4 - \left(4\sigma \bar{T}^4 - \frac{1}{\kappa r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') \right) \Big|_{r=r_1+\delta} \quad (2.27)$$

2.4.3. Modelo Numérico

Ahora las expresiones para los efectos conductivos, convectivos y radiativos se pueden acoplar a la ecuación de calor general (Ec. 2.23) bajo condiciones iniciales en r_1 y r_2 :

$$\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{h_{comb}}{r_1} (\bar{T} - T_\infty) - \frac{2}{r_2^2 - r_1^2} (r_2 \dot{q}_r''(r_2) - r_1 \dot{q}_r''(r_1)) \quad (2.28)$$

Al reemplazar las ecuaciones de borde se puede reescribir como:

$$\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -b_3 h_c (\bar{T} - T_\infty) + b_1 \dot{q}_{inc}'' - b_2 (\bar{T}^4 - T_\infty^4) \quad (2.29)$$

donde b_1 , b_2 y b_3 son coeficientes dependientes de los parámetros r_1 , δ , κ , σ y T_∞ . De esta forma se puede obtener una solución para temperatura y tiempos de ignición dado los parámetros correspondientes, resolviendo la ecuación diferencial de primer orden:

$$\underbrace{\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t}}_{\frac{dy}{dx}} = \underbrace{-b_3 h_{comb} (\bar{T} - T_\infty)}_{f(x)y^n(x)} + \underbrace{b_1 \dot{q}_{inc}''}_{g(x)y(x)} - \underbrace{b_2 (\bar{T}^4 - T_\infty^4)}_{h(x)} \quad (2.30)$$

La cual corresponde a la forma de una *Ecuación de Chini*:

$$\frac{dy}{dx} = f(x)y^n(x) + g(x)y(x) + h(x) \quad (2.31)$$

Esta ecuación se puede resolver fácilmente para órdenes $n = 2$ y $n = 3$, *Ecuación de Ricatti* y *Ecuación de Abel* respectivamente. Sin embargo, para órdenes mayores no existe un procedimiento general de integración, por lo que sólo se puede obtener la *Invariante de Chini*. Este se define como:

$$I = n^{-n} f(x)^{-(1+n)} h(x)^{(1-2n)} (f(x)h'(x) - f'h(x) - nf(x)g(x)h(x))^n \quad (2.32)$$

Si esta ecuación cumpliera con la condición $dI/dx = 0$ sería posible resolverla de manera directa, pero como en este caso no ocurre su resolución solo será posible obtenerla numéricamente.

Criterio de Ignición

Un criterio aplicable es cuando el flujo radiativo que incide en el medio q''_{inc} es igual al flujo crítico q''_{cri} , es decir cuando $\bar{T}$ tome valor $\bar{T}_{ig}$, o bien cuando las variaciones de temperatura en el tiempo son lo suficientemente pequeñas como para decir que el gradiente temporal es cero. El modelo entonces puede escribir como:

$$0 = -b_3 h_{comb}(\bar{T} - T_\infty) + b_1 \dot{q}''_{inc} - b_2(\bar{T}^4 - T_\infty^4) \quad (2.33)$$

2.4.4. Modelo Analítico

Ya que del modelo planteado en la Ec. 2.29 no es posible obtener una expresión analítica directamente para la temperatura de ignición, se opta por linealizar el término radiativo (ver Ec. 2.34). Para esto, se utiliza un desarrollo limitado de Taylor, o *Seires de Taylor*, el cual consiste en una aproximación por series de potencias enteras para polinomios alrededor de un punto en particular.

$$\bar{T}^4 - T_\infty^4 \approx 4T_\infty^3(\bar{T} - T_\infty) \quad (2.34)$$

Luego, la Ec. 2.29 linealizada queda:

$$\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -b_3 h_{comb}(\bar{T} - T_\infty) + b_1 \dot{q}''_{inc} - b_2 4T_\infty^3(\bar{T} - T_\infty) \quad (2.35)$$

Compactando al definir un coeficiente global combinado $h_T = h_c + 4b_2 T_\infty^3/b_3$ se puede obtener:

$$\alpha_d \rho_d c_{p,d} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -b_3 h_T(\bar{T} - T_\infty) + b_1 \dot{q}''_{inc} \quad (2.36)$$

Desde aquí ya es posible obtener una expresión analítica para la temperatura promedio, sin embargo, se puede transformar a una expresión más sencilla de manejar a través de *Transformadas de Laplace*, cambios de variables u otro método conveniente. En este caso se

realiza un cambio de variable, estableciendo variables normalizadas de manera conveniente y de esta forma también obtener relaciones adimensionales entre variables de interés.

Sean las variables y parámetros en su forma normalizada:

$$\text{Temperatura: } \theta = \frac{\bar{T} - T_\infty}{\bar{T}_{ig} - T_\infty} \rightarrow \frac{\partial \theta}{\partial \bar{T}} = \frac{1}{\bar{T}_{ig} - T_\infty} \quad (2.37)$$

$$\text{Tiempo de ignición: } \tau = \frac{\alpha_d \rho_d C_{p,d} (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 q''_{cri}} \quad (2.38)$$

$$\psi = \frac{b_3 h_T (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 q''_{cri}} \quad (2.39)$$

$$\text{Flujo incidente: } \varphi = \frac{q''_{inc}}{q''_{cri}} \quad (2.40)$$

Reemplazando la Ec.2.38 derivada en la Ec. 2.36 se pueden mostrar las equivalencias con las variables normalizadas:

$$\underbrace{\frac{\alpha_d \rho_d C_{p,d} (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 q''_{cri}}}_{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial t} = - \underbrace{\frac{b_3 h_T (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 q''_{cri}}}_{\psi} \theta + \underbrace{\frac{q''_{inc}}{q''_{cri}}}_{\varphi} \quad (2.41)$$

Luego, resolviendo la ecuación diferencial:

$$\theta(t) = \frac{\varphi}{\psi} \left(1 - \exp \left(-\frac{\psi}{\tau} t \right) \right) \quad (2.42)$$

De la que finalmente, al volver a las variables y parámetros originales, una expresión analítica para la temperatura promedio:

$$\bar{T}(t) = T_\infty + \frac{b_1 q''_{inc}}{b_3 h_T} \left(1 - \exp \left(-\frac{b_3 h_T}{\alpha_d \rho_d C_{p,d}} t \right) \right) \quad (2.43)$$

3 | Aproximación Experimental

3.1. Equipo Experimental

En la campaña experimental se utilizó el *Idealized-Firebrand Ignition Test* (I-FIT), el cual es una aparato experimental diseñado para reproducir las condiciones encontradas en un escenario real, es decir, una acícula incandescente o pavesa que cae y aterriza verticalmente sobre un terreno de biomasa. Además, la configuración permite obtener datos en fenómenos similares radiativamente con tal de entender el comportamiento de la biomasa.

La sección que representa el fenómeno se encuentra dentro de una estructura metálica con paredes de *plexiglás*, con tal de aislarla de efectos externos como corrientes de viento. Esto permite generar condiciones ambientales más estables con el fin de obtener medidas más precisas, al disminuir las fuentes de incertidumbre, de pérdida de masa o mediciones de temperatura.

Un *heater* ③ eléctrico representa la fuente radiativa del fenómeno en estudio. Se utiliza uno fabricado por *Bach RC* compuesto por nitruro de silicio con emisividad $\epsilon > 0.9$. Este componente soporta temperaturas de más de $1000^{\circ} C$ sin problemas de seguridad. Las dimensiones de la zona caliente se encuentran resumidas en la Tabla 3.1.

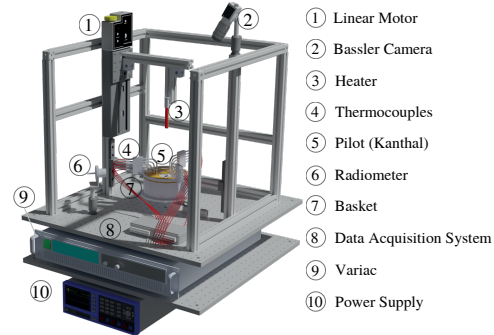


Figura 3.1: Aparato experimental I-FIT y sus principales componentes

El *motor lineal* ① que permite ajustar la altura del heater respecto a la muestra es capaz de un descenso rápido, preciso y seguro. Se utiliza el modelo LTS150 de la marca *Thorlabs*. El rango de desplazamiento es entre 0 y 150 *mm* con un paso mínimo de 1 μm .

El montaje completo permite medir los tiempos de retardo de ignición bajo diferentes esquemas de calentamiento, generados por la tea idealizada. El calor emitido por el calentador cilíndrico se propaga a la muestra de combustible sólo por radiación térmica, dejando una distancia radial de 1.62 *cm* desde la superficie del calentador al lecho de combustible que impide que los gases calientes alrededor del calentador toquen la muestra de biomasa.

Así, las muestras se colocaron en el porta muestras y se ensayaron en el I-FIT que permitió la aplicación de los diferentes incrementos de flujo de radiación con el fin de medir el tiempo de retardo de ignición de las agujas de pino.

A continuación se muestran las mediciones del porta muestras:

Tabla 3.1: Dimensiones del porta muestras.

Radio interno	r_i	2.121
Radio externo	r_o	6.588
Altura	l_z	4.960

3.2. Caracterización de la Muestra

Se recolectaron las agujas de *Pinus radiata* de la superficie de un bosque ubicado en la zona de Curauma ($33^{\circ}07'15.2''S$, $71^{\circ}35'08.7''W$). Durante la recolección se evitaron elementos vegetales en descomposición. La preparación de las muestras consistió en limpiar y secar el material en un horno a $65^{\circ}C$ hasta que el contenido de humedad fuera aproximadamente cero [10, 6]. Así se obtuvo la masa seca de combustible evaluada. Esto permitió estimar el efecto de los diferentes aumentos de los flujos de radiación sobre el tiempo de retardo de la ignición pilotada de las agujas de pino.

Se siguió un procedimiento estándar para medir la densidad [36]. Consiste en: (i) pesar una aguja de pino (m_{fuel}) y colocarla en una probeta graduada, a continuación (ii) medir 10 *ml* de alcohol isopropílico ($\nu_{alcohol}$) y añadirlo a la probeta graduada y finalmente (iii) medir el volumen total (ν_{total}).

Se realizaron veinte mediciones y utilizando la Ec. 3.1 para calcular la densidad, se

obtuvo una densidad media de $450 \pm 191 \text{ kg/m}^3$.

$$\rho_{fuel} = \frac{m_{fuel}}{\nu_{total} - \nu_{alcohol}} \quad (3.1)$$

Las características de las muestras de acículas de pino utilizadas se resumen en el cuadro siguiente:

Tabla 3.2: Características de las agujas de pino.

Parámetro	Nomenclatura	Valor	Unidad	Ref.
Masa de la muestra	m_{sample}	24.759 ± 0.002	g	-
Densidad	ρ_{fuel}	450 ± 191	kg/m^3	-
Fracción en volumen	α	0.09	-	-
Porosidad	ϵ	0.91	-	-
Surface-to-volume ratio	ω	3717 ± 154	m^{-1}	[6]
Calor específico	C_p	1.470	kJ/kgK	[6]

3.3. Metodología Experimental

Los flujos de calor incidente variables en el tiempo sobre el espécimen evaluado se obtienen mediante la programación de estos en el aparato experimental (ITECH Variac), que permite aplicar diferentes parámetros eléctricos para obtener los incrementos de flujos radiativos lineales deseados. Para asegurar la correcta aplicación del flujo incidente, se realizó una calibración previa a la experimentación utilizando un radiómetro Medtherm modelo 64-5-17.

Cada prueba se repitió al menos 5 veces para obtener una medición consistente. De la experimentación se observó que la variabilidad de las mediciones eran pequeñas, presentando desviaciones estándar entre las distintas pendientes dentro de 3% y 17% de su correspondiente valor medio con una desviación estándar media de 7%.

Toda la campaña experimental es parte de un esfuerzo continuo para evaluar y comprender la inflamabilidad de los combustibles forestales en Chile.

4 | Desarrollo Matemático

El desarrollo matemático fue planteado en su mayoría en [6] y reajustado en [8], ambos ya escrito en la Sección 2.4 del Marco Teórico. Dicho procedimiento se puede reutilizar para este análisis hasta las ecuaciones 2.28 y 2.29. De igual forma se repetirán los pasos y los supuestos utilizados para este desarrollo para luego continuar con los casos particulares de crecimiento de flujo incidente.

4.1. Formulación General

Para comprender el efecto de un flujo de calor incidente creciente sobre el comportamiento de ignición de los combustibles forestales, se desarrolla un modelo térmico para representar el problema físico. A partir de la ecuación general de conservación de la energía para un medio poroso cilíndrico, que se trata como un medio continuo equivalente con una fase sólida s y una fase gaseosa g que se encuentran en equilibrio térmico local [6, 37], es posible establecer un balance energético global,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_s \rho_s h_s + \alpha_g \rho_g h_g) = k_s \nabla^2 T - \mathbf{v}_g \cdot \nabla \alpha_g \rho_g h_g - \nabla \dot{q}_R'', \quad (4.1)$$

donde α_i es la fracción volumétrica y $h_i = \int_{T_\infty}^T c_{p,i} dT$, definida para cada fase i (sólida y gaseosa respectivamente). Dado que la entalpía asociada a la fase gaseosa $\alpha_g \rho_g c_{p,g}$ es $\sim 10^3$ veces menor que la entalpía de la fase sólida del combustible, se desprecia del gradiente en la ecuación de energía. A continuación, basándose en las características del problema físico, se adoptan las siguientes consideraciones:

- Se considera una transferencia de calor unidimensional en la dirección r .
- Se supone que todas las propiedades térmicas de cada fase son constantes.

- Se supone que el combustible y el contenido de humedad permanecen inertes y constantes, respectivamente, durante el proceso de calentamiento hasta la ignición. [6, 29, 7, 38, 12].
- Para este caso, el tratamiento adecuado de la ecuación de transferencia radiativa sería una penetración en profundidad [6, 37] y para esta geometría específica, la solución exacta es el método de aproximación P_1 [34].
- Considerando que la probeta está acotada por el tamaño del porta muestras cilíndrico, donde l_z denota su altura, r_i , y r_o los radios interior y exterior respectivamente, el operador

$$* \frac{2}{l_z(r_o^2 - r_i^2)} \int_0^{l_z} \int_{r_i}^{r_o} r dr dz \quad (4.2)$$

se aplica a ambos lados de la ecuación de energía, obteniendo un balance energético expresado en términos de una temperatura $\bar{T}$ promediada espacialmente (procedimiento más detallado en [6]).

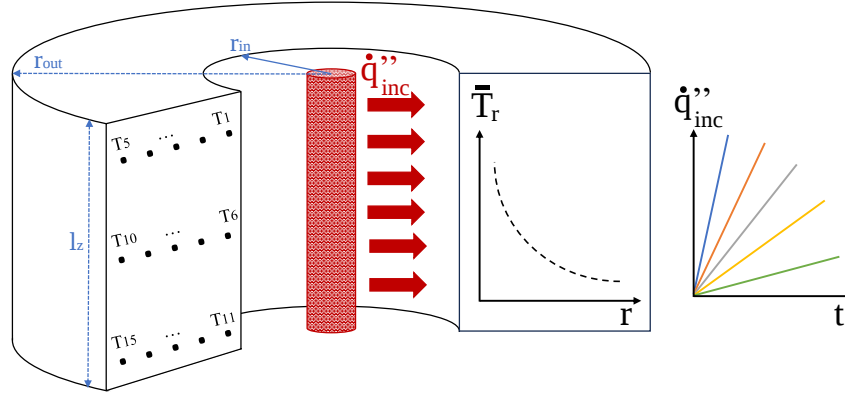


Figura 4.1: Esquema del montaje experimental utilizado en el estudio. Los puntos T_1 a T_{15} muestran la posición de las termocupas radial y verticalmente.

Bajo estas consideraciones, el balance energético 1-D se convierte en:

$$\alpha_s \rho_s h_s \frac{d\bar{T}}{dt} = - \frac{2}{(r_o^2 - r_i^2)} \left(r k_s \frac{\partial T}{\partial r} - \alpha_g \rho_g h_g r u_g \right) \Big|_{r=r_i}^{r=r_o} - \frac{2}{(r_o^2 - r_i^2)} (r \dot{q}_r'') \Big|_{r=r_i}^{r=r_o} \quad (4.3)$$

Los términos del lado derecho (RHS) en la Ec. 4.3 incluyen la transferencia de calor por conducción, convección y radiación dentro del medio, donde k_s es la conductividad de la fase sólida y u_g es la velocidad radial de la fase gaseosa.

4.1.1. Modelo Radiativo

Con el fin de obtener una expresión para el flujo radiativo dentro del medio poroso, la divergencia del término radiativo ($\nabla \cdot \dot{q}_R''$) se modeló basándose en la Aproximación P_1 tal y como se presenta en [34]. La ecuación de transferencia radiativa (ETR) se resuelve en base a las siguientes ecuaciones y condiciones de contorno [6].

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{q}_r'') = \kappa (4\pi I_b - G) \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial G}{\partial r} = -3\kappa \dot{q}_r'' \quad (4.5)$$

$$r = r_i : \quad G + 2\dot{q}_r'' = 4 (\dot{q}_{inc}''(t) + \sigma T_\infty^4) \quad (4.6)$$

$$r = r_o : \quad G - 2\dot{q}_r'' = 4\sigma T_\infty^4, \quad (4.7)$$

donde $G = G(r)$ es la radiación incidente local en la dirección r , σ es la constante de Stefan-Boltzmann, I_b es la intensidad de radiación en el medio. Nótese que el flujo de calor incidente variable en el tiempo se expresa en forma general $\dot{q}_{inc}''(t)$ permitiendo manejar la ecuación radiativa de forma general. Los detalles del comportamiento de cada flujo de calor incidente se estudiarán en las secciones siguientes. La temperatura del medio se toma como la temperatura media del volumen $\bar{T}$ y la temperatura circundante es T_∞ . Se supone que el coeficiente de absorción $\kappa = \alpha_s \omega_s / 4$ es constante a lo largo del eje r [7, 39]. Entonces, una solución para el término radiativo dentro del medio como una función de la posición en profundidad y el tiempo viene dada por:

$$\dot{q}_r''(r, t) = c_1 I_1(\sqrt{3\kappa}r) + c_2 K_1(\sqrt{3\kappa}r), \quad (4.8)$$

donde I_1 y K_1 son funciones de Bessel modificadas del primer y segundo tipo, respectivamente. A partir de la Ecuación 4.6 y Ecuación 4.7 se obtienen las constantes c_1 y c_2 , pero por brevedad solo se presenta su evaluación:

$$c_1 = 2.423\text{e-}11 \cdot (\bar{T}^4 - T_\infty^4) - 2.438\text{e-}8 \cdot \dot{q}_{inc}'' \quad (4.9)$$

$$c_2 = -1.802\text{e-}6 \cdot (\bar{T}^4 - T_\infty^4) + 31.782 \cdot \dot{q}_{inc}'' \quad (4.10)$$

4.1.2. Modelo Promediado en el Espacio

Para resolver el balance energético de la Ecuación 4.3 y las condiciones de borde en la superficie del combustible sólido se agrupan en un coeficiente global de transferencia de calor superficial h_{comb} que incluye los términos convectivos y difusivos. Así, se emplean las siguientes condiciones iniciales y de contorno en términos de variables promediadas en el espacio

$$\frac{2}{r_o^2 - r_i^2} \left(-k_s \frac{\partial T}{\partial r} + \alpha_g \rho_g h_g u_g \right) \Big|_{r=r_i} = -\frac{h_{comb}}{r_i} (\bar{T}(t) - T_\infty) \quad (4.11)$$

$$\frac{2}{r_o^2 - r_i^2} \left(-k_s \frac{\partial T}{\partial r} + \alpha_g \rho_g h_g u_g \right) \Big|_{r=r_o} = 0 \quad (4.12)$$

$$t = 0 : \bar{T}(0) = T_\infty \quad (4.13)$$

Sólo se consideran las pérdidas convectivas sobre la superficie interior en $r = r_i$ porque se considera que el flujo de calor incidente y las pérdidas radiativas se absorben en todo el volumen del medio, y estos efectos se incluyen así en la Ecuación 4.5. Entonces, el modelo para el comportamiento radiativo dentro del medio como función de (r, t) y el balance energético general, pueden combinarse en una ecuación general para la temperatura media

$$\alpha_s \rho_s c_{p,s} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{h_{comb}}{r_i} (\bar{T}(t) - T_\infty) - \frac{2}{(r_o^2 - r_i^2)} (r_o \dot{q}_r''(r_o, t) - r_i \dot{q}_r''(r_i, t)) \quad (4.14)$$

La Ecuación 4.14 tiene forma de una ecuación diferencial ordinaria no lineal de primer orden, en la que su solución analítica exacta está implícita [40]. Posteriormente, se sigue el enfoque clásico para simplificar la ecuación del calor y comparar los resultados.

En primer lugar, los términos no dependientes de la temperatura se agrupan en coeficientes b_1 , b_2 y b_3 que sólo dependen de r_i , r_o y κ ,

$$\alpha_s \rho_s c_{p,s} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = b_1 \dot{q}_{inc}''(t) - b_2 (\bar{T}^4 - T_\infty^4) - b_3 h_{comb} (\bar{T}(t) - T_\infty) \quad (4.15)$$

donde las constantes son:

$$b_1 = \frac{2}{(r_o^2 - r_i^2)} [-2.438\text{e-}8 \cdot \alpha_1 + 31.782 \cdot \alpha_2] = 11.612 \text{ m}^{-1} \quad (4.16)$$

$$b_2 = \frac{2}{(r_o^2 - r_i^2)} [-2.423\text{e-}11 \cdot \alpha_1 + 1.802\text{e-}6 \cdot \alpha_2] = 2.592\text{e-}6 \text{ W/k}^4\text{m}^3 \quad (4.17)$$

$$b_3 = 1/r_i = 47.170 \text{ m}^{-1} \quad (4.18)$$

$$\alpha_1 = \left(r_o I_1(\sqrt{3}kr_o) - r_i I_1(\sqrt{3}kr_i) \right) \quad (4.19)$$

$$\alpha_2 = \left(r_o K_1(\sqrt{3}kr_o) - r_i K_1(\sqrt{3}kr_i) \right) \quad (4.20)$$

Se aplica la aproximación de Taylor para el término no lineal $\bar{T}^4$ alrededor de la temperatura ambiente T_∞ para convertir la Ecuación 4.15 en una ecuación diferencial ordinaria lineal. De este modo, el modelo aproximado se reescribe en forma compacta utilizando el coeficiente $h_T = h_{comb} + 4T_\infty^3 b_2/b_3$, obteniendo:

$$\alpha_s \rho_s c_{p,s} \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -b_3 h_T (\bar{T}(t) - T_\infty) + b_1 \dot{q}_{inc}''(t). \quad (4.21)$$

4.1.3. Normalización de Parámetros

Para resolver Ecuación 4.21, se definen los siguientes parámetros y variables normalizados, que permiten realizar un análisis dimensional bajo un flujo de calor incidente variable en el tiempo en los siguientes apartados. Estos son:

$$\begin{aligned} \Theta &= \frac{\bar{T} - T_\infty}{\bar{T}_{ig} - T_\infty} & \tau &= \frac{\alpha_s \rho_s c_{p,s} (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 \dot{q}_{cri}''} \\ \psi &= \frac{b_3 h_T (\bar{T}_{ig} - T_\infty)}{b_1 \dot{q}_{cri}''} & \varphi &= \frac{\dot{q}_{inc}''(t)}{\dot{q}_{cri}''} \end{aligned} \quad (4.22)$$

4.1.4. Temperatura de Ignición

Es necesaria una forma de correlacionar los datos experimentales de ignición. Para ello, es necesario estimar un valor para la temperatura de ignición. Debido a la naturaleza del modelo, una forma conveniente es mediante el uso del criterio del flujo de calor crítico, tal como ha sido tratado por varios autores [6, 12, 41, 42, 43, 44].

De manera general, si la temperatura de la muestra es igual a la temperatura de pirólisis [41], es posible despreciar las pérdidas convectivas en Ecuación 4.15, dando como resultado:

$$\dot{q}_{cri}'' = \sigma (\bar{T}_{ig}^4 - T_{\infty}^4) \quad (4.23)$$

Dado que la ecuación del calor se ha definido para una temperatura media en profundidad, se definirá una temperatura media de ignición. Considerando el flujo de calor crítico como el flujo más bajo en el que debe alcanzarse la ignición en una exposición infinitamente larga, se define la temperatura de ignición $\bar{T}_{ig}$. Sin embargo, éste no es un método directo debido a la dependencia temporal del flujo de calor incidente. Como ya se ha mencionado, el flujo de calor crítico no tiene un significado físico directo y no puede establecerse como un valor único. Por lo tanto, para obtener estimaciones de t_{ig} , es necesario definir una temperatura de ignición arbitraria, que suele definirse como la temperatura crítica de superficie. Obsérvese que, aunque este enfoque pueda no ser físicamente exacto, debido a la naturaleza del problema modelizado, es la forma más práctica de obtener una expresión analítica y posteriores aplicaciones de ingeniería.

Además, este método consigue un valor similar a la media experimental de la temperatura de ignición en la zona de la muestra donde se logra la ignición. Con Ecuación 4.23, se alcanza una temperatura teórica de 566 K, mientras que experimentalmente, dentro de la zona de ignición, se alcanzan temperaturas medias de 565 K (Figura 5.1).

4.2. Soluciones Particulares del Modelo

4.2.1. Flujo Incidente con Crecimiento Lineal

Se considera un flujo de calor incidente linealmente creciente como $\dot{q}_{inc}''(t) = \dot{q}_{inc,0}'' + \beta \cdot t$, que representa el calentamiento radiativo como una función que varía linealmente con el tiempo. El flujo de calor inicial es $\dot{q}_{inc,0}''$ y la rampa impuesta es β . El signo positivo que precede a la rampa indica el comportamiento creciente del flujo incidente ($\beta > 0$). Obsérvese que el caso en que la rampa $\beta = 0$, es decir, el flujo de calor incidente permanece constante en el tiempo ya se ha desarrollado anteriormente. Más detalles sobre el desarrollo de este escenario están disponibles en Rivera et al. [6].

Evolución de Temperatura

La ecuación 4.21 puede reescribirse en forma normalizada considerando $\varphi = (\dot{q}_{inc,0}'' + \beta \cdot t) / \dot{q}_{cri}''$. Así, sometida a la condición inicial $\Theta|_{t=0} = 0$ (de la Ecuación 4.13), se obtiene una

solución analítica para la temperatura:

$$\bar{T}(t) = T_{\infty} + \frac{b_1}{b_3 h_T} \left[\ddot{q}_{inc,0} + \beta \left(t - \frac{\alpha_s \rho_s c_{p,s}}{b_3 h_T} \right) + \left(\beta \frac{\alpha_s \rho_s c_{p,s}}{b_3 h_T} - \ddot{q}_{inc,0} \right) \exp \left(-\frac{b_3 h_T}{\alpha_s \rho_s c_{p,s}} t \right) \right] \quad (4.24)$$

Tiempo de Ignición

De la Ecuación 4.24 se puede utilizar una serie de Maclaurin de segundo orden sobre el término exponencial para aproximar la temperatura de la siguiente manera:

$$\bar{\theta}(t) \approx \frac{b_1}{2\alpha_s \rho_s c_{p,s}} \left(2\ddot{q}_{inc,0} t + \beta t^2 - \ddot{q}_{inc,0} \frac{b_3 h_T}{\alpha_s \rho_s c_{p,s}} t^2 \right), \quad (4.25)$$

donde la diferencia de temperatura se define como $\bar{\theta}(t) = \bar{T}(t) - T_{\infty}$. Así, se define una temperatura de referencia transitoria $\theta_r(t) = \ddot{q}_{inc,0} (b_3 / \alpha_s \rho_s c_{p,s}) \cdot t$, siguiendo un enfoque similar al de Reszka et al. [45]. Esta temperatura referencial se define en términos del flujo de calor inicial impuesto sobre el medio. Insertando $\theta_r(t)$ y reordenando la Ecuación 4.25,

$$\bar{\theta}(t) = \frac{b_1}{2\alpha_s \rho_s c_{p,s}} (\ddot{q}_{inc,0} + \ddot{q}_{net}(t)) t \quad (4.26)$$

en el que el término $\ddot{q}_{net}(t) = \ddot{q}_{inc}(t) - \theta_r(t) h_T$ puede interpretarse como un flujo de calor neto sobre el medio. Obsérvese de nuevo la relación lineal con t . Entonces,

$$\frac{1}{t_{ig}} = \frac{b_1}{2\alpha_s \rho_s c_{p,s} \bar{\theta}_{ig}} (\ddot{q}_{inc,0} + \ddot{q}_{net}(t_{ig})) \quad (4.27)$$

Correlaciones

A partir de la ecuación Ecuación 4.27, utilizando los parámetros normalizados (Ecuación 4.22) y considerando $\ddot{q}_{inc,0} = 0$ se obtiene la expresión $\Theta = \frac{\beta t^2}{2} \frac{\varphi(t)}{\tau q_{inc}}$. Luego, en el punto de ignición, es decir, $t = t_{ig}$ los parámetros Θ y φ tomarán valor 1. Es entonces que se obtiene la siguiente relación:

$$\frac{\sqrt{2\tau}}{t_{ig}} = \sqrt{\frac{|\beta|}{\ddot{q}_{cri}}} \quad (4.28)$$

utilizada para correlacionar datos experimentales y obtener predicciones más rápidas y simplificadas para el tiempo de ignición [37, 12].

4.2.2. Flujo Incidente con Crecimiento Exponencial

Para este caso se considera un flujo de calor incidente exponencialmente creciente como $\dot{q}_{inc}''(t) = A(e^{\beta t} - B)$, que representa el calentamiento radiativo como una función que varía exponencialmente con el tiempo, donde A y B son constante y el parámetro β es el termino variable que identifica la “rampa” con unidad $1/s$. El signo positivo que se antepone al β indica el comportamiento creciente del flujo incidente ($\beta > 0$).

Evolución de Temperatura

La ecuación 4.21 puede reescribirse en forma normalizada considerando $\varphi = A(e^{\beta \cdot t} - 1)/\dot{q}_{cri}''$. Así, sometida a la condición inicial $\Theta|_{t=0} = 0$ (de la Ecuación 4.13), se obtiene una solución analítica para la temperatura:

$$\bar{T}(t) = T_{\infty} + Ab_1 \left[\frac{B}{b_3 h_T} \exp\left(-\frac{b_3 h_T}{\alpha_d \rho_d c_{p,d}} t\right) - \frac{B}{b_3 h_T} + \frac{\exp(\beta t) - \exp\left(-\frac{b_3 h_T}{\alpha_d \rho_d c_{p,d}} t\right)}{\beta \alpha_d \rho_d c_{p,d} + b_3 h_T} \right], \quad (4.29)$$

luego si se considera $B = 1$, es decir $\dot{q}_{inc}''(t) = A(e^{\beta t} - 1)$:

$$\bar{T}(t) = T_{\infty} - \frac{Ab_1}{b_3 h_T} + \frac{Ab_1}{\beta \alpha_d \rho_d c_{p,d} + b_3 h_T} \left[\frac{\beta \alpha_d \rho_d c_{p,d}}{b_3 h_T} \exp\left(-\frac{b_3 h_T}{\alpha_d \rho_d c_{p,d}} t\right) + \exp(\beta t) \right] \quad (4.30)$$

Tiempo de Ignición

Al igual que en el caso con flujo incidente con crecimiento lineal, se utiliza una serie de Maclaurin de segundo orden en la ecuación Ecuación 4.30 para aproximar la expresión a un término menos complejo. Esto resulta en:

$$\bar{\theta}(t) \approx \frac{At^2 b_1 \beta}{2\alpha_s \rho_s c_{c,p}} \quad (4.31)$$

donde $\bar{\theta}(t)$ se define como la diferencia entre $\bar{T}$ y T_{∞} . Reordenado es posible obtener una relación entre t_{ig} y $\bar{\theta}_{ig}$:

$$\frac{1}{t_{ig}} = \frac{Ab_1}{2\alpha_s \rho_s c_{c,p} \bar{\theta}_{ig}} \ln\left(\frac{\dot{q}_{cri}''}{A} + 1\right) \quad (4.32)$$

Correlaciones

A partir de la ecuación Ecuación 4.27, utilizando los parámetros normalizados (Ecuación 4.22) se obtiene la expresión $\Theta = \frac{A\beta t^2}{2} \frac{\varphi(t)}{\tau q_{inc}}$. Luego, en el punto de ignición, es decir, cuando $t = t_{ig}$ los parámetros Θ y φ toman valor 1. Es entonces que se obtiene la siguiente relación:

$$\frac{\sqrt{2\tau}}{t_{ig}} = \sqrt{\frac{|A\beta|}{\dot{q}_{cri}''}} \quad (4.33)$$

siendo una relación similar al caso del flujo incidente creciente lineal [37, 12].

5 | Resultados

5.1. Temperatura de Ignición

Para estimar el tiempo de ignición, es necesario primero determinar la temperatura de ignición adecuada. El método más utilizado para obtener este valor es considerar $q_{inc} = q_{cri}$ donde se cumple que $t_{ig} \rightarrow \infty$. Bajo esta condición, la muestra no se debe inflamar pero cualquier flujo de calor incidente mayor producirá la ignición. Luego, T_{ig} se calcula según Ecuación 4.23.

Es importante señalar que este enfoque está concebido para el caso en que el flujo de calor mantiene un valor constante. Dado que en este estudio el flujo de calor incidente aumenta con el tiempo, la condición crítica en teoría siempre se alcanza y se supera. Por lo tanto, este criterio se utiliza como punto de referencia para comprender el comportamiento del proceso de ignición.

Cabe mencionar que experimentalmente pueden ocurrir otros procesos térmicos que limiten la ignición, sin embargo, para el fenómeno en estudio no son relevantes los flujos con crecimiento lo suficientemente lentos para que esto ocurra.

A partir de las Figuras 5.1 se observa que la condición de ignición se produce en torno a temperaturas similares para cada caso, independientemente del β utilizado. Para obtener el flujo de calor crítico, se intentó determinar experimentalmente bajo qué flujo de calor incidente el material no se inflama. Para ello, se utilizan flujos de calor incidente constantes, y luego de múltiples ensayos, disminuyendo sistemáticamente el flujo de calor incidente y determinando la condición crítica mediante dicotomía. El flujo de calor crítico se determinó como 5387 W/m^2 . Con este valor y la expresión Ecuación 4.23 se obtuvo una temperatura media de ignición de $T_{ig} = 293^\circ\text{C} = 566 \text{ K}$, que se muestra como una línea punteada verde en Figura 5.1.

El resumen de las diferentes temperaturas se pueden encontrar a continuación:

Tabla 5.1: Resumen de temperaturas de ignición promedio para cada caso.

Figura	Curva	N° Termocuplas	$\bar{T}_{ig}$
(a)	Lineal	15	402 K
(b)	Lineal	3	565 K
(c)	Exponencial	15	412 K
(d)	Exponencial	3	577 K

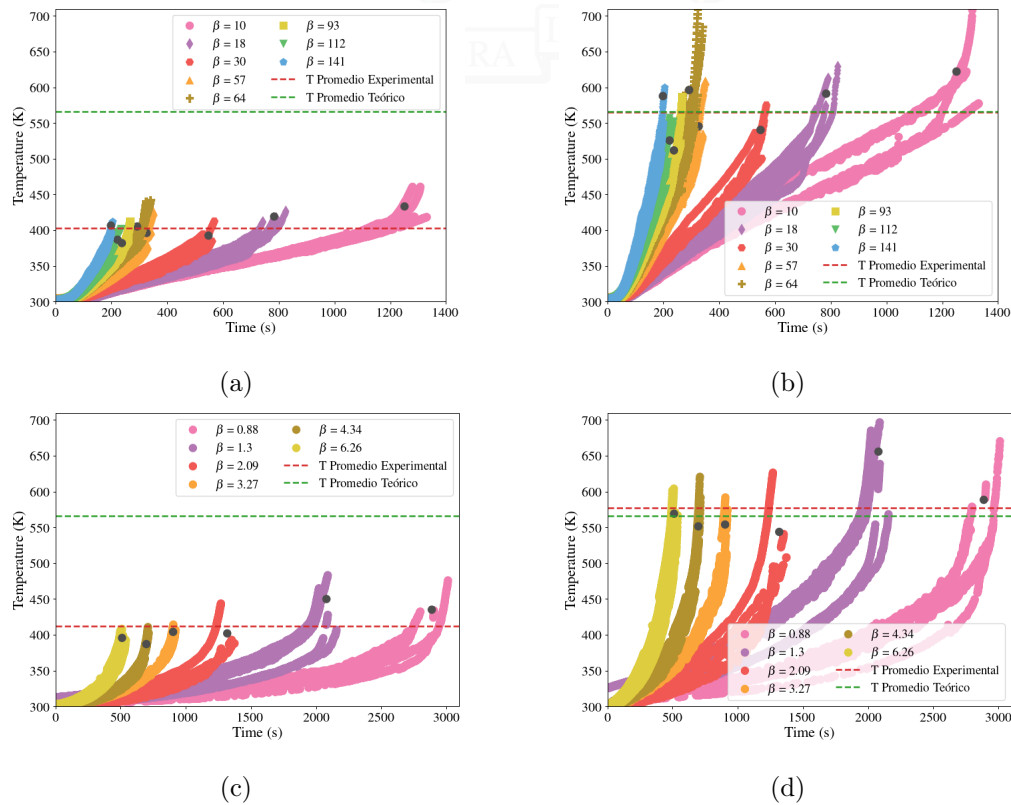


Figura 5.1: Evolución de temperatura promedio a lo largo del tiempo frente de un flujo incidente (a-b) linealmente creciente (c-d) exponencialmente creciente. (a-c) Representan la temperatura promedio espacialmente para todo el volumen de la muestra y (b-d) la temperatura promedio espacialmente para la sección de la muestra donde ocurre la ignición (primeras 3 termocuplas más cercanas al heater en lugar de las 15 de todo el volumen).

En las Figuras 5.1 además se compara la temperatura de ignición promedio experimen-

tal con la estimación ya mencionada, donde en todas las figuras se muestra la medición experimental para cada valor de β (puntos claros), con unidad $\text{W}/\text{m}^2\text{s}$ para el caso lineal y $1/\text{ks}$ en el caso exponencial. También se muestra el valor promedio de T_{ig} de cada β (puntos negros), la línea roja horizontal es la temperatura crítica teórica y la línea verde horizontal es la temperatura de ignición experimental media para cada caso.

Es necesario mencionar que para que el modelo funcione correctamente debe considerarse la temperatura de ignición como promedio del volumen en la zona de ignición, en lugar de utilizar el promedio de todo el volumen aunque así se considere la temperatura en el desarrollo matemático. Esto se debe a que al utilizar el promedio de todo el volumen se subestima mucho la temperatura que se ingresa al modelo, obteniendo tiempos de ignición mucho menores a los reales. En cambio, al utilizar el promedio de la temperatura de solo el área de ignición ésta será más cercana a la temperatura real en que el material se quema. Bajo esta condición se logra demostrar que el criterio mencionado para determinar T_{ig} es adecuado para estos casos al ser coherente el valor estimado con los promedios experimentales obtenidos para dos tipos de flujos diferentes.

5.2. Flujo incidente

Los resultados para las diferentes rampas de flujo emitido por el heater (flujo incidente) pueden verse en Figura 5.2. Para observar y comparar los comportamientos descubiertos en este estudio, se fija el flujo de calor incidente inicial en $\dot{q}_{inc,0}'' = 0 \text{ kW}/\text{m}^2$ para ambos tipos de crecimiento.

En la Figura 5.2a se muestra una regresión lineal para determinar los valores de β obtenidos para cada grupo de repeticiones, en $\text{W}/\text{m}^2\text{s}$. Esta regresión se presenta con líneas más oscuras.

Para la Figura 5.2b se linealizan los puntos para poder hacer una regresión lineal que permita determinar los valores de β obtenidos para cada grupo de repeticiones y la constante A . La regresión luego se transforma a una forma exponencial, representada por las líneas más oscuras. Si bien en las figuras se representa β con unidad $1/\text{ks}$, en el modelo se utiliza en unidad $1/\text{s}$.

Estos valores de β son luego utilizados en el modelo térmico para poder comparar con los resultados experimentales de t_{ig} . Se obtuvieron resultados consistentes en ambos casos, con

variaciones muy pequeñas para los incrementos más intensos (o más rápidos).

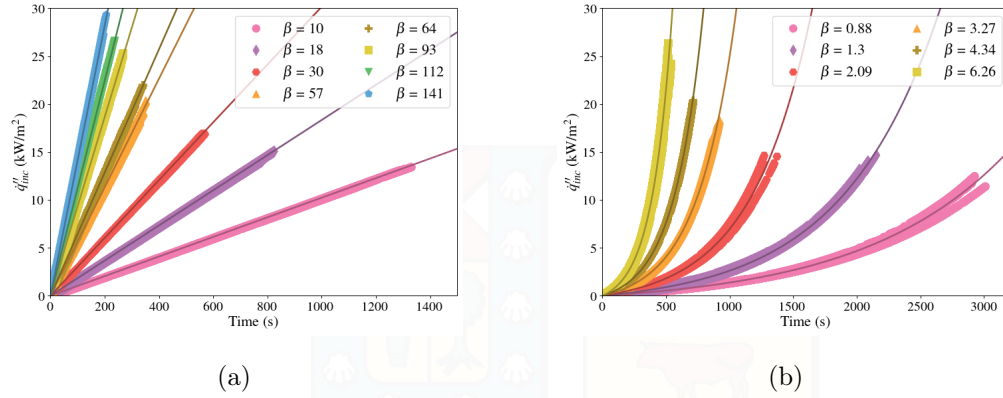


Figura 5.2: En ambas figuras se muestra la medición (puntos claros) y regresión (líneas oscuras) del flujo de calor incidente creciente para diferentes rampas. (a) Flujo incidente linealmente creciente para cada valor de β W/m²s. (b) Flujo incidente exponencialmente creciente para cada valor de β 1/ks.

5.3. Dependencia de la divergencia radiativa

Este estudio explora el caso de un flujo de calor incidente creciente, tanto lineal como exponencial. Dentro de este fenómeno, el proceso de calentamiento dentro del medio experimentará diferencias significativas en comparación con un caso de flujo constante. La ?? muestra las variaciones en el comportamiento del término radiativo en función de la penetración en profundidad y el tiempo de exposición (cf. Ecuación 4.8).

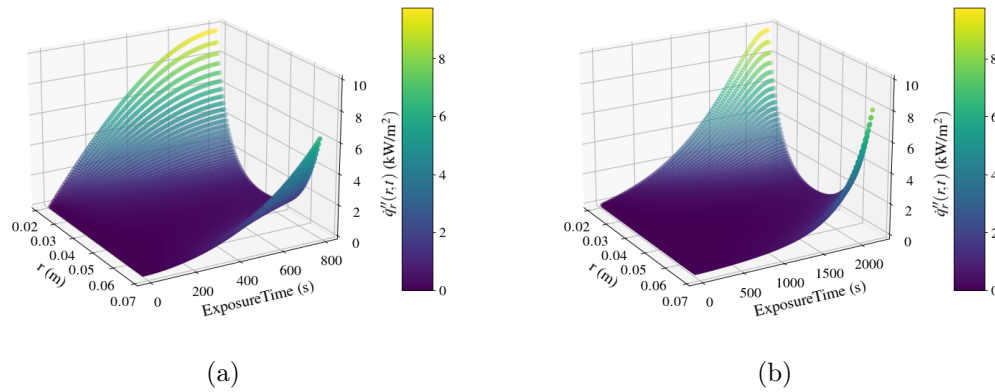


Figura 5.3: Análisis de sensibilidad para la magnitud de q''_r teórico dentro del medio (a) con $\beta = 18$ W/m²s (flujo lineal) y (b) con $\beta = 1.30$ 1/ks (flujo exponencial).

En ambos casos de la Figura 5.3 el horizonte temporal es hasta el tiempo de ignición. Es necesario mencionar que el flujo radiativo se muestra positivo a lo largo de todo el radio debido a que es la magnitud. Lo que importa finalmente en la estimación es su dirección, es decir, el flujo neto.

Para tiempos de exposición más bajos, casi no hay absorción de calor debido a la baja magnitud de flujo de calor incidente recibido por la superficie expuesta (a partir de $\dot{q}_{inc,0}'' = 0 \text{ kW/m}^2$).

Frente a un flujo incidente creciente lineal, a medida que este aumenta con el tiempo, el calentamiento en profundidad muestra un fuerte incremento respecto a su valor inicial cuando se impone una rampa de $\beta = 18 \text{ W/m}^2\text{s}$. Este efecto aumenta la atenuación del flujo de calor radiativo a medida que penetra más profundamente en el medio. Del mismo modo, se observa espacialmente el efecto inicial del bajo calentamiento. Dado que el calor que llega a la superficie expuesta es una cantidad pequeña al principio, no es suficiente para provocar un efecto significativo a mayor profundidad en el medio (compensación entre el calentamiento y las pérdidas en la superficie).

De este modo, mientras el flujo incidente aumenta y la superficie recibe mayores flujos de calor, el calentamiento interno llega a ser mayor que las pérdidas superficiales, produciéndose un notable aumento de la energía incidente en posiciones más profundas.

Lo mismo ocurre con un flujo incidente creciente exponencial para un $\beta = 1.30 \text{ 1/ks}$. En lo que se pueden diferenciar eventualmente es en la diferencia entre el $\dot{q}_{rin}''(r, t)$ (kW/m^2) y $\dot{q}_{rout}''(r, t)$ (kW/m^2) disminuye un poco más rápido para este tipo de curvas.

5.4. Tiempo de ignición

El tiempo de ignición t_{ig} se obtiene a partir del sistema de ecuaciones entre Ecuación 4.24 y Ecuación 4.23 para un flujo incidente creciente lineal, y en el caso exponencial se utiliza la Ecuación 4.23 y la Ecuación 4.30. Los resultados de los experimentos se resumen en Tabla 5.2 y Tabla 5.3:

Tabla 5.2: Para flujo incidente lineal creciente, masa y tiempo de ignición t_{ig} de las muestras a diferentes $\dot{q}''_{inc}$ para cada pendiente β . σ denota la desviación estándar de las medidas.

Masa Muestra (g)				Experimental				Teórico			
β W/m ² s	Reps	Promedio	Dev. Estandar	$\bar{t}_{ig}$ (s)	$\sigma(t_{ig})$ (s)	$\bar{T}_{15}$ (K)	$\sigma(T_{15})$ (K)	$\bar{T}_3$ (K)	$\sigma(T_3)$ (K)	t_{ig} (s)	$\bar{T}$ (K)
10	5	24.759	0.003	1251	117	433	29	622	70	1270	566
18	5	24.760	0.002	784	30	419	17	591	39	760	566
30	5	24.758	0.003	549	20	392	17	540	50	507	566
57	5	24.760	0.002	327	25	396	21	545	46	318	566
64	7	24.759	0.003	293	51	405	36	596	104	291	566
93	5	24.759	0.002	239	26	381	20	511	50	226	566
112	5	24.759	0.004	223	11	386	19	525	52	201	566
141	4	24.756	0.004	199	7	406	17	587	65	174	566

Tabla 5.3: Para flujo incidente exponencialmente creciente, masa y tiempo de ignición t_{ig} de las muestras a diferentes $\dot{q}''_{inc}$ para cada pendiente β . σ denota la desviación estándar de las medidas.

Masa Muestra (g)				Experimental				Teórico			
β 1/s	Reps	Promedio	Dev. Estandar	$\bar{t}_{ig}$ (s)	$\sigma(t_{ig})$ (s)	$\bar{T}_{15}$ (K)	$\sigma(T_{15})$ (K)	$\bar{T}_3$ (K)	$\sigma(T_3)$ (K)	t_{ig} (s)	$\bar{T}$ (K)
0.00088	5	24.759	0.003	2888	93	435	27	588	56	2178	566
0.00130	5	24.758	0.003	2080	54	450	31	656	52	1503	566
0.00209	4	24.759	0.003	1318	54	402	29	544	59	970	566
0.00327	4	24.759	0.003	903	24	404	13	554	49	652	566
0.00434	7	24.762	0.005	698	19	387	27	551	78	512	566
0.00626	10	24.760	0.004	511	17	396	14	569	40	377	566

En base a los datos tabulados, se muestra una tendencia en la desviación estándar para t_{ig} , donde para flujos menos rápidos (β menores) esta desviación tiende a aumentar. Esto está relacionado directamente a las variables a nivel experimental que, cuando cada repetición se realiza, afecta en mayor medida a las mediciones que toman un mayor tiempo al estar sujetas a una mayor cantidad de elementos ajenos.

Caso contrario a lo que ocurre a la desviación de la temperatura promedio, tanto del volumen completo (15 termocuplas) como para el promedio dentro del área de ignición (3 termocuplas). Las variaciones tienden a ser similares entre sí independiente del valor de β , siendo afectadas mayormente por factores relacionadas a las termocuplas (cambio ligero en la posición de cada termocupla, la distribución de estas en relación a la zona donde ocurre

la ignición o incluso la misma capacidad de las termocupas de medir correctamente dadas las altas temperaturas.

A continuación se muestran los resultados graficados del tiempo de ignición en relación a la variación de β :

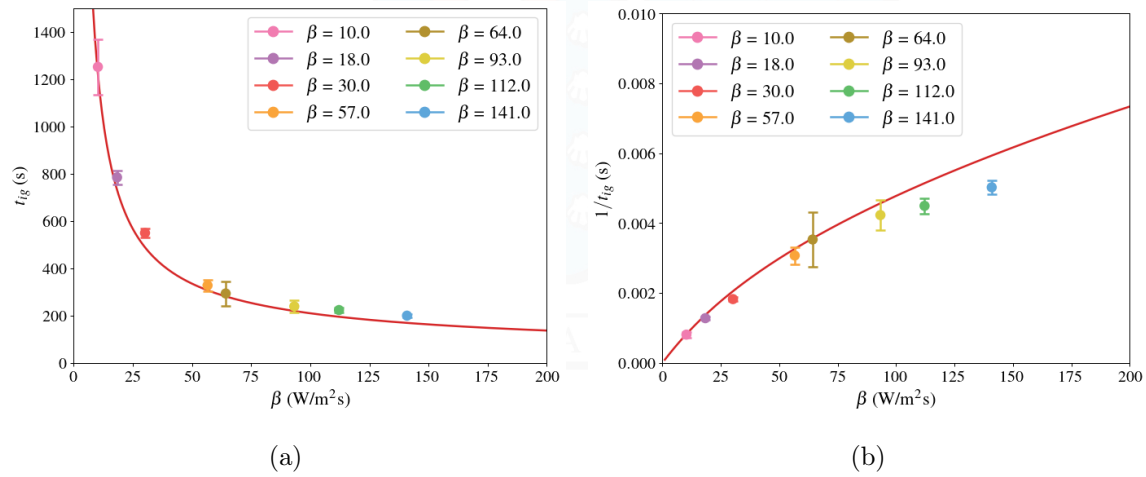


Figura 5.4: Frente a un flujo de incidente lineal creciente, (a) Tiempo de ignición para cada β W/m²s (b) Inversa del tiempo de ignición para cada β W/m²s. En ambos casos la línea roja representa la estimación en base el modelo térmico desarrollado (Ecuación 4.24).

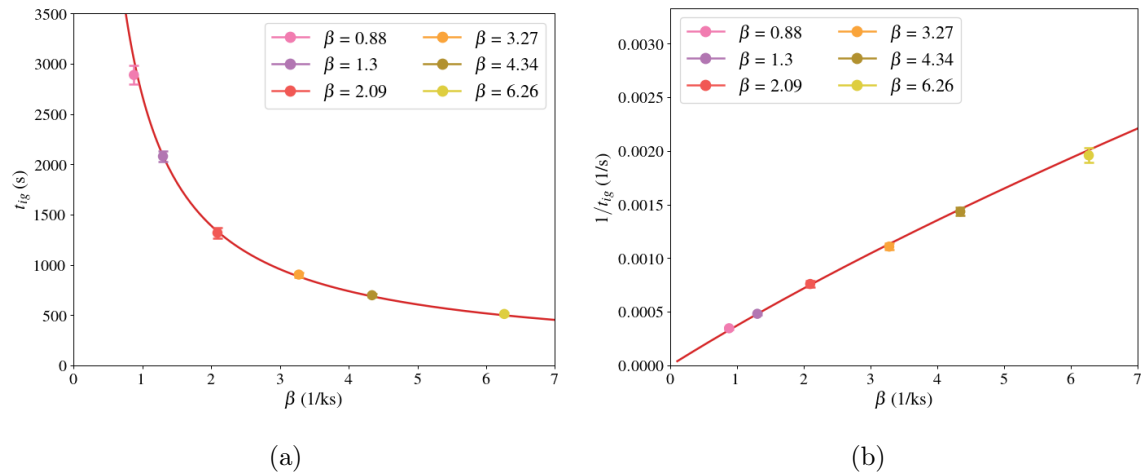


Figura 5.5: Frente a un flujo de incidente exponencial creciente, (a) Tiempo de ignición para cada β 1/ks (b) Inversa del tiempo de ignición para cada β 1/ks. En ambos casos la línea roja representa la estimación en base el modelo térmico desarrollado (Ecuación 4.30).

Las variaciones en los tiempos de ignición para valores positivos de β se representan

gráficamente en Figura 5.4 y Figura 5.5.

En la Figura 5.4, para cuando $\dot{q}_{inc,0}'' = 0$, no existe una rampa crítica teórica en la que la muestra no alcance la ignición independientemente del tiempo de exposición. Ahora, experimentalmente puede ocurrir que la muestra no alcance la ignición en el caso en que el flujo crezca tan lentamente que la muestra se carboniza por completo antes de alcanzar la temperatura de ignición. Sin embargo, este análisis no se realiza en este estudio ya que no está dentro del alcance, además de que no representarían un caso real. En Mensch et al. [46] se puede mostrar análisis del flujo emitido por la firebrand bajo un ambiente controlado y se puede observar que en la sección creciente de las figuras se muestran flujos crecientes dentro de un rango de hasta 5 segundos y que superan los 50 kW/m^2 los cuales son flujos mucho mayores a los que actualmente se pueden simular en el aparato experimental (I-FIT).

Es por esto que un aspecto que pudo ser interesante dentro de este estudio es qué tan rápida tiene que ser la pendiente para que el tiempo de ignición sea menor a 10 segundos o incluso cuál es el flujo incidente final que se llega en ese tiempo. Esto para comprobar si una firebrand puede provocar o aportar en gran parte a la ignición a la muestra para flujos crecientes más cercanos a su comportamiento inicial.

Como se puede deducir de ambas imágenes (Figura 5.4), el impacto de la rampa en el tiempo de ignición disminuye a medida que aumenta la rampa. Al contrario, cuando la rampa es menor, el tiempo de ignición aumenta rápidamente. Esto se debe a que cuanto más despacio se calienta el estrato, más tiempo tiene la muestra para perder parte de la energía absorbida, lo que requiere una mayor cantidad de energía neta incidente total.

Por otro lado, la Figura 5.5b muestra un comportamiento más lineal para el caso donde el flujo incidente crece de forma exponencial, donde t_{ig} tendrá un comportamiento inversamente proporcional a β . Es decir, a medida que aumente β , el tiempo de ignición disminuirá en la misma proporción.

5.5. Flujo incidente vs Tiempo de ignición

La Figura 5.6a muestra la evolución del flujo de calor incidente creciente lineal en el tiempo para diferentes valores de β (de 12 a $134 \text{ W/m}^2\text{s}$ para un flujo de calor incidente inicial dado $\dot{q}_{inc,0}'' = 0 \text{ kW/m}^2$). Mientras que la Figura 5.6b muestra el mismo fenómeno pero para un flujo de calor incidente creciente exponencial para valores de β entre 0.00088

a 0.00626 1/s. La curva roja representa los tiempos de ignición estimados para cada rampa, donde las rampas experimentales se representan como líneas discontinuas. Los marcadores corresponden al valor medio de los tiempos de ignición experimentales observados. Las barras de error se obtienen a partir de la desviación estándar de los experimentos para cada valor de β . Estas se presentan horizontalmente debido a la naturaleza del problema, por lo que una desviación horizontal en el tiempo de exposición representa la variabilidad en el tiempo de ignición experimental observado para una rampa concreta.

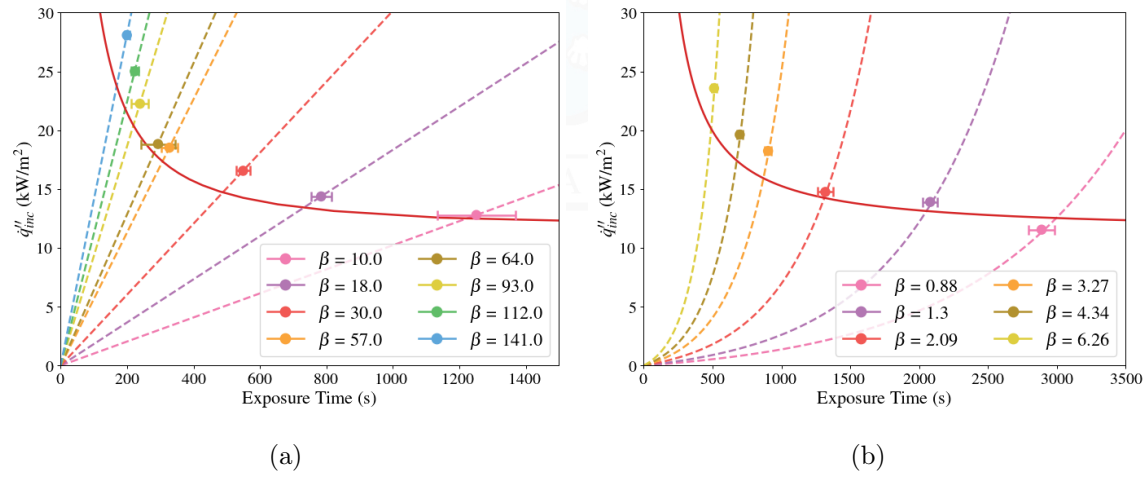


Figura 5.6: Resultados experimentales para cada β y tiempo de ignición previsto (línea roja). El área sombreada representa la zona en la que no será posible alcanzar la ignición.

En ambos casos, a pesar del cambio en el tipo de rampa del flujo radiativo, la curva de estimación sigue teniendo una forma similar a la de otros trabajos [6, 8, 47, 7, 48] donde el flujo incidente es constante, acercándose a su vez al comportamiento experimental de las agujas de pino de forma experimental.

A partir de los resultados representados gráficamente, en ambos casos (flujo incidente creciente lineal y exponencial), el modelo tiende a predecir mejor para valores de β mayores. Esto no quita que de forma general el modelo estime un valor bastante cercano a la realidad. Además, la forma de la curva de estimación no tuvo una gran variación entre ambas figuras. Lo que resulta interesante es el flujo mínimo al que tiende cada caso. En ambos el flujo mínimo se acerca a 13 kW/m², siendo aproximadamente 5,4 kW/m² el flujo crítico utilizado para estimar la temperatura en el punto de ignición y similar al encontrado en trabajos parecidos [6, 8]. De igual forma, se puede observar que los valores mayores de β provocan tiempos de ignición más cortos. Para un tiempo de exposición determinado, incluso si el

flujo de calor recibido fuera significativamente mayor a un caso constante ($\overline{\dot{q}''_{inc}}$), es posible que no se consiga la ignición. Esto se debe a la dependencia temporal del flujo. Por ende, la energía total acumulada por la muestra en dicho instante puede ser inferior a la energía acumulada para un caso constante.

Notar que la integral debajo de cada línea punteada de cada rampa hasta la condición de ignición en la Figura 5.6a representa la energía total necesaria para lograr la ignición para los valores de β en el rango comprendido a un flujo de calor inicial de $\dot{q}''_{inc,0} = 0 \text{ kW/m}^2$. Mientras que la línea continua roja representa las predicciones del modelo para el tiempo de ignición a un valor β dado. A medida que se incrementan los valores de β , se espera que la curva continúe asintóticamente hasta el infinito en $t_{ig} \rightarrow 0$, limitada únicamente por las capacidades experimentales. Mientras tanto, a medida que disminuyen los valores de β , el flujo de calor incidente debe tender al flujo de calor crítico.

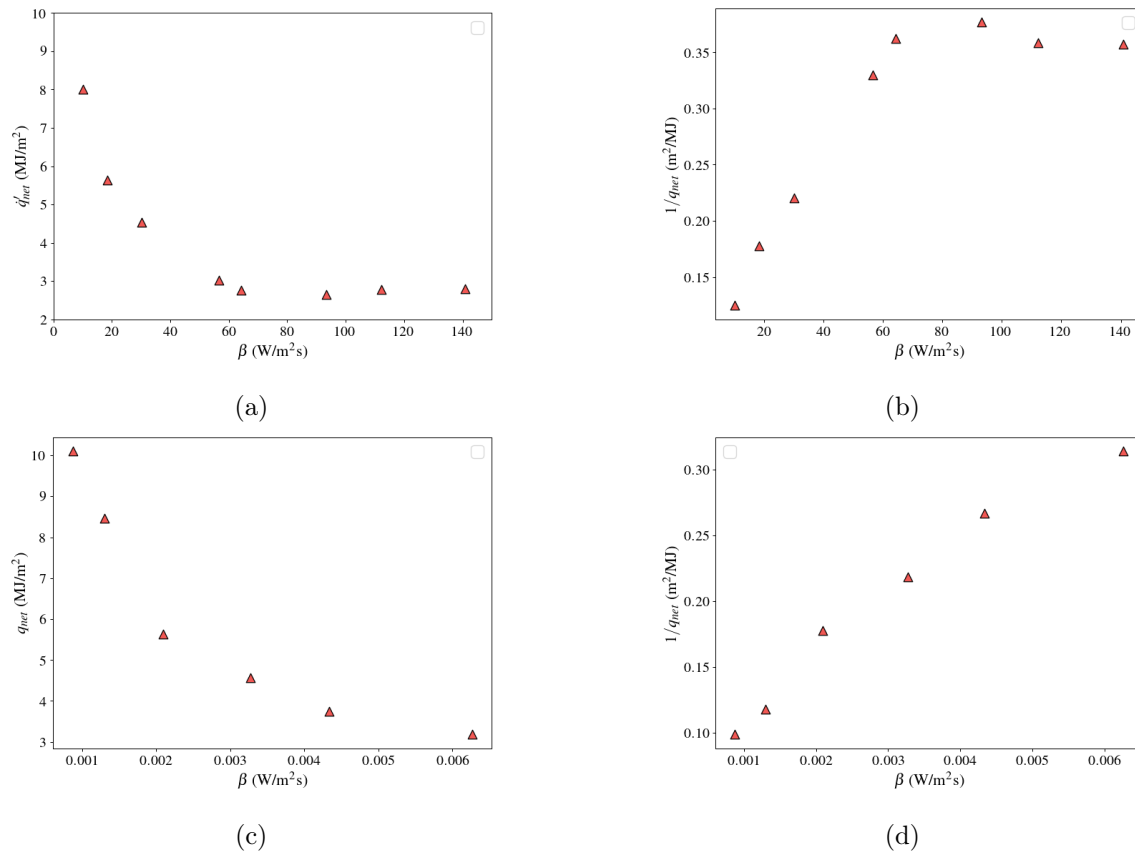


Figura 5.7: (a) $\dot{q}''_{net}$ (b) $1/\dot{q}''_{net}$ calculado hasta el tiempo de ignición de cada rampa frente a un flujo incidente linealmente creciente. (c) $\dot{q}''_{net}$ (d) $1/\dot{q}''_{net}$ calculado hasta el tiempo de ignición de cada rampa frente a un flujo incidente exponencialmente creciente.

Los valores totales de energía necesarios para producir la ignición se representan para cada rampa de cada caso en Figura 5.7. Entiéndase como energía necesaria como la cantidad de energía total entregada por el heater.

Para un flujo incidente lineal (Figura 5.7a y Figura 5.7b), se observa que para rampas mayores ($\beta > 60$) se requiere la misma cantidad de energía para producir la ignición, lo que significa pérdidas de calor similares entre los casos, para rampas menores esto no es así. Se cree que para valores β más bajos y tiempos de exposición más largos, esto permite una mayor tasa de disipación de energía al ambiente (o al equipo experimental), afectando a su balance energético y a los mecanismos de pérdida de calor, lo que en última instancia se manifiesta como un aumento de la energía necesaria para producir la ignición.

Para un flujo incidente exponencial (Figura 5.7c y Figura 5.7d) se mantiene el mismo comportamiento que el caso lineal para valores de β menores. Es decir, a medida que β aumente la energía total requerida para alcanzar la ignición será menor exactamente por la misma razón. En otras palabras, si β es mayor, el tiempo para alcanzar la ignición será menor y, a su vez, existirán menos pérdidas de energía al existir un rango menor de tiempo para que estas ocurran.

5.6. Correlaciones

A partir de las relaciones planteadas para caso en la Ecuación 4.28 y Ecuación 4.33 se muestran las . Tal y como se muestra en la y Figura 5.8d, la estimación a partir del modelo planteado demuestra dar buenos resultados para los rangos evaluados de β mientras que la Figura 5.8b muestra también una buena aproximación con un menor nivel de ajuste pero que continua con la tendencia experimental. Ambos casos con un coeficiente de correlación $R^2 > 0.93$, mostrando relativamente un buen ajuste entre los datos experimentales y estimados. De igual manera, el modelo demostró estimar mejor el caso con flujo creciente exponencial ($R^2 > 0.99$) que el caso lineal.

La Figura 5.8a y Figura 5.8c muestra

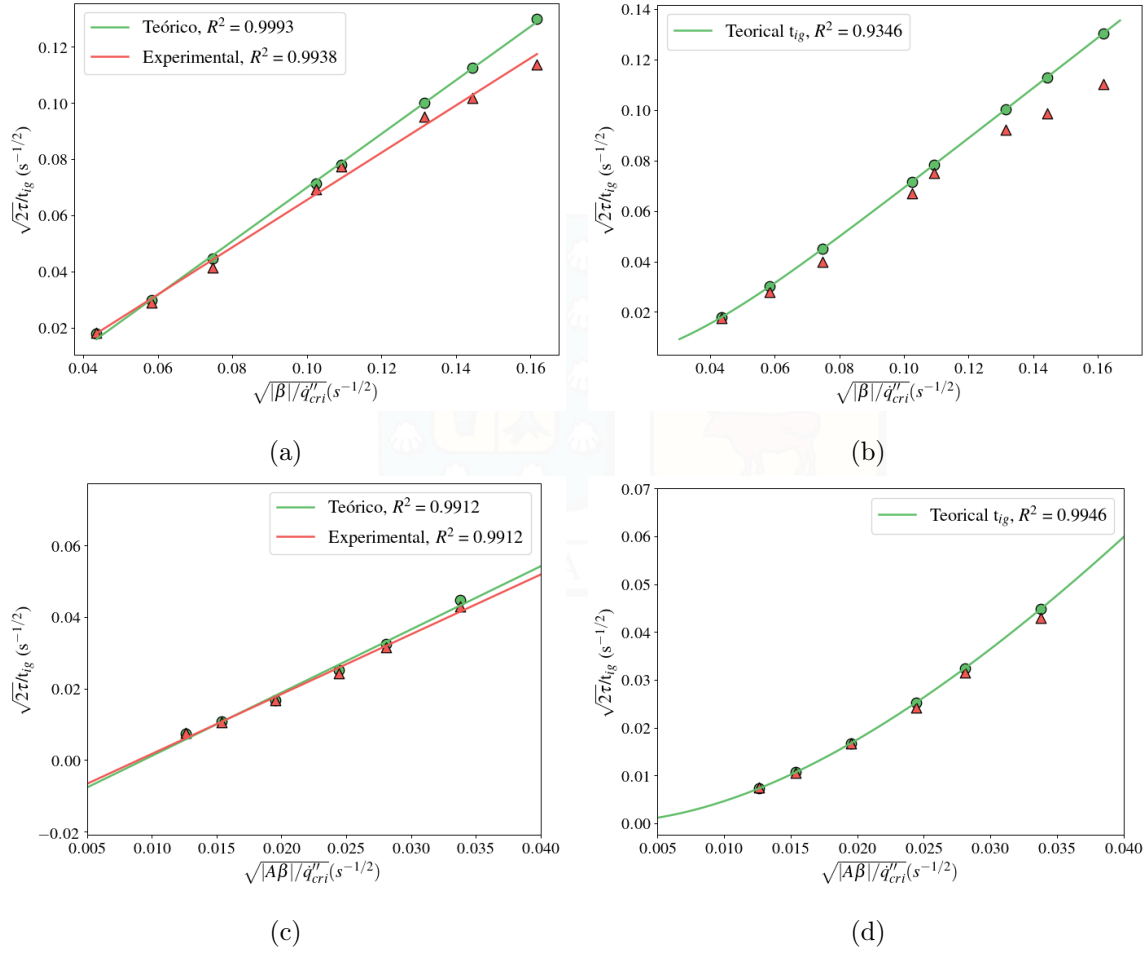


Figura 5.8: Los triángulos rojos indican resultados experimentales y los puntos verdes la estimación de t_{ig} para cada valor de β . (a-b) Son para el caso de flujo incidente lineal creciente y (c-d) para flujo incidente creciente exponencial. (a-c) Muestra la correlación para los datos experimentales y teóricos de forma independiente donde las líneas son regresiones lineales, por otro lado, (b-d) muestran el error de la estimación respecto al resultado experimental de cada caso, donde la línea verde representa de forma continua la estimación de t_{ig} .

6 | Análisis de Incertidumbre

En este capítulo se evaluará factor por factor los efectos de la variación de algunos parámetros experimentales en el modelo utilizado. Debido al carácter experimental de este estudio no será evaluado los efectos de aproximaciones realizados en el modelo, además que ya ha sido abarcado en otros estudios [12, 33]. En las figuras que se muestran en esta sección, exceptuando el del primer punto, (a) es para el caso en que el flujo incidente es creciente lineal y (b) un flujo incidente exponencialmente creciente.

6.1. Caracterización y propagación

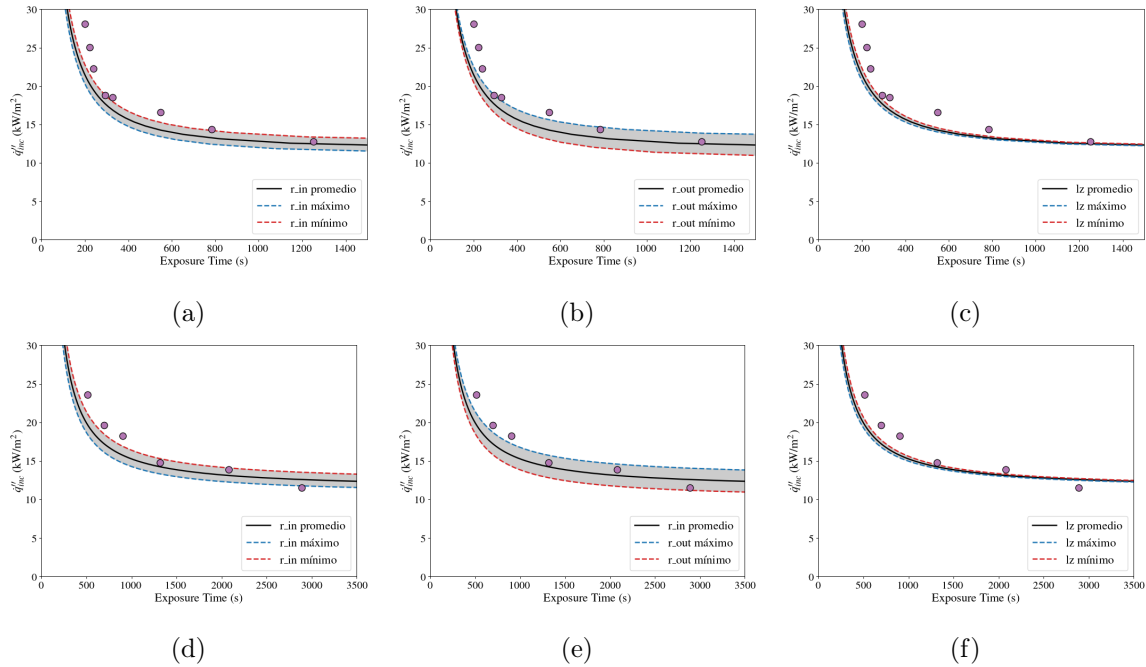
En cada una de las repeticiones de las mediciones para este experimento existen múltiples factores que pueden haber afectado finalmente a la medición tanto de la temperatura promedio como el tiempo de retardo de ignición. Las principales fuentes de variación identificadas son:

- **Dimensiones del basket:** El canastillo fue construido en base a medidas teóricas y se esperaba que estas se cumplieran en la medida de lo posible. Esto en conjunto al uso reiterado para otros estudios del mismo canastillo, las medidas teóricas pueden haberse visto modificadas. Para poder utilizar una medida más coherente respecto a la realidad se midió ambos radios y el alto del basket desde diferentes puntos para finalmente utilizar el promedio de lo obtenido. Se realizaron 4 mediciones para cada parámetros, los cuales se encuentran resumidos a continuación:

Tabla 6.1: Variación de las dimensiones del canastillo (porta muestras).

n	r_{in}	r_{out}	l_z
1	21.165	65.505	49.35
2	21.165	66.365	50.03
3	21.375	66.465	49.41
4	21.125	65.195	49.62
Promedio	21.21	65.88	49.60
Dev. Estándar	0.11	0.63	0.31

Estos parámetros influyen en gran medida dentro del modelo como el cálculo de los parámetros α y δ , así como también b_1 , b_2 y b_3 .

Figura 6.1: Impacto de r_{in} , r_{out} y l_z en el modelo térmico.

Este impacto se muestra en la Figura 6.1, donde la línea punteada en las tres figura representa la variación de la estimación respecto al valor máximo que puede tomar el parámetro en relación a la desviación estándar y su promedio. A su vez, la línea punteada en cada gráfico se relaciona al valor mínimo que puede tomar el parámetro.

Las figuras (a-b-c) son para el modelo con un flujo creciente lineal, mientras que las figuras (d-e-f) son para el modelo con un flujo creciente exponencial.

A pesar de que ambos flujos incidentes tienen características diferentes, los modelos tienden a mantener cierta similitud en la forma en que se comporta frente a las mismas variaciones de parámetros.

El parámetro que impacta en mayor medida en la estimación del modelo es r_{out} donde, a medida que β aumenta ($q''_{inc}(t_{ig})$ más alto) la influencia de r_{out} disminuye mejorando así la estimación. En contra parte, el parámetro l_z casi no interfiere en la predicción del modelo, esto principalmente porque se involucra con el modelo solamente en el cálculo de α donde r_{in} y r_{out} se elevan al cuadrado mientras que l_z no. A su vez, el (pequeño) impacto disminuye a medida que el flujo incidente en el punto de ignición disminuye (β menores).

Entre los 3 tipos de gráficos se puede observar un cambio en la posición de las líneas punteadas rojas y azules. Esto permite identificar el tipo de impacto que tiene cada parámetro en el modelo. De esta forma, a medida que disminuya r_{in} o l_z el modelo tenderá a sobre estimar el valor de t_{ig} (para un mismo flujo, el tiempo será mayor), mientras que a medida que disminuya r_{out} el modelo lo tenderá a subestimar (para un mismo flujo, el tiempo será menor).

- **Densidad:** La medición de densidad involucra múltiples factores como las diferentes propiedades que pueden existir entre una acícula de pino y otra, o incluso errores dentro de la misma medición. En este caso se cuantifica ambos factores en base a la variación entregada por las mediciones donde, para poder simplificar el análisis, se simplifica promediando la densidad y estableciendo como supuesto que todas las acículas de las muestras tendrán la misma magnitud de este parámetro.

Un segundo factor de error en la medición de la densidad puede ser producto del error inherente en la medición de masa de cada acícula, con el cual se calculaba la densidad de cada una. La balanza en este caso tiene una desviación de 0.02 g según el fabricante.

Ambos factores se encuentran resumidos en la tabla Tabla 6.2, donde se muestran las densidades promedio y desviaciones estándar tanto para el caso base como para el caso donde la densidad varía en base al error en la medición de la masa. El caso base

es la densidad utilizada para el análisis del estudio. Luego se muestran los valores máximos y mínimos que puede tomar la densidad en cada caso.

Tabla 6.2: Resumen de la variación de la densidad, en kg/m^3

Densidad	Promedio	Desv. Estándar	Máximo	Mínimo
Caso base	450	114	565	336
Masa +0.02g	547	133	680	413
Masa -0.02g	354	102	456	252

Si bien se genera la Figura 6.2 en base al valor mínimo y máximo de este grupo de datos, es necesario mencionar que en otros estudios la densidad ronda entre 543.4 kg/m^3 y 615 kg/m^3 por lo que es más probable que la densidad tome valores más altos que el utilizado actualmente. A pesar de esta acotación, realmente no se muestra una gran interacción de la densidad en el modelo. Esto debido a que si bien la densidad se muestra en el modelo múltiples veces, esta se “contrarresta” con α al ser esta calculada en base a la inversa de la densidad. Por su parte, ρ genera un pequeño cambio en b_2 proviniendo de aquí esta pequeña modificación en la estimación.

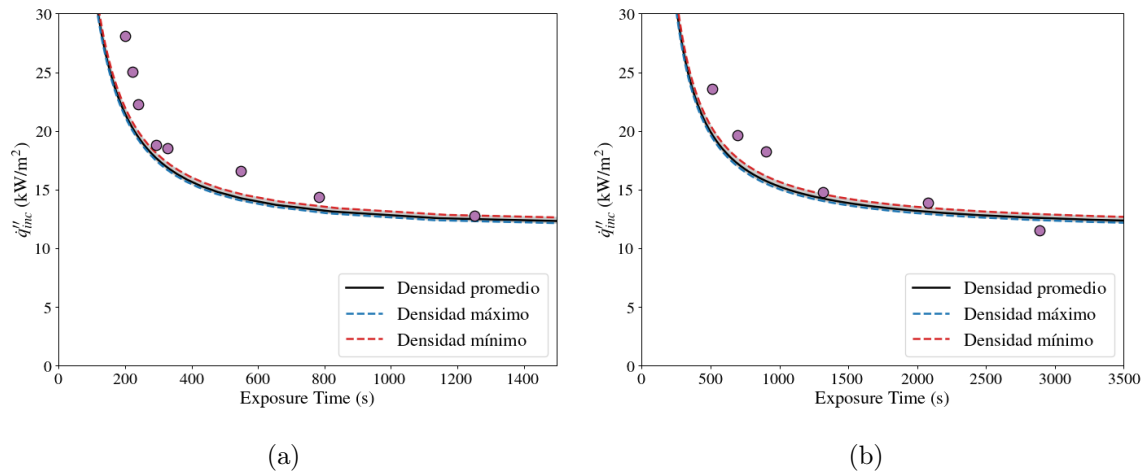


Figura 6.2: Impacto de ρ_s en el modelo térmico.

Esta pequeña variación respecto a un gran cambio en la densidad ayuda finalmente a minimizar los errores producidos por la medición de este, especialmente a que esta medición puede incluir una serie de errores (medir erróneamente la curva del líquido,

que el pino seco aumente su humedad, un espacio tan pequeño entre las acículas que no permita pasar el líquido, etc).

- **Masa de la muestra:** Al igual que en el punto anterior, la medición de masa de la muestra es un factor dentro de la variabilidad del modelo. En este caso, la variación de la magnitud de este parámetro afecta en la medición del volumen total de pino dentro de la muestra el cual se utiliza posteriormente para calcular el valor de α_s . Para poder determinar un valor máximo y mínimo que puede tomar este parámetro se considera tanto la medición de la variación de las muestras (0.002 g) y la variación de la balanza utilizada (0.02 g), dando un intervalo de 24.759 ± 0.022 g.

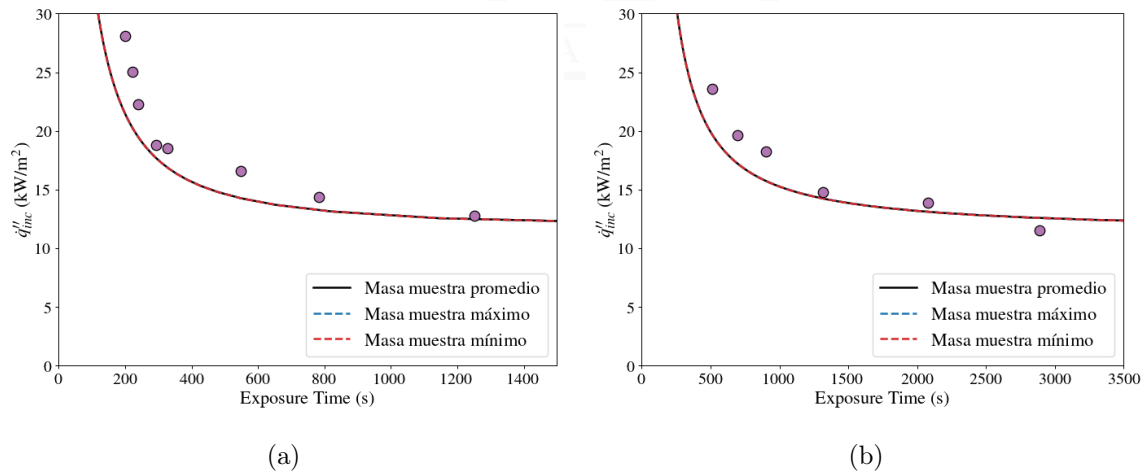


Figura 6.3: Impacto de la masa de la muestra en el modelo térmico.

Tal y como se muestra en las Figura 6.3, al ser tan pequeño el error producido por la medición de la masa en cada repetición que el modelo prácticamente quedó intacto. En este caso la medición no presentó grandes errores debido a que la muestra era lo suficientemente pesada para que posibles cambios en el porcentaje de humedad o incluso la variabilidad de la misma balanza no afecte.

- **Tiempo de ignición:** Parte del procedimiento del experimento involucra un nivel de reacción apropiado, ya que, para marcar el momento en que la muestra alcanza la ignición se presiona un botón en el mismo software donde se miden las distintas temperaturas. Esto con el fin de dejar una marca en el registro que permita posteriormente identificar en qué instante la ignición ocurrió. Dada la cantidad de repeticiones y el tiempo prolongado que algunas pueden tener es que el tiempo de reacción puede

variar. Es por esto que no solo se considerará la variación de cada rampa sino que se añadirá 2 segundos a cada una, haciendo alusión al tiempo de reacción máximo posible (sobreestimado).

Ahora, el tiempo de ignición no es un parámetro que se utilice en el modelo pero si es un parámetro experimental para poder evaluar si el modelo es coherente con la realidad, por lo que en el análisis final de incertidumbre se evaluará respecto a 3 casos: El caso base que involucra el tiempo promedio de ignición de cada rampa, cuando se considera el mínimo del tiempo de ignición y cuando se considera el máximo. En base a estos 3 casos se calculará el posible error máximo que puede tener el modelo.

- **Temperatura de ignición:** En este caso, si bien el criterio utilizado para calcularlo muestra ser adecuado en base al promedio experimental, se evaluará casos extremos donde la temperatura tomará el valor máximo y mínimo de la desviación de la temperatura promedio considerada. Considerando las variaciones experimentales es que se evalúa entre 504 K y 638 K.

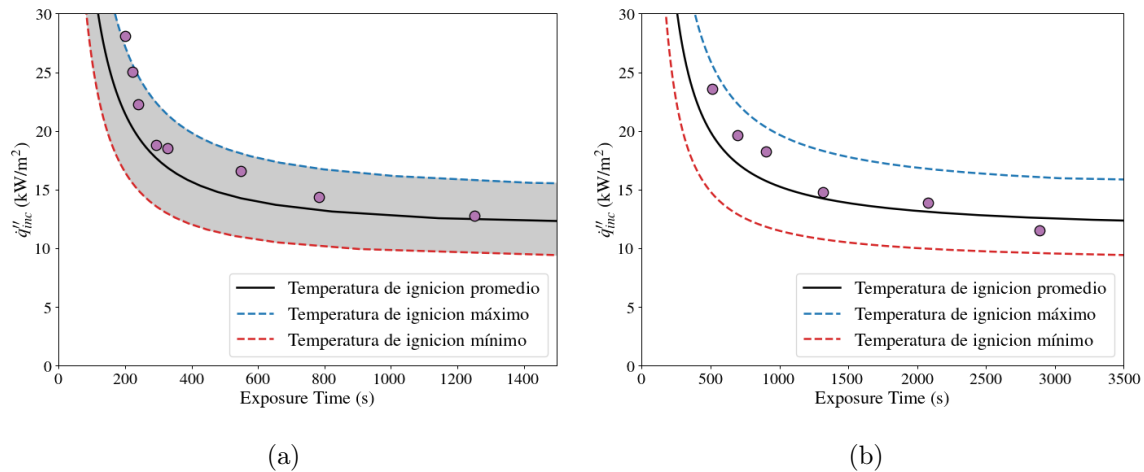


Figura 6.4: Impacto de la temperatura de ignición la muestra en el modelo térmico.

Esto demuestra que la variación de la temperatura de ignición impacta en gran medida en el resultado de la estimación, resultando importante estimar de buena forma la temperatura de ignición para que el modelo pueda predecir adecuadamente y minimizando el error. De la misma forma, es de vital importancia poder incorporar más termocuplas al rededor de todo el volumen además de comprobar regularmente que cada una de ellas esté midiendo correctamente.

Las termocuplas se encuentran distribuidas radialmente en el volumen de la muestra, lo que permite analizar la distribución de temperaturas de la muestra frente a un flujo de calor. Sin embargo, para este experimento puede ser más útil distribuir las termocuplas dentro de un volumen menor con el fin de minimizar el error.

- **Temperatura de ambiente:** El ambiente tiende a ser un factor importante en las mediciones experimentales. En este caso se puede cuantificar la temperatura dentro del modelo considerando la variación de la temperatura de ambiente en el periodo de la campaña de mediciones. Esta temperatura rondaba los 12°C y 25°C (285.15 K y 298.15 K).

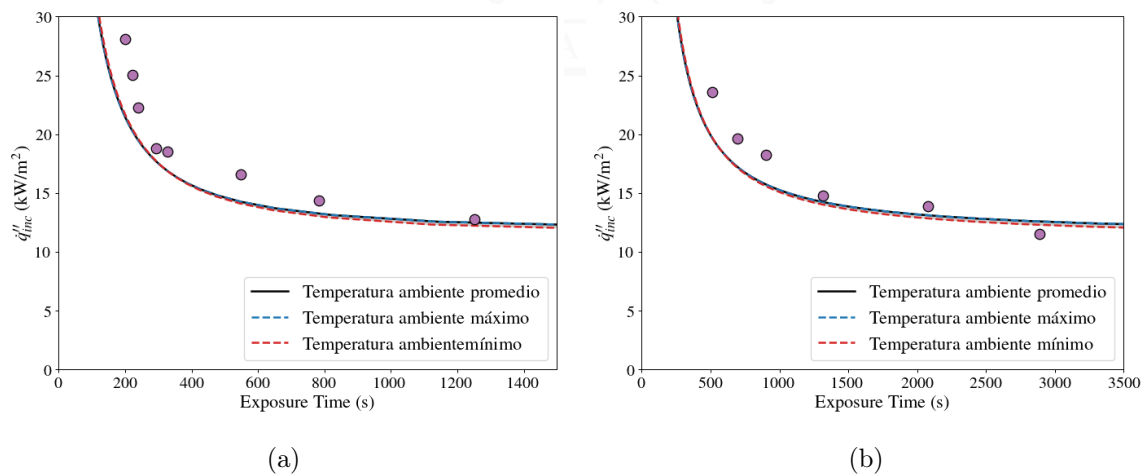


Figura 6.5: Impacto de la temperatura ambiental en el modelo térmico.

En la Figura 6.5 se muestra un impacto casi nulo en el modelo. Esto se debe únicamente en la magnitud de la variación de este parámetro, ya que, en sí debe contribuir de igual forma que el punto anterior (temperatura de ignición) pero la variación posible de la temperatura de ambiente no es tan grande como para generar diferencias en la estimación.

6.2. Nivel de incertidumbre total

Para poder graficar la variación más grande en la estimación se considerará, para cada parámetro ya mencionado, los rangos evaluados según como impacta en el modelo.

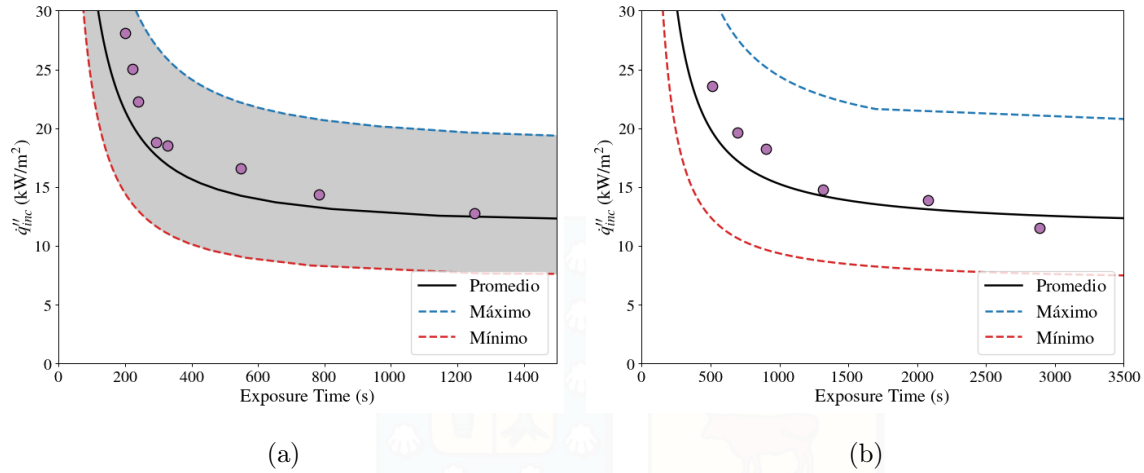


Figura 6.6: Impacto general en el modelo térmico.

En las Figura 6.6 se muestra la gran variación que puede tener el modelo debido a los múltiples factores que involucra cada medición. Esta variación se ve impactada en gran medida por la magnitud de la temperatura de ignición y el valor del radio externo, r_{out} , medidos. Esto reitera la importancia de una buena medición en la temperatura de ignición, el cuál no es posible obtener actualmente con el aparato experimental utilizado. Por otro lado, puede ser interesante poder fabricar un porta muestras que posea una menor variación en sus diferentes dimensiones (en la medida de lo posible).

Sin embargo, este error se logra minimizar al utilizar un método de estimación para la temperatura de ignición el cuál ha dado resultados tanto en otros estudios como este. Es entonces que la suma de la variabilidad de los factores finalmente resulta en lo graficado a continuación:

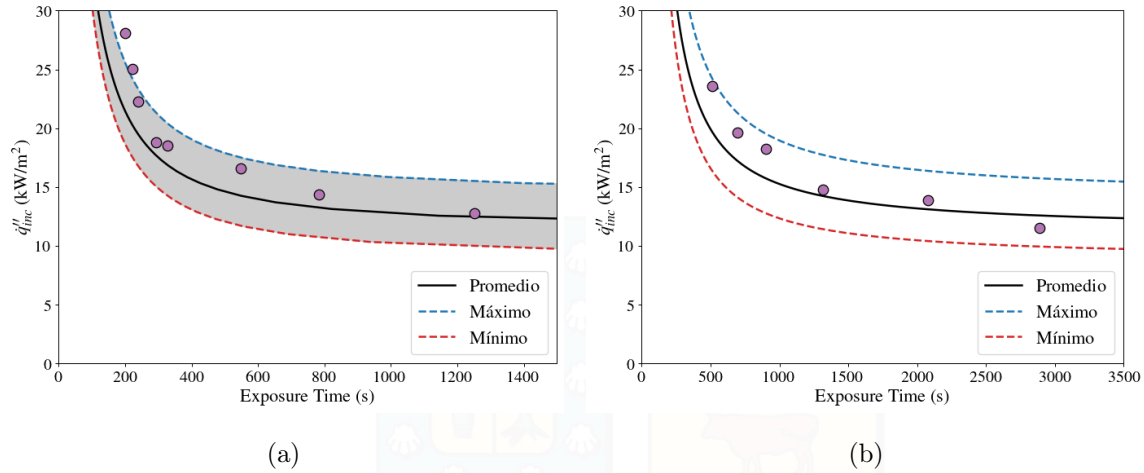


Figura 6.7: Impacto general en el modelo térmico sin considerar $\bar{T}_{ig}$.

En las Figura 6.7 se logra apreciar una gran disminución de la variación para la estimación de t_{ig} , demostrando el gran interés en lograr una buena estimación de $\bar{T}_{ig}$ para la estimación de t_{ig} .

Por lo demás, resulta de vital importancia volver a contextualizar el propósito de este estudio, donde se comprueba si el modelo es capaz de predecir adecuadamente el tiempo de ignición de una cama de acículas de pino frente a una brasa incandescente que cae. Entendiendo que el análisis debe ser lo más fiel al comportamiento de la brasa (o firebrand en inglés), es entonces que la sección de los gráficos que importa más son aquellos donde el tiempo de ignición son menores y por ende, aquellos donde la variación disminuye cada vez más. Puede ser interesante ampliar el estudio a tiempos de ignición menores una vez que se pueda construir un equipo experimental capaz de alcanzar flujos mayores a los presentados en este estudio.

Ahora, al ser la estimación tan cercana a los resultados obtenidos experimentalmente permite demostrar que a pesar de la gran variabilidad es posible de igual forma obtener una estimación razonable. Lo que permite este análisis finalmente es poder identificar qué factores son más importantes a tener en cuenta en similares estudios posteriores.

7 | Conclusiones

Este trabajo presenta resultados experimentales del tiempo de ignición de una capa de combustible forestal sometida a flujos de calor incidente linealmente crecientes y exponencialmente crecientes. Como cama de combustible se utilizan agujas de pino secas de la especie *Pinus Radiata*.

Estos experimentos se analizan con la teoría de ignición térmica para proporcionar expresiones que permitan predecir el tiempo de retardo a la ignición de este tipo de combustibles expuestos a condiciones controladas de radiación térmica. Estos resultados son representativos de una llama idealizada, lo que arroja algo de luz sobre el efecto de la radiación térmica en el proceso de ignición en caso de incendio u otra fuente de calor similar.

En primer lugar, se observa que aunque no existe una rampa teórica crítica a la que la muestra no alcance la ignición, algunos flujos de calor incidente pueden no aproximarse mucho a la realidad, como los de crecimiento lento. A pesar de ello, la información obtenida indica que el modelo puede predecir adecuadamente el tiempo de retardo a la ignición para valores altos de β con una variabilidad muy pequeña en los datos, especialmente para valores de β pequeños. Esto se debe a que el aparato experimental se diseñó específicamente para garantizar la repetibilidad, lo que permite obtener datos más consistentes. Gracias a ello, es posible validar el modelo matemático propuesto con un error inferior al 0,7 %, permitiendo predecir con él el tiempo de retardo a la ignición de una capa de vegetación. Recordar que la mayor fuente de error pudo haber sido producto de la variabilidad de la temperatura de ignición promedio, sin embargo, al utilizar el criterio adecuado para estimar dicho valor permitió finalmente minimizar esta variabilidad.

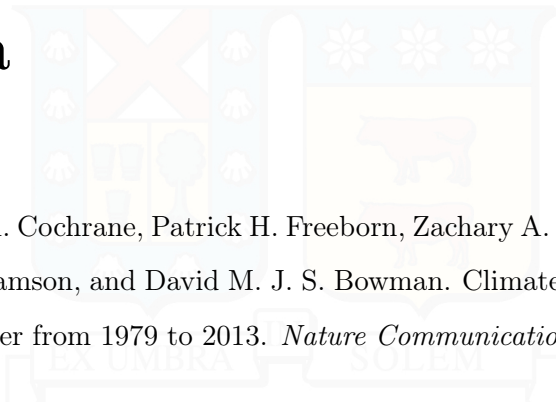
Por otro lado, para el caso con un flujo incidente lineal, es interesante destacar el comportamiento de las acículas de pino frente al aumento de la fuente radiativa donde se produce un cambio drástico en la energía necesaria para la ignición entre rampas pequeñas

y grandes. Esto se observa en gran medida en la correlación entre $1/t_{ig}$ y β , indicando que no están linealmente relacionados y por tanto β pierde influencia sobre t_{ig} a medida que β aumenta. Muy diferente a lo que ocurre con el flujo experimental, donde la relación entre $1/t_{ig}$ y β se puede aproximar más a una línea recta significando que la proporción en que disminuye t_{ig} será inversamente proporcional a β .

En cuanto a la hipótesis planteada en el principio de este estudio, se cumple efectivamente que en ambos casos para valores mayores de β el tiempo de ignición disminuya y viceversa. En la misma línea, no se cumple que un flujo exponencial sea más rápido que uno lineal. Se podría pensar en un principio que por el crecimiento rápido en la segunda parte de la curva exponencial el tiempo de ignición podría ser menor pero fue todo lo contrario. Donde un flujo lineal creciente alcanza a pasar el flujo total necesario para la ignición antes que un flujo exponencial. Cabe mencionar que estas comparaciones se realizaron dentro del margen que el aparato experimental podía funcionar. En cuanto a la temperatura de ignición, se mostró una tendencia constante pero con variabilidad una gran variabilidad. Es entonces que se utilizó la estimación de la temperatura de ignición en base al q''_{cri} del caso constante, obteniendo buenos resultados en la predicción del tiempo de ignición e incluso fue un valor similar a las temperaturas de ignición promedio medidas experimentalmente.

Finalmente, puede ser interesante para futuros estudios poder entender el comportamiento y comparar con este tipo de modelos térmicos el tiempo de ignición de las acículas frente a flujos de calor más rápidos. Para ello se requiere un apartado experimental que soporte los altos flujos de calor emitidos. También puede ser útil implementar la instalación de más termocuplas en la zona de ignición para poder disminuir la variabilidad dicha medición, en conjunto de una mejor distribución para lograr captar adecuadamente dicha temperatura.

Bibliografía

- 
- [1] W. Matt Jolly, Mark A. Cochrane, Patrick H. Freeborn, Zachary A. Holden, Timothy J. Brown, Grant J. Williamson, and David M. J. S. Bowman. Climate-induced variations in global wildfire danger from 1979 to 2013. *Nature Communications*, 6(1), July 2015. 1.1
- [2] P. M. Brando, B. Soares-Filho, L. Rodrigues, A. Assunção, D. Morton, D. Tuchsneider, E. C. M. Fernandes, M. N. Macedo, U. Oliveira, and M. T. Coe. The gathering firestorm in southern amazonia. *Science Advances*, 6(2), January 2020. 1.1
- [3] Nerilie J. Abram, Benjamin J. Henley, Alex Sen Gupta, Tanya J. R. Lippmann, Hamish Clarke, Andrew J. Dowdy, Jason J. Sharples, Rachael H. Nolan, Tianran Zhang, Martin J. Wooster, Jennifer B. Wurtzel, Katrin J. Meissner, Andrew J. Pitman, Anna M. Ukkola, Brett P. Murphy, Nigel J. Tapper, and Matthias M. Boer. Connections of climate change and variability to large and extreme forest fires in southeast australia. *Communications Earth & Environment*, 2(1), January 2021. 1.1
- [4] Rocío Urrutia-Jalabert, Mauro E. González, Álvaro González-Reyes, Antonio Lara, and René Garreaud. Climate variability and forest fires in central and south-central chile. *Ecosphere*, 9(4), April 2018. 1.1
- [5] Eunmo Koo, Patrick J. Pagni, David R. Weise, and John P. Woycheese. Firebrands and spotting ignition in large-scale fires. *International Journal of Wildland Fire*, 19(7):818, 2010. 1.1
- [6] J Rivera, N Hernández, JL Consalvi, P Reszka, J Contreras, and A Fuentes. Ignition of wildland fuels by idealized firebrands. *Fire Safety Journal*, 120:103036, 2021. 1.1, 1.5, 3.2, 3.2, 4, 4.1, 4.1, 4.1, 4.1.1, 4.1.4, 4.2.1, 5.5

- [7] P Mindykowski, A Fuentes, JL Consalvi, and B Porterie. Piloted ignition of wildland fuels. *Fire Safety Journal*, 46(1-2):34–40, 2011. 1.1, 4.1, 4.1.1, 5.5
- [8] José Ignacio Rivera, Fernando Ebensperger, Francisco Valenzuela, Leonardo Escandar, Pedro Reszka, and Andrés Fuentes. Understanding the role of fire retardants on the discontinuous ignition of wildland fuels. *Proceedings of the Combustion Institute*, November 2022. 1.1, 2.4, 4, 5.5
- [9] N. Hernández, A. Fuentes, J.L. Consalvi, and J.C. Elicer-Cortés. Spontaneous ignition of wildland fuel by idealized firebrands. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 95: 88–95, July 2018. 1.1
- [10] Pedro Reszka, JJ Cruz, J Valdivia, F González, J Rivera, C Carvajal, and A Fuentes. Ignition delay times of live and dead pinus radiata needles. *Fire safety journal*, 112: 102948, 2020. 1.1, 3.2
- [11] Elias D. Bearinger, Jonathan L. Hodges, Fengchang Yang, Christian M. Rippe, and Brian Y. Lattimer. Localized heat transfer from firebrands to surfaces. *Fire Safety Journal*, 120:103037, March 2021. 1.1
- [12] Roberto Parot, José Ignacio Rivera, Pedro Reszka, José Luis Torero, and Andrés Fuentes. A simplified analytical model for radiation dominated ignition of solid fuels exposed to multiple non-steady heat fluxes. *Combustion and Flame*, 237:111866, 2022. 1.1, 4.1, 4.1.4, 4.2.1, 4.2.2, 6
- [13] UTFSM Dirección General de Comunicaciones. *USM se adjudica dos proyectos anillo de conicyt a nivel regional*, 2018. URL noticias.usm.cl. 1.2
- [14] UTFSM Dirección General de Comunicaciones. *Académico del Departamento de Industrias se adjudica Concurso Anillos de Investigación*, Departamento de Industrias., 2021. URL industrias.usm.cl. 1.2
- [15] David MJS Bowman, Jennifer K Balch, Paulo Artaxo, William J Bond, Jean M Carlson, Mark A Cochrane, Carla M D’Antonio, Ruth S Defries, John C Doyle, Sandy P Harrison, et al. Fire in the earth system. *Science*, 324(5926):481–484, 2009. 2.1.1

- [16] John T Abatzoglou and Crystal A Kolden. Relationships between climate and macro-scale area burned in the western united states. *International Journal of Wildland Fire*, 20(6):754–764, 2011. 2.1.1
- [17] Mike Flannigan, Alan S Cantin, William J de Groot, Mike Wotton, Andy Newbery, and LM Gowman. Global wildland fire season severity in the 21st century. *Forest Ecology and Management*, 259(10):2203–2210, 2009. 2.1.1
- [18] NFire Scien Consortium. Nwfs fire facts: What are? types of fire, 2019. 2.1.2
- [19] J P Holman. *Heat Transfer*. McGraw-Hill, 2010. 2.2
- [20] Y A Çengel and A J Ghajar. *Transferencia de calor y masa. Fundamentos y Aplicaciones*. McGraw-Hill, 2011. 2.2.1, 2.2.1, 2.2.2, 2.4.1
- [21] Theodore Bergman, Adrienne Lavine, Frank Incropera, and David Dewitt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, 2011. 2.2.1
- [22] Ofodike A Ezekoye. *Conduction of Heat in Solids. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Springer, 2016. 2.2.1
- [23] Arvind Atreya. *Convection Heat Transfer. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Springer, 2016. 2.2.2
- [24] Eric Stauffer, Julia A. Dolan, and Reta Newman. Chemistry and physics of fire and liquid fuels. In *Fire Debris Analysis*, pages 85–129. Elsevier, 2008. 2.3, 2.3.1
- [25] H.T. McAdams. *Heat Transmission*. CRC Press, 1995. 2.3.2
- [26] Cye H. Walman. Theory of heterogeneous ignition. *8th Aerospace Sciences Meeting*, January 1970. doi: 10.2514/6.1970-119. 2.3.2
- [27] V Akash and. Homogeneous charge compression ignition (HCCI) engines-a review on the technology for posterity. *International Journal of Engineering Research and*, V9 (06), June 2020. 2.3.2
- [28] V Babrauskas. Ignition handbook. *Fire Science Publishers*, 2003. 2.3.3
- [29] James G Quintiere. *Fundamentals of fire phenomena*. John Wiley & Sons, 2006. 2.3.3, 2.3.4, 2.3.5, 4.1

- [30] José Toreto. *Flaming Ignition of Solid Fuels. SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. Springer, 2016. 2.3.3, 2.3.4, 2.3.5
- [31] Frederick W Mowrer. *Fundamentals of the fire hazards of materials. Handbook of Building Materials for Fire Protection*. McGraw-Hill, 2004. 2.3.4
- [32] N. Hernández, A. Fuentes, and J.C Consalvi, J. L. and Elicer-Cortés. Spontaneous ignition of wildland fuel by idealized firebrands. *ScienceDirect*, 95:88–95, 2018. 2.3.5
- [33] José Rivera. Acerca de un Modelo General de Ignición para Combustibles Sólidos. *Departamento de Industrias. Universidad Técnica Federico Santa María*, July 2021. 2.4, 2.4.1, 6
- [34] Michael F Modest. *Radiative heat transfer*. Academic press, 2013. 2.4.1, 4.1, 4.1.1
- [35] M. Larini, F. Giroud, B. Porterie, and J.-C. Loraud. A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustible media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41(6-7):881–897, March 1998. 2.4.1
- [36] Virginie Tihay, Albert Simeoni, Paul-Antoine Santoni, Lucile Rossi, Jean-Pierre Garo, and Jean-Pierre Vantelon. Experimental study of laminar flames obtained by the homogenization of three forest fuels. *International Journal of Thermal Sciences*, 48(3):488–501, March 2009. 3.2
- [37] N Hernández, A Fuentes, P Reszka, and AC Fernández-Pello. Piloted ignition delay times on optically thin PMMA cylinders. *P. Combust. Inst.*, 37(3):3993–4000, 2019. 4.1, 4.1, 4.2.1, 4.2.2
- [38] Albert Simeoni, JC Thomas, Pauline Bartoli, P Borowieck, P Reszka, F Colella, Paul-Antoine Santoni, and José Luis Torero. Flammability studies for wildland and wildland–urban interface fires applied to pine needles and solid polymers. *Fire Safety J.*, 54:203–217, 2012. 4.1
- [39] AM Grishin, VP Zima, VT Kuznetsov, and AI Skorik. Ignition of combustible forest materials by a radiant energy flux. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 38(1): 24–29, 2002. 4.1.1

- [40] M. Chini. Sull'Integrazione di Alcune Equazioni Differenziali del Primo Ordine. *Rendiconti Istituto Lombardo*, 57(2):506–511, 1924. 4.1.2
- [41] MA Delichatsios, TH Panagiotou, and F Kiley. The use of time to ignition data for characterizing the thermal inertia and the minimum (critical) heat flux for ignition or pyrolysis. *Combust. Flame*, 84(3-4):323–332, 1991. 4.1.4
- [42] Marc Janssens. Piloted ignition of wood: a review. *Fire Mater.*, 15(4):151–167, 1991. 4.1.4
- [43] Pierrick Mindykowski, M Jørgensen, Staffan Svensson, and Grunde Jomaas. A simple correlation for monitoring the ignition propensity of wet nordic spruce wood. *Fire Safety J.*, 107:186–192, 2019. 4.1.4
- [44] Michael J Spearpoint and James G Quintiere. Predicting the piloted ignition of wood in the cone calorimeter using an integral model—effect of species, grain orientation and heat flux. *Fire saf. J.*, 36:391–415, 2001. 4.1.4
- [45] P Reszka, P Borowiec, T Steinhaus, and JL Torero. A methodology for the estimation of ignition delay times in forest fire modelling. *Combust. Flame*, 159:3652–3657, 2012. 4.2.1
- [46] Amy E. Mensch, Savannah S. Wessies, Anthony Hamins, and Jiann C. Yang. Measuring firebrand heat flux with a thin-skin calorimeter. *Fire Safety Journal*, 140:103859, October 2023. ISSN 0379-7112. 5.4
- [47] J.L. Consalvi, F. Nmira, A. Fuentes, P. Mindykowski, and B. Porterie. Numerical study of piloted ignition of forest fuel layer. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2):2641–2648, 2011. ISSN 1540-7489. 5.5
- [48] Talal Fateh, Franck Richard, Benjamin Batiot, Thomas Rogaume, Jocelyn Luche, and Justin Zaida. Characterization of the burning behavior and gaseous emissions of pine needles in a cone calorimeter – ftir apparatus. *Fire Safety Journal*, 82:91–100, May 2016. ISSN 0379-7112. 5.5
- [49] A.M. Grishin. *Mathematical Modeling of Forest Fires and New Methods of Fighting them*. Pub. House Tomsk University, 1986.