



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

ACTA DE EXAMEN DE GRADO

No. 00079

Matrícula: 2191800541

Transferencia de calor en un reactor nuclear de sales fundidas con efectos de inyección de burbujas de helio.



Zaira I.

ZAIRA ITZEL JIMENEZ BALBUENA
ALUMNA

REVISÓ

MTRA. ROSALIA SERRANO DE LA PAZ
DIRECTORA DE SISTEMAS ESCOLARES

Con base en la Legislación de la Universidad Autónoma Metropolitana, en la Ciudad de México se presentaron a las 9:00 horas del día 18 del mes de junio del año 2021 POR VÍA REMOTA ELECTRÓNICA, los suscritos miembros del jurado designado por la Comisión del Posgrado:

DR. RODOLFO VAZQUEZ RODRIGUEZ
DR. CARLOS GILBERTO AGUILAR MADERA
DR. OCTAVIO CAZAREZ CANDIA

Bajo la Presidencia del primero y con carácter de Secretario el último, se reunieron para proceder al Examen de Grado cuya denominación aparece al margen, para la obtención del grado de:

MAESTRA EN CIENCIAS (ENERGIA Y MEDIO AMBIENTE)

DE: ZAIRA ITZEL JIMENEZ BALBUENA

y de acuerdo con el artículo 78 fracción III del Reglamento de Estudios Superiores de la Universidad Autónoma Metropolitana, los miembros del jurado resolvieron:

APROBAR

Acto continuo, el presidente del jurado comunicó a la interesada el resultado de la evaluación y, en caso aprobatorio, le fue tomada la protesta.

DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CBI

DR. JESUS ALBERTO OCHOA TAPIA

PRESIDENTE

DR. RODOLFO VAZQUEZ RODRIGUEZ

VOCAL

DR. CARLOS GILBERTO AGUILAR MADERA

SECRETARIO

DR. OCTAVIO CAZAREZ CANDIA

El presente documento cuenta con la firma –autógrafa, escaneada o digital, según corresponda- del funcionario universitario competente, que certifica que las firmas que aparecen en esta acta – Temporal, digital o dictamen- son auténticas y las mismas que usan los c.c. profesores mencionados en ella



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

UNIDAD IZTAPALAPA

DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA

POSGRADO EN ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE

TRANSFERENCIA DE CALOR EN UN REACTOR NUCLEAR DE SALES FUNDIDAS CON EFECTOS DE INYECCIÓN DE BURBUJAS DE HELIO

Tesis que para obtener el grado de
MAESTRA EN CIENCIAS
(ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE)

Tesis que presenta:

Zaira Itzel Jiménez Balbuena

Matrícula: 2191800541

Director:

Dr. Gilberto Espinosa-Paredes

Iztapalapa, Ciudad de México, 1 de mayo de 2021.

Contenido

Resumen	9
Abstract	10
1. Introducción.....	11
2. Antecedentes	14
2.1. Panorama mundial de la energía nuclear	14
2.2. Reactores nucleares de generación IV	16
2.3. Estudios preliminares.....	18
3. Planteamiento del Problema.....	20
3.1. Descripción	20
3.2. Justificación	20
3.3. Pregunta de investigación	21
3.4. Hipótesis	21
3.5. Objetivo general.....	21
3.6. Objetivos específicos	21
4. Reactores nucleares de sales fundidas.....	22
4.1. Descripción de la tecnología MSR	22
4.2. Clasificación de los MSR	23
5. Reactor rápido de sales fundidas (MSFR)	26
5.1. Descripción de la tecnología MSFR	26
5.2. Parámetros de un MSFR	31
5.3. Características de la sal y de los materiales estructurales.....	32
5.4. Propiedades fisicoquímicas de la sal	34
5.5. Sistema de referencia	34
6. Modelo de cantidad de movimiento.....	38
6.1. Campo de velocidades para los problemas de cerradura	38
6.2. Velocidad de las fases en el modelo escalado	41
7. Modelado de Transferencia de Calor	42
7.1. Modelo matemático local.....	44
7.2. Preliminares	46
7.3. Dedución de las ecuaciones escaladas	47
7.4. Desviaciones espaciales de la temperatura	55
7.5. Construcción de los problemas de cerradura	61

8. Simulaciones numéricas de los problemas de cerradura.....	67
8.1. Construcción de la celda unitaria.....	67
8.2. Implementación de los problemas de cerradura.....	71
8.3. Campos de las variables de cierre.....	78
9. Modelo escalado de Transferencia de Calor.....	84
9.1. Implementación de los Coeficientes Efectivos.....	88
10. Solución del modelo escalado.....	98
10.1. Distribución de potencia uniforme.....	99
10.2. Distribución de potencia no uniforme.....	103
11. Escenarios de Análisis.....	110
11.1. Variaciones de potencia.....	110
11.2. Variaciones de la velocidad de entrada.....	113
11.3. Variaciones de temperatura de entrada del gas.....	116
11.4. Modelo escalado de la temperatura con fracción variable.....	124
11.5. Recomendaciones.....	126
Conclusión.....	130
Referencias.....	133
Anexos.....	137
Apéndice A.....	137
Apéndice B.....	142
Apéndice C.....	144
Apéndice D.....	148
Apéndice E.....	150
Nomenclatura.....	154

Índice de Figuras

Figura 1. Reactores en operación y en construcción en el mundo hasta diciembre de 2018.	15
Figura 2. Diagrama esquemático de un MSR (Luzzi et al., 2012).	23
Figura 3. Clasificación por tipo de espectro de Reactores Nucleares de Sales Fundidas.	24
Figura 4. Núcleo de un MSFR (Aufiero et al., 2014).	28
Figura 5. Fenómenos de transporte presentes en un MSFR.	36
Figura 6. Interacción de los fenómenos de transporte en un MSFR.	36
Figura 7. Sistema de referencia para el sistema heterogéneo presente en un MSFR.	37
Figura 8. Representación del volumen promedio.	43
Figura 9. Celda unitaria representativa (izquierda) y vista superior de los ejes xy, yz y zx (derecha).	70
Figura 10. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre $\ \mathbf{b}_{ll}\ $ y $\ \mathbf{b}_{bl}\ $ en la celda unitaria.	80
Figura 11. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy, yz y xz de las variables de cierre $\ \mathbf{b}_{ll}\ $ y $\ \mathbf{b}_{bl}\ $	80
Figura 12. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre $\ \mathbf{b}_{lb}\ $ y $\ \mathbf{b}_{bb}\ $ en la celda unitaria.	81
Figura 13. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy, yz y xz de las variables de cierre $\ \mathbf{b}_{lb}\ $ y $\ \mathbf{b}_{bb}\ $	82
Figura 14. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre s_l y s_b en la celda unitaria.	82
Figura 15. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy, yz y xz de las variables de cierre s_l y s_b	83
Figura 16. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} variando la fracción de gas presente en el núcleo.	91
Figura 17. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{lb} y \mathbf{K}_{bl} variando la fracción de gas presente en el núcleo.	93
Figura 18. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos \mathbf{u}_{ll} , \mathbf{u}_{bb} , \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} variando la fracción de gas presente en el núcleo.	95
Figura 19. Comportamiento del coeficiente efectivo de transferencia de calor interfacial $a_v h$ como función de la fracción de gas presente en el núcleo.	97
Figura 20. Termino fuente de calor considerando una distribución de potencia uniforme para la fracción nominal de operación.	100

Figura 21. Perfil de temperatura del combustible para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia uniforme.....	101
Figura 22. Perfil de temperatura de la burbuja para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia uniforme.....	102
Figura 23. Termino fuente considerando una distribución de potencia no uniforme evaluado en tres diferentes fracciones.....	104
Figura 24. Perfil de temperatura del combustible para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia no uniforme.....	105
Figura 25. Perfil de temperatura de la burbuja para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia no uniforme.....	106
Figura 26. Tendencia de aumento de temperatura para las fracciones de gas correspondientes a 0.0067 (izquierda) y 0.1 (derecha) considerando una distribución de potencia uniforme.	108
Figura 27. Tendencia de aumento de temperatura para las fracciones de gas correspondientes a 0.0067 (izquierda) y 0.1 (derecha) considerando una distribución de potencia no uniforme.	109
Figura 28. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes potencias, considerando una distribución uniforme de la misma.....	111
Figura 29. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes porcentajes de potencia de nominal, considerando una distribución no uniforme de la misma.....	113
Figura 30. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes velocidades de entrada, considerando una distribución uniforme de potencia.....	114
Figura 31. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes velocidades de entrada, considerando una distribución no uniforme de potencia.....	115
Figura 32. Perfil de temperatura para la fase gas considerando diferentes temperaturas de entrada y una distribución de potencia uniforme.....	118
Figura 33. Perfil de temperatura para la fase gas considerando diferentes temperaturas de entrada y una distribución de potencia no uniforme.....	120
Figura 34. Distribución de la fracción volumen para ambas fases considerando una distribución de potencia no uniforme.....	125
Figura 35. Comparación del comportamiento del coeficiente efectivo K_{ll} al aumentar la fracción de gas en el núcleo de los tres casos presentados.....	151
Figura 36. Comparación del comportamiento del coeficiente efectivo K_{bb} al aumentar la fracción de gas en el núcleo de los tres casos presentados.....	152

Índice de Tablas

Tabla 1. Descripción general de las seis tecnologías de reactores de Generación IV	17
Tabla 2. Parámetros Geométricos del MSFR.	31
Tabla 3. Parámetros de operación del MSFR (Fiorina et al., 2014).	32
Tabla 4. Propiedades fisicoquímicas de LiF-ThF4-233UF4 (Pioro et al., 2008).	34
Tabla 5. Velocidad de la burbuja en función de la fracción de gas.	41
Tabla 6. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura I.	73
Tabla 7. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura I. ...	74
Tabla 8. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura II.	75
Tabla 9. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura II. .	76
Tabla 10. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura III.	77
Tabla 11. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura III	78
Tabla 12. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.	89
Tabla 13. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{lb} y \mathbf{K}_{bl} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.	92
Tabla 14. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{u}_{ll} y \mathbf{u}_{bb} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.	93
Tabla 15. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.	94
Tabla 16. Coeficiente efectivo de transferencia de calor interfacial vs ε_b	96
Tabla 17. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para una distribución de potencia uniforme.	103
Tabla 18. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para una distribución de potencia no uniforme.	107
Tabla 19. Comportamiento del MSFR a diferentes potencias: distribución uniforme.	111
Tabla 20. Comportamiento MSFR del MSFR a diferentes potencias: Distribución no uniforme.	112
Tabla 21. Comportamiento del MSFR a diferentes velocidades de entrada para una distribución de potencia uniforme.	113
Tabla 22. Comportamiento del MSFR a diferentes velocidades de entrada para una distribución de potencia no uniforme.	115
Tabla 23. Comportamiento del MSFR a diferentes temperaturas de entrada para una distribución de potencia uniforme.	117
Tabla 24. Comportamiento del MSFR a diferentes temperaturas de entrada para una distribución de potencia no uniforme.	119

Tabla 25. Temperaturas evaluadas para diferentes porcentajes de potencia considerando una distribución uniforme.	120
Tabla 26. Temperaturas evaluadas para diferentes porcentajes de potencia considerando una distribución no uniforme.	121
Tabla 27. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes velocidades de entrada (v_e) considerando una distribución de potencia uniforme.	121
Tabla 28. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes velocidades de entrada (v_e) considerando una distribución de potencia no uniforme.	122
Tabla 29. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes temperaturas de entrada considerando una distribución de potencia uniforme.	122
Tabla 30. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes temperaturas de entrada considerando una distribución de potencia no uniforme.	123
Tabla 31. Temperatura de las fases para fracción variable vs fracción constante.	126
Tabla 32. Coeficiente volumétrico de expansión térmica y variación de volumen para los diferentes escenarios para una distribución de potencia no uniforme.	128
Tabla 33. Transferencia de calor por radiación para los diferentes escenarios considerando una distribución de potencia no uniforme.	129

Agradecimientos

A mi asesor Dr. Gilberto Espinosa Paredes quien con su experiencia, conocimiento y motivación me oriento en la investigación de esta tesis.

A mi colaboradora Alejandría Denisse Pérez Valseca que, con su sabiduría, conocimiento y apoyo, me motivo a desarrollarme profesionalmente y como persona.

Agradecimientos personales

A mis padres, por su amor, trabajo y sacrificio en todos estos años, pero especialmente a mi madre por ser mi mejor amiga, consejera y ejemplo a seguir. Gracias a ustedes he logrado llegar hasta aquí y convertirme en lo que soy ahora. Ha sido el orgullo y un privilegio ser su hija.

A mi pareja Mario Morales, por su paciencia, comprensión, apoyo, fuerza y amor incondicional en esta etapa de mi vida, por ser mi motivación para progresar y salir adelante te agradezco infinitamente.

A mis hermanas Edna y Laura Jiménez por su cariño y apoyo incondicional, durante todo este progreso, por estar conmigo en todo momento y darme palabras de aliento. Hicieron de mi una mejor persona y de una u otra forma me acompañan en todos mis sueños y metas.

Resumen

En esta tesis de maestría se presenta el desarrollo de los coeficientes de transferencia de calor escalados de un reactor nuclear de sales fundidas, para diseño, análisis e investigación. En el reactor rápido de sales fundidas, el combustible nuclear es líquido y por lo tanto también constituye el refrigerante. Una particularidad en la operación de este tipo de tecnología es la inyección de burbujas de helio en el núcleo del reactor para remover los productos de fisión gaseosos. Esta tesis aborda el análisis de las complejas interacciones entre las burbujas de helio dispersas en el combustible nuclear líquido, desde un punto de vista de los procesos de transferencia de calor. El fenómeno analizado esencialmente es la transferencia de calor en un sistema heterogéneo de flujo en dos fases. El escalamiento del reactor se realizó con el método del promedio volumétrico, partiendo de las ecuaciones de flujos separados de dos temperaturas a la escala local. Los principales resultados obtenidos en esta tesis son un modelo escalado de los procesos de transferencia de calor que involucra la temperatura de dos fases (modelo de no equilibrio térmico), una para la fase líquida (combustible nuclear) y otra para la fase gas (burbujas de helio), así como los coeficientes efectivos de transferencia de calor, representativos a la escala del reactor.

Abstract

This master's thesis presents the development of the up-scaled heat transfer coefficients of a molten salt nuclear reactor, for design, analysis and research. In the molten salt fast reactor, the nuclear fuel is liquid and therefore also constitutes the coolant. A peculiarity in the operation of this type of technology is the injection of helium bubbles into the reactor core to remove the gaseous fission products. This thesis addresses the analysis of the complex interactions between helium bubbles dispersed in liquid nuclear fuel, from the point of view of heat transfer processes. The phenomenon analyzed essentially is the transfer of heat in a heterogeneous two-phase flow system. The scaling of the reactor was carried out with the volumetric average method, starting from the separate flow equations of two temperatures at the local scale. The main results obtained in this thesis are a scaled model of the heat transfer processes that involves the temperature of two phases (thermodynamic non-equilibrium model), one for the liquid phase (nuclear fuel) and another for the gas phase (helium bubbles), as well as the effective heat transfer coefficients, representative of the scale of the reactor.

1. Introducción

La energía nuclear representa además de una opción de producción de energía, un nuevo enfoque de desarrollo que considera la sostenibilidad como un motor de gran importancia. Tecnologías como los reactores nucleares de sales fundidas (MSR) de Generación IV impulsan mediante la innovación características como sostenibilidad, economía, seguridad y fiabilidad y resistencia a la proliferación y protección física, lo que implica una mejor utilización de combustibles y disposición de residuos, minimización de costos en instalación y generación de potencia y una mejor arquitectura de diseño. Dichas características potencializan un desarrollo sostenible que satisface las necesidades del presente sin comprometer la capacidad de las generaciones futuras para satisfacer sus propias necesidades, lo que representa una alternativa al cambio climático mediante el estímulo del uso de energías limpias (Van Goethem, 2008).

La importancia de incentivar tecnologías que impulsen el desarrollo sostenible da lugar a estudios y análisis de tipo teórico o práctico que consideran la aplicación de estas. En el caso particular de tecnologías como los reactores nucleares, el realizar un estudio práctico resulta fuera del alcance de los estudiantes, bajo tales circunstancias suelen aplicarse modelos de tipo teórico mediante herramientas computacionales. Tal es el caso de este trabajo de investigación, que busca modelar la transferencia de calor en un reactor nuclear de sales fundidas mediante el método de promedio volumétrico, considerando variaciones en parámetros como la temperatura de entrada y la fracción volumen, con la finalidad de contribuir en el conocimiento del comportamiento de este tipo de energía limpia.

El método de promedio de volumen es un método de escalamiento que se utiliza para derivar rigurosamente ecuaciones continuas para sistemas multifásicos. Esta técnica utiliza ecuaciones válidas dentro de una fase particular que al ser suavizadas espacialmente generan ecuaciones válidas en cualquier punto del sistema (Whitaker, 2013), dando lugar a modelos de transporte medios o macroscópicos a partir de ecuaciones de transporte a escala microscópica o continua (Valdés-Parada, 2010). La aplicación de dicho método fue posible al contar con un sistema de referencia en el núcleo del reactor que consiste en dos fases,

una fase fluida que corresponde a la sal combustible y una fase gaseosa que se presenta en forma de burbujas, las cuales surgen de forma natural a consecuencia de los productos de fisión gaseosos creados en el núcleo o son inducidas mediante el sistema de inyección de burbujas para extraer productos de fisión insolubles.

Considerando que es posible la aplicación de un método de escalamiento bajo las condiciones que presenta el sistema de referencia ha tenido lugar este trabajo de investigación. La distribución de este consta de once capítulos, donde el primero aborda información general acerca de la utilización de reactores nucleares en la generación de potencia alrededor del mundo, con un enfoque específico en lo prometedoras que resultan las tecnologías de Generación IV a largo plazo como una fuente importante de producción de energía eléctrica, y los estudios preliminares realizados a la tecnología de interés. El capítulo dos define el trabajo de investigación mediante el planteamiento del problema, la hipótesis y los objetivos definidos que delimitan el alcance de la investigación.

Para que sea posible cumplir con el objetivo de este trabajo, es importante estudiar la tecnología de los MSR, entender el funcionamiento de un reactor rápido de sales fundidas (MSFR) y conocer los parámetros de operación y propiedades fisicoquímicas del mismo. Lo primero se logra mediante una descripción y clasificación de los MSR en el capítulo cuatro, mientras que lo segundo tiene lugar mediante el capítulo cinco, que también incluye características de la sal y los materiales, la identificación de los fenómenos de transferencia presentes adicionales a la transferencia de calor, y la delimitación del sistema de referencia. Debido a que el modelo de transferencia de calor considera los efectos convectivos es necesario conocer la velocidad de las fases, la aproximación de dichas velocidades se presenta en el capítulo seis, tanto para los problemas de cerradura como para la solución del modelo escalado.

A partir del capítulo siete tiene lugar el modelado de transferencia de calor, para el cual se plantea inicialmente un modelo matemático local al que se le aplica el método de promedio volumétrico que consiste en la deducción de las ecuaciones escaladas, las ecuaciones de las desviaciones y la construcción de los problemas de cerradura a partir de una propuesta de

solución. En esta parte de la metodología se realiza una pausa al procedimiento para presentar los problemas de cerradura resueltos mediante la herramienta computacional Comsol en el capítulo ocho, donde se construye una celda unitaria representativa del núcleo del reactor para la implementación de estos y se logra obtener los campos de las variables de cierre deducidas. El procedimiento del método continua en el capítulo nueve donde es obtenido el modelo escalado de la transferencia de calor mediante la definición y aproximación de coeficientes efectivos que representan la conexión entre la microescala y la macroescala. La solución del modelo se presenta en el capítulo diez y da lugar a escenarios de análisis que se abordan en el capítulo 11.

Finalmente son presentadas en el capítulo doce las conclusiones de este trabajo de tesis, con base en los resultados obtenidos del modelo implementado y la verificación de los mismos respecto a parámetros de diseño, lo que justifica o desestima la aplicación del método utilizado. Los resultados en este trabajo de tesis podrían dar pie al apoyo de las fuentes de energía limpia, considerando que es posible predecir el comportamiento de este tipo de tecnologías, abriendo el panorama de la sociedad a la aceptación de las mismas, lo que representa no solo una alternativa al cambio climático sino también una solución a las reservas limitadas de hidrocarburos, principal fuente de energía utilizada en la actualidad.

2. Antecedentes

El desarrollo de la energía nuclear representa una fuente energética que garantiza el abastecimiento eléctrico, sin comprometer al medio ambiente al frenar las emisiones contaminantes, reduce la dependencia energética de países exteriores y provee electricidad de forma constante. Por tal motivo, actualmente cada vez más países le dan oportunidad a la energía nuclear, o bien, le dan continuidad a sus centrales nucleares, hasta el punto de considerar la construcción de nuevas plantas (Foro Nuclear 2020). La generación de electricidad mediante energía nuclear permite no solo enfrentar la amenaza respecto al cambio climático, también neutraliza conflictos derivados de la dependencia intensiva de combustibles fósiles (carbón, petróleo y gas) y complementa las expectativas que presentan las fuentes de energía renovables respecto a la necesidad de abastecimiento de la demanda de energía eléctrica global (Solanilla, 2017).

2.1. Panorama mundial de la energía nuclear

Actualmente, se cuenta con 442 reactores en operación en el mundo, presentes en un total de 31 países. Dichos reactores producen aproximadamente el 11% de la electricidad mundial y según el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA) hay 53 unidades en construcción en 20 diferentes países, los cuales consideran a la energía nuclear como una fuente esencial para el presente y futuro, China es uno de estos países, siendo el que más reactores construye, cuenta con 48 unidades en operación y 10 reactores en construcción, seguido de India con 7 reactores en construcción y de Rusia, Eslovaquia, Corea del Sur o Emiratos Árabes Unidos, todos con 4 reactores en construcción (Foro Nuclear 2020).

La energía nuclear se ha potenciado alrededor del mundo, en el continente europeo se cuenta con 183 reactores en operación y 15 en construcción, en el caso específico de la Unión Europea (UE) se tienen 110 reactores operando, 14 de sus 27 estados miembros cuentan con centrales nucleares, Francia sobresale de entre todos ellos por ser el país con más unidades nucleares, con un total de 58 reactores operativos, al igual que Francia que produce el 70% de su electricidad mediante energía nuclear, el porcentaje más alto de todo

el mundo, la UE produce anualmente, mediante procesos nucleares, el 26% de la electricidad que consume, lo que implica que casi un tercio de su abastecimiento de electricidad es de origen nuclear. El continente asiático tiene 141 reactores en situación de operar, Japón es el país del continente asiático que más apuesta por esta tecnología, al tener en construcción 35 nuevas unidades. Por otra parte, el continente americano cuenta con 122 reactores en operación y 4 más en construcción, lo que lo deja en una posición desfavorable respecto al desarrollo de la producción eléctrica de origen nuclear, respecto a continentes como Asia y Europa. En el caso del continente africano solo se cuenta con 2 reactores en operación y ninguno en construcción, por lo que es el continente menos desarrollado en el ámbito de la energía nuclear. La información anterior se encuentra condensada en la **Figura 1** que muestra el número de reactores en operación y construcción para cada continente, hasta el año 2018 (Foro Nuclear 2020).

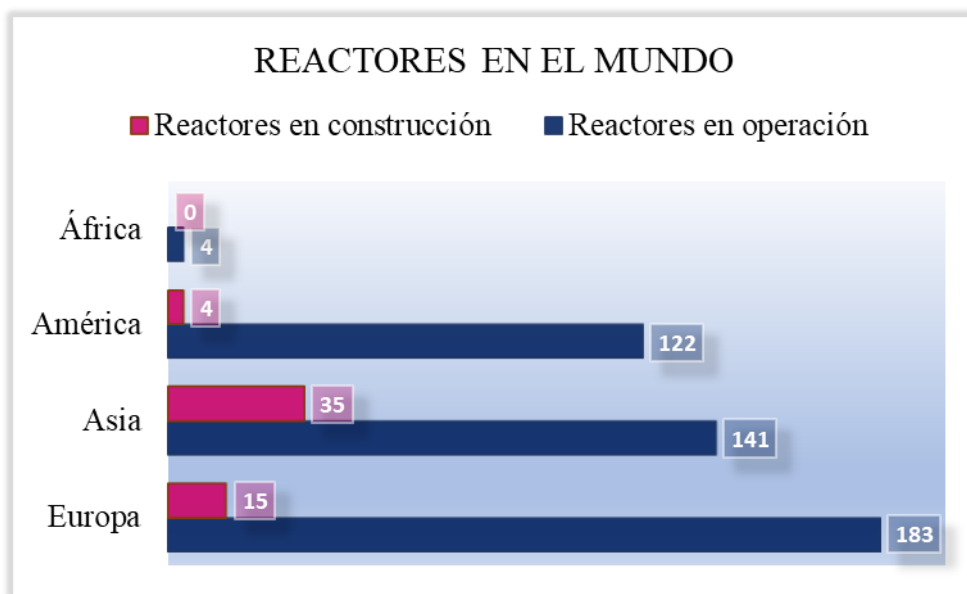


Figura 1. Reactores en operación y en construcción en el mundo hasta diciembre de 2018.

Todas las instalaciones nucleares mencionadas anteriormente y todos aquellos programas nucleares que fomentan dicha tecnología están bajo la supervisión y control de organismos reguladores de cada país, además, a nivel internacional se encuentran bajo la supervisión del Organismo Internacional de Energía Atómica (Foro Nuclear 2020). Sin embargo, la

producción de energía eléctrica mediante procesos nucleares aún enfrenta desafíos como el temor y desconfianza en algunos sectores sociales, lo que limita su desarrollo, es por eso por lo que se busca demostrar que el uso de la energía nuclear de una forma pacífica, cuidadosa y responsable no afecta al medio ambiente ni atenta contra la salud de los seres humanos y representa un medio confiable y prometedor económicamente para el abastecimiento de energía (Solanilla, 2017).

2.2. Reactores nucleares de generación IV

Las centrales nucleares convencionales que existen en la actualidad evolucionan frecuentemente y se encuentran clasificadas mediante cuatro generaciones, la Generación I corresponde a los años 1950-1970 y consiste en varios diseños diferentes para los primeros prototipos de reactores, la Generación II abarca de 1970-1995 e incluye centrales eléctricas comerciales con diseños de reactores confiables y económicamente competitivos. La Generación III y III+ correspondiente a 1995-2030 es en sí la evolución de los reactores LWR de generación II, y finalmente la Generación IV que comenzó su desarrollo a partir de la segunda guerra mundial presentando diseños revolucionarios, diferentes a las centrales nucleares convencionales correspondientes a la generación III, que se espera estén en funcionamiento para el año 2030 (Locatelli et al., 2013).

El desarrollo de las tecnologías de Generación IV se encuentran coordinadas por el Foro Internacional de Generación IV (GIF) fundada en 2001 (Locatelli et al., 2013), el GIF cuenta con un grupo de expertos que exploran áreas de interés mutuo y realizan aportaciones de investigación y desarrollo para dichas tecnologías. Las tecnologías de Generación IV han sido seleccionadas con base en ocho objetivos tecnológicos que se encuentran englobados en cuatro amplias áreas: sostenibilidad, economía, seguridad y fiabilidad, y resistencia a la proliferación y protección física. Estos diseños harán un uso más eficiente del combustible, reduciendo la producción de desechos, lo que implica una tecnología económicamente competitiva que cumple los estándares de seguridad y resistencia a la proliferación (Pioro, 2016).

Con base en los objetivos mencionados anteriormente, más de 100 expertos evaluaron alrededor de 130 conceptos de reactores, para finalmente seleccionar solo seis tecnologías: el reactor rápido refrigerado por gas (GFR), el reactor rápido refrigerado por plomo (LFR), el reactor de sal fundida (MSR), el reactor supercrítico refrigerado por agua (SCWR), el reactor rápido refrigerado por sodio (SFR) y el reactor de muy alta temperatura (VHTR) (Pioro, 2016). Los diseños cuentan con una gran variedad de características que se muestran en la **Tabla 1**, los hay de espectro térmico, rápido, de ciclo de combustible abierto, cerrado, y de diferentes rangos de operación, como es el caso del LFR, SCWR, SFR y VHTR que funcionan en rangos bajos y altos de potencia, los cuales son expresados en la última columna como el mínimo rango de operación – máximo rango de operación.

Tabla 1. Descripción general de las seis tecnologías de reactores de Generación IV

Sistema	Espectro	Refrigerante	*Tsalida (K)	Ciclo	Eficiencia	Potencia MWe
GFR	Rápido	Helio	1123.15	Cerrado	≥50	1200 20-180
LFR	Rápido	Plomo	753.15-843.15	Cerrado	41-43	300-1200 600-10000
MSR	Rápido/ Térmico	Sales de Fluoruro	973.15-1073.15	Cerrado	~ 50	1000
SCWR	Rápido/ Térmico	Agua	783.15-898.15	Abierto/ Cerrado	45-50	300-700 1000-1500
SFR	Rápido	Sodio	773.15-823.15	Cerrado	~ 40	50-150 300-1500 600-1500
VHTR	Térmico	Helio	1173.15-1273.15	Abierto	≥55	250-300

*Tsalida corresponde a la temperatura de salida

Las centrales nucleares de generación IV, se pueden convertir en una fuente importante de producción de energía eléctrica a mediano o largo plazo (2030-2050), sin embargo, es importante resaltar que estas centrales nucleares aun requieren un esfuerzo en áreas de investigación y desarrollo, lo que impide su aplicación a corto plazo (Locatelli et al., 2013).

2.3. Estudios preliminares

El estudio de los reactores nucleares de sales fundidas ha tenido lugar principalmente mediante la tecnología que involucra un espectro rápido de neutrones, el reactor rápido de sales fundidas (MSFR), sistema de interés en esta tesis. El análisis de este tipo de tecnología se desarrolla mediante la aplicación de modelos termohidráulicos que consideran flujo turbulento en el núcleo del reactor, como consecuencia de los altos números de Reynolds que han sido calculados (Li et al., 2015).

Hasta ahora, para modelar la termohidráulica de los MSFR, se han considerado diferentes enfoques, Laureau et al. lo hace con un modelo que desprecia los efectos de la interfase fluido-sólido, resolviendo las ecuaciones de Navier Stokes con promedio de Reynolds (RANS), utilizando el código de cálculo Open-FOAM., Aufiero et al., aplica la misma herramienta CFD (Computational Fluid Dynamics) pero para resolver numéricamente ecuaciones discretizadas de los fenómenos involucrados, transferencia de energía y cantidad de movimiento, mediante métodos estándar de volumen finito, Li et al. utiliza el código COUPLE desarrollado por el Karlsruhe Institute of Technology (KIT), en el que la termohidráulica se resuelve con las ecuaciones planteadas por Zhang et al., Fiorina et al. modela la termohidráulica del MSFR en dos dimensiones (2D) mediante ecuaciones de Navier Stokes (RANS), y una ecuación clásica de transferencia de energía que involucra una conductividad turbulenta derivada de la viscosidad turbulenta de transferencia de calor, aplicando los códigos Polimi y TUDelft. Finalmente, Rouch et al., al igual que Laureau et al. considera un modelo RANS para la termohidráulica, que resuelve aplicando el código FLUENT. Los artículos enlistados anteriormente desprecian la presencia de dos fases en el núcleo del reactor, y por lo tanto los fenómenos de transporte de materia, energía y cantidad de movimiento interfaciales.

Pocos modelos aplicados a un MSFR consideran la presencia de flujo en dos fases en el reactor, que tiene lugar debido al sistema de inyección de burbujas, y causa efectos de compresibilidad del combustible según lo demuestran Cervi et al. en dos de sus trabajos (Cervi et al., 2019a,b), en los que modela la termohidráulica mediante el solucionador "twoPhaseEulerFoam" que forma parte de la paquetería de OpenFOAM e involucra un

enfoque de dos fluidos (Euler-Euler), el cual es posible aplicar debido a la presencia de dos fases en el sistema de referencia. Mediante este enfoque cada una de las fases es tratada como un continuo que se compenetra entre sí y da lugar a ecuaciones de conservación promediadas en las que se introducen las fracciones de cada fase (Cervi et al., 2019a).

El solucionador "twoPhaseEulerFoam" presenta la desventaja de que al contener ecuaciones de conservación promediadas preestablecidas, se hace posible la pérdida de información entre la micro y la macro escala. Los resultados obtenidos a partir del modelo establecido dependerán de la precisión de las ecuaciones constitutivas del balance macroscópico, lo que limita la aplicación de dicho modelo, y crea la necesidad de la implementación de uno nuevo, en el que las ecuaciones promediadas sean deducidas, con base en un análisis de los fenómenos presentes, lo cual tiene lugar en este trabajo, para el caso de transferencia de calor.

Los términos relevantes desde el punto de vista de las fases (temporal, conductivo, convectivo) incluidos en el modelo aplicado por Cervi et al., son los mismos que incluye el modelo planteado en esta tesis desde el punto de vista de los fenómenos de transporte. La diferencia radica en que su trabajo solo considera los efectos de transporte interfacial con una definición del Nusselt basada en la correlación de Ranz-Marshall de 1952 (REF), mediante una función del número de Prandtl, el número de Reynolds y el diámetro de la burbuja, mientras que nuestro modelo considera fenómenos interfaciales por convección y conducción, los cuales se ven reflejados en las ecuaciones del modelo escalado mediante integrales de área interfacial.

Adicional a la termohidráulica, en un MSFR se analiza y estudia la física del reactor, esto debido al impacto de la neutrónica en la termohidráulica como consecuencia de la distribución de energía producida y la creación de precursores durante situaciones transitorias como la inserción de reactividad y seguimiento de carga (Laureau et al., 2017), tema que no es profundizado en este trabajo al no estar dentro del alcance del mismo, pero es importante mencionar.

3. Planteamiento del Problema

El alcance de este trabajo contempla la transferencia de calor en el núcleo de un MSFR mediante un modelo de ecuaciones promedio deducidas a través del método de promedio volumétrico. El planteamiento de un nuevo modelo, surge de la necesidad de considerar el fenómeno de transporte de calor interfacial presente en el sistema a consecuencia de las fases involucradas, líquido y gas. El modelo presentado en esta tesis tiene relevancia por no utilizar un modelo preestablecido de la paquetería de alguna herramienta CFD (por ejemplo, OpenFOAM), sino la deducción del mismo con base en el sistema analizado.

3.1. Descripción

El objetivo de este trabajo es obtener un modelo de transferencia de calor para el núcleo de un reactor rápido de sales fundidas (MSFR) aplicando el método de promedio volumétrico. Se desarrollará un modelo del termo-fluido a la escala del núcleo del reactor, que considera el efecto de transferencia de calor en la interfase debido a la presencia del combustible nuclear líquido y a las burbujas de helio que remueven los productos de fisión insolubles. El modelo es de no equilibrio térmico y la fuente de calor de origen nuclear, aproximada mediante la potencia volumétrica del reactor.

3.2. Justificación

Los reactores nucleares de sales fundidas son una tecnología innovadora que ha sido estudiada muy poco. El estudio de los mismos se ha realizado de forma tradicional mediante balances de transferencia de momento, calor y masa. Debido a la gran diferencia en el funcionamiento que presenta este tipo de tecnologías, al no contener estructuras metálicas al interior del núcleo, utilizar sal en estado líquido en movimiento como combustible y haber presencia de burbujas lo que involucra dos fases, es posible aplicar métodos alternativos para su estudio. El método del promedio volumétrico, es un método aplicable para un análisis considerando flujo en dos fases, como el que se presenta en el núcleo de un MSFR. Esta tecnología contiene una mezcla de sales de fluoruro de uranio

como combustible disuelto en fluoruro de litio (fase líquida) y burbujas de helio (fase gas) utilizadas para la remoción de productos de fisión insolubles, lo que permite aplicar el método de promedio volumétrico para la obtención de un modelo de transferencia de calor, el cual posteriormente se puede poner en práctica y ser verificado por medio de datos de la literatura. Esto con la finalidad no sólo de predecir la transferencia de calor en un MSFR, sino también de innovar en los métodos aplicables para la obtención de modelos.

3.3. Pregunta de investigación

¿El efecto de la inyección de burbujas de helio considerando no equilibrio térmico con el combustible nuclear líquido de sales fundidas afecta las temperaturas de diseño?

3.4. Hipótesis

En un reactor MSFR la distribución de temperaturas del combustible fluido no es fuertemente influenciada por el sistema de inyección de burbujas de helio, en un rango importante de potencias de operación.

3.5. Objetivo general

Obtener un modelo matemático que describa la transferencia de calor en el núcleo de un reactor rápido de sales fundidas aplicando un método de escalamiento.

3.6. Objetivos específicos

- Analizar y explicar la tecnología de reactores nucleares de sales fundidas (MSR).
- Establecer el sistema de referencia para el desarrollo del modelo matemático.
- Deducir el modelo de no equilibrio térmico para el núcleo del reactor.
- Aplicar una herramienta CFD (Computational Fluid Dynamics) para la implementación simulación numérica del modelo matemático.
- Comparar los resultados obtenidos con parámetros de diseño para verificación del modelo.

4. Reactores nucleares de sales fundidas

Los reactores nucleares de sales fundidas, conocidos como MSR por sus siglas en inglés (Molten Salt Reactor), son una de las seis tecnologías innovadoras seleccionadas por el Foro Internacional de Generación IV en 2001, ha sido desarrollados desde 1960 por el Laboratorio Nacional Oak Ridge (ORNL) de Estados Unidos (Delpech et al., 2009). Los MSR son reactores de fisión en los que el combustible nuclear se puede disolver en el refrigerante proporcionando un núcleo homogéneo, donde el portador térmico es una mezcla líquida de sales inorgánicas, o bien un combustible líquido (Tosolin et al., 2018). Dicha tecnología se caracteriza porque tiene el potencial de satisfacer la necesidad de una producción de energía nuclear cada vez más sostenible, económica, segura y resistente a la proliferación (Fiorina et al., 2014).

4.1. Descripción de la tecnología MSR

Los MSR son una de las tecnologías más ambiciosas de los sistemas de Generación IV, la tecnología prescinde de elementos de combustible sólido, los utilizados convencionalmente, en su lugar utiliza una mezcla de sal de haluro que contiene el material fisionable, generalmente una mezcla de uranio y torio. En este sistema, la sal funciona como combustible y refrigerante simultáneamente y circula continuamente a través del núcleo para posteriormente pasar a un intercambiador de calor, donde transfiere el calor a un circuito de sal secundario (Abram & Ion, 2008). La sal secundaria ingresa a un nuevo intercambiador de calor para ceder el mismo a un nuevo fluido de trabajo, en este caso agua. El agua se convierte en vapor e ingresa a la turbina, generando el trabajo necesario para hacer funcionar un generador y como consecuencia producir electricidad. Un esquema de dicho proceso puede observarse en la **Figura 2**.

Finalmente, en el funcionamiento de un MSR una fracción de la sal del sistema es desviada a una planta de procesamiento de combustible, ahí se eliminan los productos de fisión y se introduce nuevo material fisionable, el procesamiento continuo de combustible evita interrupciones para el reabastecimiento de combustible (Abram & Ion, 2008), lo que lo hace más eficiente y seguro. Dicha tecnología cuenta además con un sistema de drenado, en

el cual, en caso de fallo del sistema y aumento impredecible de la temperatura, la mezcla de sales utilizada es drenada en tanques subterráneos para mayor seguridad.

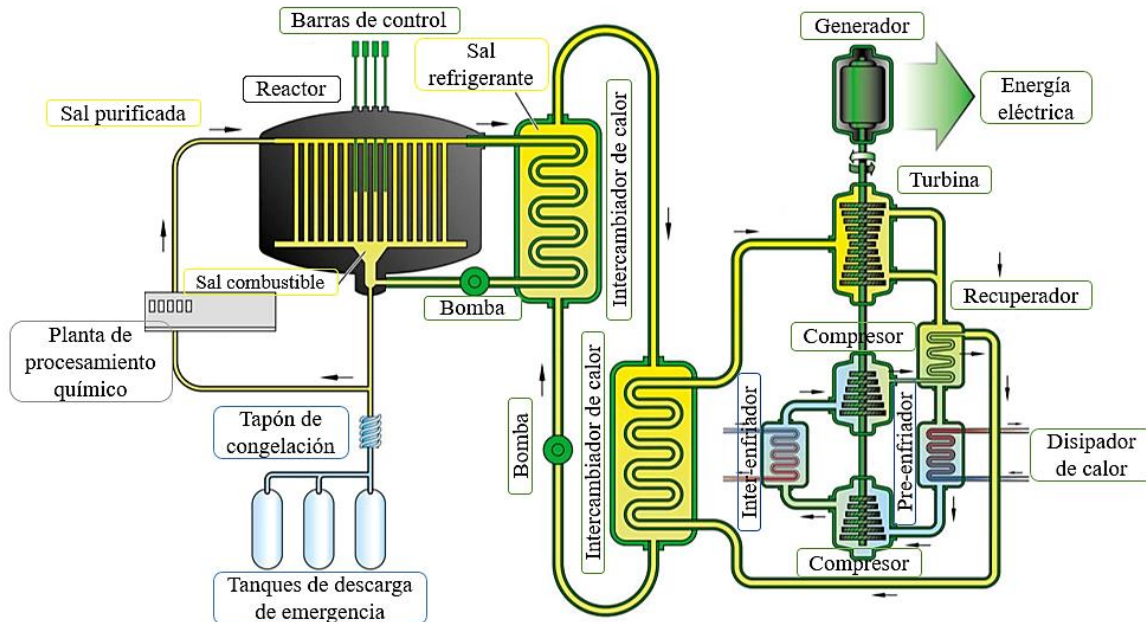


Figura 2. Diagrama esquemático de un MSR (Luzzi et al., 2012).

El concepto de este reactor tiene sus orígenes en un experimento de reactor para aviones en Estados Unidos, sin embargo, el MSR nunca se usó para este propósito ya que el avión era muy pesado para despegar (Abram & Ion, 2008).

4.2. Clasificación de los MSR

Los reactores nucleares de sales fundidas pueden clasificarse de diferente manera, ya sea por el tipo de espectro, que puede ser rápido o térmico, el tipo de combustible sólido o líquido o por la función que realiza la sal, como combustible o refrigerante, en la **Figura 3** se observa la clasificación de algunos diseños de reactores de sales fundidas con base en el tipo de espectro.

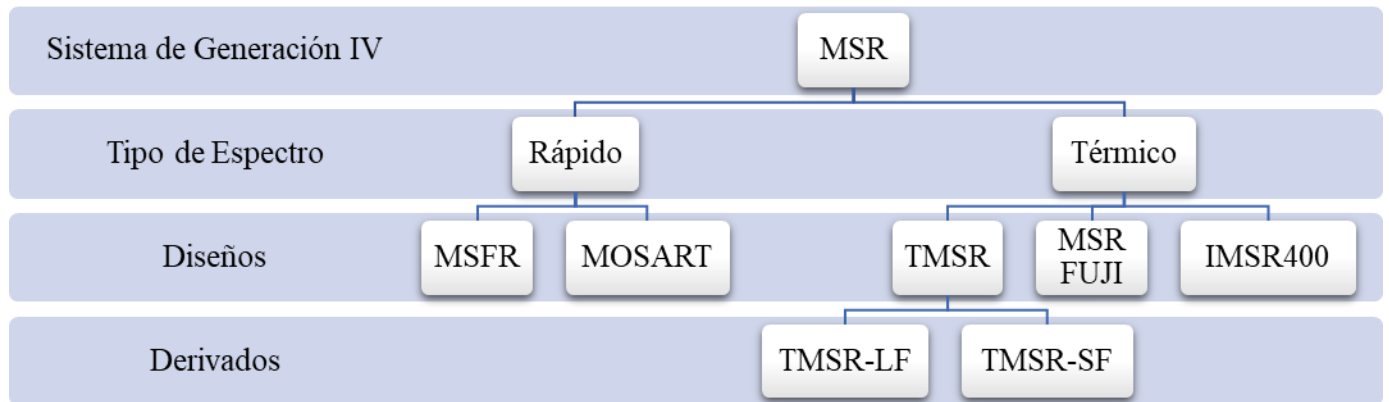


Figura 3. Clasificación por tipo de espectro de Reactores Nucleares de Sales Fundidas.

A continuación, se presenta una breve descripción de cada una de las tecnologías MSR

MSFR: El reactor rápido de sales fundidas, es un reactor de espectro rápido de 3 GWt y 1300 MWe con ciclo de combustible Torio-Uranio que utiliza un volumen total de sal combustible de 18 m³, opera a una temperatura de entrada de 923.15 K y alcanza una temperatura máxima de 1023.15 K (Allibert et al., 2016).

MOSART: El reactor reciclador y transmutador de actínidos de sal fundida (MOSART), es un reactor desarrollado por la federación Rusa, utiliza un sistema de un solo fluido alimentado con trifluoruros transuránicos de combustibles gastados LWR o PWR (Sheu et al., 2013), con una potencia de 1000 MWe, que libera aproximadamente 2.4 GWt de calor nuclear, y un caudal de sal fundida de 10.000 kg / s que ingresa al núcleo con una temperatura de 873.15 K y alcanza temperaturas a la salida de hasta 988.15 K (Ignatiev et al., 2007).

TMSR: El reactor de sal fundida de torio está diseñado para la utilización de energía nuclear basada en torio, y la aplicación de energía nuclear híbrida basada en el reactor de sal fundida de torio (TMSR-LF) y el reactor de sal de torio de combustible sólido (TMSR-SF).

TMSR-LF: El TMSR de combustible líquido es un pequeño reactor modular de sal fundida de torio de combustible líquido, con una potencia eléctrica de 168 MWe, una temperatura de entrada de 873.15 K y una temperatura de la salida de 973.15 K.

TMSR-SF: El TMSR de combustible sólido es un reactor de prueba experimental de 168 MWe, diseñado por la academia de ciencias China de los reactores de sales fundidas de torio, que utiliza combustible nuclear de tipo TRISO (esferas de combustible triestructural-isotrópico), que contienen UO_2 (dióxido de uranio) y funciona con una temperatura de 873.15 K a la entrada y 973.15 K a la salida (Dai, 2017).

MSR-FUJI: El reactor de sal fundida FUJI (MSFR-FUJI) es un reactor moderado por grafito investigado en Japón por Kazuo Furukawa y su equipo, que opera flexiblemente entre 100 y 1000 MWe con un valor típico de entre 100 y 200 MWe y varios prototipos, entre los que se encuentra el Super-FUJI- el Mini-FUJI y FUJI-U3, el último es el diseño más reciente, operando a 200 MWe y 450 MWt con una temperatura de entrada de 838.15 K y una temperatura de salida de hasta 977.15 K (Yoshioka & Kinoshita, 2017a).

IMSR400: El reactor integral de sal fundida (IMSR400) es un diseño de reactor nuclear integral de espectro térmico en el cual el núcleo del reactor, las bombas, los intercambiadores de calor y las barras de control están todos montados dentro de un solo recipiente conocido como la unidad central. El IMSR400 opera a una potencia de 400 MWt y 185-192 MWe, una temperatura de entrada de entre 898.15-933.15 K y una temperatura de salida de entre 943.15-973.15 K (LeBlanc & Rodenburg, 2017).

5. Reactor rápido de sales fundidas (MSFR)

Dentro de la tecnología de reactores nucleares de sales fundidas se estudian dos conceptos de espectro rápido, el reactor rápido de sal fundida (MSFR) y el reciclador y transmutador de actínidos de sal fundida, donde ambos utilizan combustible líquido circulante. Desde 1997 el MSFR fue desarrollado y estudiado inicialmente por el centro nacional para la investigación científica (CNRS), en Francia, en donde se desarrollan estudios de simulación y actividades de diseño conceptual para verificar que se cumpla con los objetivos de reactores de Generación IV en términos de sostenibilidad (Allibert et al., 2016). A diferencia de otros reactores de sales fundidas estudiados, el MSFR se caracteriza por la eliminación de cualquier moderador sólido en el núcleo, con la finalidad de estudiar parámetros como el coeficiente de retroalimentación, la relación de reproducción, la vida útil de grafito y el inventario inicial de ^{233}U , donde el resultado es un espectro de neutrones rápido (Brovchenko et al., 2012).

5.1. Descripción de la tecnología MSFR

El reactor rápido de sales fundidas de referencia, es un reactor de 3 GW_{th} Y $1300 \text{ MW}_{\text{e}}$ que utiliza la siguiente mezcla de sales de $\text{LiF-ThF}_4\text{-}^{233}\text{UF}_4$ y funciona mediante un ciclo de combustible Torio-Uranio, que como su nombre lo indica, maneja un espectro de neutrones rápido, que opera a una temperatura de entrada de 923.15 K y alcanza una temperatura máxima de 1023.15 K con un volumen total de sal combustible de 18 m^3 (Allibert et al., 2016).

Para la descripción de la tecnología, se consideran todos aquellos sistemas que se encuentran en contacto con la sal combustible durante la operación normal del reactor. En el MSFR la sal combustible circula dentro del núcleo y 16 módulos externos, llamados circuitos de combustible que están compuestos por una bomba, un intercambiador de calor y un sistema de burbujeo.

El MSFR está distribuido en tres diferentes circuitos: a) el circuito de combustible, b) un circuito intermedio y c) el sistema de conversión de energía. El circuito de combustible está compuesto por la sal combustible que juega el rol tanto de combustible como de refrigerante, las tuberías, el sistema de inyección de gas, los separadores de burbuja, los intercambiadores de calor y las bombas. En este circuito, la sal combustible fluye desde el fondo hasta la parte superior de la cavidad del núcleo, donde posteriormente alimenta a los 16 módulos externos que se encuentran localizados alrededor del mismo, el proceso de circulación de la sal combustible dentro del núcleo se lleva a cabo alrededor de entre 3-4 segundos. Dentro del núcleo se consideran tres componentes principales, los dos reflectores de neutrones, el de la parte superior y el de la parte inferior del núcleo y la manta fértil radial. Ambos reflectores están hechos de una aleación a base de níquel y absorben más del 99% de los neutrones que se escapan, los reflectores radiales, a diferencia de los reflectores superior e inferior, incluyen una manta con material fértil de alrededor de 50 cm de espesor que reproduce el material combustible, y están recubiertos con un espesor de 20 cm de carburo de boro (B_4C) que protegen a los intercambiadores de calor de todos aquellos neutrones que logran escapar. El MSFR también incluye un sistema de drenado, que es utilizado en caso de apagado del reactor a consecuencia de algún accidente o incidente en el cual haya un aumento significativo de temperatura dentro del núcleo, que sobrepase los parámetros de funcionamiento del reactor (Rouch et al., 2014). Los sistemas mencionados anteriormente, se localizan en el núcleo del reactor **Figura 4**.

Descripción de los sistemas (Brovchenko et al., 2012):

Núcleo: Contiene solo la sal combustible pues al no contar con moderador sólido no se tienen elementos estructurales localizados dentro del núcleo, es el lugar donde se llevan a cabo el mayor número de fisiones, aumentando la temperatura de la sal combustible alrededor de 423.15 K durante el recorrido entre la parte inferior y superior del núcleo, con una geometría cilíndrica en la que la altura es equivalente al diámetro, de modo que del volumen total de sal que se tiene la mitad se localiza dentro del núcleo y el resto se encuentra en los circuitos de combustible internos.

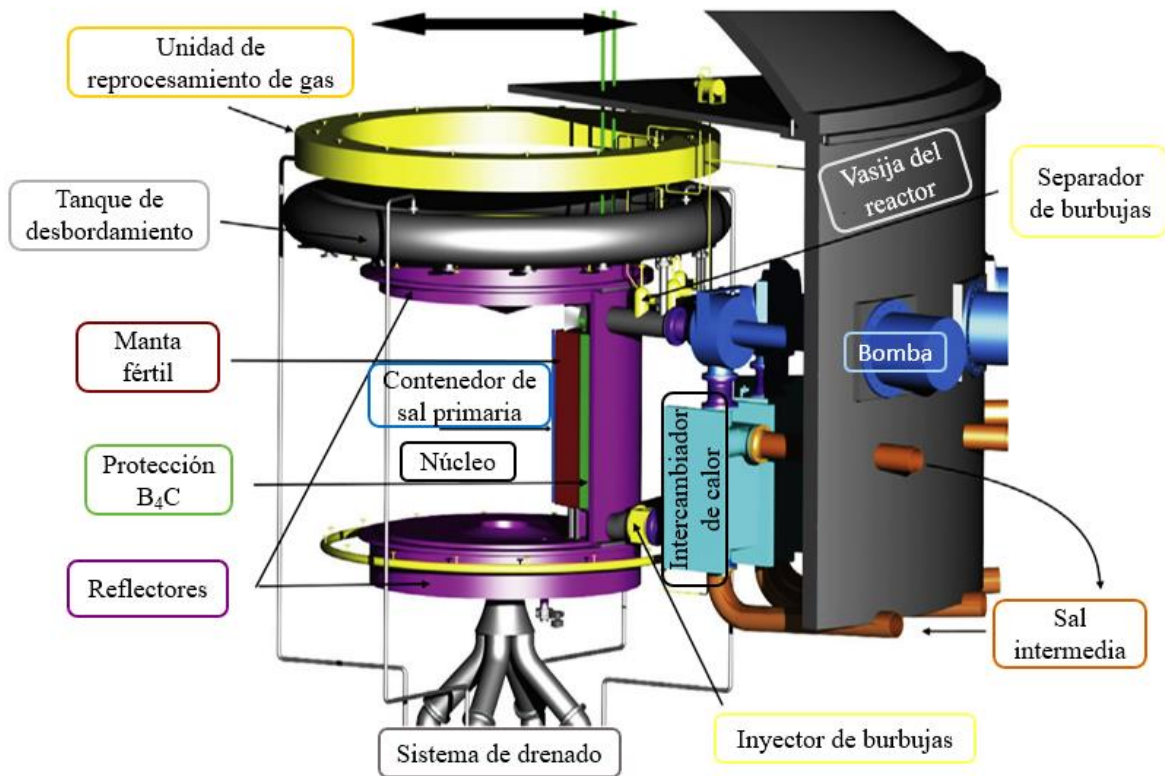


Figura 4. Núcleo de un MSFR (Aufiero et al., 2014).

Sal Combustible: La mezcla de sal combustible inicial contiene 77.5 % mol de fluoruro de litio (LiF) con 22.5 % mol de núcleos pesados físis y fértiles, correspondientes a 2.5 % mol de ²³³Uranio y 20 % mol de ²³²Torio que conforman un volumen total de sal de 18 m³, con una temperatura de fusión de 838.15 K, en la que los productos de fisión producidos mientras el reactor se encuentra operando con elementos solubles o insolubles en la sal, que deben ser extraídos para poder mantener las características físico-químicas y neutrónicas de la sal, ya sea por medio del sistema de burbujeo, que consiste en la inyección de burbujas de Helio dentro del núcleo para extraer productos de fisión insolubles, o por la unidad de reprocesamiento piro-químico en el caso de los elementos solubles. La temperatura de la sal combustible depende significativamente de los módulos externos, donde operan las bombas y enfrían los intercambiadores de calor.

Manta Fértil: Se utiliza para reproducir combustible dentro del reactor, contiene el mismo tipo de sal que la sal combustible, pero no contiene núcleos físis al inicio, en su lugar cuenta con 22.5% mol de $^{232}\text{Torio}$ que produce ^{233}U , de los núcleos de uranio producidos, algunos fisioan generando productos de fisión también. La tasa de fisión y las capturas de torio calientan la sal fértil, sin embargo, el calor producido en la manta fértil no puede ser retirado por la sal combustible a través de las paredes de la manta, ya que la convección natural no tiene lugar dentro de la misma, por lo que dicho calor no puede ser aprovechado.

Unidad de reprocesamiento piroquímico: Se encarga de eliminar los productos de fisión solubles, los lantánidos representan uno de ellos y se eliminan diariamente. La unidad de reprocesamiento se ubica fuera del recipiente del reactor y reprocesa por lotes un pequeño caudal de sal combustible de alrededor de 40 l/día.

Reflectores superiores e inferiores: Las paredes superior e inferior de la vasija, son en realidad reflectores de neutrones de hastelloy NiCrW, material del que están compuestas también todas las paredes en contacto con la sal combustible. El reflector superior está expuesto a un alto estrés mecánico, térmico y de radiación, pues la temperatura media de la sal combustible en la parte superior es de 1048.15 K, por lo que se requiere una protección térmica en la superficie del reflector superior, a diferencia del reflector superior, el inferior no se encuentra expuesto a estrés térmico sino más bien se caracteriza por estar acoplado al sistema de drenaje.

Protección Neutrónica: Surge con la finalidad de proteger los intercambiadores de calor de los neutrones que escapan del núcleo, dicha protección está hecha de carburo de boro (B_4C) con un grosor de alrededor de 20 cm y absorbe más del 99% de los neutrones que escapan.

Bomba: Incluye 16 bombas, se requieren para impulsar la sal combustible a un caudal, porque la convección natural no es suficiente para evacuar la potencial nominal del reactor.

Intercambiador de Calor: Los intercambiadores son un factor importante en el control del reactor, pues no solo son necesarios para la transferencia de calor con el fin de generar energía, sino también influyen en la potencia extraída, ocasionando transitorios, ya sea porque el flujo de sal combustible se reduzca dentro del mismo debido a una obstrucción o porque la temperatura y el caudal del circuito de sal intermedio pueden variar. Se cuenta con 16 intercambiadores.

Tuberías: La sal combustible fluye entre los sistemas de circuito de combustible mediante tuberías, las de la parte superior, que trasladan la sal combustible a la salida del núcleo, antes de ingresar al intercambiador de calor, se encuentran bajo un alto estrés térmico requiriendo un escudo térmico dentro de las tuberías y una protección térmica externa con la finalidad de proteger la tubería del calor.

Inyección de burbujas: Hay 16 sistemas de inyección de burbujas que sirven para extraer productos de fisión insolubles de la sal, ya sea mediante la inyección de gases en el núcleo o bien por las burbujas producidas naturalmente en el mismo a consecuencia de los productos de fisión gaseosos creados en el núcleo. Los productos de fisión insolubles son gases nobles como Kr, Xe y He y partículas metálicas en suspensión (Merle-Lucotte, 2013). El burbujeo de gas tiene dos objetivos: eliminar las partículas metálicas por capilaridad (flotación) y extraer los FP gaseosos antes de su descomposición en la sal (Allibert et al., 2016).

Separador de burbujas: Son 16 separadores conectados a la unidad de reprocesamiento de gas, para que los gases reprocesados se dirijan a la inyección de burbujas.

Tanque de desbordamiento: Está diseñado para compensar variaciones de temperatura que ocasionen cambios en el volumen de la sal combustible, se coloca sobre el núcleo del reactor y está conectado al circuito de combustible y al sistema de almacenamiento de drenaje.

Sistema de drenaje: Sistema operativo y de seguridad muy importante, en el que la sal combustible fluye a través del reflector inferior y es evacuada por gravedad bajo el reactor, con la finalidad de que se lleve a cabo un enfriamiento pasivo en el sistema de almacenamiento de drenaje.

Recipiente del reactor (Vasija): Recipiente que contiene el núcleo y los sistemas de circuito de combustible lleno con un gas inerte a 673.15°C, con la finalidad de que, si se derrama cierta cantidad de sal, por mínima que sea, se solidifica inmediatamente, debido a que su temperatura de fusión es mayor, lo que reduce significativamente cualquier riesgo.

La sal combustible de un reactor nuclear rápido de sales fundidas requiere de un sistema de precalentamiento, pues esta inicialmente se encuentra solidificada (Du et al., 2017). El precalentamiento se lleva a cabo mediante calentadores eléctricos que funden la sal, la cual es posteriormente contenida en tanques de almacenamiento que suministran al núcleo del reactor (Gérardin et al., 2017). Para que la sal no se solidifique es necesario que los componentes del reactor con los que se encuentra en contacto (tuberías) incluyan aislamiento térmico y calentadores eléctricos activos, que mantengan sus paredes interiores al menos a la temperatura de fusión de la sal, previniendo así daños estructurales (Rubiolo et al., 2017). El proceso de precalentamiento no forma parte de los sistemas descritos para el núcleo de un MSFR, sin embargo, es esencial para que la sal se funda y el reactor opere.

5.2. Parámetros de un MSFR

En esta sección se presentan los parámetros del reactor rápido de sales fundidas de referencia, mediante dos tablas, la **Tabla 2** contiene parámetros geométricos del reactor.

Tabla 2. Parámetros Geométricos del MSFR.

Parámetros	Valor
Altura (m)	2.25
Radio (m)	2.25

La **Tabla 3** enlista parámetros nominales de operación, como la potencia térmica y eléctrica, las temperaturas del combustible, la composición de la sal, la cantidad de sal presente en el núcleo y algunos espesores de materiales que presentan alguna función dentro del núcleo, entre otros

Tabla 3. Parámetros de operación del MSFR (Fiorina et al., 2014).

Parámetros Nominales	Valor
Potencia Térmica / Potencia Eléctrica (MW)	3000/1500
Temperatura de entrada al núcleo (K)	928.15
Temperatura de salida del núcleo (K)	1023.15
Composición de la sal LiF-ThF ₄ - ²³³ UF ₄ (mol%)	77.5-20-2.5
Volumen de sal combustible (m ³)	18
Fracción de combustible en el núcleo	0.5
Periodo de circulación de la sal combustible (s)	4
Espesor de la manta (cm)	50
Volumen de la sal de manta (m ³)	7.3
Espesor de la capa de carburo de boro (cm)	20
Tasa de Flujo (m ³ /s)	4.5

5.3. Características de la sal y de los materiales estructurales

La sal fundida, es un líquido transparente que luce como agua, pero no la contiene y está compuesto generalmente por ácido y álcali a altas temperaturas, se utiliza como combustible por ser químicamente estable e inerte y poderse usar a muy baja presión debido a su alta temperatura de ebullición de ~1673 K y baja presión de vapor con material nuclear disuelto, como uranio y torio. Además, las sales fundidas tienen una temperatura de fusión muy alta, lo que representa seguridad para el reactor en caso de que se produzca una fuga, ya que la sal se congela y evita la liberación de materiales radiactivos (Yoshioka et al., 2017b). Las sales fundidas funcionan como elemento combustible, como medio de transferencia de calor, o bien como medio de procesamiento de combustible, donde el primero es el tema de interés.

Las sales fundidas como elemento de combustible contienen isótopos fértiles, fisiles, productos de fisión y elementos pesados disueltos en forma de elementos iónicos. Cuando

se inicia la reacción de fisión, la sal es calentada y comienza a circular a través del núcleo, las bombas y los intercambiadores de calor. Las sales fundidas como elemento de combustible cuentan con la ventaja de no presentan daños por radiación al ser un líquido iónico y permiten eliminar los gases radiactivos generados como productos de fisión al ser insolubles (Yoshioka et al., 2017b).

El Litio, es un componente de interés en el caso del reactor rápido de sales fundidas. El litio natural (Li) está compuesto por dos isótopos 7.42% ^6Li y 92.6% ^7Li , donde el ^6Li juega un papel importante al contar con una gran sección transversal de absorción en el caso de neutrones térmicos, mientras el ^7Li que se utiliza como componente típico en los reactores nucleares de sales fundidas, cuenta con una pequeña sección transversal de captura para neutrones rápidos, lo que les permite a ambos funcionar como moderador (Yoshioka et al., 2017b).

Los materiales estructurales en un reactor que utilizan sales fundidas, se deben considerar ciertos aspectos, como son: la resistencia a altas temperaturas por un prolongado periodo de tiempo, resistencia a la corrosión, la fluencia y la fatiga, alta ductilidad a pesar de la radiación, mínima retención de tritio, en pocas palabras estabilidad y resistencia de los materiales a pesar de las condiciones de operación. Aunque estos requisitos aplican en la mayoría de los usos nucleares, el desafío principal en el caso de los reactores nucleares de sales fundidas es la corrosión, ya que las sales fundidas disuelven fácilmente las capas de óxido, lo que deja al metal expuesto a la misma produciendo picaduras y microgrietas.

Para prevenir la corrosión en los MSR se minimiza el contenido de cromo u otros materiales reactivos en la aleación, lo que causa menos daños físicos, o bien se cambian las propiedades de la aleación para que la difusión de los átomos de cromo se ralentice y disminuya la corrosión. Otra forma de disminuir la corrosión pero por medio de la sal fundida, es ajustar la química de la misma para que tenga poco potencial de disolver el cromo, esto se realiza mediante el potencial redox de la sal, si la sal se reduce lo suficiente, el cromo metal es más estable que el fluoruro o cloruro de cromo, evitando la corrosión, sin

embargo, la reducción debe realizarse cuidadosamente y de forma equilibrada, ya que de lo contrario se pueden provocar otras afectaciones (Yoshioka et al., 2017b).

5.4. Propiedades fisicoquímicas de la sal

Ya que se ha hablado acerca de las características de las sales fundidas como combustible en los reactores nucleares, en esta sección se dan a conocer las propiedades fisicoquímicas de la sal combustible $\text{LiF-ThF}_4\text{-}^{233}\text{UF}_4$, utilizada en el reactor rápido de sales fundidas.

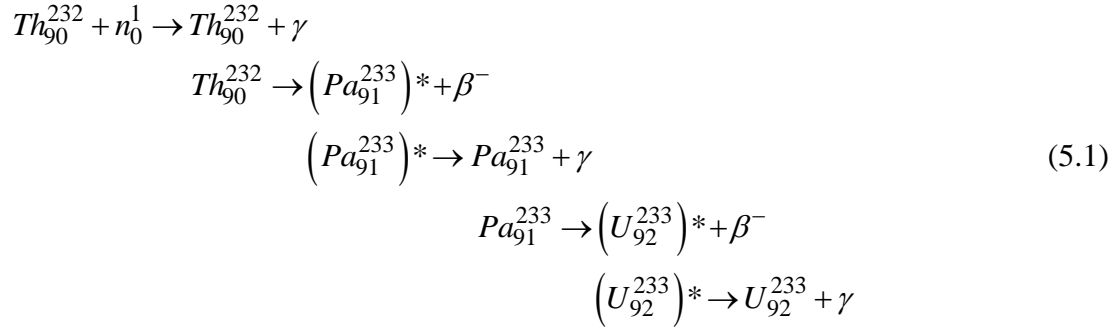
Tabla 4. Propiedades fisicoquímicas de $\text{LiF-ThF}_4\text{-}^{233}\text{UF}_4$ (Pioro et al., 2008).

Propiedad	Formula	Valor (973.15K)	Rango (K)
Densidad ρ (kg/m ³)	$4094-0.882(T_{(K)}-1008)$	4125	[890-1120]
Viscosidad cinemática ν (m ² /s)	$5.54 \times 10^{-8} e^{3689/T_{(K)}}$	2.46×10^{-6}	[898-1120]
Viscosidad dinámica μ (Pa s)	$\rho(\text{g/cm}^3) \times 5.54 \times 10^{-5} e^{3689/T_{(K)}}$	10.1×10^{-3}	[898-1120]
Conductividad térmica k (W/m K)	$0.928+8.397 \times 10^{-5} \times T_{(K)}$	1.0097	[891-1120]
Capacidad calorífica C_p (J/kg K)	$-1.111+0.00278 \times 10^3 \times T_{(K)}$	1594	[868-907]

5.5. Sistema de referencia

El núcleo de un reactor rápido de sales fundidas es en sí un cilindro que contiene una mezcla de sales $\text{LiF-ThF}_4\text{-}^{233}\text{UF}_4$ que incluye fluoruro de litio, un material fértil

(tetrafluoruro de torio) y un material físil (tetrafluoruro de uranio), en la que los dos últimos interactúan mediante la siguiente reacción:



Dicha mezcla representa el combustible del reactor como una fase continua de dos componentes en estado líquido, que recircula al interior del núcleo. Además de la fase continua se presenta una fase dispersa debido al sistema de inyección de burbujas, compuesta por burbujas de helio en estado gaseoso, las cuales son inyectadas y se encargan de extraer productos de fisión (FP) insolubles (Kr, Xe, He y partículas metálicas) mediante un proceso de flotación, evitando así que la mezcla de sales se contamine.

El proceso descrito anteriormente presenta conjuntamente los diversos fenómenos de transporte **Figura 5**. La dinámica de fluidos o transporte de cantidad de movimiento ocurre debido a la presencia de dos fases (líquido, gas) en movimiento, la transferencia de masa está presente como consecuencia de la extracción de los FP insolubles, y el transporte de energía como resultado del calor generado en el núcleo del reactor, asociado a la fuente de calor de origen nuclear que surge del fenómeno de transporte de neutrones.



Figura 5. Fenómenos de transporte presentes en un MSFR.

Los fenómenos descritos contribuyen al estudio de un MSFR y se relacionan mediante variables de causalidad que es posible obtener tras resolver el modelo propuesto para cada uno de ellos. La dependencia de estas variables resulta en el acoplamiento de diferentes modelos según se muestra en la **Figura 6**. El alcance de esta tesis de maestría es únicamente modelar la transferencia de calor del sistema propuesto para representar el núcleo de la tecnología estudiada.

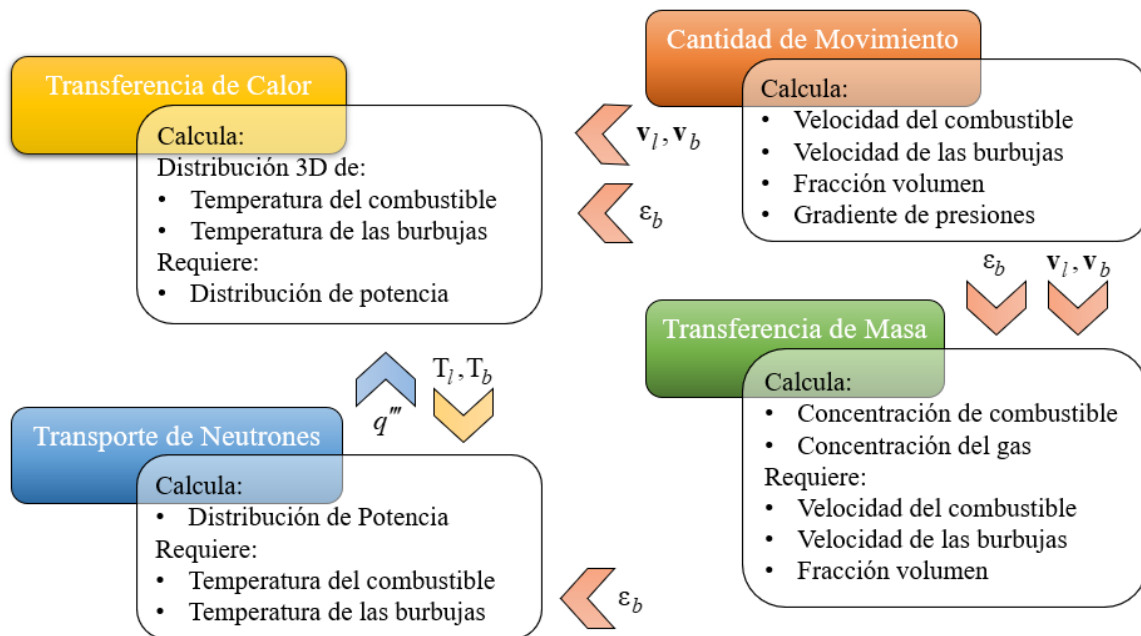


Figura 6. Interacción de los fenómenos de transporte en un MSFR

Como se puede observar en la **Figura 6** la descripción de un reactor MSFR constituye fenómenos multifásicos y multiescala. El trabajo de esta tesis forma parte de un proyecto de largo aliento y contribuirá en los procesos de transporte de energía. Los parámetros y variables de causalidad que forman parte del resto de los fenómenos de transporte serán aproximados de forma alternativa, despreciando algunos efectos que se consideran en los otros modelos.

El núcleo de un reactor rápido de sales fundidas involucra un sistema en dos fases, que incluye el combustible líquido y burbujas de helio. El sistema heterogéneo de referencia para la transferencia de calor se representa como un cilindro lleno de combustible (estado líquido) que incluye burbujas de helio (estado gas) dispersas, en el que ambas fases presentan un movimiento representativo en la coordenada z considerando que tanto la sal como las burbujas se introducen al sistema por la parte inferior del cilindro y salen por la parte superior del mismo como se muestra en la **Figura 7**.

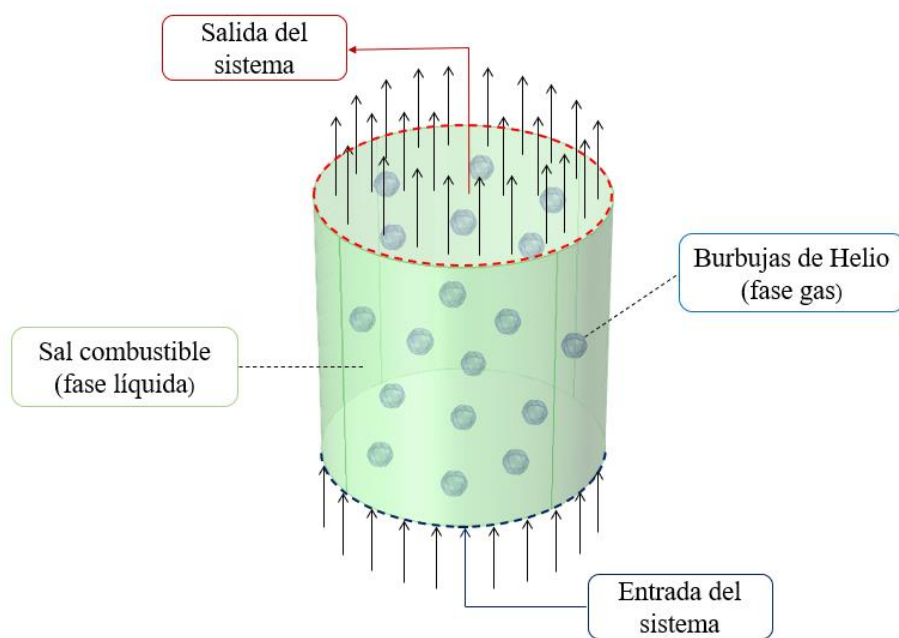


Figura 7. Sistema de referencia para el sistema heterogéneo presente en un MSFR

6. Modelo de cantidad de movimiento

El modelo de cantidad de movimiento para flujo en dos fases en el MSFR, como se mencionó anteriormente forma parte de un proyecto de largo alcance, y su desarrollo no se considera en esta tesis. Sin embargo, es imprescindible para simular la transferencia de calor por convección y la distribución de la fracción de burbujas para los efectos conductivos. Es importante señalar que la distribución de burbujas no es necesaria en los problemas de cerradura porque se utiliza una celda unitaria que contiene solo una burbuja. Bajo esta primicia un modelo de cantidad de movimiento de la paquetería de Comsol ha sido utilizado, en conjunto con algunas definiciones de la teoría de flujos relativos para describir las diferentes velocidades de las fases. El proyecto en desarrollo considerará un modelo de flujos separados que incluye las fuerzas interfaciales, lo que representaría un modelo fenomenológico completo para determinar las velocidades de las fases, la distribución de fracción de vacíos y la caída de presión de flujo en dos fases:

6.1. Campo de velocidades para los problemas de cerradura

Para resolver los problemas de cerradura es necesario conocer las desviaciones de la velocidad del líquido y el promedio intrínseco de las velocidades de cada una de las fases en la celda unitaria mostrada en la **Figura 9**. En el caso de la fase líquida el campo de velocidades se obtuvo aplicando un modelo $k-\varepsilon$ para flujo turbulento de la paquetería de Comsol, bajo la consideración de que en el núcleo del reactor se presentan altos números de Reynolds (Li et al., 2015). En el caso de la fase gas el promedio intrínseco de la velocidad se aproximó mediante la aplicación de conceptos de flujos relativos, válidos al presentarse densidades de las fases muy diferentes, lo que indica que la velocidad del líquido y del gas no son iguales. La afirmación anterior introduce el concepto de velocidad relativa definida como la diferencia de velocidades de las fases, a partir de la cual se obtiene la velocidad de la burbuja en la dirección del flujo.

El concepto de flujo relativo define una velocidad de arrastre que relaciona ambas fases en régimen de flujo burbuja, y permite tener una idea del valor de la misma aún en un régimen no completamente desarrollado, mediante la siguiente expresión (Wallis, 2020):

$$v_{bl} = \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma_s(\rho_l - \rho_b)}{\rho_l^2} \right)^{1/4} (1 - \varepsilon_b)^{1.75} \quad (6.1)$$

donde g representa la gravedad $9.81 \text{ [m/s}^2\text{]}$, σ_s la tensión superficial correspondiente a 0.2 [N/m] , ρ_l y ρ_b las densidades de la fase líquida y la fase gas $4125 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ y $0.1 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ respectivamente y ε_b la fracción de burbujas presentes en el núcleo 0.0067 en condiciones nominales de operación (Cervi et al., 2019), la cual puede variar y como consecuencia modificar la velocidad de arrastre.

Propiedades como la densidad y la tensión superficial pueden ser consideradas constantes, para el caso de la primera esto se justifica en el **Apéndice A**. Para la tensión superficial esta suposición es posible porque no se considera el quemado de combustible, y el análisis se realiza para un plazo corto de tiempo, en el que los productos de fisión que surgen a consecuencia de la transmutación y generan un efecto a nivel molecular no están presentes. Por otra parte, al ser los productos de fisión gases nobles o partículas metálicas, con mucho menor fuerzas de cohesión que la sal combustible, las variaciones de la tensión superficial resultan no ser tan representativas.

A partir de que los parámetros mencionados anteriormente son evaluados, la velocidad de arrastre (drift) resulta:

$$v_{bl} = \sqrt{2} \left[\frac{(9.81 \text{ m/s}^2)(0.2 \text{ N/m})(4125 \text{ kg/m}^3 - 0.1 \text{ kg/m}^3)}{(4125 \text{ kg/m}^3)^2} \right]^{1/4} (1 - 0.0067)^{1.75} \quad (6.2)$$

$$v_{bl} = 0.2064 \text{ m/s} \quad (6.3)$$

A partir de v_{bl} , es posible definir la velocidad relativa v_r asociada al sistema en condiciones nominales de operación mediante la siguiente expresión.

$$v_r = \frac{v_{bl}}{(1 - \varepsilon_b)} \quad (6.4)$$

donde al sustituir el valor obtenido para la velocidad de arrastre y la fracción volumétrica se obtiene una velocidad relativa igual a 0.2078 [m/s]:

$$v_r = \frac{0.2064 \text{ m/s}}{(1 - 0.0067)} \quad (6.5)$$

$$v_r = 0.2078 \text{ m/s} \quad (6.6)$$

La cual permite conocer la velocidad de la burbuja al aplicar la siguiente expresión

$$v_b = v_l + v_r \quad (6.7)$$

En la que v_l representa la velocidad del combustible líquido, parámetro conocido equivalente a 2.78 m/s (Fiorina et al., 2014), a partir de la cual se obtiene v_b

$$v_b = 2.78 \text{ m/s} + 0.2078 \text{ m/s} \quad (6.8)$$

La sustitución anterior da a conocer la velocidad que adquiere la burbuja si se considera flujo relativo

$$v_b = 2.9878 \text{ m/s} \quad (6.9)$$

Debido a que la fracción de gas es un parámetro que puede variar a lo largo del reactor, la velocidad de la burbuja ha sido evaluada proponiendo diferentes fracciones volumétricas, la **Tabla 5** muestra los valores correspondientes de dicha velocidad para las fracciones utilizadas, las cuales fueron elegidas de forma arbitraria y corresponden a un rango de valores que rodean el valor de la fracción de gas en condiciones nominales de operación 0.0067.

Tabla 5. Velocidad de la burbuja en función de la fracción de gas.

ε_b	v_{bl} (m/s)	v_r (m/s)	v_b (m/s)
0.002	0.2081	0.2085	2.9885
0.004	0.2074	0.2082	2.9882
0.006	0.2067	0.2079	2.9879
0.0067	0.2064	0.2078	2.9878
0.008	0.2059	0.2076	2.9876
0.01	0.2052	0.2073	2.9873
0.02	0.2016	0.2057	2.9857
0.04	0.1944	0.2026	2.9826
0.06	0.1874	0.1994	2.9794
0.08	0.1805	0.1962	2.9762
0.1	0.1737	0.1930	2.9730

6.2. Velocidad de las fases en el modelo escalado

En la sección anterior se explicó como son aproximadas las velocidades correspondientes a cada una de las fases para la solución de los problemas de cerradura, aún queda pendiente el valor de las mismas para la aplicación del modelo escalado, resultado de la aplicación del método de promedio volumétrico que se desarrolla en secciones posteriores.

A diferencia de los problemas de cerradura, el modelo escalado de transferencia de calor considera como primera aproximación la velocidad relativa como un parámetro conocido que depende de la fracción volumen. Para la fase líquida la velocidad a la entrada del reactor corresponde a 2.78 m/s (Fiorina et al., 2014), mientras para el caso de la velocidad de la fase gas fueron tomados los valores enlistados en la **Tabla 5**, obtenidos mediante conceptos de la teoría de flujos relativos.

Como se mencionó anteriormente un modelo de flujos separados para cantidad de movimiento es el camino más apropiado para acoplarlo con el modelo de transferencia de calor.

7. Modelado de Transferencia de Calor

Para modelar la transferencia de calor del reactor rápido de sales fundidas (MSFR) fue aplicado el método de promedio volumétrico, método de escalamiento que hace posible la obtención de un modelo no limitado por la geometría, en el que el escalamiento permite obtener modelos de transporte medios o macroscópicos a partir de ecuaciones de transporte a escala microscópica o continua, donde los coeficientes medios efectivos son la conexión entre ambas escalas (Valdés-Parada, 2010).

El modelo escalado fue obtenido con referencia en un sistema multicomponente de geometría arbitraria como el mostrado en la **Figura 8**, donde se puede observar el núcleo del reactor como un medio heterogéneo en el que están presentes dos fases, la fase líquida que representa la sal fundida o combustible líquido y la fase gas que representa una burbuja de helio. Las fases se identifican con los subíndices l y b respectivamente.

Para que sea posible la aplicación del método, el análisis es realizado bajo la hipótesis del continuo, lo que implica que el tamaño de la muestra debe ser mucho menor que el del sistema macroscópico, pero mucho mayor que los tamaños característicos del combustible líquido y la burbuja de helio.

$$\ell_l, \ell_b \ll V^{1/3} \ll L_c \quad (7.1)$$

V se define como la suma del volumen ocupado por cada fase $V = V_l(t) + V_b(t)$ y representa el volumen promedio, una porción del núcleo del reactor o muestra representativa del sistema heterogéneo, que hace posible modelar el proceso de transferencia de calor local a la escala del reactor, mediante ecuaciones promedio aplicables a un sistema homogéneo. El volumen representativo está ubicado y es válido lejos de las paredes, entradas y salidas del reactor estrictamente, al no incluir los fenómenos presentes en esas regiones. Por otra parte, ℓ_l y ℓ_b representan las longitudes características del combustible líquido y de la burbuja de helio y L_c la longitud característica del núcleo del reactor.

La restricción (7.1) describe un sistema heterogéneo como un sistema homogéneo promedio, también conocido como medio efectivo.

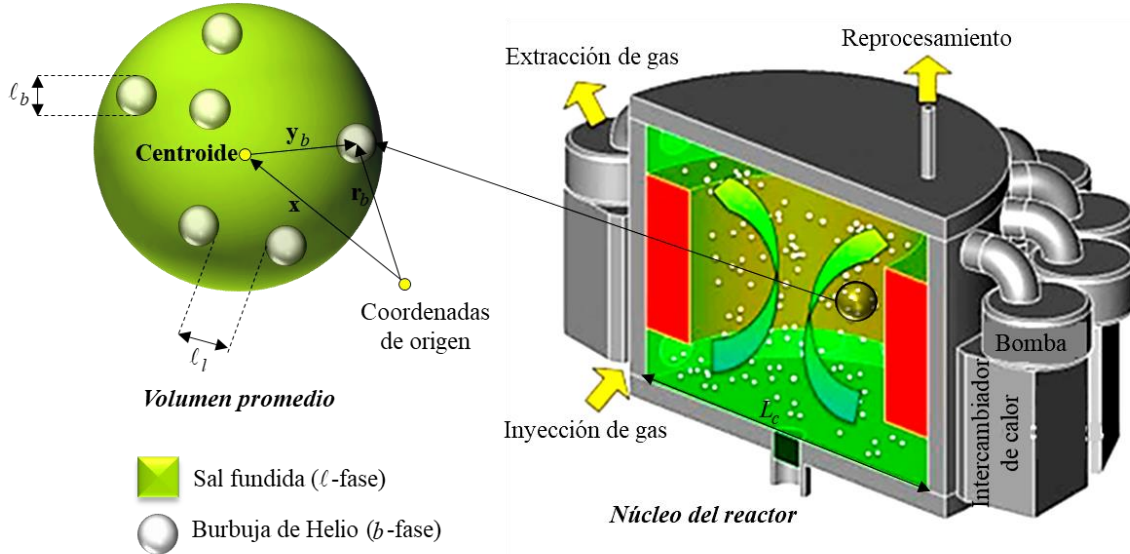


Figura 8. Representación del volumen promedio.

Para la obtención del modelo, las ecuaciones de transporte de calor que rigen a microescala se suavizaron espacialmente, como resultado se obtuvieron ecuaciones a macroescala válidas en cualquier punto del volumen de promediado, tras haber aplicado la secuencia del método de promediado volumétrico que se presenta a continuación.

- Aplicación del promedio superficial a las ecuaciones locales para cada fase
- Obtención de las ecuaciones promediadas de ambas fases mediante la aplicación del operador de promediado
- Aplicación de la descomposición espacial de las variables locales
- Obtención del modelo no cerrado en función de cantidades promedio y desviaciones espaciales
- Deducción del problema de desviaciones espaciales con solución formal
- Construcción de los problemas de cerradura
- Solución numérica de las variables de cierre y estimación de coeficientes efectivos.

7.1. Modelo matemático local

A continuación, se presenta el modelo matemático local que describe la transferencia de calor en el núcleo de un reactor rápido de sales fundidas. Dicho modelo está constituido por dos ecuaciones locales deducidas en el **Apéndice A**, cada una asociada a las fases presentes en el núcleo del reactor (sal fundida y burbujas de helio). Ambas ecuaciones consideran los efectos de acumulación de calor, transporte convectivo, transporte por conducción y solo la asociada a la fase líquida un término fuente, ya que como se describe en la sección 5.5 el material fisionable se encuentra disuelto en esta fase. El modelo incluye también dos condiciones de frontera, también conocidas como condiciones contorno que tienen lugar en el área interfacial, bajo la consideración de que cada una de las fases está en contacto con los alrededores del sistema a través de dicha superficie. Asociadas al sistema se tienen también dos condiciones iniciales relacionadas con las variables desconocidas.

Sal fundida (fase líquida)

$$\rho_l C_{p_l} \frac{\partial T_l}{\partial t} + \rho_l C_{p_l} \nabla \cdot (\mathbf{v}_l T_l) = k_l \nabla \cdot (\nabla T_l) + q''' \quad (7.2)$$

Helio (fase gas)

$$\rho_b C_{p_b} \frac{\partial T_b}{\partial t} + \rho_b C_{p_b} \nabla \cdot (\mathbf{v}_b T_b) = k_b \nabla \cdot (\nabla T_b) \quad (7.3)$$

En las ecuaciones anteriores T representa la temperatura asociada a alguna de las fases, líquido o gas, identificadas con los subíndices l y b respectivamente, ρ la densidad, k la conductividad, C_p la capacidad calorífica y $q'''(\mathbf{r}, t)$ la fuente de calor en función de la posición y del tiempo. El término fuente de la ecuación (7.2) es de origen nuclear y se aproxima mediante la potencia volumétrica del reactor considerando una distribución no uniforme. Con esta aproximación no se pueden observar los efectos de retroalimentación relacionados con los cambios de temperatura, la presencia de las burbujas, y venenos de fisión (Xenón), pero es posible realizar una evaluación preliminar de la transferencia de calor del reactor.

Es importante mencionar que modelos de los procesos neutrónicos que se pueden acoplar con este modelo de transferencia de calor, corresponden en el esquema más sencillo a modelos puntuales de la cinética neutrónica, alternativa ampliamente aplicada para análisis transitorios y de seguridad, así como para diseño de estrategias de control. En esquemas más complejos, el modelo es acoplado considerando las ecuaciones de la teoría de difusión de neutrones (Duderstadt y Hamilton, 1976).

En el caso de las condiciones de frontera (CF) asociadas, se ha considerado:

- No resistencia a la transferencia de calor
- Continuidad de flux

Asumiendo así que la transferencia de calor se lleva a cabo sin resistencia en la interface $l-b$ y que la temperatura y el componente normal del flux de calor son continuos en la misma.

$$\text{CF1} \quad T_l = T_b \quad \text{en} \quad A_{lb} \quad (7.4)$$

$$\text{CF2} \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla T_l = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla T_b \quad \text{en} \quad A_{lb} \quad (7.5)$$

Las condiciones de contorno tienen lugar en A_{lb} , el área interfacial entre la sal fundida o combustible y la burbuja de helio. En el caso de la segunda condición de frontera \mathbf{n}_{lb} representa el vector normal unitario dirigido desde la fase líquida (l) hacia la fase gas (b), para el cual aplica la siguiente igualdad $\mathbf{n}_{lb} = -\mathbf{n}_{bl}$, donde \mathbf{n}_{bl} representa el vector normal unitario dirigido desde la fase (b) hacia la fase (l).

En el caso de las condiciones iniciales se ha considerado la temperatura de cada una de las fases a la entrada del núcleo del reactor, expresándolas de la siguiente manera

$$\text{CI} \quad T_l = T_{l0}(\mathbf{r}) \quad \text{en} \quad t = 0 \quad (7.6)$$

$$\text{CI} \quad T_b = T_{b0}(\mathbf{r}) \quad \text{en} \quad t = 0 \quad (7.7)$$

7.2. Preliminares

Para el promedio del modelo matemático local, se definió un valor promedio para cada punto del espacio, asociado a un volumen promedio, que incluye tanto la fase fluida como la fase gas, tal definición es conocida como promedio superficial.

$$\langle \psi_\beta \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV \quad (7.8)$$

donde V expresa el volumen elemental representativo (REV), V_β representa el volumen de la fase contenido en el volumen promedio y el subíndice β hace referencia a la fase $\beta = l, b$. En el promedio de superficie, la función ψ_β indica una propiedad asociada a alguna de las fases, en este caso la temperatura, donde el promedio de la misma está relacionado con el centroide que se muestra en la **Figura 8**, e integrado respecto a los componentes del vector de posición relativa \mathbf{y}_β (Du, 1997), por lo que, la expresión (7.8) puede reescribirse:

$$\langle \psi_\beta \rangle |_{\mathbf{x}} = \frac{1}{V} \int_{V_\beta(\mathbf{x})} \psi_\beta dV(\mathbf{x} + \mathbf{y}_\beta) dV_y \quad (7.9)$$

Adicional a la definición del promedio superficial, es necesario definir el promedio intrínseco.

$$\langle \psi_\beta \rangle^\beta = \frac{1}{V_\beta} \int_{V_\beta} \psi_\beta dV \quad (7.10)$$

Ambas definiciones de promedio se relacionan mediante la siguiente expresión

$$\langle \psi_\beta \rangle = \varepsilon_\beta \langle \psi_\beta \rangle^\beta \quad (7.11)$$

en la cual ε_β expresa la fracción volumen de la fase β , también conocida como fracción de vacíos, y definida como la relación entre el volumen de la fase y el volumen total:

$$\varepsilon_\beta = \frac{V_\beta}{V} \quad (7.12)$$

Además de la aplicación de los operadores de promedio enlistados anteriormente, se han considerado el teorema del promedio espacial y el teorema de transporte, ambos teoremas son expresados a continuación:

Teorema del promedio espacial

$$\langle \nabla \cdot \psi_\beta \rangle = \nabla \cdot \langle \psi_\beta \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\sigma}} \mathbf{n}_{\beta\sigma} \cdot \psi_\beta dA \quad (7.12)$$

Teorema de transporte

$$\left\langle \frac{\partial \psi_\beta}{\partial t} \right\rangle = \frac{\partial \langle \psi_\beta \rangle}{\partial t} - \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\sigma}} \mathbf{w}_{\beta\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\beta\sigma} \psi_\beta dA \quad (7.13)$$

En los teoremas anteriores $\mathbf{n}_{\beta\sigma}$ es definido como el vector normal unitario que apunta desde la fase fluida a la fase gas, y cumple la siguiente igualdad $\mathbf{n}_{\beta\sigma} = -\mathbf{n}_{\sigma\beta}$, por otra parte $A_{\beta\sigma}$ representa el área interfacial dentro del volumen promedio, $\mathbf{w}_{\beta\sigma}$ la velocidad interfacial. En este caso particular los subíndices β y σ están asociados a la fase fluida y gas (l, b) según sea el caso. La aplicación de los operadores y teoremas que han sido enlistados en esta sección hacen posible obtener la ecuación promedio para las fases presentes en el sistema multicomponente.

7.3. Deducción de las ecuaciones escaladas

En esta sección, como el método lo indica, el operador de promedio superficial fue aplicado a cada uno de los términos presentes en la ecuación (7.2), considerando propiedades como la densidad ρ y la capacidad calorífica Cp constantes

$$\frac{(\rho Cp)_l}{V} \int_{V_l} \frac{\partial T_l}{\partial t} dV + \frac{(\rho Cp)_l}{V} \int_{V_l} \nabla \cdot (\mathbf{v}_l T_l) dV = \frac{1}{V} \int_{V_l} \nabla \cdot (k_l \nabla T_l) dV + \frac{1}{V} \int_{V_l} q''' dV \quad (7.13)$$

La integral de volumen de cada uno de los elementos de la ecuación anterior puede ser reescrita como el promedio de la función, según lo indica la igualdad (7.8)

$$\underbrace{(\rho C_p)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle}{\partial t}}_a + \underbrace{(\rho C_p)_l \langle \nabla \cdot (\mathbf{v}_l T_l) \rangle}_b = \underbrace{\langle \nabla \cdot (k_l \nabla T_l) \rangle}_c + \underbrace{\langle q'' \rangle}_d \quad (7.14)$$

Para fines prácticos cada uno de los términos de la ecuación anterior fue identificado con letras. En el caso de a y d fue aplicada la relación entre el promedio superficial y el promedio intrínseco (7.11).

$$\text{término } a: \quad (\rho C_p)_l \left\langle \frac{\partial T_l}{\partial t} \right\rangle = (\rho C_p)_l \left(\frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} - \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\sigma}} \mathbf{w}_{lb} \cdot \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) \quad (7.15)$$

$$\text{término } d: \quad \langle q'' \rangle = \varepsilon_l \langle q'' \rangle^l \quad (7.16)$$

mientras que en el caso de los términos b y c fue utilizado el teorema del promedio espacial para una divergencia

$$\text{término } b: \quad \langle \nabla \cdot (\mathbf{v}_l T_l) \rangle = \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_l T_l \rangle = \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_l T_l \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \mathbf{v}_l T_l dA \quad (7.17)$$

$$\text{término } c: \quad \langle \nabla \cdot (k_l \nabla T_l) \rangle = \nabla \cdot \underbrace{\langle k_l \nabla T_l \rangle}_e + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla T_l dA \quad (7.18)$$

El término e de la ecuación (7.18) pudo ser desarrollado aplicando el teorema del promedio espacial (7.12), dando como resultado

$$\text{termino } e: \quad \langle k_l \nabla T_l \rangle = k_l \langle \nabla T_l \rangle = k_l \left(\nabla \langle T_l \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) \quad (7.19)$$

Además del desarrollo de cada uno de los términos, debe ser considerada la siguiente relación para obtener la ecuación promedio correspondiente a la fase líquida

$$\nabla \langle T_l \rangle = \nabla \left(\varepsilon_l \langle T_l \rangle^l \right) = \varepsilon_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \langle T_l \rangle^l \nabla \varepsilon_l \quad (7.20)$$

La igualdad del término $\nabla \langle T_l \rangle$ es expresada inicialmente como la relación entre el promedio superficial y el promedio intrínseco y posteriormente como el gradiente del producto de dos campos escalares.

El término e y la igualdad de $\nabla\langle T_l \rangle$ fueron sustituidas en la ecuación (7.18) dando como resultado la siguiente expresión para el término de transporte conductivo promediado en volumen

$$\langle \nabla \cdot (k_l \nabla T_l) \rangle = \nabla \cdot \left(\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + k_l \langle T_l \rangle^l \nabla \varepsilon_l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla T_l dA \quad (7.21)$$

Tras el desarrollo, la aplicación de los teoremas y la sustitución de los términos a , b , c y d en la ecuación (7.14), la ecuación para la fase líquida puede ser expresada

$$\begin{aligned} & (\rho C p)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l (\nabla \cdot \langle \mathbf{v}_l T_l \rangle) + (\rho C p)_l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{\beta\sigma}} (\mathbf{v}_l - \mathbf{w}_{lb}) \cdot \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) \\ & = \nabla \cdot \left(\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + k_l \langle T_l \rangle^l \nabla \varepsilon_l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla T_l dA + \varepsilon_l \langle q_l^m \rangle^l \end{aligned} \quad (7.22)$$

Las fases gas y líquida son inmiscibles por naturaleza, es decir no existe un proceso de cambio de fase como ocurre en los procesos de condensación o evaporación en el agua. Entonces, la condición de impenetrabilidad interfacial, la cual constituye una condición de salto interfacial, establece que (Espinosa-Paredes, 2001):

$$(\mathbf{v}_l - \mathbf{w}_{lb}) \cdot \mathbf{n}_{lb} = 0 \quad \text{en} \quad A_{lb} \quad (7.26)$$

Aplicando la condición de impenetrabilidad la ecuación (7.24) se simplifica a:

$$\begin{aligned} & (\rho C p)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l (\nabla \cdot \langle \mathbf{v}_l T_l \rangle) \\ & = \nabla \cdot \left(\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + k_l \langle T_l \rangle^l \nabla \varepsilon_l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} T_l dA \right) + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla T_l dA + \varepsilon_l \langle q_l^m \rangle^l \end{aligned} \quad (7.27)$$

Uno de los términos conductivos de la ecuación desarrollada para la fase fluida es reescrito considerando la siguiente igualdad:

$$k_l \langle T_l \rangle^l \nabla \varepsilon_l = - \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \langle T_l \rangle^l dA \quad (7.23)$$

Si la expresión anterior es sustituida en la ecuación (7.22) y factorizada, es obtenida:

Ecuación promedio fase líquida

$$\begin{aligned}
 (\rho Cp)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_l T_l \rangle &= \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla T_l dA \\
 + \nabla \cdot \left[\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} (T_l - \langle T_l \rangle^l) dA \right] &+ \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l
 \end{aligned} \tag{7.24}$$

El modelo matemático incluye también una ecuación promedio para la fase gas, pues fueron consideradas las burbujas presentes en el núcleo del reactor debido al sistema de inyección de burbujas. Dicha ecuación es promediada y reescrita a continuación

$$\frac{(\rho Cp)_b}{V} \int_{V_b} \frac{\partial T_b}{\partial t} dV + \frac{(\rho Cp)_b}{V} \int_{V_b} \nabla \cdot (\mathbf{v}_b T_b) dV = \frac{1}{V} \int_{V_b} \nabla \cdot (k_b \nabla T_b) dV \tag{7.25}$$

Para la fase gas el subíndice b hace referencia a la burbuja. Como se puede observar, en la ecuación anterior no fue incluido el termino fuente, debido a que el material fisionable solo está presente en la fase fluida.

Cada término de la ecuación (7.25) fue desarrollado análogamente al de la ecuación de la fase líquida, dejando de lado el termino fuente, dando como resultado:

Ecuación promedio fase gas

$$\begin{aligned}
 (\rho Cp)_b \frac{\partial \varepsilon_b \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_b T_b \rangle &= \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla T_b dA \\
 + \nabla \cdot \left[\varepsilon_b k_b \nabla \langle T_b \rangle^b + \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} (T_b - \langle T_b \rangle^b) dA \right] &
 \end{aligned} \tag{7.26}$$

Al haber obtenido ambas ecuaciones promedio, es posible la deducción del modelo escalado, también conocido como modelo no cerrado, que consiste en expresar las ecuaciones de cada fase en función del promedio intrínseco y las desviaciones espaciales de las variables puntuales, de acuerdo con (Gray 1975)

$$\Psi_\beta = \langle \Psi_\beta \rangle^\beta + \tilde{\Psi}_\beta \tag{7.27}$$

En la expresión anterior $\tilde{\psi}_\beta$ representa las desviaciones espaciales de la variable puntual ψ_β respecto al promedio intrínseco de la misma $\langle \psi_\beta \rangle^\beta$ (Valdés, 2010). Con base en la expresión (7.27), variables como la temperatura y la velocidad son expresadas:

$$T_\beta = \langle T_\beta \rangle^\beta + \tilde{T}_\beta \quad (7.28)$$

$$\mathbf{v}_\beta = \langle \mathbf{v}_\beta \rangle^\beta + \tilde{\mathbf{v}}_\beta \quad (7.29)$$

Donde el subíndice β está asociado a la fase líquida o gas $\beta = l, b$, dependiendo del escalamiento de la ecuación que sea llevado a cabo.

En el caso de la fase líquida, fue tomada como punto de partida la ecuación (7.24) y sustituidas las expresiones (7.28) y (7.29) considerando $\beta = l$

$$\begin{aligned} & (\rho C_p)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C_p)_l \nabla \cdot \left\langle \left(\langle \mathbf{v}_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \right) \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l \right) \right\rangle \\ & = \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l \right) dA + \nabla \cdot \left[\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l - \langle T_l \rangle^l \right) dA \right] \\ & \quad + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l \end{aligned} \quad (7.30)$$

Para posteriormente ser desarrollado el término de transporte convectivo promediado en volumen

$$\langle \mathbf{v}_l T_l \rangle = \left\langle \left(\langle \mathbf{v}_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \right) \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l \right) \right\rangle = \left\langle \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \right\rangle \quad (7.31)$$

Bajo la hipótesis de que dentro del volumen promedio son constantes las cantidades promediadas en volumen (Whitaker, 2013), la expresión anterior puede reescribirse como:

$$\langle \mathbf{v}_l T_l \rangle = \varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \rangle \langle T_l \rangle^l + \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle \tilde{T}_l \rangle + \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \quad (7.32)$$

Además, se puede demostrar fácilmente que el promedio de las desviaciones espaciales es cero

$$\langle \tilde{\psi}_\beta \rangle = 0 \quad (7.33)$$

Entonces, para la temperatura y la velocidad, en el caso de la fase líquida, se puede expresar de la siguiente manera $\langle \tilde{T}_l \rangle = 0$ y $\langle \tilde{\mathbf{v}}_l \rangle = 0$.

En este punto, el transporte convectivo promediado en volumen puede ser simplificado a la siguiente expresión

$$\langle \mathbf{v}_l T_l \rangle = \varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \quad (7.34)$$

Para posteriormente ser sustituido en la ecuación (7.30), al igual que el producto de la descomposición espacial de las variables locales, dando como resultado

$$\begin{aligned} (\rho C p)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left[\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \right] &= \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l \right) dA \\ + \nabla \cdot \left[\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \left(\langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l - \langle T_l \rangle^l \right) dA \right] &+ \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l \end{aligned} \quad (7.35)$$

Si adicionalmente la restricción de escala (7.1) se satisface, las cantidades promedio intrínsecas de la velocidad y la temperatura pueden considerarse como constantes en las integrales de área interfacial y salir de las mismas, pues las variaciones en ese tamaño de escala serán despreciables. Dicha afirmación permitirá más adelante resolver el problema de las desviaciones en una región representativa y no en la totalidad del dominio macroscópico. La consideración anterior permite reescribir la ecuación (7.35) como:

$$\begin{aligned} (\rho C p)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left[\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \right] &= k_l \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} dA \right) \\ + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \nabla \cdot \varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \nabla \cdot k_l \langle T_l \rangle^l &\left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} dA \right) \\ + \nabla \cdot \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA - \nabla \cdot k_l \langle T_l \rangle^l &\left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} dA \right) + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l \end{aligned} \quad (7.36)$$

La integral en volumen está relacionada con la fracción de vacíos mediante la siguiente igualdad

$$\nabla \varepsilon_l = - \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} dA \quad (7.37)$$

Si la ecuación (7.37) es sustituida en (7.36) resulta:

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle = k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
+ \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \nabla \cdot \varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \nabla \cdot k_l \langle T_l \rangle^l (-\nabla \varepsilon_l) + \nabla \cdot \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA \\
- \nabla \cdot k_l \langle T_l \rangle^l (-\nabla \varepsilon_l) + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l
\end{aligned} \quad (7.38)$$

La expresión anterior puede ser simplificada considerando que aparecen términos iguales pero de signo contrario

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_l \frac{\partial \varepsilon_l \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle = k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
+ \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \nabla \cdot \varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \nabla \cdot \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l
\end{aligned} \quad (7.39)$$

Finalmente, el primer término del lado izquierdo de la ecuación es desarrollado mediante la regla de la cadena dando lugar a la siguiente ecuación para la sal combustible

Ecuación escalada fase líquida

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_l \varepsilon_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot (\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l) + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle = k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
+ \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA + \nabla \cdot \varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \nabla \cdot \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA \right) + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l - (\rho Cp)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \quad (7.40)$$

En el caso particular de la fase gas, se ha tomado como punto de partida la ecuación (7.26). El desarrollo para esta fase puede ser dividida en dos partes. En la primera es obtenida una ecuación similar a la escalada para la fase líquida, pero sin considerar el término fuente, ya que como fue mencionado anteriormente el material físil solo se encuentra en la fase fluida, por lo que la primera aproximación para la ecuación escalada de la fase gas es expresada como:

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_b \varepsilon_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \varepsilon_b \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_b \tilde{T}_b \rangle = k_b (-\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
+ \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \tilde{T}_b dA + \nabla \cdot \varepsilon_b k_b \nabla \langle T_b \rangle^b + \nabla \cdot \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \tilde{T}_b dA \right) - (\rho Cp)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t}
\end{aligned} \quad (7.41)$$

Para la segunda parte del desarrollo de la ecuación fue introducida una nueva consideración para la fase gas, que consiste en despreciar el término $(\rho Cp)_b \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_b \tilde{T}_b \rangle$ al ser este mucho menor que el de la fase líquida, como consecuencia del producto de $(\rho Cp)_b$. Para ambas fases el calor específico es del orden de 10^4 , sin embargo, la densidad en el caso de la fase gas presenta un orden de magnitud de 10^{-1} , mientras que para la fase líquida corresponde a 10^4 , tras dicho análisis se presenta la siguiente desigualdad

$$(\rho Cp)_b \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_b \tilde{T}_b \rangle \ll (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \quad (7.42)$$

Esto nos permite simplificar la ecuación (7.41)

Ecuación escalada para la fase gas

$$\begin{aligned} & (\rho Cp)_b \varepsilon_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \varepsilon_b \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b = k_b (-\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\ & + \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \tilde{T}_b dA + \nabla \cdot \varepsilon_b k_b \nabla \langle T_b \rangle^b + \nabla \cdot \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \tilde{T}_b dA - (\rho Cp)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.43)$$

Es importante mencionar que, en caso de que todas las burbujas dentro del volumen de promediado tuvieran diferentes velocidades de ascenso, la consideración anterior no aplica y por lo tanto la ecuación escalada para la fase gas no podría ser simplificada.

Hasta este punto el modelo escalado es considerado un modelo no cerrado, al presentar un mayor número de incógnitas que de ecuaciones. Las variables desconocidas están relacionadas con las desviaciones espaciales de las variaciones locales, y deben ser definidas en términos de cantidades promedio para obtener la forma cerrada del sistema de ecuaciones. Para el caso particular de la velocidad un modelo kappa épsilon (κ - ε) de la paquetería de Comsol será implementado, lo que hará posible conocer las desviaciones de dicha variable en la celda unitaria representativa que se plantea más adelante.

Con base en la explicación anterior las únicas variables pendientes son las desviaciones de la temperatura \tilde{T}_l y \tilde{T}_b , las cuales son desarrolladas y presentadas más adelante.

7.4. Desviaciones espaciales de la temperatura

Esta sección está dedicada a construir un problema de valores a la frontera para determinar las desviaciones espaciales de la temperatura en términos de cantidades promedio, con la idea de obtener un conjunto cerrado de ecuaciones escaladas. Para cumplir tal objetivo fueron obtenidas soluciones formales en términos de expresiones generales mediante el siguiente desarrollo.

Han sido retomadas las ecuaciones locales del modelo (7.2) y (7.3), para ser sustituidas la descomposición espacial de la temperatura (7.28) y la velocidad (7.29), dando como resultado:

Fase líquida

$$\begin{aligned} (\rho C_p)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C_p)_l \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} + (\rho C_p)_l \nabla \cdot \left[\langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l + \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \right] \\ = \nabla \cdot \left(k_l \nabla \langle T_l \rangle^l \right) + \nabla \cdot \left(k_l \nabla \tilde{T}_l \right) + \langle q_l'' \rangle^l + \tilde{q}_l''' \end{aligned} \quad (7.44)$$

Fase gas

$$\begin{aligned} (\rho C_p)_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \frac{\partial \tilde{T}_b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \nabla \cdot \left[\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b + \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \tilde{T}_b + \tilde{\mathbf{v}}_b \langle T_b \rangle^b + \tilde{\mathbf{v}}_b \tilde{T}_b \right] \\ = \nabla \cdot \left(k_b \nabla \langle T_b \rangle^b \right) + \nabla \cdot \left(k_b \nabla \tilde{T}_b \right) \end{aligned} \quad (7.45)$$

Con el fin de obtener las ecuaciones para las desviaciones espaciales de la temperatura, la ecuación escalada de cada una de las fases es dividida entre la fracción volumen correspondiente y sustraída de su ecuación del modelo local, las cuales han sido reescritas en términos de promedio y desviaciones de las variables puntuales, obteniendo así en el caso de la fase fluida la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}
& (\rho Cp)_l \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \left[\langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \right] - \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle \\
& = \nabla \cdot (k_l \nabla \tilde{T}_l) - \varepsilon_l^{-1} k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - \varepsilon_l^{-1} \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \right) \\
& \quad - \varepsilon_l^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA \right) + \tilde{q}''' + (\rho Cp)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \tag{7.46}$$

La expresión anterior puede ser simplificada mediante un análisis de orden de magnitud, que involucra en sí todos los términos, pero es representativo en la comparación de dos de ellos, ambos son presentados a continuación

$$\nabla \cdot (k_l \nabla \tilde{T}_l) = \mathbf{O} \left(\frac{k_l \tilde{T}_l}{\ell^2} \right) \tag{7.47}$$

$$-\varepsilon_l^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA \right) = \mathbf{O} \left(\frac{\varepsilon_l^{-1} k_l \tilde{T}_l}{\ell L} \right) \tag{7.48}$$

Una característica importante de este análisis es que al ser realizada la descomposición espacial surge una descomposición de escalas de longitud, en la que el promedio de la temperatura incorpora cambios significativos en la macroescala L , a diferencia de las desviaciones espaciales donde domina la microescala ℓ . Dado que en la estimación de la divergencia se ha tratado con una cantidad promedio (Whitaker, 2013), una de las longitudes asociadas es L , que al ser mucho mayor que ℓ da lugar a la siguiente desigualdad

$$-\varepsilon_l^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \tilde{T}_l dA \right) \ll \nabla \cdot (k_l \nabla \tilde{T}_l) \tag{7.49}$$

Es importante observar, que en el dominio de la celda unitaria las desviaciones espaciales de q''' son nulas, debido a que la fuente de calor es constante. Aplicando estas simplificaciones la ecuación (7.46) resulta:

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_l \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l) - \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle = \nabla \cdot (k_l \nabla \tilde{T}_l) \\
- \varepsilon_l^{-1} k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - \varepsilon_l^{-1} \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \right) + (\rho Cp)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \quad (7.50)$$

Es importante aclarar que la suposición de una fuente constante no aplica en el dominio del sistema macroscópico, donde tiene lugar el modelo escalado. El término fuente de calor depende de varios fenómenos de retroalimentación, que en todo caso se verían reflejados en un modelo escalado de la neutrónica mediante las desviaciones espaciales la fuente.

Al factorizar el segundo término del lado izquierdo de la ecuación (7.50), es posible identificar la definición de la descomposición espacial para la velocidad

$$\left(\langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \right) = \left[\left(\langle \mathbf{v}_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \right) \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l \right] \quad (7.51)$$

La cual puede ser reescrita en función de la variable puntual

$$\left[\langle \mathbf{v}_l \rangle^l \tilde{T}_l + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l + \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \right] = \left[\left(\mathbf{v}_l \tilde{T}_l \right) + \tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l \right] \quad (7.52)$$

Para posteriormente ser sustituida la igualdad de la expresión (7.52) en (7.50) y así obtener la siguiente ecuación de las desviaciones para la fase líquida

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_l \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l \tilde{T}_l) + (\rho Cp)_l \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l) - \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle = \\
\nabla \cdot (k_l \nabla \tilde{T}_l) - \varepsilon_l^{-1} k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - \varepsilon_l^{-1} \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \right) + (\rho Cp)_l \langle T_l \rangle^l \varepsilon_l^{-1} \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \quad (7.53)$$

Para el caso particular de la fase gas, se resta (7.45) de (7.43)

$$\begin{aligned}
(\rho Cp)_b \frac{\partial \tilde{T}_b}{\partial t} + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \left[\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \tilde{T}_b + \tilde{\mathbf{v}}_b \langle T_b \rangle^b + \tilde{\mathbf{v}}_b \tilde{T}_b \right] = \nabla \cdot (k_b \nabla \tilde{T}_b) \\
- \varepsilon_b^{-1} k_b (-\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - \varepsilon_b^{-1} \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \tilde{T}_b dA \right) - \varepsilon_b^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \tilde{T}_b dA \right) \\
+ (\rho Cp)_b \langle T_b \rangle^b \varepsilon_b^{-1} \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t}
\end{aligned} \quad (7.54)$$

Como fue mencionado anteriormente al deducir la ecuación escalada para la fase gas, los términos que involucran las desviaciones de la velocidad multiplicadas por $(\rho C_p)_b$ pueden ser despreciados. Tal consideración es retomada para deducir ahora la ecuación de las desviaciones, acompañado de un análisis de orden de magnitud que fue realizado de manera análoga al de la fase líquida y es mostrado a continuación

$$-\varepsilon_b^{-1} \nabla \cdot \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \tilde{T}_b dA \right) \ll \nabla \cdot (k_b \nabla \tilde{T}_b) \quad (7.55)$$

Al ser aplicados ambos supuestos en (7.54) se puede obtener una ecuación simplificada para las desviaciones de la fase gas

$$\begin{aligned} (\rho C_p)_b \frac{\partial \tilde{T}_b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \tilde{T}_b) = \nabla \cdot (k_b \nabla \tilde{T}_b) - \varepsilon_b^{-1} k_b (-\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\ - \varepsilon_b^{-1} \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \tilde{T}_b dA \right) + (\rho C_p)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t} \end{aligned} \quad (7.56)$$

La última simplificación para las ecuaciones (7.53) y (7.56) involucra la naturaleza del estado quasi-estacionario de las desviaciones espaciales de la temperatura, que tiene lugar en la pequeña escala donde son construidos los problemas de cerradura, e implica solo que los cambios de las desviaciones de la temperatura respecto al tiempo sean aproximadamente cero, pudiendo despreciar este término de la ecuación. La afirmación anterior se cumple sí:

$$\frac{\partial \tilde{T}_\beta}{\partial t} \ll \nabla \cdot (k_\beta \nabla \tilde{T}_\beta) \quad (7.57)$$

La ecuación (7.57) aplica al ser el tiempo característico lo suficientemente grande y permitir que la siguiente restricción de escala de tiempo sea válida

$$1 \ll \frac{k_\beta t^*}{\ell_\beta^2}, \quad \beta = l, b \quad (7.58)$$

Para el caso del término de expansión volumétrica ocurre exactamente lo mismo al ser evaluados los problemas de cerradura en estado estacionario. Bajo tales consideraciones las ecuaciones de las desviaciones se reescriben a continuación:

Ecuación de las desviaciones fase líquida

$$0 = -(\rho C_p)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l \tilde{T}_l) - (\rho C_p)_l \nabla \cdot (\tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l) + \varepsilon_l^{-1} (\rho C_p)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \tilde{T}_l \rangle + \nabla \cdot \left(k_l \nabla \tilde{T}_l \right) - \varepsilon_l^{-1} k_l (-\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - \varepsilon_l^{-1} \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \tilde{T}_l dA \right) \quad (7.59)$$

Ecuación de las desviaciones fase gas

$$0 = -(\rho C_p)_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \tilde{T}_b) + \nabla \cdot (k_b \nabla \tilde{T}_b) - \varepsilon_b^{-1} k_b (-\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - \varepsilon_b^{-1} \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \tilde{T}_b dA \right) \quad (7.60)$$

Para definir las desviaciones espaciales de la temperatura en términos de cantidades promedio, se requiere adicionalmente a la obtención de las ecuaciones de las desviaciones de ambas fases, reescribir las condiciones de contorno en función de la descomposición espacial de la temperatura, lo que se logra al ser sustituida la expresión (7.28) con $\beta = l, b$ según sea el caso en (7.4) y (7.5)

$$\text{CF1} \quad \langle T_l \rangle^l + \tilde{T}_l = \langle T_b \rangle^b + \tilde{T}_b \quad (7.61)$$

$$\text{CF2} \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \tilde{T}_l = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \langle T_b \rangle^b + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \tilde{T}_b \quad (7.62)$$

Si de las expresiones anteriores son despejadas las desviaciones espaciales de la temperatura para la fase líquida las condiciones de contorno pueden ser reescritas como:

$$\text{CF1} \quad \tilde{T}_l = \langle T_b \rangle^b + \tilde{T}_b - \langle T_l \rangle^l \quad (7.63)$$

$$\text{CF2} \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \tilde{T}_l = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \langle T_b \rangle^b + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \tilde{T}_b - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \langle T_l \rangle^l \quad (7.64)$$

Analizando las ecuaciones de las desviaciones en estado estacionario para ambas fases y las condiciones de frontera en términos de promedio y desviaciones, se pueden apreciar tres términos fuente (no homogéneos) en el problema de valor a la frontera: $\nabla \langle T_l \rangle^l$, $\nabla \langle T_b \rangle^b$ y $\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l$, que son aquellos que permanecen al sustituir las desviaciones de la temperatura de la fase gas y de la fase líquida como cero en las expresiones (7.59)-(7.60) y (7.63)-(7.64).

En el caso particular de que los términos no homogéneos localizados anteriormente sean nulos, el problema de valor a la frontera para las desviaciones de la temperatura puede ser resuelto mediante una solución trivial en la que \tilde{T}_l y \tilde{T}_b son iguales a cero (Pérez-Valseca et al., 2021). En el caso contrario, debe ser construida una propuesta de solución con base en los términos fuente localizados en el problema de valor a la frontera, que, al ser de naturaleza lineal y no homogéneos hacen posible la utilización del método de superposición. Este método consiste en la superposición de una solución general y otra particular, donde de las condiciones de frontera se obtienen las constantes de integración que dan lugar a la solución general y la solución particular es propuesta para lidiar con los términos no homogéneos en la ecuación diferencial, bajo la consideración de que las fuentes se comportan como constantes con base en la restricción de escala de longitud, $\ell_l, \ell_b \ll V^{1/3} \ll L$ (Valdés, 2010). De tal manera, las soluciones generales propuestas, denominadas soluciones formales para las desviaciones de temperatura son:

$$\tilde{T}_l = \mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \quad (7.65)$$

$$\tilde{T}_b = \mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \quad (7.66)$$

donde los vectores \mathbf{b}_{ll} , \mathbf{b}_{lb} , \mathbf{b}_{bl} , \mathbf{b}_{bb} y los escalares s_l y s_b son conocidos como *variables de cerradura*, funciones auxiliares que mapean los términos no homogéneos (fuentes promedio) en el campo de las desviaciones.

El que la propuesta de solución sea de origen lineal se debe a que los términos fuente que surgen de las condiciones de frontera son lineales, y a que los términos fuente macroscópicos se comportan como constantes en el dominio de validez de las desviaciones espaciales (Pérez-Valseca et al., 2021). En el caso particular en el que la conductividad térmica de la sal o del helio fueran de naturaleza anisotrópica (dependientes del espacio), y cambiaran en función de la dirección, sería necesario expresar dicha propiedad como una cantidad tensorial, lo que provocaría que los términos fuente localizados dejaran de ser de naturaleza lineal y por lo tanto el problema de las desviaciones también (Cengel, 2007). El que la conductividad cambie con la dirección impide la aplicación del método de

superposición para la propuesta de solución, ya que este método no permite hacer aproximaciones de términos no lineales, para ese caso se utilizan formulaciones integrales (Valdés-Parada, 2010).

La propuesta de solución incluye las variaciones de temperatura que dan lugar a la transferencia de calor, es por eso que involucra el gradiente de temperatura de la fase líquida que surge debido a la energía generada por el combustible, el gradiente de temperatura de la fase gas que resulta del contacto con la fase líquida, y la diferencia de temperatura de ambas fases como consecuencia de la transferencia de calor interfacial. Es importante mencionar que, si dichos gradientes de temperatura no estuvieran presentes, las variables de cierre no existirían.

7.5. Construcción de los problemas de cerradura

Para obtener los campos asociados a las *variables de cerradura*, los problemas de valor a la frontera deben ser resueltos. Bajo tal consideración son construidos tres problemas de cerradura, que surgen al sustituir las soluciones formales en el problema de las desviaciones, el cual incluye el estado cuasi-estacionario de las ecuaciones de las desviaciones y la descomposición espacial de las condiciones de frontera.

Cabe mencionar que para la construcción de los problemas de cerradura no se considera el gradiente de la fracción volumen en las ecuaciones de las desviaciones, ya que la celda unitaria solo presenta una burbuja.

En este punto se sustituye la propuesta de solución para las desviaciones de la temperatura de la fase líquida \tilde{T}_l en (7.59), agrupando los términos de tal forma que aquellos que no involucran las desviaciones de la misma sean colocados al final de la ecuación:

$$\begin{aligned}
0 = & -(\rho Cp)_l \left[\nabla \cdot \mathbf{v}_l \left(\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \langle T_l \rangle^l + s_l \langle T_b \rangle^b \right) \right] \\
& + \varepsilon_l^{-1} \left[(\rho Cp)_l \nabla \cdot \left\langle \tilde{\mathbf{v}}_l \left(\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \langle T_l \rangle^l + s_l \langle T_b \rangle^b \right) \right\rangle \right] \\
& + \nabla \cdot \left[k_l \nabla \left(\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \langle T_l \rangle^l + s_l \langle T_b \rangle^b \right) \right] \\
& - \varepsilon_l^{-1} \left[\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \left(\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \langle T_l \rangle^l + s_l \langle T_b \rangle^b \right) dA \right] \\
& - (\rho Cp)_l \nabla \cdot \left(\tilde{\mathbf{v}}_l \langle T_l \rangle^l \right)
\end{aligned} \tag{7.67}$$

Esta expresión se puede agrupar factorizando cada uno de los términos en función de $\nabla \langle T_l \rangle^l$, $\nabla \langle T_b \rangle^b$ y $\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l$, con lo cual será posible identificar el argumento asociado a cada fuente macroscópica mediante la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned}
0 = & \left[-(\rho Cp)_l \left[\nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{ll}) + \tilde{\mathbf{v}}_l \right] + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle \right. \\
& \left. - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{ll}) \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \left[-(\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{lb}) + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle \right. \\
& \left. - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{lb}) \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& \left[(\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l s_l) - \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle \right. \\
& \left. + \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA - \nabla \cdot (k_l \nabla s_l) \right] \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right)
\end{aligned} \tag{7.68}$$

Como se mencionó anteriormente los términos fuente son constantes y diferentes de cero, la solución de la ecuación anterior tendrá lugar solo si cada uno de los argumentos es igualado a cero:

$$0 = -(\rho Cp)_l \left[\nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{ll}) + \tilde{\mathbf{v}}_l \right] + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{ll}) \tag{7.69}$$

$$0 = -(\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{lb}) + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{lb}) \tag{7.70}$$

$$0 = (\rho C_p)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l s_l) - \varepsilon_l^{-1} (\rho C_p)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA - \nabla \cdot (k_l \nabla s_l) \quad (7.71)$$

En forma similar se sustituye la propuesta de solución para las desviaciones de la temperatura de la fase gas en la ecuación (7.60):

$$\begin{aligned} 0 = & -(\rho C_p)_b \left[\nabla \cdot \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \left(\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \langle T_b \rangle^b - s_b \langle T_l \rangle^l \right) \right] \\ & + \nabla \cdot \left[k_b \nabla \left(\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \langle T_b \rangle^b - s_b \langle T_l \rangle^l \right) \right] \\ & - \varepsilon_b^{-1} \left[\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \left(\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \langle T_b \rangle^b - s_b \langle T_l \rangle^l \right) dA \right] \end{aligned} \quad (7.72)$$

Ahora es conveniente agrupar la expresión anterior en función de los términos no homogéneos:

$$\begin{aligned} 0 = & \left[-(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bl} \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bl}) \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\ & + \left[-(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bb} \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bb}) \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\ & + \left[-(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b s_b \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA + \nabla \cdot (k_b \nabla s_b) \right] \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \end{aligned} \quad (7.73)$$

Como se mencionó anteriormente, al ser de naturaleza constantes deben ser diferentes de cero, lo que implica que para satisfacer la igualdad (7.73) se deben definir las siguientes expresiones relacionadas con el argumento asociado a $\nabla \langle T_l \rangle^l$, $\nabla \langle T_b \rangle^b$ y $\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l$:

$$0 = -(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bl} \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bl}) \quad (7.74)$$

$$0 = -(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bb} \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bb}) \quad (7.75)$$

$$0 = -(\rho C_p)_b \nabla \cdot \left(\langle \mathbf{v}_b \rangle^b s_b \right) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA + \nabla \cdot (k_b \nabla s_b) \quad (7.76)$$

Posteriormente, se reescriben las condiciones de frontera, en términos de la solución formal, sustituyendo \tilde{T}_l y \tilde{T}_b en las ecuaciones (7.4) y (7.5):

$$\begin{aligned}
\text{CF1} \quad 0 = & - \left[\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \right] + \langle T_b \rangle^b \\
& + \left[\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \right] - \langle T_l \rangle^l
\end{aligned} \tag{7.77}$$

La expresión anterior se factoriza y se reagrupa quedando de la siguiente forma:

$$\text{CF1} \quad 0 = (\mathbf{b}_{bl} - \mathbf{b}_{ll}) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + (\mathbf{b}_{bb} - \mathbf{b}_{lb}) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + (s_b - s_l + 1) \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \tag{7.78}$$

Para una solución no trivial, la ecuación anterior debe cumplir las siguientes condiciones:

$$0 = \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{b}_{ll} \quad \rightarrow \quad \mathbf{b}_{ll} = \mathbf{b}_{bl} \tag{7.79}$$

$$0 = \mathbf{b}_{bb} - \mathbf{b}_{lb} \quad \rightarrow \quad \mathbf{b}_{lb} = \mathbf{b}_{bb} \tag{7.80}$$

$$0 = s_b - s_l + 1 \quad \rightarrow \quad s_l = s_b + 1 \tag{7.81}$$

Para el caso de la segunda condición de frontera también se sustituyen las soluciones propuestas para \tilde{T}_l y \tilde{T}_b :

$$\begin{aligned}
\text{CF2} \quad 0 = & - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \left[\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \right] + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \left[\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \right] - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \langle T_l \rangle^l
\end{aligned} \tag{7.82}$$

Tal expresión fue reescrita factorizando los términos fuente macroscópicos, lo que ha sido posible en algunos casos al incluir el vector identidad, elemento neutro que da lugar al producto con otra matriz sin ocasionar algún efecto

$$\begin{aligned}
0 = & \left[\mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{ll} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \mathbf{I} \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \left[\mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{lb} + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \mathbf{I} \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \left[\mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla s_b - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla s_l \right] \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right)
\end{aligned} \tag{7.83}$$

Tras la organización de la ecuación (7.83) fueron obtenidas las siguientes igualdades

$$0 = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{ll} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \mathbf{I} \quad \rightarrow \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{ll} = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \mathbf{I} \tag{7.84}$$

$$0 = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{lb} + \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \mathbf{I} \quad \rightarrow \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bb} = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{lb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \mathbf{I} \tag{7.85}$$

$$0 = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla s_b - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla s_l \quad \rightarrow \quad \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla s_l = \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla s_b \tag{7.86}$$

Con base en la información obtenida del problema de las desviaciones, donde se ha sustituido la propuesta de solución y se han agrupado cada una de las ecuaciones y las condiciones de contorno en función de las fuentes macroscópicas, se pueden construir tres problemas de cerradura para encontrar las *variables de cerradura*. Cada problema de cerradura incluye cuatro ecuaciones, una de ellas asociada a la fase líquida, otra asociada a la fase gas y dos más relacionadas con las condiciones de frontera (CF1 y CF2).

Problema de cerradura I:

Está constituido por las ecuaciones (7.69), (7.74), (7.79) y (7.84) que corresponden a los argumentos igualados a cero, relacionados con el término fuente $\nabla\langle T_l \rangle^l$

Problema de Cerradura I

$$\begin{aligned}
 0 &= -(\rho Cp)_l [\nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{ll}) + \tilde{\mathbf{v}}_l] + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{ll}) \\
 0 &= -(\rho Cp)_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bl}) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bl}) \\
 \mathbf{b}_{ll} &= \mathbf{b}_{bl} \\
 \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{ll} &= \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \mathbf{I}
 \end{aligned}$$

Problema de cerradura II:

Está constituido por las ecuaciones (7.70), (7.75), (7.80) y (7.85) que corresponden a los argumentos igualados a cero, relacionados con el término fuente $\nabla\langle T_b \rangle^b$

Problema de Cerradura II

$$\begin{aligned}
 0 &= -(\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l \mathbf{b}_{lb}) + \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle - \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA + \nabla \cdot (k_l \nabla \mathbf{b}_{lb}) \\
 0 &= -(\rho Cp)_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \mathbf{b}_{bb}) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA + \nabla \cdot (k_b \nabla \mathbf{b}_{bb}) \\
 \mathbf{b}_{lb} &= \mathbf{b}_{bb} \\
 \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla \mathbf{b}_{bb} &= \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla \mathbf{b}_{lb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \mathbf{I}
 \end{aligned}$$

Problema de cerradura III:

Está constituido por las ecuaciones (7.71), (7.76), (7.81) y (7.86) que corresponden a los argumentos igualados a cero, relacionados con el término fuente $\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l$

Problema de Cerradura III

$$\begin{aligned}
 0 &= (\rho Cp)_l \nabla \cdot (\mathbf{v}_l s_l) - \varepsilon_l^{-1} (\rho Cp)_l \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \varepsilon_l^{-1} \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA - \nabla \cdot (k_l \nabla s_l) \\
 0 &= -(\rho Cp)_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b s_b) - \varepsilon_b^{-1} \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA + \nabla \cdot (k_b \nabla s_b) \\
 s_l &= s_b + 1 \\
 \mathbf{n}_{lb} \cdot k_l \nabla s_l &= \mathbf{n}_{lb} \cdot k_b \nabla s_b
 \end{aligned}$$

Cada uno de los problemas de cerradura serán implementados mediante la herramienta computacional Comsol para obtener los campos de las *variables de cerradura*.

8. Simulaciones numéricas de los problemas de cerradura

La solución de los problemas de cerradura tiene lugar en una región representativa de geometría arbitraria conocida como celda unitaria, la geometría de esta es espacialmente periódica y por lo tanto los términos fuente localizados anteriormente son constantes o espacialmente periódicos, por lo que el gradiente de la temperatura media intrínseca puede tratarse como constante dentro de la celda unitaria (Whitaker, 2013).

8.1. Construcción de la celda unitaria

La celda unitaria es una parte representativa del núcleo del reactor que, en este caso, ha sido representada como un cubo de sal fundida (LiF-ThF₄-UF₄) que contiene una burbuja de gas (helio) de forma esférica en el centro. La elección de esta geometría surge de la necesidad de que la celda unitaria sea espacialmente periódica, lo que no ocurre si se consideran esferas concéntricas (celda unitaria de Chang), por ejemplo. Por otra parte, se busca que el espacio ocupado por dichas celdas logre llenar el dominio en la macroescala, pues de eso dependerá que se capture mayor información de los fenómenos presentes en la microescala, que posteriormente se verán reflejados en el modelo escalado (Whitaker, 2013). Es probable que el dominio del cilindro no logre llenarse mediante cubos de sal que contienen burbujas en el centro, sin embargo, este tipo de geometría ocuparía el mayor espacio posible, lo que da lugar a una menor pérdida de información.

Para construir la esfera que representa la burbuja, se ha estimado el diámetro de la misma mediante la siguiente ley de energía isotérmica (Cervi et al., 2019):

$$d_b = d_0 \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/3} \quad (8.1)$$

donde: d_b representa el diámetro de la burbuja, d_0 un diámetro de referencia de 0.003 m, al ser los valores típicos del mismo de entre 0.001 a 0.005 m (Lance et al., 1996), p_0 una presión de referencia igual a 101.325 kPa y p la presión de operación del reactor de 200 kPa a una temperatura de 923 K (Cervi et al., 2019).

La evaluación de cada uno de los parámetros en la expresión (8.1) da como resultado un diámetro de 0.0024 m. para la burbuja de helio.

$$d_b = 0.003\text{m} \left(\frac{101.325\text{kPa}}{200\text{kPa}} \right)^{1/3} \quad (8.2)$$

$$d_b = 0.0024\text{m} \quad (8.3)$$

A partir del diámetro obtenido es posible calcular el volumen de la burbuja de gas, que como ya se mencionó se ha supuesto como una esfera en la celda unitaria.

$$V_b = \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (8.4)$$

En la expresión anterior V_b representa el volumen del gas y r el radio de la burbuja de 0.0012 m.

$$V_b = \frac{4}{3} \pi (0.0012\text{m})^3 \quad (8.5)$$

$$V_b = 7.23273 \times 10^{-9} \text{m}^3 \quad (8.6)$$

Por lo tanto, el volumen de gas en la celda unitaria que corresponde a una burbuja de helio es de $7.23273 \times 10^{-9} \text{m}^3$.

Al conocer el volumen de gas presente en la celda unitaria es posible calcular el volumen total de la misma V , que considera la suma de los volúmenes correspondientes a cada una de las fases, y se relaciona mediante la siguiente expresión en función de la fracción volumétrica ε_b :

$$V = \frac{V_b}{\varepsilon_b} \quad (8.7)$$

El volumen de la celda unitaria se ha evaluado con la fracción promedio de burbujas de helio en el núcleo, parámetro de referencia correspondiente a 0.67% (Cervi et al., 2019).

$$V = \frac{7.23273 \times 10^{-9} \text{ m}^3}{0.0067} \quad (8.8)$$

$$V = 1.08005 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \quad (8.9)$$

A partir del volumen de la celda unitaria, se calcula la longitud correspondiente a cada uno de los lados del cubo que representa la sal fundida

$$l_l = \sqrt[3]{V} \quad (8.10)$$

La evaluación de la expresión anterior da a conocer la longitud, altura y ancho del cubo que forma parte de la celda unitaria

$$l_l = \sqrt[3]{1.08005 \times 10^{-6} \text{ m}^3} \quad (8.11)$$

$$l_l = 0.01026 \text{ m} \quad (8.12)$$

Finalmente, se obtiene el volumen correspondiente a la fase líquida, como se mencionó anteriormente, la fracción de gas en el núcleo es 0.0067, lo que implica que la fracción del líquido en la celda debe ser 0.9933, ya que la suma de ambas fracciones debe dar como resultado la unidad, sabiendo lo anterior, el volumen del líquido se calcula mediante la siguiente expresión:

$$V_l = V \varepsilon_l \quad (8.13)$$

Dando como resultado $1.07281 \times 10^{-6} \text{ m}^3$ de sal combustible en la celda unitaria.

$$V_l = (1.08005 \times 10^{-6} \text{ m}^3)(0.9933) \quad (8.14)$$

$$V_l = 1.07281 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \quad (8.15)$$

Considerando las medidas correspondientes para la esfera (burbuja de helio) y el cubo (combustible líquido) que forman parte de la geometría propuesta, fue posible construir la celda unitaria en donde tiene lugar la solución de los problemas de cerradura, y el cálculo de los coeficientes efectivos presentes en el modelo escalado que se deduce más adelante.

La celda unitaria fue construida en la herramienta computacional Comsol Multiphysics, y se puede apreciar en la **Figura 9**, donde se observa la sal combustible en forma de un cubo que contiene en el interior una burbuja de helio de forma esférica. Es importante aclarar que como primera aproximación en esta tesis la burbuja ha sido representada de forma esférica, pues no se ha considerado la clasificación de tipo de burbujas que se pueden presentar (véase **Apéndice B**).

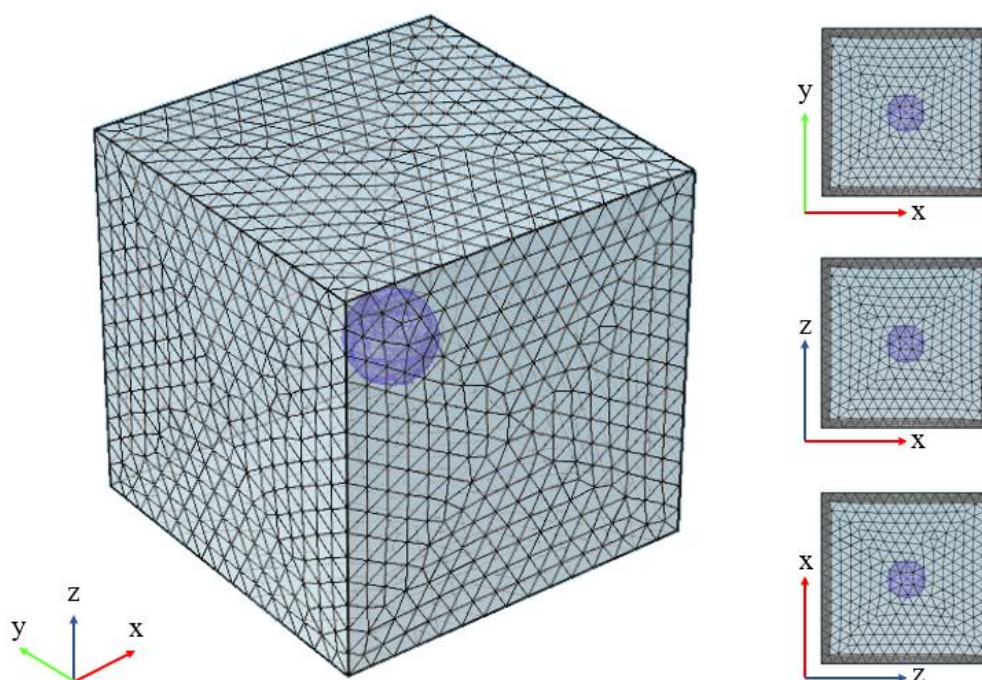


Figura 9. Celda unitaria representativa (izquierda) y vista superior de los ejes xy , yz y zx (derecha).

La celda unitaria construida ha sido propuesta suponiendo que es la que mejor describe la física presente en el sistema de referencia **Figura 7** para la transferencia de calor, sin embargo, cabe la posibilidad de que no sea la más viable si se considera la clasificación del tipo de burbujas o fenómenos como la transferencia de masa, en ese caso la solución sería proponer una nueva celda unitaria.

8.2. Implementación de los problemas de cerradura

Para obtener los campos de las *variables de cerradura* \mathbf{b}_{ll} , \mathbf{b}_{lb} , \mathbf{b}_{bl} , \mathbf{b}_{bb} , s_l y s_b deben resolverse cada uno de los problemas de cerradura construidos en la Sección 7.5, los cuales han sido considerados en estado cuasi-estacionario, dichos problemas se han implementado en la herramienta computacional Comsol, utilizando sus correspondientes condiciones a la frontera y un modelo de ecuaciones diferenciales parciales (Coefficient form PDE) de la forma:

$$e_a \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + d_a \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (-c \nabla \mathbf{u} - \alpha \mathbf{u} + \gamma) + \beta \cdot \nabla \mathbf{u} + a \mathbf{u} = f \quad (8.16)$$

donde: $\mathbf{u} = [xbll, ybll, zpll]^T$, $\mathbf{u} = [xbbl, ybbl, zbbl]^T$, $\mathbf{u} = [xblb, yblb, zblb]^T$,

$$\mathbf{u} = [xbbb, ybbb, zbbb]^T, \mathbf{u} = s_l \text{ o } \mathbf{u} = s_b$$

Cada uno de los problemas de cerradura, permite la obtención de las diferentes *variables de cierre*. Con la implementación del problema de cerradura uno se obtienen las variables \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl} con la implementación del problema de cerradura dos las variables \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb} , finalmente con la implementación del problema de cerradura tres se obtienen los escalares s_l y s_b .

En cada problema, se reescriben las ecuaciones asociadas, de modo análogo a la ecuación (8.16), para posteriormente introducirlas en la herramienta computacional Comsol, dichas ecuaciones son divididas entre la conductividad del material y consideran la relación entre el volumen total, el volumen de la fase y la fracción volumen $V \varepsilon_\beta = V_\beta$.

Adicional a esas ecuaciones, para la solución de cada problema de cerradura son consideradas las dos condiciones de frontera incluidas en el modelo, continuidad de flux y no resistencia a la transferencia de calor. Donde la primera, es introducida en Comsol mediante una condición de tipo flujo o fuente de la forma:

$$-\mathbf{n} \cdot (-c \nabla \mathbf{u} - \alpha \mathbf{u} + \gamma) = g - q \mathbf{u} \quad (8.17)$$

Y la segunda, requiere la implementación de una condición de frontera tipo Dirichlet expresada como:

$$\mathbf{u} = r \quad (8.18)$$

Las condiciones de frontera asociadas a cada problema de cerradura serán reescritas de modo análogo a las expresiones (8.17) y (8.18), según sea el caso para la solución de cada problema de cerradura.

Problema de cerradura 1 – Variables de Cierre \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl}

Para resolver el problema de cerradura uno, se requiere modelar en Comsol las cuatro ecuaciones que lo conforman, una asociada a la ecuación de la fase líquida, a la que corresponde la variable de cierre \mathbf{b}_{ll} , otra asociada a la ecuación de la fase gas, a la que corresponde la variable \mathbf{b}_{bl} y las dos condiciones de frontera presentadas.

Ecuaciones \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl}

En el caso de los vectores \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl} se consideran las ecuaciones (7.69) y (7.74), ambas son reorganizadas de modo análogo a la forma ecuación diferencial parcial (EDP) de Comsol, luego de dividir entre la conductividad de la fase y considerar la relación $V\varepsilon_\beta = V_\beta$, donde $\beta = l, b$ dependiendo de la fase que se esté considerando. Tras aplicar tal procedimiento resultan las siguientes expresiones para cada fase:

fase líquida

$$-\nabla \cdot (\nabla \mathbf{b}_{ll}) + \frac{(\rho C_p)_l}{k_l} \nabla \cdot \mathbf{v}_l \mathbf{b}_{ll} = -\frac{(\rho C_p)_l}{k_l} \tilde{\mathbf{v}}_l + \varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho C_p)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle - \frac{1}{V_l} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA \quad (8.19)$$

fase gas

$$-\nabla \cdot (\nabla \mathbf{b}_{bl}) + \frac{(\rho Cp)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \nabla \cdot \mathbf{b}_{bl} = -\frac{1}{V_b} \int_{A_b} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA \quad (8.20)$$

El reordenamiento de las ecuaciones se hace con la finalidad de identificar cada uno de los componentes que aparecen en la expresión (8.16), representados con letras del alfabeto latino e_a , d_a , c , a y f o del alfabeto griego α , γ y β . Es claramente evidente que no todos los componentes están presentes en las expresiones (8.19) y (8.20) como es el caso de la segunda derivada de la variable respecto al tiempo y de los términos que incluyen los componentes a , γ y β . Ya que, los problemas de cerradura han sido resueltos considerando el estado cuasi-estacionario el componente d_a tampoco aparece, lo que da lugar solo a la aparición de c , α y f componentes que Comsol identifica como: coeficiente de difusión, coeficiente de convección de flux conservador y término fuente, los cuales son presentados en la **Tabla 6** mediante sus expresiones correspondientes.

Tabla 6. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura I.

Fase/Componente	c	α	f
Líquido	1	$-\frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \mathbf{v}_l$	$-\frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \tilde{\mathbf{v}}_l + \varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle - \frac{1}{V_l} \int_{A_b} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA$
Gas	1	$-\frac{(\rho Cp)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b$	$-\frac{1}{V_b} \int_{A_b} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA$

Cada uno de los componentes identificados serán implementados en los tres componentes x , y , z en el caso de la fase líquida y solo en el componente z en el caso de la fase gas, donde se ha considerado el ascenso de la burbuja en dicha dirección.

Aplicación de condiciones de frontera para \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl}

En el caso del problema de cerradura uno, se agrega la condición de frontera de continuidad de flux al reescribir la ecuación (7.84) de manera análoga a la expresión dada por la ecuación (8.17), donde $\mathbf{u} = [xbll, ybll, zbll]^T$, y dividir entre la conductividad del líquido:

$$\mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} = \mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_b}{k_l} \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot \mathbf{I} \quad (8.21)$$

Para la no resistencia a la transferencia de calor la ecuación (7.79) ha sido agregada mediante la expresión (8.18) donde $\mathbf{u} = [xbbl, ybbl, zbbbl]^T$.

El reordenamiento de ambas condiciones de frontera permite identificar los componentes g y r presentados en la **Tabla 7** involucrados para la implementación en Comsol

Tabla 7. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura I.

Condición de frontera 1	Condición de frontera 2
$g = \mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_b}{k_l} \nabla \mathbf{b}_{bl} - \mathbf{n}_{lb} \cdot \mathbf{I}$	$r = \mathbf{b}_{ll}$

La implementación de dichas condiciones de frontera será considerada en las tres direcciones x, y, z .

Problema de cerradura 2 – Variables de Cierre \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb}

El problema de cerradura dos es introducido a Comsol de manera análoga al problema de cerradura uno, considerando las ecuaciones asociadas a las variables de cierre \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb} conjuntamente con las condiciones de frontera.

Ecuaciones \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb}

Para la obtención de las variables \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb} las ecuaciones (7.70) y (7.75) son reescritas de en el orden correspondiente a la expresión (8.16) tras el procedimiento que eso implica, resultando así para cada fase:

fase líquida

$$-\nabla \cdot (\nabla \mathbf{b}_{lb}) + \frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \nabla \cdot \mathbf{v}_l \mathbf{b}_{lb} = \varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle - \frac{1}{V_l} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA \quad (8.22)$$

fase gas

$$-\nabla \cdot (\nabla \mathbf{b}_{bb}) + \frac{(\rho Cp)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \nabla \cdot \mathbf{b}_{bb} = -\frac{1}{V_b} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA \quad (8.23)$$

Lo que permite identificar cada uno de los componentes expresados como c , α y f en la EDP de Comsol para cada una de las fases y presentarlos en la **Tabla 8**.

Tabla 8. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura II.

Fase/Componente	c	α	f
Líquido	1	$\frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \mathbf{v}_l$	$\varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle - \frac{1}{V_l} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA$
Gas	1	$-\frac{(\rho Cp)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b$	$-\frac{1}{V_b} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA$

Los cuales aplican, en el caso de la fase líquida en las tres componentes y en el caso de la fase gas solo en el componente z .

Aplicación de condiciones de frontera para \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb}

En el caso del problema de cerradura dos, la condición de frontera de no resistencia a la transferencia de calor, presentada en Comsol mediante la expresión (8.18) donde $\mathbf{u} = [xblb, yblb, zblb]^T$ es aplicada al considerar la ecuación (7.80).

Mientras que la condición de continuidad de flux, es agregada mediante la siguiente expresión:

$$\mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} = \mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_l}{k_b} \nabla \mathbf{b}_{lb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot \mathbf{I} \quad (8.24)$$

Que resulta de escribir la ecuación (7.85) de manera análoga a la expresión (8.17) y dividirla entre la conductividad del gas, donde para el caso del problema de cerradura dos $\mathbf{u} = [xbbb, ybbb, zbbb]^T$.

La descripción de dichas condiciones de frontera para su aplicación en Comsol da lugar a los componentes mostrados en la **Tabla 9** asociados al problema de cerradura dos

Tabla 9. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura II.

Condición de frontera 1	Condición de frontera 2
$g = \mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_l}{k_b} \nabla \mathbf{b}_{lb} - \mathbf{n}_{lb} \cdot \mathbf{I}$	$r = \mathbf{b}_{bb}$

Problema de cerradura 3 – Variables de Cierre s_l y s_b

Con el fin de resolver el problema de cerradura tres, las ecuaciones asociadas a las variables de cierre s_l y s_b serán reescritas mediante el procedimiento aplicado a los problemas de cerradura 1 y 2 para su implementación en Comsol.

Ecuaciones s_l y s_b

Las ecuaciones (7.71) y (7.76) asociadas a los escalares s_l y s_b son reescritas de la siguiente manera, tras haber aplicado el procedimiento correspondiente:

fase líquida

$$\nabla \cdot (\nabla s_l) - \frac{(\rho C_p)_l}{k_l} \nabla \cdot \mathbf{v}_l s_l = -\varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho C_p)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \frac{1}{V_l} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA \quad (8.25)$$

fase gas

$$-\nabla \cdot (\nabla s_b) + \frac{(\rho C_p)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \nabla \cdot s_b = -\frac{1}{V_b} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA \quad (8.26)$$

A partir de dichas ecuaciones son identificados y presentados en la **Tabla 10** los componentes para la implementación en Comsol.

Tabla 10. Componentes asociados a la EDP identificados para el problema de cerradura III.

Fase/Componente	c	α	f
Líquido	-1	$\frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \mathbf{v}_l$	$-\varepsilon_l^{-1} \frac{(\rho Cp)_l}{k_l} \nabla \cdot \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \frac{1}{V_l} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA$
Gas	1	$-\frac{(\rho Cp)_b}{k_b} \langle \mathbf{v}_b \rangle^b$	$-\frac{1}{V_b} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA$

La aplicación de dichas ecuaciones tendrá lugar considerando los tres componentes.

Aplicación de condiciones de frontera para s_l y s_b

La aplicación de la continuidad de flux para el problema de cerradura tres, tiene lugar mediante la expresión:

$$\mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_b}{k_l} \nabla s_b = \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l \quad (8.27)$$

Resultado de reescribir la ecuación (7.86) para su implementación en Comsol tras el procedimiento que conlleva, considerando $\mathbf{u} = s_l$

Por otra parte, la no resistencia a la transferencia de calor para este problema se aplica con base en la expresión (7.81), considerando en este caso $\mathbf{u} = s_b$. De lo que resultan para cada condición de frontera los componentes asociados a Comsol mostrados en la **Tabla 11**.

Tabla 11. Componentes asociados a las condiciones de frontera para el problema de cerradura III

Condición de frontera 1	Condición de frontera 2
$g = \mathbf{n}_{lb} \cdot \frac{k_b}{k_l} \nabla s_b$	$r = s_l - 1$

La implementación de cada uno de los problemas de cerradura se llevará a cabo tras escribir en el lenguaje apropiado (**Apéndice C**) los componentes identificados en esta sección, es importante aclarar que los términos asociados al componente f han sido despreciados con base en la explicación que se presenta en el **Apéndice E**.

8.3. Campos de las variables de cierre

La solución de los problemas de cerradura hace posible obtener los campos de la *variables de cierre* que surgen en la propuesta de solución formal \mathbf{b}_{ll} , \mathbf{b}_{lb} , \mathbf{b}_{bl} , \mathbf{b}_{bb} , s_l y s_b , ya que cada uno de ellos está en función de dos de las variables enlistadas anteriormente.

- Problema de cerradura I resuelve \mathbf{b}_{ll} y \mathbf{b}_{bl}
- Problema de cerradura II resuelve \mathbf{b}_{lb} y \mathbf{b}_{bb}
- Problema de cerradura III resuelve s_l y s_b

Para resolver cada uno de ellos se ha utilizado una celda unitaria que representa una burbuja de helio rodeada por combustible líquido (una mezcla de sales de LiF-ThF₄-²³³UF₄). La geometría fue construida mediante un cubo que contiene una esfera centrada en el interior, bajo la consideración de que se cuenta con una distribución uniforme de burbujas en el núcleo del reactor. Cabe mencionar que el cubo es en sí el combustible líquido que se encuentra disuelto en una mezcla de sales, la cual recircula dentro del reactor y está en contacto con una burbuja de gas a consecuencia del sistema de inyección de burbujas.

La solución de los problemas de cerradura, adicional a dar a conocer el campo de las *variables de cerradura* hará posible el cálculo de los coeficientes de transporte efectivos que surgen en el modelo escalado. Para esto es necesario dar a conocer las propiedades asociadas a cada fase, las cuales han sido consideradas constantes al no presentar variaciones representativas en las condiciones de operación del reactor, y en el caso de la fase gas corresponden al calor específico 5193 J/(kg K), la conductividad térmica 0.152 W/(m K) y la densidad 0.1 J/(kg K), propiedades que en el caso de la fase líquida pueden consultarse en la **Tabla 4**.

Los resultados presentados a continuación fueron obtenidos mediante el método basado en elementos finitos de Comsol Multiphysics utilizando la celda unitaria representativa **Figura 9** que muestra una geometría en 3D, simétrica y periódica con base en las condiciones aplicadas en los problemas de cerradura. Es importante mencionar que para cada uno de los campos obtenidos para las *variables de cerradura* se han calculado las normas euclidianas del vector, al menos en el caso particular de \mathbf{b}_{ll} , \mathbf{b}_{lb} , \mathbf{b}_{bl} y \mathbf{b}_{bb} . Dichas variables serán presentadas según el problema de cerradura al que estén asociadas, mediante una figura en 3D que incluya los efectos de las variables de cierre los cuales pueden o no ser simétricos en la celda unitaria representativa, y seis figuras en 2D donde tres corresponden a las caras de la celda unitaria en las coordenadas xy , yz y zx y las otras tres a un corte axial de la misma.

En la **Figura 10** se presenta el comportamiento de $\|\mathbf{b}_{ll}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bl}\|$, variables de cierre asociadas a $\langle T_l \rangle^l$, que fueron resueltas mediante la implementación del problema de cerradura I. $\|\mathbf{b}_{ll}\|$ se identifica de manera uniforme en las paredes de la celda unitaria que representa el combustible, con valores no mayores a 0.002, mientras que $\|\mathbf{b}_{bl}\|$ se presenta en el interior de la burbuja con valores del mismo orden de magnitud. La celda unitaria vista desde las coordenadas xy , yz y zx muestra más claramente como $\|\mathbf{b}_{ll}\|$ se intensifica en la interfase, con mayor aglomeración en la dirección del flujo y de forma más dispersa en las otras direcciones.

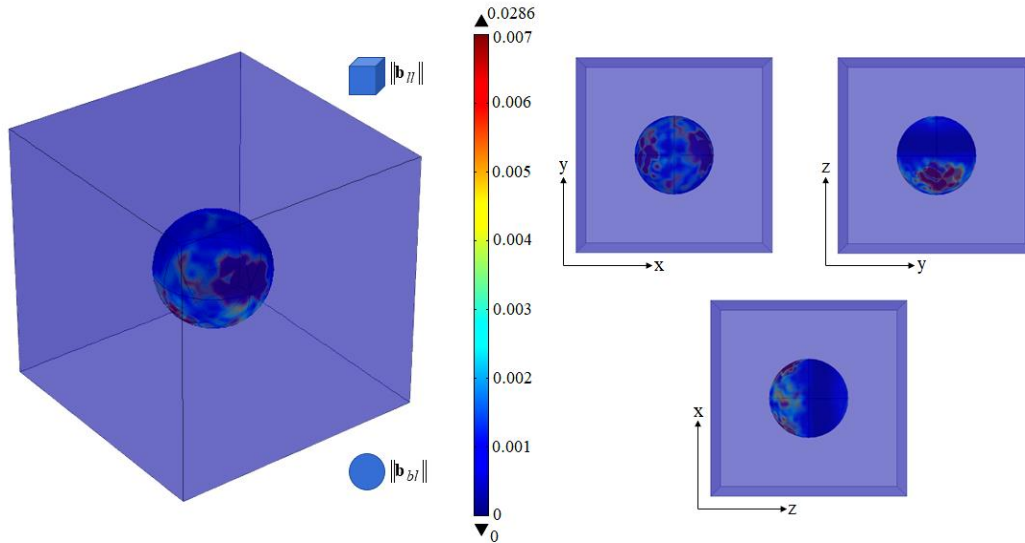


Figura 10. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre $\|\mathbf{b}_{ll}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bl}\|$ en la celda unitaria.

Ambas variables de cierre muestran un comportamiento simétrico en torno a la burbuja y se intensifican al acercarse a la pared de la misma, como se aprecia en la **Figura 11** mediante los cortes axiales xy , yz y zx presentando valores desde 0 hasta 0.00286, lo que se atribuye a la interacción en la interfase entre el combustible y la burbuja de helio.

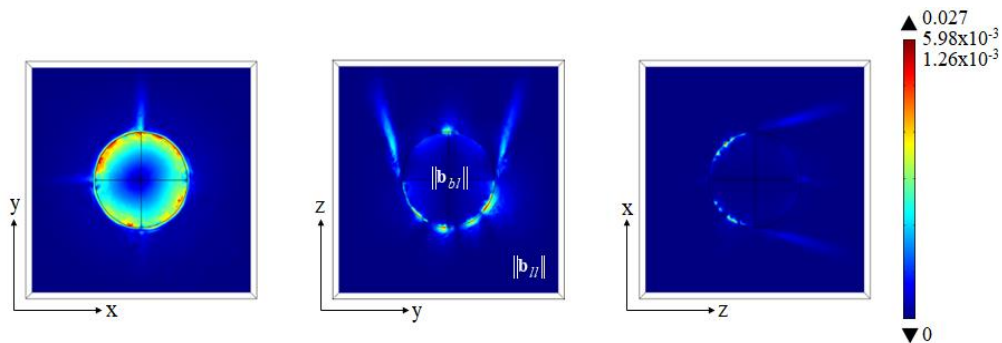


Figura 11. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy , yz y xz de las variables de cierre $\|\mathbf{b}_{ll}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bl}\|$.

La solución del problema de cerradura II permite mostrar $\|\mathbf{b}_{lb}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bb}\|$ mediante la **Figura 12**, variables de cierre asociadas a $\langle T_b \rangle^b$. Al igual que en el problema de cerradura I ambas

variables presentan menor intensidad mientras más alejadas se encuentren de la interfase, esto se puede observar claramente mediante $\|\mathbf{b}_{lb}\|$ que presenta baja intensidad en el volumen del fluido y se intensifica en la parte externa de la pared de la burbuja, donde tiene lugar el contacto de ambas fases, alcanzando valores de hasta 7.1878, lo que representa un orden de magnitud mayor en comparación con las presentadas en la **Figura 10**.

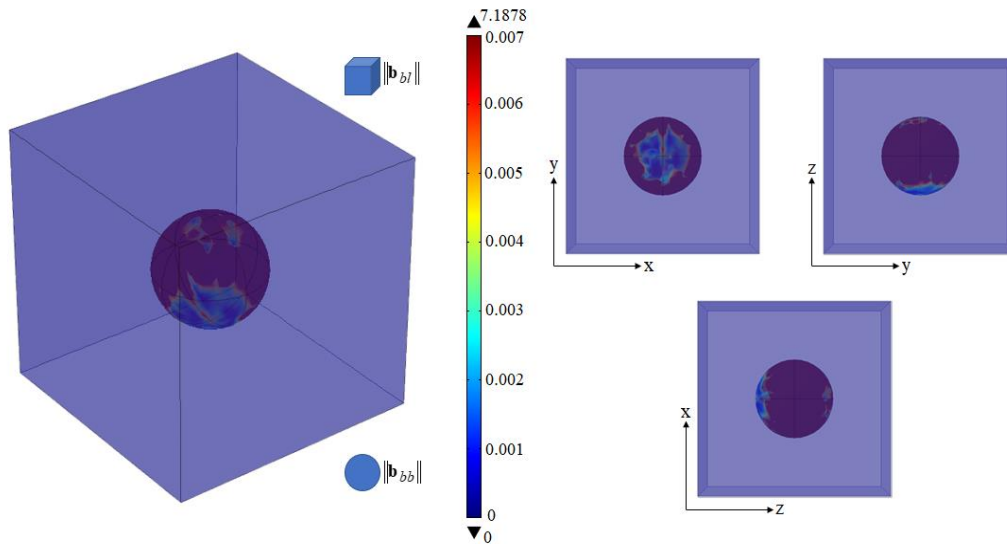


Figura 12. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre $\|\mathbf{b}_{lb}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bb}\|$ en la celda unitaria.

En el caso de $\|\mathbf{b}_{bb}\|$, el comportamiento es más apreciable mediante los cortes axiales mostrados en la **Figura 13**, donde se presenta baja intensidad de la variable de cierre en el interior de la burbuja. La representación axial de dichas variables de cierre presenta un comportamiento simétrico respecto al eje z con puntos intensos que tienen lugar en la dirección del fluido posterior a la interacción con la burbuja.

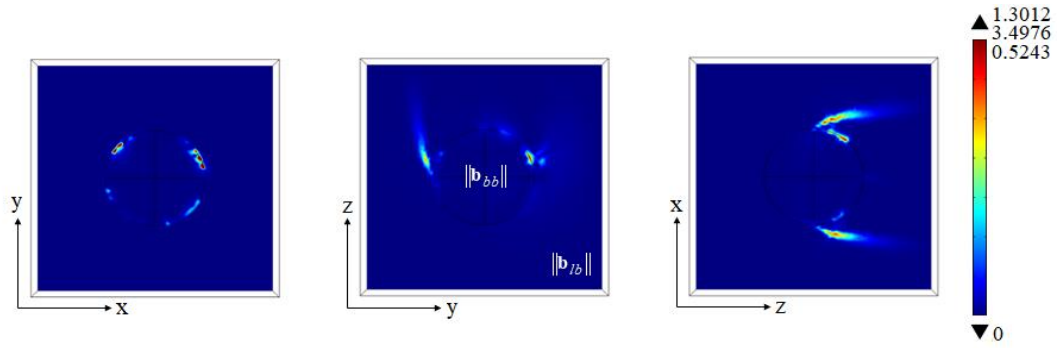


Figura 13. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy , yz y xz de las variables de cierre $\|\mathbf{b}_{lb}\|$ y $\|\mathbf{b}_{bb}\|$.

Finalmente son presentadas s_l y s_b , a diferencia de las variables de cierre analizadas anteriormente, las resueltas mediante el problema de cerradura III presentan valores de mayor orden de magnitud. La variable s_l muestra un comportamiento uniforme en el volumen del fluido y se intensifica en algunos puntos de la interfaz fluido-gas alcanzando un máximo de hasta 364.67 como se observa en la **Figura 14**.

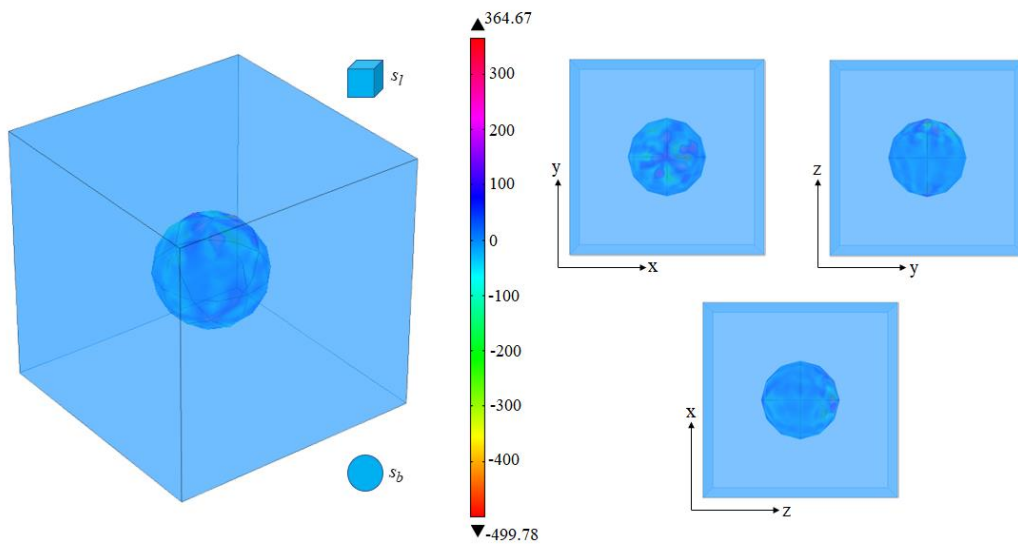


Figura 14. Representación gráfica de los campos de las variables de cierre s_l y s_b en la celda unitaria.

s_b por otra parte, se intensifica cada vez más al aproximarse al interior de la burbuja, alcanzando valores de hasta 519.56, dicho comportamiento se puede observar en la **Figura 15** y es totalmente opuesto al de s_l . Ambas variables de cierre presentan valores elevados, sin embargo, es observable que s_b es mayor que s_l en algunos puntos.

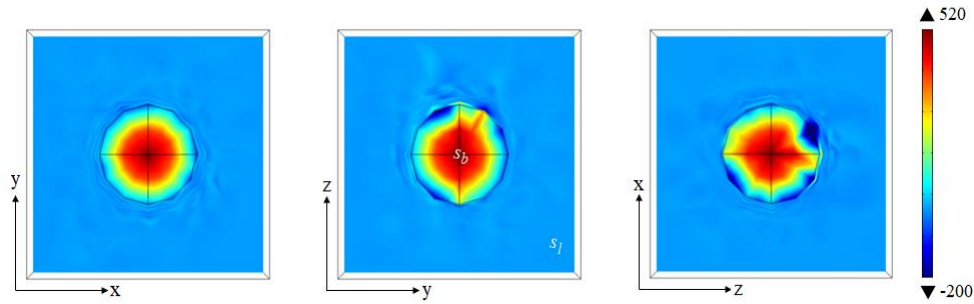


Figura 15. Cortes axiales de la celda unitaria en los planos xy , yz y xz de las variables de cierre s_l y s_b .

Todos los campos de las variables de cierre presentan sus máximos valores en la interfase, esto significa que dichas variables se ven fuertemente influenciados por las interacciones que tienen lugar en esta zona, o bien que el gradiente de la temperatura de la fase líquida, la fase gas y la diferencia de temperaturas aumenta en la interfase.

Los resultados presentados en esta sección podrían verse afectados a consecuencia de la malla numérica utilizada, ya que no fue posible implementar la malla más fina disponible, esto debido a la complejidad del modelo y a las variaciones de la fracción de gas que repercuten en el tamaño de la burbuja. Sin embargo, darán una buena aproximación para el cálculo de los coeficientes efectivos que surgen en el modelo escalado de transferencia de calor, el cual se presenta en el siguiente capítulo.

9. Modelo escalado de Transferencia de Calor

En esta sección son definidos los coeficientes efectivos que constituyen las ecuaciones de transporte de calor en la macroescala, las cuales son el resultado de promediar las ecuaciones de transporte de un fenómeno en la escala microscópica. Dichos coeficientes son construidos al sustituir la propuesta de solución para \tilde{T}_l y \tilde{T}_b en las ecuaciones escaladas correspondientes a cada fase, y agrupar los términos que tienen una estructura similar, dando lugar a nuevas ecuaciones escaladas con coeficientes macroscópicos que representan una conexión con la microescala y están en función de las *variables de cerradura*.

Con el fin de definir los coeficientes efectivos, la propuesta de solución de \tilde{T}_l (ecuación (7.65)) se sustituye en la ecuación escalada para la fase líquida (7.40)

$$\begin{aligned}
 & \varepsilon_l (\rho C p)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left(\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l \right) + k_l (\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
 & + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left\langle \tilde{\mathbf{v}}_l \left[\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \right] \right\rangle \\
 & = \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \left[\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \right] dA \\
 & + \nabla \cdot \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \left[\mathbf{b}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - s_l \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) \right] dA \right) \\
 & - \nabla \cdot \varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l - (\rho C p)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{9.1}$$

La ecuación anterior se desarrolla término por término con el fin de identificar los componentes que definirán cada uno de los coeficientes efectivos. La identificación de cada componente se ha llevado a cabo mediante un código de colores, en el que el conjunto de términos escritos en un mismo color forma parte de un coeficiente en específico.

$$\begin{aligned}
& \varepsilon_l (\rho C p)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left(\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l \right) + k_l (\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left(\langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \right) + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left(\langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \right) - (\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle \nabla \cdot \langle T_l \rangle^l \\
& + (\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle \nabla \cdot \langle T_b \rangle^b = \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \nabla \cdot \left(\varepsilon_l k_l \nabla \langle T_l \rangle^l \right) - \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA \right) \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{ll} dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \right] \\
& + \nabla \cdot \left[\left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{lb} dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \right] - \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \left(\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l - (\rho C p)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \tag{9.2}$$

La expresión anterior se agrupa en función de cada uno de los términos no homogéneos y es reescrita de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
& \varepsilon_l (\rho C p)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} + (\rho C p)_l \nabla \cdot \left(\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l \right) + k_l (\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l = \\
& + \nabla \cdot \left[-(\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle + \varepsilon_l k_l \mathbf{I} + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{ll} dA \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \nabla \cdot \left[-(\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{lb} dA \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \left[(\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA - \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \left[-(\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA + \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \left[-\frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA \right] \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) + \varepsilon_l \langle q^m \rangle^l - (\rho C p)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t}
\end{aligned} \tag{9.3}$$

Donde pueden apreciarse de una forma más clara los componentes que construyen cada uno de los coeficientes efectivos que son definidos a continuación:

$$\mathbf{K}_{ll} = k_l \left(\varepsilon_l \mathbf{I} + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{ll} dA \right) - (\rho C p)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{ll} \rangle \tag{9.4}$$

$$\mathbf{K}_{lb} = \frac{k_l}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \mathbf{b}_{lb} dA - (\rho Cp)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l \mathbf{b}_{lb} \rangle \quad (9.5)$$

$$\mathbf{u}_{ll} = (\rho Cp)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle + k_l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{ll} dA - \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right) \quad (9.6)$$

$$\mathbf{u}_{lb} = k_l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla \mathbf{b}_{lb} dA + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} s_l dA \right) - (\rho Cp)_l \langle \tilde{\mathbf{v}}_l s_l \rangle \quad (9.7)$$

$$a_v h = k_l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA \right) = -k_b \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA \right) \quad (9.8)$$

La expresión (9.3) puede reescribirse en función de los coeficientes efectivos, dando lugar a la siguiente ecuación escalada:

Ecuación escalada con coeficientes macroscópicos fase líquida:

$$\begin{aligned} \varepsilon_l (\rho Cp)_l \frac{\partial \langle T_l \rangle^l}{\partial t} - (\rho Cp)_l \langle T_l \rangle^l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} + (\rho Cp)_l \nabla \cdot \left(\varepsilon_l \langle \mathbf{v}_l \rangle^l \langle T_l \rangle^l \right) + k_l (\nabla \varepsilon_l) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l = \\ \nabla \cdot \left[\mathbf{K}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{K}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \right] + \mathbf{u}_{ll} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{u}_{lb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - a_v h \left(\langle T_l \rangle^l - \langle T_b \rangle^b \right) + \varepsilon_l \langle q_l^m \rangle^l \end{aligned} \quad (9.9)$$

De manera análoga se sustituyó la solución formal de \tilde{T}_b (7.66) en la ecuación escalada de la fase gas (7.43), dejando como primer término del lado derecho de la ecuación, aquel en el que no aparecen las desviaciones de la temperatura.

$$\begin{aligned} \varepsilon_b (\rho Cp)_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho Cp)_b \nabla \cdot \left(\varepsilon_b \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b \right) = \nabla \cdot \varepsilon_b k_b \nabla \langle T_b \rangle^b - k_b (\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\ \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \left[\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \right] dA \\ + \nabla \cdot \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \left[\mathbf{b}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \mathbf{b}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + s_b \left(\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l \right) \right] dA - (\rho Cp)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t} \end{aligned} \quad (9.10)$$

La cual fue desarrollada con el fin de identificar los componentes de cada uno de los coeficientes efectivos asociados a la fase gas mediante un código de colores

$$\begin{aligned}
& \varepsilon_b(\rho C_p)_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \nabla \cdot (\varepsilon_b \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b) + k_b (\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b = \\
& \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b (\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l) dA + \nabla \cdot (\varepsilon_b k_b \nabla \langle T_b \rangle^b) \\
& + \nabla \cdot \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bl} dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l + \nabla \cdot \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bb} dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b - \left(\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right) \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - (\rho C_p)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t}
\end{aligned} \tag{9.11}$$

Posteriormente, la expresión anterior fue agrupada en función de los términos no homogéneos dando lugar a la siguiente organización de la misma:

$$\begin{aligned}
& \varepsilon_b(\rho C_p)_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \nabla \cdot (\varepsilon_b \langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b) + k_b (\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b = \\
& \nabla \cdot \left[\varepsilon_b k_b \mathbf{I} + \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bb} dA \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \nabla \cdot \left[\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bl} dA \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \left[\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA + \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right] \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\
& + \left[\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA - \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right] \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l \\
& + \left[\frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA \right] (\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l) - (\rho C_p)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t}
\end{aligned} \tag{9.12}$$

La ecuación anterior muestra de una forma más clara la estructura de cada uno de los coeficientes efectivos para la fase gas, los cuales son definidos a continuación:

$$\mathbf{K}_{bb} = k_b \left(\varepsilon_b \mathbf{I} + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bb} dA \right) \tag{9.13}$$

$$\mathbf{K}_{bl} = \frac{k_b}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \mathbf{b}_{bl} dA \quad (9.14)$$

$$\mathbf{u}_{bb} = k_b \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bb} dA + \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right) \quad (9.15)$$

$$\mathbf{u}_{bl} = k_b \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla \mathbf{b}_{bl} dA - \frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} s_b dA \right) \quad (9.16)$$

$$a_v h = k_b \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{bl} \cdot \nabla s_b dA \right) = -k_l \left(\frac{1}{V} \int_{A_{lb}} \mathbf{n}_{lb} \cdot \nabla s_l dA \right) \quad (9.17)$$

Los coeficientes expresados anteriormente dan lugar a la siguiente ecuación escalada para la fase gas

Ecuación escalada con coeficientes macroscópicos fase gas:

$$\begin{aligned} & (\rho C_p)_b \varepsilon_b \frac{\partial \langle T_b \rangle^b}{\partial t} - (\rho C_p)_b \langle T_b \rangle^b \frac{\partial \varepsilon_b}{\partial t} + (\rho C_p)_b \varepsilon_b \nabla \cdot (\langle \mathbf{v}_b \rangle^b \langle T_b \rangle^b) + k_b (\nabla \varepsilon_b) \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b \\ & = \nabla \cdot [\mathbf{K}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + \mathbf{K}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l] + \mathbf{u}_{bb} \cdot \nabla \langle T_b \rangle^b + \mathbf{u}_{bl} \cdot \nabla \langle T_l \rangle^l - a_v h (\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l) \end{aligned} \quad (9.18)$$

9.1. Implementación de los Coeficientes Efectivos

Los coeficientes efectivos representan una conexión entre la macroescala y la microescala de un medio efectivo y hacen posible la solución del modelo escalado, la implementación de estos tuvo lugar tras haberlos definido, como cada uno de ellos depende de alguna o varias *variables de cerradura*, es necesario resolver primero los problemas de cerradura. El valor numérico de cada coeficiente se obtiene mediante la herramienta computacional Comsol, donde son introducidos como valores derivados en la sección de resultados, y evaluados en función de las propiedades, parámetros y campos de las variables de cierre. En el **Apéndice D** se muestra la escritura requerida para la implementación de cada uno de ellos, mediante componentes en el caso de los tensores \mathbf{K}_{ll} , \mathbf{K}_{lb} , \mathbf{K}_{bb} , \mathbf{K}_{bl} , \mathbf{u}_{ll} , \mathbf{u}_{lb} , \mathbf{u}_{bb} y \mathbf{u}_{bl} , o magnitud en el caso del escalar $a_v h$.

El valor numérico de cada coeficiente efectivo ha sido evaluado considerando una diferencia en uno de los parámetros de operación, la fracción de gas presente en el núcleo, con la finalidad de analizar el comportamiento de cada uno de ellos si hay un incremento en una de las fases presentes, las fracciones utilizadas para la evaluación de los mismos se encuentran dentro de un rango que rodea la fracción de gas en condiciones normales de operación del reactor correspondiente a 0.0067.

Se desconoce la tendencia específica que deben presentar los coeficientes efectivos bajo tal consideración, pero se espera que los valores obtenidos para \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} sean cercanos o se encuentren dentro del orden de magnitud de la conductividad del líquido 1.0097 W/m K en el caso del primero y de la conductividad del gas 0.152 W/m K en el caso del segundo, ya que cada uno de ellos está definido en función de dicha propiedad. Los resultados obtenidos para ambos coeficientes efectivos son enlistados en la **Tabla 12** para su posterior análisis.

Tabla 12. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.

ε_b	$K_{ll_{xx}}$ (W/m K)	$K_{ll_{yy}}$ (W/m K)	$K_{ll_{zz}}$ (W/m K)	$K_{bb_{xx}}$ (W/m K)	$K_{bb_{yy}}$ (W/m K)	$K_{bb_{zz}}$ (W/m K)
0.002	1.0094	1.0093	1.0065	3.0067×10^{-4}	2.5315×10^{-4}	3.0399×10^{-4}
0.004	1.0097	1.0090	1.0050	6.0465×10^{-4}	5.9145×10^{-4}	6.0745×10^{-4}
0.006	1.0060	1.0085	1.0037	9.2748×10^{-4}	8.9224×10^{-4}	9.1185×10^{-4}
0.0067	1.0160	1.0081	1.0016	1.0100×10^{-3}	9.7841×10^{-4}	1.0200×10^{-3}
0.008	0.9005	0.9007	1.0007	1.4200×10^{-3}	1.1300×10^{-3}	1.2200×10^{-3}
0.01	1.0056	1.0113	0.9981	8.3909×10^{-4}	1.0654×10^{-1}	1.5200×10^{-3}
0.02	0.9947	1.0449	0.9870	2.0810×10^{-1}	8.5792×10^{-4}	3.0300×10^{-3}
0.04	0.8490	0.8378	0.9626	3.3600×10^{-3}	1.4220×10^{-2}	6.2100×10^{-3}
0.06	1.1700	1.1718	0.9487	9.4500×10^{-3}	8.9800×10^{-3}	9.1200×10^{-3}
0.08	1.2666	1.2666	0.9365	1.2030×10^{-2}	1.2030×10^{-2}	1.2160×10^{-2}
0.1	1.2665	1.2649	0.9088	1.5000×10^{-2}	1.5050×10^{-2}	1.5200×10^{-2}

Como primera aproximación los resultados obtenidos para las condiciones de operación del reactor de cada uno de los componentes de los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} se

compara con la conductividad de la sal y del helio. El tensor \mathbf{K}_{ll} presenta resultados del mismo orden de magnitud que la conductividad del líquido en las tres componentes, a diferencia de \mathbf{K}_{bb} que se encuentra dos órdenes de magnitud por debajo en las componentes xx y zz y tres en la componente yy comparado con la conductividad del helio. Las diferencias de orden de magnitud que se presentan entre la conductividad de las fases y los coeficientes efectivos asociados a ellas se pueden explicar en función de la fracción de cada fase presente en el núcleo. En condiciones nominales de operación el combustible está presente en un 99.33% y \mathbf{K}_{ll} es prácticamente igual a la conductividad del líquido, mientras que las burbujas de helio están presentes solo un 0.67% provocando que \mathbf{K}_{bb} sea próxima a la conductividad del gas, pero no igual. Los valores obtenidos demuestran que predomina el valor de la conductividad del componente que se presenta en mayor cantidad, por lo que se esperaría que \mathbf{K}_{bb} fuera igual a la conductividad del helio si los porcentajes de las fases presentes en el núcleo se invirtieran.

Si ahora son analizados los resultados obtenidos para los coeficientes efectivos, pero en función de la variación de la fracción de gas se observa, al menos para el componente zz que el valor de \mathbf{K}_{ll} tiende a disminuir al aumentar la cantidad de burbujas en el núcleo, alejándose cada vez más de la conductividad del líquido, mientras que \mathbf{K}_{bb} muestra un comportamiento totalmente opuesto, aumentando de manera simultánea su valor y aproximándose cada vez más a la conductividad del helio. Dicho comportamiento en el componente zz de ambos coeficientes se asocia al hecho de que haya una mayor o menor presencia de sal o helio en el núcleo, ya que \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} tenderán a la conductividad de la fase de la que están en función mientras mayor sea la presencia de esta. Los componentes xx y yy de ambos coeficientes por otra parte no muestran una tendencia definida, el asociado a la fase líquida disminuye en las tres primeras fracciones, pero presenta saltos entre 0.0067 y 0.04 para finalmente ir en incremento en las últimas tres fracciones, el asociado a la fase gas incrementa en las primeras cinco fracciones y presenta saltos desde 0.008 hasta 0.06 para aumentar nuevamente en las dos últimas fracciones. Se cree que el comportamiento de esos componentes es debido al campo de velocidades, la dirección del

flujo se da en la componente zz y al encontrarse con un objeto suspendido (la burbuja) presenta perturbaciones que se ven reflejadas en xx y yy repercutiendo en la velocidad y como consecuencia en dichas componentes del coeficiente efectivo. La **Figura 16** ilustra la tendencia de \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} en la dirección del flujo para las fracciones de gas evaluadas.

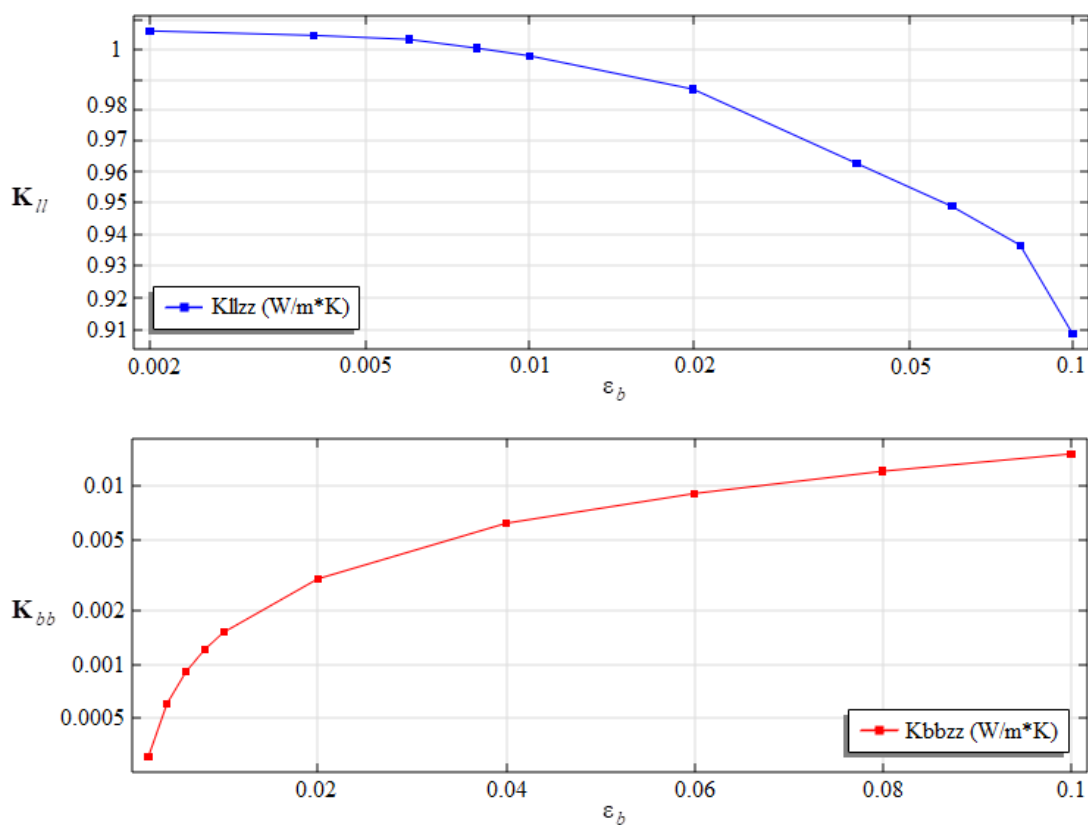


Figura 16. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} variando la fracción de gas presente en el núcleo.

El decremento que presenta el coeficiente \mathbf{K}_{ll} al aumentar la fracción de gas significa que hay una mayor resistencia a la transferencia de calor en la sal combustible conforme disminuye la presencia de este componente. Por otra parte, el aumento de \mathbf{K}_{bb} se interpreta como una mayor capacidad de la fase gas para transferir calor, siempre que esta esté presente en mayor cantidad.

Ahora son presentados los valores obtenidos de los coeficientes cruzados de la conductividad mediante la **Tabla 13**, ambos presentan tres componentes al igual que \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} al ser tensores, pero no cuentan con punto de comparación respecto alguna propiedad física.

Tabla 13. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{lb} y \mathbf{K}_{bl} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.

ε_b	$K_{lb_{xx}}$ (W/m K)	$K_{lb_{yy}}$ (W/m K)	$K_{lb_{zz}}$ (W/m K)	$K_{bl_{xx}}$ (W/m K)	$K_{bl_{yy}}$ (W/m K)	$K_{bl_{zz}}$ (W/m K)
0.002	1.4929×10^{-5}	1.2900×10^{-3}	2.5100×10^{-3}	1.5619×10^{-4}	1.6262×10^{-4}	5.9761×10^{-8}
0.004	4.4831×10^{-4}	2.6833×10^{-4}	3.2900×10^{-3}	3.6282×10^{-4}	2.9832×10^{-4}	9.3816×10^{-8}
0.006	2.7135×10^{-4}	2.8098×10^{-4}	7.0200×10^{-3}	2.8580×10^{-4}	4.5042×10^{-4}	2.7580×10^{-8}
0.0067	3.2662×10^{-4}	2.7039×10^{-4}	1.6140×10^{-2}	2.1200×10^{-3}	4.6087×10^{-4}	5.5894×10^{-9}
0.008	2.4540×10^{-2}	1.7370×10^{-2}	6.6400×10^{-3}	4.1739×10^{-4}	4.1459×10^{-4}	3.2077×10^{-7}
0.01	3.9530×10^{-2}	1.5804×10^1	1.6070×10^{-2}	7.2493×10^{-4}	1.5000×10^{-3}	7.1562×10^{-8}
0.02	5.5734×10^0	2.8536×10^1	2.0585×10^{-1}	9.9705×10^{-4}	9.4000×10^{-3}	3.8967×10^{-7}
0.04	4.6270×10^0	6.9860×10^{-2}	4.1709×10^0	1.8800×10^{-3}	1.8000×10^{-3}	1.0792×10^{-6}
0.06	3.5280×10^{-2}	3.6480×10^{-2}	5.6000×10^{-3}	1.0000×10^{-3}	1.0200×10^{-3}	4.4928×10^{-7}
0.08	5.7690×10^{-2}	5.7700×10^{-2}	8.0722×10^{-5}	7.9727×10^{-4}	7.9765×10^{-4}	1.9556×10^{-5}
0.1	6.0750×10^{-2}	6.0390×10^{-2}	2.0080×10^{-5}	8.8963×10^{-4}	8.9020×10^{-4}	2.0739×10^{-7}

Tanto \mathbf{K}_{lb} como \mathbf{K}_{bl} contribuyen al modelo escalado mediante efectos de transferencia de calor interfacial, pero solo \mathbf{K}_{lb} considera los efectos hidrodinámicos que tienen lugar debido al movimiento de la sal alrededor de las burbujas, es por eso que los valores obtenidos para este último tienden a ser relativamente mayores.

Los coeficiente efectivos \mathbf{K}_{lb} y \mathbf{K}_{bl} no presentan una tendencia definida en ninguno de sus componentes, ya que aumentan o disminuyen a lo largo de las fracciones evaluadas como se aprecia en la **Figura 17**, sin embargo, muestran ordenes de magnitud mucho menores respecto a \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} , lo que implica una menor contribución a los efectos conductivos del modelo escalado respecto a los antes mencionados.

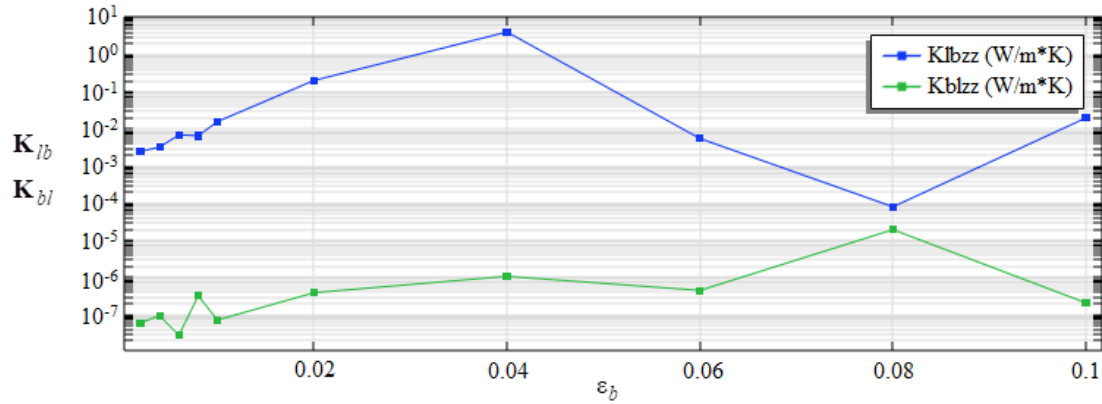


Figura 17. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos K_{lb} y K_{bl} variando la fracción de gas presente en el núcleo.

Una parte de los efectos convectivos presentes en el modelo escalado tiene lugar mediante la definición de los coeficientes efectivos u_{ll} y u_{lb} , ya que ambos están en función de las desviaciones de la velocidad del líquido, a diferencia de u_{bb} y u_{bl} que solo dependen de las variables de cierre. Debido a que los coeficientes mencionados anteriormente contribuyen al modelo han sido evaluados y son presentados mediante tablas, dichas tablas omiten los valores que presentan muy altos ordenes de magnitud, pues se consideran basura numérica (-----).

Tabla 14. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos u_{ll} y u_{bb} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.

ϵ_b	u_{llxx} (W/ m ² K)	u_{llyy} (W/ m ² K)	u_{llzz} (W/ m ² K)	u_{bbxx} (W/ m ² K)	u_{bbyy} (W/ m ² K)	u_{bbzz} (W/ m ² K)
0.002	3.8057	29.0941	0.0050	0.0329	0.5134	0.0030
0.004	3.5542	24.4695	0.1331	0.0787	0.1695	0.0044
0.006	27.4809	19.8243	0.0721	0.0696	0.1492	0.0250
0.0067	838.4239	5.8816	0.1263	0.0110	0.0949	0.0129
0.008	0.0033	3.2664	0.0822	0.6699	0.2943	0.0019
0.01	19.7804	-----	0.1034	0.2041	-----	0.1559
0.02	-----	-----	0.6249	-----	30.6094	0.1169
0.04	-----	49.8184	0.1873	-----	38.5600	-----
0.06	4.0187	25.7541	0.1285	0.8378	0.6803	0.1238
0.08	0.0049	0.1097	4.2637	0.0584	0.0250	0.0207
0.1	0.1344	0.1267	0.0020	0.0074	0.0567	0.5286

La **Tabla 14** muestra diferentes ordenes de magnitud en cada uno de los componentes de \mathbf{u}_{ll} que van desde 10^{-3} hasta 10^3 , sin embargo, en zz se presenta un comportamiento más uniforme, bajo la consideración de que la mayoría de los valores obtenidos para ese coeficiente son de alrededor de 10^{-1} , a diferencia de yy y xx que tienden a valores de hasta 10^3 . En el caso de \mathbf{u}_{bb} se observan ordenes de magnitud de entre 10^{-3} y 10^{-1} en su mayoría, con algunas excepciones en los componentes xx y yy donde se presentan valores de hasta 10^3 . Evaluar los órdenes de magnitud de los coeficientes efectivos permite tener una idea de que tanto contribuyen los mismos al modelo escalado. Con base en el análisis de datos se deduce que \mathbf{u}_{ll} contribuye más al modelo, al no solo considerar efectos de transferencia de calor interfacial, sino también efectos hidrodinámicos de la transferencia de calor.

Los coeficientes cruzados \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} son enlistado en la **Tabla 15** y presentan una tendencia más uniforme respecto a los coeficientes directos, ya que se observa una minoría de valores con órdenes de magnitud elevados (basura numérica) en algunos de sus componentes.

Tabla 15. Valor correspondiente a los coeficientes efectivos \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} en cada uno de sus componentes al variar la fracción de gas en el núcleo.

ε_b	$u_{lb_{xx}}$ (W/ m ² K)	$u_{lb_{yy}}$ (W/ m ² K)	$u_{lb_{zz}}$ (W/ m ² K)	$u_{bl_{xx}}$ (W/ m ² K)	$u_{bl_{yy}}$ (W/ m ² K)	$u_{bl_{zz}}$ (W/ m ² K)
0.002	0.0178	0.5002	0.0086	0.0368	0.3718	0.0009
0.004	0.2533	0.1114	0.0016	0.0599	0.1373	0.0004
0.006	0.2296	0.1414	0.0030	0.2542	0.3238	0.0014
0.0067	0.1064	0.2873	0.0022	10.3011	0.0502	0.0010
0.008	1.7791	1.1448	0.0062	0.0266	0.0682	0.0058
0.01	1.1158	-----	0.0306	0.0668	2.3843	0.0003
0.02	-----	-----	0.1250	0.5680	12.8594	0.0048
0.04	-----	2.8973	2.3216	0.2867	0.1392	0.0258
0.06	1.8027	0.2747	0.0044	0.0700	0.5971	0.0136
0.08	0.0057	0.0474	0.0034	0.0000	0.0003	0.1214
0.1	0.1545	0.0723	0.1530	0.0021	0.0026	0.0007

Prácticamente \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} presentan valores del mismo orden de magnitud en zz , con la diferencia de que los del segundo son más pequeños, en el caso de los componentes xx y yy \mathbf{u}_{lb} alcanza como máximo ordenes de magnitud de 10^2 mientras que \mathbf{u}_{bl} no sobrepasa 10^1 . Ambos coeficientes presentan valores menores en comparación con los coeficientes directos véase **Figura 18**, a pesar de que están definidos mediante los mismos efectos, \mathbf{u}_{ll} y \mathbf{u}_{bb} involucran efectos de transferencia de calor interfacial e hidrodinámicos, \mathbf{u}_{bb} y \mathbf{u}_{bl} solo los primeros mencionados. La única diferencia perceptible es que, en el caso de los coeficientes cruzados, estos están en fusión de la variable de cerradura asociadas a la temperatura de la otra fase, lo que al parecer disminuye su contribución.

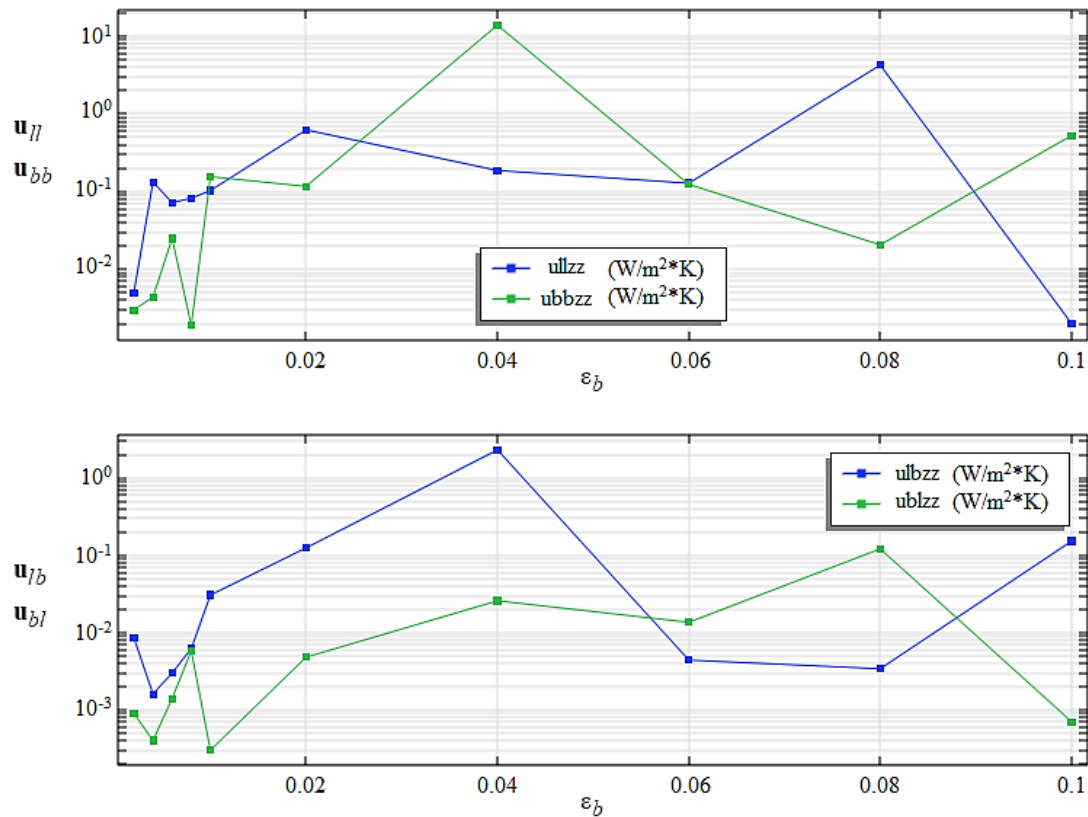


Figura 18. Representación gráfica del comportamiento en la componente z de los coeficientes efectivos \mathbf{u}_{ll} , \mathbf{u}_{bb} , \mathbf{u}_{lb} y \mathbf{u}_{bl} variando la fracción de gas presente en el núcleo.

Finalmente han sido evaluados los escalares $a_v h$ tanto para la fase líquida como para la fase gas, ambos solo consideran la transferencia de calor interfacial y están relacionados con la diferencia de temperatura de las fases. Debido a que ha sido obtenido el mismo valor para dichos coeficientes en ambas fases, en la **Tabla 16** se enlista solo un valor para el mismo.

Tabla 16. Coeficiente efectivo de transferencia de calor interfacial vs ε_b .

ε_b	$a_v h$ (W/m ³ K)
0.002	6.6876×10^5
0.004	8.5892×10^2
0.006	1.0205×10^3
0.0067	1.5985×10^3
0.008	3.0888×10^2
0.01	2.7277×10^2
0.02	1.1648×10^5
0.04	3.9117×10^6
0.06	8.8992×10^6
0.08	2.5748×10^4
0.1	1.6085×10^3

El coeficiente efectivo de transferencia de calor interfacial $a_v h$ presenta ordenes de magnitud de entre 10^2 y 10^6 (W/m³K), como se puede observar en la **Figura 19**, de todos los coeficientes obtenidos es el que evidentemente presenta valores mayores a lo largo de las fracciones evaluadas, dicho comportamiento no se considera extraño dado que en trabajos donde se aplica el promedio volumétrico regularmente $a_v h$ presenta ordenes de magnitud mayores en comparación con los otros coeficientes efectivos, un claro ejemplo son los reactores enfriados por metales líquidos, donde los coeficientes efectivos **K** y **u** presentan ordenes de magnitud de entre 10^{-1} y 10^1 , mientras que $a_v h$ es del orden de 10^3 . (Pérez-Valseca et al., 2021).

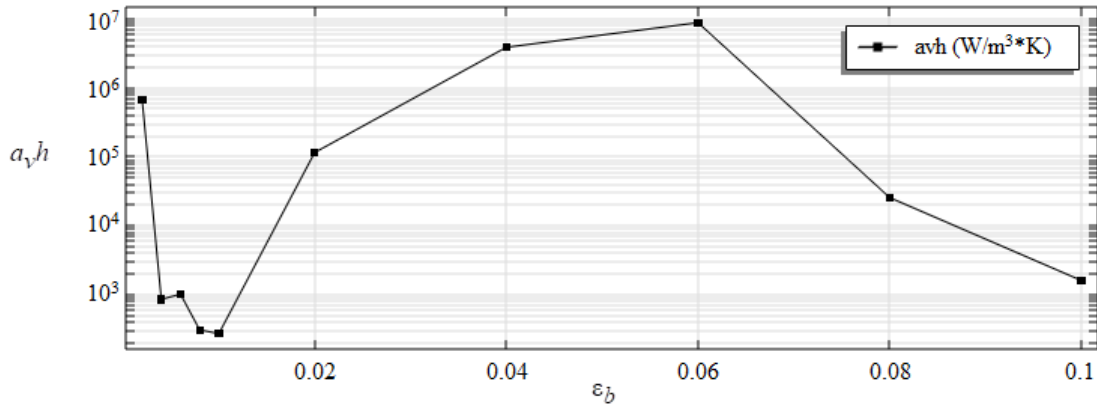


Figura 19. Comportamiento del coeficiente efectivo de transferencia de calor interfacial $a_v h$ como función de la fracción de gas presente en el núcleo.

Los valores obtenidos para cada uno de los coeficientes efectivos en algunos casos presentan datos inconsistentes respecto al orden de magnitud, al ser muy diferentes en comparación con los de las otras fracciones. A este tipo de datos se les denomina basura numérica, ya que sus variaciones no están relacionadas con los fenómenos físicos del sistema, sino más bien con la herramienta computacional utilizada, debido a lo complejo que le resulta realizar cálculos que involucren al operador nabla, como el gradiente y la divergencia (Aguilar-Madera, 2021).

En el caso particular de los reactores nucleares de sales fundidas resulta difícil comprobar que los coeficientes efectivos obtenidos son correctos, se requeriría de datos experimentales con los que hasta el momento no se cuenta, por otra parte, el método no ha sido aplicado a este tipo de tecnología, por lo que tampoco existe un punto de comparación.

Los coeficientes efectivos harán posible la solución del modelo escalado, como ya se explicó cada uno de ellos contribuye mediante diferentes efectos a la transferencia de calor, fenómeno que permite conocer la temperatura promedio de las fases, para las que si se cuenta con una referencia como punto de comparación.

10. Solución del modelo escalado

El modelo escalado para la temperatura de un reactor nuclear rápido de sales fundidas ha sido deducido mediante el método de promedio volumétrico y se presenta mediante las expresiones (9.9) y (9.18). Estas ecuaciones son función de coeficientes efectivos que involucran efectos convectivos hidrodinámicos, conductivos y de transferencia de calor interfacial. La implementación de dicho modelo ha tenido lugar en la herramienta computacional Comsol y ha sido posible tras la obtención de los campos de las variables de cierre y los coeficientes efectivos.

La geometría utilizada para la solución del modelo es un cilindro de 2.25 m de longitud y 2.25 m de diámetro, donde circula la sal fundida (combustible líquido) y las burbujas de helio. Las burbujas de gas están dispersas en el fluido y distribuidas uniformemente en la sección transversal del núcleo del reactor representando un dominio homogeneizado. Adicional a la geometría, se consideran condiciones de frontera como aislamiento en las paredes del reactor, valores iniciales de temperatura de 0 K para ambas fases, y condiciones de temperatura tipo Dirichlet en la pared donde tiene lugar la entrada del flujo. Para esta última se utilizan parámetros nominales de operación como la temperatura de la sal combustible y de las burbujas de helio a la entrada, ambas equivalentes a 923.15 K (Merle-Lucotte, 2013). La velocidad es otro parámetro que no forma parte de las condiciones de frontera, pero se requiere para la solución del modelo escalado, en el caso de la fase líquida corresponde a 2.78 m/s y en el caso de la fase gas puede ser consultada en la **Tabla 5** según la fracción de burbujas correspondiente.

La ecuación escalada para la fase líquida contiene un término fuente de calor, para dicho término se consideran dos escenarios, una distribución de potencia uniforme (DPU) para verificación del funcionamiento del modelo, y otra no uniforme (DPNU) que es la que se presenta en casos reales, ya que los reactores nucleares están diseñados para que la potencia generada en el mismo sea muy baja a la entrada del núcleo, muy pronunciada en la parte intermedia y baja a la salida, es por eso que este tipo de distribución fue propuesta.

En el primer tipo de distribución la potencia se expresa como la relación entre la potencia nominal 3 GW y el volumen del combustible que corresponde al 22.5% del volumen total 4.05 m³, y la segunda se define en función de la longitud del reactor según la siguiente expresión (Yamaji et al., 2014):

$$Q(z) = Q_0 \text{sen} \frac{(z\pi)}{2.25} \quad (10.1)$$

Donde Q representa la potencia volumétrica y Q_0 la potencia volumétrica de referencia o nominal. La distribución de potencia no uniforme fue planteada por medio de una función sinusoidal, al ser un reactor de geometría cilíndrica, en los que dicha potencia se modela mediante funciones trigonométricas (Duderstadt, 1976).

Tras las consideraciones anteriores, los resultados son presentados evaluando tres diferentes fracciones de gas en el núcleo del reactor, correspondientes a la mínima evaluada 0.002, la nominal 0.0067 y la máxima 0.1, los resultados muestran tanto la distribución de temperatura como la distribución de potencia en el reactor y un análisis de estos.

10.1. Distribución de potencia uniforme

En el primer escenario el término fuente de calor que forma parte de la ecuación escalada para la fase líquida está en función de una distribución de potencia uniforme, y contribuye a la temperatura promedio en ambas fases. La distribución de dicho término fuente es presentado mediante la **Figura 20**, donde se aprecia un comportamiento uniforme de la fuente de calor, que es equivalente a 7.35778×10^8 W/m³ en el caso de la fracción nominal ($\epsilon_b = 0.0067$), y se mantiene prácticamente del mismo orden de magnitud para las otras dos fracciones evaluadas: un valor de 7.39259×10^8 W/m³ cuando se presenta una menor cantidad de burbujas ($\epsilon_b = 0.002$) y de 6.66667×10^8 W/m³ si éstas se encuentran en mayor cantidad ($\epsilon_b = 0.1$). La disminución de la potencia conforme aumenta la fracción de gas es debido a que habrá una menor fracción de líquido, y como consecuencia la cantidad de combustible presente en el núcleo disminuye, dando lugar un menor número de reacciones

de fisión que generen calor, lo que se refleja directamente en la potencia del reactor y como consecuencia en el término fuente de calor.

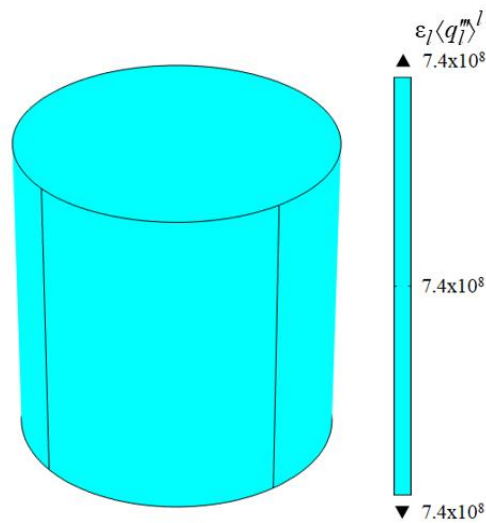


Figura 20. Termino fuente de calor considerando una distribución de potencia uniforme para la fracción nominal de operación.

Tras evaluar el término fuente de calor, se obtuvo la distribución de temperatura de la fase líquida en la dirección axial que se muestra en la **Figura 21**, donde se presenta un comportamiento de aumento a lo largo de la geometría, localizándose el punto más frío en la parte inferior y el más caliente en la parte superior, dicho comportamiento se asocia al hecho de que la sal combustible fluye de abajo hacia arriba a lo largo del reactor, y durante su recorrido presenta fisiones nucleares que generan energía y contribuyen a la transferencia de calor. En el caso de T_l se ha obtenido una distribución de temperatura muy parecida para las tres fracciones evaluadas, independientemente de la variación de los coeficientes efectivos, lo que demuestra que se tiene una buena aproximación de las temperaturas mediante el modelo, al ser estas muy parecidas a la temperatura de salida de diseño.

La temperatura promedio obtenida mediante las simulaciones para las fracciones de gas evaluadas corresponden a 972.84219 K, 972.84217 K y 972.84177 K, aunque es poco apreciable la temperatura del líquido disminuye al aumentar la cantidad de burbujas en el

núcleo, dicho cambio no resulta representativo siendo del orden de diezmilésimas en las primeras dos fracciones y de cienmilésimas en la última, lo que demuestra que la presencia de la fase gas en el reactor no afecta significativamente la distribución de temperatura de la fase líquida, lo que confirma la hipótesis de esta tesis. Esta afirmación aplica al menos para el caso en el que la presencia de la fase gas no exceda el 10% de la fracción volumétrica. Por otra parte, la temperatura máxima obtenida para la sal combustible es de 1022.53 K, este valor aplica para las tres fracciones evaluadas, tomando en cuenta que las variaciones de la máxima temperatura son del mismo orden de magnitud que las presentadas en la temperatura promedio, este dato se encuentra muy cercano a la temperatura de salida registrada para un reactor rápido de sales fundidas correspondiente a 1023.15 K (Rouch et al., 2014), y da lugar a un $\Delta T = 99.38 \text{ K}$, diferencia que se encuentra alejada solo 0.62° de la conocida por la literatura correspondiente a 100 K.

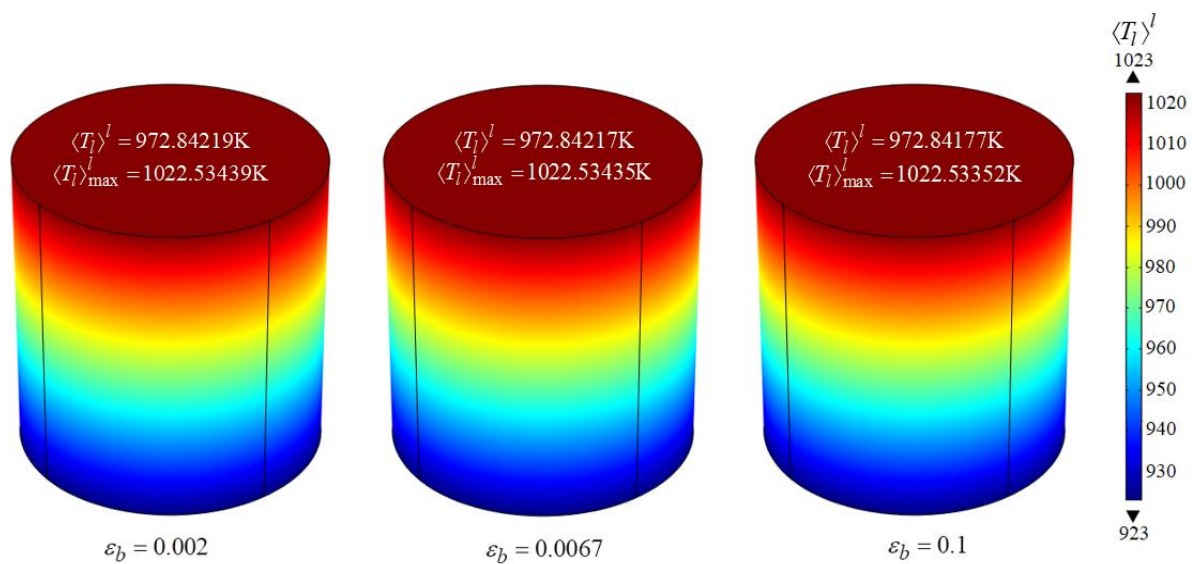


Figura 21. Perfil de temperatura del combustible para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia uniforme.

La temperatura de la burbuja también aumenta en la dirección axial a consecuencia de la transferencia de calor que se presenta de la fase fluida hacia la fase gas conforme ambas ascienden dentro del núcleo. La **Figura 22** muestra la distribución de temperatura correspondiente, presentando un color rojo intenso en la parte superior para las primeras dos fracciones y uno un poco más tenue para la tercera que se encuentra alejada de las otras

alrededor de 4 grados de temperatura. El valor correspondiente para la temperatura promedio de cada una de las fracciones corresponde a 972.84198 K cuando se tiene una menor cantidad de burbujas en el núcleo, a 972.55658 K en condiciones nominales de operación y a 968.79693 K para una mayor cantidad de burbujas presentes en el núcleo. Evidentemente el cambio más representativo se tiene para la fracción de 0.1, al ser dos órdenes de magnitud mayor respecto a las dos primeras. Lo mismo ocurre con el máximo valor obtenido, que para las fracciones de 0.002 y 0.0067 es de alrededor de 1022 K y para la de 0.1 corresponde a 1018 K. Desde un punto de vista práctico la burbuja presenta la misma temperatura que la sal combustible, al menos a bajas fracciones, esto significa que para el caso en el que la fase gas está presente en una fracción menor al 10% aplicaría un modelo de equilibrio térmico.

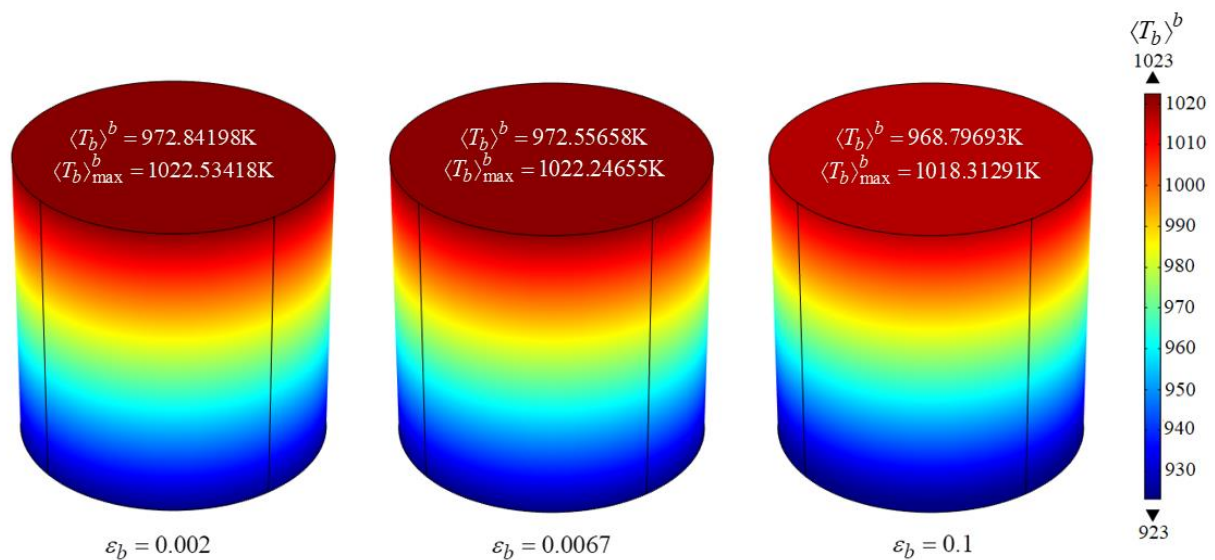


Figura 22. Perfil de temperatura de la burbuja para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia uniforme.

Con la finalidad de proporcionar más información respecto a la distribución de temperatura para ambas fases, han sido evaluados varios puntos a lo largo de la longitud del reactor, en los que se dan a conocer los valores correspondientes a la temperatura promedio obtenida mediante la **Tabla 17**, entre los puntos evaluados se encuentran las coordenadas correspondientes a la parte central del núcleo (0,0,1.125) y a la salida del flujo (0,0,2.25).

Tabla 17. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para una distribución de potencia uniforme.

ε_b	0.002		0.0067		0.1	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	934.19272	934.19251	934.19271	933.90585	934.19265	930.27863
(0,0,0.5)	945.23542	945.23521	945.23541	944.94855	945.23526	941.03302
(0,0,0.75)	956.27813	956.27792	956.27811	955.99125	956.27786	952.05443
(0,0,1)	967.32084	967.32063	967.32082	967.03396	967.32047	963.09549
(0,0,1.125)	972.84219	972.84198	972.84217	972.5553	972.84177	968.61669
(0,0,1.25)	978.36355	977.92163	978.36352	978.07666	978.36308	974.13799
(0,0,1.5)	1000.44896	1000.44875	989.40622	989.11936	989.40568	985.18046
(0,0,1.75)	1011.49166	1011.49146	1000.44893	1000.16206	1000.44829	996.2233
(0,0,2)	1022.53437	1022.53416	1011.49163	1011.20476	1011.49089	1007.26551
(0,0,2.25)	1022.53439	1022.53418	1022.53433	1022.24494	1022.5335	1018.30332

Cabe mencionar que la burbuja podría expandirse con el aumento de temperatura, es por eso que el modelo escalado incluye un término de expansión válido en la macroescala, expresado como la derivada de la fracción volumen respecto al tiempo. Sin embargo, ese término no ha sido evaluado porque el modelo de cantidad de movimiento aún se encuentra en desarrollo y la solución del modelo de transferencia de calor se ha considerado en estado estacionario

10.2. Distribución de potencia no uniforme

Ahora ha sido considerada una distribución de potencia no uniforme de tipo senoidal para el término fuente de calor, la cual se ve reflejada en la **Figura 23** para cada una de las fracciones evaluadas, y muestra una tendencia distinta a la mostrada en una distribución de potencia uniforme. El término fuente de calor presenta variaciones que se observan a lo largo de la longitud del reactor, mediante una tendencia de aumento desde la entrada del flujo hasta el centro del núcleo, alcanzando el máximo valor posible, y una tendencia de disminución que tiene lugar desde la parte central hasta la salida del flujo, mientras que en las fronteras dicho valor es nulo. Este tipo de comportamiento en la distribución se presenta porque el combustible no se encuentra en la misma cantidad en todas las zonas del reactor, lo que limita la generación de calor en ciertos puntos, debido a las pocas interacciones de

neutrones con elementos físis en algunas zonas, y como consecuencia disminuye la temperatura de salida de las fases.

A pesar de la similitud en los perfiles mostrados para el término fuente, se presentan variaciones significativas en los valores obtenidos para las fracciones evaluadas, considerando que el promedio de dicho término corresponde a $4.70627 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ para una $\varepsilon_b = 0.002$, a $4.68411 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ para una $\varepsilon_b = 0.0067$ y a $4.24413 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ para una $\varepsilon_b = 0.1$. Para este tipo de distribución de potencia los máximos del término fuente vienen siendo los valores obtenidos de dicho término para una distribución de potencia uniforme.

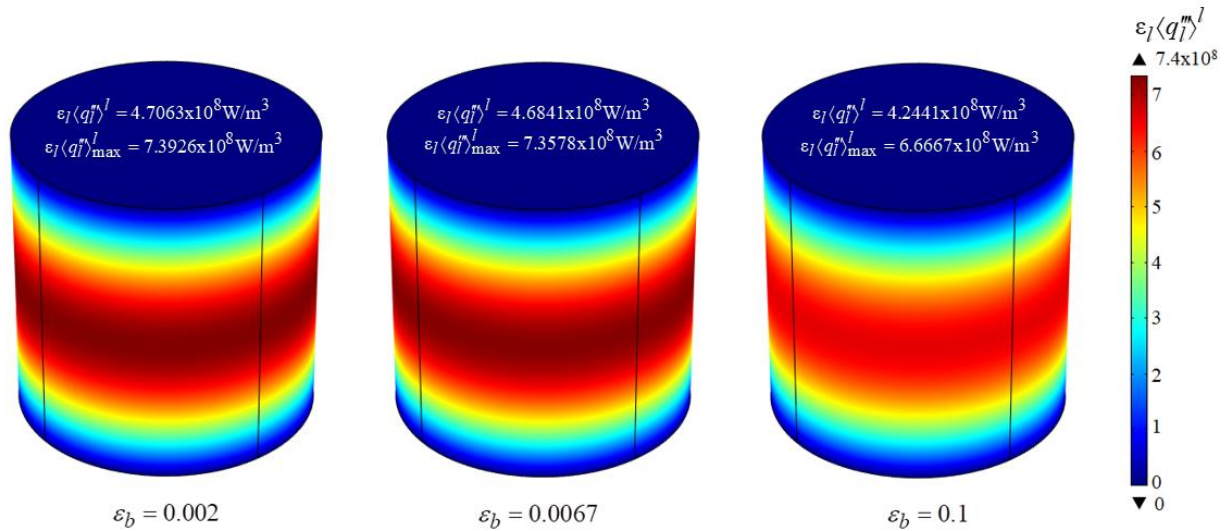


Figura 23. Término fuente considerando una distribución de potencia no uniforme evaluado en tres diferentes fracciones.

Para este escenario fueron obtenidos nuevamente los perfiles de temperatura promedio para la fase líquida y gas. En el caso de la fase fluida, la distribución de temperatura de todas las fracciones presenta la misma tendencia de aumento desde la entrada hasta la salida del flujo, según se observa en la **Figura 24**. El ΔT obtenido para este tipo de distribución de potencia corresponde a 98.7K, lo que representa una diferencia de 1.3 K respecto a la ΔT de referencia y de 0.68K respecto a la obtenida para una distribución de potencia uniforme.

El decremento en el ΔT obtenido se puede explicar mediante el siguiente fenómeno: la distribución de potencia no uniforme considera el hecho de que el combustible presente en el núcleo del reactor se va gastando, esto provoca que en algunas zonas se presente una menor cantidad de combustible, lo que disminuye las reacciones de fisión de origen nuclear y la cantidad de energía producida. Tal efecto se ve reflejado en las temperaturas de las fases dentro del reactor, que en comparación con las obtenidas para una distribución de potencia uniforme son menores.

La temperatura máxima alcanzada bajo tales condiciones es de alrededor de 1021.85K para las tres fracciones, pues las variaciones entre ellas son del orden de centésimas, mientras que las promedio corresponden a 972.49295K, 972.49293K y 972.49253K para 0.002, 0.0067 y 0.1 respectivamente, y son 0.4 grados menores a las obtenidas para una distribución de potencia uniforme.

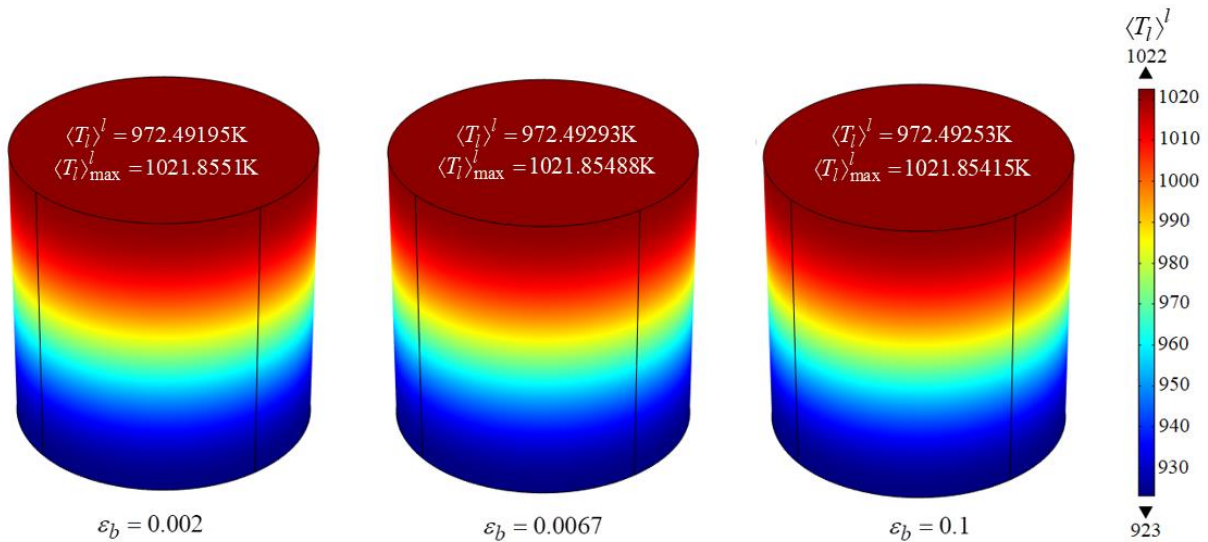


Figura 24. Perfil de temperatura del combustible para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia no uniforme.

La distribución de potencia no uniforme también se ve reflejada en los perfiles de temperatura obtenidos para la fase gas, los cuales son mostrados en la **Figura 25**. En los dos tipos de distribución de potencia implementados el promedio intrínseco de la temperatura del gas ya sea máxima o promedio es siempre un poco menor a la obtenida para la fase

fluida, dicha afirmación puede ser comprobada al comparar las temperaturas promedio de la fase líquida y la fase gas. La distribución de temperatura, sin embargo, presenta una tendencia idéntica aumentando en la dirección z, hasta alcanzar su máximo valor a la salida del flujo de 1021.83622 K en el caso de la fracción nominal, 1021.8551K al haber menos burbujas en el núcleo o de 1020.98693 al haber más presencia de gas. A diferencia de las otras temperaturas, aquí no se ha presentado solo un máximo, ya que las variaciones en la temperatura máxima para las tres fracciones presentan diferencias de hasta 1 grado de temperatura.

La temperatura promedio por otra parte presenta variaciones mínimas al igual que en los otros casos y corresponde a 972.49275 K, 972.20811 K 968.33415 K para las fracciones 0.002, 0.0067 y 0.1 respectivamente.

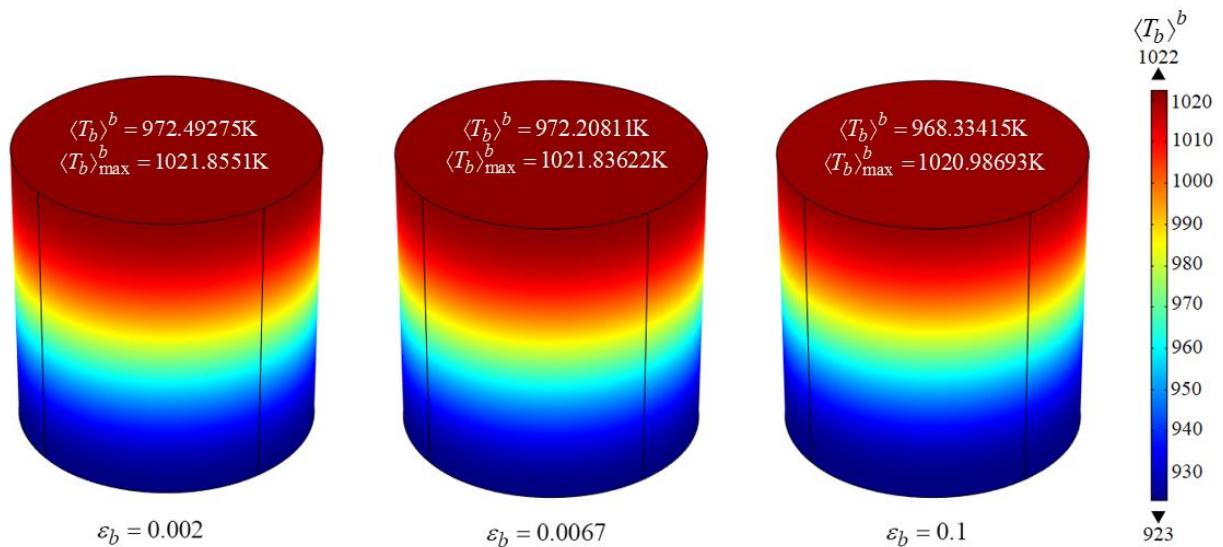


Figura 25. Perfil de temperatura de la burbuja para diferentes fracciones considerando una distribución de potencia no uniforme.

Al igual que para la distribución de potencia uniforme, en la **Tabla 18** se presentan varios puntos evaluados en la dirección axial para una distribución de potencia no uniforme, con la finalidad de dar más información respecto a los valores obtenidos para la temperatura promedio de ambas fases.

Tabla 18. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para una distribución de potencia no uniforme.

ε_b	0.002		0.0067		0.1	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	926.13288	926.13277	926.13284	925.98372	926.13288	924.66686
(0,0,0.5)	934.69582	934.69561	934.69578	934.41245	934.69575	931.19251
(0,0,0.75)	947.81099	947.81071	947.81098	947.4249	947.81084	942.63873
(0,0,1)	963.93295	963.93263	963.93288	963.49399	963.93261	957.70461
(0,0,1.125)	972.48838	972.48806	972.48835	972.04213	972.488	966.01463
(0,0,1.25)	981.0628	981.06249	981.06276	980.62069	981.06233	974.5355
(0,0,1.5)	997.155	997.15472	997.15498	996.76436	997.15439	991.11574
(0,0,1.75)	1010.28499	1010.28479	1010.28497	1009.99563	1010.28426	1005.4601
(0,0,2)	1018.85323	1018.85312	1018.85319	1018.69642	1018.85237	1015.8247
(0,0,2.25)	1021.82784	1021.82784	1021.82779	1021.82347	1021.82695	1020.96057

Los perfiles obtenidos para la temperatura del combustible líquido confirman la hipótesis planteada, pues las distribuciones presentadas para las diferentes fracciones evaluadas son idénticas, y la temperatura de salida en los tres casos es prácticamente la misma, lo que afirma que la distribución de temperaturas del combustible fluido no es fuertemente influenciada por el sistema de inyección de burbujas de helio.

A diferencia de una distribución de potencia uniforme, la no uniforme no presenta un aumento de temperatura aproximadamente igual para los puntos evaluados. Esto se debe a que una distribución de este tipo implica que en algunas zonas del reactor haya un mayor o menor número de interacciones de neutrones generando reacciones de fisión, provocando así que la temperatura en algunos puntos sea mayor respecto a otros sin presentar una tendencia definida en el aumento.

Con la finalidad de comparar la tendencia del promedio de la temperatura de ambas fases para los dos tipos de distribución de potencia, se graficaron ambas temperaturas. La **Figura 26** muestra el comportamiento del promedio de las temperaturas a lo largo del reactor en el seno del fluido para las fracciones 0.0067 y 0.1 considerando una distribución de potencia uniforme, mientras que la **Figura 27** muestra el comportamiento del promedio de las temperaturas de ambas fracciones, pero para una distribución de potencia no uniforme.

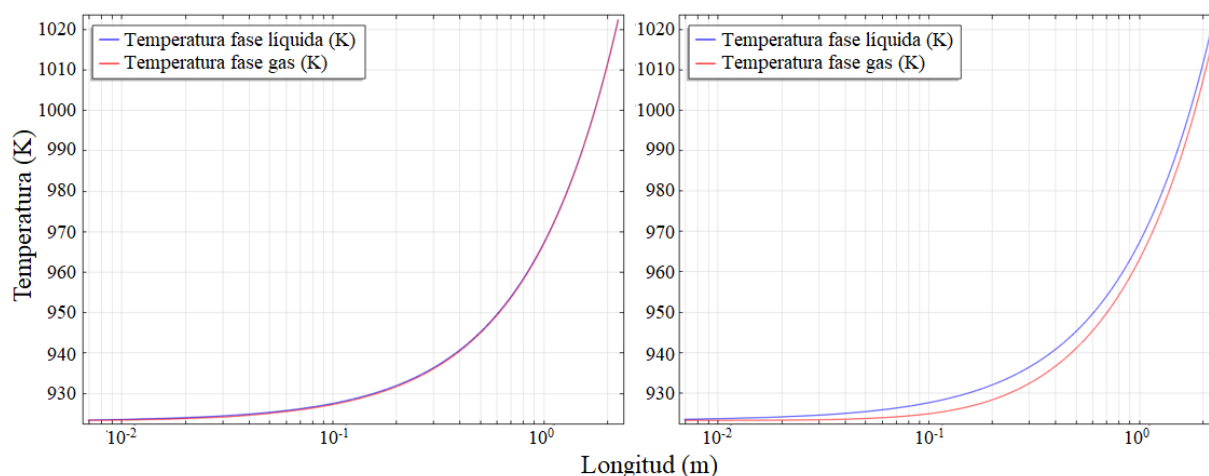


Figura 26. Tendencia de aumento de temperatura para las fracciones de gas correspondientes a 0.0067 (izquierda) y 0.1 (derecha) considerando una distribución de potencia uniforme.

En fracciones pequeñas como 0.0067 las curvas que representan las temperaturas de las fases ocupan prácticamente la misma posición, es decir presentan la misma temperatura a cierta altura del reactor. Para el caso de fracciones más grandes de alrededor de 0.1 las curvas presentan una separación apreciable, indicando que la fase gas alcanza la temperatura de la fase líquida en una altura diferente dentro del reactor. Este comportamiento se presenta en ambos tipos de distribución.

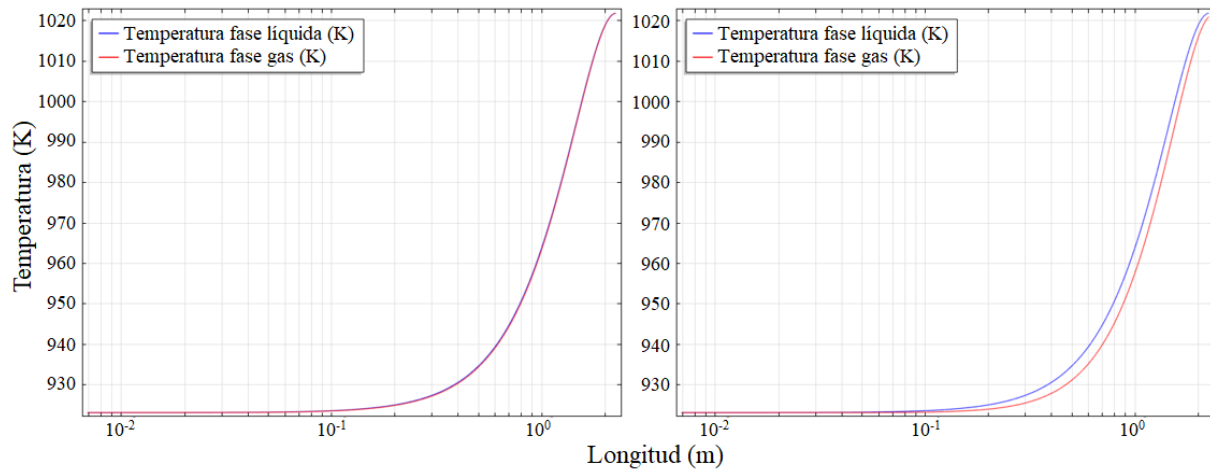


Figura 27. Tendencia de aumento de temperatura para las fracciones de gas correspondientes a 0.0067 (izquierda) y 0.1 (derecha) considerando una distribución de potencia no uniforme.

La diferencia que presentan ambas curvas permite llegar a la conclusión de que para fracciones pequeñas un modelo de equilibrio térmico representa una buena opción, a diferencia de fracciones mayores de alrededor de 0.1 en las que se requiere de un modelo de no equilibrio, ya que las temperaturas varían en su aumento respecto a la posición.

En esta sección se discutieron los efectos que causan diferentes tipos de distribución de potencia en la temperatura de un MSFR mediante dos escenarios, el primero poco realista (DPU), y el segundo (DPNU) realista para el caso de reactores nucleares que presentan geometría cilíndrica (Duderstadt, 1976).

Los estudios que involucran este tipo de efectos son relevantes porque dan a conocer información importante que contribuye al diseño y análisis de los reactores nucleares, el conocer donde se localizan las zonas más calientes dentro del núcleo es un claro ejemplo, pues dicha información no solo repercute en la seguridad del reactor, sino también permite plantear estrategias para un consumo óptimo de combustible.

11. Escenarios de Análisis

Con la finalidad de analizar los efectos que causan las variaciones de algún parámetro en la temperatura del reactor, se consideran tres escenarios de estudio, uno que involucra diferentes potencias en el núcleo del reactor, otro que considera una disminución a la entrada de flujo de sal, que se refleja en la velocidad de entrada del fluido y el último que consiste en variar el parámetro de la temperatura de entrada del gas. Los escenarios se han planteado con tres variaciones del parámetro en cuestión, en el caso de la potencia se evalúan el 25, 50 y 75% de la potencia nominal manteniendo la temperatura y velocidad de entrada de ambas fases, para el segundo escenario se han considerado las mismas variaciones, pero para la velocidad de entrada de las fases manteniendo la potencia nominal y la temperatura de entrada de ambas fases y finalmente en el tercer escenario son utilizadas temperaturas correspondientes a 298 K, 700 K y 1200 K para la entrada de la fase gas manteniendo la potencia y la velocidad de entrada nominales. Estos escenarios de prueba no son estrictamente realistas, al no haber efecto de retroalimentación con la potencia, que es aproximada considerando los dos tipos de distribución presentadas en las secciones 10.1 y 10.2

11.1. Variaciones de potencia

Las variaciones del 25, 50 y 75% de la potencia nominal corresponden a $1.85 \times 10^8 \text{ W/m}^3$, $3.70 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ y $7.41 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ respectivamente, valores que al considerarse una distribución de potencia uniforme representan tanto el valor promedio como el máximo alcanzado. En un reactor rápido de sales fundidas las variaciones en la potencia se ven reflejadas en la temperatura de salida de las fases, presentando una disminución de las mismas y como consecuencia un cambio en la diferencia de temperaturas ΔT , definida como la resta entre la temperatura máxima y la temperatura de entrada del combustible. Las variaciones mencionadas anteriormente considerando una distribución de potencia uniforme se encuentran enlistadas en la **Tabla 19**

Tabla 19. Comportamiento del MSFR a diferentes potencias: distribución uniforme.

%Potencia	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
25	935.57304	935.50165	947.99609	947.92414	24.84609
50	947.99608	947.85329	972.84217	972.69827	49.69217
75	960.41913	960.20494	997.68826	997.47241	74.53826
100	972.84217	972.55658	1022.53435	1022.24655	99.38435

La distribución de temperatura muestra siempre el mismo comportamiento, aumentando en la dirección axial como se muestra en la **Figura 28**, donde solo ha sido presentada una geometría que corresponde a un porcentaje de potencia para ambas temperaturas, por ser éstas del mismo rango de escala y mostrar una distribución idéntica. A diferencia de las evaluaciones realizadas considerando diferentes fracciones de gas en el núcleo, aquí son claramente evidentes las variaciones de temperatura a consecuencia de una pérdida de potencia en el sistema.

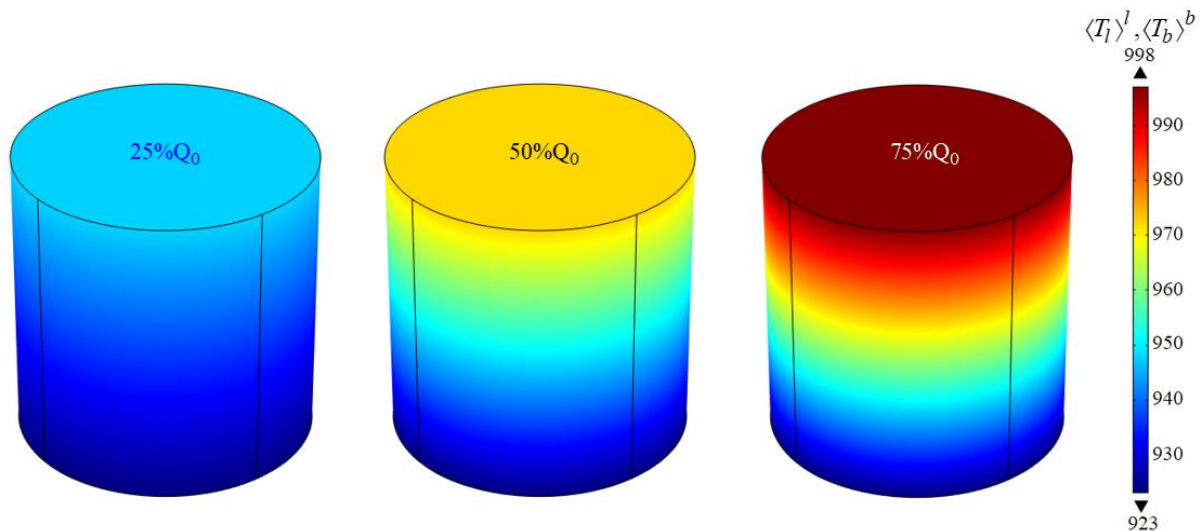


Figura 28. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes potencias, considerando una distribución uniforme de la misma.

La potencia del reactor está en función del número de interacciones de neutrones que ocurren en el núcleo y contribuyen a la generación de calor, mientras mayores sean estas interacciones, mayor será la potencia y como consecuencia la temperatura alcanzada para cada una de las fases a la salida del reactor. Es por eso que, al presentarse menores

potencias de operación, menor es la temperatura a la salida de las fases, pues han tenido lugar un menor número de reacciones de fisión.

Para el caso en el que las variaciones de la potencia tienen lugar mediante una distribución no uniforme, el valor promedio de la misma corresponde a 1.18×10^8 para el 25%, 2.36×10^8 para el 50% y 3.54×10^8 para el 75%, mientras que el máximo valor alcanzado para cada una de ellas coincide con los valores de potencia obtenidos para una distribución uniforme. La **Tabla 20** presenta los valores obtenidos para la temperatura promedio y máxima de ambas fases, ambas temperaturas muestran una tendencia de aumento conforme el reactor opera con valores de potencia más cercanos al nominal.

Tabla 20. Comportamiento MSFR del MSFR a diferentes potencias: Distribución no uniforme.

%Potencia	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
25	935.48573	935.41453	947.82622	947.82204	24.67622
50	947.82147	947.67906	972.50244	972.49156	49.35244
75	960.1572	959.94359	997.17866	997.16469	74.02866
100	972.49293	972.20811	1021.85488	1021.83622	98.70488

En una distribución de potencia senoidal el valor promedio de Q difiere del máximo valor obtenido debido al tipo de comportamiento que presenta, el cual se puede observar en la **Figura 23** para la fracción nominal. Evidentemente los perfiles de temperatura de la fase gas y la fase fluida mantienen un comportamiento de aumento que se puede apreciar en la **Figura 29**, independientemente del tipo de distribución de potencia, que solo se ve reflejada en la posición en el eje z donde se dan los cambios de temperatura. El término fuente contribuye significativamente en este tipo de análisis, dando lugar a una mayor o menor transferencia de calor de la fase fluida hacia la fase gas en función de la pérdida de potencia considerada.

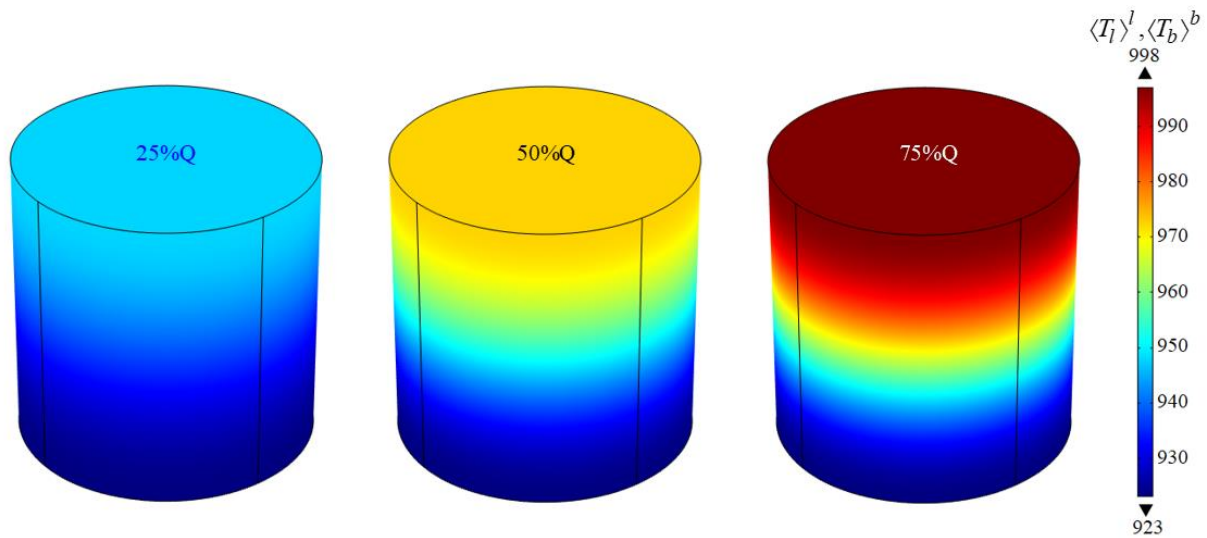


Figura 29. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes porcentajes de potencia de nominal, considerando una distribución no uniforme de la misma.

11.2. Variaciones de la velocidad de entrada

El segundo escenario tiene lugar al considerar una variación en la velocidad de entrada de la fase líquida con una distribución de potencia uniforme, en la que $\langle Q \rangle = 7.41 \times 10^8 \text{ W/m}^3$. Al igual que en el escenario uno donde se consideran variaciones de potencia, los resultados obtenidos para el cambio en dicho parámetro serán presentados mediante tablas, con la finalidad de identificar como contribuye dicha variación en la operación del reactor. La **Tabla 21** muestra los valores obtenidos para la temperatura máxima, promedio y el ΔT correspondientes a las variaciones de velocidad para una distribución de potencia uniforme.

Tabla 21. Comportamiento del MSFR a diferentes velocidades de entrada para una distribución de potencia uniforme.

Velocidad (m/s)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
0.695	1121.91866	1121.57407	1320.68751	1320.33587	397.53751
1.39	1022.53433	1022.22895	1121.91872	1121.60973	198.76872
2.085	989.40622	989.11399	1055.66247	1055.36763	132.51247
2.78	972.84217	972.55658	1022.53435	1022.24655	99.38435

Los datos obtenidos muestran un aumento de temperatura de ambas fases, debido a la disminución de velocidad a la entrada, y por lo tanto una mayor diferencia de temperatura. El aumento de la temperatura se asocia al siguiente fenómeno: La sal fundida tarda más en recorrer el núcleo del reactor, y está un periodo más largo de tiempo expuesto a la energía generada debido a la fisión nuclear, lo que aumenta su temperatura y como consecuencia la de la fase con la que está en contacto, contribuyendo así significativamente al fenómeno de transferencia de calor. Los nuevos perfiles obtenidos para las temperaturas son mostrados en la **Figura 30**, y consideran una única geometría para cada velocidad al ser igual la distribución en ambas.

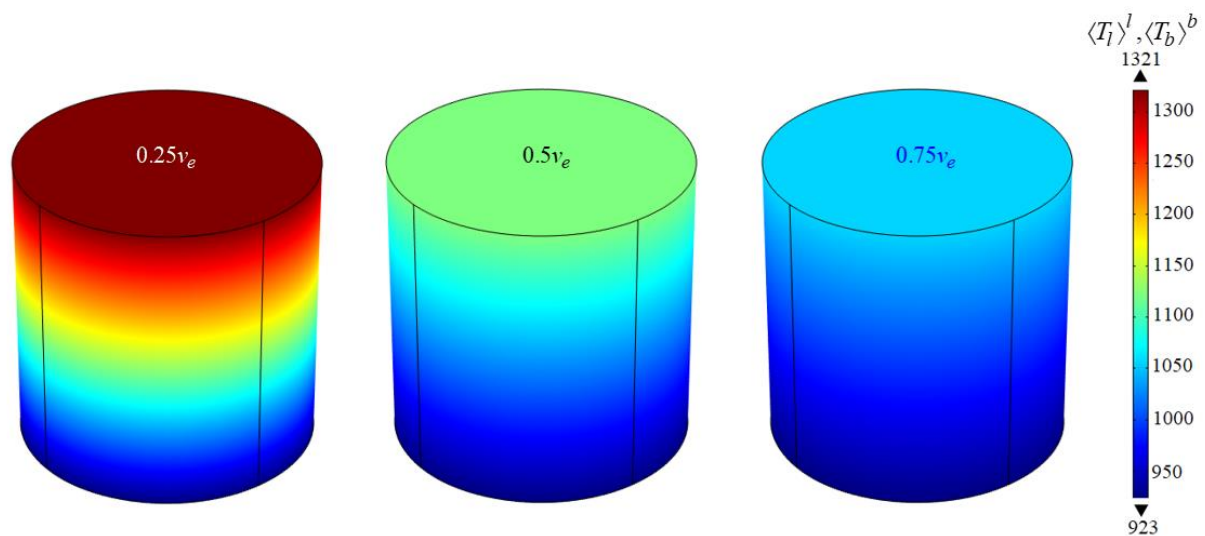


Figura 30. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes velocidades de entrada, considerando una distribución uniforme de potencia.

Para el caso de una distribución de potencia no uniforme en la que $\langle Q \rangle = 4.72 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ y $\langle Q \rangle_{\text{max}} = 7.41 \times 10^8 \text{ W/m}^3$ se presenta exactamente el mismo comportamiento que en el caso anterior, esta afirmación se comprueba al analizar los datos enlistados en la **Tabla 22**. Donde los máximos valores alcanzados tienen lugar al presentarse una menor velocidad de entrada al reactor.

Tabla 22. Comportamiento del MSFR a diferentes velocidades de entrada para una distribución de potencia no uniforme.

Velocidad (m/s)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
0.695	1120.52169	1120.17851	1317.96743	1317.90964	394.81743
1.39	1021.83585	1021.53158	1120.55903	1120.52782	197.40903
2.085	988.94057	988.64927	1054.75634	1054.72922	131.60634
2.78	972.49293	972.20811	1021.85488	1021.83622	98.70488

La justificación de dicha tendencia es un aumento en la transferencia de calor como consecuencia del tiempo de contacto con la energía generada, como se ha explicado anteriormente. Las temperaturas de ambas fases se ilustran mediante la **Figura 31** con la finalidad de mostrar al lector la repercusión de la variación de dicho parámetro en el funcionamiento de un reactor rápido de sales fundidas.

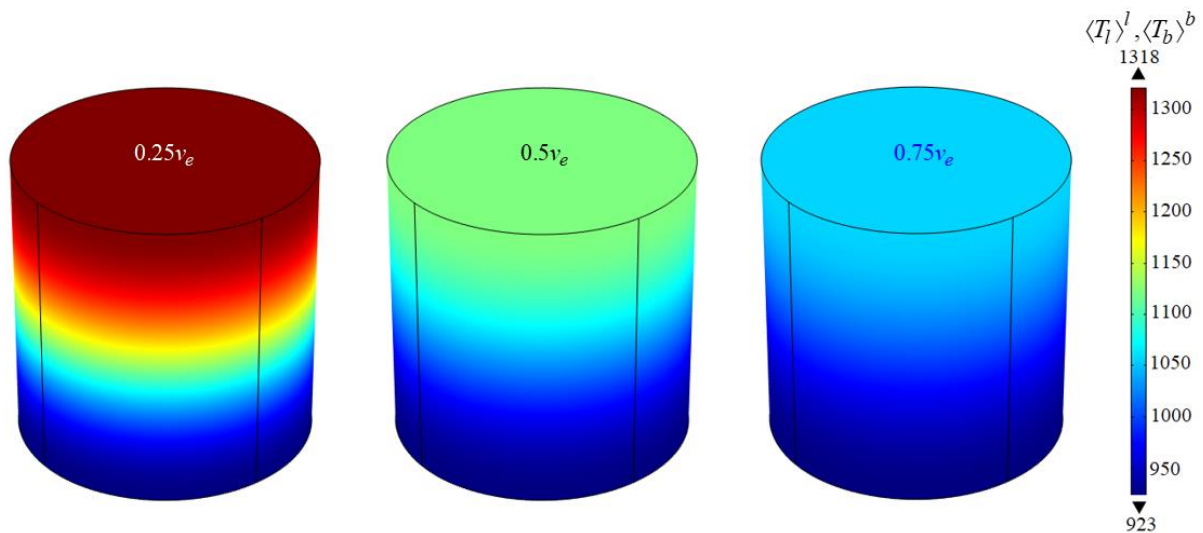


Figura 31. Perfil de temperatura de ambas fases para diferentes velocidades de entrada, considerando una distribución no uniforme de potencia.

En la realidad la potencia se ve afectada por la velocidad del fluido, esto repercute en el tipo de distribución de potencia que se presenta en el reactor, dicho proceso no ha sido estudiado porque se requiere del acoplamiento de fenómenos de transporte de neutrones y de cantidad de movimiento, sin embargo con base en la experiencia las variaciones que podrían presentarse se han modelado mediante la distribución de potencia sinusoidal, ya

que el comportamiento de esta es muy similar a la obtenida mediante modelos que consideran los procesos neutrónicos.

11.3. Variaciones de temperatura de entrada del gas

El escenario de análisis de la temperatura de la fase gas consiste en aplicar una variación de la misma en los parámetros de entrada del modelo. En condiciones nominales de operación, y los escenarios analizados anteriormente la temperatura de entrada de la fase gas corresponde a 923.15 K, para este último análisis será considerada de 298.15 K condiciones normales de un gas (25°C), 700 K temperatura intermedia entre la mínima y la máxima elegidas y 1200 K temperatura mayor a la de salida del combustible fluido. Estas temperaturas podrían no presentarse en condiciones reales, pero en este caso se han propuesto con la finalidad de evaluar si el comportamiento del modelo es el adecuado, especialmente para el caso en el que se considera una temperatura de entrada del gas mayor a la de operación del reactor, pues de antemano se sabe que en esas circunstancias las burbujas deberán transferir calor al combustible y esta prueba permitiría verificarlo.

La implementación del modelo con las modificaciones mencionadas se realizó inicialmente para la fracción nominal de gas 0.0067, sin embargo, al no ser los cambios representativos en la geometría, se optó por evaluar una mayor cantidad de burbujas en el núcleo, lo que corresponde a una fracción de 0.1 para la fase gas.

Los datos obtenidos al implementar las diferentes temperaturas de entrada para una distribución de potencia uniforme igual a 6.66667 W/m^3 son enlistados en la **Tabla 23**, que incluye los valores para la temperatura promedio y máxima alcanzada de cada fase, además del ΔT correspondiente definido como la diferencia entre la temperatura máxima obtenida para la fase líquida y su temperatura de entrada.

Tabla 23. Comportamiento del MSFR a diferentes temperaturas de entrada para una distribución de potencia uniforme.

Temperatura de entrada (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
298.15	972.83616	942.12449	1022.52766	1018.30705	99.37766
700	972.83977	959.2738	1022.53142	1018.31082	99.38142
923.15	972.84177	968.796693	1022.53352	1018.31291	99.38352
1200	972.84426	980.61176	1022.53612	1200	99.3861

A pesar de las variaciones en la temperatura de entrada de la fase gas, las temperaturas obtenidas a la salida del reactor tienden a la de diseño 1023.15, lo que tiene sentido al no haber sido modificados los parámetros de entrada para la fase líquida donde ocurren las reacciones que producen la energía. La temperatura de salida de la sal fundida tenderá a la de diseño siempre que el término fuente de calor no sea modificado, al ser el que contribuye mayormente a la transferencia de calor.

Las dos primeras temperaturas de entrada enlistadas, se encuentran por debajo de la utilizada en condiciones nominales de operación, la temperatura máxima alcanzada de ambas fases coincide para las tres, presentando variaciones solo de centésimas, dicho comportamiento difiere para la temperatura de entrada correspondiente a 1200 K, que en el caso de la fase líquida coincide con las otras tres, pero para la fase gas corresponde al mismo valor de entrada. Por otra parte, las temperaturas promedio muestran un comportamiento de incremento conforme la temperatura de entrada de las burbujas aumenta.

Las variaciones de dicho parámetro se ven reflejadas en la distribución de temperatura de la fase gas en la dirección axial, pues para el caso de la fase líquida las distribuciones son idénticas a la mostrada en la **Figura 21**. Los cambios mencionados se pueden apreciar mediante la **Figura 32**, donde cada geometría incluye del lado izquierdo la leyenda de color, acorde a la escala que le corresponde. La distribución muestra que, al variar la temperatura de entrada de la fase gas, la máxima temperatura de la burbuja se alcanza en diferentes posiciones de la geometría. Para los 298.15 K está se alcanza rápidamente, antes de los

primeros 0.25 m que recorre el fluido, prácticamente a la entrada, para los 700 K la máxima temperatura se presenta aproximadamente a la mitad de la geometría, a la altura de 1.125m, finalmente para los 1200 K la temperatura máxima se localiza a la entrada del reactor y esta disminuye en la dirección axial hasta llegar a los 940.88 K.

La máxima temperatura es alcanzada en diferentes posiciones dentro del reactor, esto ocurre porque las fases en primera instancia tienden a utilizar el calor generado para llegar al equilibrio, y posteriormente para aumentar la temperatura de las fases. La energía aprovechado para llegar al equilibrio y posteriormente aumentar la temperatura proviene de las reacciones de fisión que tienen lugar en el núcleo del reactor.

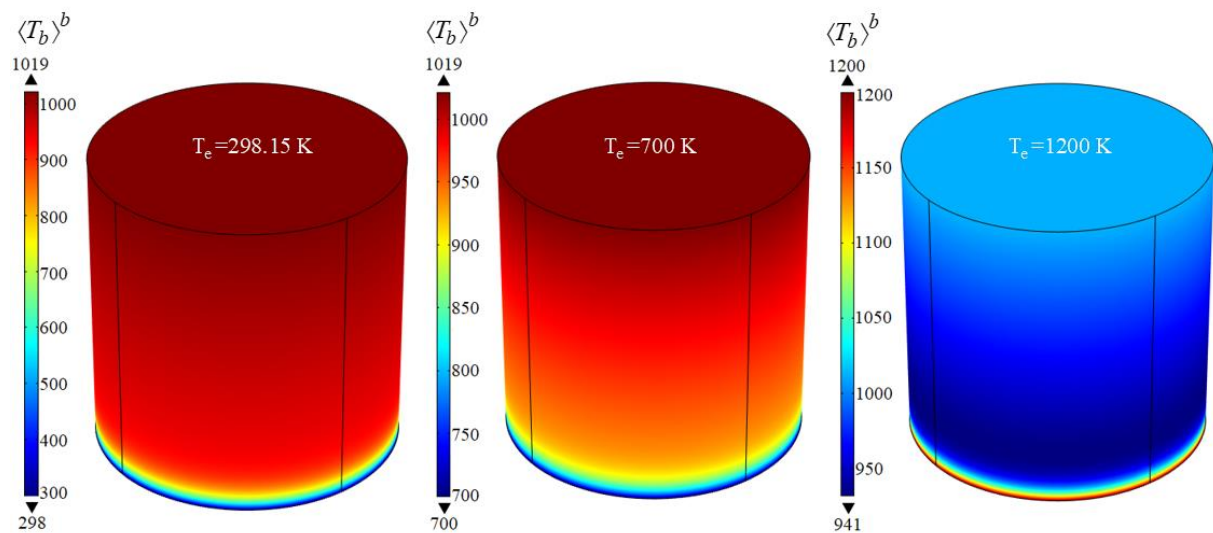


Figura 32. Perfil de temperatura para la fase gas considerando diferentes temperaturas de entrada y una distribución de potencia uniforme.

Para una distribución de potencia no uniforme, en la que Q tiene un valor promedio de 4.7157×10^8 y un máximo de 7.40741×10^8 , los datos obtenidos al evaluar las diferentes temperaturas de entrada se muestran en la **Tabla 24**, donde se incluye información relevante acerca de la temperatura de las fases.

Tabla 24. Comportamiento del MSFR a diferentes temperaturas de entrada para una distribución de potencia no uniforme.

Temperatura de entrada (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	ΔT (K)
298.15	972.48692	941.66171	1021.84827	1020.98104	98.69827
700	972.49053	958.81102	1021.85205	1020.98483	98.70205
923.15	972.49253	968.33415	1021.85415	1020.98693	98.70415
1200	972.49502	980.14898	1021.85676	1200	98.70676

El comportamiento de los datos obtenidos es el mismo que el que se tiene en una distribución de potencia uniforme, las temperaturas promedio de ambas fases aumentan conforme la temperatura de entrada es mayor, mientras que las máximas de la fase líquida se mantienen prácticamente igual a las obtenidas en condiciones nominales para las tres temperaturas de entrada, y en el caso de la fase gas solo para las dos primeras, pues la máxima alcanzada para la tercer temperatura es el valor de la misma.

La distribución de temperatura para el caso de la fase líquida es la misma que se muestra en la **Figura 24**, mientras que para la fase gas se presenta en la **Figura 33**. En este escenario la máxima temperatura se alcanza en los primero 0.25 m si se considera una temperatura de entrada del gas de 298.15, alrededor de 1.25 m para 700 K y a la entrada del flujo para 1200 K. El perfil de temperatura es igual al considerar una distribución de potencia uniforme o no uniforme, lo único que varía en este caso es la escala que difiere alrededor de 1 grado.

En temperaturas más bajas los fenómenos de no equilibrio se asientan más que en las temperaturas cercanas a la temperatura de operación. Esto se establece por los fenómenos interfaciales entre la fase gas y la fase líquida y se ve reflejado directamente en los perfiles de distribución de temperatura.

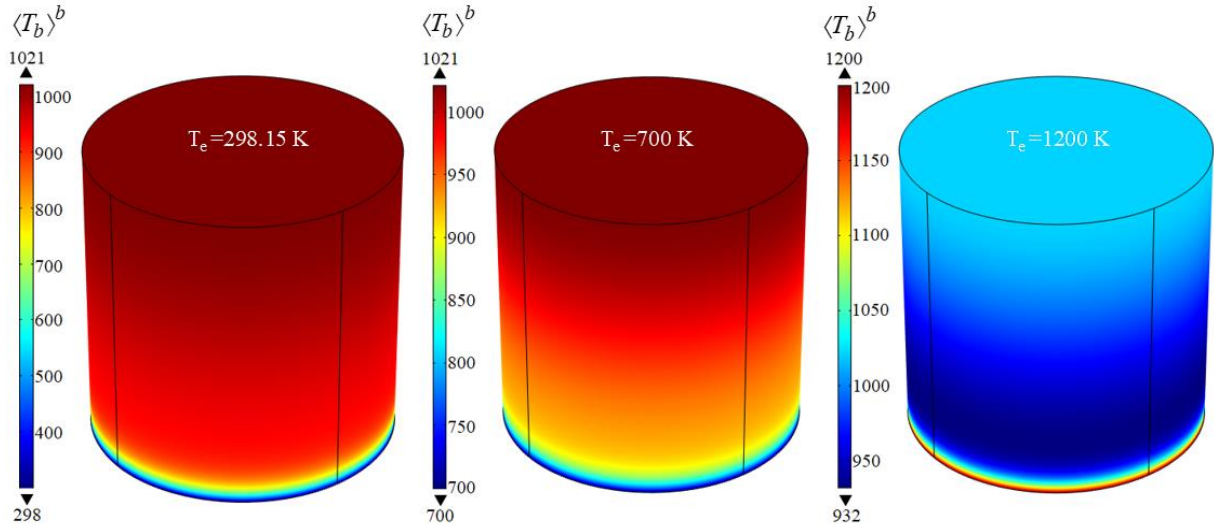


Figura 33. Perfil de temperatura para la fase gas considerando diferentes temperaturas de entrada y una distribución de potencia no uniforme.

Finalmente, las temperaturas de las fases se evaluaron en diferentes puntos a lo largo del reactor para cada uno de los escenarios planteados, para las variaciones de potencia estos resultados son presentados en las **Tabla 25** y **Tabla 26**.

Tabla 25. Temperaturas evaluadas para diferentes porcentajes de potencia considerando una distribución uniforme.

%Potencia	25%		50%		75%	
	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	925.91068	925.83896	928.67136	928.52792	931.43203	931.21688
(0,0,0.5)	928.67135	928.59964	934.19271	934.04927	939.71406	939.49891
(0,0,0.75)	931.43203	931.36031	939.71406	939.57062	947.99608	947.78094
(0,0,1)	934.19271	934.12099	945.23541	945.09198	956.27812	956.06297
(0,0,1.125)	935.57304	935.50133	947.99608	947.85265	960.41912	960.20398
(0,0,1.25)	936.95338	936.88166	950.75676	950.61333	964.56014	964.34499
(0,0,1.5)	939.71406	939.64234	956.27811	956.13468	972.84217	972.62702
(0,0,1.75)	942.47473	942.40302	961.79946	961.65603	981.1242	980.90905
(0,0,2)	945.23541	945.16369	967.32081	967.17738	989.40622	989.19107
(0,0,2.25)	947.99608	947.92374	972.84217	972.69747	997.68825	997.47121

Tabla 26. Temperaturas evaluadas para diferentes porcentajes de potencia considerando una distribución no uniforme.

%Potencia	25%		50%		75%	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	923.89571	923.85843	924.64142	924.56686	925.38713	925.27529
(0,0,0.5)	926.03645	925.96561	928.92289	928.78122	931.80934	931.59684
(0,0,0.75)	929.31525	929.21872	935.48049	935.28745	941.64574	941.35617
(0,0,1)	933.34572	933.236	943.54144	943.32199	953.73716	953.40799
(0,0,1.125)	935.48459	935.37303	947.81917	947.59607	960.15376	959.8191
(0,0,1.25)	937.62819	937.51767	952.10638	951.88534	966.58457	966.25302
(0,0,1.5)	941.65124	941.55359	960.15249	959.95718	978.65373	978.36077
(0,0,1.75)	944.93374	944.86141	966.71749	966.57281	988.50123	988.28422
(0,0,2)	947.0758	947.03661	971.00159	970.92321	994.92739	994.80982
(0,0,2.25)	947.81945	947.81837	972.4889	972.48673	997.15834	997.1551

Para el escenario de estudio número dos, que involucra cambios en la velocidad de entrada los resultados obtenidos son enlistados en las **Tabla 27** y **Tabla 28**.

Tabla 27. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes velocidades de entrada (v_e) considerando una distribución de potencia uniforme.

Velocidad de entrada	$0.25v_e$		$0.5v_e$		$0.75v_e$	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	967.32092	966.97525	945.23543	944.92897	937.87362	937.58022
(0,0,0.5)	1011.49166	1011.14601	967.32082	967.01437	952.59721	952.30382
(0,0,0.75)	1055.66243	1055.31678	989.40622	989.09976	967.32082	967.02742
(0,0,1)	1099.83332	1099.48768	1011.49165	1011.18519	982.04443	981.75104
(0,0,1.125)	1121.91862	1121.573	1022.53432	1022.22787	989.40622	989.11283
(0,0,1.25)	1144.00411	1143.65846	1033.57705	1033.27059	996.76803	996.47464
(0,0,1.5)	1188.17484	1187.82919	1055.66243	1055.35598	1011.49163	1011.19823
(0,0,1.75)	1232.34568	1232.00004	1077.74785	1077.4414	1026.21524	1025.92184
(0,0,2)	1276.51644	1276.17079	1099.83324	1099.52679	1040.93884	1040.64544
(0,0,2.25)	1320.68723	1320.32817	1121.91865	1121.60611	1055.66244	1055.36536

Tabla 28. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes velocidades de entrada (v_e) considerando una distribución de potencia no uniforme.

Velocidad de entrada	$0.25v_e$		$0.5v_e$		$0.75v_e$	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	Tb
(0,0,0.25)	935.08124	934.89836	929.11566	928.95449	927.12712	926.97371
(0,0,0.5)	969.33314	968.99222	946.24157	945.93835	938.54438	938.25419
(0,0,0.75)	1021.7951	1021.32631	972.47216	972.05805	956.03135	955.63577
(0,0,1)	1086.27986	1085.75246	1004.71548	1004.24694	977.52712	977.07829
(0,0,1.125)	1120.50342	1119.96851	1021.8267	1021.35095	988.93447	988.4784
(0,0,1.25)	1154.80088	1154.26619	1038.9755	1038.50266	1000.36701	999.91472
(0,0,1.5)	1219.17054	1218.69878	1071.16006	1070.7428	1021.82333	1021.42396
(0,0,1.75)	1271.69068	1271.34794	1097.42008	1097.11363	1039.32999	1039.03517
(0,0,2)	1305.96264	1305.77717	1114.55636	1114.39084	1050.75425	1050.59484
(0,0,2.25)	1317.86139	1317.85901	1120.50562	1120.50282	1054.7204	1054.71687

Por último, los datos obtenidos para el escenario número tres son enlistados en las **Tabla 29** y **Tabla 30** para una distribución de potencia uniforme y no uniforme.

Tabla 29. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes temperaturas de entrada considerando una distribución de potencia uniforme.

Temperatura	298.15 K		700 K		1200 K	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	934.18721	884.25604	934.19071	913.84672	934.19506	950.66479
(0,0,0.5)	945.22942	937.64441	945.23317	939.82315	945.23784	942.53403
(0,0,0.75)	956.27199	951.80004	956.27576	951.96361	956.28046	952.16712
(0,0,1)	967.31459	963.07139	967.31837	963.08689	967.32308	963.10616
(0,0,1.125)	972.8359	968.60587	972.83967	968.61283	972.84437	968.62148
(0,0,1.25)	978.35721	974.13078	978.36098	974.13542	978.36568	974.14119
(0,0,1.5)	989.39981	985.1745	989.40358	985.17833	989.40828	985.1831
(0,0,1.75)	1000.44242	996.21743	1000.44619	996.22121	1000.45089	996.22591
(0,0,2)	1011.48503	1007.25965	1011.4888	1007.26342	1011.49349	1007.26811
(0,0,2.25)	1022.52763	1018.29746	1022.5314	1018.30123	1022.53609	1018.30592

Tabla 30. Temperaturas evaluadas en diferentes puntos de la dirección axial para diferentes temperaturas de entrada considerando una distribución de potencia no uniforme.

Temperaturas	298.15K		700 K		1200 K	
Coordenadas	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)	$\langle T_l \rangle^l$ (K)	$\langle T_b \rangle^b$ (K)
(0,0,0.25)	926.12743	878.64427	926.13093	908.23495	926.13529	945.05302
(0,0,0.5)	934.68992	927.80391	934.69367	929.98264	934.69834	932.69353
(0,0,0.75)	947.80497	942.38433	947.80874	942.5479	947.81344	942.75141
(0,0,1)	963.92672	957.68051	963.9305	957.69601	963.93521	957.71529
(0,0,1.125)	972.48213	966.00381	972.4859	966.01077	972.49059	966.01942
(0,0,1.25)	981.05646	974.52828	981.06023	974.53292	981.06493	974.53869
(0,0,1.5)	997.14852	991.10977	997.1523	991.11361	997.15699	991.11838
(0,0,1.75)	1010.27839	1005.45422	1010.28216	1005.458	1010.28686	1005.4627
(0,0,2)	1018.84651	1015.81884	1018.85028	1015.82261	1018.85497	1015.8273
(0,0,2.25)	1021.82108	1020.95471	1021.82485	1020.95848	1021.82954	1020.96317

Es claramente evidente que las variaciones en parámetros de operación repercuten directamente en la transferencia de calor que tiene lugar en la interfase, y se ven reflejadas en las temperaturas obtenidas para las fases presentes en el sistema.

En el caso de una pérdida de potencia se tiene una disminución de temperatura, esto ocurre porque la potencia está en función de las reacciones que pueden llegar a ocurrir en el núcleo, si la potencia es menor se debe a que han tenido lugar un número menor de interacciones de neutrones con núcleos inestables, y por lo tanto los materiales presentes en el reactor no se encuentran en un estado excitado como para generar neutrones, radiación gamma o grandes cantidades de energía que contribuyan a la transferencia de calor.

Para el caso de las velocidades, si estas tienden a ser menores provocan un aumento en la temperatura de salida de ambas fases, tal tendencia se justifica con el tiempo que pasan dentro del reactor la sal combustible y las burbujas de helio, mientras más prolongado sea el contacto de una fase con una fuente que está generando calor mayor será su aumento de temperatura. En estas condiciones también se presenta la posibilidad de que más núcleos interaccionen y contribuyan a una mayor producción de energía.

Finalmente, las variaciones en la temperatura de entrada de la fase gas no provocan cambios significativos en las temperaturas de salida obtenidas para la fase líquida, al no perjudicar la principal fuente de generación de energía, que son las reacciones de fisión que ocurren en el núcleo. El principal fenómeno observado para este escenario es que la distribución de temperatura cambia a lo largo del reactor, pues primero tiende al equilibrio para posteriormente ir en aumento, por último, para el caso en el que la temperatura del gas es mayor, las burbujas de helio terminan cediendo calor a la sal combustible.

11.4. Modelo escalado de la temperatura con fracción variable

Este capítulo ha sido desarrollado con base en las aportaciones del Dr. Octavio Cazarez Candia, con la finalidad de demostrar que tanto contribuye la variación de la fracción volumen de la fase gas en el modelo escalado deducido para un reactor rápido de sales fundidas.

Para tal objetivo la distribución de la fracción volumen ha sido aproximada en función del volumen de la burbuja, que depende directamente del diámetro de esta d_b , definido a partir de la siguiente función lineal.

$$d_b = 2.6 \times 10^{-4}(z) + 0.0024 \quad (11.1)$$

Dicha expresión se obtuvo calculando el diámetro de la burbuja a la entrada y a la salida del reactor con base en el cambio de presión que se presenta. Las variaciones en el radio de la burbuja se ven reflejadas directamente en su volumen, calculado mediante la expresión (8.4), y modifican la fracción de gas presente en el núcleo calculada como:

$$\varepsilon_b = \frac{V_b}{V} \quad (11.2)$$

Conocer la fracción de gas permite obtener la fracción de líquido presente en el núcleo mediante la siguiente expresión

$$\varepsilon_l = 1 - \varepsilon_b \quad (11.3)$$

La implementación de las expresiones (11.1)-(11.3) dan como resultado la distribución mostrada en la **Figura 34** para las fracciones volumen. Para el caso de la fase líquida, la fracción volumen disminuye en la dirección axial, mientras que para la fase gas aumenta en la misma dirección.

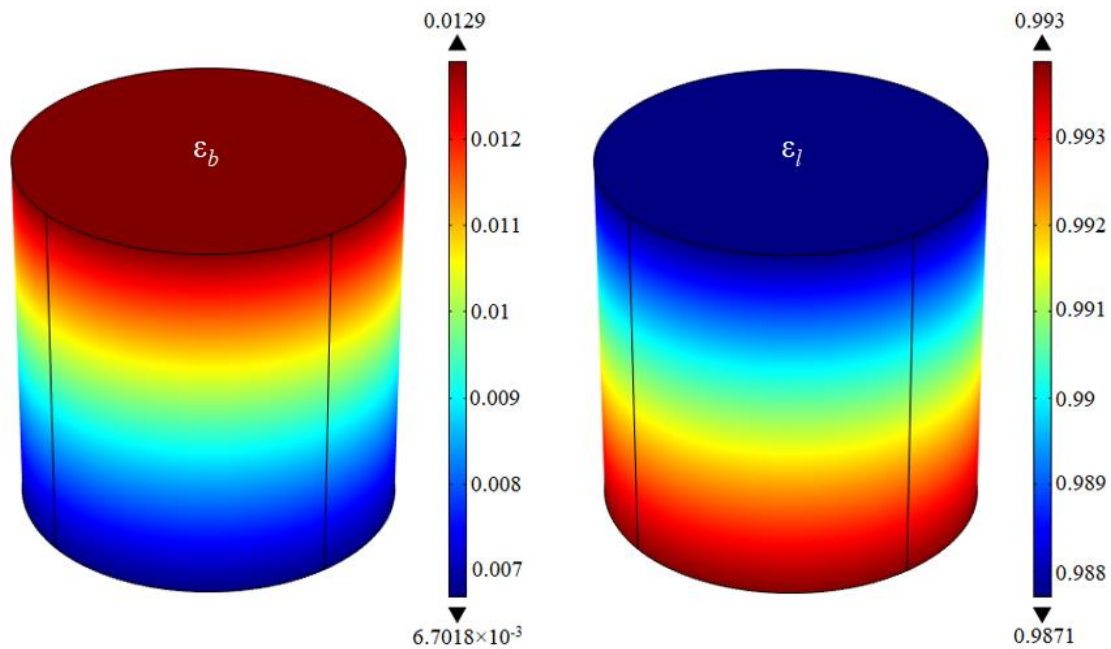


Figura 34. Distribución de la fracción volumen para ambas fases considerando una distribución de potencia no uniforme.

La distribución de la fracción se presenta en la dirección axial porque ahí tiene lugar el flujo, para el caso de las burbujas la fracción podría aumentar como consecuencia de un cambio de volumen en las mismas debido al aumento de temperatura (expansión térmica), mientras que en el caso de la fase líquida la fracción disminuye a causa de una mayor cantidad de gas en el núcleo.

La variación de las fracciones a la entrada y salida del reactor parecen representativas, sin embargo, al ser implementadas en el modelo escalado de transferencia de calor que considera una distribución de potencia no uniforme (escenario más realista), es apreciable que no contribuyen significativamente en las temperaturas obtenidas. Esto se muestra mediante la **Tabla 31** donde son enlistadas los valores correspondientes a las temperaturas

de ambas fases a la salida, considerando una distribución de la fracción de gas, y un valor predeterminado de la misma.

Tabla 31. Temperatura de las fases para fracción variable vs fracción constante.

Temperatura/Fracción	Fracción variable	Fracción constante
$\langle T_l \rangle^l$ (K)	972.49886	972.49293
$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	1021.8885	1021.85488
$\langle T_b \rangle^b$ (K)	972.09268	972.20811
$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	1021.87323	1021.86072

Con base en dicho análisis es posible afirmar que el considerar una fracción de gas constante no repercute significativamente en la solución del modelo escalado, ya que las temperaturas obtenidas en ambos casos son prácticamente las mismas.

11.5. Recomendaciones

En este trabajo de tesis fenómenos como la transferencia de calor por radiación y la expansión térmica fueron despreciados, sin embargo, se consideró importante evaluar dichos efectos, con la finalidad de averiguar qué tan significativamente contribuirían a la transferencia de calor.

Al ser la expansión térmica un fenómeno representativo en el caso de los gases, el coeficiente volumétrico de expansión térmica ha sido evaluado para las burbujas de helio. Dicha propiedad termodinámica del fluido está dada mediante la siguiente expresión (Incropera y DeWitt, 1999):

$$\beta_t = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (11.4)$$

Donde β_t representa el coeficiente volumétrico de expansión térmica, ρ la densidad y T la temperatura. La expresión (11.4) da a conocer la medida en que cambia la densidad en

respuesta a un cambio de temperatura a presión constante. Para el caso particular de gases, en los que estos se presentan a muy bajas presiones o muy altas temperaturas, comportándose como gas ideal aplica la siguiente relación (Incropera y DeWitt, 1999):

$$\beta_t = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \rightarrow \beta_t = \frac{1}{\rho} \frac{p}{RT^2} \rightarrow \beta_t = \frac{1}{T} \quad (11.5)$$

p y R representan la presión y la constante particular del gas, helio en este caso. A partir de la expresión (11.5) ha sido posible evaluar el coeficiente volumétrico de expansión térmica y como consecuencia el aumento de volumen de las burbujas en función del mismo mediante la siguiente expresión (Jiménez-Carballo, 2018).

$$V_f = V_0 + \beta_t V_0 (T_{bs} - T_{be}) \quad (11.6)$$

Para la cual V_f representa el volumen final, V_0 el volumen inicial igual a $7.23273 \times 10^{-9} \text{ m}^3$, T_{bs} la temperatura de la burbuja a la salida y T_{be} la temperatura de la burbuja a la entrada, ambas correspondientes a cada uno de los escenarios evaluados.

Tanto el coeficiente volumétrico de expansión térmica como el volumen de la burbuja fueron evaluados en los diferentes escenarios de análisis (diferentes fracciones, variación de potencia, de velocidad de entrada y temperatura de entrada de la fase gas) considerando una distribución de potencia no uniforme, y son enlistados en la **Tabla 32**. La evaluación de dicha propiedad y como consecuencia el cambio de volumen, demuestra que la expansión térmica que tiene lugar debido al aumento de temperatura es representativa, pues la burbuja aumenta su volumen entre siete y ocho órdenes de magnitud, por lo que se recomienda que dicho efecto sea considerado en trabajos futuros, en los que se incluya la transferencia de calor interfacial de un MSFR, y el modelo sea resuelto en estado transitorio.

Tabla 32. Coeficiente volumétrico de expansión térmica y variación de volumen para los diferentes escenarios para una distribución de potencia no uniforme.

Variación		$\langle T_b \rangle_{\max}^b$ (K)	β_b (1/K)	V_f (m ³)
ε_b	0.0020	1021.85510	9.786×10^{-4}	9.659×10^{-2}
	0.0067	1021.83622	9.786×10^{-4}	9.658×10^{-2}
	0.1	1020.98693	9.794×10^{-4}	9.583×10^{-2}
	25	947.82204	1.055×10^{-3}	2.603×10^{-2}
%Q	50	972.49156	1.028×10^{-3}	5.074×10^{-2}
	75	997.16469	1.003×10^{-3}	7.423×10^{-2}
	0.695	1317.90964	7.588×10^{-4}	2.995×10^{-1}
v_e	1.390	1120.52782	8.924×10^{-4}	1.761×10^{-1}
	2.085	1054.72922	9.481×10^{-4}	1.248×10^{-1}
	298.15	1020.98104	9.795×10^{-4}	7.080×10^{-1}
T_e	700	1020.98483	9.794×10^{-4}	3.144×10^{-1}
	1200	1200	8.333×10^{-4}	7.233×10^{-9}

La expansión térmica de la burbuja modificaría el modelo matemático local planteado, la ecuación para la fase gas debe incluir un término que involucra el coeficiente volumétrico de expansión térmica y la derivada sustancial de los cambios de presión. Sin embargo, ya que el modelo planteado en esta tesis fue resuelto en estado estacionario no se incluye el efecto de expansión. El que la burbuja de helio cambie su tamaño a consecuencia del aumento de temperatura se puede ver reflejado en propiedades como la tensión superficial, lo que daría lugar a una condición de frontera de salto de energía en la interfase en términos de dicha propiedad (Ishii y Hibiki, 2010).

Por otra parte, la transferencia de calor por radiación se calculó mediante la ley de Stefan-Boltzmann (Incropera y DeWitt, 1999), considerando a la fase líquida, que es la que transfiere el calor, como un cuerpo negro.

$$q_{rad} = \varepsilon \sigma T^4 \quad (11.7)$$

Donde q_{rad} representa la transferencia de calor por radiación del combustible, ε la emisividad, σ la constante de Stefan-Boltzmann equivalente a 5.67×10^{-8} W/m² K y T la temperatura la sal. La asunción de un cuerpo negro implica que la emisividad ε del

combustible sea igual a 1. Esta suposición se ha realizado debido a la falta de información de dicha propiedad para la mezcla de sales, pero se consideró la más adecuada porque da a conocer la máxima cantidad de calor generado mediante dicho efecto.

El calor generado por radiación fue calculado para los escenarios estudiados en esta tesis, los datos obtenidos son presentados mediante la **Tabla 33**, y demuestran que la transferencia de calor por radiación no resulta tan representativa, pues si se considera su contribución respecto a la potencia volumétrica del reactor $666.7 \times 10^6 \text{ W/m}^3$ estos valores resultan despreciables, pues representan no más del 0.026% de la potencia nominal. Por lo anterior se considera que despreciar la transferencia de calor por radiación no resulta representativo en la aplicación del modelo.

Tabla 33. Transferencia de calor por radiación para los diferentes escenarios considerando una distribución de potencia no uniforme.

Variación	$\langle T_l \rangle_{\max}^l$ (K)	q_{rad} (W/m ³)
	0.0020	61821.6121
ε_b	0.0067	61821.5589
	0.1	61821.3822
	25	45761.2557
%Q	50	50716.1009
	75	56062.8230
	0.695	171080.9963
v_e	1.390	89396.8091
	2.085	70176.4891
	298.15	61819.9593
T_e	700	61820.8741
	1200	61822.0139

Con dicho análisis es posible afirmar que la expansión térmica resulta representativa en análisis transitorios porque modifica significativamente el volumen de la burbuja, mientras que la transferencia de calor generada por radiación no contribuiría significativamente al modelo, pues es despreciable comparada con la potencia del reactor, por lo que es posible no incluirla.

Conclusión

En esta tesis de maestría se presentó el desarrollo de los coeficientes de transferencia de calor escalados de un MSFR, de cuarta generación. Los cuales no han podido ser validados, al solo contar con parámetros de diseño o información muy vaga de la literatura, ya que no hay estudios existentes que consideren ecuaciones promediadas, solo locales, por lo que se contribuyó al estudio de este tipo de tecnología. Se abordó el análisis de las complejas interacciones entre las burbujas de helio dispersas en el combustible nuclear líquido, desde un punto de vista de los procesos de transferencia de calor. La naturaleza del sistema de estudio es heterogénea por la presencia de ambas fases.

El escalamiento del modelo matemático que rige en el reactor se realizó aplicando el método del promedio volumétrico, partiendo de las ecuaciones de flujos separados de dos temperaturas a la escala local. Los principales resultados obtenidos en esta tesis son un modelo escalado de los procesos de transferencia de calor que involucra la temperatura de dos fases en no equilibrio térmico, una para el combustible nuclear fluido (9.9) y otra para el helio (9.18), así como los coeficientes efectivos de transferencia de calor, representativos a la escala del reactor para la fase líquida (9.4)-(9.8) y para la fase gas (9.13)-(9.17). La solución del modelo se realizó tras evaluar los coeficientes obtenidos en función de las variables de cierre, mediante la implementación de los problemas de cerradura, resueltos en una celda unitaria representativa del núcleo del reactor.

De la implementación de los problemas de cerradura se reportaron los valores obtenidos para cada uno de los coeficientes efectivos, que contribuyen a los efectos conductivos, convectivos y de transferencia de calor interfacial. Se analizó la distribución de temperatura en el reactor, considerando diferentes fracciones de gas en el núcleo para una distribución de potencia uniforme y no uniforme, en ambos casos se obtuvieron resultados consistentes, que involucran prácticamente una misma temperatura de salida para las fracciones de gas menores a 0.1, esto hizo posible concluir que un modelo de equilibrio térmico es una buena opción en el caso de fracciones de gas menores al 10% y un modelo de no equilibrio térmico es estrictamente necesario para el caso contrario.

Ya que no se tiene referencia de la aplicación del promedio volumétrico a la tecnología estudiada, el modelo no se pudo validar, pero con base en parámetros de diseño como la temperatura de salida del fluido, de las burbujas y la ΔT conocidas para el reactor en operación se concluyó que el modelo da una buena aproximación de la transferencia de calor en el reactor, por lo que el objetivo general se cumplió.

Otros escenarios implementados con la finalidad de dar a conocer mayor información acerca del comportamiento del reactor fueron variaciones de potencia, velocidad y temperatura de entrada. A partir de los resultados obtenidos de dicho análisis se concluyó que las variaciones para cada caso se ven reflejadas directamente en la temperatura de salida de las fases o en la distribución de las mismas. Para el primer escenario las temperaturas disminuyen o aumentan al operar el reactor a una potencia más lejana o cercana a la nominal, dicho comportamiento tiene sentido al considerar que la potencia repercute directamente en el término fuente, el cual contribuye a la transferencia de calor, y será mayor siempre que la potencia del reactor se aproxime a la potencia nominal de operación. En el segundo escenario donde se varía la velocidad de entrada, se presenta un aumento en la temperatura de ambas fases, lo que se asocia al hecho de que el fluido tarda más en recorrer el núcleo del reactor, y pasa mayor tiempo en contacto con la energía generada mediante las reacciones de fisión, contribuyendo así a una mayor transferencia de calor. Finalmente, el tercer escenario que consiste en variar la temperatura de entrada de la fase gas muestra un cambio en la distribución de temperatura en la dirección axial, pero mantiene la temperatura promedio de salida de ambas fases, y demuestra la capacidad que tiene la burbuja de transferir calor a la sal fundida.

Considerando que la aplicación del método no había tenido lugar para este tipo de tecnología, y considera los efectos de transferencia de calor en la interfase a diferencia de los existentes, la deducción del modelo representó una parte realmente relevante en esta tesis, al igual que la implementación pues con los resultados obtenidos se confirma la hipótesis de que la distribución de temperaturas del combustible no es fuertemente influenciada por la inyección de burbujas de helio.

Una de las particularidades importantes en el desarrollo de esta tesis fue el requerimiento de un gran equipo de cómputo, requisito con el que no se cumplió al 100% y limitó hasta cierto punto el alcance de la tesis, en aspectos como la implementación de los problemas de cerradura, que tuvieron que ser simplificados con la finalidad de obtener resultados más precisos, y la implementación del modelo de cantidad de movimiento, que en un inicio se había planteado como flujo en dos fases para acoplarse con el modelo de transferencia de calor y fue replanteado, implementando conceptos de flujos relativos debido a la excesiva cantidad de tiempo que requerían las simulaciones. Ante los inconvenientes presentados se plantearon alternativas efectivas que dieron lugar a la conclusión de la investigación de una manera satisfactoria.

Referencias

Abram, T., & Ion, S. (2008). Generation-IV nuclear power: A review of the state of the science. *Energy Policy* 36(12), 4323-4330.

Aguilar-Madera, C. G. (2021). Comunicación personal

Allibert, M., Aufiero, M., Brovchenko, M., Delpech, S., Ghetta, V., Heuer, D., Laureau, A., & Merle-Lucotte, E. (2016). Molten salt fast reactor. En Pioro, I. (Woodhead Publisher), *Handbook of Generation IV Nuclear Reactors* (pp.157-188). Cambridge, Inglaterra: Woodhead Publisher.

Aufiero, M., Cammi, A., Geoffroy, O., Losa, M., Luzzi, L., Ricotti, M. E., & Rouch, H. (2014). Development of an OpenFOAM model for the Molten Salt Fast Reactor transient analysis. *Chemical Engineering Science*, 111, 390-401.

Bird, R. B., Stewart, W. E., & Lightfoot, E. N. (2020). *Fenómenos de transporte*. Reverté.

Brovchenko, M., Heuer, D., Merle-Lucotte, E., Allibert, M., Capellan, N., Ghetta, V., & Laureau, A. (2012, April). Preliminary safety calculations to improve the design of molten salt fast reactor. In *Proceedings of the International Conference PHYSOR*.

Cengel, Y. A., Boles, M. A., Campos Olgún, V., & Colli Serrano, M. T. (2003). *Termodinámica*.

Cengel, Y. A. *Transferencia de calor y masa: un enfoque practico/Yunus A. Cengel; rev. Sofia Faddeera* (no. TJ260. C38 2007.).

Cervi, E., Lorenzi, S., Cammi, A., & Luzzi, L. (2019a). Development of a multiphysics model for the study of fuel compressibility effects in the Molten Salt Fast Reactor. *Chemical Engineering Science*, 193, 379-393.

Cervi, E., Lorenzi, S., Luzzi, L., & Cammi, A. (2019b). Multiphysics analysis of the MSFR helium bubbling system: A comparison between neutron diffusion, SP3 neutron transport and Monte Carlo approaches. *Annals of Nuclear Energy*, 132, 227-235.

Dai, Z. (2017). Thorium molten salt reactor nuclear energy system (TMSR). En Dolan, T. J. (Woodhead Publisher), *Molten Salt Reactors and Thorium Energy* (pp. 531-540). Reino Unido: Woodhead Publisher.

Delpech, S., Merle-Lucotte, E., Heuer, D., Allibert, M., Ghetta, V., Le-Brun, C., ... & Picard, G. (2009). Reactor physic and reprocessing scheme for innovative molten salt reactor system. *Journal of fluorine chemistry*, 130(1), 11-17.

Du, B. C., He, Y. L., Wang, K., & Zhu, H. H. (2017). Convective heat transfer of molten salt in the shell-and-tube heat exchanger with segmental baffles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113, 456-465.

Du Plessis, J. P. (1997). *Fluid transport in porous media*. Computational Mechanics Publ.

Duderstadt, J. J., & Hamilton, L. J. (1976). *Nuclear Reactor Analysis*, JohnWiley & Sons. Inc., New York.

Espinosa-Paredes, G. 2001. Theoretical derivation of the interaction effects with an eccentric cell model and void fraction propagation in two-phase flow. *Annals of Nuclear Energy*, vol. 28(2), 659-688.

Fiorina, C., Lathouwers, D., Aufiero, M., Cammi, A., Guerrieri, C., Kloosterman, J. L., ... & Ricotti, M. E. (2014). Modelling and analysis of the MSFR transient behaviour. *Annals of Nuclear Energy*, 64, 485-498.

Fiorina, C., Lathouwers, D., Aufiero, M., Cammi, A., Guerrieri, C., Kloosterman, J. L., ... & Ricotti, M. E. (2014). Modelling and analysis of the MSFR transient behaviour. *Annals of Nuclear Energy*, 64, 485-498.

Foro Nuclear Foro de la Industria Nuclear Española. (23 de julio de 2020). *Descubre la energía nuclear Energía nuclear en el mundo*. <https://www.foronuclear.org/descubre-la-energia-nuclear/energia-nuclear-en-el-mundo/>.

Gérardin, D., Allibert, M., Heuer, D., Laureau, A., Merle-Lucotte, E., & Seuvre, C. (2017). Design evolutions of the molten salt fast reactor.

Ignatiev, V., Feynberg, O., Lopatkin, A., Merzlyakov, A., Myasnikov, A., Smirnov, V., ... & Panov, A. (2007). Progress in integrated study of molten salt actinide recycler and transmuter system. *Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation*, 483.

Inaipil Leal, M. I. (2015). Análisis fluido dinámico de un flujo de burbujas mediante cfd.

Incropera, F. P., & DeWitt, D. P. (1999). *Fundamentos de transferencia de calor*. Pearson Educación.

Jimenez-Carballo, C. A. (2018). Temperatura y expansión térmica.

Lance, M., Marié, J.L., Moursali, E., Bataille, J., Suzanne, C., Roig, V., Bel'Fdhila, R., Masbernat, L., 1996. Experimental study of turbulent bubbly shear flows. *Chem. Eng. Commun.* 141, 51-70.

- Laureau, A., Heuer, D., Merle-Lucotte, E., Rubiolo, P. R., Allibert, M., & Aufiero, M. (2017). Transient coupled calculations of the Molten Salt Fast Reactor using the transient fission matrix approach. *Nuclear Engineering and Design*, 316, 112-124.
- LeBlanc, D., Rodenburg, C. (2017). Integral molten salt reactor. En Dolan, T. J. (Woodhead Publisher), *Molten Salt Reactors and Thorium Energy* (pp.540-545). Reino Unido: Woodhead Publisher.
- Li, R., Wang, S., Rineiski, A., Zhang, D., & Merle-Lucotte, E. (2015). Transient analyses for a molten salt fast reactor with optimized core geometry. *Nuclear Engineering and Design*, 292, 164-176.
- Locatelli, G., Mancini, M., & Todeschini, N. (2013). Generation IV nuclear reactors: Current status and future prospects. *Energy Policy*, 61, 1503-1520.
- Merle-Lucotte, E. (2013). Introduction to the Physics of the Molten Salt Fast Reactor. In *Thorium Energy Conference* (Vol. 2013, p. 82).
- Pérez-Valseca, A. D., Aguilar-Madera, C. G., Herrera-Hernández, E. C., & Espinosa-Paredes, G. (2021). Upscaled heat transfer coefficients for a liquid metal-cooled fast nuclear reactor. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 165, 120622.
- Pioro, I. (2016). Introduction: Generation IV International Forum. En Pioro, I. (Woodhead Publisher), *Handbook of Generation IV Nuclear Reactors* (pp.157-188). Cambridge, Inglaterra: Woodhead Publisher.
- Rouch, H., Geoffroy, O., Rubiolo, P., Laureau, A., Brovchenko, M., Heuer, D., & Merle-Lucotte, E. (2014). Preliminary thermal-hydraulic core design of the Molten Salt Fast Reactor (MSFR). *Annals of Nuclear Energy*, 64, 449-456.
- Rubiolo, P. R., Retamales, M. T., Ghetta, V., & Giraud, J. (2017). High temperature thermal hydraulics modeling of a molten salt: Application to a molten salt fast reactor (MSFR). *ESAIM: Proceedings and Surveys*, 58, 98-117.
- Sheu, R. J., Chang, C. H., Chao, C. C., & Liu, Y. W. (2013). Depletion analysis on long-term operation of the conceptual Molten Salt Actinide Recycler & Transmuter (MOSART) by using a special sequence based on SCALE6/TRITON. *Annals of Nuclear Energy*, 53, 1-8.
- Solanilla, R. (2007). An overlook of the new global nuclear scenario and the emergent challenges; Una mirada del nuevo panorama nuclear mundial y los desafíos pendientes.
- Tosolin, A., Beneš, O., Colle, J. Y., Souček, P., Luzzi, L., & Konings, R. J. M. (2018). Vaporization behaviour of the molten salt fast reactor fuel: the LiF-ThF₄-UF₄ system. *Journal of Nuclear Materials*, 508, 319-328.

Valdés-Parada, F. J. (2010). Formulación integral para la solución de problemas de cerradura en procesos de escalamiento. *Revista mexicana de ingeniería química*, 9(1), 53-66.

Van Goethem, G. (2008). Generation IV reactor systems and fuel cycles (horizon 2030): technological breakthroughs in nuclear fission (int'l RD&DD). *Brussel: EC DG RTD J*, 2, 27-33.

Wallis, G. B. (2020). *One-dimensional two-phase flow*. Dover Publications.

Wang, J., & Cao, X. (2016). Investigation on fluctuations in full-size Molten Salt Reactor with coupled neutronic/thermal-hydraulic model. *Annals of Nuclear Energy*, 92, 262-276.

Whitaker, S. (2013). *The method of volume averaging* (Vol. 13). Springer Science & Business Media.

Yamaji, B., Aszódi, A., Kovács, M., & Csom, G. (2014). Thermal-hydraulic analyses and experimental modelling of MSFR. *Annals of Nuclear Energy*, 64, 457-471.

Yoshioka, R., Kinoshita, M. & Scott, I. (2017b). Materials. En Dolan, T. J. (Woodhead Publisher), *Molten Salt Reactors and Thorium Energy* (pp.189). Reino Unido: Woodhead Publisher.

Yoshioka, R., Kinoshita, M. (2017a). Liquid fuel, thermal neutron spectrum reactors. En Dolan, T. J. (Woodhead Publisher), *Molten Salt Reactors and Thorium Energy* (pp.308-328). Reino Unido: Woodhead Publisher.

Zhuang, K., Tang, X., & Cao, L. (2019). Development and verification of a model for generation of MSFR few-group homogenized cross-sections based on a Monte Carlo code OpenMC. *Annals of Nuclear Energy*, 124, 187-197.

Anexos

Apéndice A

El transporte de energía o transferencia de calor se ve reflejado en el cambio de energía interna de un sistema, sin embargo, con regularidad las ecuaciones que describen este fenómeno se representan mediante la temperatura, al ser esta la variable de interés en el caso de reactores nucleares. La energía interna se relaciona con la entalpia de un sistema y esta a su vez está en función de la temperatura, bajo tal afirmación las ecuaciones que describen la transferencia de calor de un reactor rápido de sales fundidas son desarrolladas y simplificadas para el sistema de referencia establecido.

Antes de que tenga lugar la deducción del modelo, es importante aclarar que propiedades como la densidad y el calor específico han sido consideradas constantes. La densidad en el caso de ambas fases no presenta cambios representativos a las temperaturas evaluadas, variando un 2% para la fase líquida y un 6% para la fase gas en el cambio de temperaturas correspondiente a 100 K. Si asociado a esa variación se asume que la asunción de flujo incompresible tiene lugar al cumplirse la siguiente desigualdad

$$\frac{\delta\rho}{\rho} < 1 \quad (\text{A.1})$$

Que para el caso de la fase líquida presenta un valor de 0.02 al ser evaluada

$$\frac{\delta\rho_l}{\rho_l} = \frac{4168\text{kg/m}^3 - 4080\text{kg/m}^3}{4168\text{kg/m}^3} = 0.02 \quad (\text{A.2})$$

Y para el caso de la fase gas es igual a 0.06

$$\frac{\delta\rho_g}{\rho_g} = \frac{0.1\text{kg/m}^3 - 0.094\text{kg/m}^3}{0.1\text{kg/m}^3} = 0.06 \quad (\text{A.3})$$

Es posible demostrar que la consideración de densidad constante para ambas fases no impactará de manera significativa en el modelo

Por otra parte, la asunción del calor específico constante es posible en el caso de la sal al encontrarse está en estado líquido, porque su volumen específico en esencia permanece

constante, lo que implica un cambio de energía poco significativo relacionado con la variación del volumen específico, en comparación con otras formas de energía (Cengel et al., 2003). Por último, el calor específico de gases con moléculas poco complejas no presenta variaciones representativas con el aumento de temperatura, este es el caso de los gases nobles (Ar, He, Ne, Xe, Rn), pues para un rango de entre 1000 K y 3000 K presentan la misma magnitud para el calor específico 5193 J/kg K, con base en lo anterior es posible asumir dicha propiedad constante para la fase gas presente en el modelo.

Para la deducción de las ecuaciones locales correspondientes a cada fase se parte de la ecuación de energía para un sistema (Bird et al., 2020).

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho u + \frac{\rho v^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\rho u + \frac{\rho v^2}{2} \right) \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - (\nabla \cdot p \mathbf{v}) + \rho \mathbf{b} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{A.4})$$

Donde ρ representa la densidad, v la velocidad, \mathbf{q} los fenómenos de transferencia de calor presentes (conducción y radiación), p la presión, \mathbf{b} el vector gravedad y $\boldsymbol{\tau}$ el tensor de esfuerzos cortantes, que también aparecen en la ecuación de energía mecánica expresada como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{\rho v^2}{2} \mathbf{v} \right) = \rho \mathbf{b} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot (p \mathbf{v}) + p(-\nabla \cdot \mathbf{v}) + (\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}) \cdot \mathbf{v} \quad (\text{A.5})$$

En la ecuación anterior el tensor de esfuerzos cortantes puede ser operado permitiendo reescribir la ecuación de energía mecánica como

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho v^2}{2} \right) + \nabla \cdot \left(\frac{\rho v^2}{2} \mathbf{v} \right) = \rho \mathbf{b} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot (p \mathbf{v}) + p(-\nabla \cdot \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{v}) + \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.6})$$

Posteriormente la ecuación de energía y la de energía mecánica son restadas resultando:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.7})$$

En este punto se puede introducir la definición de derivada sustancial para los términos del lado izquierdo de la expresión anterior, con la finalidad de ser operados posteriormente

$$\rho \frac{D}{Dt} (u) + \nabla \cdot (\rho u \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.8})$$

La energía interna está relacionada con la entalpía mediante una expresión termodinámica, deducida a partir del equilibrio termodinámico, pero aplicable localmente a sistemas que no están en equilibrio (Bird et al., 2020). Esta expresión involucra la presión y el volumen específico, este último se define como el inverso de la densidad y da lugar a la siguiente relación para la energía interna.

$$u = h - pV = h - \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (\text{A.9})$$

Si la energía interna es sustituida mediante la expresión anterior, el término de derivada material se aplica a la entalpía presión y densidad.

$$\rho \frac{D}{Dt} \left[h - \left(\frac{p}{\rho} \right) \right] = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.10})$$

El desarrollo del término del lado izquierdo de la ecuación resulta:

$$\rho \frac{D}{Dt} \left[h - \left(\frac{p}{\rho} \right) \right] = \rho \left(\frac{Dh}{Dt} - \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} + \frac{p}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \right) = \rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} + \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} \quad (\text{A.11})$$

Al ser sustituida dicha expresión, la ecuación de la energía puede reescribirse:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} + \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.12})$$

La expresión anterior se simplifica al considerar la ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{A.13})$$

En la que el segundo término es operado resultando:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (\text{A.14})$$

La ecuación anterior contiene la definición de derivada material y da lugar a la siguiente igualdad.

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{v} \quad (\text{A.15})$$

La igualdad que surge de la ecuación de continuidad es sustituida en la ecuación de energía

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} + p(-\nabla \cdot \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \mathbf{q} - p \nabla \cdot \mathbf{v} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.16})$$

Lo que permite una simplificación debido a la presencia de dos términos iguales con signo contrario

$$\rho \frac{Dh}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.17})$$

Al ser la entalpia función de la presión y la temperatura es posible considerar la siguiente expresión estándar de la termodinámica para condiciones en equilibrio (Bird et al., 2020).

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T dP = C_p dT + \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad (\text{A.18})$$

Si la igualdad anterior es sustituida en la ecuación de la energía esta resulta:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \rho \left[V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \right] \frac{Dp}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.19})$$

Para fines de simplificación el volumen específico V es expresado en función de la densidad

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \rho \left[\frac{1}{\rho} - T \left(\frac{\partial(1/\rho)}{\partial T} \right)_P \right] \frac{Dp}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.20})$$

La expresión anterior puede operarse y ser reescrita como:

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \left[1 + \left(\frac{\partial(\ln \rho)}{\partial \ln T} \right)_P \right] \frac{Dp}{Dt} - \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.21})$$

Dando lugar a la siguiente simplificación

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \left(\frac{\partial(\ln \rho)}{\partial \ln T} \right)_P \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.22})$$

La ecuación deducida para la transferencia de energía se escribe considerando la definición $-\nabla \cdot \mathbf{q}$ en función de la ley de Fourier pues ni en sales ni en gases raros la transferencia de calor por radiación es representativa.

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \left(\frac{\partial(\ln \rho)}{\partial \ln T} \right)_P \frac{Dp}{Dt} = k \nabla^2 T - \boldsymbol{\tau} : \nabla \mathbf{v} \quad (\text{A.23})$$

El término de disipación viscosa es despreciado al ser representativo solo en flujos con gradientes de velocidad enormes y no es el caso para ninguna de las fases.

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} + \left(\frac{\partial(\ln \rho)}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dp}{Dt} = k \nabla^2 T \quad (\text{A.24})$$

Finalmente, la ecuación anterior permite una última simplificación. Al no presentar el sistema de referencia cambios de presión representativos, porque las sales tienen la característica de encontrarse en estado líquido a muy bajas presiones, pero altas temperaturas, la derivada de la presión respecto al tiempo es despreciada.

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = k \nabla^2 T \quad (\text{A.25})$$

Hasta este punto, la ecuación anterior puede ser utilizada de manera indistinta para las fases presentes en el sistema de referencia. Sin embargo, existe una diferencia significativa, la fase líquida incluye el material combustible, por lo que a la ecuación de la misma debe incluirse un término fuente, este último es de origen nuclear al ser el sistema de referencia un reactor. A partir de esta última consideración, las ecuaciones de cada una de las fases que forman parte del modelo local con escritas a continuación:

Sal fundida (fase líquida)

$$\rho_l C_{p_l} \frac{\partial T_l}{\partial t} + \rho_l C_{p_l} \nabla \cdot (\mathbf{v}_l T_l) = k_l \nabla \cdot (\nabla T_l) + q'''$$

Helio (fase gas)

$$\rho_b C_{p_b} \frac{\partial T_b}{\partial t} + \rho_b C_{p_b} \nabla \cdot (\mathbf{v}_b T_b) = k_b \nabla \cdot (\nabla T_b)$$

Apéndice B

Este apéndice se presenta con la finalidad de identificar el tipo de burbuja que podría presentarse en un MSFR. La clasificación del tipo de burbujas es posible a partir de los números adimensionales de Eötvös y Reynolds, el primero está definido como la relación entre el empuje y la tensión superficial, y el segundo representa la relación entre la inercia y las fuerzas viscosas. Ambos números son presentados a continuación

$$Eo = \frac{g\Delta\rho d_e}{\sigma} \quad (B1)$$

$$Re = \frac{\rho d_e v_b}{\mu} \quad (B2)$$

donde g representa la gravedad, $\Delta\rho$ la diferencia de densidades de las fases, d_e el diámetro de volumen de esfera equivalente, σ la tensión superficial en la interfase, ρ y μ la densidad y viscosidad de la fase continua, y v_b la velocidad de la burbuja .

A partir del cálculo de los números adimensionales es posible dar una clasificación del tipo de burbujas, las cuales se encuentran divididas en cuatro grandes familias (Inaipil, 2015):

Burbujas Esféricas	$0.01 \leq Eo_b \leq 1$	$0.1 \leq Re_b \leq 10$
Burbujas Elipsoidales	$0,2 \leq Eo_b \leq 30$	$1 \leq Re_b \leq 10,000$
Burbujas con falda	$30 \leq Eo_b \leq 1,000$	$1 \leq Re_b \leq 100$
Burbujas Tapa esférica	$30 \leq Eo_b \leq 1,000$	$100 \leq Re_b \leq 100,000$

El número de Eötvös y Reynolds fueron calculados con la finalidad de verificar el tipo de burbuja que debía presentarse en la celda unitaria.

$$Eo = \frac{(9.81\text{m/s})(4125\text{kg/m}^3 - 0.1\text{kg/m}^3)(0.0024\text{m})^2}{(0.2\text{N/m})} = 1.16 \quad (B3)$$

$$\text{Re} = \frac{(4125\text{kg/m}^3)(0.0024\text{m})(2.9878\text{m/s})}{10.1 \times 10^{-3} \text{Pa s}} = 2928.63 \quad (\text{B4})$$

Con base en la información obtenida de los números adimensionales, la burbuja debería ser de tipo elipsoidal, sin embargo, ha sido considerada de forma esférica como una primera aproximación en esta tesis.

Apéndice C

Los componentes c , α , f , g y r asociados a las ecuaciones de cada uno de los problemas de cerradura identificados en la sección 8.2 son ahora reescritos para introducirlos en Comsol. La escritura de cada problema considera los componentes presentes en las tres direcciones para cada variable de cierre y es presentada a continuación en el siguiente orden

- Componentes identificados asociados a la ecuación de la fase líquida
- Componentes identificados asociados a la ecuación de la fase gas
- Componentes asociados a la Condición de frontera 1
- Componentes asociados a la Condición de frontera 2

Problema de Cerradura I

Variable de cierre \mathbf{b}_{ll}

$$c_x = 1$$

$$c_y = 1$$

$$c_z = 1$$

$$\alpha_x = -((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{u} \quad \alpha_y = -((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{v} \quad \alpha_z = -((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{w}$$

$$f_x = -(((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{u_desvl}) - ((1/\text{Vl}(1))*\text{intAlb}(c.\text{nx}*\mathbf{xblx} + c.\text{ny}*\mathbf{ybly} + c.\text{nz}*\mathbf{zblz})) \\ + (((\text{rhol}*\text{Cpl})/(\text{kl}*\text{fln}))*\text{aveop1}(\mathbf{u_desvl}*\mathbf{xblx} + \mathbf{u_desvl}*\mathbf{ybly} + \mathbf{u_desvl}*\mathbf{zblz}))$$

$$f_y = -(((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{v_desvl}) - ((1/\text{Vl}(1))*\text{intAlb}(c.\text{nx}*\mathbf{ybly} + c.\text{ny}*\mathbf{ybly} + c.\text{nz}*\mathbf{zblz})) \\ + ((\text{rhol}*\text{Cpl})/(\text{kl}*\text{fln}))*\text{aveop1}(\mathbf{v_desvl}*\mathbf{ybly} + \mathbf{v_desvl}*\mathbf{ybly} + \mathbf{v_desvl}*\mathbf{zblz})$$

$$f_z = -(((\text{rhol}*\text{Cpl})/\text{kl})*\mathbf{w_desvl}) - ((1/\text{Vl}(1))*\text{intAlb}(c.\text{nx}*\mathbf{zblx} + c.\text{ny}*\mathbf{zblly} + c.\text{nz}*\mathbf{zblz})) \\ + ((\text{rhol}*\text{Cpl})/(\text{kl}*\text{Fln}))*\text{aveop1}(\mathbf{w_desvl}*\mathbf{zblx} + \mathbf{w_desvl}*\mathbf{zblly} + \mathbf{w_desvl}*\mathbf{zblz})$$

Variable de cierre \mathbf{b}_{bl}

$$c_x = 1$$

$$c_y = 1$$

$$c_z = 1$$

$$\alpha_x = 0$$

$$\alpha_y = 0$$

$$\alpha_z = -((\text{rhob}*\text{Cpb})/\text{kb})*\mathbf{vbu}$$

$$f_x = -((1/\text{Vb}(1))*\text{intAlb}(c2.\text{nx}*\mathbf{xbbly} + c2.\text{ny}*\mathbf{xbbly} + c2.\text{nz}*\mathbf{xbbly}))$$

$$f_y = -\left(\left(1/V_b(1)\right)*\text{intAlb}\left(c2.nx*y_{bblx}+c2.ny*y_{bbly}+c2.nz*y_{bblz}\right)\right)$$

$$f_z = -\left(\left(1/V_b(1)\right)*\text{intAlb}\left(c2.nx*z_{bblx}+c2.ny*z_{bbly}+c2.nz*z_{bblz}\right)\right)$$

Condición de frontera 1

$$r_x = x_{bll}$$

$$r_y = y_{bll}$$

$$r_z = z_{bll}$$

Condición de frontera 2

$$g_x = \left(\left(k_b/k_l\right)*\left(c.nx*x_{bblx}+c.ny*x_{bbly}+c.nz*x_{bblz}\right)\right)-c.nx$$

$$g_y = \left(\left(k_b/k_l\right)*\left(c.nx*y_{bblx}+c.ny*y_{bbly}+c.nz*y_{bblz}\right)\right)-c.ny$$

$$g_z = \left(\left(k_b/k_l\right)*\left(c.nx*z_{bblx}+c.ny*z_{bbly}+c.nz*z_{bblz}\right)\right)-c.nz$$

Problema de Cerradura II

Variable de cierre \mathbf{b}_{lb}

$$c_x = 1$$

$$c_y = 1$$

$$c_z = 1$$

$$\alpha_x = -\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/k_l\right)*u \quad \alpha_y = -\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/k_l\right)*v \quad \alpha_z = -\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/k_l\right)*w$$

$$f_x = -\left(\left(1/V_l(1)\right)*\text{intAlb}\left(c.nx*x_{blbx}+c.ny*x_{blby}+c.nz*x_{blbz}\right)\right) \\ +\left(\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/\left(k_l*\text{fln}\right)\right)*\text{aveop1}\left(u_{\text{desvl}}*\left(x_{blbx}+x_{blby}+x_{blbz}\right)\right)\right)$$

$$f_y = -\left(\left(1/V_l(1)\right)*\text{intAlb}\left(c.nx*y_{blbx}+c.ny*y_{blby}+c.nz*y_{blbz}\right)\right) \\ +\left(\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/\left(k_l*\text{fln}\right)\right)*\text{aveop1}\left(v_{\text{desvl}}*\left(y_{blbx}+y_{blby}+y_{blbz}\right)\right)\right)$$

$$f_z = -\left(\left(1/V_l(1)\right)*\text{intAlb}\left(c.nx*z_{blbx}+c.ny*z_{blby}+c.nz*z_{blbz}\right)\right) \\ +\left(\left(\left(\rho_{hol}*C_{pl}\right)/\left(k_l*\text{fln}\right)\right)*\text{aveop1}\left(w_{\text{desvl}}*\left(z_{blbx}+z_{blby}+z_{blbz}\right)\right)\right)$$

Variable de cierre \mathbf{b}_{bb}

$$c_x = 1$$

$$c_y = 1$$

$$c_z = 1$$

$$\alpha_x = 0 \quad \alpha_y = 0 \quad \alpha_z = -\left(\left(\rho_{hob}*C_{pb}\right)/k_b\right)*v_{bu}$$

$$f_x = -\left(\left(1/V_b(1)\right) * \text{intAlb}\left(c2.nx * x_{bbbx} + c2.ny * x_{bbby} + c2.nz * x_{bbbz}\right)\right)$$

$$f_y = -\left(\left(1/V_b(1)\right) * \text{intAlb}\left(c2.nx * y_{bbbx} + c2.ny * y_{bbby} + c2.nz * y_{bbbz}\right)\right)$$

$$f_z = -\left(\left(1/V_b(1)\right) * \text{intAlb}\left(c2.nx * z_{bbbx} + c2.ny * z_{bbby} + c2.nz * z_{bbbz}\right)\right)$$

Condición de frontera 1

$$r_x = x_{bbb}$$

$$r_y = y_{bbb}$$

$$r_z = z_{bbb}$$

Condición de frontera 2

$$g_x = \left(\left(k_l/k_b\right) * \left(c.nx * x_{blbx} + c.ny * x_{blby} + c.nz * x_{blbz}\right)\right) - c.nx$$

$$g_y = \left(\left(k_l/k_b\right) * \left(c.nx * y_{blbx} + c.ny * y_{blby} + c.nz * y_{blbz}\right)\right) - c.ny$$

$$g_z = \left(\left(k_l/k_b\right) * \left(c.nx * z_{blbx} + c.ny * z_{blby} + c.nz * z_{blbz}\right)\right) - c.nz$$

Problema de Cerradura III

Variable de cierre s_l

$$c = -1$$

$$\alpha_x = \left(\left(\rho_{ol} * C_{pl}\right) / k_l\right) * u \quad \alpha_y = \left(\left(\rho_{ol} * C_{pl}\right) / k_l\right) * v \quad \alpha_z = \left(\left(\rho_{ol} * C_{pl}\right) / k_l\right) * w$$

$$f = +\left(\left(1/V_l(1)\right) * \text{intAlb}\left(c.nx * s_{lx} + c.ny * s_{ly} + c.nz * s_{lz}\right)\right) \\ - \left(\left(\rho_{ol} * C_{pl}\right) / \left(k_l * f_{ln}\right)\right) * \text{aveop1}\left(u_{desvl} * s_{lx} + v_{desvl} * s_{ly} + w_{desvl} * s_{lz}\right)$$

Variable de cierre s_b

$$c = 1$$

$$\alpha_x = 0 \quad \alpha_y = 0 \quad \alpha_z = -\left(\left(\rho_{ob} * C_{pb}\right) / k_b\right) * v_{bu}$$

$$f = -\left(\left(1/V_b(1)\right) * \text{intAlb}\left(c2.nx * s_{bx} + c2.ny * s_{by} + c2.nz * s_{bz}\right)\right)$$

Condición de frontera 1

$$r_x = s_l - 1$$

Condición de frontera 2

$$g = (k_b/k_l) * (c_{.nx} * s_{bx} + c_{.ny} * s_{by} + c_{.nz} * s_{bz})$$

La escritura anterior considera f_{ln} y f_{bn} como la fracción de líquido y gas en el núcleo respectivamente, $V_l(1)$ y $V_b(1)$ como el volumen correspondiente a cada fase.

En el caso de ambas fases k representa la conductividad, C_p el calor específico y ρ la densidad, cada una de esas propiedades se asocia a una fase al agregarle una l en el caso del combustible líquido y una b en el caso de la burbuja de helio. Las operaciones como la integral interfacial se expresan como \int_{Alb} y el vector normal unitario como $(c_{.nx} + c_{.ny} + c_{.nz})$ en la fase líquida y $(c_{2.nx} + c_{2.ny} + c_{2.nz})$ en la fase gas, ambos consideran las tres direcciones. El operador promedio es aplicado como aveop_1 a los tres componentes de la velocidad (x, y, z) identificados como u, v, w y a las desviaciones de la misma, expresadas como $u_{\text{desvl}}, v_{\text{desvl}}$ y w_{desvl} en el caso del combustible líquido, a diferencia de la fase gas donde solo se considera la velocidad en la dirección z como v_{bu} , debido al movimiento que genera la recirculación del combustible en el núcleo, y no intervienen las desviaciones de la misma al no aparecer en los problemas de cerradura.

Finalmente las *variables de cerradura* son escritas como $b_{ll}, b_{lb}, b_{bl}, b_{bb}, s_l$ y s_b , a cada una de ellas se les antepone la componente x, y o z para indicar un producto punto, mientras que en el caso de la aplicación del operador nabla se les agrega al final indicando una derivada.

Apéndice D

Cada uno de los coeficientes efectivos asociados a la fase líquida y a la fase gas fueron definido en la sección 9 de este trabajo. Ahora se presenta la escritura de cada uno de ellos para su respectiva implementación en Comsol, donde son evaluados como valores derivados dentro de los resultados.

Fase líquida:

$$K_{ll_{xx}} = (kl*fln) + (kl/V(1))*intAlb(c.nx*xbl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(u_desvl*xbl)$$

$$K_{ll_{yy}} = (kl*fln) + (kl/V(1))*intAlb(c.ny*ybl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(v_desvl*ybl)$$

$$K_{ll_{zz}} = (kl*fln) + (kl/V(1))*intAlb(c.nz*zbl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(w_desvl*zbl)$$

$$K_{lb_{xx}} = (kl/V(1))*intAlb(c.nx*xbl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(u_desvl*xbl)$$

$$K_{lb_{yy}} = (kl/V(1))*intAlb(c.ny*ybl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(v_desvl*ybl)$$

$$K_{lb_{zz}} = (kl/V(1))*intAlb(c.nz*zbl) - (rho_l*Cpl)*aveop1(w_desvl*zbl)$$

$$u_{ll_{xx}} = (rho_l*Cpl)*aveop1(u_desvl*sl) + (kl/V(1))*intAlb(c.nx*xbl) - (kl/V(1))*intAlb(c.nx*sl)$$

$$u_{ll_{yy}} = (rho_l*Cpl)*aveop1(v_desvl*sl) + (kl/V(1))*intAlb(c.ny*ybl) - (kl/V(1))*intAlb(c.ny*sl)$$

$$u_{ll_{zz}} = (rho_l*Cpl)*aveop1(w_desvl*sl) + (kl/V(1))*intAlb(c.nz*zbl) - (kl/V(1))*intAlb(c.nz*sl)$$

$$u_{lb_{xx}} = (kl/V(1))*intAlb(c.nx*xbl) + (kl/V(1))*intAlb(c.nx*sl) - rho_l*Cpl*aveop1(u_desvl*sl)$$

$$u_{lb_{yy}} = (kl/V(1))*intAlb(c.ny*ybl) + (kl/V(1))*intAlb(c.ny*sl) - rho_l*Cpl*aveop1(v_desvl*sl)$$

$$u_{lb_{zz}} = (kl/V(1))*intAlb(c.nz*zbl) + (kl/V(1))*intAlb(c.nz*sl) - rho_l*Cpl*aveop1(w_desvl*sl)$$

$$a_v h = (kl/V(1))*intAlb(c.nx*slx + c.ny*sly + c.nz*slz)$$

Fase gas:

$$K_{bb_{xx}} = (kb*fbn) + (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*xbb)$$

$$K_{bb_{yy}} = (kb*fbn) + (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*ybbb)$$

$$K_{bb_{zz}} = (kb*fbn) + (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*zbbb)$$

$$K_{bl_{xx}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*xbbl)$$

$$K_{bl_{yy}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*ybbl)$$

$$K_{bl_{zz}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*zbbl)$$

$$u_{bb_{xx}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*xbbbx) + (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*sb)$$

$$u_{bb_{yy}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*ybbby) + (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*sb)$$

$$u_{bb_{zz}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*zbbbz) + (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*sb)$$

$$u_{bl_{xx}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*xbblx) - (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*sb)$$

$$u_{bl_{yy}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*ybbly) - (kb/V(1))*intAlb(c2.ny*sb)$$

$$u_{bl_{zz}} = (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*zbblz) - (kb/V(1))*intAlb(c2.nz*sb)$$

$$a_v h = (kb/V(1))*intAlb(c2.nx*sbx + c2.ny*sby + c2.nz*sbz)$$

Las especificaciones de la escritura de los coeficientes efectivos coinciden con las presentadas en el **Apéndice C**, la única diferencia es que en la implementación de estos se considera el volumen total expresado como $V(1)$ y no el de cada una de las fases.

Apéndice E

Los resultados obtenidos presentados en este trabajo tras la implementación de los problemas de cerradura en Comsol tuvieron lugar al considerar un análisis de contribución de términos, que consistió en evaluar cada uno de los coeficientes efectivos mediante algunas simplificaciones en los problemas de cerradura, permitiendo así obtener resultados más precisos a través de la herramienta computacional utilizada.

Comsol incluye nueve mallas diferentes para la evaluación del modelo, dichas mallas son enlistadas a continuación con su respectivo número de elementos de dominio entre paréntesis: extremadamente gruesa (162), extra gruesa (526), más gruesa (1859), gruesa (3,873), normal (12,658), fina (25,207), más fina (78,762), extra fina (312,717) y extremadamente fina (1,699,334). La mejor aproximación de resultados se obtiene al evaluar el modelo con la malla más fina posible, este aspecto se ve un tanto limitado debido a la complejidad del modelo presentado en este trabajo y a las características del equipo de cómputo, bajo tales circunstancias y con la finalidad de obtener una mejor aproximación los problemas de cerradura, estos han sido simplificados considerando dos variantes adicionales a los problemas originales, lo que da lugar a tres casos diferentes para la implementación de los mismos.

El caso I considera los problemas de cerradura completos, lo que incluye todos los términos de cada uno de ellos y es resuelto utilizando la malla extremadamente gruesa, el caso II considera solo algunos términos de cada uno de los problemas de cerradura, dejando de lado los términos que involucran el operador nabla dentro de las integrales, lo que permite evaluar el modelo utilizando la malla más gruesa, por último el caso tres considera solo los términos que no incluyen integrales dentro del modelo, lo que permite utilizar la malla normal en la implementación de los problemas de cerradura. La finalidad de omitir dichos términos en cada uno de los casos es utilizar una malla más fina, la decisión de omitir los términos que contienen integrales se tomó debido a que son las que requieren una mayor capacidad de cómputo, pues no se encuentran definidas dentro de la ecuación diferencial parcial utilizada para la implementación del modelo y deben ser agregadas como términos fuente dentro de la herramienta computacional Comsol.

Tras la aplicación de los tres casos mencionados anteriormente, los valores obtenidos para los coeficientes efectivos \mathbf{K}_{ll} y \mathbf{K}_{bb} fueron comparados con la conductividad de cada una de las fases, bajo la consideración de que el valor de \mathbf{K}_{ll} se aproximaría a la conductividad del líquido si la fracción del mismo predomina en el volumen total, mientras que en el caso contrario en el que la fracción de gas está presente en mayor cantidad el valor de \mathbf{K}_{bb} se aproxima a la conductividad del gas. Cada uno de los casos definidos fue evaluado considerando diferentes fracciones de gas, y graficado como se muestra en la **Figura 35**. con la finalidad de obtener una curva de comportamiento que justifique la suposición anterior y así definir la mejor opción para la implementación de los problemas de cerradura.

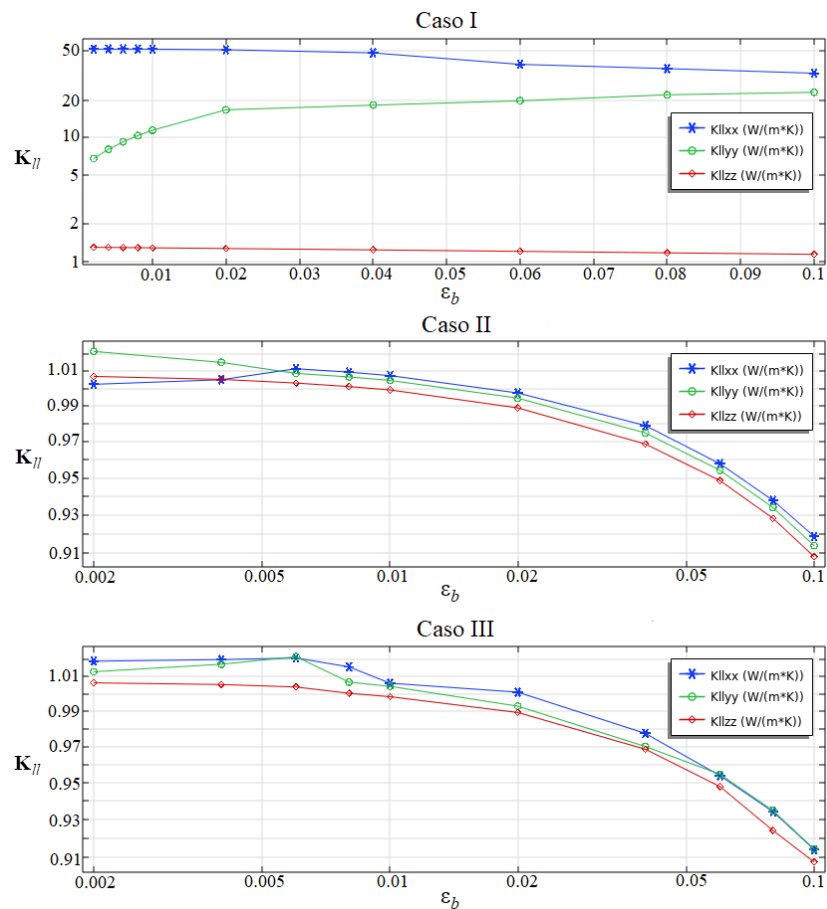


Figura 35. Comparación del comportamiento del coeficiente efectivo \mathbf{K}_{ll} al aumentar la fracción de gas en el núcleo de los tres casos presentados.

Con base en las gráficas obtenidas para \mathbf{K}_{ll} el caso I es despreciado como la mejor opción en la obtención de resultados, considerando que el componente y presenta un comportamiento contrario al esperado al disminuir la fracción del líquido, además de que los valores obtenidos en los componentes x e y están muy alejados de la conductividad de la fase líquida que presenta un orden de magnitud de 10^{-1} . Los casos II y III presentan el comportamiento esperado en todas sus componentes, además de un orden de magnitud igual a la conductividad del líquido, sin embargo, aunque la gráfica que no considera los términos que incluyen integrales presenta más saltos se considera una mejor opción, ya que no varía mucho respecto al caso II donde se consideran dos de ellas, y permite la utilización de una malla normal, que asegura una mejor obtención de resultados. Los valores obtenidos para \mathbf{K}_{bb} en los tres casos se muestran en la **Figura 36** para su posterior análisis.

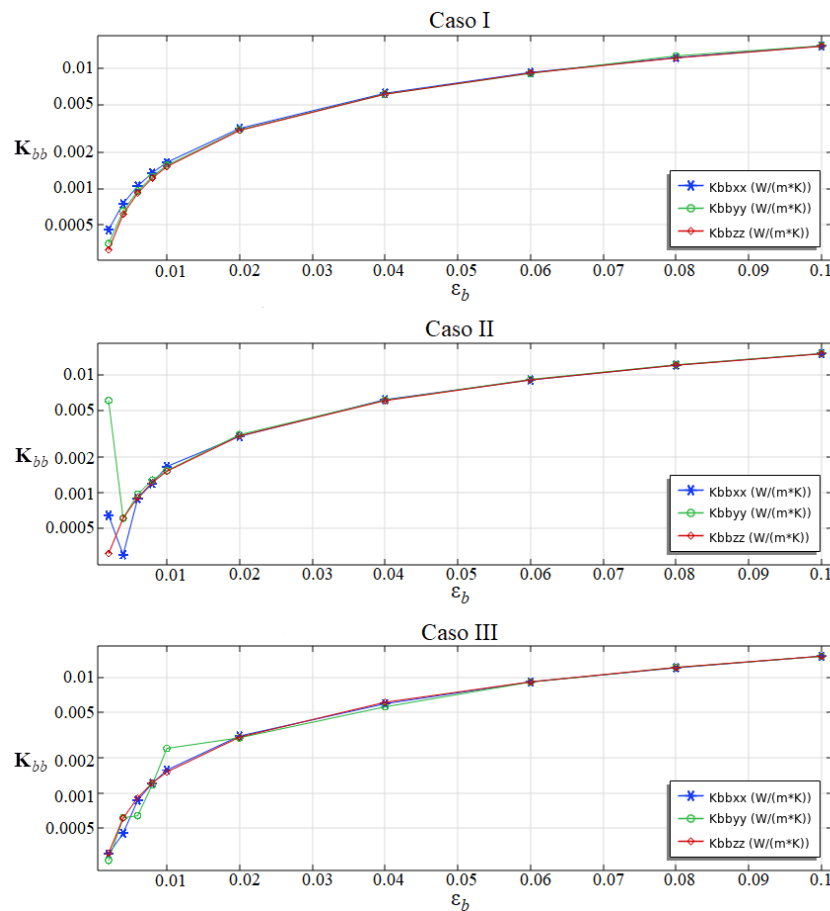


Figura 36. Comparación del comportamiento del coeficiente efectivo \mathbf{K}_{bb} al aumentar la fracción de gas en el núcleo de los tres casos presentados.

Es claramente apreciable que en los tres casos se presenta el comportamiento esperado para \mathbf{K}_{bb} , que implica una tendencia de aumento respecto al incremento de la fracción gas, sin embargo, en el caso II se observa un salto en los componentes x e y que indica que el coeficiente disminuye en la fracción 0.004 para posteriormente ir en aumento, por lo que este caso es despreciado, al menos para dicho coeficiente. En el caso particular de los casos I y III se presenta una mejor tendencia en el primero, no obstante, al considerar el comportamiento de \mathbf{K}_{ll} en dicho caso se ha concluido tras el análisis, que la mejor opción para la implementación de los problemas de cerradura, con base en los resultados obtenidos es el caso III, por lo que cada uno de los coeficientes presentados en este trabajo fue evaluado sin considerar las integrales presentes en los problemas de cerradura, lo que implicó el uso de la malla más fina posible, una malla normal.

Nomenclatura

Símbolo	Descripción	Dimensión
A_{lb}	Área interfacial fluido-gas	[m ²]
$a_v h$	Coefficiente volumétrico de transferencia de calor	[W/m ³ *K]
$\mathbf{b}_{\beta\beta}$	Variable de cierre asociada a la fuente $\nabla\langle T_{\beta}\rangle^{\beta}$	[1/m]
$\ \mathbf{b}_{\beta\beta}\ $	Magnitud de la variable de cierre	[1/m]
C_p	Calor específico	[J/kg*k]
d	Diámetro	[m]
g	Gravedad	[m/s ²]
\mathbf{I}	Tensor identidad	[-]
k	Conductividad térmica	[W/m*K]
$\mathbf{K}_{\beta\beta}$	Coefficiente térmico efectivo asociado a la fuente $\nabla\langle T_{\beta}\rangle^{\beta}$	[W/m*K]
l	Superficie que construye la celda unitaria	[m]
ℓ	Longitud característica a escala local	[m]
L	Longitud característica del sistema de referencia	[m]
\mathbf{n}_{lb}	Vector normal unitario dirigido de la fase líquida a la fase gas	[-]
p	Presión	[Pa]
q'''	Fuente de calor	[W/ m ³]
\mathbf{r}	Vector de posición	[m]
s_l	Variable de cerradura asociada a la fuente $\langle T_b \rangle^b - \langle T_l \rangle^l$	[1/m]
T_{β}	Temperatura local	[K]
$\langle T_{\beta} \rangle$	Promedio superficial de temperatura	[K]
$\langle T_{\beta} \rangle^{\beta}$	Promedio intrínseco de temperatura	[K]
\tilde{T}_{β}	Desviaciones de temperatura	[K]
$\langle \tilde{T}_{\beta} \rangle$	Promedio de las desviaciones de la temperatura	[K]
t	Tiempo	[s]
t^*	Tiempo característico	[s]
$\mathbf{u}_{\beta\beta}$	Coefficiente efectivo conductivo-convectivo	[W/m ² *K]
v	Magnitud de la velocidad	[m/s]
\mathbf{v}_{β}	Velocidad local	[m/s]
$\langle \mathbf{v}_{\beta} \rangle$	Promedio superficial de velocidad	[m/s]
$\langle \mathbf{v}_{\beta} \rangle^{\beta}$	Promedio intrínseco de velocidad	[m/s]
$\tilde{\mathbf{v}}_{\beta}$	Desviaciones de velocidad	[m/s]
$\langle \tilde{\mathbf{v}}_{\beta} \rangle$	Promedio de las desviaciones de velocidad	[m/s]
V	Volumen total	[m ³]

V_{β}	Volumen de la fase	[m ³]
\mathbf{y}	Vector de posición relativa	[m]
Símbolos griegos		
β	Subíndice o superíndice que representa las fases l, b	
β_t	Coefficiente volumétrico de expansión térmica	[1/K]
ε_{β}	Fracción volumen	[-]
ε	Emisividad	[-]
μ	Viscosidad dinámica	[Pa*s]
ν	Viscosidad cinemática	[m ² /s]
O	Orden de magnitud	[-]
ρ	Densidad de masa	[kg/m ³]
σ_s	Tensión superficial	[N/m]
σ	Constante de Stefan Boltzmann	[W/m ³ K]
Subíndices		
b	Fase gas (burbuja de helio)	
l	Fase líquida (sal combustible)	
r	Valor relativo	
t	Térmico	
xx, yy, zz	Componentes de los coeficientes en las direcciones x, y, z	
0	Estado de referencia	
Acrónimos		
CFD	Dinámica de Fluidos Computacional	
CNRS	Centro Nacional para la Investigación Científica	
EDP	Ecuación Diferencial Parcial	
GFR	Reactor Rápido Refrigerado por gas	
GIF	Foro Internacional de Generación IV	
IMSR400	Reactor Integral de Sales Fundidas 400	
LFR	Reactor Rápido Refrigerado por Plomo	
LWR	Reactor de Agua Ligera	
MOSART	Reactor Reciclador y Transmutador de Actínidos de Sal Fundida	
MSR	Reactor de Sales Fundidas	
MSFR	Reactor Rápido de Sales Fundidas	
OIEA	Organismo Internacional de Energía Atómica	
ORNL	Laboratorio Nacional Oak Ridge	
PWR	Reactor de Agua a Presión	
SCWR	Reactor Supercrítico Refrigerado por Agua	
SFR	Reactor Rápido Refrigerado por Sodio	
TMSR	Reactor de Sales Fundidas de Torio	

TMSR-LF	Reactor de Sales Fundidas de Torio de Combustible Líquido
TMSR-SF	Reactor de Sales Fundidas de Torio de Combustible Sólido
VHTR	Reactor de Muy Alta Temperatura