

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

UNIDAD IZTAPALAPA



DIVISIÓN DE CIENCIAS BÁSICAS E INGENIERÍA

Casa abierta al tiempo

POSGRADO EN ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE

**“ANÁLISIS DINÁMICO DE REACTORES NUCLEARES DE LECHOS
DE ESFERAS ENFRIADOS CON GAS”**

Tesis para obtener el grado académico de

MAESTRO EN CIENCIAS (ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE)

Presenta:

Erick Josué Yescas Pozos

Matricula: 2223804744 Correo: eyescaspozos@gmail.com

Director:

Dr. Gilberto Espinosa-Paredes

Miembros del Jurado

Dr. Roberto Carlos López Solís

Presidente

Dra. Alejandría Denisse Pérez Valseca

Secretaria

Dr. Luis Carlos Juárez Martínez

Vocal

Iztapalapa, Ciudad de México, enero 29 de 2025.

**ANÁLISIS DINÁMICO DE REACTORES NUCLEARES DE LECHOS DE
ESFERAS ENFRIADOS CON GAS**

Tesis que presenta

Erick Josué Yescas Pozos

Para obtener el grado de

Maestro en Ciencias (Energía y Medio Ambiente)



**UNIVERSIDAD
AUTÓNOMA
METROPOLITANA
UNIDAD
IZTAPALAPA**

**ANÁLISIS DINÁMICO DE REACTORES NUCLEARES DE
LECHOS DE ESFERAS ENFRIADOS CON GAS**

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

Presenta:

Erick Josué Yescas Pozos

Director:

Dr. Gilberto Espinosa-Paredes

Iztapalapa, Ciudad de México, enero 29 de 2025.

Agradecimientos

La maestría en Ciencias (Energía y Medio Ambiente) de la universidad Autónoma Metropolitana Unidad Iztapalapa, perteneciente al Padrón Nacional de Posgrados de Calidad CONAHCyT y cuenta con apoyo del mismo Consejo con el convenio 003893; por lo que el alumno agradece la beca recibida para el desarrollo de esta tesis, a través del convenio No. 1256056. También el agradecimiento al Proyecto de Ciencia Básica y de Frontera 2023-2024 con referencia CBF-2023-2024-2023 “Reactores nucleares pequeños y microreactores para la transición energética de México”, financiado por CONAHCyT.

Agradecimientos Personales

A lo largo de este arduo y gratificante camino, he contado con el apoyo incondicional y el amor de muchas personas, sin las cuales, este logro no habría sido posible.

Primero y, ante todo, quiero expresar mi más profundo agradecimiento a mis padres. Su dedicación y sacrificio han sido una fuente constante de inspiración. Gracias por creer en mí, incluso en los momentos en que yo dudaba. Su esfuerzo incansable y su ejemplo de perseverancia me han guiado hasta este momento. No hay palabras suficientes para expresar lo mucho que valoro todo lo que han hecho por mí.

A mi familia en general, gracias por su constante apoyo y comprensión. A mis hermanos y novia, que siempre me han animado y han estado ahí para escucharme y ofrecerme su ayuda cuando más lo necesitaba.

A todos ustedes, gracias por estar a mi lado, por sus palabras de aliento y por su amor incondicional. Este logro es tanto suyo como mío, y les dedico esta tesis con todo mi corazón.

Agradezco especialmente al Dr. Gilberto Espinosa Paredes, por darme la oportunidad de trabajar con él como su alumno, de guiarme, de enseñarme todo lo necesario y mucho más para poder seguir adelante con mis estudios, por su paciencia, su comprensión y el entusiasmo que comparte al transmitir su conocimiento, muchas gracias por todo.

Y, por último, pero no menos importante, agradezco inmensamente a la Dra. Alejandría Denisse Pérez Valseca por brindarme su conocimiento, por su paciencia, por esa gran virtud que tiene al transmitir el conocimiento, por brindarme las palabras necesarias para seguir adelante por esto y mucho más, gracias.

Con gratitud infinita,

Erick Josué Yescas Pozos

Comité Tutorial

Director:

Dr. Gilberto Espinosa Paredes. Departamento de Ingeniería de Procesos e Hidráulica.
División de Ciencias Básicas e Ingeniería. Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad
Iztapalapa.

El jurado designado por la
Comisión Académica del Posgrado en Energía y Medio Ambiente

De la Unidad Iztapalapa, aprobó la tesis que presentó

El día 29 de enero del año 2025

Miembros del Jurado

Dr. Roberto Carlos López Solís

Presidente

Dra. Alejandría Denisse Pérez Valseca

Secretaria

Dr. Luis Carlos Juárez Martínez

Vocal

ÍNDICE GENERAL

Resumen.....	1
1. Introducción	3
2. Antecedentes	7
2.1 Tipos de elemento de combustible.....	11
2.2 Reactores tipo HTGR.....	14
2.2.1 Reactor HTR-10.....	14
2.2.2 Reactor HTR-PM	15
2.2.3 Reactor VHTR.....	16
2.2.4 Reactor PBMR	17
3. Hipótesis y Objetivos	19
3.1 Hipótesis	19
3.2 Objetivo general.....	19
3.3 Objetivos específicos	19
4. Descripción del reactor HTR-10	20
5. Propiedades termofísicas.....	24
5.1 Propiedades termofísicas del Helio.....	24
5.2 Propiedades termofísicas de las partículas de combustible TRISO.....	26
6. Análisis del Reactor	29
6.1 Análisis de los procesos neutrónicos.	29
6.1.1 Modelo puntual de la cinética neutrónica.	35
6.2 Análisis de la transferencia de calor en el lecho	38
6.3 Análisis de cantidad de movimiento	41
6.4 Acoplamiento multifísico	43
7. Resultados	44

7.1	Resultados en estado estacionario.....	44
7.1.1	Procesos neutrónicos.....	44
7.1.2	Potencia térmica del reactor.....	46
7.1.3	Flujo másico de helio.....	49
7.1.4	Porosidad del núcleo.....	52
7.1.5	Temperatura de entrada del helio.....	55
7.2	Resultados en estado transitorio.....	58
7.2.1	Operación normal del reactor.....	58
7.2.2	Potencia térmica del reactor.....	71
7.2.3	Temperatura de entrada de Helio.....	75
7.2.4	Porosidad del núcleo.....	79
7.2.5	Flujo másico de helio.....	83
8.	Acoplamiento.....	87
8.1	Temperatura de entrada de helio.....	88
8.2	Flujo másico de helio.....	91
8.3	Flujo neutrónico.....	95
8.4	Porosidad.....	98
8.5	Reactividad externa.....	101
	Conclusiones.....	105
	Apéndice.....	108
A.	Mapas conceptuales para cálculos de criticidad.....	108
	Mapa conceptual 1.....	108
	Mapa conceptual 2.....	114
	Mapa conceptual 3.....	118
	Mapa conceptual 4.....	120

Mapa conceptual 5	124
Mapa conceptual 5.1	125
B. Obtención de la condición inicial para el flujo neutrónico	126
Nomenclatura	149
Símbolos latinos	149
Símbolos griegos.....	150
Unidades.....	151
Referencia Bibliográfica	152

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1. Emisiones mundiales de GEI totales, 2021 [1].....	3
Figura 2. Suministro total de energía mundial, 2021 [1].	4
Figura 3. Dos familias de elementos de combustible [12].....	11
Figura 4. Ampliación del núcleo del reactor PBMR [17].	12
Figura 5. Elementos de combustible tipo bloque del reactor HTTR [18].....	12
Figura 6. Esquema del reactor HTR-10 y su generador de vapor [23].	15
Figura 7. Esquema general de un reactor HTR-PM [25].	16
Figura 8. Esquema del reactor VHTR [27].	17
Figura 9. Esquema general del núcleo del reactor de un PBMR [30].	18
Figura 10. Disposición de las barras de control [33].	20
Figura 11. Regiones de los canales del HTR-10 [34]	21
Figura 12. Capas de las partículas de combustible [17].....	21
Figura 13. Diagrama de flujo del acoplamiento multifísico	43
Figura 14. Flujo neutrónico numérico	45
Figura 15. Flujo neutrónico analítico.....	45
Figura 16. Comparación 2D del campo de temperatura en el fluido al cambiar la potencia nominal.	46
Figura 17. Comparación en 2D del campo de temperatura del combustible al cambiar la potencia nominal.....	47
Figura 18. Comportamiento del helio variando la potencia térmica de reactor.	47
Figura 19. Comportamiento de la temperatura del combustible al variar la potencia térmica del reactor.	48

Figura 20. Comportamiento de la velocidad de Helio al variar la potencia térmica del reactor.	48
Figura 21. Comportamiento de la temperatura de helio 2D al variar el flujo másico.	49
Figura 22. Comportamiento en la temperatura del combustible al variar el flujo másico.	49
Figura 23. Comportamiento de la temperatura de helio al variar el flujo másico.....	50
Figura 24. Comportamiento de la temperatura del combustible variando el flujo másico.....	51
Figura 25. Comportamiento en la velocidad del helio.	51
Figura 26. Comportamiento de la temperatura 2D de Helio al variar la porosidad del núcleo	52
Figura 27. Comportamiento de la temperatura 2D del combustible al variar su porosidad.	53
Figura 28. Comportamiento de la temperatura en el fluido al variar el número de pebbles totales.	53
Figura 29. Comportamiento de la temperatura del combustible al variar el número de pebbles totales.	54
Figura 30. Comportamiento de la velocidad del helio val variar el número total de pebbles.....	54
Figura 31. Campo de temperatura del helio 2D.....	55
Figura 32. Campo de temperatura del combustible 2D.	56
Figura 33. Comportamiento de la temperatura del Helio al variar su temperatura de entrada.	56

Figura 34. Comportamiento de la temperatura del combustible variando la temperatura de entrada del Helio.....	57
Figura 35. Velocidad del helio al aumentar la temperatura de entrada del helio.	57
Figura 36. Comportamiento del flujo de refrigerante durante los primeros 144 segundos.	59
Figura 37. Comportamiento del campo de temperatura de helio estabilizándose	60
Figura 38. Campo de temperatura del helio aproximándose al equilibrio.	60
Figura 39. Perfil de temperatura temporal axial de la temperatura de helio.	61
Figura 40. Campo de temperatura del combustible temporal.	62
Figura 41. Campo de temperatura del combustible estabilizándose	63
Figura 42. Campo de temperatura del combustible en equilibrio.	64
Figura 43. Perfil de temperatura temporal axial del combustible.	65
Figura 44. Perfil de temperatura axial del helio temporal.....	65
Figura 45. Temperatura promedio del combustible nominal	66
Figura 46. Temperatura promedio del helio nominal.	67
Figura 47. Velocidad promedio del helio nominal.....	68
Figura 48. Temperatura punto del combustible nominal.	68
Figura 49. Temperatura punto del helio nominal.	69
Figura 50. Velocidad punto del helio nominal	70
Figura 51. Temperatura del Helio 2D en el segundo 600 y 1500	70
Figura 52. Temperatura promedio del combustible al variar la potencia térmica.....	71
Figura 53. Temperatura promedio del helio al variar la potencia térmica.	72
Figura 54. Velocidad promedio al variar la potencia térmica del reactor	73

Figura 55. Temperatura punto del combustible al variar la potencia térmica del reactor	73
.....	
Figura 56. Temperatura punto del helio al variar la potencia térmica del reactor.....	74
Figura 57. Velocidad punto del helio al variar la potencia térmica del reactor.....	75
Figura 58. Temperatura promedio del combustible al variar la temperatura de entrada del helio.	76
Figura 59. Temperatura promedio del helio al variar la temperatura de entrada del helio.	76
Figura 60. Velocidad promedio del helio al variar la temperatura de entrada de helio.	77
.....	
Figura 61. Temperatura punto del combustible al variar la temperatura de entrada de helio.	77
Figura 62. Temperatura punto del helio al variar la temperatura de entrada de helio	78
Figura 63. Velocidad punto del helio al variar la temperatura de entrada de helio....	78
Figura 64. Temperatura promedio del combustible variando porosidad.....	79
Figura 65. Temperatura promedio del helio variando porosidad,	80
Figura 66. Velocidad promedio del helio variando porosidad.	81
Figura 67. Temperatura punto del combustible variando porosidad.....	81
Figura 68. Temperatura punto del helio variando porosidad.	82
Figura 69. Velocidad punto del helio variando porosidad	82
Figura 70. Temperatura promedio del combustible al variar flujo másico.	83
Figura 71. Temperatura promedio del helio al variar flujo másico.....	84
Figura 72. Velocidad promedio del helio al variar flujo másico.	85
Figura 73. Temperatura punto del combustible al variar flujo másico.	86

Figura 74. Temperatura punto del helio al variar flujo másico	86
Figura 75. Velocidad punto del helio al variar flujo másico.	87
Figura 76. Temperatura promedio del combustible acoplada modificando temperatura de entrada.....	88
Figura 77. Temperatura promedio del helio acoplada modificando temperatura de entrada	89
Figura 78. Velocidad promedio del helio acoplada modificando temperatura de entrada.	90
Figura 79. Flujo neutrónico promedio modificando la temperatura de entrada.....	91
Figura 80. Reactividad total acoplada al modificar la temperatura de entrada.....	91
Figura 81. Temperatura promedio del combustible acoplado al modificar el flujo másico de refrigerante.	92
Figura 82. Temperatura promedio del helio acoplado al modificar el flujo másico de refrigerante.....	93
Figura 83. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar el flujo másico de refrigerante.....	93
Figura 84. Flujo neutrónico promedio acoplado modificando el flujo másico de refrigerante.....	94
Figura 85. Reactividad externa acoplada al modificar el flujo másico de refrigerante	94
Figura 86. Temperatura promedio del combustible acoplada modificando el flujo neutrónico.	95
Figura 87. Temperatura promedio del helio acoplada variando el flujo neutrónico. .	96
Figura 88. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar el flujo neutrónico.	97

Figura 89. Flujo neutrónico promedio acoplado variando flujo neutrónico.	97
Figura 90. Reactividad total acoplada variando flujo neutrónico	98
Figura 91. Temperatura promedio del combustible acoplada al variar porosidad.	99
Figura 92. Temperatura promedio del helio al modificar porosidad.....	99
Figura 93. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar porosidad.....	100
Figura 94. Flujo neutrónico promedio acoplado al modificar porosidad.....	100
Figura 95. Reactividad total acoplada al modificar porosidad.....	101
Figura 96. Temperatura promedio del combustible al modificar reactividad externa	102
Figura 97. Temperatura promedio del helio acoplada al modificar reactividad externa.	102
Figura 98. Velocidad promedio del helio al modificar reactividad externa.	103
Figura 99. Flujo neutrónico promedio al modificar reactividad externa	104
Figura 100. Reactividad total acoplada al modificar reactividad externa.....	104
Figura 101. Reactor desnudo con reflector	126
Figura 102. Reactor desnudo con el reflector dividido en diferentes secciones	127
Figura 103. Comportamiento del flujo neutrónico analítico en el reactor desnudo.	145
Figura 104. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflector superior e inferior	146
Figura 105. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflectore lateral.....	146
Figura 106. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflecto esquina superior e inferior	147
Figura 107. Comportamiento del flujo neutrónico del reflector total	147

Figura 108. Comportamiento del flujo neutrónico en el reactor desnudo y reflector total 148

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1. Estaciones comerciales Magnox [12].....	8
Tabla 2. Reactores AGR [14]	9
Tabla 3. Características de reactores de demostración tipo HTR [12].	10
Tabla 4. Valores de diseño del reactor HTR-10 [31, 35, 36]......	22
Tabla 5. Descripción de radios de las partículas de combustible (TRISO) [37]	22
Tabla 6. Propiedades termofísicas del Helio [38].....	24
Tabla 7. Propiedades termofísicas del kernel [37]	26
Tabla 8 Propiedades termofísicas del IPyC y OPyC [37]	26
Tabla 9. Propiedades termofísicas del buffer [37].....	27
Tabla 10. Propiedades termofísicas del carburo de silicio (SiC) [37]	27
Tabla 11. Propiedades termofísicas de la matriz de grafito [37]	27
Tabla 12. Propiedades termofísicas del clad (grafito) [37]	27
Tabla 13. Rendimiento de los precursores y constantes de desintegración [41].	37

Resumen

Los reactores nucleares son un sistema complejo, en el que se ven involucrados múltiples fenómenos físicos de diferente escala, tales como los procesos neutrónicos, el transporte de calor de los elementos de combustible y el refrigerante. Dichos fenómenos se estudian con las herramientas matemáticas y físicas brindadas por la termohidráulica y física de reactores nucleares, acoplándolos para representar los fenómenos de retroalimentación.

En esta tesis, se modela matemáticamente un reactor de lecho de esferas enfriado por gas, y se consideran variaciones de diversos datos nominales previamente acoplados, como son: temperatura de entrada del refrigerante, flujo de gas a la entrada y cambios de reactividad que afecta a la temperatura del combustible, densidad de neutrones y, por lo tanto, a la potencia térmica. Se consideran además escenarios en los cuales intervendrán las barras de control, simulando la reactividad presente en el núcleo y, así mismo controlar la potencia o el apagado completo, todo esto se lleva a cabo de manera transitoria. Los alcances de este análisis muestran la importancia de diversos factores que en conjunto y simultáneamente determinan la de potencia del reactor.

Abstract

Nuclear reactors are a complex system, in which multiple physical phenomena of different scales are involved, such as neutron processes, heat transport of fuel elements, and coolant. These phenomena are studied with the mathematical and physical tools provided by thermohydraulic and nuclear reactor physics, coupling them to represent feedback phenomena.

In this thesis, a gas-cooled sphere bed reactor is mathematically modeled, and variations of various previously coupled nominal data are considered, such as coolant inlet temperature, gas flow at the inlet, and reactivity changes that affect fuel temperature, neutron density and, therefore, thermal power. Different scenarios are also considered in which the control rods will intervene, simulating the reactivity present in the core and, likewise, controlling the power or complete shutdown, all of this is conducted in a transitory manner. The scope of this analysis shows the importance of numerous factors that together and simultaneously determine the reactor power.

1. Introducción

Alrededor de todo el mundo, la generación de energía eléctrica es el mayor contribuyente al aumento de generación de emisiones de carbono, esto es debido a la quema de recursos fósiles, cuyos gases de CO₂ acumulados de 1971 hasta el año 2021, de acuerdo con la Agencia Internacional de Energía (IEA) ascendió hasta 34.1 GtCO₂eq. Estas emisiones totales mundiales de gases de efecto invernadero (GEI) se generan en su mayoría por carbón con un 44.4 %, petróleo con un 32 %, gas natural con un 22 % y biocombustibles y residuos con un 1.6 %, esto se puede distinguir en la **Figura 1** [1]. En la **Figura 2** se observa que el 5 % de toda la energía suministrada en el mundo (943,475.7 [GWh]) en el año 2021 es producto de la energía nuclear, la cual, no contribuye significativamente por no decir que nada a los GEI. Actualmente, en el mundo existen 412 reactores nucleares en funcionamiento, 25 se encuentran en funcionamiento suspendido y otros 52 reactores nucleares en construcción [2].

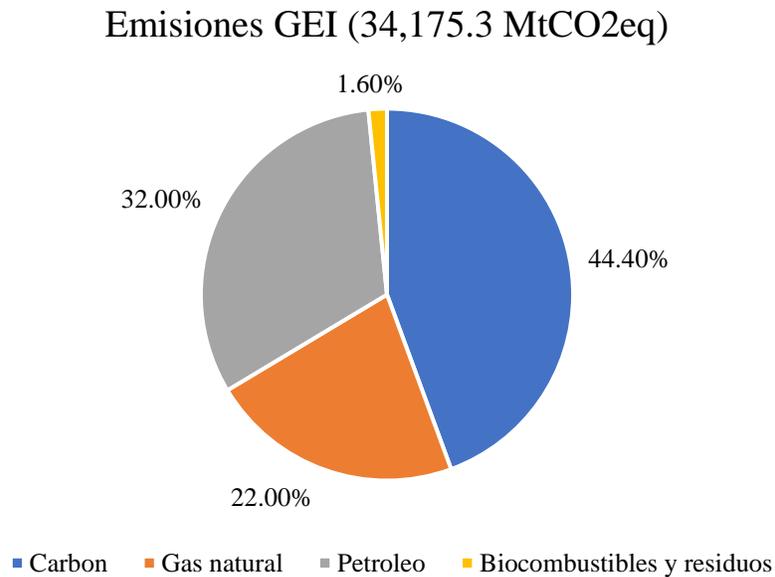


Figura 1. Emisiones mundiales de GEI totales, 2021 [1].

Para combatir la problemática ambiental y los gases de efecto invernadero, muchos países a lo largo del tiempo han firmado acuerdos, entre los más importantes están el Protocolo de Kioto de 1997, en el cual se responsabiliza a 36 países industrializados a aminorar sus emisiones de gases de efecto invernadero (GEI) a una tasa del 5 % por debajo de las concentraciones en 1990 durante la etapa de 2008 a 2012 [3]; el Acuerdo de París

(2015), cuya finalidad es restringir el calentamiento global por abajo de 2°C poniendo como objetivo no rebasar los 1.5 °C, así como también financiar a países en dirección de desarrollo a habituarse al cambio climático y aminorar sus emisiones con aproximadamente 100 mil millones de dólares por año [4]. Otro panorama es el de los objetivos de desarrollo sostenible (ODS), adquiridos durante la agenda 2030 en 2015, forman en conjunto 17 ODS como plan para combatir la pobreza, educación, etc. En particular, el ODS 7, se refiere a energía asequible y no contaminante la cual, la energía nuclear toma un papel relevante ya que es baja en carbono y ha evitado 70 [GT] de CO₂ en los últimos 50 años [5]. La energía nuclear es segura y asequible, por otro lado, puede combatir la falta de energía eléctrica en comunidades marginadas y/o países en vías de desarrollo (más de 1,200 millones de habitantes) con la nueva tecnología de reactores nucleares de cuarta generación.

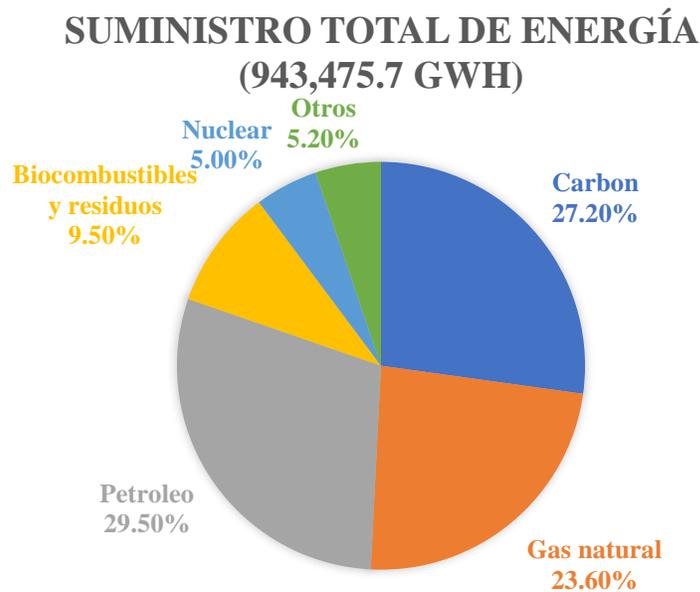


Figura 2. Suministro total de energía mundial, 2021 [1].

La energía nucleoelectrica implica un rol muy importante durante la transición energética debido a varias razones:

- Bajas emisiones de carbono: Este tipo de energía, energía nuclear, es de bajas emisiones de carbono, lo que significa que su generación de electricidad tiene un impacto minúsculo en la contribución al cambio climático, en comparación con los recursos fósiles.

- Producción de energía constante: En contraste con la totalidad de las fuentes de energía renovable, por ejemplo, solar y eólica, que dependen de las condiciones climatológicas, que, aunque no contaminan en la generación de energía eléctrica, estas son inestables durante la producción de esta misma, por el contrario, la energía nuclear brinda una generación constante sin interrupción de energía eléctrica cubriendo las necesidades actuales.
- Independencia energética: Al hacer uso de la energía nucleoelectrica debida a su alta densidad energética los países se verían menos propensos a las fluctuaciones en los precios y disponibilidad de recursos fósiles.

Teniendo en cuenta que aproximadamente 2/3 de la energía total es producida por combustibles fósiles es necesario recurrir a fuentes de energía bajas en carbono y, que al menos para el 2050 el 80[%] de la energía tiene que ser producida con energías bajas en carbono [6]. Aquí es donde surge la importancia de la energía nucleoelectrica.

Una problemática actual de este tipo de fuente de energía es el combustible gastado, que debido a su alta radiactividad, determina que su adopción se vea sujeta ante este detalle, sin embargo, existe tecnología que ayuda a combatir y solucionar este inconveniente, que son los llamados sistemas impulsados por aceleradores o reactores ADS, entre otros, que en principio son reactores nucleares subcríticos que una de sus funciones es acortar la vida media de aquellos núclidos que resultan como residuos de la fisión nuclear [7], así como también los reactores rápidos y epitérmicos.

El presente trabajo busca describir los fenómenos físicos que ocurren dentro del núcleo de un reactor de lechos de esferas enfriado con gas, más en específico, del reactor HTR-10. Los fenómenos físicos que son de interés constan de los procesos neutrónicos del núcleo desnudo y del reflector, transferencia de calor en el lecho de esferas, transferencia de calor en el refrigerante que es helio y cantidad de movimiento. El trabajo consta de 8 Capítulos, en el primer Capítulo se presenta un la introducción el cual da un panorama general energético; en el Capítulo 2 se presentan los antecedentes de como surgieron los reactores de alta temperatura enfriados con gas (HTGR por sus siglas en ingles), en el Capítulo 3, se presenta una descripción del reactor de referencia; el Capítulo 4 presenta las propiedades termofísicas del helio y de las partículas TRISO; el Capítulo 5 describe a detalle los modelos matemáticos

utilizados; los resultados en estado estacionario de los procesos neutrónicos y la termohidráulica se presentan en el Capítulo 6; en el Capítulo 7 se presentan los resultados en estado transitorio únicamente de la termohidráulica; el Capítulo 8 presenta resultados en estado transitorio del acoplamiento multifísico de los procesos neutrónicos junto con la termohidráulica del núcleo del reactor; y finalmente se presentan las Conclusiones. El trabajo presenta dos Apéndices, en donde se realiza un análisis para comprobar si el reactor cumple los requisitos para alcanzar criticidad y también se presentan las soluciones analíticas de la ecuación de difusión de neutrones en el reactor desnudo y el reflector.

2. Antecedentes

Los reactores nucleares refrigerados por gas comenzaron en 1953, pero el antecesor es el segundo reactor-pila nuclear del mundo X-10. Su operación duró 20 años de 1943 hasta 1963. El combustible utilizado fue de uranio natural (temperatura máxima de 553 [K]), moderado por grafito (en el centro del reactor) y el fluido que se utilizaba como refrigerante era aire atmosférico por convección forzada, este alcanzaba una temperatura máxima de 411[K] y como consecuencia de usar aire se alcanzaban niveles de potencia más altos en días fríos que en los cálidos. Este reactor necesitaba aproximadamente 30 toneladas de uranio como combustible para que alcanzara la criticidad. Los principales objetivos de este reactor eran producir energía térmica, plutonio e isótopos radiactivos para terapia médica [8].

Los reactores de producción fueron los pioneros en este tipo de tecnología, entre ellos el reactor-pila Windscale del Reino Unido, que su uso era completamente militar para la creación de plutonio para su uso como armas nucleares. La pila 1 inicio operación en el año 1950, mientras que la pila 2 en 1951 y, cerraron en 1957 debido a un accidente en la pila 1 por un incendio en el núcleo. Cada pila Windscale utilizaba 180 [t] de uranio metálico y como moderador utilizad grafito, aproximadamente 2,000 toneladas de este; estos se refrigeraban mediante aire atmosférico [9]. Por otra parte, se encuentra el reactor P2 (La pila de Saclay), que su operación inicio en 1952 en Francia, este a diferencia de sus predecesores utilizaba agua pesada como moderador y dióxido de carbono (CO₂) como refrigerante, como combustible utilizaba uranio natural revestido de aluminio. Su principal objetivo era la creación de plutonio para armas nucleares que posteriormente serviría como combustible para reactores posteriores y la creación de radioisótopos de larga duración para estudios biomédicos [10].

La primera generación de reactores para potencia refrigerados con gas (GCR), fueron creados por el Reino Unido y Francia, estos son los reactores Magnox y reactores NUGG respectivamente. Los reactores Magnox tenían dos principales objetivos, la producción de electricidad y de plutonio-239; esta familia de reactores utilizó uranio natural metálico como combustible revestido en forma de barra por una aleación de magnesio no oxidante llamada “Magnox C”, como refrigerante usaba dióxido de carbono (CO₂) y de moderador es grafito [11]. Hasta 1955 se crearon 9 centrales Magnox con un total de 5,000 [MWe], la eficiencia

térmica de cada planta varía desde el 22 % que es de la central Calder Hall (año de operación 1956) hasta un 33 % de las centrales de Oldbury y Dungeness A, esta información se presenta en la **Tabla 1** [12]. Las centrales Calder Hall (Año de construcción 1953) junto con la central Chapelcross que entro en construcción en 1955 y dio operación en 1959, fueron las primeras centrales nucleares comerciales en entrar en funcionamiento. Por otra parte, los reactores NUGG funcionaban con uranio natural, el moderador era grafito y usaban CO₂ como refrigerante [12]. En la **Tabla 1**, se muestran los reactores Magnox que se usaron para generación de electricidad, cabe mencionar que la mayoría se sitúan en el Reino Unido y solo hubo dos funcionando fuera de este país.

Tabla 1. Estaciones comerciales Magnox [12]

País	Estación	Operación	Cierre	Salida neta [MWe]	Eficiencia [%]	Vasija	Presión [MPa]
Reino Unido	Berkeley	1962	1989	2 × 138	25	Acero	0.9
	Bradwell	1962	2002	2 × 150	28		0.9
	Hunderstone A	1964	1990	2 × 160	28		1.0
	Hinkley A	1965	2000	2 × 250	26		1.3
	Trawsfynydd A	1965	1991	2 × 250	29		1.6
	Dungeness A	1965	2006	2 × 275	33		1.8
	Sizewell A	1966	2006	2 × 290	31		1.9
	Oldbury	1968	2012	2 × 300	33	Concreto	2.4
	Wylfa	1971	2015	2 × 590	31		2.7
Italia	Latina	1964	1987	200	----	Concreto	----
Japón	Tokai	1966	1998	159	----		----

Los reactores AGR (Advanced gas- cooled reactor) surgieron como una evolución de los reactores Magnox, el prototipo de este tipo de reactores surgió en 1957 en Gran Bretaña. Los AGR al igual que los reactores Magnox, usaban grafito como moderador y CO₂ como fluido refrigerante, el combustible, en lugar de uranio natural se utilizó uranio enriquecido. El primer prototipo de AGR comenzó la construcción en 1958 y se produjo energía eléctrica en 1962 con una potencia neta de 33 [MWe] y 100 [MWt], en la **Tabla 2** se muestran los reactores AGR que existieron. El primer reactor AGR a escala comercial surgió en 1963 y fue el reactor Windscale AGR. Los reactores Magnox por su parte se escogieron ya que, en ese tiempo, el adquirir uranio enriquecido y agua pesada era muy difícil, de lo contrario, cuando surgieron los prototipos AGR era más sencillo obtener uranio enriquecido [13].

Tabla 2. Reactores AGR [14]

País	Reactor	Salida neta (Mwe)	Operación	Cierre
Reino Unido	Windscale AGR	32	1963	1981
	Dungeness B-1	607	1985	2021
	Dungeness B-2	607	1989	2021
	Hinkley Point B-1	625	1978	2022
	Hinkley Point B-2	625	1976	2022
	Hunsterston B-1	624	1976	2021
	Hunsterston B-2	624	1977	2022
	Hartlepool A-1	625	1989	En operación
	Hartlepool A-2	600	1989	
	Heysham A	2 × 611	1989	
	Heysham B	2 × 615	1989	
	Torness 1	645	1988	
	Torness 1	645	1989	

Desde que se introdujeron los reactores refrigerados por gas, se sabía que entre mayor temperatura alcanzara el gas, mayor eficiencia tendrían estos sistemas. El desarrollo de los reactores HTGR surge en los años de 1950 en la República Federal de Alemania y Estados Unidos. Su diferencia en comparación con sus antecesores es la forma del combustible, así como el uso de Helio como refrigerante y grafito como moderador [15]. El núcleo de estos reactores está constituido por esferas fisibles recubiertas diminutas menores a 1 [mm] de diámetro dispersas a través de grafito. Una característica de este tipo de combustible es que gracias a que el uranio se encuentra cubierto por sus capas correspondientes, los productos de fisión radiactivos originados en el transcurso de la ejecución normal del reactor son retenidos en esta partícula ya sea durante la operación o escenarios de accidente. Un ejemplo, es que el revestimiento de carburo de silicio es muy denso a tal magnitud que ninguna porción radiactiva es liberada incluso en condiciones extremas cuyas temperaturas logran alcanzar los 1923 [K] [16].

Los reactores HTGR que iniciaron este nuevo tipo de tecnología de combustible son: el reactor Dragon del Reino Unido, la unidad Peach Bottom de Estados Unidos y el AVR originado en la República Federal de Alemania (ver **Tabla 3**). El reactor Dragon (20 [MWt])

que fue el pionero de esta tecnología, se puso en funcionamiento en el año de 1964, demostrando así la viabilidad de este tipo de reactores, además de que probó distintos tipos de combustible como el uranio poco enriquecido, torio/uranio-235 y plutonio-239 [12]. El reactor AVR de 15 [MWe] entró en funcionamiento en el año 1967 como un reactor de demostración; la principal innovación del AVR fueron sus elementos de combustible esféricos de 6 [cm] de diámetro en cuyo interior se aguardaban las partículas fisibles recubiertas, estas esferas de combustible podían reciclarse hasta 10 veces dentro del núcleo del reactor hasta que se agotaran completamente [4]. La unidad Peach Bottom de 40 [MWe] se puso en operación en 1967, los elementos de combustible al igual que el reactor Dragon usaban prismas hexagonales. El conjunto de estos tres proyectos dio grandes esperanzas sobre el futuro de esta tecnología tal como es el reactor de investigación de China, el HTR-10, HTTR y el reactor PBMR de Sudáfrica que pertenece a la cuarta generación de reactores.

Tabla 3. Características de reactores de demostración tipo HTR [12].

Características	Dragon	Peach Bottom	AVR
Criticidad/Cierre	1964/1976	1967/1974	1967/1988
Potencia térmica [MWt]	20	115	46
Potencia eléctrica neta [MWe]	---	40	15
Presión del Helio [MPa]	2	2.4	1.1
Temperatura a la entrada [K]	623	613	533
Temperatura a la salida [K]	1023	988	1223
Diámetro del núcleo [m]	1.1	2.8	3
Altura del núcleo [m]	1.6	2.3	3
Densidad de potencia [MW/m ³]	14	8.3	2.2
Elemento de combustible	Prismático	Prismático	Esfera
Ciclo de combustible	Varios	235U/Th	235U/Th

Este tipo de combustible se puede apreciar en dos configuraciones, en forma de prisma o de guijarros, como se es visto actualmente (**Figura 3**).

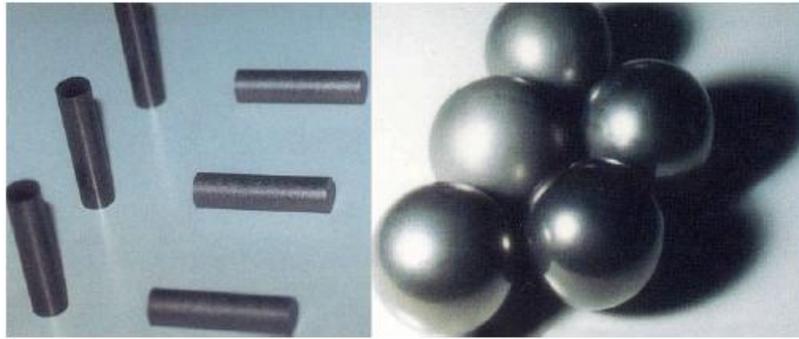


Figura 3. Dos familias de elementos de combustible [12].

2.1 Tipos de elemento de combustible

Actualmente, existen dos tipos de combustible para los reactores HTGR, los combustibles esféricos y los combustibles en barra. Si tomamos como ejemplo el núcleo del reactor PBMR de la **Figura 4a**, al ampliar en la zona del combustible, observamos que hay un cumulo de elementos de combustible (**Figura 4b**); si tomamos un solo elemento de combustible (**Figura 4c**) y lo ampliamos, podemos observar que hay partículas TRISO embebidas por grafito que son las encargadas de llevar a cabo las reacciones de fisión, cada esfera de combustible trae consigo aproximadamente alrededor de 8,000 partículas TRISO.

Por otra parte, el combustible en forma de bloque al igual que el combustible esférico manejan las partículas TRISO, a excepción de que primero se forman barras de combustible cilíndricas, donde las partículas TRISO se insertan de manera aleatoria rodeadas de grafito, para que a continuación estas barras de combustible sean introducidas en bloques tal y como se observa en la **Figura 5**.

De manera general ya sean elementos de combustible tipo esféricos o bloques, estos logran alcanzar enriquecimientos de hasta un 15 % de material fisil, como lo es en el caso del Reactor Experimental de Potencia de Indonesia (RDE) que maneja los bloques de combustible [19], el reactor HTR-10 maneja un 17 % de enriquecimiento y usa elementos de combustible esféricos; Para el caso del reactor ASTRA maneja un enriquecimiento de hasta el 21 % mientras que el reactor PBMR un 8 % [20]. Haciendo esta búsqueda bibliográfica se puede concluir que el enriquecimiento de este tipo de reactores está por encima del enriquecimiento de los reactores de agua ligera (LWR) que se encuentra alrededor del 5 %.

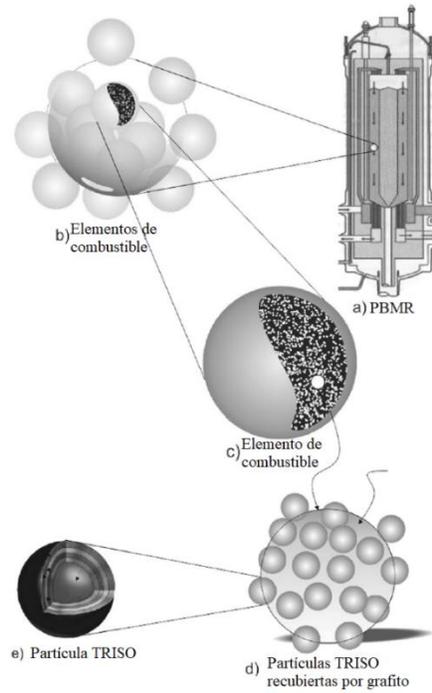


Figura 4. Ampliación del núcleo del reactor PBMR [17].

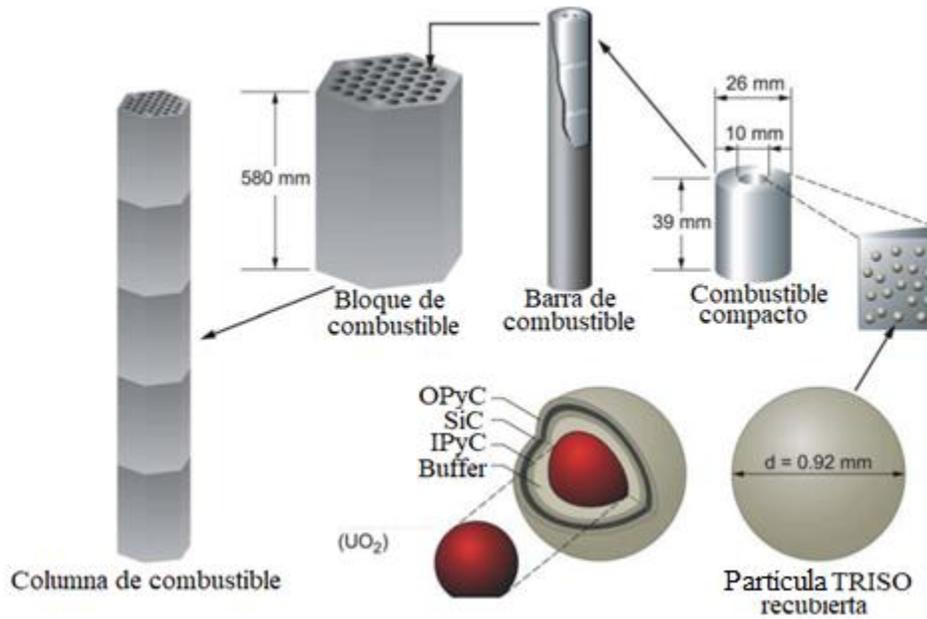


Figura 5. Elementos de combustible tipo bloque del reactor HTTR [18].

El kernel esférico se encuentra recubierto por 4 capas superficiales que lo protegen [21]: la capa amortiguadora (Buffer), la de carburo de silicio y la capa interna y externa de carbón pirolítico.

Buffer. El objetivo de la capa amortiguadora es brindar un volumen vacío para los residuos de fisión gaseosos, cuyo fin es limitar un incremento de presión dentro de la esfera de combustible. Dada su porosidad, la capa amortiguadora también sirve para desacoplar el núcleo de combustible, que se hincha con el aumento de la quema del combustible, de las capas de alta densidad que son importantes para contener los productos de fisión dentro de la partícula recubierta.

Capa interna de carbón pirolítico (IPyC). Esta capa isotrópica interna de alta densidad de carbono pirolítico, también denominada capa isotrópica interior de baja temperatura (ILTI), es la primera barrera de presión contra la presión de los productos de fisión dentro del núcleo del combustible, reduciendo así la presión sobre la capa siguiente (SiC), que tiene una resistencia a la tracción limitada. Aunque una capa ILTI intacta forma una barrera prácticamente impenetrable para los gases de fisión y los productos de fisión como el yodo, se vuelve cada vez más permeable al cesio y al estroncio a temperaturas más elevadas.

Capa de carburo de silicio (SiC). Esta capa retiene los productos gaseosos y otros productos de fisión. También actúa como límite primario de la vasija de presión dentro de una partícula revestida. La producción de elementos combustibles con partículas revestidas con capas de carburo de silicio intactas y la garantía de que estas capas permanecerán intactas en todas las condiciones previsibles del núcleo del reactor constituyen la base para el funcionamiento seguro del PBMR. La partícula de combustible recubierta por las capas anteriormente mencionadas se puede distinguir en la **Figura 4** y **Figura 5**.

Capa exterior de carbono pirolítico (OPyC). La capa exterior de carbono pirolítico isotrópico a baja temperatura (OLTI) protege la capa de carburo de silicio contra los daños producidos durante el proceso de fabricación del combustible tras el proceso de recubrimiento. También proporciona pretensado en el exterior del revestimiento de carburo de silicio, debido a la contracción de la capa OLTi bajo la irradiación de neutrones rápidos

durante la vida útil en los elementos de combustible de combustible que yacen en su núcleo del reactor [21].

2.2 Reactores tipo HTGR

Se dispone dos tipos distintos de tecnología en reactores nucleares, los cuales son los de espectro térmico y espectro rápido, en particular, los reactores tipo HTGR suelen ser en esencia de espectro térmico. Este tipo de reactores tienen dos características principales:

- Su combustible nuclear suele presentarse en forma de esferas que contienen partículas de combustible fisible (Kernel) recubierta con materiales, que proporcionan barreras de control de reactividad, además, cada elemento de combustible es recirculado-reciclado por el núcleo del reactor de 10 a 15 veces hasta que su quemado sea completo.
- Debido a las altas temperaturas alcanzadas por este tipo de reactores (hasta 1873 [K] respecto al reactor PBMR), es que pueden utilizarse para la generación de Hidrogeno.

2.2.1 Reactor HTR-10

El reactor enfriado por gas de alta temperatura HTR-10, se ilustra en la **Figura 6**, y sirve como referencia experimental para verificar la seguridad técnica del HTGR modular, planea adquirir experiencia, realizar pruebas de radiación en los elementos de combustible y por su parte que se puede llevar a cabo la cogeneración con un ciclo combinado; este reactor empezó a operar en el año 2000 y actualmente se encuentra operando. El reactor usa como refrigerante el Helio que entra a 523 [K] y sale con una temperatura de 973 [K], se modera con grafito y como elemento de combustible usa las llamadas *pebble bed* que en todo el núcleo hay unas 27,000. Este reactor terminó su construcción en el año 2000 y alcanzó la criticidad en el mismo año, así como en el año 2003 alcanzó su potencia máxima de 10 [MW]. Algunas características importantes de este reactor son: el diseño del núcleo del reactor está hecho para garantizar que hay una temperatura limite la cual el elemento de combustible no pueda superar en ningún caso de accidente; no se necesita ningún sistema activo para la remoción calor con ayuda del refrigerante en caso de accidente, este se disipa de manera normal mediante un sistema pasivo de convección natural; todos los elementos de combustible alcanzan una distribución de quemado uniforme [22].

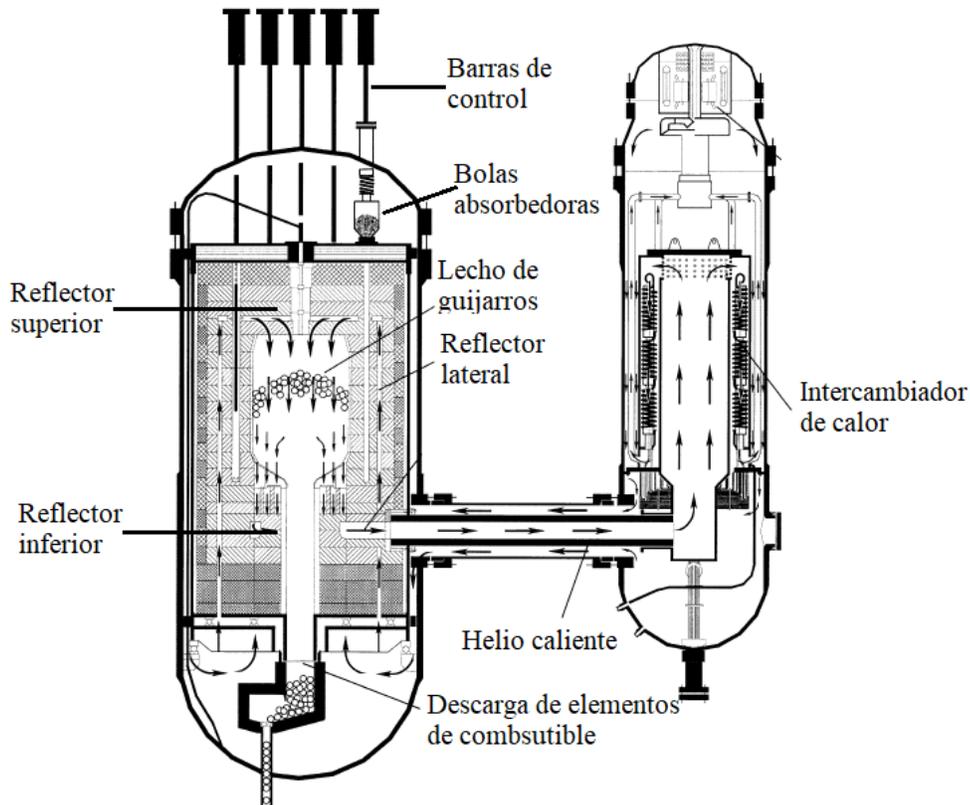


Figura 6. Esquema del reactor HTR-10 y su generador de vapor [23].

2.2.2 Reactor HTR-PM

Este reactor es un reactor demostrativo de alta temperatura tipo lecho de guijarros (Pebble bed) diseñado en el INET, China. Este reactor es un candidato para los reactores de alta temperatura de Generación IV. El reactor HTR-PM se muestra en la **Figura 7** y busca dar a conocer la factibilidad y protección de este tipo de reactores, la puesta en marcha de este reactor fue en el año 2021 y actualmente se encuentra operando. Consta de dos módulos que producen 250 [MWe] cada uno, son refrigerados por gas Helio, y están moderados por grafito, el tipo de geometría de combustible a utilizar son esféricos (Pebble) con un diámetro aproximado de 6 [cm] y cada partícula de combustible fisil es de 0.5 [mm]. La temperatura de entrada de refrigerante es de 523 [K] mientras que tiene temperatura próxima de salida de 1023 [K]. Este reactor de demostración tiene como objetivos: demostrar que las características de seguridad de estos reactores ante cualquier accidente no permiten que los elementos de combustible tipo Pebble-bed superen la temperatura límite de diseño sin

intervención alguna de un sistema de emergencia; demostrar buena competitividad económica; así como también la estandarización y modularización [24].

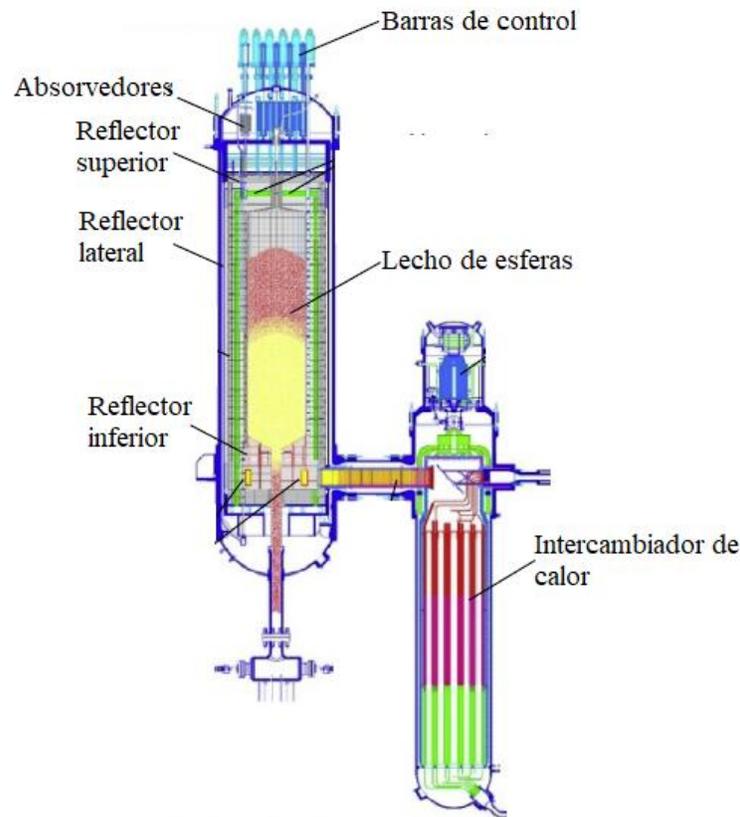


Figura 7. Esquema general de un reactor HTR-PM [25].

2.2.3 Reactor VHTR

El Reactor de Temperatura Muy Alta, Very High Temperature Reactor (VHTR), al igual que el sistema HTR-PM, promete ser buen candidato para los reactores de Generación IV (Figura 8). Este reactor es de espectro térmico, se refrigera con gas Helio que logra alcanzar temperaturas de salida alrededor de 1273 [K], es moderado con grafito y su tipo de tecnología para el combustible aún puede ser de lecho de guijarros o bloques prismáticos. Este tipo de reactor (en general, los reactores HTGR) tras alcanzar grandes temperaturas puede usarse para la generación Hidrógeno, que como bien se sabe, puede ser una alternativa a futuro para combatir la problemática del calentamiento global [26].

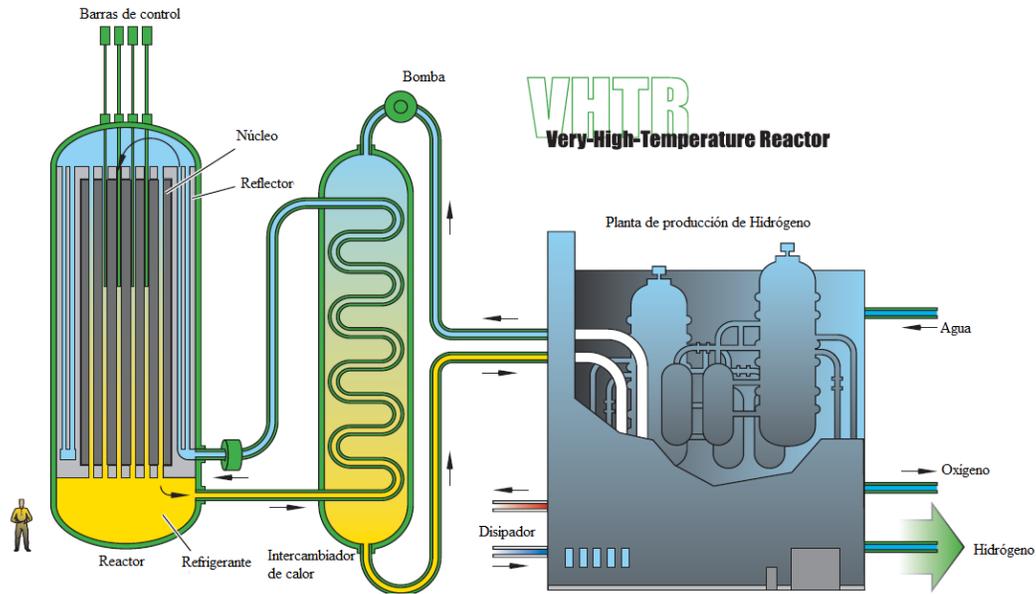


Figura 8. Esquema del reactor VHTR [27].

2.2.4 Reactor PBMR

El Reactor de Lecho de Esferas Modular, Pebble Bed Modular Reactor (PBMR), (Figura 9) surge principalmente como proyecto de investigación y como una alternativa en el Sudáfrica para generación de energía eléctrica. Este reactor es refrigerado por helio, alcanza temperaturas de 1173 [K] a 1873 [K], claro está, que esta última temperatura se encuentra por debajo en la cual podría sufrir daños el combustible, es moderado con grafito y la tecnología de combustible es de lecho de esferas (Pebble bed), cada esfera de combustible dentro del núcleo del reactor es reciclada de 10 hasta 15 veces hasta agotarse el material fisil. Una característica de estos tipos de reactores PBMR es que están diseñados de manera modular para que, dependiendo de la demanda energética se agreguen más módulos; esta idea también surge de que estos reactores al ser modulares puedan usarse en localidades marginadas para atender sus necesidades y con el tiempo aumentar la potencia si incrementa la demanda, esto no implica que no puedan usarse a gran escala [28]. A lo largo de los años este proyecto tuvo problemas financieros y cambios en las políticas energéticas de su país, por lo que en 2010 se suspendió el proyecto [29].

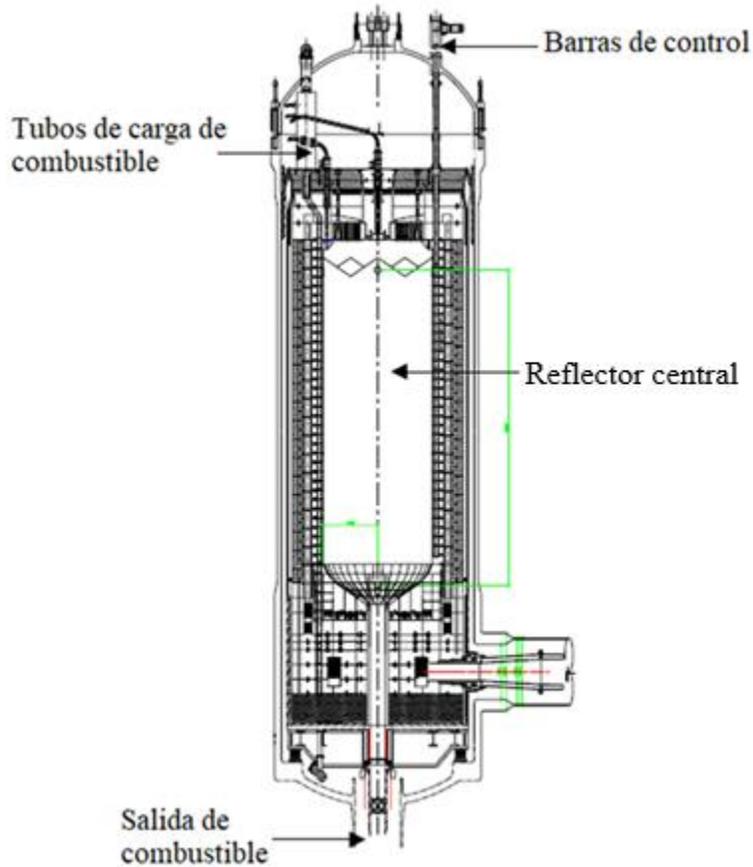


Figura 9. Esquema general del núcleo del reactor de un PBMR [30].

De acuerdo con la literatura, se pueden definir dos tipos de tecnología de combustibles manejados por los reactores de alta temperatura refrigerados por gas (HTGR) que son los que usan los lechos de esferas (Pebble bed) y los que usan los prismas de combustible.

3. Hipótesis y Objetivos

3.1 Hipótesis

Es posible determinar el comportamiento de un reactor nuclear, en escenarios de transitorios operacionales y de accidente, con un modelado matemático de los procesos neutrónicos, procesos del termofluido y el transporte de calor en el combustible en 3D y régimen transitorio.

3.2 Objetivo general

Aplicar los principios físicos para modelar los procesos de generación de potencia, considerando los fenómenos de retroalimentación de la temperatura del refrigerante a través de un modelo termohidráulico y temperatura del combustible tomando en cuenta las repercusiones por los procesos neutrónicos.

3.3 Objetivos específicos

- Establecer simplificaciones del reactor real a un modelo conceptual sin afectar el alcance dinámico del reactor.
- Plantear las ecuaciones que describen los procesos del termofluido y neutrónicos, junto con la transferencia de calor en el combustible y el refrigerante, para desarrollar un modelo matemático como un problema de valores a la frontera, considerando los parámetros de diseño del reactor
- Implementar el modelo del núcleo en un software CFD, para determinar los límites térmicos en transitorio y accidentes, que considere el acoplamiento de modelos numéricos de la termohidráulica y procesos neutrónicos.

4. Descripción del reactor HTR-10

Como se mencionó anteriormente, el diseño de la tecnología del reactor HTR-10 se basa en un reactor de lecho de esferas (Pebble-bed), refrigerado con gas (Helio) y moderado con grafito, desarrollado y construido por el instituto de tecnología de energía nuclear (INET) en China [31]. El reactor utiliza un sistema de enfriamiento pasivo (convección natural) y auto apagado mediante un coeficiente de temperatura de reactividad negativo en caso de accidente. Por otra parte, hay dos sistemas independientes de parada de reactor uno consta de siete ductos de 160×60 [mm] en el cual contienen las esferas absorbentes de 5 [mm] (de grafito con 25 [%] de B_4C) que aseguran una parada en frío de potencia (ambos sistemas se sitúan en el reflector lateral) [32] y 3 canales para irradiación; el otro sistema consta de 10 canales para las barras de control cuyo material es B_4C , distribuidas uniformemente en forma de círculo (ver **Figura 10**) [23].

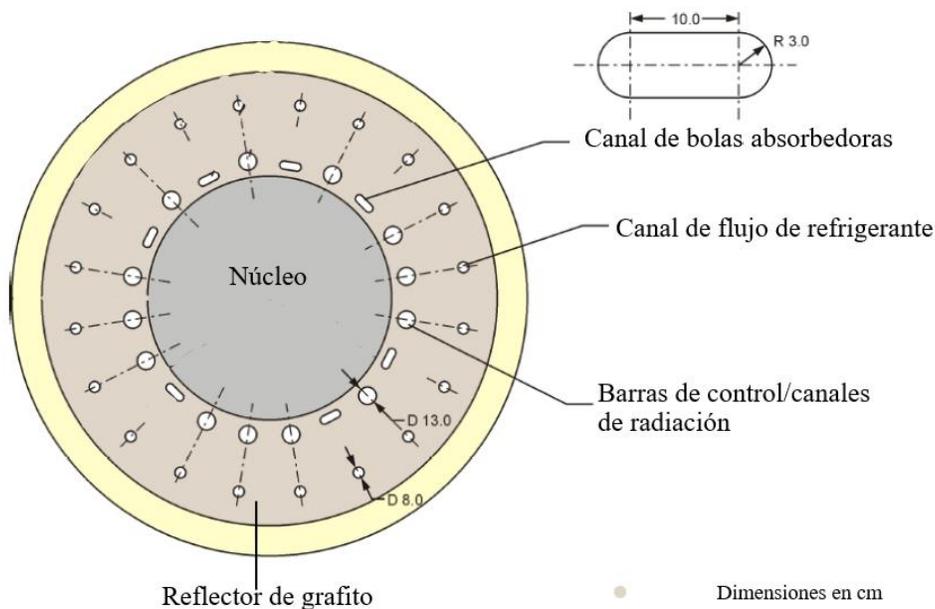


Figura 10. Disposición de las barras de control [33].

Los centros de los canales de barras de control, así como también el centro de los canales de radiación se encuentran ubicados a una distancia del centro del núcleo de 102.1 [cm], cuyo diámetro de estos canales es de 13 [cm]; mientras que en los canales por los cuales circula el refrigerante, la distancia del centro del núcleo al centro del canal mismo es de 144.6

[cm], con un diámetro de 8 [cm], esto puede observarse de manera ilustrativa en la **Figura 11**.

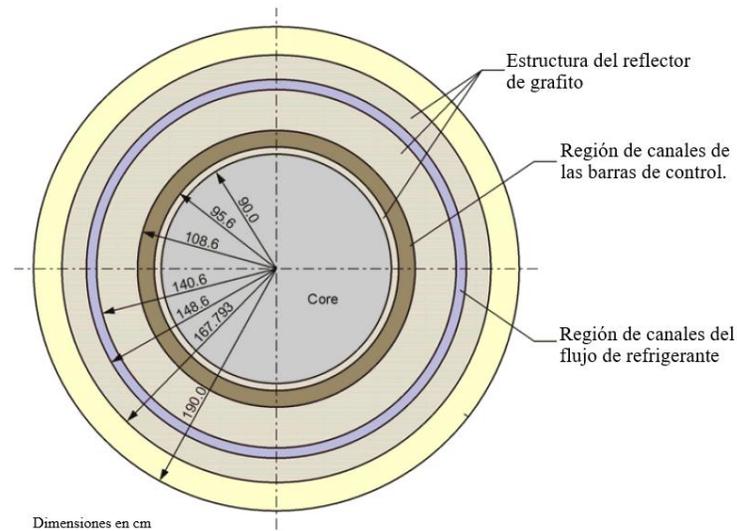


Figura 11. Regiones de los canales del HTR-10 [34]

En la **Tabla 4**, se indican las características principales de operación del reactor HTR-10, este reactor al ser considerado como reactor de prueba para abrir paso a la siguiente generación de reactores HTGR de Generación IV, consta de tres principales objetivos: (1) adquirir conocimientos de diseño, (2) construcción y (3) manejo de los HTGR.

En la tabla posterior (**Tabla 5**) se indican las medidas de los radios de las capas correspondientes de las partículas de combustible (TRISO) que se pueden apreciar en la **Figura 12**.

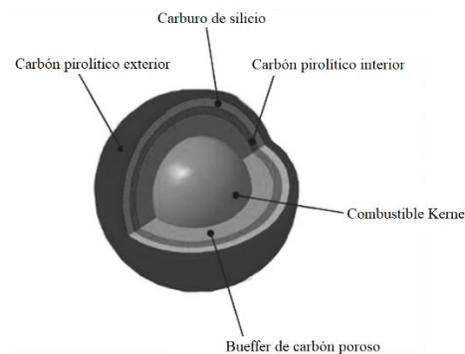


Figura 12. Capas de las partículas de combustible [17].

Tabla 4. Valores de diseño del reactor HTR-10 [31, 35, 36].

Potencia térmica del reactor	MW	10
Volumen del núcleo activo	m ³	5
Densidad de potencia térmica	MW/m ³	2
Presión del refrigerante	MPa	3
Temperatura del refrigerante a la entrada	K	523
Temperatura del refrigerante a la salida	K	973
Caudal másico del Helio	kg/s	4.32
Combustible	---	UO ₂
Enriquecimiento de U-235 de los elementos de combustible	%	17
Diámetro del combustible esférico	mm	60
Número de elementos combustible esférico	---	27,000
Número de TRISO en un elemento de combustible	---	8,300
Temperatura máxima del combustible	K	1192
Temperatura máxima de la superficie del combustible	K	1150
Diámetro del núcleo del reactor	m	1.8
Altura del núcleo	m	1.97

Tabla 5. Descripción de radios de las partículas de combustible (TRISO) [37]

Material	Radio [μm]
UO ₂	2,510
Buffer	3,425
IPyC	3,824
SiC	4,177
OPyC	4,577
Matriz de grafito	25,000
Clad	30,000

Con este reactor se busca establecer una instalación experimental que, hoy en día, se encuentra operando desde el año 2003 y demostrar las características de seguridad inherentes tales como el moderador de grafito, seguridad pasiva, resistencia a la proliferación, el refrigerante gaseoso (Helio) a alta temperatura, entre otras, como asegurar y probar la cogeneración de electricidad [\[35\]](#).

5. Propiedades termofísicas

En esta sección se describirán las propiedades termofísicas del refrigerante Helio, así como los componentes de los elementos de combustible, las cuales están constituidas por una matriz de grafito y las partículas de combustible.

5.1 Propiedades termofísicas del Helio

En la **Tabla 6**, se muestran las propiedades termofísicas del Helio obtenidas de la guía de seguridad alemana “KTA3102.1”; esta lista de propiedades es válida únicamente bajo una presión del Helio de $0.1 \text{ [MPa]} \leq P \leq 10 \text{ [10MPa]}$, y un rango de temperatura de $293 \text{ [K]} \leq T \leq 1773 \text{ [K]}$. A continuación, se grafican la densidad, calor específico y conductividad térmica del helio al a presión de 3 [MPa] ya que es la presión de operación del reactor de referencia.

Tabla 6. Propiedades termofísicas del Helio [38].

Propiedad	Unidad	Valor/Correlación
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	$\rho = 48.14 \frac{P}{T} \left(1 + 0.4446 \frac{P}{T^{1.2}} \right)^{-1}$
Calor específico (C_p)	[J/kg K]	5,195
Calor específico (C_v)	[J/kg K]	3,117
Viscosidad dinámica (μ)	[Pa s]	$\mu = 3.674 \times 10^{-7} (T^{0.7})$
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	$k = 2.682 \times 10^{-3} (1 + 1.123 \times 10^{-3} P) T^{0.71(1-2 \times 10^{-4} P)}$

La correlación de la densidad del helio se muestra en la **Figura 13**, donde se puede observar el comportamiento en función de la temperatura. La densidad tiene un valor de $0.82 \text{ [kg/m}^3\text{]}$ a una temperatura de 1750 [K] , cerca del valor límite permitido.

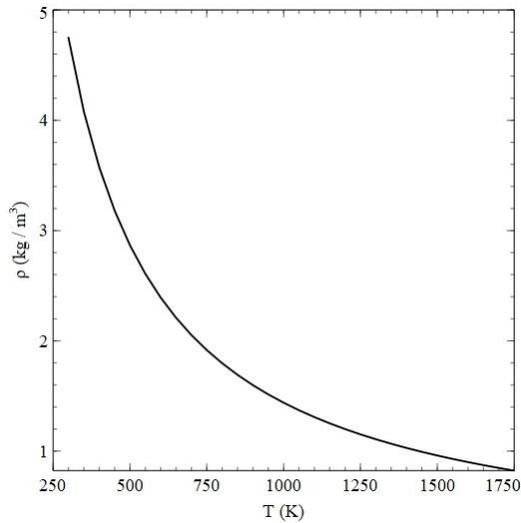


Figura 13. Comportamiento de la densidad del helio.

El comportamiento de la viscosidad del Helio, al contrario que la densidad aumenta de manera casi lineal, como puede observarse en la **Figura 14**.

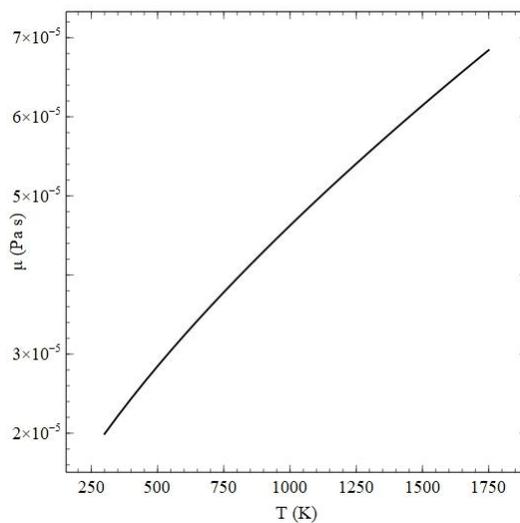


Figura 14. Comportamiento de la viscosidad del helio.

La correlación de la conductividad térmica (**Figura 15**) nos muestra un comportamiento similar a la viscosidad, es decir, que estas propiedades aumentan conforme aumenta la temperatura.

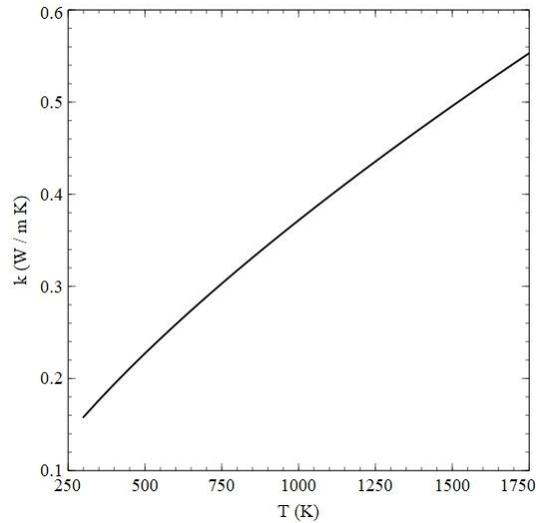


Figura 15. Comportamiento de la conductividad térmica del helio.

5.2 Propiedades termofísicas de las partículas de combustible TRISO

El kernel es la parte central de las partículas de combustible, tal y como se muestra en la **Figura 3**, sus propiedades se presentan en la **Tabla 7**.

Tabla 7. Propiedades termofísicas del kernel [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	3.46
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	312
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	10400

Las propiedades para las capas de carbón pirolítico se encuentran expresadas en la **Tabla 8** a la **12**.

Tabla 8 Propiedades termofísicas del IPyC y OPyC [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	4
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	710
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	1900

Tabla 9. Propiedades termofísicas del buffer [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	1
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	710
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	1050

Tabla 10. Propiedades termofísicas del carburo de silicio (SiC) [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	18.3
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	1300
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	3180

Tabla 11. Propiedades termofísicas de la matriz de grafito [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	25
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	1725
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	1750

Tabla 12. Propiedades termofísicas del clad (grafito) [37]

Propiedad	Unidad	Correlación/Valor
Conductividad térmica (k)	[W/m K]	25
Capacidad calorífica (C_p)	[J/kg K]	1725
Densidad (ρ)	[kg/m ³]	1750

Para este trabajo se consideran materiales con propiedades efectivas tanto para el TRISO como para el Pebble completo, las ecuaciones que definen las propiedades efectivas para el TRISO se presentan a continuación [17]:

$$k_{TRISO} = \frac{1}{V_{TRISO}} \sum_1^5 V_i k_i \quad (5.1)$$

$$Cp_{TRISO} = \frac{1}{\rho_{TRISO}} \sum_1^5 \varepsilon_i \rho_i Cp_i \quad (5.2)$$

$$\rho_{TRISO} = \sum_1^5 \varepsilon_i \rho_i \quad (5.3)$$

Ahora, la fórmula para obtener las propiedades efectivas del pebble es[17]:

$$K_{pebble} = \varepsilon_{TRISO} K_{TRISO} + \varepsilon_{graf} K_{graf} + \varepsilon_{clad} K_{clad} \quad (5.4)$$

$$\rho_{pebble} = \varepsilon_{TRISO} \rho_{TRISO} + \varepsilon_{graf} \rho_{graf} + \varepsilon_{clad} \rho_{clad} \quad (5.5)$$

$$Cp_{pebble} = \frac{\varepsilon_{TRISO} \rho_{TRISO} Cp_{TRISO} + \varepsilon_{graf} \rho_{graf} Cp_{graf} + \varepsilon_{clad} \rho_{clad} Cp_{clad}}{\rho_{pebble}} \quad (5.6)$$

6. Análisis del Reactor

6.1 Análisis de los procesos neutrónicos.

La *teoría de difusión* de neutrones establece que los neutrones viajan de lugares de mayor densidad a los de menor densidad, y considera tres aspectos importantes [39]:

$$\left[\begin{array}{l} \text{Ganancia neta} \\ \text{de neutrones, por} \\ \text{unidad de volumen} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Producción de} \\ \text{neutrones por fisión,} \\ \text{por unidad de volumen} \end{array} \right] - \left[\begin{array}{l} \text{Pérdida de neutrones} \\ \text{por escape y absorción,} \\ \text{por unidad de volumen} \end{array} \right]$$

Originalmente, los neutrones en el núcleo del reactor o más bien, la densidad neutrónica, depende de la posición, la energía y el tiempo, el rango de energía de los neutrones dentro de un reactor nuclear se encuentra entre 10^{-3} a 10^7 [eV]. Describir todos los procesos en este rango de energías (fisión, moderación y absorción por resonancia) en funciones, es claramente imposible [40]. Es conveniente asumir que todos los neutrones poseen una misma energía (o velocidad) y que en las colisiones de dispersión no se producen variaciones energéticas [39]. Casos de estudio más sofisticados como la teoría de multigrupo, mencionan que todas las teorías dependientes de la energía se resuelven realizando una secuencia de cálculos de una velocidad para cada grupo de energía sucesivo [40].

La *ecuación de difusión de neutrones monoenergética* está dada por

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \Sigma_a \phi(\mathbf{r}, t) = S(\mathbf{r}, t) \quad (6-1)$$

Donde el primer término representa la variación del flujo neutrónico o también, la ganancia neta de neutrones, el segundo y tercer término de la ecuación representa el escape de neutrones y la captura de neutrones por absorción, respectivamente; por último, el término fuente es aquel que se encuentra del lado derecho de esta ecuación [40].

Aplicando la teoría de difusión, es necesario que se presente un gradiente respecto a los neutrones del sistema, es decir, los neutrones fluirán de zonas de mayor densidad a las de menor densidad. Para el caso de neutrones a una sola energía la *Ley de Difusión de Fick* puede escribirse de la siguiente manera [40].

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -D(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r}, t) \quad (6-2)$$

La fuente de neutrones considera los neutrones instantáneos formados durante la fisión gracias a los productos de fisión y los retardados, formados durante el decaimiento de los productos de fisión [39].

$$S(\mathbf{r},t) = (1-\beta)k_{\infty}\Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) + \beta k_{\infty}\Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) \quad (6-3)$$

En donde $(1-\beta)$ representan la fracción de los neutrones instantáneos, mientras que β es la fracción de neutrones retardados. Para el caso de fisión térmica, Glasstone y Sensonske mencionan que se ha demostrado experimentalmente que los neutrones retardados se distribuyen en 6 grupos [39]. Como definición se tiene que la fracción de neutrones retardados o más bien la velocidad de su formación de estos neutrones retardados es igual a la velocidad de desintegración radiactiva de sus precursores:

$$\beta k_{\infty}\Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) = \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-4)$$

Sustituyendo la ecuación (6-4) en el término fuente

$$S(\mathbf{r},t) = (1-\beta)k_{\infty}\Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-5)$$

Ahora, reemplazando la ecuación (6-5) y ecuación (6-2) en la ecuación de difusión de neutrones a una velocidad (**Ecuación (6-1)**)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r},t)}{\partial t} - D(\mathbf{r})\nabla^2 \phi(\mathbf{r},t) + \Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) = (1-\beta)k_{\infty}\Sigma_a\phi(\mathbf{r},t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-6)$$

El *factor de multiplicación infinito*, k_{∞} , hace referencia a que en el sistema multiplicador (reactor) sea de tamaño infinito, no hay pérdidas de neutrones por escape, provocando así que todos sean absorbidos. Por lo tanto, para que el sistema multiplicador infinito logre llevar a cabo una reacción en cadena autosostenible $k_{\infty} = 1$, y se define como la razón entre los neutrones producidos por fisión en cada generación y los neutrones absorbidos en la generación anterior [39].

Se tiene una cantidad que define el tiempo de generación de neutrones instantáneos [42]:

$$\Lambda = \frac{1}{k_{\infty} \Sigma_a v} \quad (6-7)$$

Por lo tanto

$$k_{\infty} \Sigma_a = \frac{1}{\Lambda v} \quad (6-8)$$

Sustituyendo la ecuación (6-8) en la ecuación (6-6) y acomodando esta última de tal forma que el primer término de la izquierda se quede solo

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v \Lambda} (1 - \beta) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-9)$$

Desarrollando el tercer término de la derecha de la igualdad de la ecuación 9

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{\beta}{\Lambda} \right) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-10)$$

Partiendo de esta ecuación es posible expresarla en términos de la reactividad. Para llevar a cabo este procedimiento se considera la condición de criticidad para un grupo de neutrones y un reactor desnudo. Es decir, reactor sin reflector y de tamaño finito. Esta condición de criticidad hace énfasis al *factor de multiplicación efectivo*, que por definición es la relación de neutrones producidos por fisión durante cada generación y el número total de neutrones por absorción y escape de la generación anterior [42]. Para que el reactor sea crítico los neutrones producidos y absorbido más los de escape deben ser tal que la densidad neutrónica se mantiene constante, es decir, que pueda mantener una reacción en cadena, $k_{ef} = 1$; cuando $k_{ef} < 1$ se dice que el sistema es subcrítico, es decir, se producen menos neutrones de los que se absorben y escapan y cuando $k_{ef} > 1$ entonces se llama supercrítico, se producen más neutrones de los que se absorben y escapan [39].

$$k_{ef} = k_{\infty} P = \frac{k_{\infty}}{1 + L^2 B^2} \quad (6-11)$$

Considerando la hipótesis de una sola energía, nos da origen a otro parámetro denominado *longitud de difusión*, esta nos define la distancia recorrida por un neutrón desde la fuente hasta ser absorbido:

$$\frac{D(\mathbf{r})}{\Sigma_a} = L^2 \quad (6-12)$$

Como procedimiento, se suma y resta el término $\frac{1}{k_{ef}\Lambda}$:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{1}{\Lambda} - \frac{\beta}{\Lambda} + \frac{1}{k_{ef}\Lambda} - \frac{1}{k_{ef}\Lambda} \right) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-13)$$

La reactividad, ρ , se define como el cambio fraccional en la población de neutrones de nuestro sistema [39]:

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}} = 1 - \frac{1}{k_{ef}} \quad (6-14)$$

Entonces,

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{k_{ef}\Lambda} \right) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-15)$$

Desarrollando el término $\frac{1}{k_{ef}\Lambda}$, se obtiene

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} + \frac{(1 + L^2 B^2) \Sigma_a v}{1} \right) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-16)$$

Por definición, se tiene que el tiempo de vida media de los neutrones en un reactor finito es

$$l_n = \frac{1}{(1 + L^2 B^2) \Sigma_a v} \quad (6-17)$$

Sustituyendo

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) - \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} \right) \phi(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-16)$$

La tasa de concentración de precursores de los neutrones retardados, $C_i(\mathbf{r}, t)$, está dado por

$$\frac{dC_i(\mathbf{r}, t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda v} \phi(\mathbf{r}, t) - \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-17)$$

Estas ecuaciones son válidas únicamente en la región del núcleo desnudo, para la región del reflector al no ser un sistema multiplicativo estas ecuaciones no son válidas ya que no hay producción de neutrones.

A continuación, se enlistan las ecuaciones de difusión de neutrones gobernantes en la región del núcleo desnudo y del reflector

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi_c(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D_c(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi_c(\mathbf{r}, t) - \Sigma_{ac}(\mathbf{r}) \phi_c(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} \right) \phi_c(\mathbf{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{r} \in \Omega_c \quad (6-18)$$

$$\frac{dC_i(\mathbf{r}, t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda v} \phi_c(\mathbf{r}, t) - \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{r} \in \Omega_c \quad (6-19)$$

Las condiciones iniciales son

$$\text{C.I.1 } \phi_c(\mathbf{r}, 0) = \phi_{c0}(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in \Omega_c$$

$$\text{C.I.2 } C_{i0}(\mathbf{r}, 0) = \frac{\beta_i}{\lambda_i \Lambda v} \phi_{c0}(\mathbf{r}), \quad i = 1, 2, \dots, 6; \quad \mathbf{r} \in \Omega_c$$

Las condiciones de frontera son

$$\text{C.F.1 } \phi_c(\mathbf{r}, t) = C_i(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \text{en } \mathbf{r} = \tilde{\mathbf{r}}_c$$

$$\text{C.F.2 } C_i(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \text{en } \mathbf{r} = \mathbf{r}_c$$

$$\text{C.F.2 } -D_c(\mathbf{r}) \nabla \phi_c(\mathbf{r}, t) = \nabla C_i(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \text{en } \mathbf{r} = 0$$

donde \mathbf{r}_c hace referencia al grupo de coordenadas que se encuentran en la frontera del reactor desnudo, por su parte $\tilde{\mathbf{r}}_c$ es el grupo de coordenadas extrapoladas en la frontera del reactor desnudo. Por lo tanto, $\tilde{\mathbf{r}}_c = \mathbf{r}_c + \mathbf{d}$, en donde \mathbf{d} es la distancia extrapolada, la cual surge de la necesidad de que la *ley de Fick* para difusión de neutrones no es válida en la frontera inmediata de cualquier superficie y por lo tanto la ecuación de difusión de neutrones tampoco lo es. Por lo tanto, suponiendo que el flujo neutrónico desaparece de la frontera después de una pequeña distancia \mathbf{d} , entonces el flujo neutrónico determinado de la ecuación de difusión es aproximadamente igual al flujo exacto que debiera de haber en la frontera [39]. Esto se trata de una aproximación matemática para estimar el flujo neutrónico en el interior de nuestro sistema desnudo y en sus fronteras para fines de cálculo. Para este caso Ω_c hace referencia al dominio del reactor desnudo.

La condición inicial y el desarrollo de cómo se obtiene se muestra en el **Apéndice B**; también se desarrollaron las ecuaciones del flujo neutrónico para la parte del reflector, con la finalidad de servir como guía para comprobar si el código numérico se asemeja.

- Reflector

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi_r(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = D_r(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi_r(\mathbf{r}, t) - \Sigma_{ar}(\mathbf{r}) \phi_r(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{r} \in \Omega_r \quad (6-20)$$

La condición inicial es

$$C.I.1 \quad \phi_r(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad \mathbf{r} \in \Omega_r$$

Las condiciones de frontera son

$$C.F.1 \quad \phi_c(\mathbf{r}, t) = \phi_r(\mathbf{r}, t), \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_c$$

$$C.F.2 \quad -\mathbf{n} \cdot (-D_c \nabla \phi_c(\mathbf{r}, t)) = -\mathbf{n} \cdot (-D_r \nabla \phi_r(\mathbf{r}, t)), \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_c$$

$$C.F.3 \quad \phi_r(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_r$$

En este caso, \mathbf{r}_r , hace referencia al grupo de coordenadas que se encuentran en la frontera exterior del propio material reflectivo y, Ω_r , representa el dominio entero del reflector.

6.1.1 Modelo puntual de la cinética neutrónica.

Partiendo de la ecuación (6-20), se obtiene la ecuación de la cinética puntual para un sistema multiplicador no necesariamente crítico cualquiera, y considerando la hipótesis de que todos los neutrones constan de una sola energía, se obtiene la ecuación (6-21) [39], donde B^2 , se denomina laplaciano o *buckling* material.

$$B^2\phi(\mathbf{r},t) = -\nabla^2\phi(\mathbf{r},t) \quad (6-21)$$

Sustituyendo en la ecuación (6-20)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -D(\mathbf{r})B^2\phi(\mathbf{r},t) - \Sigma_a(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t) + \frac{1}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r},t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} \right) \phi(\mathbf{r},t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-22)$$

Factorizando el flujo neutrónico $\phi(\mathbf{r},t)$, del lado derecho de la ecuación (6-22)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \frac{\phi(\mathbf{r},t)}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r},t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} - v\Sigma_a(\mathbf{r}) - vD(\mathbf{r})B^2 \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-23)$$

Factorizando el término $v\Sigma_a(\mathbf{r})$

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \frac{\phi(\mathbf{r},t)}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r},t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} - v\Sigma_a(\mathbf{r}) \left[1 + \frac{D(\mathbf{r})B^2}{\Sigma_a(\mathbf{r})} \right] \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-24)$$

Con ayuda de la ecuación (6-12) que define la longitud de difusión térmica se sustituye en la ecuación (6-24)

$$\frac{1}{v} \frac{\partial\phi(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \frac{\phi(\mathbf{r},t)}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r},t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} - v\Sigma_a(\mathbf{r}) \left[1 + L^2(\mathbf{r})B^2 \right] \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r},t) \quad (6-25)$$

Haciendo uso de la definición de la vida media de neutrones en un reactor finito (Ecuación 6-17) y sustituyendo en la ecuación (6-25), se obtiene

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\phi(\mathbf{r}, t)}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} + \frac{1}{l_n} - \frac{1}{l_n} \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-26)$$

Eliminando términos semejantes

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\phi(\mathbf{r}, t)}{v} \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-27)$$

El flujo neutrónico se encuentra definido como

$$\phi(\mathbf{r}, t) = v n(\mathbf{r}, t) \quad (6-28)$$

Sustituyendo la ecuación (6-28) en (6-27)

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = n(\mathbf{r}, t) \left(\frac{\rho(\mathbf{r}, t) - \beta}{\Lambda} \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-29)$$

Para conocer la variación de la densidad neutrónica a través del tiempo necesitamos saber cómo varía la concentración de los precursores, la cual está dada por [43].

$$\frac{\partial C_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(\mathbf{r}, t) - \lambda_i C_i(\mathbf{r}, t) \quad (6-30)$$

Si describimos que la ecuación de la densidad neutrónica y la de concentración de precursores pueden describirse como funciones separables en el espacio tiempo

$$\begin{aligned} n(\mathbf{r}, t) &= n(t) \Psi(\mathbf{r}) \\ C(\mathbf{r}, t) &= C(t) \Psi(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (6-31)$$

Sustituyendo estas últimas ecuaciones en la ecuación (6-30) y (6-29), da como resultado las ecuaciones (6-32) y (6-33), con las cuales será posible interpretar los fenómenos neutrónicos que ocurren dentro del reactor de referencia HTR-10. La cinética neutrónica en física de reactores se refiere al estudio del comportamiento temporal de la población de neutrones en un reactor nuclear. Este comportamiento es debido a la interacción existente entre los neutrones que son los encargados de llevar a cabo las reacciones de fisión, con los materiales del reactor. Este se describe a través de la ecuación puntual de la cinética neutrónica que modela la densidad neutrónica a través de una variación temporal en un punto específico del reactor de estudio.

$$\frac{dn(t)}{dt} = n(t) \left(\frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} \right) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \quad (6-32)$$

La concentración de precursores es

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (6-33)$$

Cuyas condiciones iniciales respectivamente son:

$$n(t) = n_0 \text{ en } t = 0$$

$$C(t) = \frac{\beta_i}{\Lambda \lambda_i} n_0 \text{ en } t = 0$$

Los parámetros necesarios para resolver el modelo puntual de la cinética neutrónica son las constantes de desintegración para cada uno de los seis grupos retardados λ_i , así como las fracciones de neutrones retardados para cada grupo β_i , en la **Tabla 13** se presentan los parámetros neutrónicos para el Reactor HTR-10.

Tabla 13. Rendimiento de los precursores y constantes de desintegración [41].

Grupo i	β_i	$\lambda_i \left(s^{-1} \right)$
1	0.000285	0.0127
2	0.0015975	0.0317
3	0.001410	0.115
4	0.0030525	0.311
5	0.00096	1.40
6	0.000195	3.87

Donde la **fracción efectiva de neutrones retardados (β)** se representa a través de la siguiente ecuación

$$\beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i \quad (6-34)$$

Que nos da como resultado $\beta = 0.0075$ y, con un tiempo de vida de neutrones $\Lambda = 0.00168$ s [41].

Si se simplifica y se considera un grupo medio de neutrones retardados que, ya por sí mismo representa una buena aproximación en contraste a si se consideran los 6 grupos retardados [39]. Por lo que el valor medio de un grupo de neutrones para el caso de la constante de desintegración se presenta en la siguiente ecuación:

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\lambda_i}} \quad (6-35)$$

Por otro lado, se tiene la contribución de retroalimentación de la reactividad a través del tiempo por efecto Doppler tanto del combustible como del moderador, tal y como se muestra a continuación [41].

$$\rho(t, T_s, T_M) = (\alpha_F + \alpha_M) [\langle T_s \rangle - \langle T_{s0} \rangle] + \rho_{ext}(t) + \rho_{barras} \quad (6-36)$$

Donde $\alpha_F = -1.9 \times 10^{-5} K^{-1}$ y $\alpha_M = -15.7 \times 10^{-5} K^{-1}$ son los coeficientes de reactividad por cambio de temperatura del combustible y del moderador, respectivamente [41]. La reactividad por barras de control, ρ_{barras} , se usará para contrarrestar la reactividad inherente del propio reactor, mientras que el parámetro ρ_{ext} simulará una inserción de reactividad global de manera positiva o negativa.

6.2 Análisis de la transferencia de calor en el lecho

El núcleo del reactor HTR-10 consta de un lecho de elementos de combustible esféricos, tiene un total de elementos esféricos de 27,000. El núcleo se asemeja a un cilindro que tiene un radio de 90 [cm] y una altura activa de 197 [cm]. El núcleo se encuentra totalmente reflectado por lo que cuenta con un grosor de reflector superior de 90 [cm], el grosor del reflector lateral 77.793 [cm] y un grosor de reflector inferior de 121.236 [cm].

La ecuación de transferencia de calor general es la siguiente que posteriormente se modificara para el fluido y solido en medio poroso

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T(\mathbf{r}, t) \right) = \nabla \cdot (k \nabla T(\mathbf{r}, t)) + Q(\mathbf{r}, t) \quad (6-37)$$

El primer término del lado izquierdo de la ecuación de transferencia de calor es el término de acumulación, el cual toma en cuenta la energía térmica almacenada a través del tiempo; el segundo término es el de convección, este describe la transferencia de calor debido al movimiento que presenta el fluido; el primer término del lado derecho es el término de conducción, es decir, describe la difusión del material debido a un gradiente de temperatura; el segundo término del lado derecho de la ecuación representa una fuente o sumidero interna de calor.

El núcleo del reactor HTR-10 se considera un medio poroso, por el cual pasa el fluido refrigerante Helio a 4.32 [kg/s]. Para modelarlo, se plantea el desequilibrio térmico local en el que las temperaturas del combustible (sólido) y del fluido no se encuentran en equilibrio. Las ecuaciones de transferencia de calor en un medio poroso para el sólido y el fluido están dadas por

- Combustible:

$$\left(\theta \rho C_p \right)_s \left(\frac{\partial T_s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right) = \nabla \cdot (\theta_s k_s \nabla T_s(\mathbf{r}, t)) + q_{sf} (T_f(\mathbf{r}, t) - T_s(\mathbf{r}, t)) + \theta_s Q_s(\mathbf{r}, t) \quad (6-38)$$

- Refrigerante:

$$\varepsilon_p (\rho C_p)_f \left(\frac{\partial T_f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla T_f(\mathbf{r}, t) \right) = \nabla \cdot (\varepsilon_p k_f \nabla T_f(\mathbf{r}, t)) + q_{sf} (T_s(\mathbf{r}, t) - T_f(\mathbf{r}, t)) \quad (6-39)$$

Como se puede observar, a diferencia de la ecuación general de transferencia de calor, aquí se añade la transferencia de calor convectivo intersticial, debido a que estamos en un medio poroso, este se encuentra en el segundo término del lado derecho de la ecuación. Al usar el modelo de desequilibrio térmico local se añaden las fuentes de calor opuestas intercambiadas $q_{sf} (T_f(\mathbf{r}, t) - T_s(\mathbf{r}, t))$ y $q_{sf} (T_s(\mathbf{r}, t) - T_f(\mathbf{r}, t))$ que se recibe o libera cuando las temperaturas de la fase sólida o líquida son diferentes. Otros dos valores que se agregaron es la fracción volumen del sólido, θ_s , y la porosidad, $\varepsilon_p = 1 - \theta_s$.

Las condiciones iniciales son:

$$\text{C.I.1 } T_f(\mathbf{r}, 0) = T_{f0}(\mathbf{r}), \quad T_s(\mathbf{r}, 0) = T_{s0}(\mathbf{r})$$

Las condiciones de frontera son:

$$\text{C.F.1 } -\mathbf{n}_s \cdot (-k_s \nabla T_s(\mathbf{r}, t)) = -\mathbf{n}_f \cdot (-k_f \nabla T_f(\mathbf{r}, t)) = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_c$$

$$\text{C.F.2 } \mathbf{r}_t \cdot -\mathbf{n}_f \cdot (-k_f \nabla T_f(\mathbf{r}, t)) = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_t$$

$$\text{C.F.3 } T_f(\mathbf{r}, t) = T_{inlet}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_{hinlet}$$

$$\text{C.F.4 } -\mathbf{n}_f \cdot (-k_f \nabla T_f(\mathbf{r}, t)) = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_{houlet}$$

En este caso, tanto el fluido como el sólido comparten la misma frontera, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$, esto es gracias a que la región del núcleo se homogeneizó, \mathbf{r}_t representa el grupo de coordenadas del nodo superior e inferior en el núcleo que se utilizó para implementar el fluido, es decir, hay una región por encima del núcleo que es por donde ingresa el fluido y, la parte inferior después del núcleo es por donde sale el fluido; \mathbf{r}_{hinlet} representa el grupo de coordenadas por donde ingresa el fluido en la región superior antes del núcleo; \mathbf{r}_{houlet} es el grupo de coordenadas es el grupo de coordenadas por donde el helio sale en la región inferior del núcleo.

Para el caso de que el medio poroso se presente en un lecho de pellets esféricos, el coeficiente convectivo de transferencia de calor intersticial se define como [42]:

$$q_{sf} = a_{sf} h_{sf} \quad (6-40)$$

Donde el área superficial específica, a_{sf} , para un lecho de elementos esféricos con radio r_p está definido como

$$a_{sf} = \frac{6\theta_s}{2r_p} \quad (6-41)$$

El coeficiente de transferencia de calor intersticial es

$$h_{sf} = \left(\frac{2r_p}{k_f Nu} + \frac{2r_p}{\beta k_s} \right)^{-1} \quad (6-42)$$

En este caso al presentarse un lecho de partículas esféricas, $\beta=10$. El número de Nusselt tiene la siguiente definición para un lecho de partículas esféricas [43].

$$Nu = 2 + 1.1Pr^{1/3}Re_p^{3/5}, \quad Pr = \frac{\mu C_{pf}}{k_f}; \quad Re_p = \frac{2r_p \rho_f u_f}{\mu} \quad (6-43)$$

6.3 Análisis de cantidad de movimiento

El núcleo reflectado como se puede observar en la **Figura 6**, el flujo másico de helio circula de abajo hacia arriba a través de los canales de refrigerante con un diámetro de 8 [cm] que se encuentran en el reflector a una distancia de 144.6 [cm] del centro del núcleo al centro del canal de refrigerante. Después de que el refrigerante pasa desde la parte inferior del reflector a una altura de 4.05 [m] se incorpora a una cámara de helio frío que tiene 10 [cm] de altura y un radio de 167.793 [cm] que abarca el núcleo y el reflector. A continuación, en la cámara de helio frío, el helio si incorpora en unos canales que forman parte del reflector superior que tienen una inclinación de 60° y un radio de 3 [cm] que inmediatamente ingresan al núcleo del reactor. En el sistema descrito anteriormente, se analiza la cantidad de movimiento en medio libre; cuando el flujo refrigerante pasa a través del núcleo es cuando es modela la cantidad de movimiento en un medio poroso.

El flujo en medio libre es cuando ingresa a través de los canales de refrigerante por la parte de abajo del reflector hasta la cámara de helio frío, después ingresa por los canales que se encuentran inclinados y posteriormente al núcleo; en la parte del núcleo es considerado un medio poroso, ya que se presenta un cúmulo total de 27,000 elementos de combustibles. Las ecuaciones de cantidad de movimiento en un medio poroso (núcleo) y en medio libre son:

- Flujo en medio poroso

$$\frac{\rho}{\varepsilon_p} \left(\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \frac{\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\varepsilon_p} \right) = -\nabla \cdot (p\mathbf{I} + \tau) - \left(\mu \kappa^{-1} + \beta \rho |\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)| + \frac{Q_m}{\varepsilon_p^2} \right) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + \rho \mathbf{g} \quad (6-44)$$

En donde

$$\tau = \frac{\mu}{\varepsilon_p} \left(\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + (\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t))^T \right) - \frac{2\mu}{3\varepsilon_p} (\nabla \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) \mathbf{I}. \quad (6-45)$$

- Flujo en medio libre

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \rho (\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \cdot (p \mathbf{I} + \tau) + \rho \mathbf{g} \quad (6-46)$$

En donde

$$\tau = \mu \left(\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + (\nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}, t))^T \right) \quad (6-47)$$

Para el caso de flujo en medio poroso al ser un lecho de esferas, el modelo de permeabilidad utilizado es el de Koseny-Carman [44].

$$\kappa = \frac{d_p^2}{180} \frac{\varepsilon_p^3}{(1 - \varepsilon_p)^2} \quad (6-48)$$

Donde d_p es el diámetro promedio de las partículas.

La condición inicial es

$$\text{C.I.1 } \mathbf{u}(\mathbf{r}, 0) = \mathbf{u}_0(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_{hcin}$$

Las condiciones de frontera son

$$\text{C.F.1 } \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{in}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_{hcin}$$

$$\text{C.F.2 } p(\mathbf{r}, t) = p_{out}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_{hcout}$$

$$\text{C.F.3 } \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \mathbf{r} = \mathbf{r}_t, \mathbf{r}_c$$

Para este caso $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{hcin}$ es el grupo de coordenadas por donde entra el fluido, que es la parte superior antes del núcleo; por otra parte $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{hcout}$ es el grupo de coordenadas por el cual sale el flujo de Helio caliente.

6.4 Acoplamiento multifísico

El tener un sistema acoplado es de vital importancia para la seguridad del reactor, al ocurrir diversos fenómenos físicos en los reactores nucleares es importante observar dinámicamente como es que interactúan entre sí estos fenómenos, para que, si llegase a ocurrir un accidente, el sistema puede tener una retroalimentación ya sea por reactividad, flujo másico de refrigerante o simplemente cambiando la temperatura de entrada del refrigerante.

Un ejemplo de transitorio es cuando ocurre un incremento en la temperatura del combustible, al incrementarse la temperatura de combustible existe una retroalimentación negativa causada por el efecto Doppler, es decir, que el flujo neutrónico disminuye debido a que los picos de resonancia se ensanchan provocando que aumente la absorción de neutrones con mayor probabilidad de no fisionarse, esto a su vez crea una retroalimentación negativa de reactividad para que se pueda estabilizar el reactor.

En la **Figura 13** se muestra el diagrama del acoplamiento multifísico aplicado en este trabajo, considerando los procesos neutrónicos, transferencia de calor en el combustible (medio poroso), transferencia de calor en el fluido y flujo en libre medio y poroso.

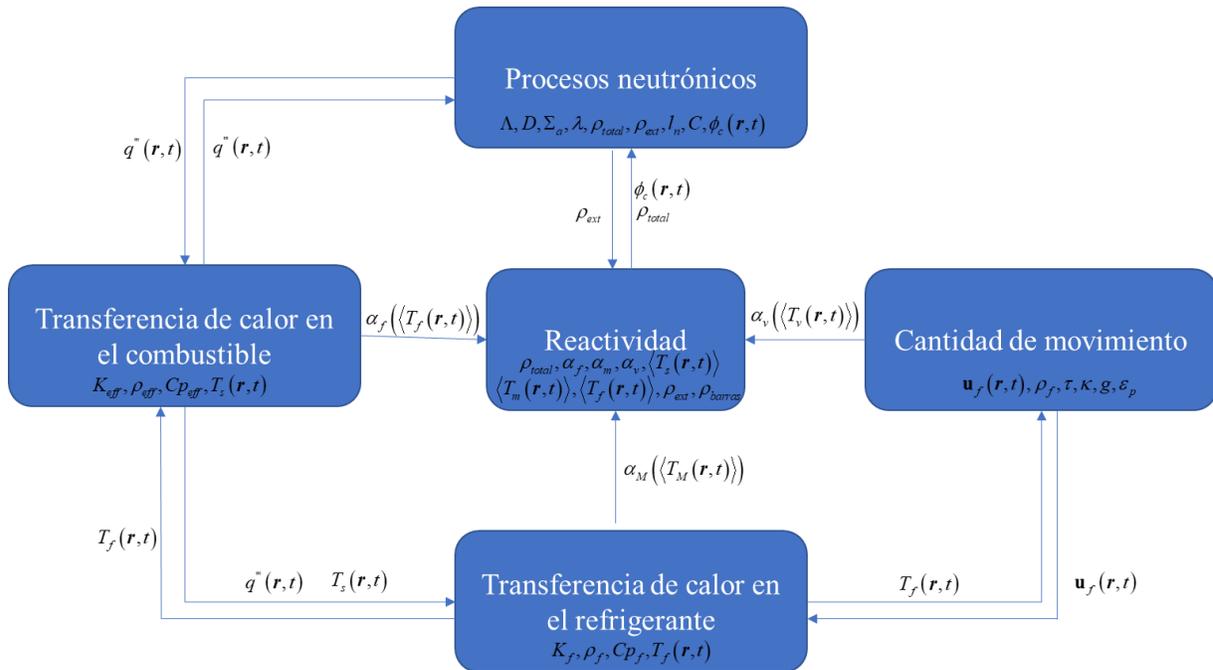


Figura 13. Diagrama de flujo del acoplamiento multifísico

En este reactor la reactividad por vacío no es considerada, no obstante, en otro tipo de reactores es un factor relevante.

7. Resultados

7.1 Resultados en estado estacionario

Como primer acercamiento para observar y analizar el comportamiento del núcleo del reactor se analiza el estado estacionario, y se muestran los resultados de la distribución neutrónica y de los procesos termohidráulicos, en este último se modifica la potencia térmica nominal del reactor, flujo másico de helio a la entrada, porosidad, temperatura a la entrada del sistema. Es importante señalar que los estudios en estado estacionario se realizaron con reactividad igual a 0, es decir que ante cualquier cambio físico en el reactor la potencia térmica siempre permanece estable. En cada estudio únicamente se varía un parámetro y se dejaron los demás como datos nominales. Se analiza la temperatura del combustible, temperatura del fluido y velocidad del fluido, el estudio se realizará en graficas 2D y en 1D, en las gráficas 1D, se toma como radio igual a cero y la parte axial del núcleo con coordenada z de 98.5 [cm] a -98.5 [cm].

7.1.1 Procesos neutrónicos

A continuación, se muestran los procesos neutrónicos que fueron calculados analítica y numéricamente.

En el centro del reactor tanto radial como axial (**Figura 14**) se observa que hay un mayor número de neutrones y, mientras se va alejando del centro, los neutrones disminuyen hasta un valor mínimo en las fronteras del reactor, más, sin embargo, nunca se hace cero y esto es debido a la suposición de la distancia extrapolada.

En la **Figura 15** se observa el comportamiento del flujo neutrónico analítico, el comportamiento es similar al numérico, su única diferencia es el orden de magnitud. Para el caso numérico alcanza un valor máximo en el centro del reactor de 2.41×10^{15} neutrones/m²s y para el analítico toma un valor de 8.5×10^{14} neutrones/m²s, es decir, se tiene una diferencia del 0, dicho de otra forma, hay un flujo neutrónico promedio numérico de 7.14×10^{14} neutrones/m²s y para el analítico tiene un flujo promedio de 2.63×10^{14} neutrones/m²s. Hay una diferencia respecto al nominal del 71[%] aproximadamente. Esta diferencia en el flujo

neutrónico se debe a que para calcular el flujo neutrónico analítico dada la hipótesis de que todos los neutrones tienen una misma energía, entonces, los procesos de fisión, absorción y difusión ocurren a una misma energía y por lo tanto solo dependen de la sección eficaz macroscópica de fisión, $\nu\Sigma_f(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r},t)$, sin embargo, para el caso numérico se considera que el término fuente depende de la producción de neutrones instantáneos y la producción de neutrones retardados.

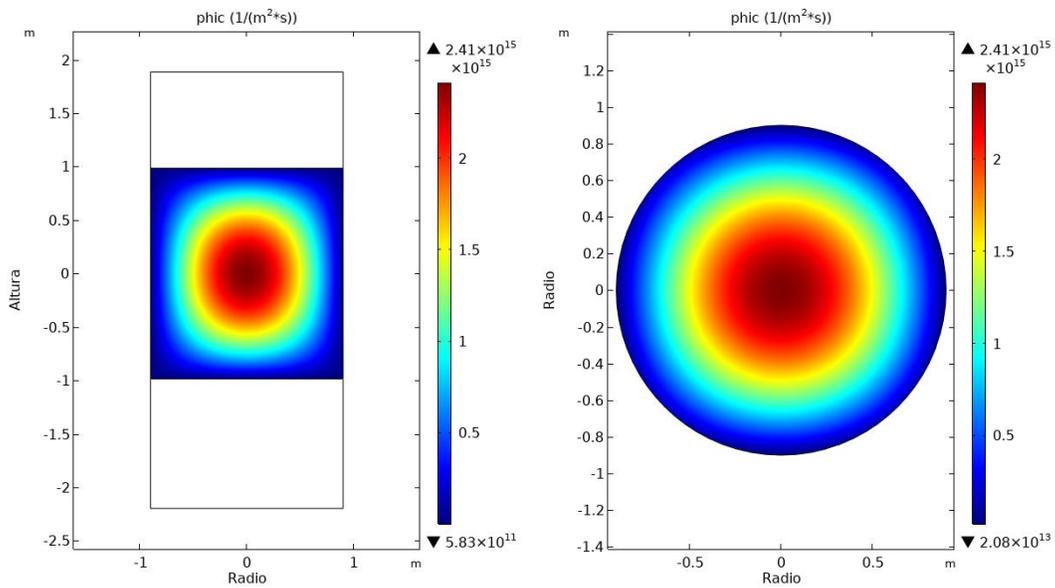


Figura 14. Flujo neutrónico numérico

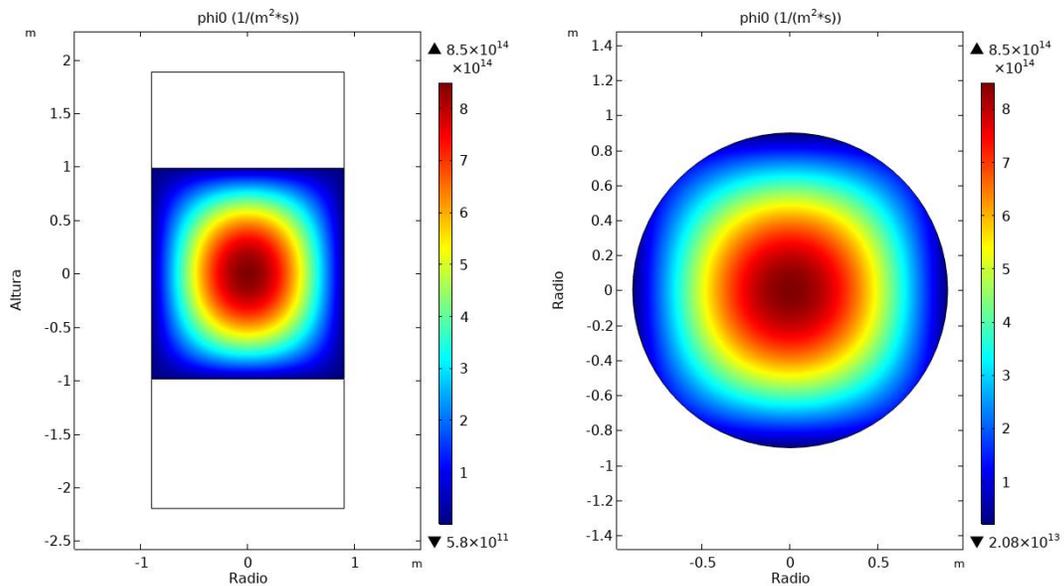


Figura 15. Flujo neutrónico analítico

En este espacio, únicamente se muestra en 2D el comportamiento del flujo neutrónico, más adelante, en la sección de transitorios se analizará el flujo neutrónico de manera promediada y acoplada.

7.1.2 Potencia térmica del reactor

En esta sección, se presentan los resultados de la variación de la potencia térmica nominal del reactor de 0 [MWt] hasta 10 [MWt] con una diferencia en cada estudio de 2[MWt]. Cuando la potencia térmica del reactor se hace cero, la temperatura del flujo de helio que pasa a través del núcleo es transferida directamente a las esferas, provocando que la temperatura de salida del fluido sea menor a la de entrada, haciendo que su velocidad disminuya.

Como se puede esperar y observar en las **Figura 16** y **Figura 17**, al disminuir la potencia nominal del reactor, la temperatura alcanzada por el fluido y por el combustible será proporcional a la misma potencia.

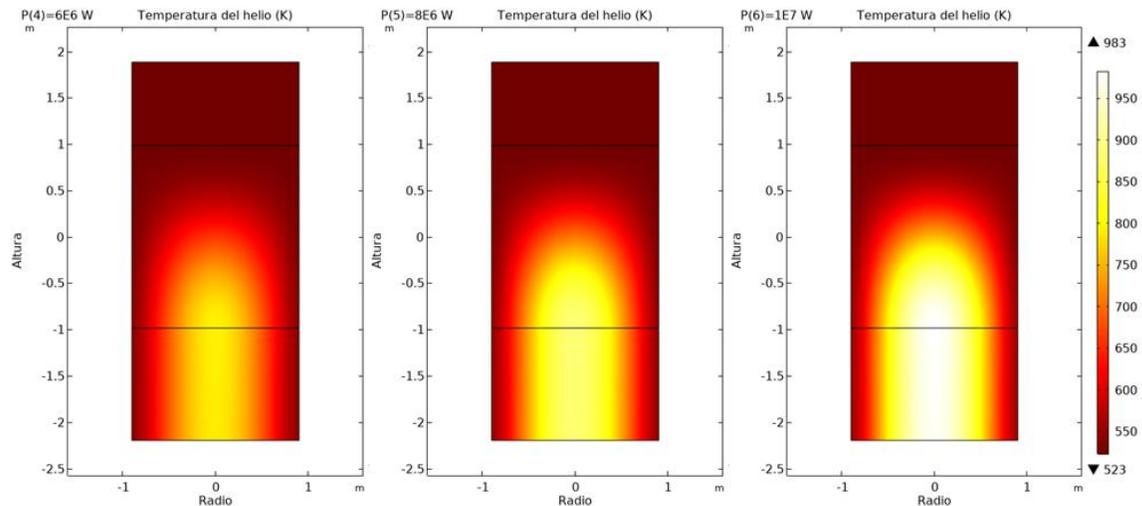


Figura 16. Comparación 2D del campo de temperatura en el fluido al cambiar la potencia nominal.

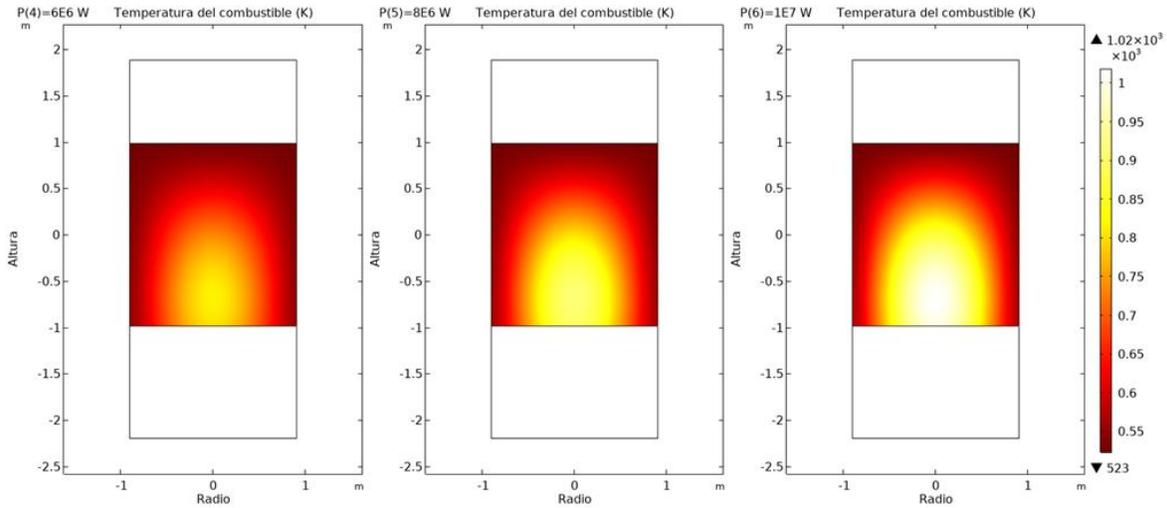


Figura 17. Comparación en 2D del campo de temperatura del combustible al cambiar la potencia nominal.

Como se puede observar en la **Figura 18**, al bajar la potencia térmica del reactor la temperatura que alcanza el Helio al atravesar todo el núcleo (medio poroso) disminuye proporcionalmente dependiendo de la potencia que se le dé.

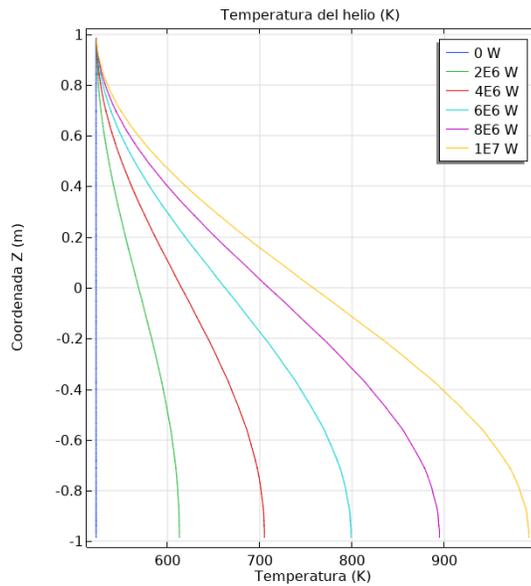


Figura 18. Comportamiento del helio variando la potencia térmica de reactor.

En la **Figura 19** se observa que ocurre lo mismo que en la temperatura del Helio, las pebbles al ser las generadoras de potencia si bajan su potencia de manera global, entonces la energía suministrada hacia el Helio será menor y por ende su temperatura del Helio disminuirá y viceversa.

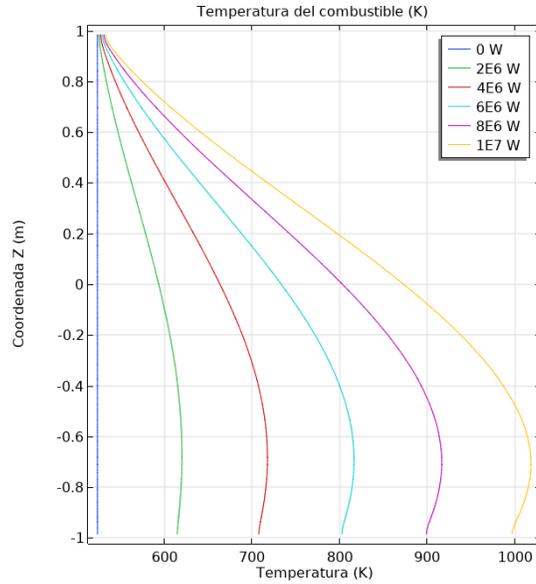


Figura 19. Comportamiento de la temperatura del combustible al variar la potencia térmica del reactor.

En esta parte (**Figura 20**) puede observarse como influye la potencia térmica del reactor con la temperatura del fluido de helio y, a su vez esta temperatura influye directamente con la viscosidad dinámica del fluido, es decir, que, si el fluido aumenta su temperatura a lo largo del núcleo, la viscosidad del helio aumenta, esto implica que sea más difícil mover este fluido.

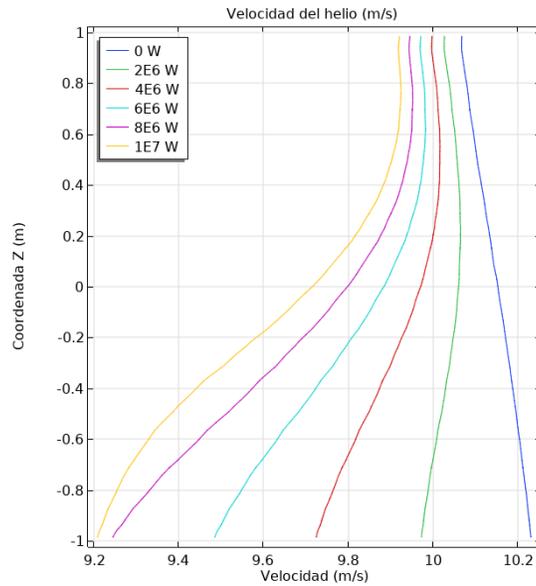


Figura 20. Comportamiento de la velocidad de Helio al variar la potencia térmica del reactor.

7.1.3 Flujo másico de helio

Para realizar este estudio, se cambia el flujo másico de 3.32 [kg/s] hasta 5.32 [kg/s] variando en cada cálculo 0.5 [kg/s] siendo el flujo másico nominal de 4.32 [kg/s]. A continuación, se muestra el campo de temperatura en 2D del flujo de helio y del combustible. En **Figura 21** y **22** se puede observar como a menor flujo másico de helio de 3.32 [kg/s], el campo de temperatura de helio y el del combustible son mayor a que si aumentamos el flujo másico hasta 5.32 [kg/s].

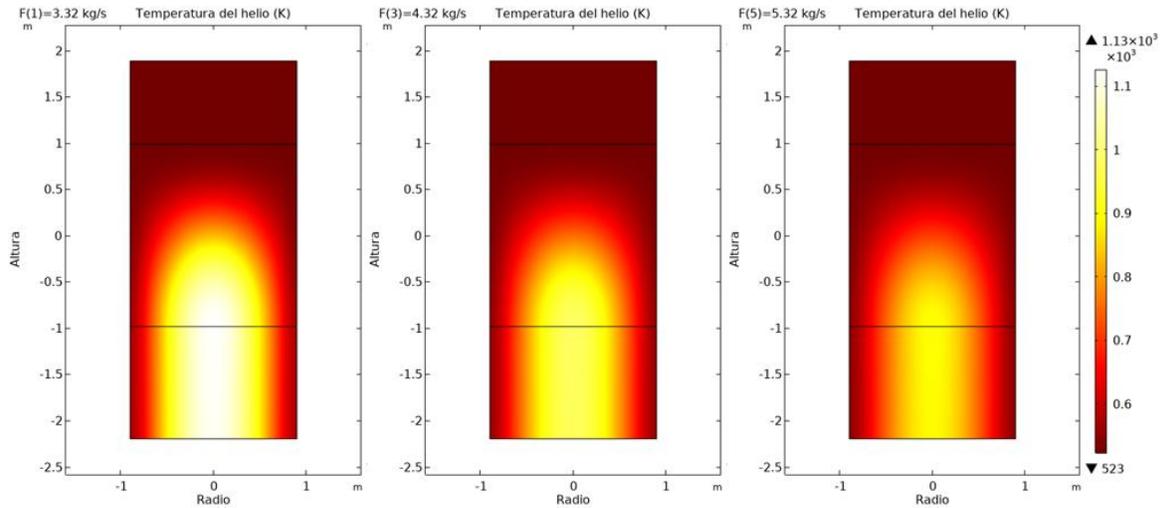


Figura 21. Comportamiento de la temperatura de helio 2D al variar el flujo másico.

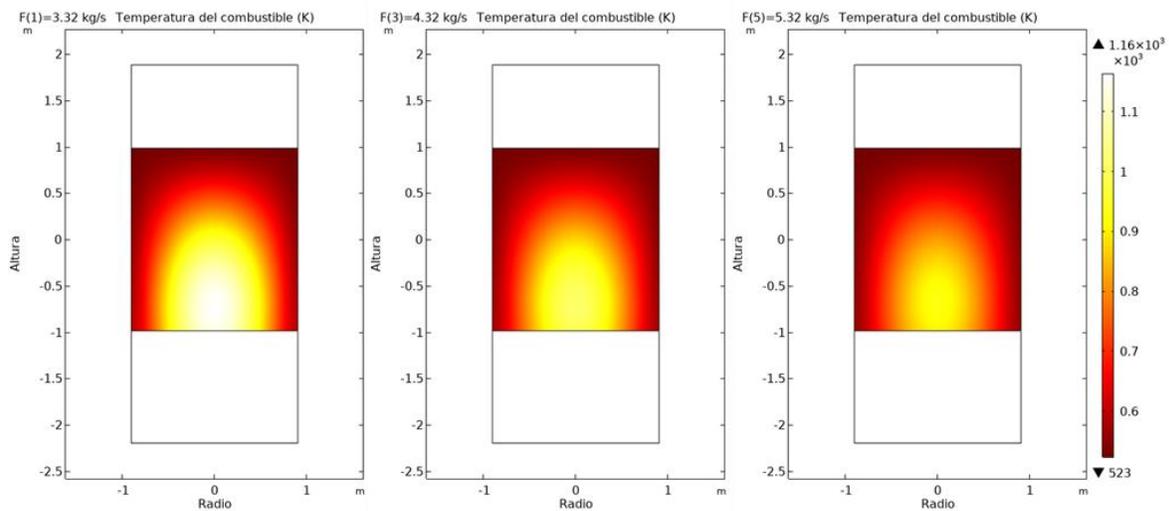


Figura 22. Comportamiento en la temperatura del combustible al variar el flujo másico.

Al disminuir el flujo de refrigerante hasta 3.32 [kg/s] se observa en la **Figura 23** que la temperatura alcanzada por el Helio aumenta; aquí ocurren dos fenómenos que se deben de tomar en cuenta, el primero es que a menor flujo másico menor tasa de transferencia de calor, lo que reduce la eficiencia de la transferencia de calor convectivo, sin embargo el segundo fenómeno es que al reducir el flujo másico, el tiempo que tarda en atravesar el fluido al núcleo aumenta, provocando que se transfiera más calor del combustible (pebbles) hacia el fluido haciendo que se acerque cada vez más al equilibrio térmico.

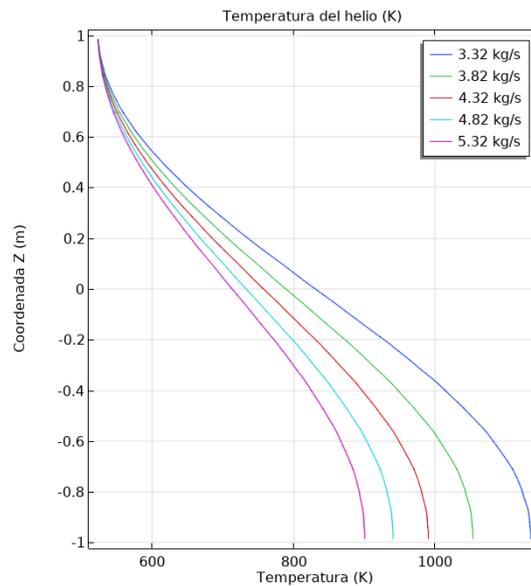


Figura 23. Comportamiento de la temperatura de helio al variar el flujo másico.

Para el caso de la temperatura del combustible (**Figura 24**), ocurre lo mismo, al aumentar el flujo másico la transferencia de calor convectiva aumenta, pero el tiempo en el que fluido se encuentra en contacto con las esferas disminuye, provocando que haya una reducción en la transferencia de calor total ya que para ese flujo másico de 5.32 [kg/s] la altura del núcleo que es de 1.97 [m], sin embargo, no es la óptima ya que no se alcanza a transferir la mayor cantidad de calor de las esferas hacia el helio.

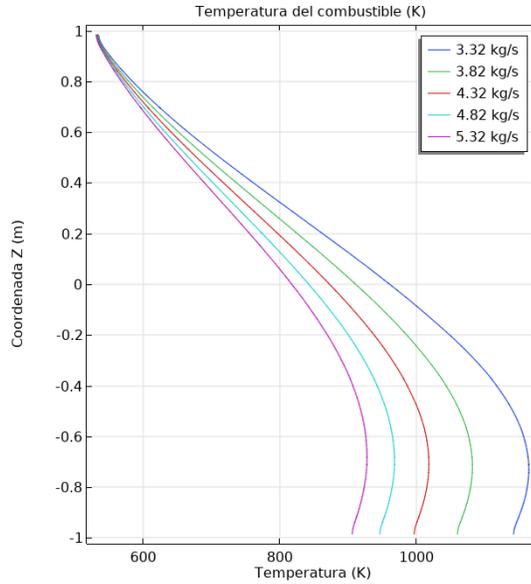


Figura 24. Comportamiento de la temperatura del combustible variando el flujo másico

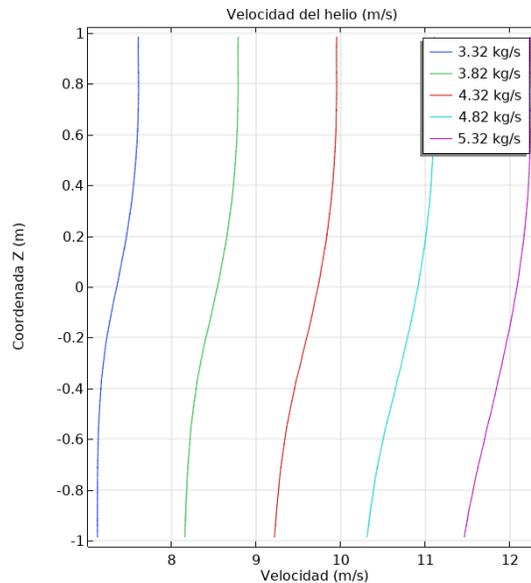


Figura 25. Comportamiento en la velocidad del helio.

Como se observó en la **Figura 23** y la **Figura 24**, al disminuir el flujo de Helio la energía suministrada del combustible hacia el flujo de Helio es mayor y por ende la temperatura aumenta debido a que el Helio necesita más tiempo para pasar a través el núcleo. Esto se ve influenciado directamente en la velocidad que toma el Helio, ya que la temperatura interviene con la viscosidad dinámica del fluido. Por ejemplo, si se toma la curva con 5.32 [kg/s] se puede observar en la **Figura 25** que es la que tiene una mayor velocidad ya que la

temperatura alcanzada por el fluido es la menor de los casos de estudio, y revisando la **Figura 23** se observa que, a ese mismo flujo, la temperatura del fluido es la menor de todas.

7.1.4 Porosidad del núcleo

En esta sección se estudia el comportamiento del reactor considerando un número diferente de pebbles, pero conservando la misma potencia térmica del reactor de 10 [MWt]. El cambiar el número de pebbles totales en el reactor implica que la porosidad aumente si las pebbles disminuyen y viceversa. Se seleccionaron casos que van de 23,000 con una porosidad de 0.48 hasta 31,000 con una porosidad de 0.30 y, para cada caso de estudio tiene una diferencia de 2,000 pebbles siendo el número de 27,000 pebbles, el dato nominal con una porosidad de 0.39. En la **Figura 26** y **Figura 27** se puede observar cómo al aumentar la porosidad (menor número de pebbles totales) del núcleo esto afecta directamente a un campo de temperatura menor, a comparación de cuando la porosidad disminuye, es decir, que hay un mayor número de pebbles en el sistema.

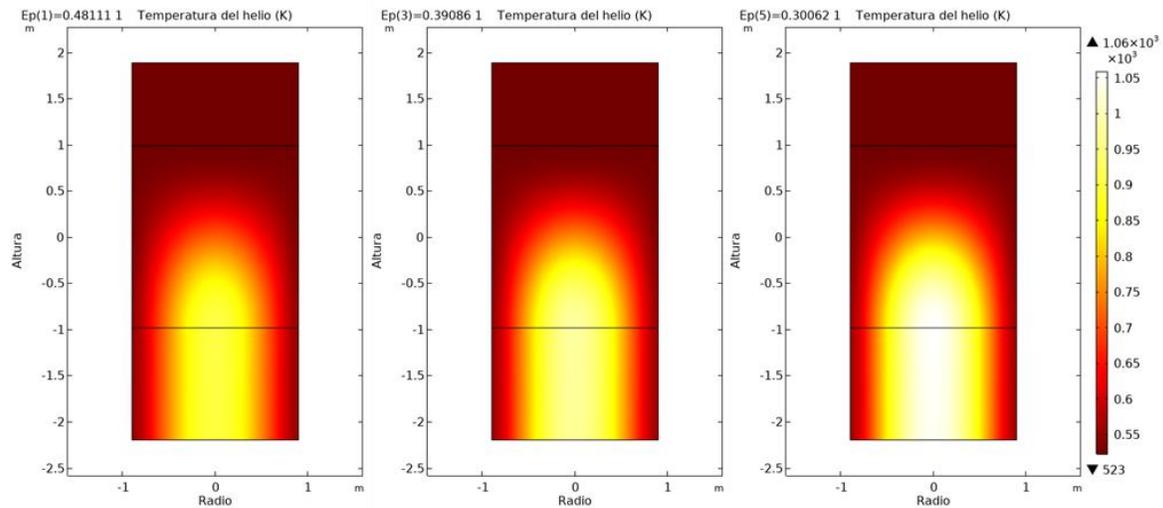


Figura 26. Comportamiento de la temperatura 2D de Helio al variar la porosidad del núcleo

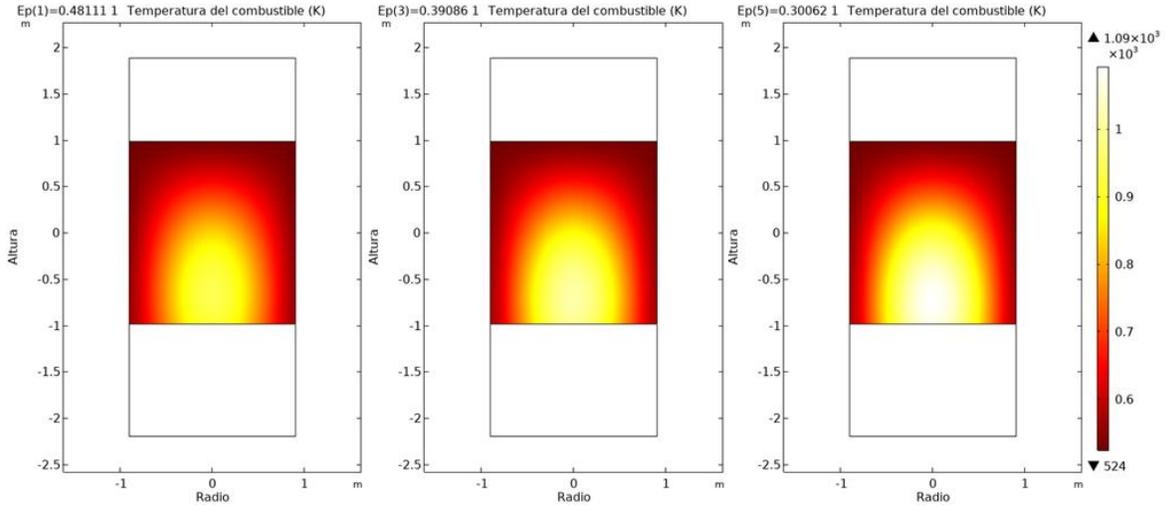


Figura 27. Comportamiento de la temperatura 2D del combustible al variar su porosidad.

En este caso de estudio (**Figura 28**), al conservar todos los datos de manera nominal en especial la potencia y variar únicamente la cantidad de pebbles totales, se observa como a menor número de pebbles de 23,000 con porosidad de 0.48, la temperatura que toma el fluido es menor a diferencia de si tomamos una cantidad de pebbles de 31,000 con una porosidad de 0.30 la temperatura aumenta. Esto sucede ya que al reducir el número de pebbles totales el área de transferencia de calor disminuye, ocurre todo lo contrario cuando aumentamos las pebbles totales.

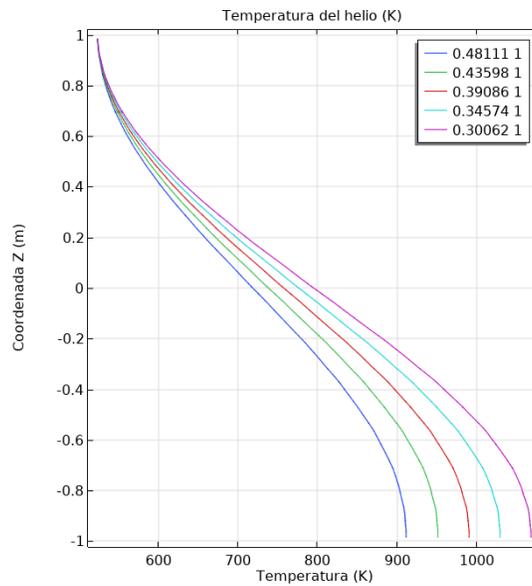


Figura 28. Comportamiento de la temperatura en el fluido al variar el número de pebbles totales.

La distribución de temperatura del combustible (**Figura 29**) tiene el mismo comportamiento que la temperatura del Helio, haciendo que a mayor número de pebbles se obtiene una mayor temperatura tanto para el combustible como el helio. Esto es debido a que, en un lecho más denso, es decir, con menor porosidad (mayor número de pebbles) se puede transferir el calor de manera más uniforme hacia el fluido.

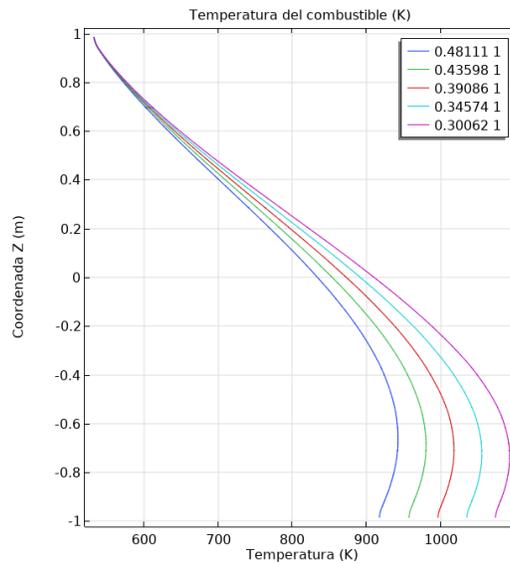


Figura 29. Comportamiento de la temperatura del combustible al variar el número de pebbles totales.

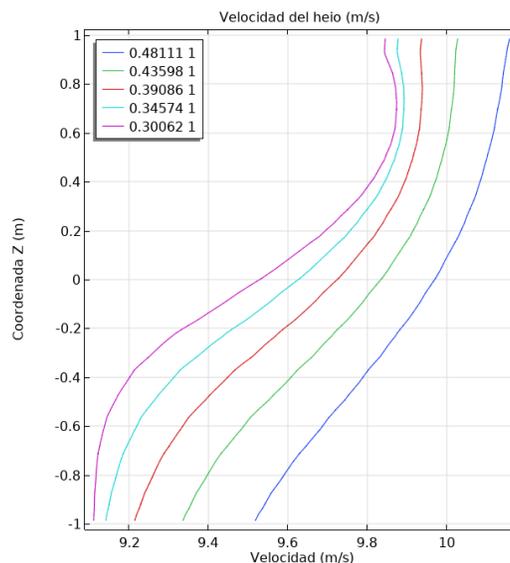


Figura 30. Comportamiento de la velocidad del helio al variar el número total de pebbles.

Al tener un número menor de pebbles totales, el tiempo que reside el fluido en el núcleo (medio poroso) es menor, lo que hace que el fluido pueda moverse más rápidamente

disminuyendo así la transferencia de calor y por ende la temperatura de Helio, esto se ve refleja tanto en la **Figura 30** como en la **Figura 28** ya que al tener un empaquetado menos denso de 0.48 (23,000 pebbles) la temperatura es la menor de todas y por lo tanto la viscosidad dinámica del fluido no es tan afectada a comparación de una porosidad de 0.30 (31,000 pebbles) lo que hace que el fluido aumente su temperatura y el tiempo de residencia del fluido sea mayor y por ende la velocidad sea menor.

7.1.5 Temperatura de entrada del helio

En este apartado se muestra un cambio en la temperatura de entrada del Helio al de 503.15 [K] a 543.15 [K] con un intervalo de 10 [K], siendo la temperatura nominal de 523.15 [K].

Como se puede observar en la **Figura 31** y **Figura 32**, al cambiar la temperatura de entrada del refrigerante de helio la temperatura en la salida del núcleo tiene la misma diferencia de 10 [K] que, en la entrada, esto puede observarse de mejor manera en los siguientes perfiles de temperatura de manera axial. Para esta ocasión se decide no poner el campo de velocidad de manera comparativa como en la temperatura, esto es debido a que no se puede apreciar de manera visual un cambio significativo.

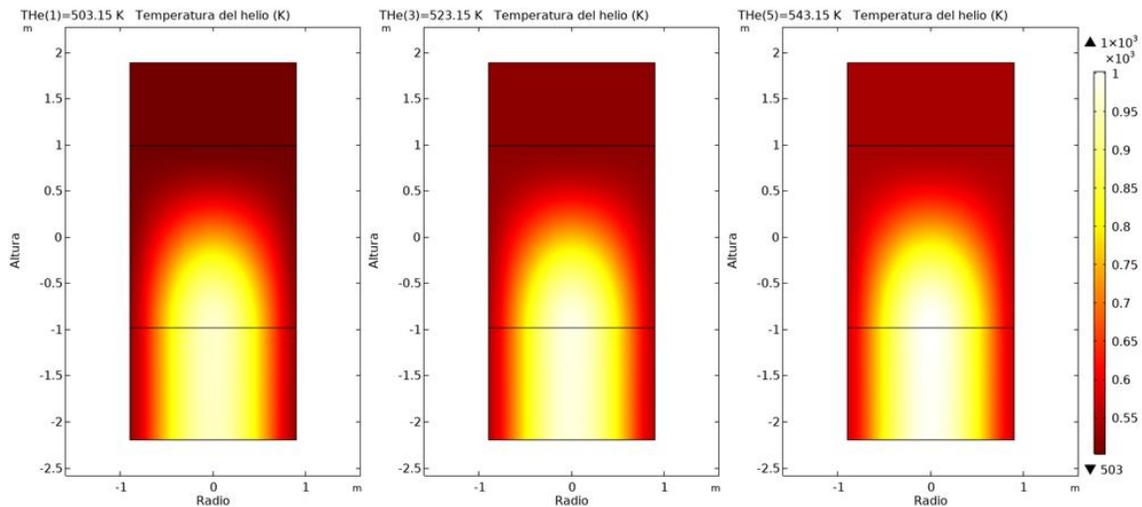


Figura 31. Campo de temperatura del helio 2D

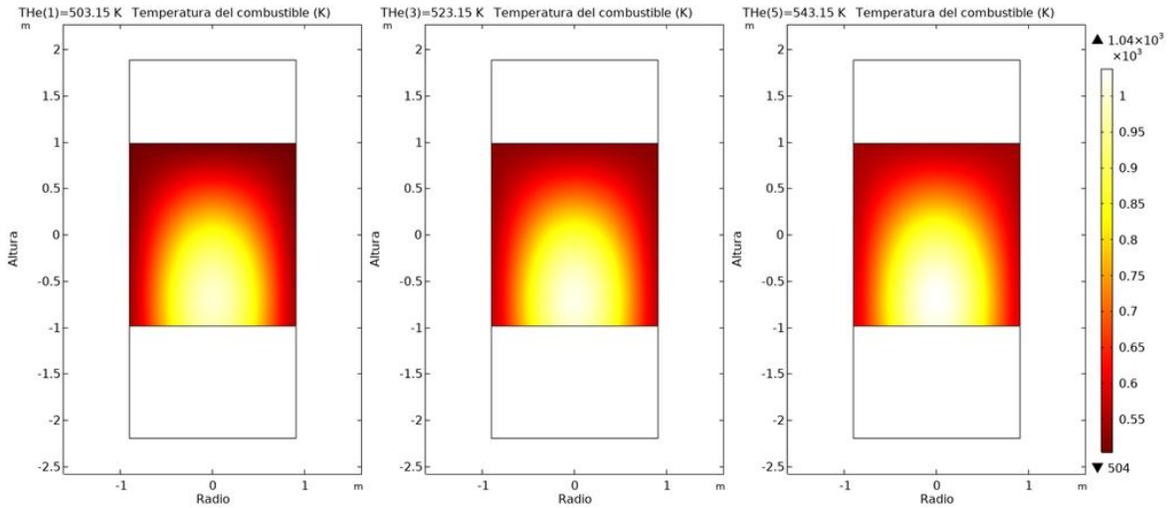


Figura 32. Campo de temperatura del combustible 2D.

Al variar la temperatura de entrada del Helio (**Figura 33**), no afecta de manera sustancial su comportamiento ya que la diferencia de temperatura entra cada caso de estudio que es de 10 [K] este se conserva a la salida.

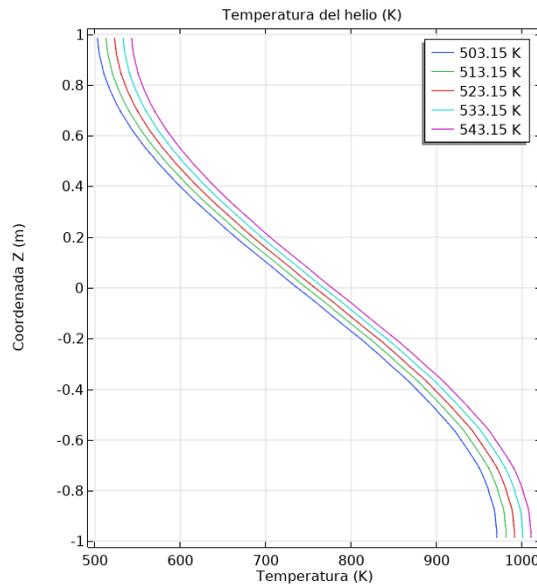


Figura 33. Comportamiento de la temperatura del Helio al variar su temperatura de entrada.

En este caso, en la **Figura 34**, se aprecia que al aumentar la temperatura de entrada del Helio es que la temperatura de salida aumenta en la misma cantidad, es decir, que en cualquier punto del reactor la diferencia de temperaturas entre cada estudio será la misma.

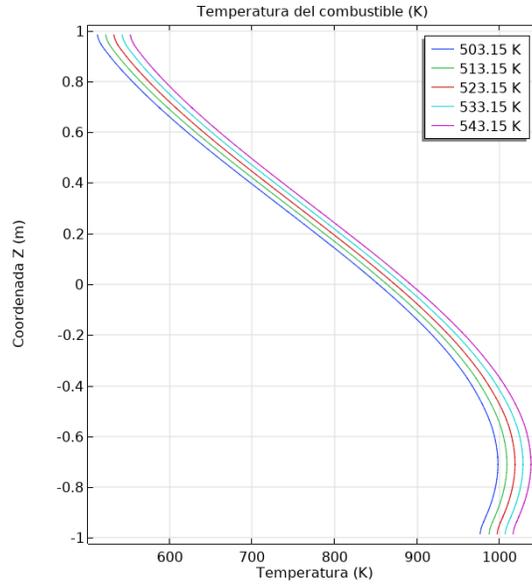


Figura 34. Comportamiento de la temperatura del combustible variando la temperatura de entrada del Helio.

Para el caso de la velocidad (**Figura 35**) del helio se puede observar como a mayor temperatura de entrada del helio, la velocidad de entrada y salida es menor a comparación de las demás curvas, de igual manera se puede observar para cada caso de estudio, que la temperatura de salida de sí mismos es menor que la de entrada.

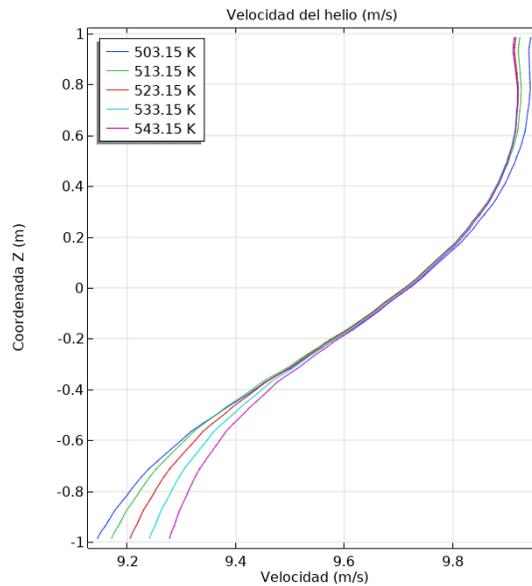


Figura 35. Velocidad del helio al aumentar la temperatura de entrada del helio.

7.2 Resultados en estado transitorio

A continuación, se presentan los resultados en estado transitorio, lo cual es de suma importancia ya que permiten crear planes de control para prevenir riesgos. Los estudios en estado transitorio permiten ver el comportamiento del reactor ante eventos de accidente como pérdida parcial o total de refrigerante, así como un aumento de este mismo (LOFA, Loss of Flow Accident), incremento o aumento de potencia, aumento o disminución en la temperatura de refrigerante, inserción de reactividad positiva, lo que implica un aumento de potencia ya sea global de todo el núcleo o focalizado, inserción de reactividad negativa, esto se hace para evaluar la estabilidad del reactor, y por último, como caso particular para este tipo de reactor, el transitorio de disminución o aumento de elementos de combustible en cantidades no controladas, esto se hace para estudiar el impacto que se tiene en la reactividad y estabilidad del reactor. Como primer estudio, se realizarán transitorios sin incluir la retroalimentación por reactividad, es decir, se estudiará únicamente la termohidráulica y como segundo estudio, se llevará a cabo el acoplamiento de la termohidráulica, procesos neutrónicos y la reactividad, los cuales se presentarán en el Capítulo 8.

Es importante mencionar que los estados transitorios termohidráulico tienen como valor inicial para el fluido que entra a 523.15 [K], mientras que el combustible se encuentra inicialmente a temperatura ambiente, es decir, 293.15 [K]; por lo tanto, el calentamiento del núcleo como el enfriamiento del núcleo debido al flujo de refrigerante suceden al mismo tiempo; otro dato importante es que el flujo de refrigerante ya se encuentra circulando desde el segundo 0.

7.2.1 Operación normal del reactor

Como primer estudio transitorio se tiene la operación normal del reactor, en el que ningún parámetro nominal tiene cambios, esto se realiza para determinar en cuanto tiempo el reactor se vuelve estable y observar su comportamiento a través del tiempo. En la **Figura 36** se observa que durante los primeros 144 segundos se lleva a cabo el calentamiento del núcleo. Posteriormente, si sigue transcurriendo el tiempo (**Figura 37**) de 192 segundos hasta los 468 segundos puede observarse. con ayuda del campo de temperatura estacionario, que se aproxima al equilibrio, por lo que del segundo 468 en adelante solo se esperaría que combustible se caliente hasta llegar al equilibrio junto con el refrigerante.

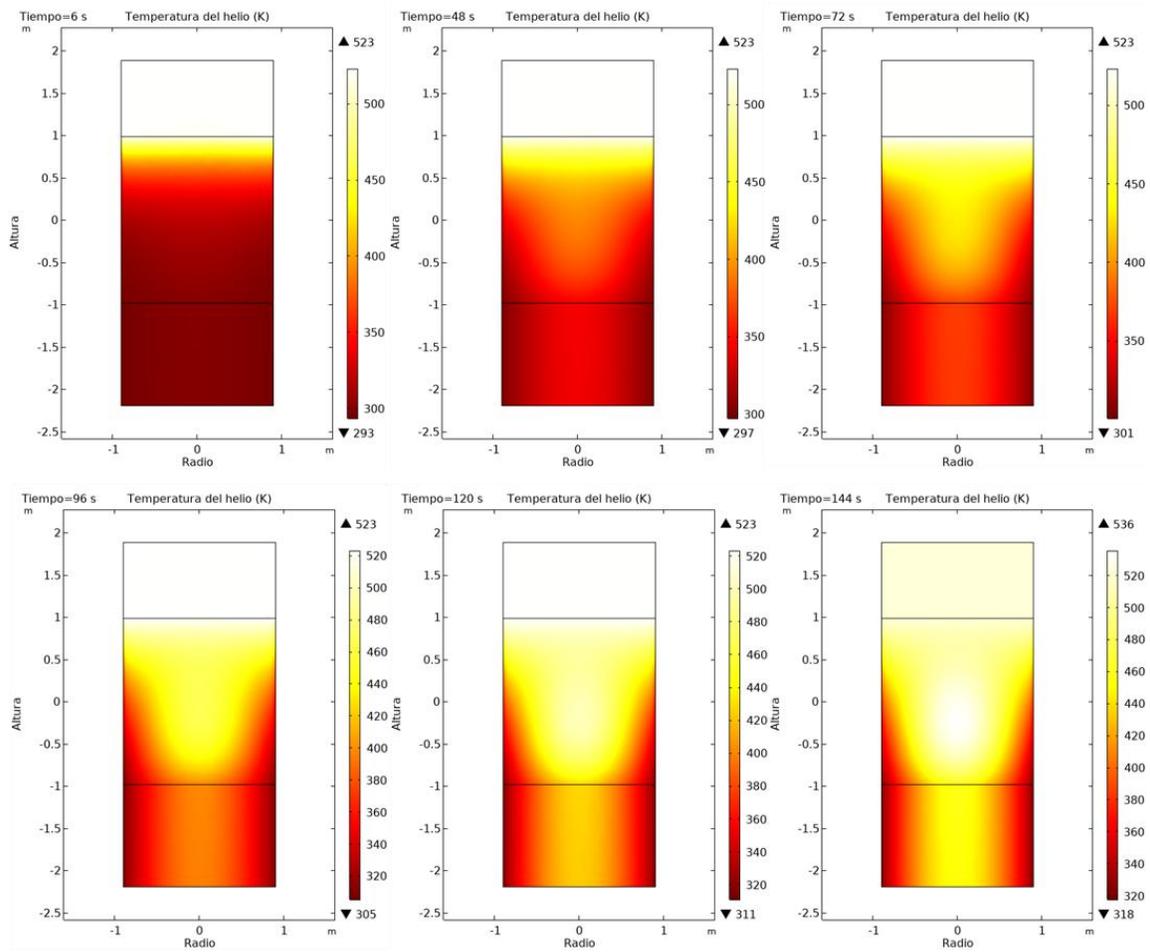


Figura 36. Comportamiento del flujo de refrigerante durante los primeros 144 segundos.

Para que el reactor alcance el equilibrio deben de transcurrir aproximadamente 1,500 segundos (25 minutos) aproximadamente, entonces los cambios después de este tiempo serán mínimos, alcanzando o aproximándose así el estado estacionario, ver **Figura 38**. En el segundo 1,500 la temperatura es inferior por 0.13 [K], por lo que para estudios posteriores se tomara el segundo 1,500 para hacer cambios en los valores nominales como lo es el flujo másico, temperatura de entrada del helio, porosidad y potencia.

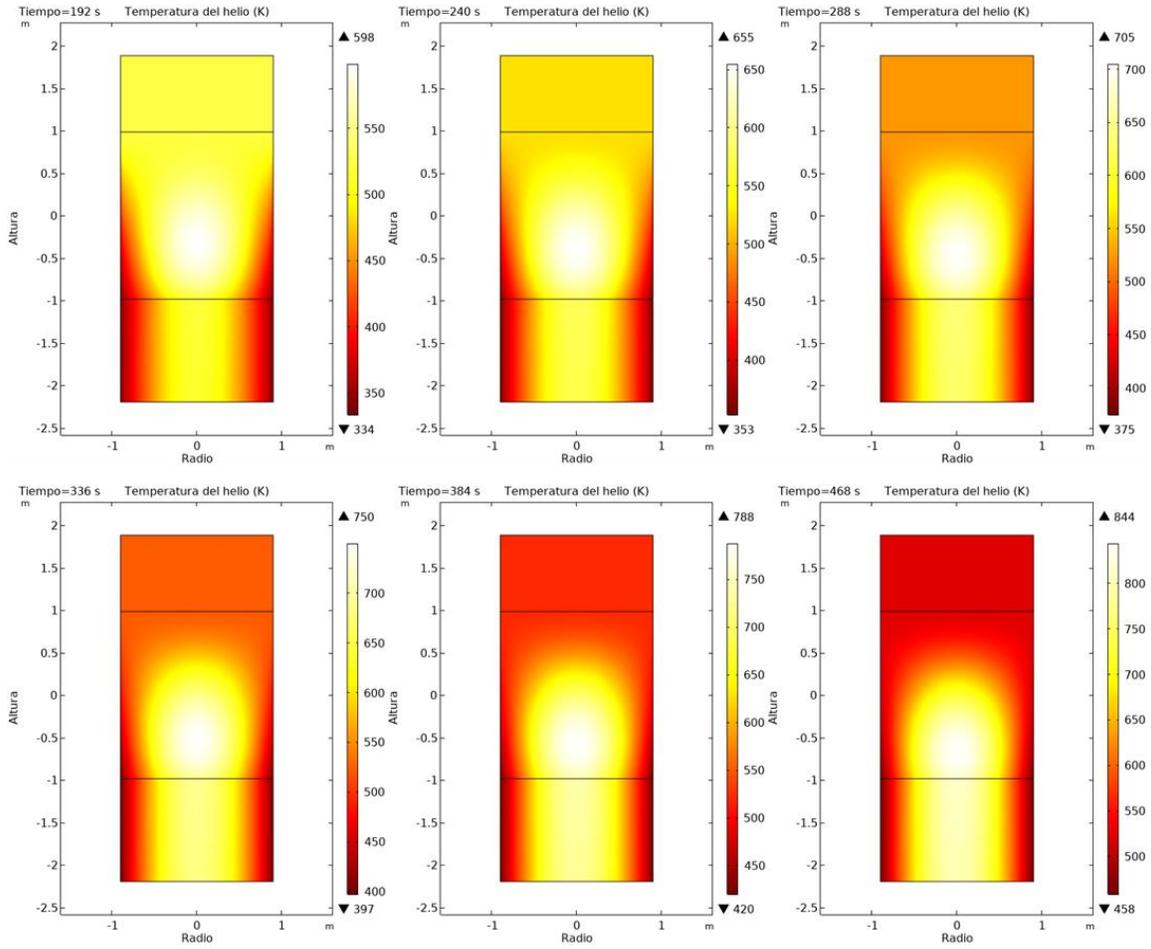


Figura 37. Comportamiento del campo de temperatura de helio estabilizándose

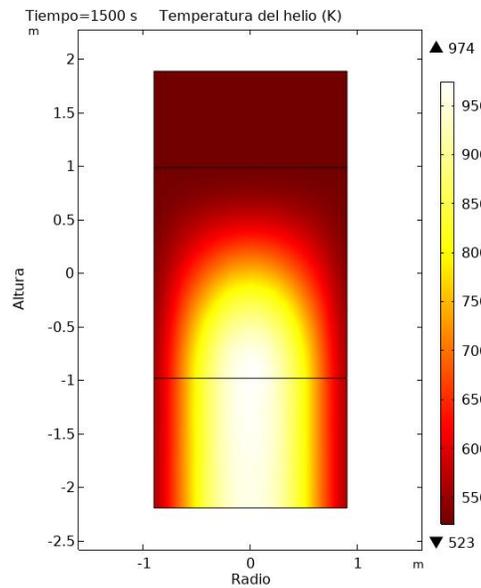


Figura 38. Campo de temperatura del helio aproximándose al equilibrio.

A continuación, en la **Figura 39** se muestra el perfil de temperatura de forma axial tomando como referencia el centro del núcleo. Se puede observar como en el tiempo $t=6s$ la temperatura del flujo de Helio disminuye, esto es debido a que el refrigerante está transmitiendo calor al combustible ya que el núcleo a su vez está arrancando y se encuentra inicialmente a una temperatura de $293.15 [K]$. Por su parte como se menciona anteriormente en el segundo 468 es cuando el perfil de temperatura tiene el mismo comportamiento a diferencia de la temperatura alcanzada en ese tiempo. Por su parte a partir de los 852 segundos es cuando se aproxima al estado estacionario por lo que, al avanzar más el tiempo, la diferencia de temperatura en cada tiempo será cada vez menor hasta llegar a 0. Por ejemplo, del tiempo 852s al 912s existe una diferencia de temperatura aproximada de $5 [K]$, de 912s a 1,032s es de $5 [K]$, de 1,032s a 1,152s es de $3 [K]$ y de 1,152s a 1,500s es de $2 [K]$.

Para el caso del campo de temperatura en el combustible (**Figura 40**), se puede observar como en el segundo 0 al estar en contacto directamente con el flujo de refrigerante que pasa a través de una sección del reflector superior, este inmediatamente empieza a transferir su calor al combustible, además se observa que en ese mismo instante el perfil de temperatura se forma de manera circular en el centro del mismo. Por otra parte, conforme se empieza a calentar en el segundo 192 el combustible se observa cómo se transfiere calor en todo el núcleo a excepción de las paredes, las paredes siempre permanecen frías y es gracias a la condición de no deslizamiento.

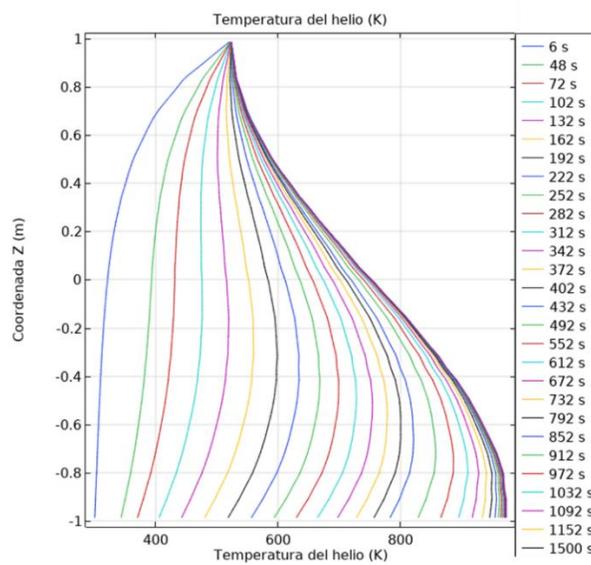


Figura 39. Perfil de temperatura temporal axial de la temperatura de helio.

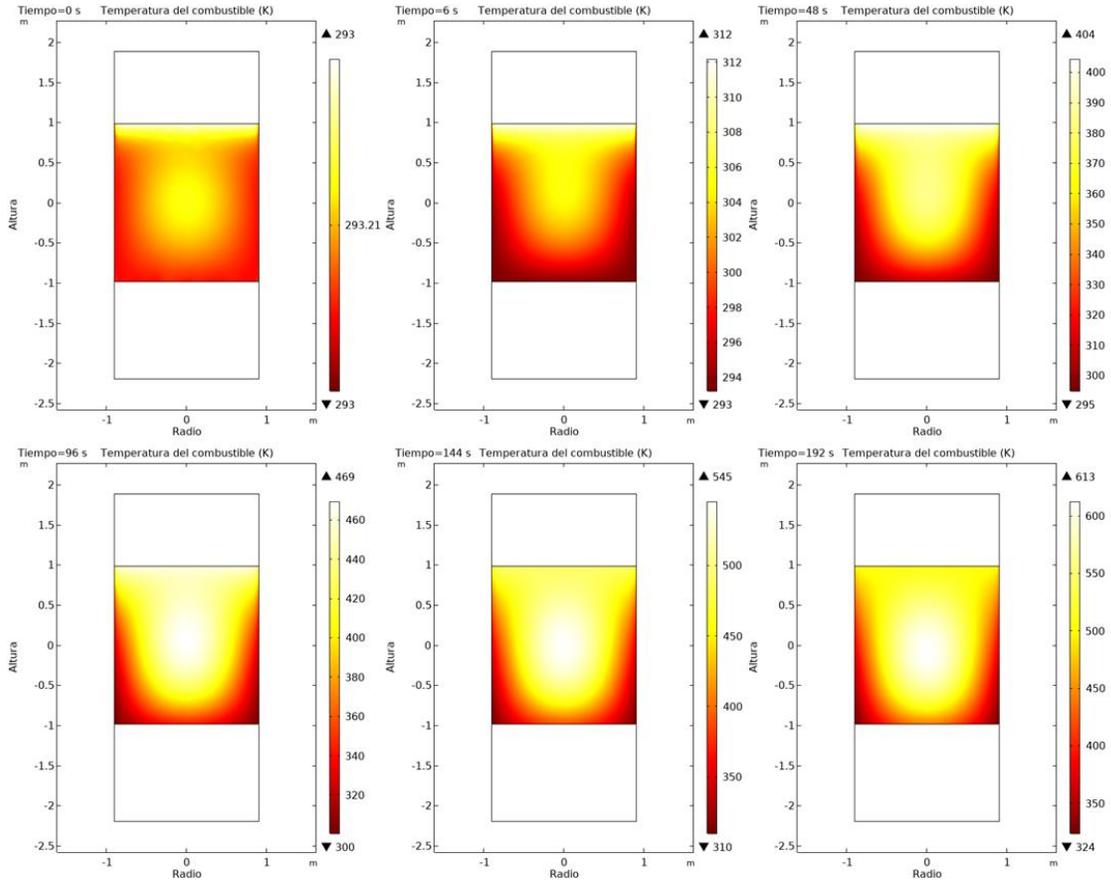


Figura 40. Campo de temperatura del combustible temporal.

En la **Figura 41** se puede observar que el campo de temperatura comienza a estabilizarse cuando el tiempo pasa a 528 segundos, y esto puede compararse con el capítulo anterior en donde se estudia el núcleo del reactor de manera estacionaria. En el segundo 240, puede observarse como es que predomina el calor que es generado por el combustible formándose una especie de orbe en el centro del núcleo, conforme pasa el tiempo y mientras la velocidad se estabiliza, conforme pasa el tiempo, la velocidad y temperatura del fluido, así como el calor generado por el combustible es como se empieza a estabilizar en el segundo 720.

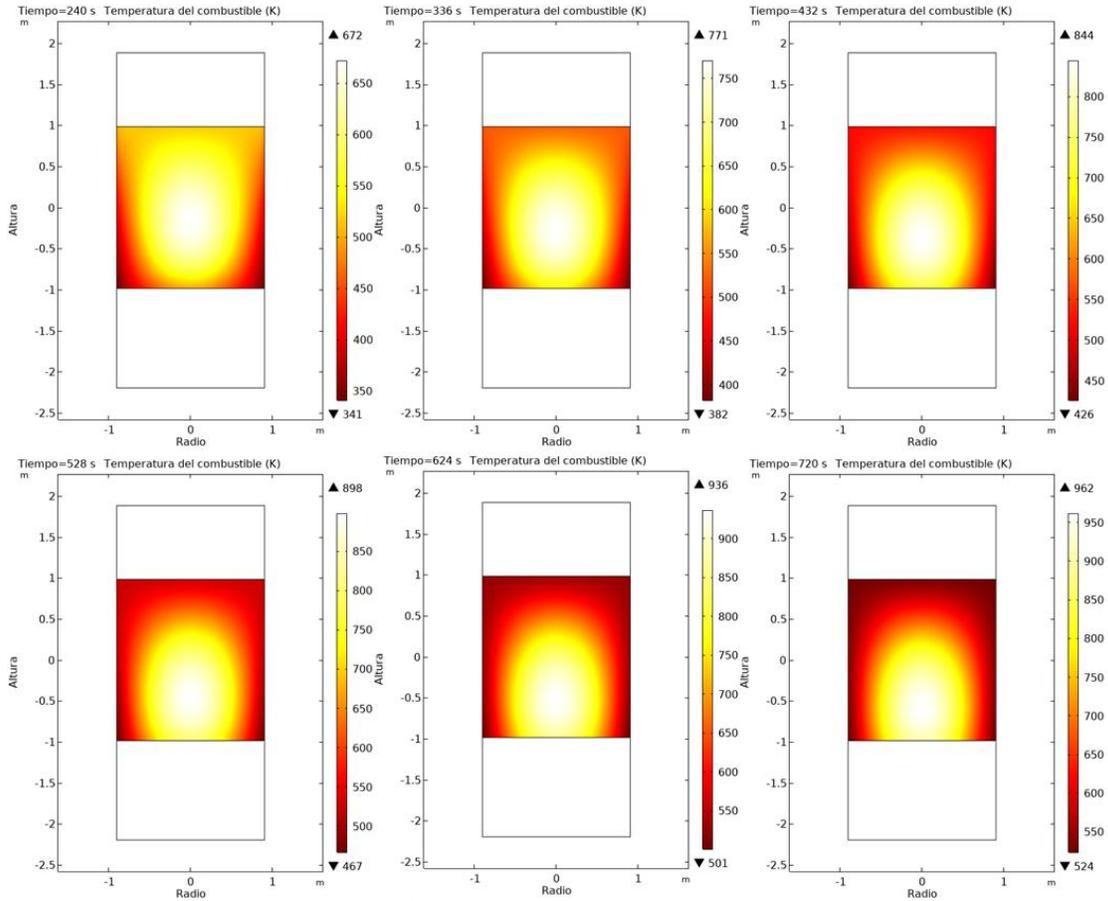


Figura 41. Campo de temperatura del combustible estabilizándose

De igual manera que en el caso del refrigerante, en el segundo 1,500 es cuando el combustible se encuentra o se aproxima al equilibrio termodinámico (**Figura 42**), a diferencia de que se encuentra aproximadamente a 0.13 [K] por debajo del estado estacionario para el helio como para el combustible. Por ende, a partir del segundo 1,500 en adelante se harán cambios en las propiedades nominales del reactor y se hará un análisis en la cual se hará un promedio en volumen del reactor desnudo para la temperatura del combustible, temperatura del helio y velocidad del helio.

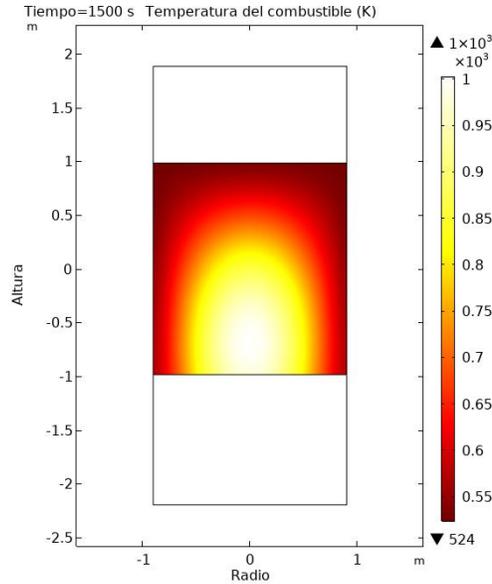


Figura 42. Campo de temperatura del combustible en equilibrio.

En la **Figura 43**, se muestra el perfil de temperatura del combustible de manera Axial, en el segundo 6 se puede observar que aún se encuentra en equilibrio el combustible del reactor con el ambiente. Se puede observar que hasta el segundo 192 la temperatura en la parte inferior del núcleo de 457 [K] es menor que en la parte superior que tiene una temperatura aproximada de 514 [K]. A partir del segundo 288 el perfil de temperatura empieza a tener el mismo ya que entra a 527 [K] y sale a 578[K] comportamiento que el estado estacionario a diferencia de que las temperaturas no son las mismas. Conforme más se acerque el estado estacionario se puede observar que la diferencia de temperatura entre cada paso de tiempo es menor acercándose a cero.

Por su parte, el campo de velocidad del helio es indistinto para la vista en 2D, por lo que se opta en presentar los perfiles de velocidad a través del tiempo en la zona del núcleo central de forma axial (**Figura 44**). Como puede observarse, en el segundo 6 el comportamiento es similar a todos los pasos de tiempo. La velocidad del fluido tiende a disminuir debido a que se calienta el Helio y su viscosidad dinámica aumenta conforme pasa el tiempo.

En las figuras de a continuación (**Figura 45**, **Figura 46** y **Figura 47**), se muestra el comportamiento de la temperatura del helio, la temperatura del combustible y de la velocidad del helio en forma de promedio, este promedio se realiza en el dominio del reactor desnudo;

de igual manera se grafica de manera punto la temperatura del combustible en el punto más caliente que se encuentra en las coordenadas (0, 0, -0.705 m), para la temperatura del helio se encuentra en el punto (0, 0, -0.985 m). El motivo de realizar un análisis en el punto más caliente es determinar si supera o no la temperatura limite permitida para las pebbles.

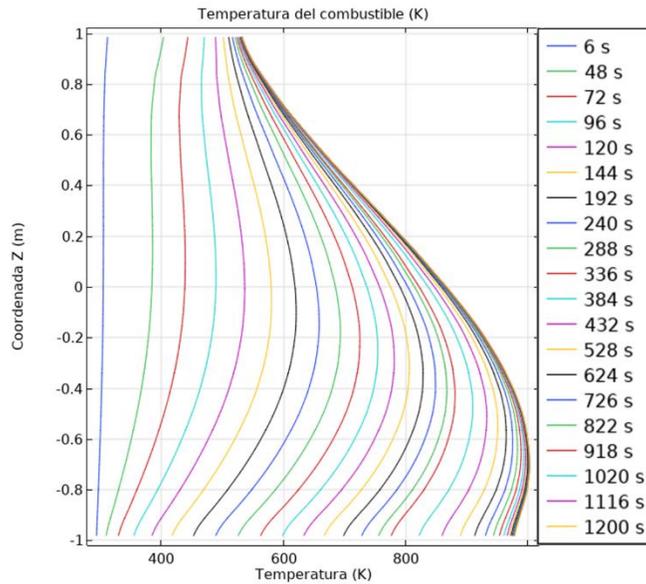


Figura 43. Perfil de temperatura temporal axial del combustible.

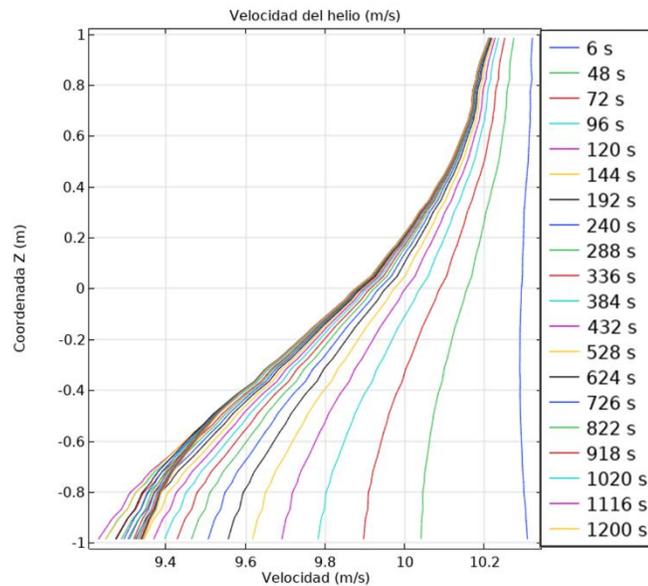


Figura 44. Perfil de temperatura axial del helio temporal.

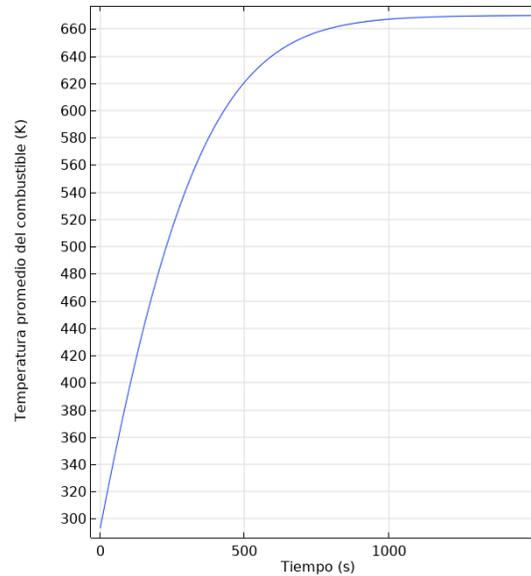


Figura 45. Temperatura promedio del combustible nominal

Se observa en **Figura 45** que en el segundo 0 la temperatura del combustible se encuentra a 293.15 [K], conforme transcurre el tiempo, el combustible comienza a calentarse y se enfría al mismo tiempo debido al flujo de helio. En el segundo 1,000 es cuando la temperatura comienza a comportarse de manera asintótica, aquí, en este tiempo, la temperatura promedio del combustible es de 667.79 [K], mientras que para el estado estacionario su temperatura promedio es de 670.02 [K]; por lo tanto, a partir del segundo 1,000 en adelante el comportamiento que presenta es cuasiestático, es decir, que no se presentan cambios dinámicos importantes o los cambios a partir de este tiempo son graduales. En el segundo 1,500 la temperatura promedio es de 669.91 [K] con una diferencia entre el estado estacionario de 0.11 [K].

La temperatura promedio del fluido (**Figura 46**) en el segundo 0 se encuentra a 523.15 [K] que es la temperatura que entra al núcleo del reactor; después de unos cuantos segundos el fluido se enfría debido a que está transmitiendo su calor a las pebbles, por esta razón se ve un pico hacia abajo brusco de disminución de temperatura. A continuación, la temperatura promedio del helio comienza a calentarse y, en el segundo 1,000 nuevamente es cuando el comportamiento de la curva se vuelve asintótica. En el segundo 1,000 la temperatura promedio del helio es de 632.49 [K] y la temperatura promedio del helio en estado estacionario es de 633.70 [K], es decir, se encuentra a 1.21 [K] por debajo del estado

estacionario. Para el segundo 1,500 su comportamiento es cuasiestático con una temperatura promedio de 633.65 [K] quedando por debajo del estado estacionario en 0.05 [K].

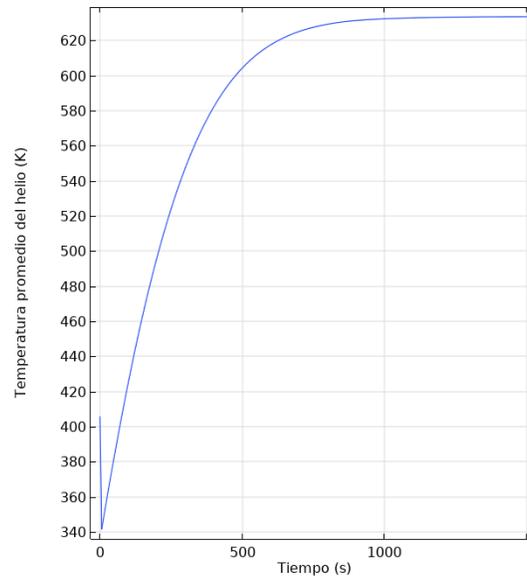


Figura 46. Temperatura promedio del helio nominal.

Para el caso de la velocidad promedio del helio (**Figura 47**) se observa que al segundo 0 se encuentra a 10.22 [m/s] y conforme se calienta el helio y el combustible a la vez y conforme pasa el tiempo, este disminuye su velocidad conforme pasa el tiempo de la forma $1/x$. Sin embargo, se observa que a partir del segundo 750 aproximadamente, la velocidad que tiene el helio es de 10.19789 [m/s], es decir, que, a partir de este segundo, el comportamiento de la velocidad es cuasiestático. En el segundo 1,500 la velocidad del fluido es de 10.19780 [m/s] mientras que la velocidad promedio del helio en estado estacionario es de 10.19776, es decir, que en el segundo 1,500 la velocidad del helio es 0.0004 [m/s] mayor que el estado estacionario.

En el caso de la temperatura punto del combustible a través del tiempo (**Figura 48**), se observa que no ocurre lo mismo que en las temperaturas promedios, es decir, que en el segundo 1,000 no se encuentra en estado cuasiestático. Para el caso de la temperatura punto del combustible se vuelve cuasiestático aproximadamente en el segundo 1,200 con una temperatura máxima de 1,000.93 [K], mientras que el estado estacionario tiene una temperatura máxima de 1003.20 [K]; por otra parte, en el segundo 1,500 la temperatura

máxima que logra alcanzar el combustible es de 1,003.05 [K], es decir que es 0.15 [K] menor que el estado estacionario.

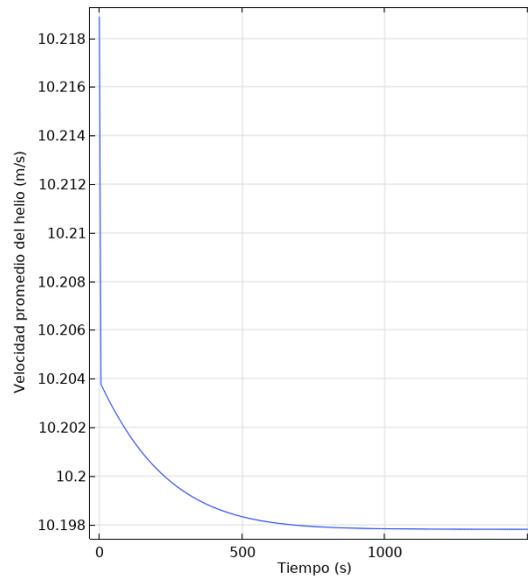


Figura 47. Velocidad promedio del helio nominal

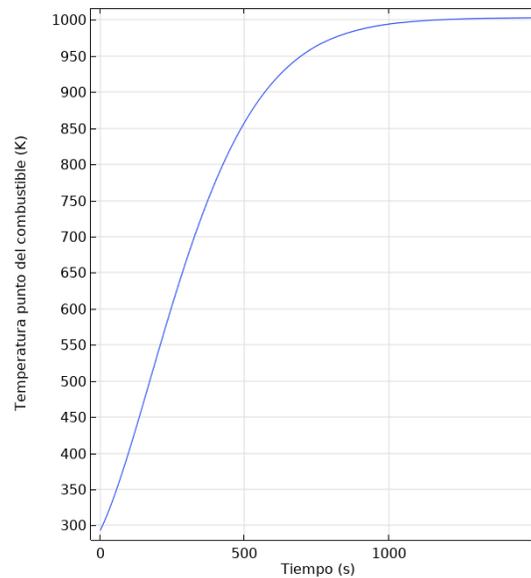


Figura 48. Temperatura punto del combustible nominal.

En la **Figura 49**, se presenta la temperatura punto del helio, al igual que la temperatura punto del combustible se observa que a partir del segundo 1,200 esta se comporta de manera cuasiestático, con una temperatura máxima de 972.74 [K] mientras que la temperatura máxima en el estado estacionario es de 975.36 [K]. Para el segundo 1,500 la temperatura

máxima alcanza por el helio es de 975.13 [K], es decir que es 0.23 [K] menor que el estado estacionario.

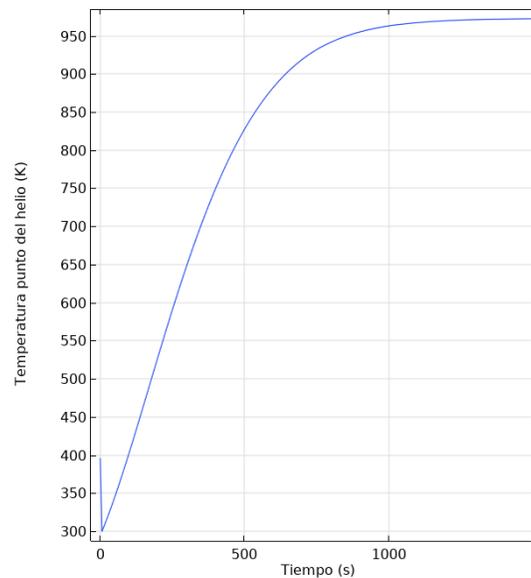


Figura 49. Temperatura punto del helio nominal.

En la **Figura 50** se observa que del segundo 0 hasta el segundo 600 se observa un decremento rápido en la velocidad del helio que va de 10.33 [m/s] hasta 9.23 [m/s] aproximadamente, lo que implica que la propiedad física de la viscosidad dinámica del helio aumenta debido a un incremento de temperatura en el helio, debido a la transferencia de calor del combustible. Se puede apreciar que a partir del segundo 600 en adelante hay un cambio abrupto en la velocidad del helio, esto es debido a que el punto caliente en el segundo 600 se encuentra por encima del punto seleccionado con coordenadas (0, 0, -0.985 m) y, después del segundo 600 este punto caliente se va recorriendo hacia el punto seleccionado. A partir del segundo 1,200 es cuando la velocidad del helio se comporta de manera cuasiestática con una velocidad punto de 9.3395 [m/s] mientras que en el estado estacionaria esta tiene una velocidad de 9.3443 [m/s]; para el segundo 1,500 la velocidad es de 9.3429.

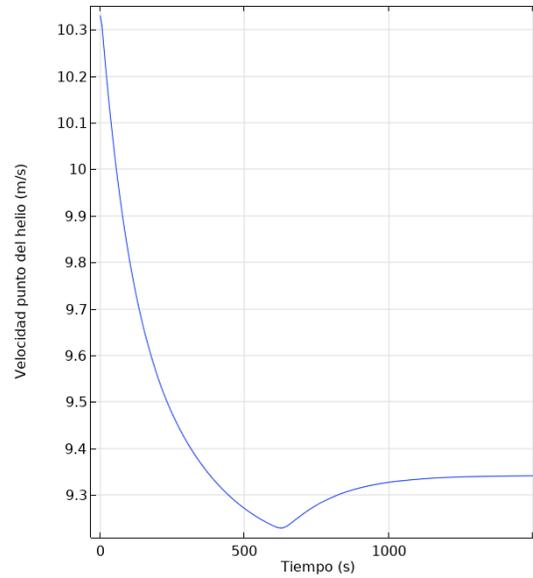


Figura 50. Velocidad punto del helio nominal

En la **Figura 51**, se muestra el comportamiento de la temperatura del helio en 2D en el segundo 600 mostrando como el punto caliente se encuentra por encima del punto seleccionado, mientras que en el segundo 1,500 el punto ya se encuentra aproximadamente en el punto seleccionado.

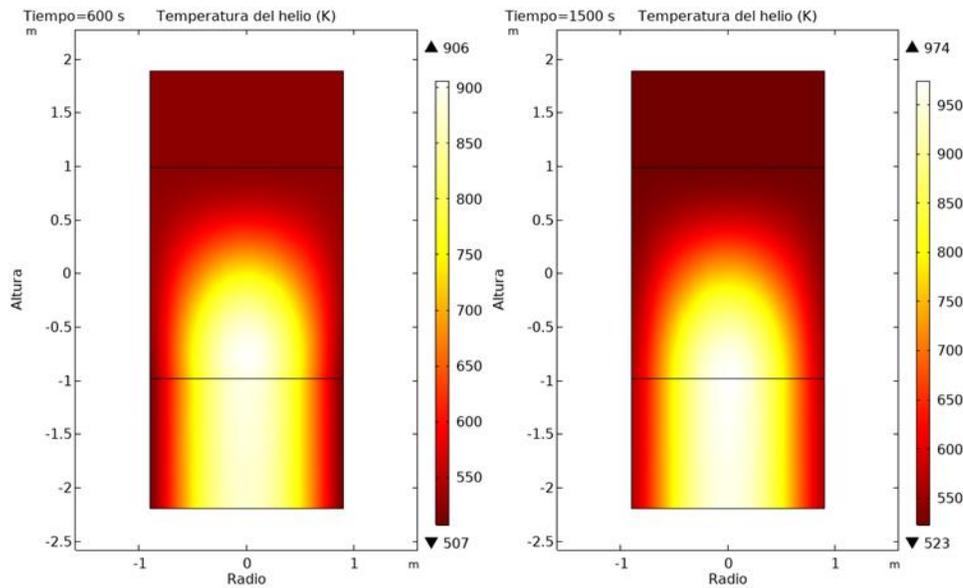


Figura 51. Temperatura del Helio 2D en el segundo 600 y 1500

Así mismo, se puede apreciar como el punto caliente se encuentra por encima del punto seleccionado de estudio, haciendo que la velocidad del helio tenga un cambio abrupto como se observa en la **Figura 50**.

7.2.2 Potencia térmica del reactor

A partir del segundo 1,500 es cuando se efectuaran cambios en las propiedades nominales del reactor, ya que se observó en la sección anterior que, a partir de ese tiempo se encuentra en un estado cuasiestático, por lo que los cambios serán graduales. En este caso se varia la potencia térmica del reactor en 10, 8 y 6 [MW] hasta un tiempo de 3,600 segundos.

Se tiene una disminución en la temperatura promedio del combustible (**Figura 52**), la temperatura de este mismo disminuirá que va desde los 670.04 [K] para 10 [MW], 640.61 [K] para 8 [MW] y 611.20 [K] para 6 [MW], con una disminución promedio de 30 [K] entre cada caso de estudio para el segundo 3,600.

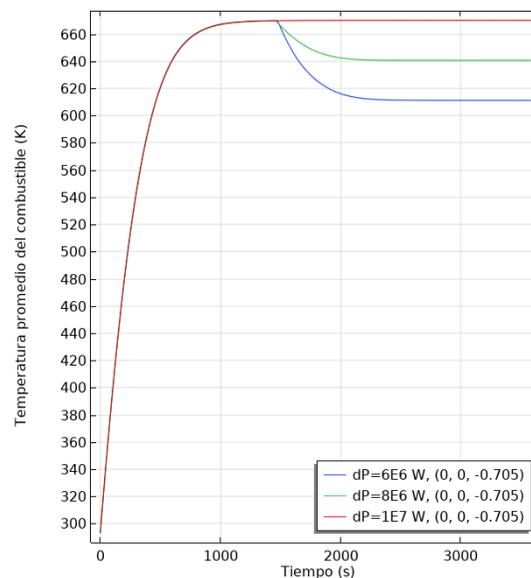


Figura 52. Temperatura promedio del combustible al variar la potencia térmica.

A partir del segundo 1,500 es cuando se provoca inmediatamente una disminución de potencia del reactor, provocando que la temperatura promedio del helio (**Figura 53**) disminuya casi en la misma proporción que la temperatura del combustible (**Figura 52**). Después de efectuar el cambio en la potencia nominal del reactor; para la potencia térmica de 8 [MW] aproximadamente en el segundo 2,200 después de efectuar el cambio, llega nuevamente a un estado cuasiestacionario, mientras que para la potencia térmica de 6 [MW]

llega a este nuevo estado cuasiestacionario al segundo 2,400; El disminuir la potencia térmica nominal del reactor requiere un mayor tiempo de simulación para que se estabilice el reactor. Para el segundo 3,600 la temperatura alcanzada para la potencia de 10 [MW] es de 633.72 [K], para 8 [MW] es de 611.32 [K] y para 6 [MW] es de 589.05 [K] con una disminución aproximada de 20 [K] en cada caso de estudio.

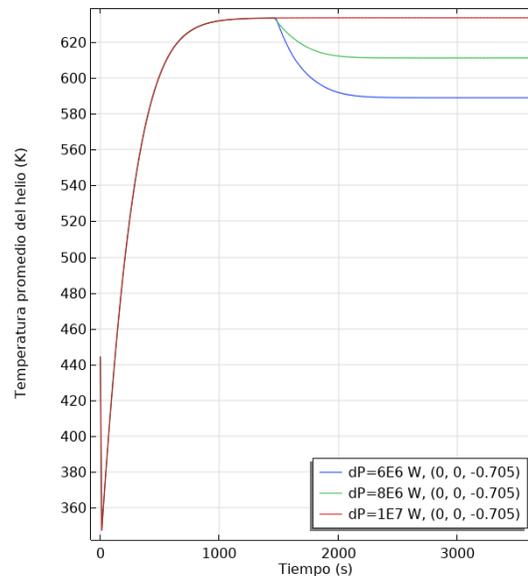


Figura 53. Temperatura promedio del helio al variar la potencia térmica.

La energía transferida del combustible hacia el helio hace que la temperatura del helio promedio aumente de igual manera provocando que la viscosidad dinámica del helio aumente y a la vez sucede que el helio se expande debido a una disminución de su densidad. El que la viscosidad crezca y la densidad disminuya, es un indicativo de que el fluido obtiene una resistencia a fluir, lo que hace que la velocidad disminuya tal y como lo muestra la **Figura 54**.

Como se puede observar, el disminuir la temperatura promedio del helio en 20 [K] aproximadamente, la velocidad promedio del helio no tiene un cambio significativo respecto a la temperatura de sí mismo. En el segundo 1,500 la velocidad que se alcanza en 10 [MW] es de 10.19779 [m/s], la velocidad para 8 [MW] es de 10.19808 [m/s] y la velocidad para 6 [MW] es de 10.19838 [m/s] por lo que el cambio aproximado entre cada caso de estudio es de 3×10^{-4} [m/s].

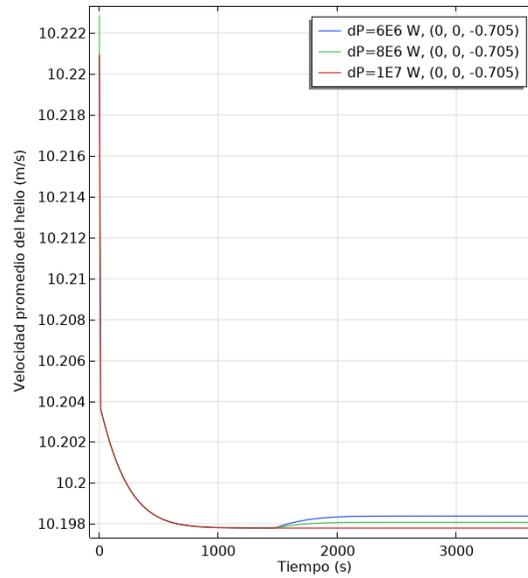


Figura 54. Velocidad promedio al variar la potencia térmica del reactor

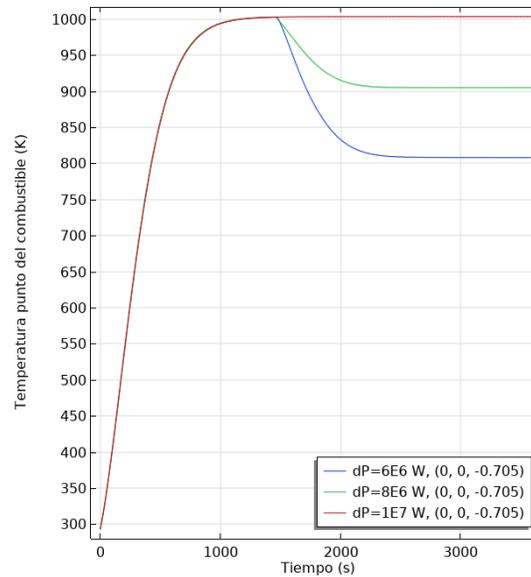


Figura 55. Temperatura punto del combustible al variar la potencia térmica del reactor

La temperatura punto del combustible (**Figura 55**) tiene el mismo comportamiento que su promedio, con la única diferencia de que aquí se presenta una mayor temperatura para cada uno de los tres casos de estudio. Se observa que a menor potencia nominal del reactor se necesita más tiempo para que el reactor llegue al estado estacionario, por ejemplo, para una potencia de 6 [MW] al igual que en la temperatura promedio, se necesita al menos 900 segundos después de la perturbación para llegar al estado cuasiestático, o, dicho de otro

modo, del segundo 1,500 al 2,400 aproximadamente es cuando se aproxima al estado estacionario. Para la potencia de 8 [MW] necesita un tiempo menor de aproximadamente 700 segundos después de la perturbación para que se aproxime al estado estacionario.

De igual manera que en las gráficas anteriores, el tiempo necesario para que la temperatura punto del Helio (**Figura 56**) después de la perturbación para 8 [MW] es de 900 segundos, mientras que para el caso de 6 [MW] se requieren 700 segundos después de la perturbación para que se aproximen ambos al estado estacionario.

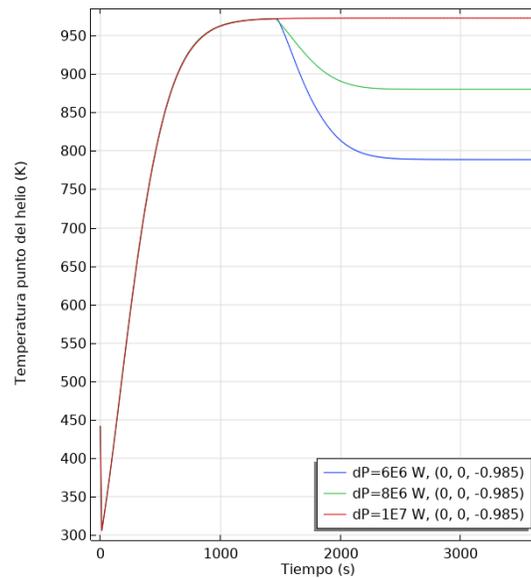


Figura 56. Temperatura punto del helio al variar la potencia térmica del reactor.

La velocidad punto del helio, se observa que del segundo 0 hasta el 600 hay una disminución abrupta en la velocidad que va desde 10.31 [m/s] hasta 9.23 [m/s], después del segundo 600 debido a que el foco caliente se va desplazando con el tiempo tal y como se observa en la **Figura 57**, es que hay un incremento de velocidad; en el segundo 1,500 que es cuando se emplea el cambio es debido a que el estudio nominal llega a un estado cuasiestático. Después de efectuar el cambio de potencia se observa que para el segundo 2,400 ambos estudios llegan a un estado cuasiestático.

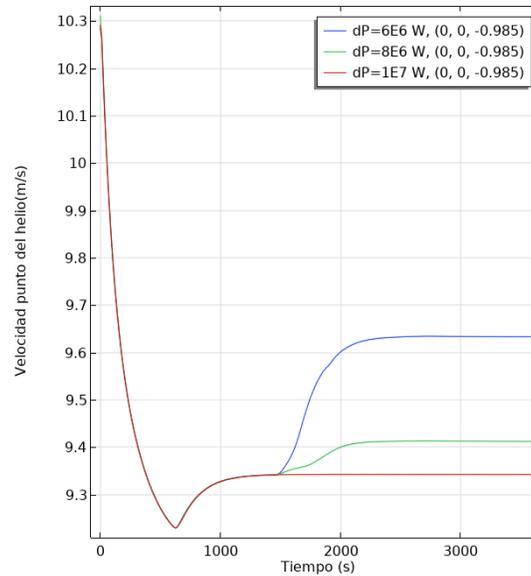


Figura 57. Velocidad punto del helio al variar la potencia térmica del reactor

7.2.3 Temperatura de entrada de Helio

A continuación, se muestran los resultados en estado transitorio al modificar la temperatura de entrada del helio. Se observa en la **Figura 58** que el tiempo que necesita después de variar la temperatura nominal de entrada en el segundo 1,500 es de 900 segundos, es decir, hasta el segundo 2,400 llega al nuevo estado estacionario. La temperatura promedio en el segundo 3,600 en cada caso de estudio son; para 503.15 [K] la temperatura promedio del combustible es de 650.31 [K], para la temperatura de entrada nominal de 523.15 [K] es de 670.04 [K] y para 543.15 [K] su temperatura promedio es de 689.77 [K]. Al hacer un cambio en la temperatura de entrada respecto al estudio nominal, solo se recorre la temperatura aproximadamente los grados que aumenten o disminuyan en cada caso de estudio.

La temperatura promedio del helio (**Figura 59**) al cambiar la temperatura de entrada se recorre la misma diferencia de temperatura que en este caso son de 20 [K] respecto a la curva nominal. La temperatura en el segundo 3,600 para una temperatura de 503.15 [K] es de 613.73 [K], para 523.15 [K] su temperatura promedio es de 633.72 [K] y para 543.15 [K] su temperatura promedio es de 653.71 [K].

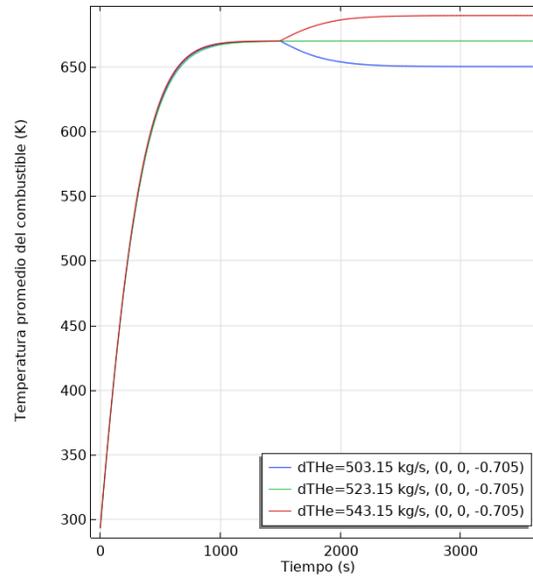


Figura 58. Temperatura promedio del combustible al variar la temperatura de entrada del helio.

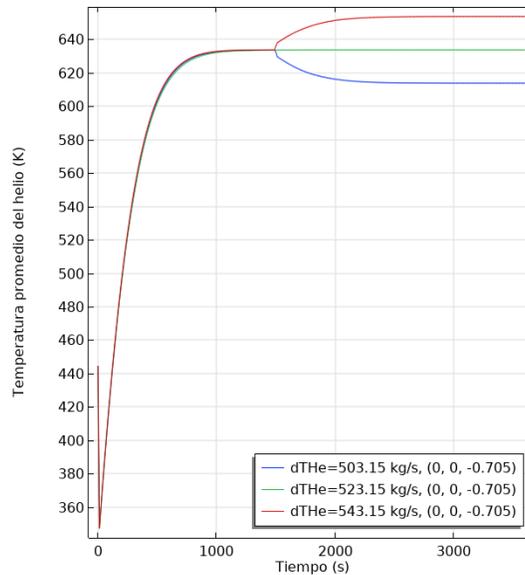


Figura 59. Temperatura promedio del helio al variar la temperatura de entrada del helio.

Para la velocidad promedio (**Figura 60**), ocurre lo mismo, como hay una diferencia de temperatura de 20 [K] respecto al dato nominal, la velocidad promedio tendrá una diferencia de velocidad respecto a la nominal que es de 0.0002 [m/s] para el segundo 3,600 en cualquiera de las variaciones mostradas. Aunque haya una diferencia de 0.0002 [m/s] en la velocidad del fluida, esa mínima variación hace que la temperatura tanto del helio como del combustible cambien.

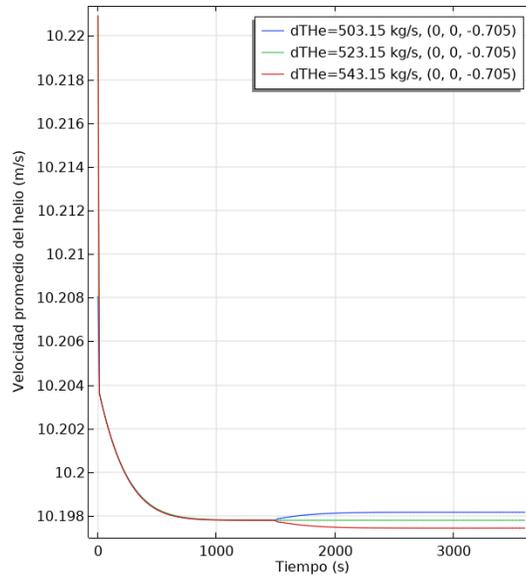


Figura 60. Velocidad promedio del helio al variar la temperatura de entrada de helio.

En la temperatura en el punto más caliente del combustible (**Figura 61**), se conserva la misma diferencia de temperatura de 20 [K] respecto al estado nominal, la única diferencia es el rango de temperaturas. Para el segundo 3,600 que se puede considerar como estado estacionario, para una temperatura de entrada de 503.15 [K] la temperatura punto es de 983.65 [K], para 523.15 [K] su temperatura promedio es de 1003.46 [K] y para 543.15 [K] su temperatura promedio es de 1,023.17 [K].

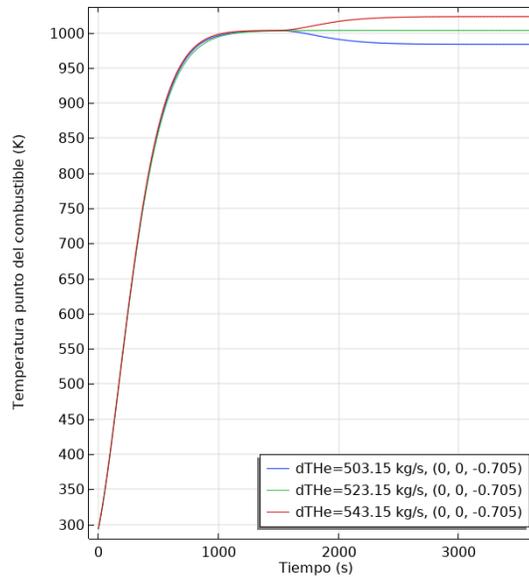


Figura 61. Temperatura punto del combustible al variar la temperatura de entrada de helio.

La temperatura punto del helio (**Figura 62**) al variar la temperatura de entrada respecto a la nominal, siempre tendrá la misma diferencia de temperatura por la que se cambie, en este caso de estudio son 20 [K]. La temperatura punto que toma el helio en el punto más caliente al llegar al segundo 3,600 para una temperatura de entrada de 503.15 [K] es de 955.82 [K], para 523.15 [K] la temperatura punto es de 975.62 [K] y para 543.15 [K] su temperatura punto es 995.32 [K].

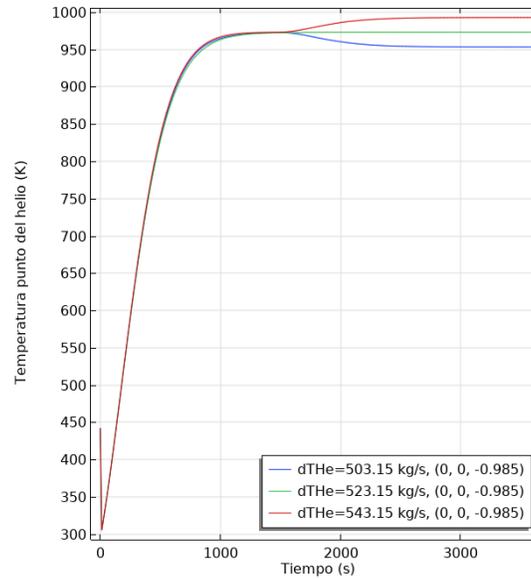


Figura 62. Temperatura punto del helio al variar la temperatura de entrada de helio

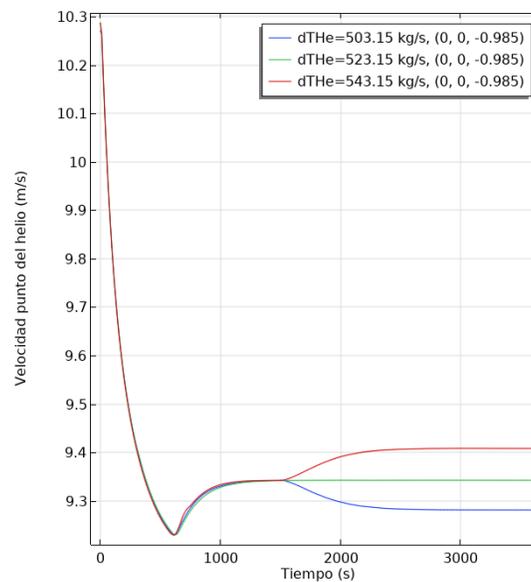


Figura 63. Velocidad punto del helio al variar la temperatura de entrada de helio

En la velocidad punto del helio (**Figura 63**), ocurre lo mismo, aunque no hay una diferencia de temperatura respecto al nominal, si hay una diferencia de velocidad respecto al nominal que es aproximadamente para el segundo 3,600 de 0.065 [m/s].

7.2.4 Porosidad del núcleo

En esta sección, se cambia la porosidad tal y como se hizo en la sección de estado estacionario, recordando, que al reducir o aumentar el número de pebbles la potencia térmica se mantiene constante de 10 [MW].

En la **Figura 64**, se observa que al variar el número de pebbles pero conservando la potencia, para una porosidad mayor de 0.48111 con un número de pebbles de 23,000, la velocidad promedio disminuye hasta 652 [K] aproximadamente para un tiempo de 3,600 segundos; para una porosidad de 0.30062 la temperatura promedio del helio aumenta hasta 690 [K] aproximadamente para el segundo 3,600. Aquí, en este caso particular, ocurren 2 fenómenos que se explicaron en la en el **capítulo 7.1** más en específico en la **sección 7.1.4** que se estudia el comportamiento de manera estacionaria, al variar el número de pebbles. De manera rápida, al disminuir el número de pebbles (aumentar porosidad) ocurren 2 fenómenos, el primero es que el área de transferencia de calor disminuye y el segundo es que el tiempo que reside el helio en el núcleo disminuye y viceversa.

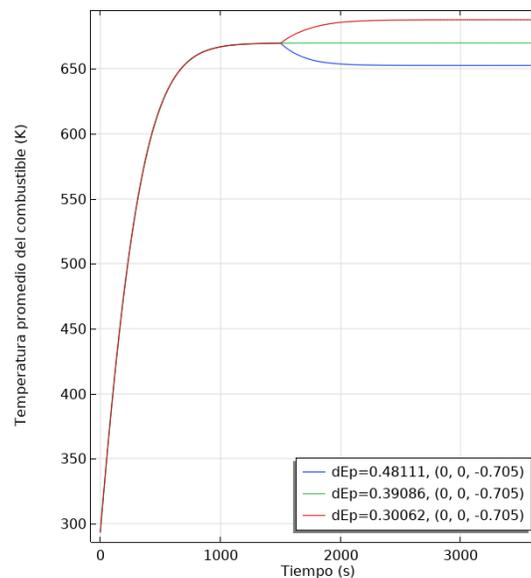


Figura 64. Temperatura promedio del combustible variando porosidad.

La temperatura de Helio (**Figura 65**) sigue los mismos fenómenos que se mencionaron anteriormente, se observa que para una porosidad de 0.48 (23,000 pebbles) la temperatura del helio como el del combustible disminuyen. Para el segundo 3,600 la temperatura promedio del helio es de 651.63 [K] para 0.30 de porosidad, 633.72 [K] para 0.39 de porosidad y 616.28 [K] para una porosidad de 0.48.

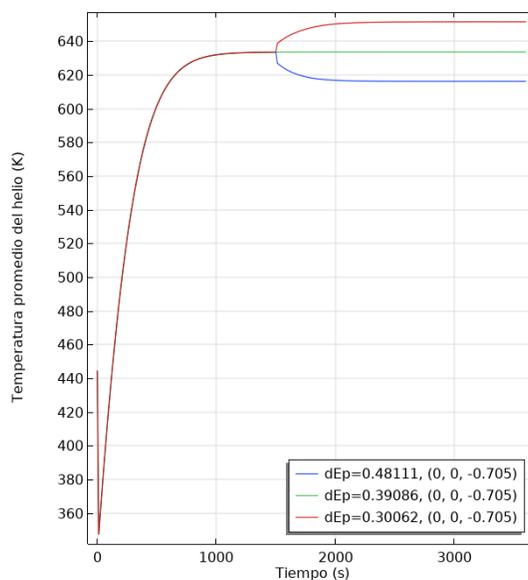


Figura 65. Temperatura promedio del helio variando porosidad,

En la **Figura 66** se puede observar cómo es que la velocidad promedio del helio tiene un cambio abrupto en el segundo 1,500, esto es debido a que se cambia de manera abrupta la porosidad del sistema. Para una porosidad de 0.30 con una cantidad de 31,000 pebbles, la velocidad promedio es de 10.1861 [m/s], para una porosidad de 0.39 con 27,000 pebbles su velocidad es de 10.1978 [m/s] y para una porosidad de 0.48 con 23,000 pebbles su velocidad es de 10.2057 [m/s]. La conclusión es que a pesar de que se reduce la velocidad al aumentar el número de pebbles y viceversa; se analiza que el factor que realmente hace que la temperatura del helio y del combustible aumente o disminuya es el área de transferencia de calor.

La temperatura en el punto más caliente del combustible (**Figura 67**) sigue el mismo comportamiento al cambiar la porosidad del sistema. Para cada caso de estudio su temperatura en el segundo 3,600 para la porosidad de 0.48 es de 932.02 [K], para porosidad

de 0.39 es de 1,003.46 [K] y para una porosidad de 0.30 es de 1,077.97 [K], con una diferencia de temperatura aproximada de 72 [K] entre cada caso de estudio consecutivo.

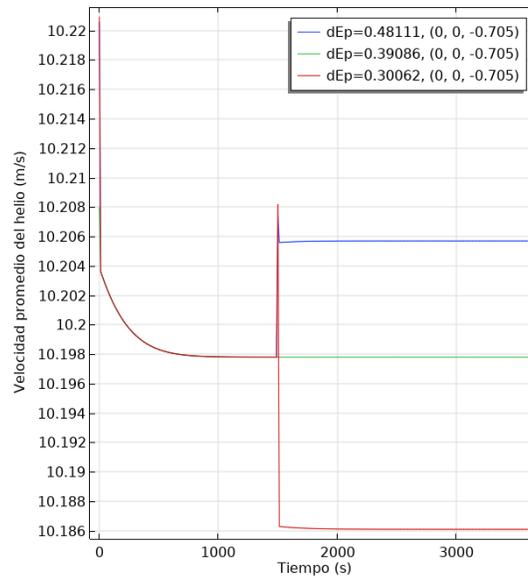


Figura 66. Velocidad promedio del helio variando porosidad.

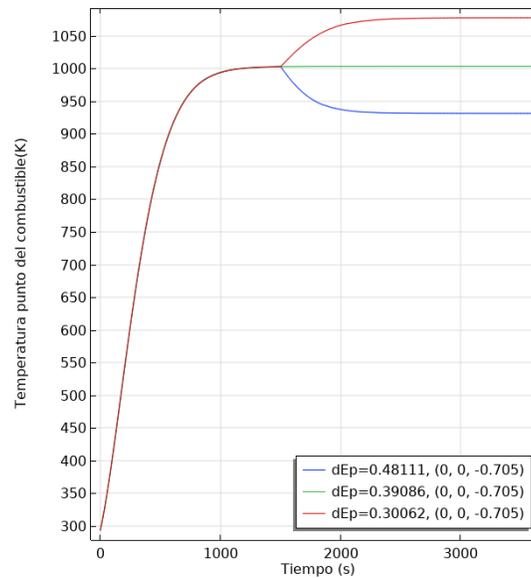


Figura 67. Temperatura punto del combustible variando porosidad.

La **Figura 68**, muestra la temperatura del punto más caliente representativo del helio, de igual manera, a mayor porosidad, menor temperatura ya que el área de transferencia de calor disminuye y viceversa. La temperatura del helio después de alcanzar su estado cuasiestático en el segundo 3,600 es de 900.24 [K] para una porosidad de 0.48, para porosidad

de 0.39 es de 975.62 [K] y para una porosidad de 0.30 es de 1052.87 [K], con una diferencia de temperatura aproximada de 76 [K] entre cada caso de estudio consecutivo.

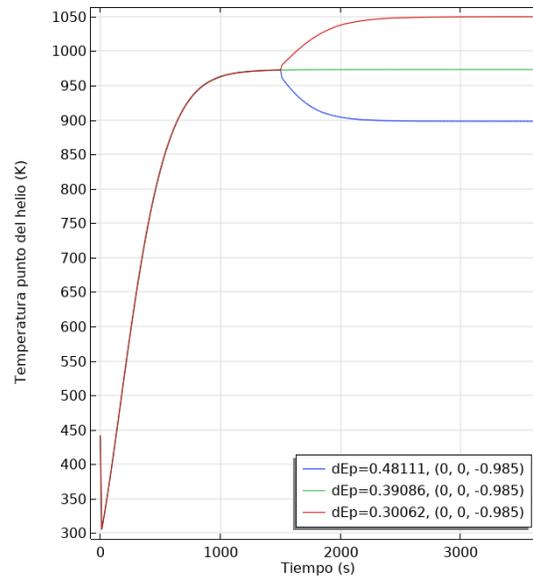


Figura 68. Temperatura punto del helio variando porosidad.

En la **Figura 69** se observa que a menor porosidad menor cambio en la velocidad y viceversa al menos para el punto más caliente representativo del helio. La velocidad que se alcanza en el segundo 3,600 para porosidad de 0.48 es de 9.68 [m/s], para una porosidad de 0.39 su velocidad es 9.34 [m/s] y para una porosidad de 0.30 su velocidad es de 9.19 [m/s].

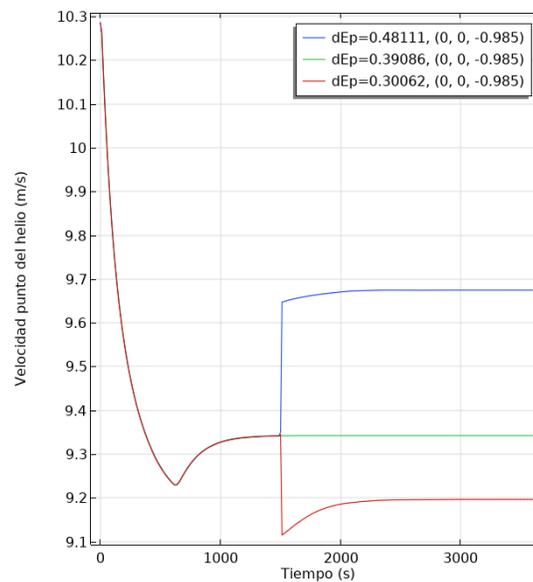


Figura 69. Velocidad punto del helio variando porosidad

7.2.5 Flujo másico de helio

A continuación, se muestran estudios en los cuales se modifica el flujo másico de entrada de helio. Este flujo másico se modifica a partir del segundo 1,500 debido a que, a partir de ese tiempo en adelante, el estudio nominal comienza a comportarse de manera cuasi estacionaria.

En la temperatura promedio del combustible se presenta en la **Figura 70**, se observa que al aumentar el flujo másico de refrigerante estas temperaturas disminuyen, esta disminución en las temperaturas es debido a que, al tener un flujo másico más rápido, la transferencia de calor aumenta. Cuando el flujo másico es reducido respecto al nominal ocurre que la eficiencia en transferir calor se reduce, pero a su vez el tiempo de residencia del fluido en el núcleo aumenta, provocando que al disminuir el flujo másico la temperatura del combustible aumente. En este caso se observa que la temperatura promedio en el segundo 3,600 está por encima de 17 [K] del nominal con un flujo másico de 3.82 [kg/s] y de 14 [K] por debajo del nominal con un flujo másico de 4.82 [kg/s], esta variación de temperatura es diferente debido a que el tiempo de residencia del fluido es mayor en el reactor con un flujo másico de 3.82 [kg/s].

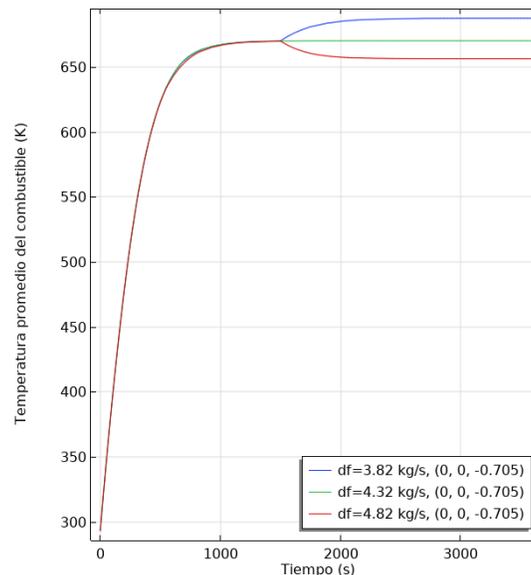


Figura 70. Temperatura promedio del combustible al variar flujo másico.

Debido a una disminución del flujo másico, aumenta el calor generado por el combustible aumenta, esto hace que la temperatura promedio del helio y la temperatura punto del helio (**Figura 71**) aumentan debido a que el tiempo de residencia del fluido trabajo es mayor, es por eso que hay un aumento en esta temperatura y viceversa. La temperatura del helio en el segundo 3,600 para un flujo másico de 3.82 [kg/s] es de 648.74 [K], para el flujo nominal de 4.32 [kg/s] es de 633.71 [K] y para un flujo másico de 4.82 [kg/s] su temperatura es de 621.84 [K].

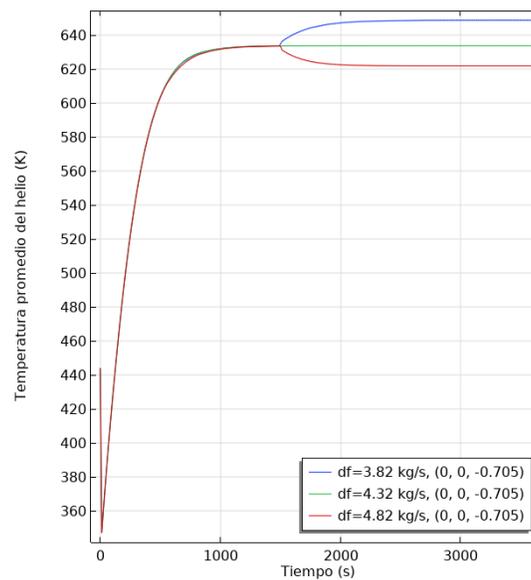


Figura 71. Temperatura promedio del helio al variar flujo másico.

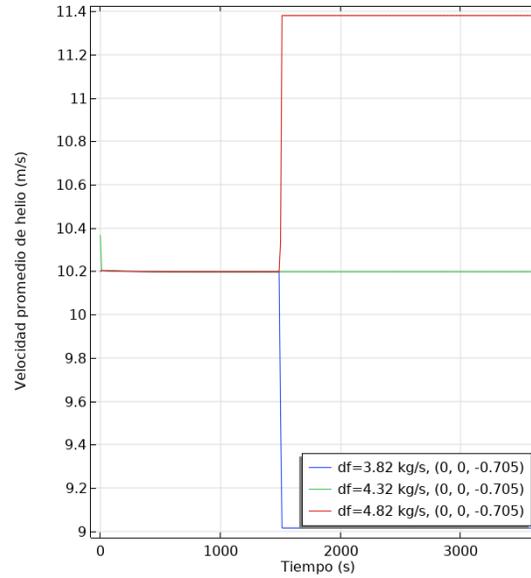


Figura 72. Velocidad promedio del helio al variar flujo másico.

Cuando se aumenta el flujo másico aumenta, inmediatamente la velocidad promedio y la velocidad punto del helio (**Figura 72**) y viceversa. Se alcanza 500 segundos después de haber efectuado el cambio un estado cuasiestacionario, para un flujo másico o velocidad nominal promedio de 10.2 [m/s] aproximadamente hay una diferencia de velocidad aproximada entra cada estudio respecto al nominal de aproximadamente 1.18 [m/s] para la velocidad promedio y la velocidad punto del helio.

La temperatura punto del combustible (**Figura 73**) sigue el mismo comportamiento que la promedio, la diferencia es la magnitud de la temperatura. En el punto más caliente del reactor, esta logra alcanzar una temperatura de 1,067.15 [K] con un flujo másico de 3.82 [kg/s], 1,003.39 [K] con el flujo nominal de 4.32 [kg/s] y una temperatura de 952.67 [K] con un flujo de 4.82 [kg/s].

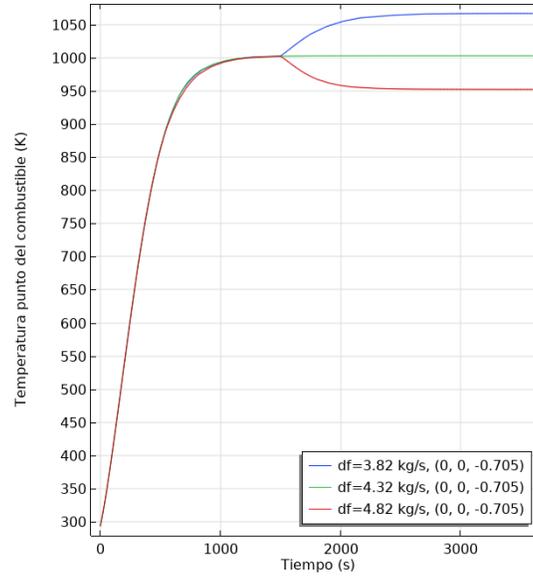


Figura 73. Temperatura punto del combustible al variar flujo másico.

Con un flujo másico de 3.82 [kg/s] se alcanza una temperatura en el punto más caliente del helio de 1,035.87 [K], para el flujo nominal de 4.32 [kg/s] su temperatura es de 973.03 [K] y para un flujo másico de 4.82 [kg/s] la temperatura en el punto más caliente del helio es de 923.09 [K] (**Figura 74**).

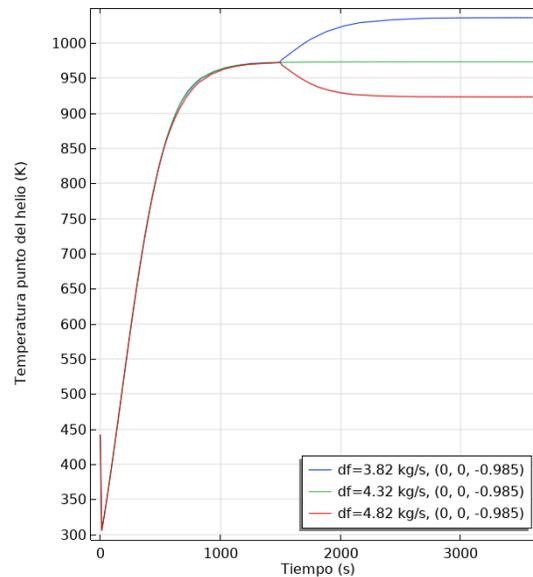


Figura 74. Temperatura punto del helio al variar flujo másico

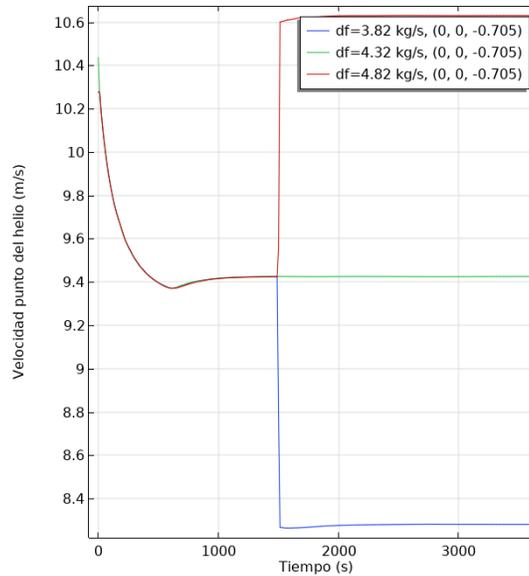


Figura 75. Velocidad punto del helio al variar flujo máscico.

En la velocidad en el punto más caliente del helio (**Figura 75**) se puede apreciar que para el segundo 3,600, la velocidad que alcanza para los flujos máscicos de 3.82 [kg/s], 4.32 [kg/s] y 4.82 [kg/s] son de 8.24 [m/s], 9.34 [m/s] y 10.50 [m/s] respectivamente.

8. Acoplamiento

El acoplamiento multifísico de la termohidráulica, procesos neutrónicos y reactividad, juegan un papel muy importante en la seguridad de cualquier tipo de reactor. Si se produce algún aumento rápido del flujo neutrónico, flujo máscico, porosidad o simplemente temperatura de entrada del helio, se tendrá un efecto en la temperatura del combustible. El efecto Doppler junto con el aumento de la temperatura en el combustible hace que los núcleos de los átomos se muevan más rápido y esto hace que los neutrones interactúen con estos átomos en movimientos; debido al movimiento de los núcleos provoca que las energías a las que puede absorberse un neutrón sean más amplias, provocando que los neutrones que son absorbidos tengan menor probabilidad de provocar fisiones. En cambio, con temperaturas bajas de combustible, los picos de resonancia se vuelven más altos y estrechos, es decir, que las energías a las cuales se pueden absorber neutrones sean más específicas para provocar fisiones; por lo tanto, hay una mayor probabilidad de que la captura de neutrones sea a esa energía específica. El efecto Doppler repercute directamente a la moderación de neutrones,

ya que los picos de resonancia al ensancharse provocan que más neutrones sean capturados antes de ser moderados hasta la energía requerida para la fisión.

8.1 Temperatura de entrada de helio

A continuación, se muestra cómo se comporta el modelo desarrollado acoplado al mover ligeramente parámetros de diseño de control, en este caso se modificará la temperatura de entrada del helio.

Cuando hay un aumento de temperatura, como se observa en la **Figura 76**, se tiene una menor transferencia de calor del combustible hacia el refrigerante y, al no poder extraer la misma cantidad de calor que la temperatura de entrada nominal el combustible se calienta aún más. Cuando la temperatura a la entrada del refrigerante disminuye ocurre lo contrario, es decir, hay una mayor transferencia de calor provocando que la temperatura del combustible disminuya. Este comportamiento podría apreciarse en un modelo no acoplado; al ser un modelo acoplado lo que busca el sistema es que a través de otras variables como lo es el flujo másico, reactividad, ya sea en conjunto o por separado es estabilizar el reactor modificando estas variables. En cambio, con nuestro modelo acoplado se observa que la temperatura promedio del combustible disminuye 0.67 [K] aproximadamente al disminuir en 2 [K] la temperatura de entrada; cuando se aumenta la temperatura de entrada en 2 [K], la temperatura promedio del combustible es de 0.67 [K] aproximadamente.

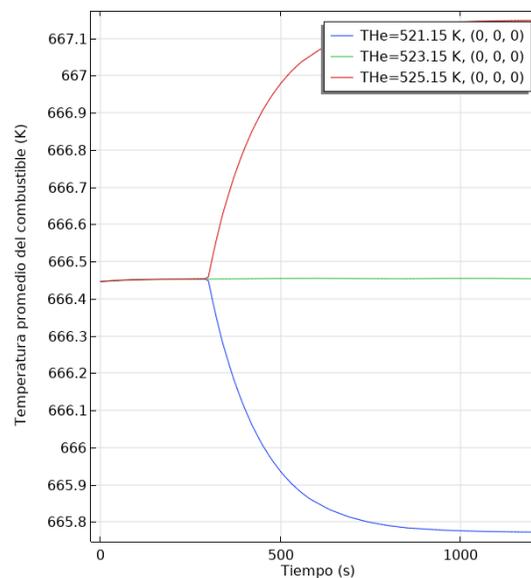


Figura 76. Temperatura promedio del combustible acoplada modificando temperatura de entrada

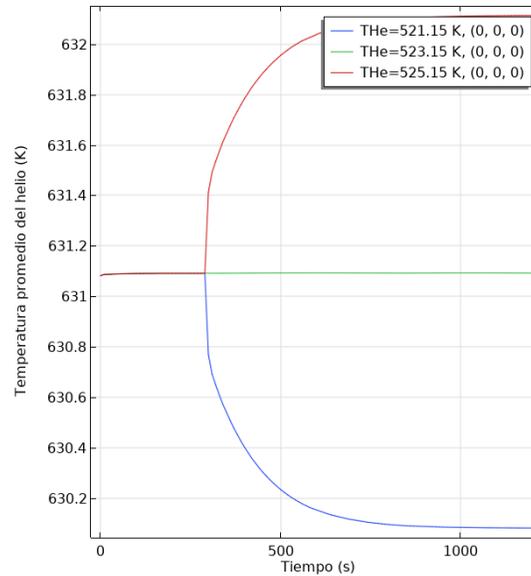


Figura 77. Temperatura promedio del helio acoplada modificando temperatura de entrada

Cuando se modifica la temperatura de entrada del helio (**Figura 77**) se observa en el modelo acoplado que su temperatura promedio del nominal es de 631.09 [K] aproximadamente, en cambio, cuando su temperatura aumenta o disminuye en 2 [K], la diferencia de temperatura promedio es de 0.5 [K] aproximadamente. Por otro lado, la temperatura promedio del helio sigue el mismo comportamiento que la del combustible tanto al aumentarla como al disminuirla.

En la **Figura 78** se observa un cambio muy mínimo en la velocidad por lo que no es muy representativo, sin en cambio, se alcanza a observar que, al disminuir la temperatura de entrada respecto al nominal, la velocidad promedio del helio aumenta y, esto puede observarse de mejor manera en la **sección 7.1.5** que habla sobre la termohidráulica, el sistema (reactor) busca a través de modificar la velocidad del helio, compensar estos cambios llegando así a un nuevo estado estacionario. Ocurre todo lo contrario cuando se aumenta la temperatura de entrada.

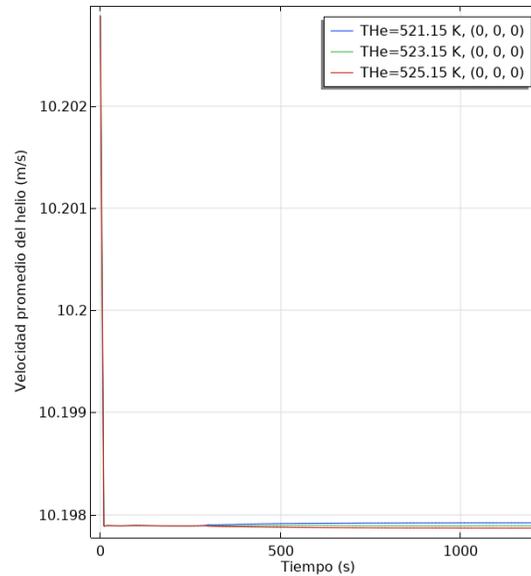


Figura 78. Velocidad promedio del helio acoplada modificando temperatura de entrada.

El aumento de la temperatura del helio a la entrada puede afectar el flujo neutrónico, los cambios que puede hacer este escenario es que al calentarse el combustible afecta directamente en el comportamiento de los neutrones, es decir, que pueden llegar a ser absorbidos sin provocar fisión y esto a su vez podría afectar la distribución del flujo neutrónico como se observa en la **Figura 79**.

Esta disminución en el flujo neutrónico es debido a la retroalimentación de reactividad por efecto Doppler. En cambio, cuando la temperatura de entrada del helio es menor, se puede lograr un incremento en el flujo neutrónico, ya que un combustible más frío hace que los picos de resonancia sean más estrechos provocando que no cualquier neutrón sea absorbido, es decir, que aumenta la probabilidad de que los neutrones que sean absorbidos provoquen fisión.

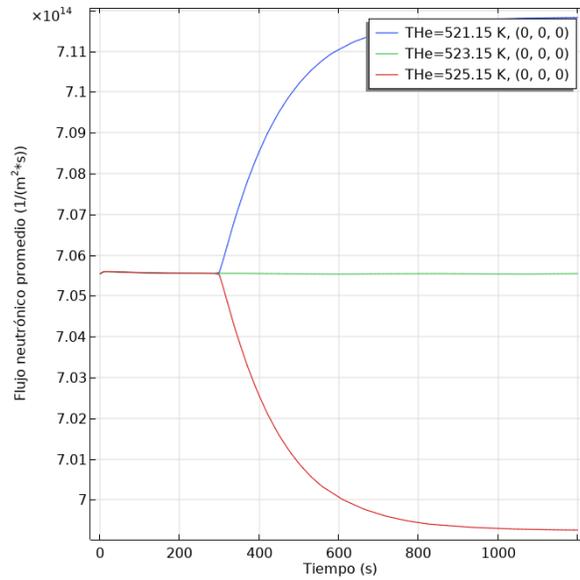


Figura 79. Flujo neutrónico promedio modificando la temperatura de entrada.

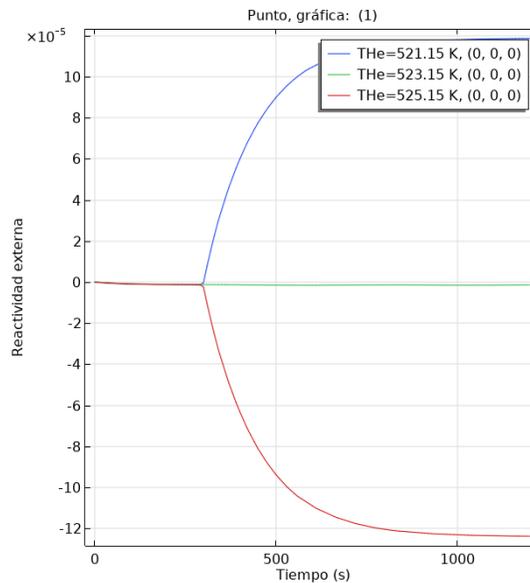


Figura 80. Reactividad total acoplada al modificar la temperatura de entrada.

8.2 Flujo másico de helio

Al incrementar el flujo másico de refrigerante, en la **Figura 81** se observa que hay una disminución en la temperatura promedio del combustible, esto se debe a que a mayor flujo másico se puede extraer más calor. Cuando se disminuye el flujo másico de helio se observa

que la temperatura promedio del combustible incrementa ya que se tiene una transferencia de calor menor y el tiempo de residencia del fluido aumenta.

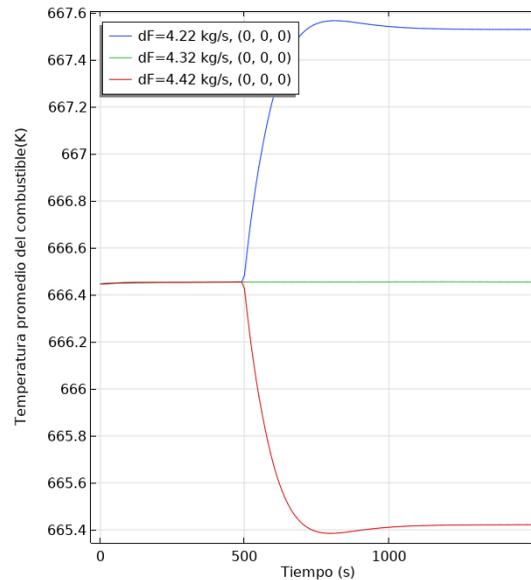


Figura 81. Temperatura promedio del combustible acoplado al modificar el flujo másico de refrigerante.

La temperatura promedio del helio (**Figura 82**) disminuye su temperatura y la capacidad de transferencia de calor aumenta al incrementar el flujo másico, por otra parte, cuando el flujo másico de helio disminuye su temperatura promedio aumenta debido a que hay un mayor tiempo de residencia en el fluido.

Cuando el flujo másico de refrigerante aumenta (**Figura 83**), y el área por donde pasa el fluido no tiene modificación alguna, la velocidad del fluido aumentará del mismo; cuando se disminuye el flujo másico de refrigerante la velocidad disminuirá igualmente, esto trae consigo un aumento o disminución en la transferencia de calor ya que el tiempo de residencia es mayor o menor para el fluido. El salto abrupto que se logra ver en la velocidad promedio es porque afectamos directamente una propiedad que se está estudiando directamente.

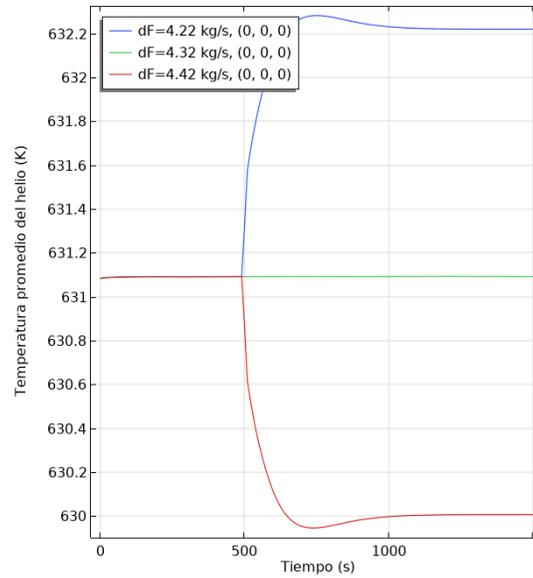


Figura 82. Temperatura promedio del helio acoplado al modificar el flujo másico de refrigerante.

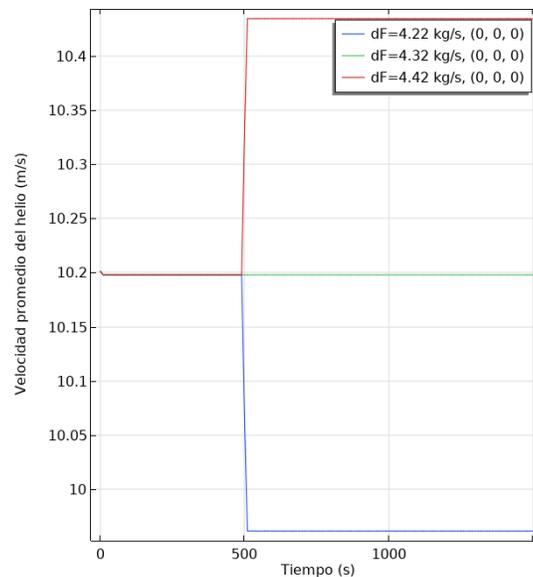


Figura 83. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar el flujo másico de refrigerante.

Al aumentar el flujo másico, la temperatura del combustible disminuye y a la misma vez se disminuye el efecto Doppler, provocando que haya mayor probabilidad de capturar neutrones que provoquen fisión. Este fenómeno provocaría que el reactor se haga supercrítico ya que los picos de resonancia se harán más estrechos y solo los neutrones con la energía requerida para provocar fisión serán absorbidos además de que la moderación de estos neutrones aumenta aumentando así el flujo neutrónico promedio. Cuando se disminuye el

flujo másico de refrigerante la temperatura del combustible aumenta, provocando que el efecto Doppler se intensifique, generando así que los picos de resonancia se ensanchen y por ende aumenta la probabilidad de que los neutrones que son absorbidos no provoquen fisión haciendo que la reactividad global disminuya y por ende el flujo neutrónico también disminuye por una moderación menos eficiente, provocando así que el reactor pueda llegar a ser subcrítico.

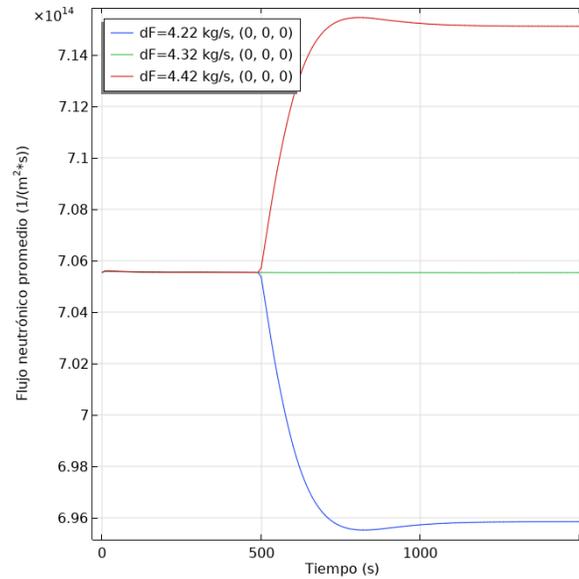


Figura 84. Flujo neutrónico promedio acoplado modificando el flujo másico de refrigerante

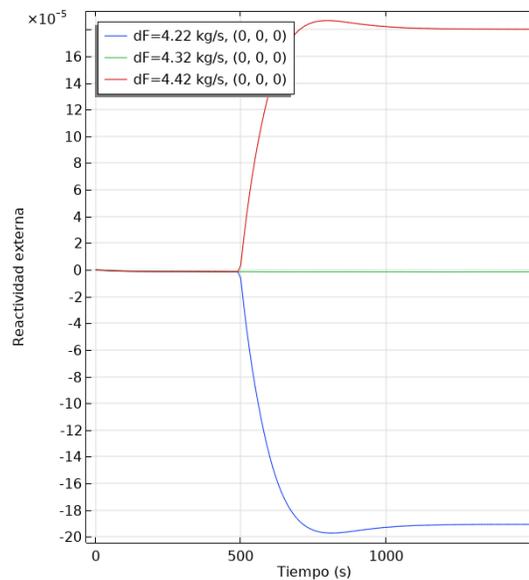


Figura 85. Reactividad externa acoplada al modificar el flujo másico de refrigerante

Cuando el flujo másico se aumenta, la temperatura del combustible disminuye provocando que el efecto Doppler disminuya e incrementando a su vez la reactividad del reactor para que a pesar de que aumenta la probabilidad de que se absorban neutrones que provoquen fisión, el flujo neutrónico aumenta debido a que más neutrones quedan al aire debido a que no pueden ser absorbidos por los núcleos ya que no tienen la energía necesaria para esto. Cuando el flujo másico disminuye, la temperatura del combustible aumenta provocando que el efecto Doppler aumente provocando que más neutrones sean capturados con probabilidad de que no provoquen fisión reduciendo así el flujo neutrónico como se observa en la **Figura 84** y en la **Figura 85**.

8.3 Flujo neutrónico

Cuando el flujo neutrónico aumenta se tiene un mayor número de fisiones en el reactor provocando que aumente la potencia térmica, esto provoca que la temperatura del combustible aumente tal y como se observa en la **Figura 86**. Cuando se disminuye el flujo neutrónico la potencia térmica disminuye debido a que hay menos reacciones de fisión, provocando que la temperatura promedio del combustible disminuya.

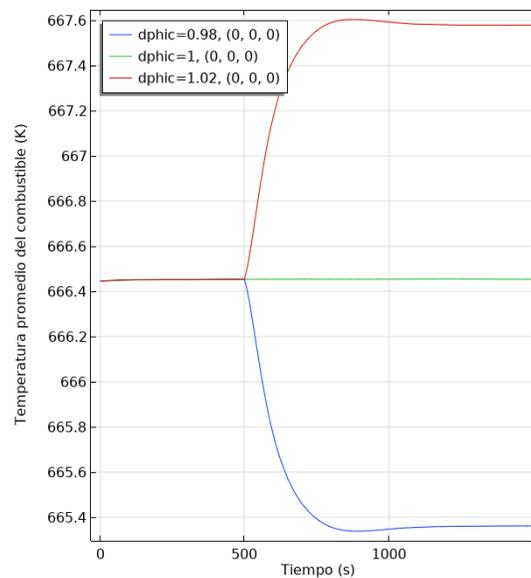


Figura 86. Temperatura promedio del combustible acoplada modificando el flujo neutrónico.

Al incrementar el flujo neutrónico el combustible genera más calor por lo que el helio al pasar a través del núcleo absorberá más calor lo que provocará un incremento en la temperatura promedio del helio. Cuando se disminuye el flujo neutrónico habrá menos

fisiones, disminuyendo así la potencia térmica del reactor y por consecuencia habrá una menor transferencia de calor del combustible hacia el helio por lo que la temperatura promedio del helio disminuirá (**Figura 87**).

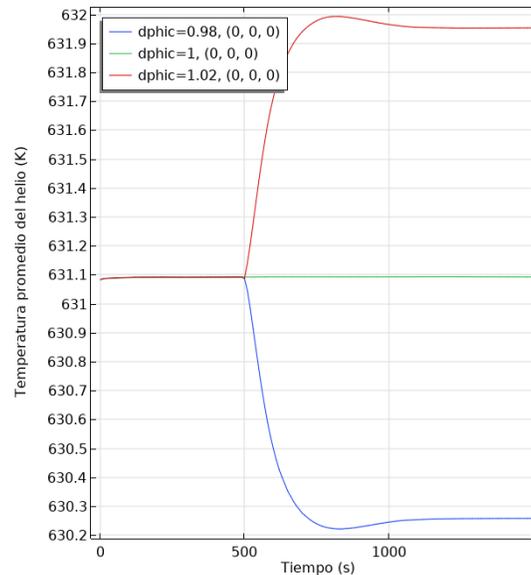


Figura 87. Temperatura promedio del helio acoplada variando el flujo neutrónico.

Cuando el flujo neutrónico aumenta, la temperatura promedio del helio aumenta provocando que al calentarse el helio su viscosidad dinámica aumente y a su vez el helio se expanda debido a que su densidad disminuye provocando que la velocidad del fluido sea más lenta (**Figura 88**). Cuando disminuye el flujo neutrónico la temperatura promedio del helio y del combustible disminuyen provocando que la viscosidad dinámica del helio disminuya y se contraiga el helio debido a que su densidad aumenta, esto provoca que la velocidad promedio del helio aumente debido a que es más fácil moverse bajo estas condiciones.

Esta gráfica representa el fenómeno a estudiar, sin embargo, al aumentar el flujo neutrónico en un 102[%], el único momento en el que alcanza este valor es aproximadamente en el segundo 540 (**Figura 89**), de ese segundo en adelante se reduce hasta un valor próximo $7.1098 \times 10^{14} \frac{1}{m^2s}$ a partir del segundo 1,200 que es cuando se comporta de manera cuasiestacionaria. Cuando se disminuye el flujo neutrónico disminuye la temperatura del combustible y del helio, debido a que menos fisiones se encuentran disponibles, provocando una disminución en la potencia térmica; el único momento cuando el flujo neutrónico es del 98[%] es en el segundo 530.

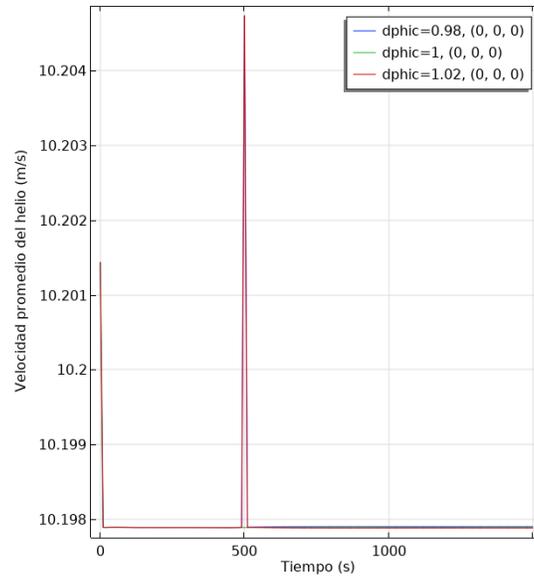


Figura 88. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar el flujo neutrónico.

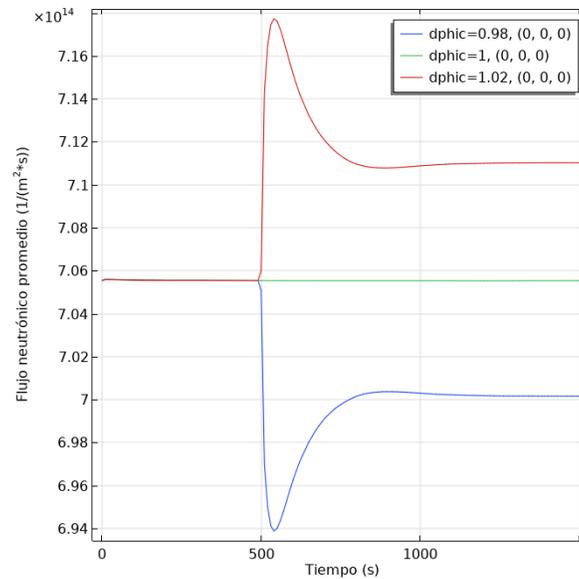


Figura 89. Flujo neutrónico promedio acoplado variando flujo neutrónico.

Cuando se incrementa el flujo neutrónico aumenta la reactividad del sistema debido a que hay un mayor número de neutrones con la probabilidad de fisión, sin embargo, el efecto Doppler lo contrarresta dado que la temperatura del combustible aumenta provocando una mayor absorción de neutrones con la probabilidad de no fisión, reduciendo así la reactividad del sistema. Cuando se disminuye el flujo neutrónico la temperatura del combustible y del helio disminuyen, provocando que haya menos fisiones en el núcleo disminuyendo así la

potencia térmica del reactor; sin embargo, debido a la disminución en la temperatura del combustible disminuye la probabilidad de absorción de neutrones que no provocan fisión aumentando así la reactividad del sistema, como se observa en la **Figura 90**.

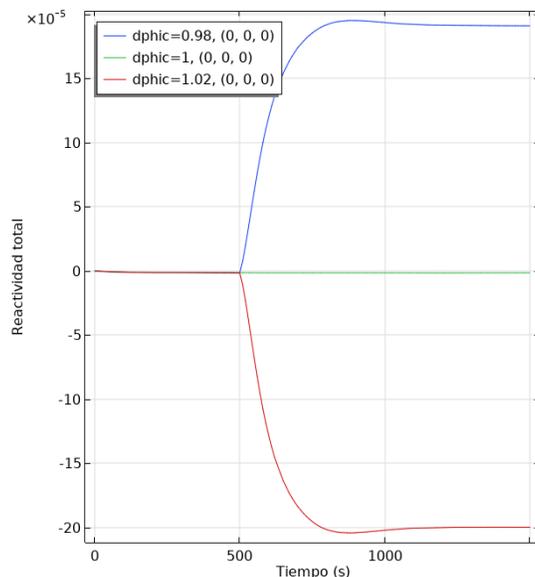


Figura 90. Reactividad total acoplada variando flujo neutrónico

8.4 Porosidad

Un factor importante para tomar en cuenta es que al variar el número de pebbles del sistema sin cambiar la potencia térmica del reactor.

Al tener un número mayor de pebbles con porosidad de 0.3683 la temperatura del combustible (**Figura 91**) aumenta, aunque la densidad de potencia por pebble disminuye, aumenta el área transferencia de calor y viceversa.

Al tener un número mayor de pebbles provoca que exista una mayor transferencia de calor debido a que el área de transferencia de calor aumenta, provocando que el helio pueda extraer más calor del sistema y por ende aumentar su temperatura promedio (**Figura 92**), sucede todo lo contrario al disminuir el número total de pebbles (aumentar porosidad).

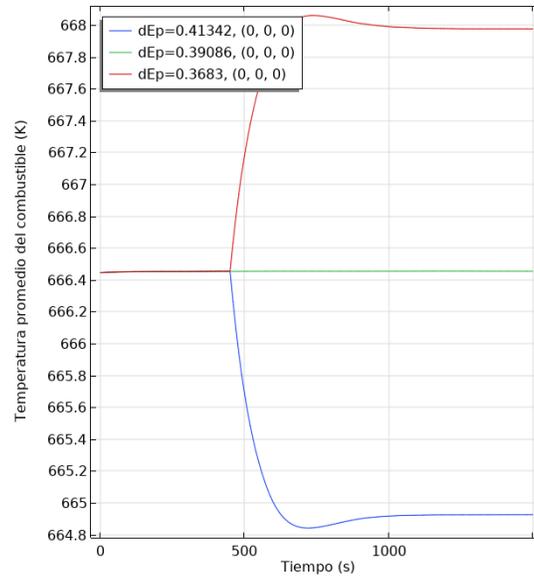


Figura 91. Temperatura promedio del combustible acoplada al variar porosidad.

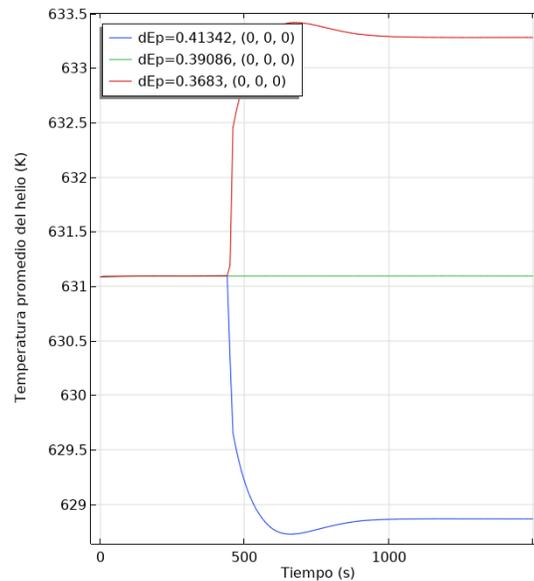


Figura 92. Temperatura promedio del helio al modificar porosidad.

Al tener un lecho de esferas-pebbles más denso (mayor número de pebbles) por ejemplo, con porosidad de 0.3683 la velocidad promedio del helio disminuye abruptamente debido a que como tiene menos espacio el helio para fluir, el tiempo de estancia del fluido en el reactor aumenta provocando que la temperatura del helio y del combustible aumenten. Con un empaquetado menos denso (menor número de pebbles) con porosidad de 0.41334 el

tiempo de residencia del fluido disminuye ya que se puede mover más libremente provocando un aumento en su velocidad.

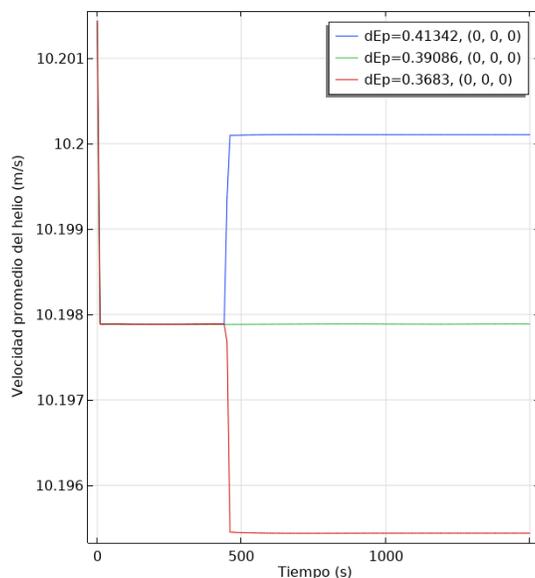


Figura 93. Velocidad promedio del helio acoplada al modificar porosidad

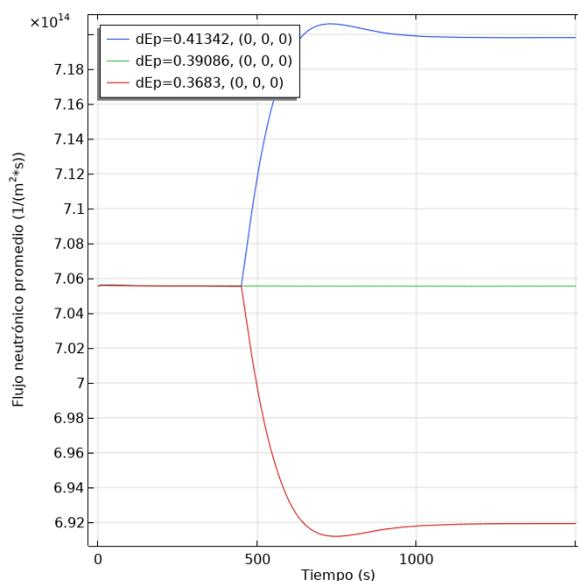


Figura 94. Flujo neutrónico promedio acoplado al modificar porosidad

Cuando se hay un incremento en el número total de pebbles (porosidad menor de 0.6383 con 28,000 pebbles) el flujo neutrónico promedio disminuye (**Figura 94**) ya que, al haber mayor material fisionables, más número de neutrones son absorbidos. Al tener un número menor de pebbles con porosidad de 0.4134 (26,000 pebbles) se observa que el flujo

neutrónico promedio (**Figura 94**) aumenta, ya que al tener menos material fisionable la absorción de neutrones disminuye.

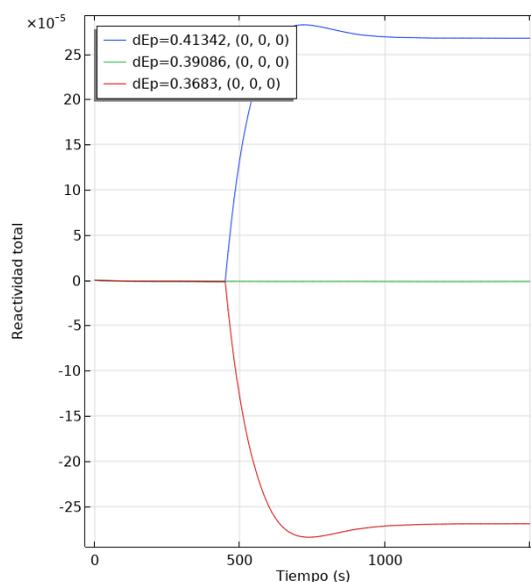


Figura 95. Reactividad total acoplada al modificar porosidad

Debido a que la temperatura promedio del combustible aumenta (**Figura 91**), el efecto Doppler se intensifica ya que a mayor temperatura los picos de resonancia se ensanchan permitiendo que haya más probabilidad de absorción de neutrones de no fisión provocando una reactividad negativa para estabilizar el reactor. En cambio, cuando un menor número de pebbles con porosidad de 0.4134 la reactividad aumenta de forma positiva respecto al nominal (**Figura 95**) ya que al disminuir la temperatura del combustible se absorben más neutrones con posibilidad de que fisionen.

8.5 Reactividad externa

Ante un incremento de reactividad como se observa en la **Figura 96** se hay un mayor número de fisiones provocando que la temperatura promedio del combustible aumente, lo contrario sucede cuando la reactividad es negativa, se reducen el número de fisiones provocando que el calor generado disminuya.

Ante un incremento de la reactividad, la temperatura promedio del helio (**Figura 97**) aumenta debido a que el sistema genera mayor número de fisiones y por ende mayor potencia. Cuando se inserta una reactividad externa negativa el helio disminuirá su temperatura ya que

al haber menos fisiones en el sistema habrá menor potencia y por ende menor transferencia de calor.

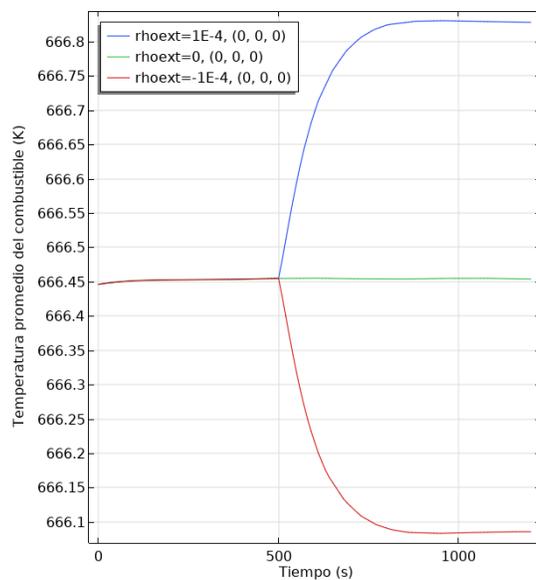


Figura 96. Temperatura promedio del combustible al modificar reactividad externa

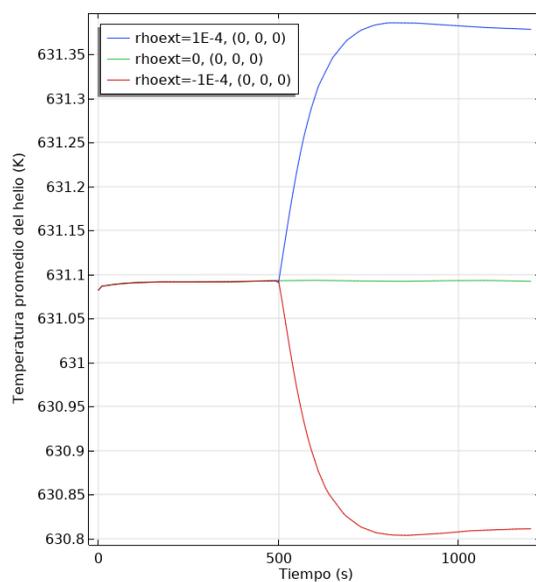


Figura 97. Temperatura promedio del helio acoplada al modificar reactividad externa.

Ante un cambio de esta magnitud de reactividad no se logra apreciar un cambio considerable en la velocidad promedio del helio que se observa en la **Figura 98**, por lo que se determina que no tiene un papel importante antes este tipo de escenario.

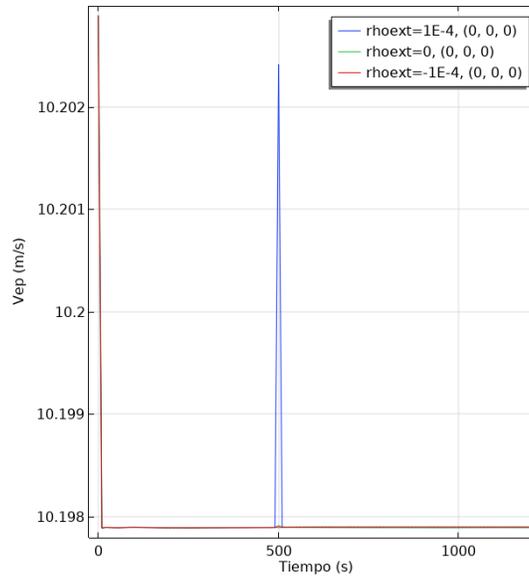


Figura 98. Velocidad promedio del helio al modificar reactividad externa.

Al aumentar la reactividad se puede observar en la **Figura 99** que el flujo neutrónico aumenta, provocando que se absorban mayor número de neutrones que puedan fisionar y así incrementar el calor producido en el núcleo, esto explica por qué se tiene una mayor temperatura promedio del combustible y del helio en la **Figura 96** y **Figura 97**. Sin embargo, con una reactividad negativa, el flujo neutrónico disminuye y la cantidad de calor producido por el combustible también. Se puede observar en la **Figura 99** que se logra un pico máximo y mínimo en los segundos 540 en el flujo neutrónico y después se ajusta hasta hacerse estable, esto logra hacerse gracias a la reactividad por efecto Doppler.

Debido al incremento de la temperatura promedio del combustible, el efecto Doppler se intensifica, provocando que los picos de resonancia se ensanchen y logrando así que se absorban más neutrones con mayor probabilidad de no fisionarse; esto se refiere a que hay una retroalimentación negativa y esto puede observar en la **Figura 100**, nosotros al aumentar la reactividad de forma repentina se aprecia un pico máximo y conforme pasa el tiempo esta reactividad decae debido a la retroalimentación negativa que tiene el sistema.

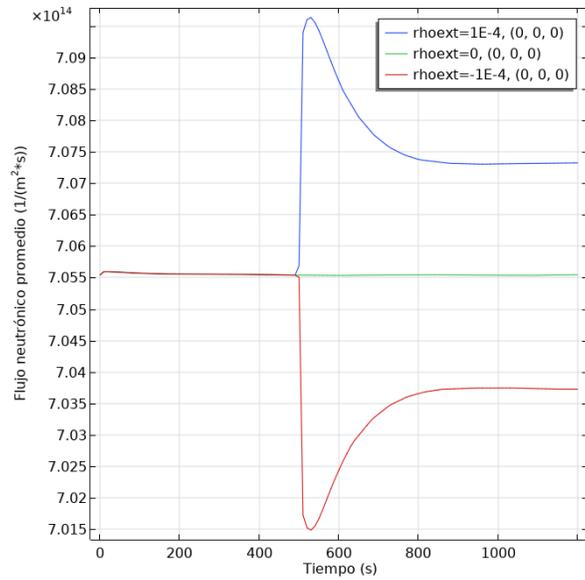


Figura 99. Flujo neutrónico promedio al modificar reactividad externa

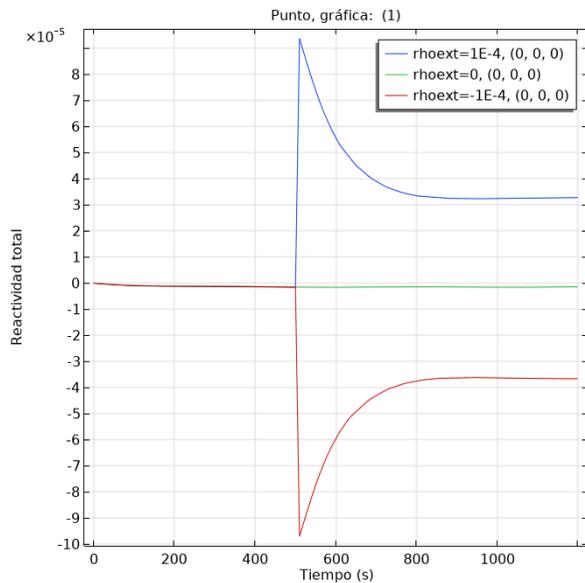


Figura 100. Reactividad total acoplada al modificar reactividad externa.

Cuando insertamos reactividad negativa el flujo neutrónico de igual manera decae, provocando que hay menor número de fisiones en el sistema; entonces después de ver un pico mínimo en la **Figura 100** existe una retroalimentación positiva, por eso se ve que aumenta la reactividad después de decaer drásticamente, y no es hasta el segundo 850 cuando la reactividad y el flujo neutrónico llegan a un estado cuasiestacionario.

Conclusiones

El tener un modelo acoplado en reactores nucleares permite comprender como un reactor nuclear se comporta ante transitorios en los cuales pueden simularse situaciones atípicas. El acoplamiento permite simular cambios en la reactividad por efecto Doppler, cambios en la temperatura del combustible y cómo se ven afectados la transferencia de calor y el flujo neutrónico. El tomar en cuenta diversos fenómenos físicos que ocurren dentro del sistema en un modelo acoplado permiten aumentar la fidelidad de los resultados obtenidos.

Los escenarios realizados como variación de refrigerante, variación en la temperatura, variación del flujo neutrónico y de reactividad de manera global en el reactor, se reproducen de manera correcta, es decir, que, al realizar variaciones de flujo másico, por ejemplo, se espera que al reducir el flujo másico de refrigerante, este tome una temperatura mayor respecto a la nominal, debido a que el tiempo de residencia del refrigerante en el núcleo aumenta; debido a este aumento de temperatura hace que el efecto Doppler se intensifique haciendo que más neutrones sean absorbidos antes de ser moderados a una energía requerida para que la probabilidad de que estos fisionen aumente, esto hace que la reactividad y el flujo neutrónico disminuya, este fenómeno hace que a la disminución de la reactividad sea un estabilizador inherente del propio reactor.

En comparación con el trabajo de Rodríguez, 2021, el cual estudia el comportamiento de la termohidráulica en 3D del reactor HTR-10 incluyendo la vasija completa del reactor junto con todos los fenómenos físicos que ocurren dentro de este, reportan que la temperatura máxima superficial en el refrigerante es de 1,139 [K] y la temperatura máxima superficial en el combustible es de 1,222 [K]. En el presente trabajo, se analiza únicamente el núcleo desnudo del reactor, obteniendo una temperatura máxima del refrigerante de 970 [K] y la del combustible de 1,002 [K], esto indica que existe un error porcentual del 15[%] para la temperatura del refrigerante y de 17[%] para el combustible respecto a Rodríguez, 2021. Es importante mencionar que los resultados que muestra Rodríguez, 2021, son realizados con un clúster que cuenta con 24 procesadores Intel de 3.6 GHz, esto permite crear un mallado más fino lo que permite una mayor precisión en los resultados y menores tiempos computacionales [45]. En el caso de estudio presentado, se realizaron todos los resultados con un solo procesador Intel Core 14900k.

Para mejorar los resultados obtenidos del acoplamiento multifísico se puede hacer lo siguiente, utilizar propiedades termofísicas de todos los materiales que contiene la pebble que sean dependientes de la temperatura; buscar un modelo de porosidad utilizado en este sistema que considere la proximidad hacia las paredes, esto hace que el modelo pueda identificar regiones críticas como puntos calientes; modelar la vasija del reactor por completo considerando todos sus fenómenos físicos incluida la radiación. El incluir la radiación térmica al modelar la vasija completa del reactor haría que el flujo de helio inmediatamente al entrar por los canales de refrigerante que se encuentran en el reflector, al viajar por toda la vasija y pasar a través del núcleo se disipe mejor el calor que considerando únicamente conducción y convección haciendo que el error que se marcó anteriormente se reduzca; Correr el modelo en un equipo con mejores características al anterior.

La temperatura, tanto para el flujo de refrigerante de helio como para el núcleo de lecho de esferas, resulta ser siempre mayor en la parte inferior del núcleo, debido a la dirección del flujo de refrigerante.

Al considerar toda la vasija del reactor, se puede redistribuir el flujo másico de refrigerante total que entra. El flujo másico de refrigerante que entra al núcleo del reactor es el 86[%]-87[%] del flujo másico total [31], por lo que al tener un menor flujo másico las temperaturas del fluido y del combustible aumentarían considerablemente. En el trabajo que es presentado se considera que el flujo másico que entra al núcleo es del 100%, si se hace un ajuste rápido y se reduce el flujo másico de refrigerante al 87% las temperaturas máximas que logra alcanzar el helio y el combustible son de 1063.35 [K] y 1090.35 [K], reduciéndose así el error porcentual hasta 6.67[%] y 10.8[%] respectivamente.

Recomendaciones

El incluir el reflector es un reto interesante, ya que como se puede observar en las figuras del reactor HTR-10, las barras de control se encuentran en el reflector. Las barras de control en reactores convencionales se encuentran dentro del núcleo del reactor, por lo que el modelo de difusión de neutrones usado es adecuado, ya que se pueden incluir los términos de reactividad. Por otro lado, el reflector al no ser un sistema multiplicativo no existe generación de neutrones y por lo tanto el término de reactividad que se obtiene a través de esta generación de neutrones no puede tomarse en cuenta.

Modelar la vasija del reactor completa incluyendo los fenómenos de conducción, convección y radiación esto con la finalidad de que haya una mejor distribución espacial de la potencia térmica, flujo neutrónico y por ende temperatura del combustible y refrigerante.

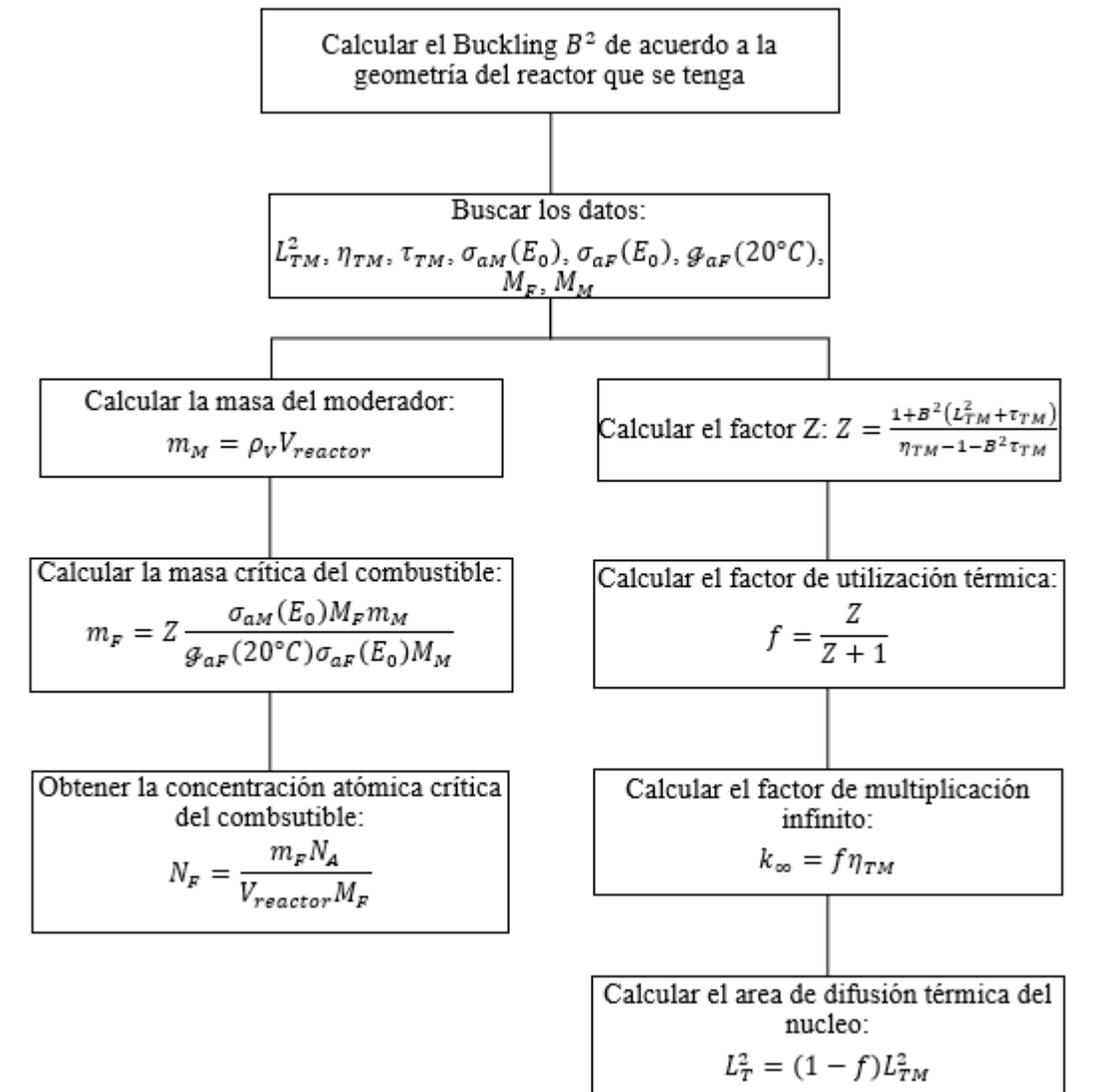
Utilizar un modelo de porosidad variable con la finalidad de que el modelo completo pueda identificar puntos calientes, si es que lo hay cerca de las paredes; que aumente la velocidad del fluido en las paredes y mejorar la distribución de calor dentro del núcleo.

Apéndice

A. Mapas conceptuales para cálculos de criticidad

Mapa conceptual 1

Las dimensiones del núcleo del reactor descubierta térmico son conocidas, se tiene una mezcla homogénea del isótopo fisil y del moderador ($p = \epsilon = 1$); lo que se calcula es la composición del combustible, es decir, la masa crítica con ayuda de la teoría modificada de un grupo.



Calculando el Buckling geométrico de acuerdo con la geometría del reactor de estudio (HTR-10), que se presenta en forma de cilindro finito se encuentra representado por [39].

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 \quad (\text{A-1})$$

Sustituyendo datos de la altura $H = 197 \text{ cm}$ y el radio del núcleo del reactor $R = 90 \text{ cm}$ se obtiene que

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{90 \text{ cm}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{197 \text{ cm}} \right)^2$$

$$B_g^2 = 9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

Para los siguientes valores ($L_{TM}, \eta_T, \tau_{TM}$) es necesario mencionar que el moderador que utilizan los elementos de combustible para el caso de nuestro reactor es grafito, así como material fisionable el U^{235} .

La longitud difusión térmica es aquella distancia en la que los neutrones producidos por fisión son absorbidos por otro núcleo y esta tiene un valor para grafito [39] de $L_{TM} = 54.2 \text{ cm}$.

Para el caso de η_T definido como, el número medio de neutrones liberados por fisión, por cada neutrón térmico absorbido en el combustible, tiene un valor para el caso de U^{235} y neutrones térmicos [39] de $\eta_T = 2.06$

La edad neutrónica, τ_{TM} es igual al cuadrado de la longitud de moderación que se refiere a la distancia recorrida desde el nacimiento de los neutrones hasta que su energía se vuelve térmica; tiene un valor para grafito [39] de $\tau_{TM} = 350 \text{ cm}^2$

Para cumplir con el siguiente paso marcado en el mapa conceptual, se introduce un factor Z [46], que se define como

$$Z = \frac{\Sigma_{aF}}{\Sigma_{aM}} = \frac{N_F \bar{\sigma}_{aF}}{N_M \bar{\sigma}_{aM}} \quad (\text{A-2})$$

Introduciendo la definición del *factor de utilización térmica* que se refiere a la fracción de neutrones térmicos absorbidos en el combustible, respecto a los neutrones térmicos absorbidos por el sistema (moderador, materiales, impurezas, etc.) denominadas impurezas, es decir [39].

$$f = \frac{\text{Neutrones térmicos absorbidos en el combustible}}{\text{Totalidad de neutrones térmicos absorbidos}} \quad (\text{A-3})$$

Ahora, por definición, el factor de utilización térmica lo podemos poner en función del parámetro Z [46]

$$f = \frac{Z}{Z+1} \quad (\text{A-4})$$

Visto de esta forma, el factor de multiplicación infinito se ve de la siguiente manera

$$k_{\infty} = \eta_T f = \eta_T \left(\frac{Z}{Z+1} \right) \quad (\text{A-5})$$

Considerando la definición de la *longitud de difusión térmica del reactor* [46]

$$L_T^2 = \frac{D_M}{\Sigma_a} = \frac{D_M}{\Sigma_{aM} + \Sigma_{aF}} \quad (\text{A-6})$$

Obteniendo L_T en términos de Z

$$L_T^2 = \frac{L_{TM}^2}{Z+1} \quad (\text{A-7})$$

Ahora, despejando Z de la ecuación A-4 y sustituyendo en la ecuación A-7

$$L_T^2 = L_{TM}^2 (1-f) \quad (\text{A-8})$$

Utilizando la ecuación crítica modificada de un grupo de neutrones [46]

$$1 = \frac{k_{\infty}}{1 + B_m^2 M_T^2} = \frac{k_{\infty}}{1 + B_m^2 (L_T^2 + \tau_{TM})} \quad (\text{A-9})$$

Sustituyendo la ecuación A-5 y A-7 en A-9

$$1 = \frac{\eta_T Z}{Z + 1 + B_M^2 L_{TM}^2 + Z \tau_{TM} + \tau_{TM}} \quad (\text{A-10})$$

Esta nueva ecuación, ecuación 10 la resolvemos para Z dándonos como resultado

$$Z = \frac{1 + B_g^2 (L_{TM}^2 + \tau_{TM})}{\eta_T - 1 - B_M^2 \tau_{TM}} \quad (\text{A-11})$$

Este nuevo valor de Z hace hincapié para un reactor crítico donde los valores del Buckling material deben de ser especificados.

Partiendo de la suposición de que el $B_m^2 = B_g^2$ se calculará el factor Z

$$Z = \frac{1 + (9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}) [(54.2 \text{ cm})^2 + 350 \text{ cm}^2]}{2.06 - 1 - (9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}) (350 \text{ cm}^2)}$$

$$Z = 5.8021$$

Sustituyendo datos en la ecuación A-4 para obtener la utilización térmica

$$f = \frac{5.8021}{5.8021 + 1}$$

$$f = 0.8530$$

Calculando el factor de multiplicación infinito con ayuda de la ecuación A-4 da

$$k_\infty = 2.06(0.8530)$$

$$k_\infty = 1.7572$$

Obteniendo la longitud de difusión térmica del reactor con ayuda de la ecuación A-8

$$L_T^2 = L_{TM}^2 (1 - f) = (54.2 \text{ cm})^2 (1 - 0.8530)$$

$$L_T^2 = 431.8697 \text{ cm}^2$$

Por consiguiente, calcularemos la masa del moderador con ayuda de la siguiente formula, donde $\rho_M = 1.60 \text{ g/cm}^3$ se refiere a la densidad del moderador [39], en este caso grafito, y $V_{reactor} = \pi R^2 H$ al volumen del núcleo del reactor

$$m_M = \frac{N_M V_{reactor} M_M}{N_A} = \rho_M V_{reactor} \quad (\text{A-12})$$

Sustituyendo datos

$$m_M = 1.60 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \pi (90 \text{ cm})^2 (197 \text{ cm})$$

$$m_M = 8,020,863.4 \text{ g}$$

La masa crítica de uranio se obtiene de la siguiente manera

$$m_F = Z \frac{\sigma_{aM}(E_0) M_F}{g_{aF}(T) \sigma_{aF}(E_0) M_M} m_M \quad (\text{A-13})$$

Cuyos valores para neutrones térmicos son $\sigma_{aM}(E_0) = 0.004 \text{ barn}$, $\sigma_{aF}(E_0) = 681 \text{ barn}$ [39], $g_{aF}(20^\circ \text{C}) = 0.9780$ [46]; las masas molares del grafito y del combustible, U235, respectivamente son $M_M = 12 \text{ g/mol}$, $M_F = 235 \text{ g/mol}$ [39];

Sustituyendo datos

$$m_F = 5.8021 \frac{(0.004 \times 10^{-24} \text{ cm}^2) \left(235 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)}{0.9780 (681 \times 10^{-24} \text{ cm}^2) \left(12 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)} (8,020,863.04 \text{ g})$$

$$m_F = 5,473.5650 \text{ g}$$

Calculando la densidad atómica para el combustible, U235

$$N_F = \frac{m_F N_A}{V_{reactor} M_F} \quad (\text{A-14})$$

Sustituyendo datos

$$N_F = \frac{5,473.5650 \text{ g} \left(6.022 \times 10^{23} \frac{\text{átomos}}{\text{mol}}\right)}{\pi (90 \text{ cm})^2 (197 \text{ cm}) \left(235 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)}$$

$$N_F = 2.7980 \times 10^{18} \frac{\text{átomos}}{\text{cm}^3}$$

La sección eficaz macroscópica de fisión $\bar{\Sigma}_F$ es definida como [46]

$$\bar{\Sigma}_F = N_F \bar{\sigma}_F = N_F 0.886 g_{fF}(T) \sigma_f(E_0) \quad (\text{A-15})$$

Para neutrones térmicos, $g_{fF}(20^\circ\text{C}) = 0.9759$ y $\sigma_f(0.025\text{eV}) = 577\text{ barn}$

$$\bar{\Sigma}_F = \left(2.7980 \times 10^{18} \frac{\text{átomos}}{\text{cm}^3} \right) (0.886) (0.9759) (577 \times 10^{-24} \text{ cm}^2)$$

$$\bar{\Sigma}_F = 1.3959 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

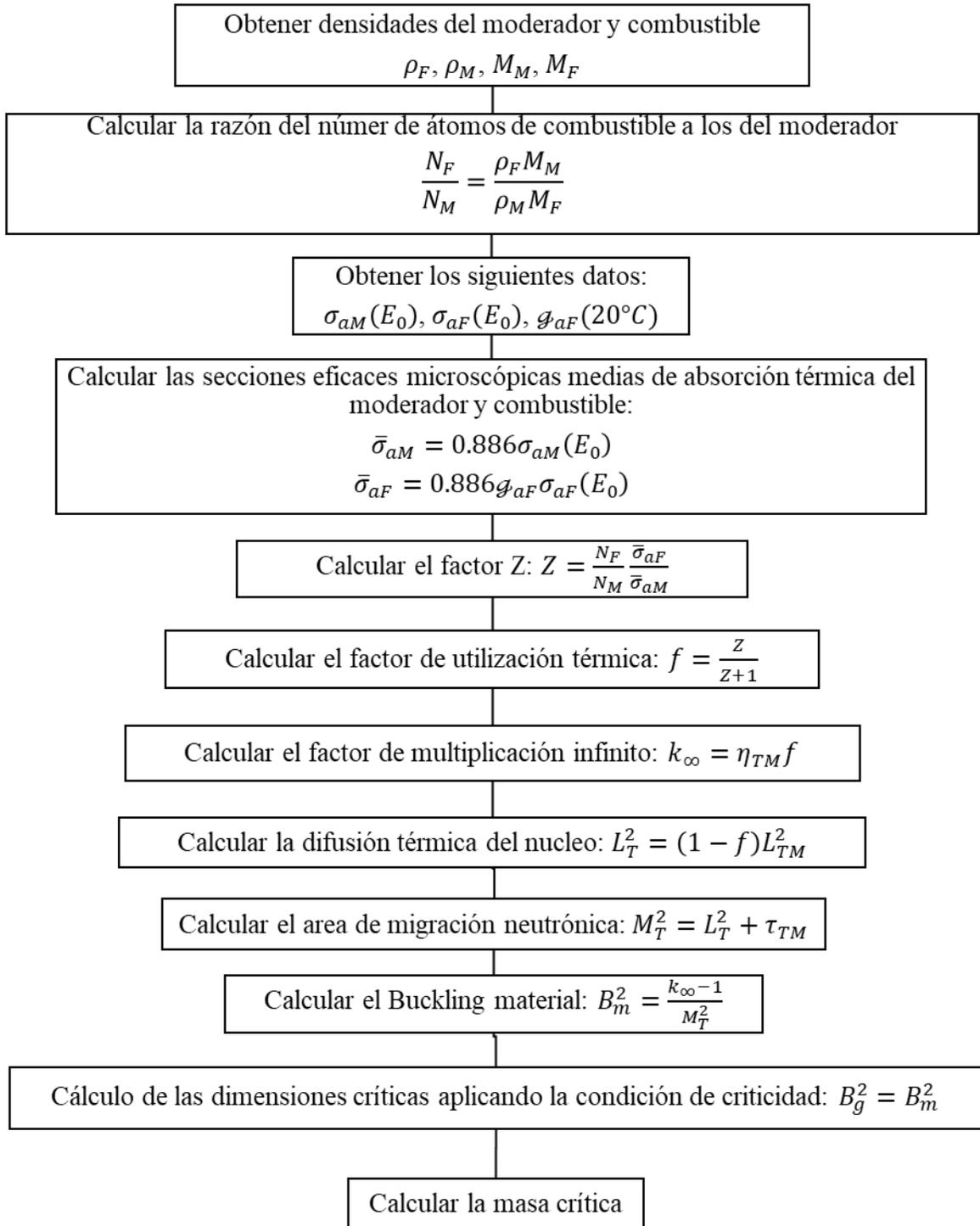
Para un cilindro finito, la constante A , viene definida como

$$A = \frac{3.63P}{VE_R \bar{\Sigma}_F} = 1.62 \times 10^{14} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}} \quad (\text{A-16})$$

$P = 10\text{MW}$ representa la potencia térmica del reactor y $E_R = 3.2 \times 10^{-11}\text{ J}$ es la energía recuperable por fisión

Mapa conceptual 2

Se utiliza únicamente cuando se conoce la composición del reactor térmico desnudo que tiene una mezcla homogénea del isótopo fisible y moderador; Los valores a calcular son las dimensiones del reactor



Desarrollando el segundo mapa conceptual y obteniendo la razón de concentración combustible-moderador

$$\frac{N_F}{N_M} = \frac{\rho_F M_M}{\rho_M M_F} \quad (\text{A-17})$$

Usamos la densidad con ayuda del cuadro sinóptico anterior, ya que para que haya condición de criticidad se necesita que la composición del sistema se asemeje al cuadro sinóptico anterior; por lo que su densidad se obtiene dividiendo la masa crítica del combustible por el volumen del reactor. Sustituyendo datos

$$\frac{N_F}{N_M} = \frac{\left(0.0011 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right) \left(12 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)}{\left(1.6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}\right) \left(235 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right)}$$

$$\frac{N_F}{N_M} = 3.4847 \times 10^{-5}$$

Calculamos el factor Z nuevamente, pero ahora con la condición o suposición de que desconocemos las dimensiones del núcleo del reactor.

$$Z = \frac{N_F \bar{\sigma}_{aF}}{N_M \sigma_{aM}} = \frac{N_F g_{aF} \sigma_{aF}(E_0)}{N_M \sigma_{aM}(E_0)} \quad (\text{A-18})$$

$$Z = \left(3.4847 \times 10^{-5}\right) \frac{(0.978) 681 \text{ barn}}{0.004 \text{ barn}}$$

$$Z = 5.8021$$

Calculando nuevamente el factor de utilización térmica

$$f = \frac{Z}{Z+1} = \frac{5.8021}{5.8021+1}$$

$$f = 0.8530$$

El factor de multiplicación infinito tiene un valor de

$$k_{\infty} = \eta_T f = 2.06(0.9875)$$

$$k_{\infty} = 1.7572$$

La longitud de difusión térmica del reactor para este caso tenemos.

$$L_T^2 = L_{TM}^2 (1-f) = (54.2 \text{ cm})^2 (1-0.8530)$$

$$L_T^2 = 431.8697 \text{ cm}^2$$

El área de emigración térmica es

$$M_T^2 = L_T^2 + \tau_T = 431.8697 \text{ cm}^2 + 350 \text{ cm}^2$$

$$M_T^2 = 781.8697 \text{ cm}^2$$

El buckling material para teoría modificada de un grupo nos da

$$B_m^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{M_T^2} \quad (\text{A-19})$$

$$B_M^2 = \frac{1.7572 - 1}{781.8697 \text{ cm}^2}$$

$$B_m^2 = 9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

Para este caso, si no contamos con las dimensiones del reactor en cuestión, podemos igualar el buckling geométrico (ecuación A-1) con el buckling material (ecuación A-19), la geometría del reactor de estudio es un cilindro finito.

$$B_m^2 = B_g^2$$

$$9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

En consideración, para que se haya una masa crítica mínima la altura del reactor $H = 1.82R$ [46]; Resolviendo para R la solución anterior

$$9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} = \frac{8.7636}{R^2}$$

$$R^2 = \frac{8.7636}{9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}}$$

$$R = \sqrt{\frac{8.7636}{9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}}}$$

$$R = 95.1297 \text{ cm}$$

Así mismo la altura del reactor es

$$H = 1.82(57.2523 \text{ cm})$$

$$H = 173.1361 \text{ cm}$$

Estas serían las dimensiones indicadas para el núcleo del reactor.

La densidad del U235 es $\rho_F = 0.0145 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, así, de esta manera la masa crítica mínima del combustible es

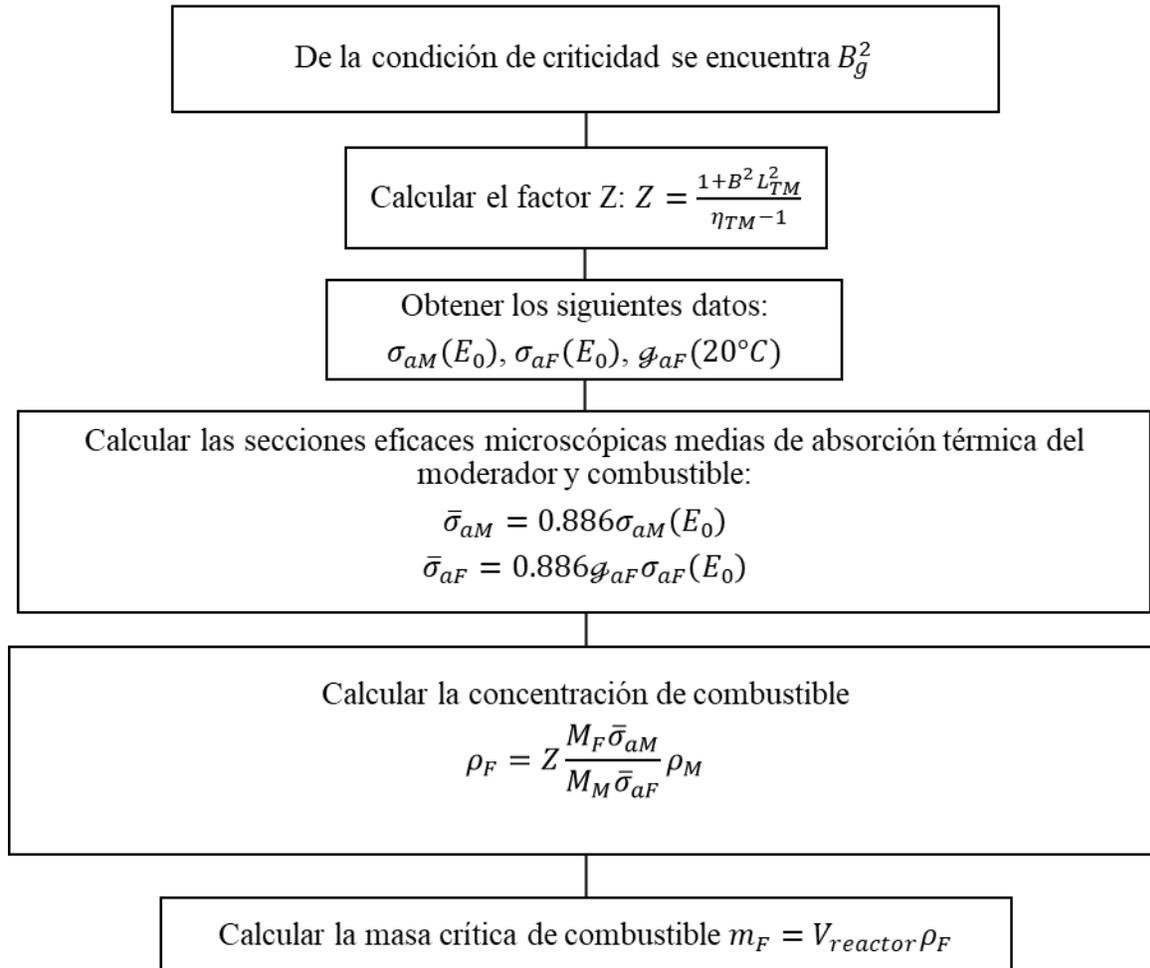
$$m_F = \rho_F V_{\text{reactor}} = \rho_F \pi R^2 H \quad (\text{A-20})$$

$$m_F = \pi (95.1297 \text{ cm})^2 (173.1361 \text{ cm}) \left(0.0145 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$m_F = 5,374.5139 \text{ g}$$

Mapa conceptual 3

Dimensiones específicas del reactor con reflector (infinito) y por calcularse la concentración para reactores con $\tau_{TM} \ll L_T^2$. El reactor no está reflejando con agua ligera.



El buckling geométrico referente a un reactor de forma cilíndrico finito tiene un valor ya obtenido en la sección uno.

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 = \left(\frac{2.405}{90 \text{ cm}} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{197 \text{ cm}} \right)^2$$

$$B_g^2 = 9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

El factor Z (ecuación A-21) tiene un valor de

$$Z = \frac{1 + B_g^2 L_{TM}^2}{\eta_T - 1} \quad (\text{A-21})$$

$$Z = \frac{1 + (9.6839 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2})(54.2 \text{ cm})^2}{2.06 - 1}$$

$$Z = 3.6271$$

Ahora, calculamos la concentración relativa combustible moderador

$$\frac{\rho_F}{\rho_M} = Z \frac{M_F \bar{\sigma}_{aM}}{M_M \bar{\sigma}_{aF}} = Z \frac{M_F \sigma_{aM}(E_0)}{M_M g_{aF} \sigma_{aF}(E_0)} \quad (\text{A-22})$$

Esta concentración relativa tiene un valor de

$$\frac{\rho_F}{\rho_M} = 3.6271 \frac{235 \frac{\text{g}}{\text{mol}} (0.004 \text{ barn})}{12 \frac{\text{g}}{\text{mol}} (681 \text{ barn})(0.978)} = 4.2661 \times 10^{-4}$$

Ahora, calculamos el valor de la concentración del combustible

$$\rho_F = 4.2661 \times 10^{-4} \left(1.6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$\rho_F = 6.8257 \times 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$$

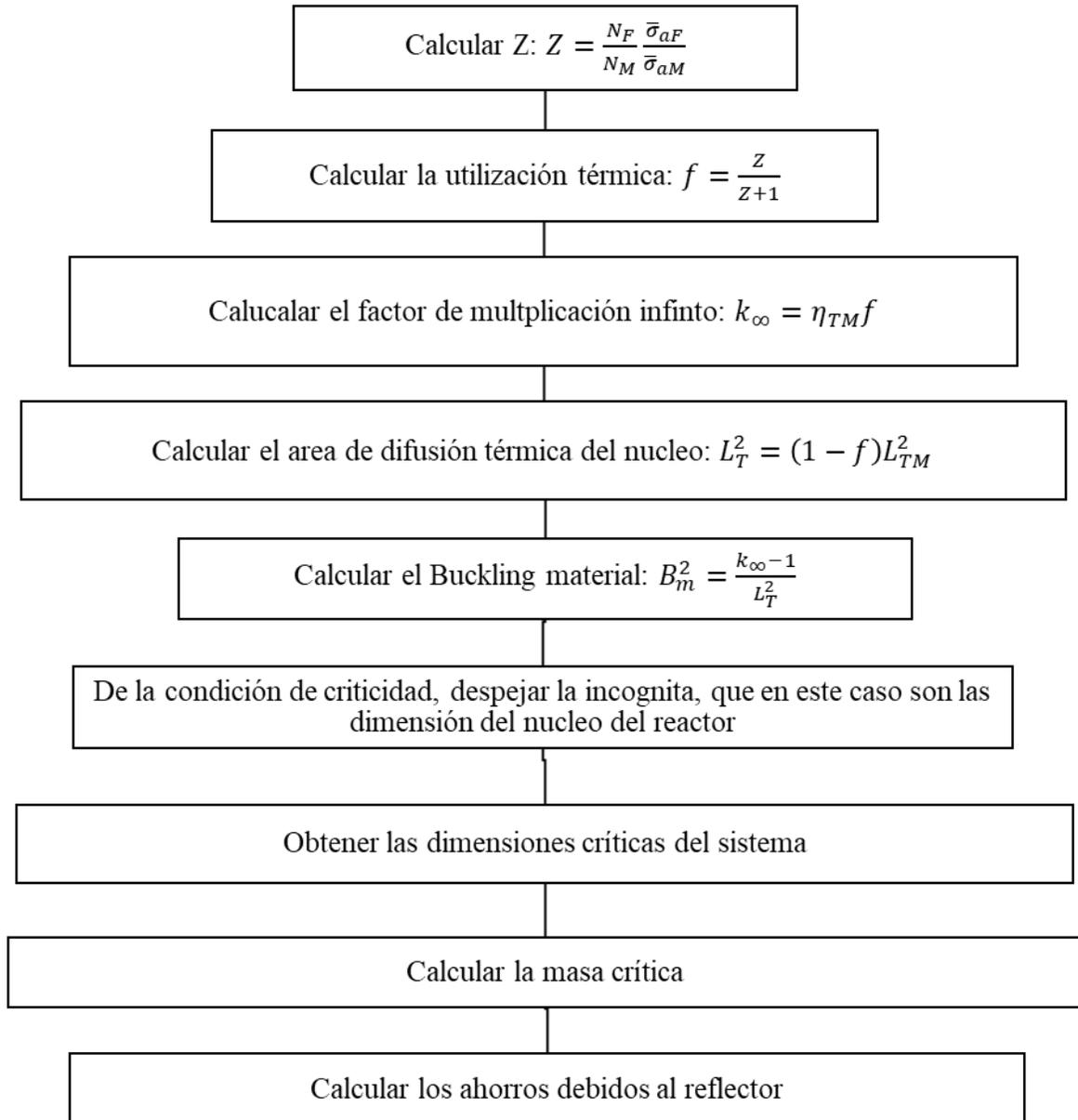
La masa crítica del combustible viene dada por

$$m_F = \rho_F V_{reactor} = \pi (90 \text{ cm})^2 (197 \text{ cm}) \left(6.8257 \times 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$m_F = 3,421.7424 \text{ g}$$

Mapa conceptual 4

Reactor con reflector y moderador en donde $\tau_{TM} \ll L_T^2$ en el núcleo. Concentración de combustible conocida y por calcularse las dimensiones.



Antes de calcular el factor Z , debemos de obtener las secciones eficaces microscópicas medias de absorción del moderador y del combustible de la siguiente manera

$$\bar{\sigma}_{aM} = 0.886 \sigma_{aM}(E_0) = 0.886(0.004 \text{ barn})$$

$$\bar{\sigma}_{aM} = 3.5440 \times 10^{-3} \text{ barn}$$

$$\bar{\sigma}_{aF} = 0.886 g_{aF} \sigma_{aF}(E_0) = 0.886(0.978)(681 \text{ barn})$$

$$\bar{\sigma}_{aF} = 590.0919 \text{ barn}$$

Calculando el factor Z

$$Z = \frac{\rho_F M_M \bar{\sigma}_{aF}}{\rho_M M_F \bar{\sigma}_{aM}} = \frac{0.0011 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \left(12 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right) (590.0919 \text{ barn})}{1.6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \left(235 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\right) (3.5440 \times 10^{-3} \text{ barn})}$$

$$Z = 5.8021$$

Calculamos nuevamente el factor de utilización térmica

$$f = \frac{Z}{Z+1} = \frac{5.8021}{5.8021+1}$$

$$f = 0.8530$$

Así, tenemos el factor de multiplicación infinito

$$k_{\infty} = \eta_T f = 2.06(0.8530)$$

$$k_{\infty} = 1.7572$$

Ahora, el área de difusión térmica del núcleo del reactor es

$$L_T^2 = (1-f) L_{TM}^2 = (1-0.8530)(54.2 \text{ cm})^2$$

$$L_T^2 = 431.8697 \text{ cm}^2$$

Calculamos el buckling material

$$B_m^2 = \frac{k_{\infty} - 1}{L_T^2} = \frac{1.7572 - 1}{431.8697 \text{ cm}^2}$$

$$B_m^2 = 1.7532 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}$$

Ahora, de la condición de criticidad igualamos $B_m^2 = B_g^2$

$$1.7532 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

Por definición $H = 1.82R$ para que haya una masa crítica mínima de combustible

$$1.7532 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2} = \frac{8.7636}{R^2}$$

Despejando R

$$R = \sqrt{\frac{8.7636}{1.7532 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}}}$$

$$R = 70.7010 \text{ cm}$$

Y cuya altura tendría un valor de

$$H = 1.82(70.7010 \text{ cm})$$

$$H = 128.6758 \text{ cm}$$

La masa crítica del combustible es

$$m_F = \rho_F V_{reactor} = \pi (70.7010 \text{ cm})^2 (128.6758 \text{ cm}) \left(0.0011 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$m_F = 472.6028 \text{ g}$$

Los ahorros debidos al reflector son

$$\delta = \frac{D_c}{D_r} L_{Tr} \tag{A-23}$$

En este caso $D_c = D_r$ ya que el coeficiente de difusión en el reactor, D_c , pertenece al moderador grafito y el coeficiente de difusión para el reflector es de grafito, D_r , igualmente, por lo que

$$\delta = L_{Tr} = L_{TM}$$

$$\delta = 54.2 \text{ cm}$$

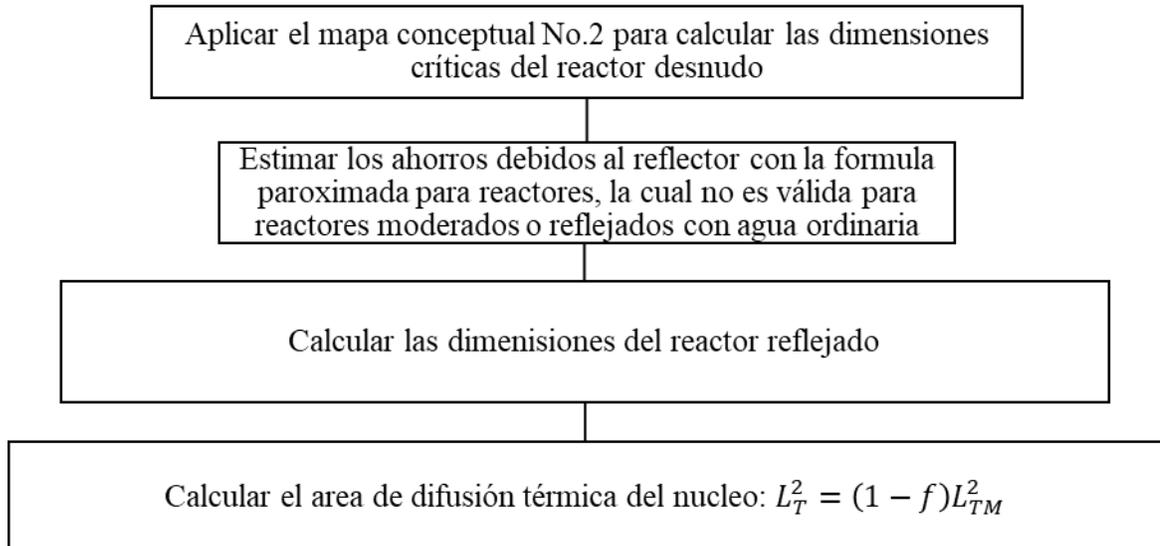
Por lo que las dimensiones del reactor con reflector cilíndrico son

$$R = R - \delta = 16.5010 \text{ cm}$$

$$H = H - 2\delta = 20.2758 \text{ cm}$$

Mapa conceptual 5

Estimación de las dimensiones del reactor reflejado, conociendo la composición del sistema considerando una mezcla homogénea entre moderador y combustible



Los ahorros debidos al reflector lo calculamos en el cuadro sinótico 4 y tiene un valor de

$$\delta = 54.2 \text{ cm}$$

Calculando las dimensiones del reactor reflejado nos da un valor de

$$R_0 = R - \delta = 95.1297 \text{ cm} - 54.2 \text{ cm}$$

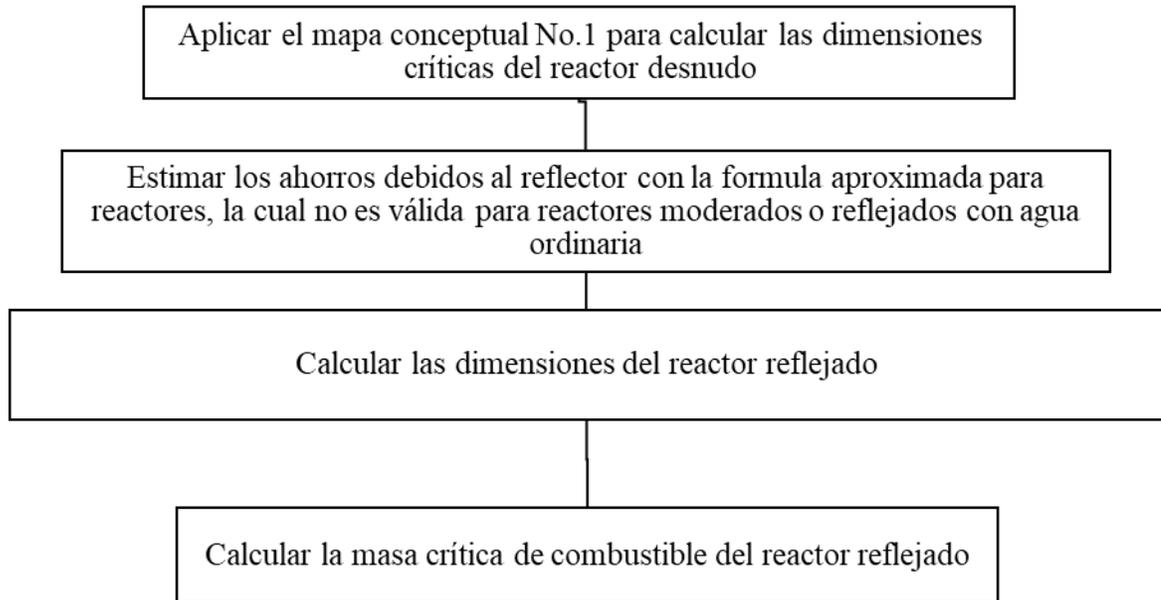
$$R_0 = 40.9297 \text{ cm}$$

$$H_0 = H - 2\delta = 173.1361 \text{ cm} + 2(54.2 \text{ cm})$$

$$H_0 = 64.7361 \text{ cm}$$

Mapa conceptual 5.1

Estimación de las dimensiones del reactor reflejado conociendo sus dimensiones del reactor desnudo y considerando una mezcla homogénea entre moderador y combustible.



Los ahorros debidos al reflector los calculamos en el cuadro sinóptico 4 y tiene un valor de

$$\delta = 54.2 \text{ cm}$$

Las dimensiones del reactor reflejado son

$$R_0 = R - \delta = 90 \text{ cm} - 54.2 \text{ cm}$$

$$R_0 = 35.8 \text{ cm}$$

$$H_0 = H - 2\delta = 197 \text{ cm} - 2(54.2 \text{ cm})$$

La masa crítica del reactor reflejado es

$$m_F = \rho_F V_{reactor} = \pi (35.8 \text{ cm})^2 (88.6 \text{ cm}) \left(0.0011 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$m_F = 389.5102 \text{ g}$$

B. Obtención de la condición inicial para el flujo neutrónico

El núcleo del reactor HTR-10 se presenta de forma cilíndrica y es recubierto totalmente por el reflector tal y como se observa en la siguiente figura

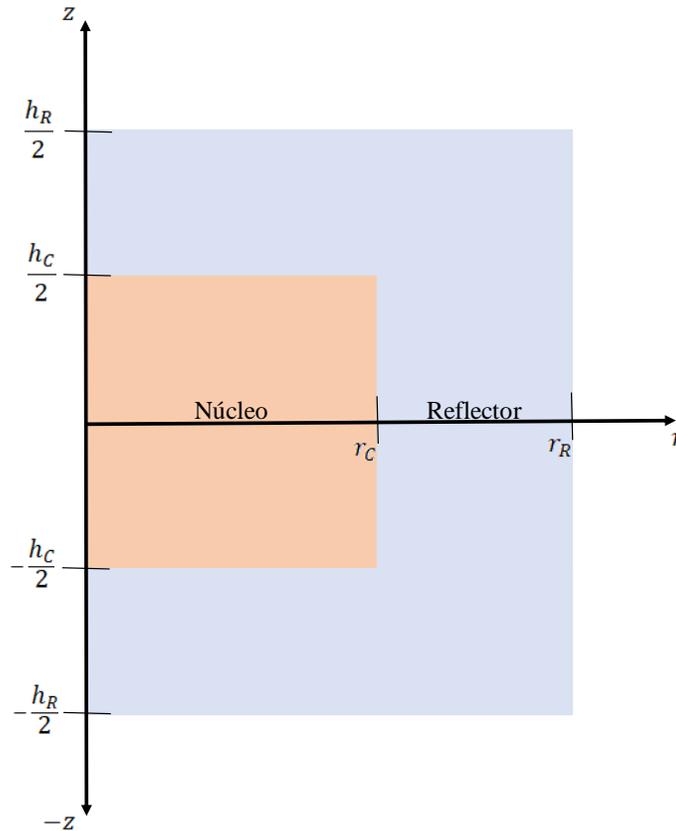


Figura 101. Reactor desnudo con reflector

Para llevar a cabo el estudio y obtener las ecuaciones que gobiernan el flujo neutrónico tanto del núcleo como del reflector, es necesario que dividamos el reflector en 3 partes principales que son, reflector lateral, reflector superior e inferior y reflector esquina superior y esquina inferior, esto puede apreciarse en la siguiente figura.

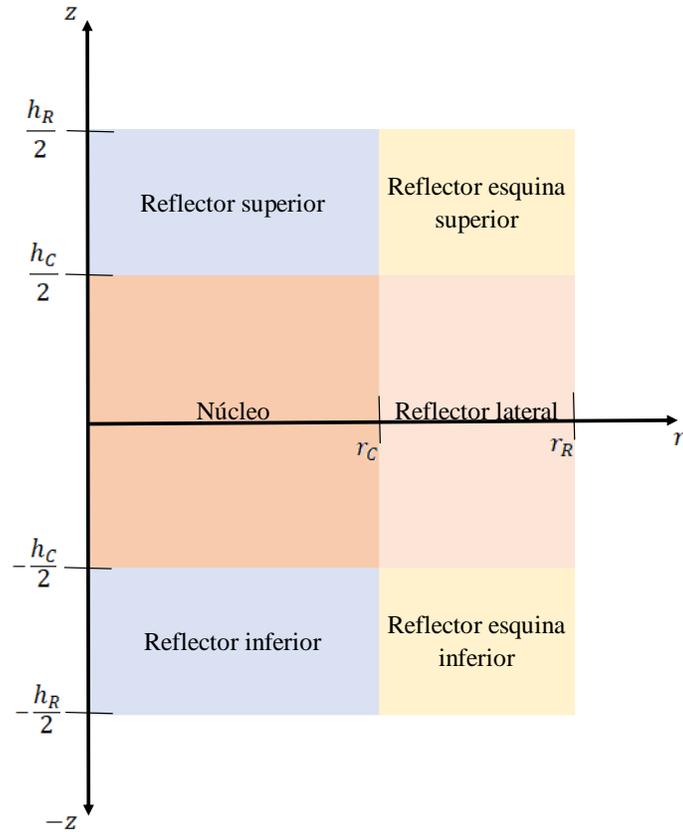


Figura 102. Reactor desnudo con el reflector dividido en diferentes secciones

Se considera la ecuación de difusión de neutrones tomando en cuenta la hipótesis de que todos los neutrones tienen una misma energía E_c . B-1

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) + \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) = S(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B-1})$$

Dada la hipótesis de que todos los neutrones tienen una misma energía, entonces, los procesos de fisión, absorción y difusión ocurren a una misma energía, por lo tanto, la velocidad a la que los neutrones de fisión aparecen en el reactor (término fuente) está dado por Ec. B-2, por otra parte, cuando se estudia el reflector, el término fuente es igual a 0 ya que no hay producción de neutrones por fisión

$$S(\mathbf{r}, t) = v \Sigma_f(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B-2})$$

En este caso el término v representa el número promedio de neutrones liberados por fisión, y, para nuestro caso como es un reactor térmico y además el material fisil consta de

Uranio-235 que toma un valor de $\nu = 2.418$. Reemplazando la Ec. B-2 en Ec. B-1. Por simplificación de simbología $D(\mathbf{r}) = D$, $\Sigma_a(\mathbf{r}) = \Sigma_a$, $\Sigma_f(\mathbf{r}) = \Sigma_f$ debido a que los materiales que se usan son normalmente homogéneos e isotrópicos.

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - D(\mathbf{r}) \nabla^2 \phi(\mathbf{r}, t) + \Sigma_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) = \nu \Sigma_f(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B-3})$$

Ecuación del flujo neutrónico del núcleo

El considerar el estado estacionario en el reactor desnudo se utiliza para visualizar el comportamiento del flujo neutrónico en nuestro sistema, además, se utiliza para obtener la condición inicial que se requiere para los experimentos numéricos realizados. La ecuación que gobierna el flujo neutrónico en el núcleo del reactor (subíndice C) se describirá en coordenadas cilíndricas, en la cual se tomara en cuenta únicamente la coordenada axial y radial, debido a que el reactor real se aproxima a un cilindro, la ecuación es la siguiente.

$$D_c \nabla^2 \phi_c(r, z) - \Sigma_{ac} \phi_c(r, z) + \nu \Sigma_{fc} \phi_c(r, z) = 0, \quad 0 \leq r \leq r_c, \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2} \quad (\text{B-4})$$

A continuación, para desarrollar la Ec. B-4 se debe de considerar que nuestro sistema multiplicador se comporta de manera crítica, es decir, esto sucede siempre y cuando el Buckling Material sea igual al Buckling geométrico

$$\nabla^2 \phi_c(r, z) + \frac{\nu \Sigma_{fc} - \Sigma_{ac}}{D_c} \phi_c(r, z) = 0 \quad (\text{B-5})$$

$$\nabla^2 \phi_c(r, z) + B_g^2 \phi_c(r, z) = 0 \quad (\text{B-6})$$

Para el caso de la Ec. B-6 que representa la zona del núcleo, el valor propio o también conocido como buckling geométrico que contribuye en cada coordenada es la siguiente y que posteriormente se demostrara el cómo se obtienen.

$$B_g^2 = B_r^2 + B_z^2 = \left(\frac{2.405}{\tilde{r}_c} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h_c} \right)^2$$

Las condiciones de frontera en dirección radial y axial son

$$\text{CF1R. } \phi_c(r, z) = 0, \quad r = \tilde{r}_c \quad \forall \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2}$$

$$\text{CF2R. } -D_c \frac{\partial \phi_c(r, z)}{\partial r} = 0 \rightarrow \phi_c(r, z) = \phi_0, \quad r = 0, \quad z = 0$$

$$\text{CF1Z. } \phi_c(r, z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_c}{2} \quad \forall \quad 0 \leq r \leq \tilde{r}_c$$

$$\text{CF2Z. } -D_c \frac{\partial \phi_c(r, z)}{\partial z} = 0 \rightarrow \phi_c(r, z) = \phi_0, \quad r = 0, \quad z = 0$$

las cantidades \tilde{r}_c y h_c son las llamadas radios y altura extrapolada respectivamente y se definen para el caso de un reactor cilíndrico totalmente cubierto

$$\begin{aligned} \tilde{r}_c &= r_c + d \\ h_c &= h_c + 2d \end{aligned}$$

Desarrollando la Ec. B-6 con la definición del buckling geométrico para un reactor cilíndrico que solo depende del radio y la altura

$$\nabla^2 \phi_c(r, z) + B_r^2 \phi_c(r, z) + B_z^2 \phi_c(r, z) = 0 \quad (\text{B-7})$$

Desarrollando la Ec. B-7 para coordenadas cilíndricas

$$\frac{\partial^2 \phi_c(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_c(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi_c(r, z)}{\partial z^2} + B_r^2 \phi_c(r, z) + B_z^2 \phi_c(r, z) = 0 \quad (\text{B-8})$$

Suponiendo que el flujo neutrónico se comporta como una función de variables separables, $\phi_c(r, z) = R_c(r)Z_c(z)$, y desarrollando la Ec. B-8 con esta suposición.

$$R_c''(r)Z_c(z) + \frac{1}{r} R_c'(r)Z_c(z) + R_c(r)Z_c''(z) + B_r^2 R_c(r)Z_c(z) + B_z^2 R_c(r)Z_c(z) = 0 \quad (\text{B-9})$$

dividiendo la Ec. B-9 por $R_c(r)Z_c(z)$ y agrupando cada término con su coordenada correspondiente.

$$\frac{1}{R_c(r)} \left[R_c''(r) + \frac{1}{r} R_c'(r) + B_r^2 R_c(r) \right] + \frac{1}{Z_c(z)} \left[Z_c''(z) + B_z^2 Z_c(z) \right] = 0 \quad (\text{B-10})$$

Se considera, que para que la igualdad se cumpla, las funciones agrupadas con su respectiva coordenada deben de ser igual a cero, obteniendo así dos ecuaciones independientes en el espacio, es decir

$$\frac{1}{R_c(r)} \left[R_c''(r) + \frac{1}{r} R_c'(r) + B_r^2 R_c(r) \right] = 0 \quad (\text{B-11})$$

$$\frac{1}{Z_c(z)} \left[Z_c''(z) + B_z^2 Z_c(z) \right] = 0 \quad (\text{B-12})$$

o también

$$R_c''(r) + \frac{1}{r} R_c'(r) + B_r^2 R_c(r) = 0 \quad (\text{B-13})$$

$$Z_c''(z) + B_z^2 Z_c(z) = 0 \quad (\text{B-14})$$

Cuyas soluciones generales son

$$R_c(r) = A_c J_0(B_r r) + C_c Y_0(B_r r) \quad (\text{B-15})$$

$$Z_c(z) = E_c \cos(B_z z) + F_c \text{sen}(B_z z) \quad (\text{B-16})$$

Las nuevas condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } R_c'(r) = 0 \rightarrow R_c(r) = \text{finito}, \quad r = 0$$

$$\text{CF2R. } R_c(r) = 0, \quad r = \tilde{r}_c$$

$$\text{CF1Z. } Z_c'(z) = 0 \rightarrow Z_c(z) = Z_c(-z), \quad z = 0$$

$$\text{CF2Z. } Z_c(z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_c}{2}$$

Aplicando CF1R a la Ec. B-15

$$R_c' = -B_r A_c J_1(B_r r) - B_r C_c Y_1(B_r r)$$

Evaluable en $r = 0$

$$R_c'(0) = -B_r A_c J_1(B_r 0) - B_r C_c Y_1(B_r 0)$$

$$-B_r C_c Y_1(0) = 0$$

Cuando evaluemos la función Bessel de primer tipo, J_1 , de orden 1 en $r = 0$ es igual a 0 ; mientras que la función Bessel de segundo tipo, Y_1 , de orden 1 cuando $r \rightarrow 0$, $Y_1 \rightarrow \infty$, es decir, que nunca se hace cero, por lo que la única forma en que la igualdad se cumpla es hacer $C_c = 0$, así la ecuación toma la siguiente forma

$$R_c(r) = A_c J_0(B_r r) \tag{B-17}$$

Aplicando CF2R a la Ec. B-17

$$R_c(\tilde{r}_c) = A_c J_0(B_r \tilde{r}_c)$$

$$A_c J_0(B_r \tilde{r}_c) = 0$$

Para que la igualdad de la ecuación anterior se cumpla, el argumento de la función Bessel J_0 debe de tomar el valor de la primera raíz en la cual $J_0 = 0$, entonces

$$B_r \tilde{r}_c = 2.405$$

$$B_r = \frac{2.405}{\tilde{r}_c}$$

La constante B_r , es conocida como el valor propio y $J_0(B_r \tilde{r}_c)$ es la función propia, se toma la primera raíz en la cual la función propia se hace igual a cero ya que se considera que nuestro reactor es crítico.

Sustituyendo el valor propio B_r en la Ec. B-17 se obtiene la solución única para el flujo neutrónico en la coordenada radial.

$$R_c(r) = A_c J_0 \left(\frac{2.405r}{r_c} \right) \quad (\text{B-18})$$

La condición de frontera CF1Z. $-D_c Z_c'(z) = 0$, $z = 0$ es aplicada debido a que en el centro del sistema multiplicador no puede haber un flujo neto de neutrones en el centro, sino más bien una fuente puntual. De igual manera, debido a que se necesita simetría en la dirección positiva y negativa de z al obtener la corriente de neutrones que pasan a través de una superficie es igual a cero, es decir que hay un máximo en el centro del sistema

$$-D_c \frac{dZ_c(z)}{dz} = 0$$

Y como requerimos que esta sea una función par, entonces es equivalente decir que el flujo en la coordenada axial es $Z_c(z) = Z_c(-z)$. Ahora, trabajando con la ecuación general del flujo neutrónico en la coordenada axial Ec. B-16 y aplicando CF1Z.

$$Z_c(z) = E_c \cos(B_z z) + F_c \sin(B_z z)$$

derivando

$$Z_c' = -B_z E_c \sin(B_z z) + B_z F_c \cos(B_z z)$$

evaluando en $z = 0$

$$Z_c'(0) = -B_z E_c \sin(B_z 0) + B_z F_c \cos(B_z 0)$$

$$-B_z E_c \sin(B_z 0) + B_z F_c \cos(B_z 0) = 0$$

$$B_z F_c = 0$$

Esto implica que la constante $F_c = 0$, ya que $B_z \neq 0$ es un valor propio, la solución general se reduce a

$$Z_c(z) = E_c \cos(B_z z) \quad (\text{B-19})$$

Aplicando la CF2Z a la Ec. B-19

$$Z_c \left(\pm \frac{h_c}{2} \right) = E_c \cos \left(B_z \left[\pm \frac{h_c}{2} \right] \right)$$

Como el coseno es una función par, entonces

$$E_c \cos \left(B_z \frac{h_c}{2} \right) = 0$$

Tomaremos la constante $E_c \neq 0$

$$\cos \left(B_z \frac{h_c}{2} \right) = 0$$

Ahora, para que la igualdad se cumpla, el argumento de la función propia, al igual que la coordenada radial, se debe de tomar la primera raíz en la que la función es igual a cero, es decir

$$B_z \frac{h_c}{2} = \frac{\pi}{2}$$

Despejando el valor propio

$$B_z = \frac{\pi}{h_c}$$

De este modo, la solución única para el caso de la coordenada axial es

$$Z_c(z) = E_c \cos \left(\frac{\pi z}{h_c} \right) \quad (\text{B-20})$$

La solución para el caso del reactor desnudo dada la suposición de que el flujo se comporta como una función de variables separables es la Ec. B-21

$$\phi_c(r, z) = A_c E_c J_0 \left(\frac{2.405r}{\tilde{r}_c} \right) \cos \left(\frac{\pi z}{h_c} \right) \quad (\text{B-21})$$

El producto de la solución del flujo Ec. B-21, $A_c E_c$, es calculado con la potencia del reactor y no por sus propiedades, que es la que determina la magnitud del flujo neutrónico en

un reactor. Para no arrastrar constantes tomaremos $E_c = 1$ ya que no influye en la obtención de la magnitud del flujo. Para calcular el término fuente es a través de la definición de potencia, se muestra a continuación

$$P = E_R \Sigma_f \int \phi_c(r, z) dV \quad (\text{B-22})$$

donde $dV = 2\pi r dr dz$ y sustituyendo la solución del flujo neutrónico Ec. B-21 en la Ec. B-22

$$P = 2\pi E_R \Sigma_f A_c \int_0^{r_c} r J_0\left(\frac{2.405r}{\tilde{r}_c}\right) dr \int_{-\frac{h_c}{2}}^{\frac{h_c}{2}} \cos\left(\frac{\pi z}{h_c}\right) dz$$

Integrando y evaluando

$$P = 2\pi E_R \Sigma_f A_c \tilde{r}_c \left[\frac{r_c}{2.405} J_1\left(\frac{2.405r_c}{\tilde{r}_c}\right) \right] \left[\frac{2h_c}{\pi} \text{sen}\left(\frac{\pi h_c}{h_c}\right) \right]$$

Despejando A_c

$$A_c = \frac{2.405P\pi}{4\pi E_R \Sigma_f \tilde{r}_c r_c h_c J_1\left(\frac{2.405r_c}{\tilde{r}_c}\right) \text{sen}\left(\frac{\pi h_c}{2h_c}\right)} \quad (\text{B-23})$$

Ahora, si consideramos que la *distancia extrapolada* “ d ” es muy pequeña ya sea en la coordenadas radial y axial, entonces $\frac{h_c}{2} \approx \frac{h_c}{2}$ y también $\tilde{r}_c \approx r_c$, por lo tanto, la constante A_c se reduce a Ec. B-24

$$A_c = \frac{2.405P\pi}{4\pi E_R \Sigma_f r_c^2 h_c J_1(2.405) \text{sen}\left(\frac{\pi}{2}\right)}$$

$$A_c = \frac{3.63P}{E_R \Sigma_f V} \quad (\text{B-24})$$

Esta sería una buena aproximación únicamente para la constante A_c cuando determinamos que la distancia extrapolada d es muy pequeña como para ser tomada en

cuenta. Pero si tomamos en cuenta esta suposición entonces para la solución del flujo en la zona del núcleo, el flujo se haría cero justo en su frontera, por lo que estudiar el flujo en la zona del reflector no se podría ya que no habría interacción de los neutrones con el material del reflector.

Ecuación del flujo neutrónico en el reflector esquina superior e inferior

Al considerar la Ec. B-1, al tener en cuenta que en cualquier región en el reflector no hay producción de neutrones, es decir, $S(\mathbf{r}, t) = 0$ y además se considera estado estacionario, la Ec. B-1 se reduce a

$$-D_{R1}\nabla^2\phi_{R1}(r, z) + \Sigma_{aR1}\phi_{R1}(r, z) = 0, \quad r_c \leq r \leq r_R, \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2} \quad (\text{B-25})$$

Al considerar la hipótesis de que todos los neutrones tienen una misma energía, surge la definición de longitud de difusión L , la cual nos determina la distancia recorrida por un neutrón desde que nace hasta que se absorbe Ec. B-26

$$\frac{D(\mathbf{r})}{\Sigma_a(\mathbf{r})} = L(\mathbf{r}) \quad (\text{B-26})$$

Desarrollando la Ec. B-25 para el reflector esquina superior e inferior (subíndice R1)

$$\nabla^2\phi_{R1}(r, z) - \frac{1}{L_{R1}^2}\phi_{R1}(r, z) = 0 \quad (\text{B-27})$$

Las condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } \phi_{R1}(r, z) = 0, \quad r = r_R \quad \forall \quad \pm \frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_R}{2}$$

$$\text{CF2R. } \phi_{R1}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad r = r_c \quad \forall \quad \pm \frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_R}{2}$$

$$\text{CF1Z. } \phi_{R1}(r, z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_R}{2} \quad \forall \quad r_c \leq r \leq r_R$$

$$\text{CF2Z. } \phi_{R1}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad z = \pm \frac{h_c}{2} \quad \forall \quad r_c \leq r \leq r_R$$

Suponiendo que el flujo neutrónico de la Ec. B-27 se comporta como una función de variables separables, $\phi_{R1}(r, z) = R_{R1}(r)Z_{R1}(z)$, desarrollando la ecuación en coordenadas cilíndricas y dividiendo la ecuación por $R_{R1}(r)Z_{R1}(z)$; Recordando que las propiedades de los materiales son isotrópicas y homogéneas, es decir, que dichas propiedades no cambian en el espacio, por lo tanto, al desarrollar la Ec. B-27 se tiene

$$\frac{1}{R_{R1}(r)} \left[R_{R1}''(r) + \frac{1}{r} R_{R1}'(r) - \frac{1}{L_{R1}^2} R_{R1}(r) \right] + \frac{1}{Z_{R1}(z)} \left[Z_{R1}''(z) - \frac{1}{L_{R1}^2} Z_{R1}(z) \right] = 0 \quad (\text{B-28})$$

De esta manera se obtienen dos ecuaciones del flujo, de la coordenada radial y axial específicamente

$$R_{R1}''(r) + \frac{1}{r} R_{R1}'(r) - \frac{1}{L_{R1}^2} R_{R1}(r) = 0 \quad (\text{B-29})$$

$$Z_{R1}''(z) - \frac{1}{L_{R1}^2} Z_{R1}(z) = 0 \quad (\text{B-30})$$

Las soluciones generales son

$$R_{R1}(r) = A_{R1} K_0 \left(\frac{r}{L_{R1}} \right) + C_{R1} I_0 \left(\frac{r}{L_{R1}} \right) \quad (\text{B-31})$$

$$Z_{R1}(z) = E_{R1} \cosh \left(\frac{z}{L_{R1}} \right) + F_{R1} \sinh \left(\frac{z}{L_{R1}} \right) \quad (\text{B-32})$$

Las nuevas condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } R_{R1}(r) = 0, \quad r = r_R$$

$$\text{CF2R. } R_{R1}(r) = R_c(r), \quad r = r_c$$

$$\text{CF1Z. } Z_{R1}(z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_R}{2}$$

$$\text{CF2Z. } Z_{R1}(z) = Z_c(z), \quad z = \pm \frac{h_c}{2}$$

Trabajando con el flujo neutrónico en la coordenada radial y aplicando CF1R a la Ec.

B-31

$$R_{R1}(r_R) = A_{R1}K_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right) + C_{R1}I_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right) = 0$$

Despejando la constante A_{R1}

$$A_{R1} = -C_{R1} \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)}$$

Sustituyendo la constante A_{R1} en la Ec. B-31

$$R_{R1}(r) = C_{R1}I_0\left(\frac{r}{L_{R1}}\right) - C_{R1} \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)} K_0\left(\frac{r}{L_{R1}}\right) \quad (\text{B-33})$$

Aplicando la CF2R a la Ec. B-33

$$R_{R1}(r_c) = C_{R1}I_0\left(\frac{r_c}{L_{R1}}\right) - C_{R1} \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)} K_0\left(\frac{r_c}{L_{R1}}\right) = A_c J_0\left(\frac{2.405r_c}{\tilde{r}_c}\right)$$

Despejando la constante C_{R1} de la ecuación anterior

$$C_{R1}I_0\left(\frac{r_c}{L_{R1}}\right) - C_{R1} \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R1}}\right)} K_0\left(\frac{r_c}{L_{R1}}\right) = A_c J_0\left(\frac{2.405r_c}{\tilde{r}_c}\right)$$

$$C_{R1} = \frac{A_c J_0 \left(\frac{2.405 r_c}{\tilde{r}_c} \right)}{\left[I_0 \left(\frac{r_c}{L_{R1}} \right) - \frac{I_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)}{K_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)} K_0 \left(\frac{r_c}{L_{R1}} \right) \right]}$$

Sustituyendo la constante C_{R1} en la Ec. B-33

$$R_{R1}(r) = A_c J_0 \left(\frac{2.405 r_c}{\tilde{r}_c} \right) \frac{\left[I_0 \left(\frac{r}{L_{R1}} \right) - \frac{I_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)}{K_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)} K_0 \left(\frac{r}{L_{R1}} \right) \right]}{\left[I_0 \left(\frac{r_c}{L_{R1}} \right) - \frac{I_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)}{K_0 \left(\frac{r_R}{L_{R1}} \right)} K_0 \left(\frac{r_c}{L_{R1}} \right) \right]} \quad (\text{B-34})$$

Aplicando la condición de frontera CF1Z. $Z_{R1}(z) = 0$, $z = \pm \frac{h_R}{2}$ a la ecuación de la zona del reflector esquina superior e inferior; por términos de simetría al igual que en la zona del reactor desnudo para reducir signos se tomará como valor absoluto su condición de frontera $\frac{h_R}{2} = \left| \pm \frac{h_R}{2} \right|$, esto se hace ya que él $\sinh(z)$ es una función impar, es decir $\sinh(-z) = -\sinh(z)$ y al correr la solución en el dominio negativo de z , la solución única tendrá la misma forma que en el dominio positivo de z ; esto se hace para que en lugar de obtener 2 soluciones únicas, una en el rango positivo de z y otra en el rango negativo de z , se obtenga solo una ecuación; esto conlleva a que se aplicara valor absoluto en z , es decir $|z|$, ocurre lo mismo con el $\cosh(-z) = \cosh(z)$, esta al ser una función par no importa si usamos números negativos o positivos, siempre será el mismo valor

$$Z_{R1}(z) = E_{R1} \cosh \left(\frac{|z|}{L_{R1}} \right) + F_{R1} \sinh \left(\frac{|z|}{L_{R1}} \right)$$

Aplicando CF1Z

$$Z_{R1}\left(\frac{h_R}{2}\right) = E_{R1} \cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right) + F_{R1} \sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right) = 0$$

Despejando la constante E_{R1}

$$E_{R1} = -F_{R1} \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)}$$

Sustituyendo la constante E_{R1} en la Ec. B-32

$$Z_{R1}(z) = F_{R1} \sinh\left(\frac{z}{L_{R1}}\right) - F_{R1} \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)} \cosh\left(\frac{z}{L_{R1}}\right) \quad (\text{B-35})$$

Ahora, aplicando CF2Z. $Z_{R1}(z) = Z_C(z)$ en $z = \pm \frac{h_C}{2}$ a la Ec. B-35, de igual manera, se aplicará valor absoluto a la condición de frontera, es decir $\frac{h_C}{2} = \left| \pm \frac{h_C}{2} \right|$, esto es debido a que como el $\cosh(-z) = \cosh(z)$ es una función par, no habrá distinción si se colocan coordenadas negativas o positivas

$$Z_{R1}\left(\frac{h_C}{2}\right) = F_{R1} \sinh\left(\frac{h_C}{2L_{R1}}\right) - F_{R1} \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)} \cosh\left(\frac{h_C}{2L_{R1}}\right) = \cos\left(\frac{\pi h_C}{2h_c}\right)$$

$$F_{R1} = \frac{\cos\left(\frac{\pi h_C}{2h_c}\right)}{\left[\sinh\left(\frac{h_C}{2L_{R1}}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R1}}\right)} \cosh\left(\frac{h_C}{2L_{R1}}\right) \right]}$$

Sustituyendo F_{R1} en la Ec. B-35

$$\nabla^2 \phi_{R2}(r, z) - \frac{1}{L_{R2}^2} \phi_{R2}(r, z) = 0, \quad 0 \leq r \leq r_c, \quad \pm \frac{h_c}{2} \leq z \leq \pm \frac{h_R}{2} \quad (\text{B-38})$$

Ahora determinaremos como es que se comporta el flujo neutrónico para el reflector superior e inferior (subíndice R2), para llevarse a cabo esto, se entiende que el flujo neutrónico debe de ser continuo en todo el dominio en $0 \leq r \leq r_c$ para ambas ecuaciones. El comportamiento del flujo neutrónico en dirección radial del reflector superior e inferior se comporta de igual manera que el flujo neutrónico en dirección radial del reactor desnudo ya que su dominio es el mismo, esto es válido en la teoría de difusión.

Las condiciones de frontera para la región R2 del reflector son las siguientes

$$\text{CF1R. } \phi_{R2}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad 0 \leq r \leq r_c \quad \forall \quad \pm \frac{h_c}{2} \leq z \leq \pm \frac{h_R}{2}$$

$$\text{CF1Z. } \phi_{R2}(r, z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_R}{2} \quad \forall \quad 0 \leq r \leq r_c$$

$$\text{CF2Z. } \phi_{R2}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad z = \pm \frac{h_c}{2} \quad \forall \quad 0 \leq r \leq r_c$$

Suponiendo que el flujo neutrónico de la Ec. B-27 se comporta como una función de variables separables, $\phi_{R2}(r, z) = R_{R2}(r)Z_{R2}(z)$, desarrollando la ecuación en coordenadas cilíndricas y dividiendo la ecuación por $R_{R2}(r)Z_{R2}(z)$ obtenemos dos ecuaciones respectivas a su coordenada correspondiente.

$$R_{R2}''(r) + \frac{1}{r} R_{R2}'(r) - \frac{1}{L_{R2}^2} R_{R2}(r) = 0 \quad (\text{B-39})$$

$$Z_{R2}''(z) - \frac{1}{L_{R2}^2} Z_{R2}(z) = 0 \quad (\text{B-40})$$

Las soluciones generales son

$$R_{R2}(r) = A_{R2}K_0\left(\frac{r}{L_{R2}}\right) + C_{R2}I_0\left(\frac{r}{L_{R2}}\right) \quad (\text{B-41})$$

$$Z_{R2}(z) = E_{R2} \cosh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right) + F_{R2} \sinh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right) \quad (\text{B-42})$$

Las nuevas condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } R_{R2}(r) = R_c(r), \quad 0 \leq r \leq r_c$$

$$\text{CF1Z. } Z_{R2}(z) = 0, \quad z = \pm \frac{h_R}{2}$$

$$\text{CF2Z. } Z_{R2}(z) = Z_c(z), \quad z = \pm \frac{h_c}{2}$$

Si se aplica la CF1R a la solución general en dirección radial Ec. B-41, se obtiene

$$R_{R2}(r) = A_c J_0\left(\frac{2.405r}{\tilde{r}_c}\right) \quad (\text{B-43})$$

Ahora, aplicando CF1Z y CF2Z a la solución general en la coordenada axial Ec. B-42 la solución única será la misma que en la región R1 (reflector esquina superior e inferior), ya que comparten las mismas condiciones de frontera y la misma solución general.

$$Z_{R2}(z) = \cos\left(\frac{\pi h_c}{2h_c}\right) \frac{\left[\sinh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)} \cosh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right) \right]}{\left[\sinh\left(\frac{h_c}{2L_{R2}}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)} \cosh\left(\frac{h_c}{2L_{R2}}\right) \right]} \quad (\text{B-44})$$

La solución única del flujo en el reflector superior e inferior es la siguiente

$$\phi_{R2}(r, z) = A_c J_0\left(\frac{2.405r}{\tilde{r}_c}\right) \cos\left(\frac{\pi h_c}{2h_c}\right) \left[\frac{\sinh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)} \cosh\left(\frac{z}{L_{R2}}\right)}{\sinh\left(\frac{h_c}{2L_{R2}}\right) - \frac{\sinh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)}{\cosh\left(\frac{h_R}{2L_{R2}}\right)} \cosh\left(\frac{h_c}{2L_{R2}}\right)} \right] \quad (\text{B-45})$$

Ecuación del flujo neutrónico en el reflector lateral

La ecuación que gobierna el flujo en el reflector lateral (subíndice R3) es la siguiente, además, se toma la suposición de que el flujo en la coordina axial de esta región del reflector se comporta de igual manera que el flujo en el reactor desnudo, ya que el dominio en la coordenada axial es el mismo.

$$\nabla^2 \phi_{R3}(r, z) - \frac{1}{L_{R3}} \phi_{R3}(r, z) = 0, \quad r_c \leq r \leq r_R, \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2} \quad (\text{B-46})$$

Sus condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } \phi_{R3}(r, z) = 0, \quad r = r_R \quad \forall \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2}$$

$$\text{CF2R. } \phi_{R3}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad r = r_c \quad \forall \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2}$$

$$\text{CF1Z. } \phi_{R3}(r, z) = \phi_c(r, z), \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2} \quad \forall \quad r_c \leq r \leq r_R$$

Aplicando la suposición de que el flujo se comporta como una función de variables separables como se ha estado manejando, $\phi_{R3}(r, z) = R_{R3}(r)Z_{R3}(z)$, desarrollando la Ec. B-46 en coordenadas cilíndricas y dividiendo por $R_{R3}(r)Z_{R3}(z)$. Se obtienen dos ecuaciones una para cada coordenada.

$$R_{R3}''(r) + \frac{1}{r} R_{R3}'(r) - \frac{1}{L_{R3}^2} R_{R3}(r) = 0 \quad (\text{B-47})$$

$$Z_{R3}''(z) - \frac{1}{L_{R3}^2} Z_{R3}(z) = 0 \quad (\text{B-48})$$

Las soluciones generales son

$$R_{R3}(r) = A_{R3} K_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right) + C_{R3} I_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right) \quad (\text{B-49})$$

$$Z_{R3}(z) = E_{R3} \cosh\left(\frac{z}{L_{R3}}\right) + F_{R3} \sinh\left(\frac{z}{L_{R3}}\right) \quad (\text{B-50})$$

Las nuevas condiciones de frontera son

$$\text{CF1R. } R_{R3}(r) = 0, \quad r = r_R$$

$$\text{CF2R. } R_{R3}(r) = R_c(r), \quad r = r_c$$

$$\text{CF1Z. } Z_{R3}(z) = Z_c(z), \quad -\frac{h_c}{2} \leq z \leq \frac{h_c}{2}$$

Aplicando las condiciones de frontera CF1R y CF2R a la solución general en la coordenada radial Ec. B-49 se obtiene la solución única que se muestra en la sección del reflector esquina superior e inferior, ya que sus condiciones de frontera, la ecuación gobernante y su dominio es el mismo

$$R_{R3}(r) = A_c J_0\left(\frac{2.405 r_c}{\tilde{r}_c}\right) \frac{\left[I_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right) - \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)} K_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right) \right]}{\left[I_0\left(\frac{r_c}{L_{R3}}\right) - \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)} K_0\left(\frac{r_c}{L_{R3}}\right) \right]} \quad (\text{B-51})$$

La solución única de la solución general Ec. B-50 aplicando CF1Z hace que sea igual al comportamiento del flujo neutrónico del reactor desnudo que se calculó anteriormente debido a que su dominio es el mismo en la coordenada axial.

$$Z_{R3}(z) = \cos\left(\frac{\pi z}{h_c}\right) \quad (\text{B-52})$$

Por lo tanto, la solución única del flujo neutrónico en el reflector lateral es Ec. B-5

$$\phi_{R3}(r, z) = A_c J_0\left(\frac{2.405 r_c}{\tilde{r}_c}\right) \left[\frac{I_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right) - \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right) K_0\left(\frac{r}{L_{R3}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)} }{I_0\left(\frac{r_c}{L_{R3}}\right) - \frac{I_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right) K_0\left(\frac{r_c}{L_{R3}}\right)}{K_0\left(\frac{r_R}{L_{R3}}\right)}} \right] \cos\left(\frac{\pi z}{h_c}\right) \quad (\text{B-53})$$

A continuación, se muestra el comportamiento del flujo neutrónico de forma analítica para cada una de las regiones determinadas anteriormente, esto sirve como guía para comprobar si los resultados numéricos obtenidos por COMSOL Multiphysics son congruentes con los analíticos.

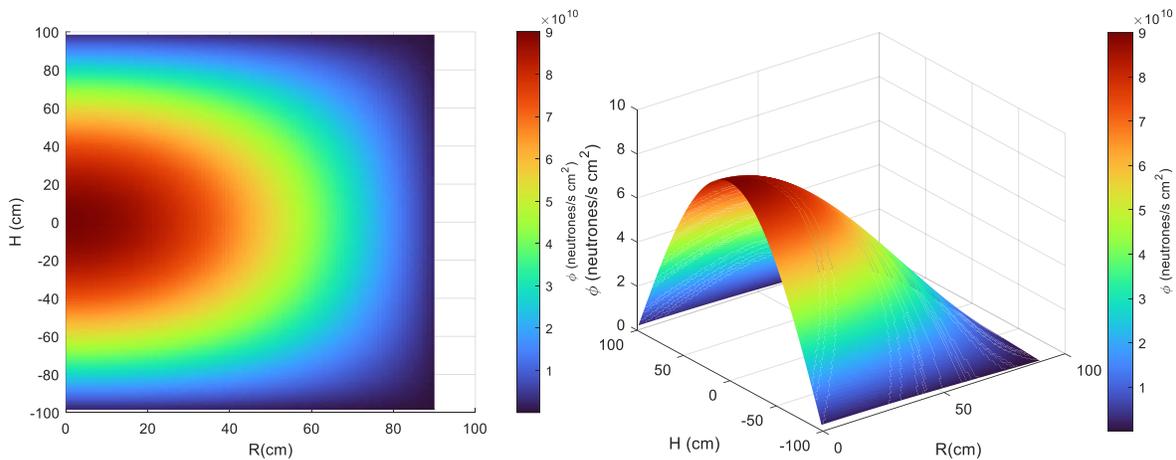


Figura 103. Comportamiento del flujo neutrónico analítico en el reactor desnudo

Como se observa en la **Figura 103** que las condiciones de frontera impuestas se cumplen, es decir que hay un máximo en el centro del reactor desnudo además de que en las fronteras no extrapoladas se tiene un flujo neutrónico distinto de 0.

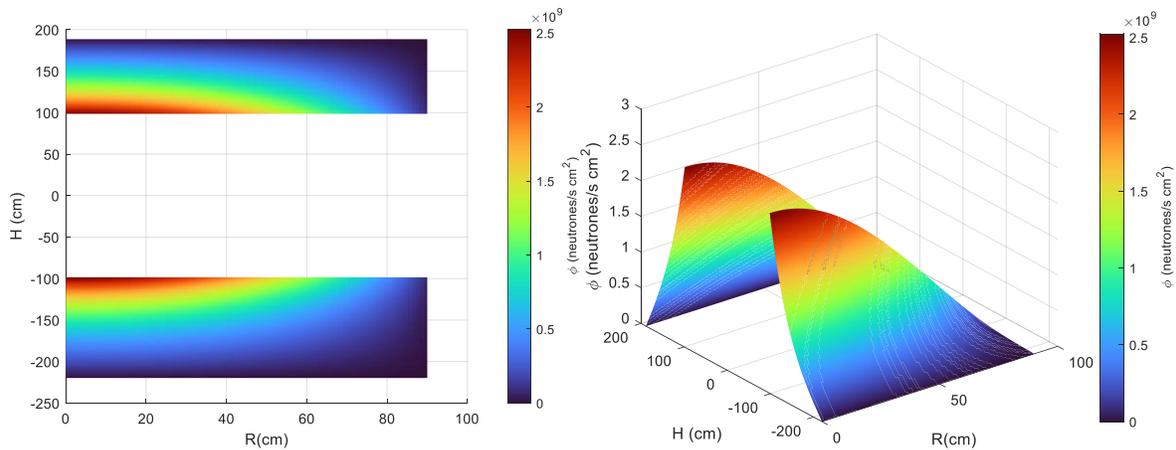


Figura 104. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflector superior e inferior

En las zonas del reflector de la parte superior e inferior que se muestra en la **Figura 104**, se tiene que hay un máximo de neutrones en las coordenadas $r=0\text{cm}$ y $z=\pm 98.5\text{cm}$ y conforme se va desplazando de este punto, el flujo neutrónico disminuye hasta cero en $0\text{cm} \leq r \leq 90\text{cm}$ y $z=(188.5\text{cm}, -219.73\text{cm})$.

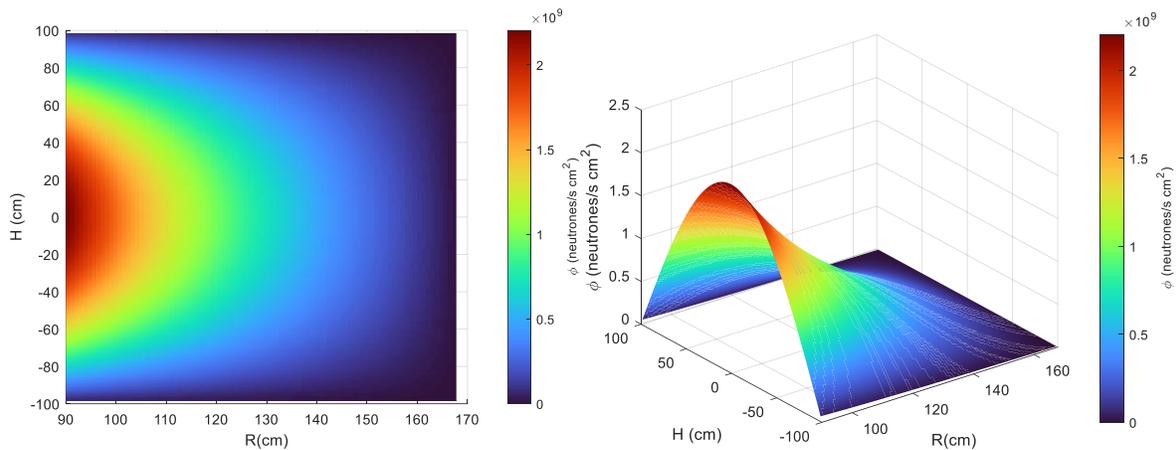


Figura 105. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflectore lateral

En la **Figura 105** se puede apreciar que el comportamiento del flujo neutrónico es igual como al del reactor desnudo (**Figura 103**), con la diferencia que la propagación de los neutrones en la coordenada radial es mucho menor que en el reactor desnudo, es decir, que el reflector no permite que los neutrones se distribuyan más uniformemente en este mismo. El mayor número de neutrones que se puede obtener en el reflecto lateral se encuentra en las coordenadas $r=90\text{cm}$ y $z=0\text{cm}$, además de que el flujo neutrónico se hace cero en el reflector lateral cuando $r=90\text{cm}$ y $-219.73\text{cm} \leq z \leq 98.5\text{cm}$.

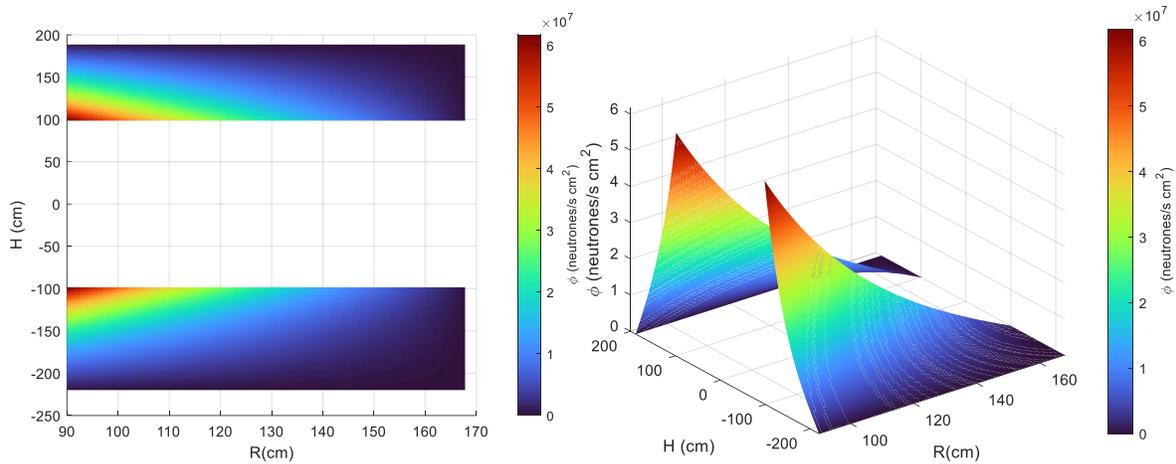


Figura 106. Comportamiento del flujo neutrónico en el reflector esquina superior e inferior

Para el reflector en la esquina superior e inferior (**Figura 106**) se tiene un número máximo de neutrones en $r=90\text{cm}$ y $z=\pm 98.5\text{cm}$, estas coordenadas están situadas justamente en los vértices del reactor desnudo, los cuales estos vértices hacen contacto únicamente con el reflector esquina superior e inferior. El flujo neutrónico en esta parte del reflector se hace 0 en $90\text{cm} \leq r \leq 167.79\text{cm}$ y $z=(188.5\text{cm}, -219.73\text{cm})$, y también en $r=167.79\text{cm}$ y $98.5\text{cm} \leq z \leq 188.5\text{cm}$, $-98.5\text{cm} \leq z \leq -219.73\text{cm}$, por lo que cumple con las condiciones de frontera impuestas anteriormente.

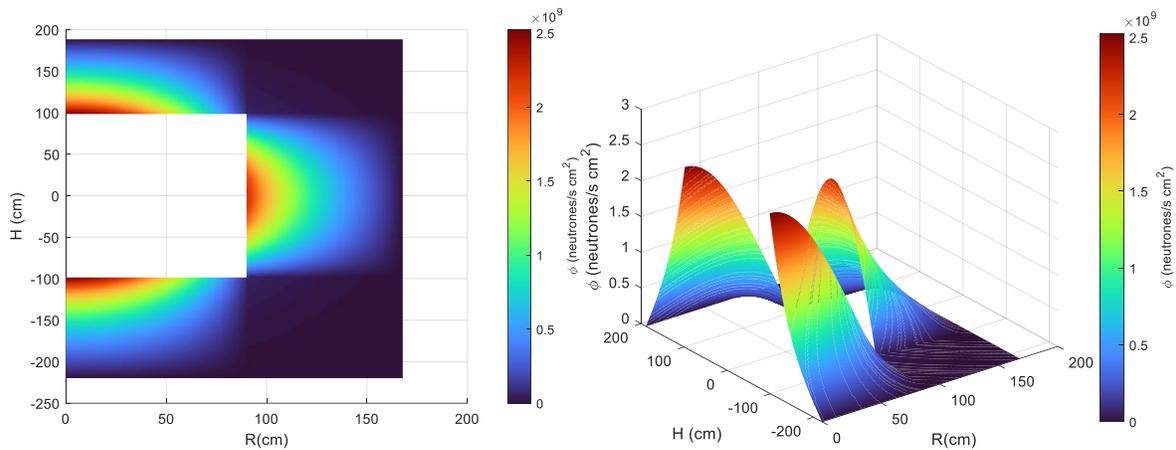


Figura 107. Comportamiento del flujo neutrónico del reflector total

En la **Figura 107** se muestra el comportamiento del flujo neutrónico de todo el reflector, las partes del reflector que reciben la mayor cantidad de neutrones del reactor desnudo son el reflector lateral y el reflector superior e inferior, por su parte el reflector

esquina superior e inferior es quien recibe menos cantidad de neutrones por lo que visualmente no se aprecia un cambio grande. En el reflector esquina superior y esquina inferior se tiene aproximadamente un máximo de 6×10^7 neutrones/cm²s y en el reflector lateral y reflector superior e inferior se tiene aproximadamente un máximo de 2.5×10^9 neutrones/cm²s, es decir, que los neutrones en el reflector esquina superior y esquina inferior representa únicamente el 2.4% de los neutrones máximos que puede haber en las otras partes del reflector. El cuadro sin información visual representa el dominio del reactor desnudo, se decide quitar el dominio del reactor desnudo para observar únicamente el reflector total.

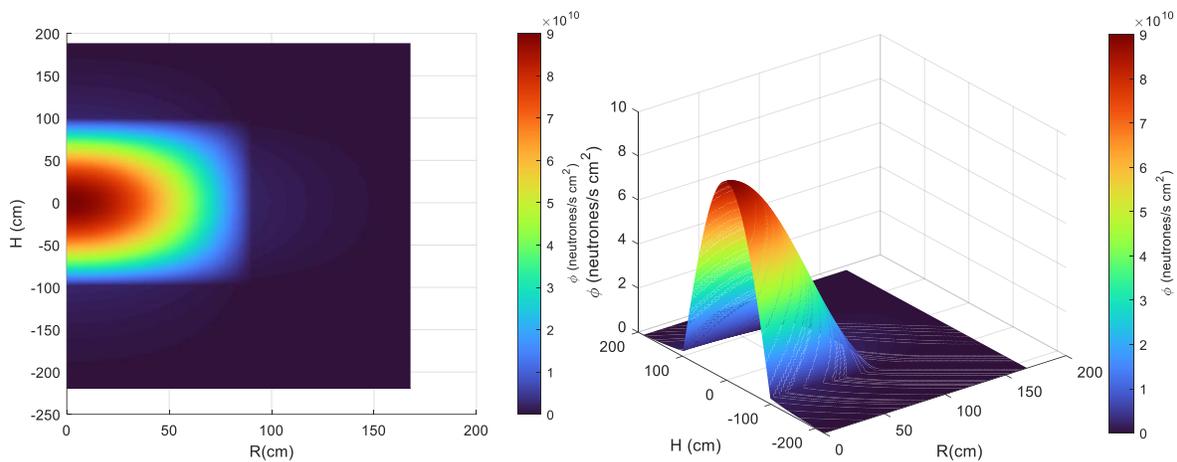


Figura 108. Comportamiento del flujo neutrónico en el reactor desnudo y reflector total

Al incluir el reactor desnudo y el reflector total (**Figura 108**) se pierde información visual de lo que sucede en el reflector, ya que el orden de magnitud que se tiene en el reactor desnudo es mayor. Se observa que hay un máximo número de neutrones en el centro cuyas coordenadas son $r = 0$ cm y $h = 0$ cm, conforme se aleja del origen los neutrones decaen gradualmente hasta llegar al reflector y del reflector hasta sus exteriores este flujo neutrónico es igual a 0.

Nomenclatura

Símbolos latinos

a_{sf}	Area superficial específica $[\text{m}^{-1}]$
B_g	Buckling geométrico $[\text{m}^{-1}]$
B_m	Buckling material $[\text{m}^{-1}]$
C_i	Concentración de neutrones retardados $[\text{cm}^{-3}]$
C_p	Calor específico a presión constante $[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$
C_v	Calor específico a volumen constante $[\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}]$
D	Coefficiente de difusión de neutrones $[\text{m}]$
g	Constante de la gravedad $[\text{m s}^{-2}]$
h_{sf}	Coefficiente convectivo de transferencia de calor intersticial $[\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}]$
k	Conductividad térmica $[\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}]$
k_{ef}	Factor de multiplicación efectivo $[-]$
k_{∞}	Factor de multiplicación infinito $[-]$
L	Longitud de difusión térmica $[\text{m}]$
l_n	Tiempo de vida media de los neutrones en un reactor finito $[\text{s}]$
n	Densidad neutrónica $[\text{cm}^{-3}]$
Nu	Número de Nusselt $[-]$
P	Potencia térmica del reactor $[\text{W}]$
p	Presión del reactor $[\text{Pa}]$
Pr	Número de Prandtl $[-]$

q'''	Potencia volumétrica del reactor $[\text{W m}^{-3}]$
r_p	Radio del pebble $[\text{m}]$
Re	Número de Reynolds $[-]$
T_s	Temperatura del combustible $[\text{K}]$
T_f	Temperatura del refrigerante $[\text{K}]$
$\langle T_s \rangle$	Temperatura promedio del combustible $[\text{K}]$
$\langle T_{s0} \rangle$	Temperatura promedio de referencia del combustible $[\text{K}]$
\mathbf{u}	Velocidad del fluido $[\text{m s}^{-1}]$
v	Velocidad del neutrón $[\text{m s}^{-1}]$

Símbolos griegos

α_F	Coefficiente de reactividad del combustible $[\text{K}^{-1}]$
α_M	Coefficiente de reactividad del moderador $[\text{K}^{-1}]$
β	Fracción efectiva de neutrones retardados $[-]$
β_i	Fracción de neutrones retardados por grupo $[-]$
ε_p	Porosidad $[-]$
ϕ	Flujo neutrónico $[\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$
κ	Constante de permeabilidad $[\text{m}^2]$
Λ	Tiempo de generación de neutrones $[\text{s}]$
λ	Constante de desintegración media de los neutrones retardados $[\text{s}^{-1}]$
λ_i	Constante de desintegración por grupo de neutrones retardados $[\text{s}^{-1}]$
μ	Viscosidad dinámica $[\text{Pa s}]$
θ	Fracción volumen $[-]$

ρ	Densidad $[\text{kg m}^{-3}]$
$\rho(t, T_s, T_M)$	Reactividad total [pcm]
ρ_{barras}	Reactividad por barras [pcm]
ρ_{ext}	Reactividad externa [pcm]
Σ_a	Sección eficaz macroscópica de absorción $[\text{cm}^{-1}]$

Unidades

cm	Centímetro
J	Joule
K	Kelvin
kg	Kilogramo
m	Metro
Pa	Pascal
s	Segundo
t	Tonelada
W	Watt

Referencia Bibliográfica

1. IEA (2023). *International Energy Agency*. Greenhouse Gas Emissions from Energy Data Explorer. Consultado en diciembre de 2023, de <https://www.iea.org/data-and-statistics/data-tools/greenhouse-gas-emissions-from-energy-data-explorer>
2. IAEA (2023). *International Atomic Energy Agency*. PRIS. *The Database on Nuclear Power Reactors*. Consultado en diciembre de 2023, de <https://pris.iaea.org/pris/>
3. Yamin, F. (1998). The Kyoto Protocol: Origins, assessment and future challenges. *Review of European Community and International Environmental Law*, **7**, 113.
4. Dimitrov, R. S. (2016). The Paris agreement on climate change: Behind closed doors. *Global environmental politics*, **16**, 1-11.
5. IEA, Wanner, B., Taniguchi, R. (2023). *International Energy Agency Nuclear*. Consultado en diciembre de 2023, de <https://www.iea.org/energy-system/electricity/nuclear-power>
6. IAEA, Gaspar, M. (2015). International Atomic Energy Agency. La energía nucleoelectrica: un pilar importante de las estrategias de mitigación del cambio climático de muchos países. Consultado en diciembre de 2023, de https://www.iaea.org/sites/default/files/publications/magazines/bulletin/bull56-2/5620405_es.pdf
7. IAEA. (2016). *International Atomic Energy Agency*. Status of accelerator driven systems research and technology development. (Capítulo 2). Consultado en diciembre 2023, de <https://www.iaea.org/publications/10870/status-of-accelerator-driven-systems-research-and-technology-development>
8. Rettig, Polly M. (1975). *National Register of Historic Places Inventory-Nomination: X-10 Reactor, Graphite Reactor*, **10**, 10-74.
9. Sowby, D., Thorne, M., Bridges, B. A., double diamond anniversary—Kyshtym, A., Wakeford, R., & McNally, R. J. (2007). The Windscale reactor accident—50 years on. *J. Radiol. Prot.*, **27**, 211-215.
10. Adamson, M. (2009). Cores of production: Reactors and radioisotopes in France. *Dynamis*, **29**, 261-284.

11. Jensen, S. E., & Nonbøl, E. (1999). *Description of the magnox type of gas cooled reactor (magnox)*.
12. Cacuci, D. G. (Ed.). (2010). *Handbook of Nuclear Engineering*. Springer Science & Business Media.
13. Burn, D. (1978). The Course of AGR Development. In *Nuclear Power and the Energy Crisis: Politics and the Atomic Industry*. Springer.
14. Wealer, B., Bauer, S., Landry, N., Seiß, H., & von Hirschhausen, C. R. (2018). *Nuclear power reactors worldwide: Technology developments, diffusion patterns, and country-by-country analysis of implementation (1951-2017)* (No. 93). Deutsches Institut für Wirtschaftsforschung (DIW) (DIW), Berlin.
15. Mears, L. D., & Goodjohn, A. J. (1989). *Situación del desarrollo y diseño de los reactores de alta temperatura refrigerados por gas*. IAEA publicaciones. Recuperado el 15 de noviembre de 2023, de https://www.iaea.org/sites/default/files/31304793639_es.pdf
16. Sowby, D., Thorne, M., Bridges, B. A., double diamond anniversary—Kyshtym, A., Wakeford, R., & McNally, R. J. (2007). The Windscale reactor accident—50 years on. *J. Radiol. Prot.*, **27**, 211-215.
17. Espinosa-Paredes, G., Castillo-Jiménez, V., Herranz-Puebla, L. E., & Vázquez-Rodríguez, R. (2013). Analysis of the interfacial heat transfer process in a pebble fuel. *Progress in Nuclear Energy*, **65**, 15-31.
18. Bess, J. D., Fujimoto, N., Dolphin, B. H., Snoj, L., & Zukeran, A. (2010). *Evaluation of the Start-Up Core Physics Tests at Japan's High Temperature Engineering Test Reactor (Fully-Loaded Core)* (No. INL/EXT-08-14767). Idaho National Lab.(INL), Idaho Falls, ID (United States).
19. Liem, P. H., Hartanto, D., y Tran, H. N (2021). *Lattice Physics Study of a Block/Prismatic-Type HTGR Design Option for the Indonesian Experimental Power Reactor (RDE)*.
20. Ponomarev-Stepnoi, N. N., Kukharkin, N. E., Bobrov, A. A., Chuniaev, E. I., Garin, V. P., Glushkov, E. S., ... & Zimin, A. A. (2003). Experiments on HTR criticality parameters at the ASTRA facility of the Kurchatov Institute. *Nuclear Engineering and Design*, **2-3**, 215-229.

21. George, A. P. (2001). *Introduction to the Pebble Bed Modular Reactor (PBMR)* (DOCUMENT No.: 009949-185). *Exelon Generation. South Africa.*
22. Tyobeka, B., & Reitsma, F. (2010). Results of the IAEA CRP5–Benchmark Analysis Related to the PBMR-400, PBMM, GT-MHR, HTR-10 and the ASTRA Critical Facility. In *Proc. Conf. PHYSOR 2010 “Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance Pittsburgh.*
23. Yuanqiang, W., Xingzhong, D., Huizhong, Z., & Zhiyong, H. (2002). *Design and tests for the HTR-10 control rod system. Nuclear Engineering and design, 218,* 147-154.
24. IAEA (2011). *International Atomic Energy Agency. High Temperature Gas Cooled Reactor – Pebble-bed Module.* Consultado en noviembre de 2023, de <https://aris.iaea.org/PDF/HTR-PM.pdf>
25. Chen, F., & Han, Z. (2021). *Steady-state thermal fluids analysis for the HTR-PM equilibrium core. International Journal of Advanced. Nuclear Reactor Design and Technology, 3,* 11-17
26. Ueta, S., Aihara, J., Sawa, K., Yasuda, A., Honda, M., & Furihata, N. (2011). Development of high temperature gas-cooled reactor (HTGR) fuel in Japan. *Progress in Nuclear Energy, 53(7),* 788-793.
27. GIF. (2016). Generation IV International Forum. https://www.gen-4.org/gif/jcms/c_9260/Public. Consultado en noviembre de 2023.
28. Nicholls, D. R. (2001). *The Pebble Bed Modular Reactor. Transactions of the Royal Society of South Africa, 56(2),* 125-130.
29. Thomas, S. (2011). *The pebble bed modular reactor: an obituary. Energy Policy, 39(5),* 2431-2440.
30. Matzner, D. (2004). *PBMR project status and the way ahead. In Proceedings of 2nd International Topical Meeting on High Temperature Reactor Technology, Beijing, China.*
31. Gao, Z., Shi, L. (2002). Thermal hydraulic calculation of the HTR-10 for the initial and equilibrium core. *Nuclear Engineering and Design, 218,* 51-64.
32. Z. Wu, D. Lin, D. Zhong (2002). The design features of the HTR-10. *Nuclear Engineering and Design. 218.* 25–32.

33. Agus, W., & Azizul, K. (2019). *International Atomic Energy Agency*. Calculation reactivity of HTR-10 control rods using scale.
34. Terry, W. K., Kim, S. S., Montierth, L. M., Cogliati, J. J., & Ougouag, A. M. (2005). *Evaluation of the HTR-10 Reactor as a Benchmark for Physics Code QA* (No. INL/CON-05-00852). Idaho National Lab. (INL), Idaho Falls, ID (United States).
35. IAEA, Xu, Y. (2002). *International Atomic Energy Agency*. The HTR-10 project and its further development (No. INIS-XA--524).
36. Jeong, H. D., Chang, S. H. (2009). *Estimation of the fission products, actinides and tritium of HTR-10. Nuclear Engineering and Technology*, **41**, 729-738.
37. Cho, N.Z., Yu, H., Kim, J.W., (2009). Two-temperature homogenized model for steady-state and transient thermal analysis of a pebble with distribution fuel particles. *Annals of Nuclear Energy*. **38**, 448-457.
38. Reactor core design of high-temperature gas-cooled reactors, Part 1: calculation of the material properties of helium. KTA3102.1, 1978.
39. Glasstone, S., Sesonske, A. (1990). *Ingeniería de reactores nucleares*. Reverté
40. Duderstadt, J. J., & Hamilton, L. J. (1976). *Nuclear reactor analysis*. Wiley.
41. Ganapol, B., y col. (2017). HTR-10 Multiphysics Point Kinetics Benchmark. *Proceedings of the International Conference on Mathematics and Computation Methods Applied to Nuclear Science & Engineering (M&C)*. *Sociedad Nuclear Coreana*.
42. D.A. Nield and A. Bejan, *Convection in Porous Media*, in *Convection Heat Transfer*, Fourth Edition, John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, 2013.
43. N. Wakao, S. Kaguei, and T. Funazkri, Effect of fluid dispersion coefficients on particle-to-fluid heat transfer coefficients in packed beds, *Chem. Engng Sci.* 34, pp. 325-336, 1979.
44. J. Bear, *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Elsevier Scientific Publishing, 1972
45. Rodríguez, A. G., Mazaira, L. Y. R., Hernández, C. R. G., Dominguez, D. S., & de Oliveira Lira, C. A. B. (2021). An integral 3D full-scale steady-state thermohydraulic calculation of the high temperature pebble bed gas-cooled reactor HTR-10. *Nuclear Engineering and Design*, 373, 111011.

46. Lamarsh, J. R., & Baratta, A. J. (2001). Introduction to nuclear engineering. Upper Saddle River, NJ: Prentice hall.



Casa abierta al tiempo

UNIVERSIDAD AUTÓNOMA METROPOLITANA

ACTA DE EXAMEN DE GRADO

No. 00119

Matrícula: 2223804744

Análisis dinámico de reactores nucleares de lechos de esferas enfriados con gas.

En la Ciudad de México, se presentaron a las 13:00 horas del día 29 del mes de enero del año 2025 en la Unidad Iztapalapa de la Universidad Autónoma Metropolitana, los suscritos miembros del jurado:

DR. ROBERTO CARLOS LOPEZ SOLIS
DR. LUIS CARLOS JUAREZ MARTINEZ
DRA. ALEJANDRIA DENISSE PEREZ VALSECA



ERICK JOSUE YESCAS POZOS
ALUMNO

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

MAESTRO EN CIENCIAS (ENERGÍA Y MEDIO AMBIENTE)

DE: ERICK JOSUE YESCAS POZOS

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

REVISÓ

MTRA. ROSALIA SERRANO DE LA PAZ
DIRECTORA DE SISTEMAS ESCOLARES

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

DIRECTOR DE LA DIVISIÓN DE CBI

DR. ROMAN LINARES ROMERO

PRESIDENTE

DR. ROBERTO CARLOS LOPEZ SOLIS

VOCAL

DR. LUIS CARLOS JUAREZ MARTINEZ

SECRETARIA

DRA. ALEJANDRIA DENISSE PEREZ VALSECA