

**UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA**



**UNIVERSITAT  
POLITÈCNICA  
DE VALÈNCIA**

**INSTITUTO DE INGENIERÍA ENERGÉTICA**

**DISEÑO CONCEPTUAL DE UN SISTEMA CONTROLADO POR  
UN ACELERADOR PARA TRANSMUTACIÓN DE RESIDUOS  
NUCLEARES Y APLICACIONES ENERGÉTICAS**

**TESIS DE DOCTORADO**

Programa de Doctorado en Ingeniería y Producción Industrial

**Presentada por:**

MSc. Laura García Fajardo

**Directores internos:**

Dr. Facundo Alberto Escrivá Castells

Dr. Ángel Pérez-Navarro Gómez

**Directores externos:**

Dr. Carlos Rafael García Hernández,

Instituto Superior de Tecnologías y Ciencias Aplicadas, La Habana, Cuba.

**Septiembre, 2012**



A esa larga cadena de sucesos y personas  
que me ha permitido llegar hasta aquí,

y a su eslabón principal: yo.



## AGRADECIMIENTOS

A mi madre, que ha confiado en mi determinación incluso cuando ni yo misma confiaba, y me ha apoyado para la realización de todos mis sueños. A mi padre, por legarme su infinita curiosidad hacia la naturaleza e incentivarme a entrar en el maravilloso mundo de la ciencia. A mi hermano, con quien siempre he podido contar cuando mis padres han estado lejos.

A mis directores de tesis: mi director cubano Carlos García y mis directores españoles Alberto Escrivá y Ángel Pérez-Navarro, de quienes he aprendido tanto y que han sido mis profesores y amigos. Por su paciencia ante mi testarudez, su insistencia ante mi pereza y por toda la ayuda y atención que me han brindado durante la realización de este trabajo.

Un profundo agradecimiento al programa MAEC-AECID y a su Comité de Selección, por financiar mis estudios de doctorado y el período de investigación.

A mis amigos y compañeros de trabajo de Cuba, especialmente a María Elena, Jesús Rubayo, Jesús Pérez y Jesús Rosales. Al Departamento de Ingeniería Nuclear del InSTEC por apoyarme durante estos años.

A José M. Corberán, director del IIE, por su amabilidad y su buena voluntad para ayudarme en los asuntos burocráticos, y a los funcionarios de la UPV Geraldine Bustamante, Marga Vila y Carlos Ortiz.

A mis amigos de Europa que me han hecho tan feliz durante toda mi estancia: a Cristina, Joan y Javi. A mi Carlos por ayudarme a sobrellevar el estrés de estos últimos meses. A las chicas, a los chicos, a la cerveza y a internet.

A mis amigos de almuerzos y comidas César, Rafa, Philipp y Sebas, por las interesantes reflexiones sobre economía, política y naturaleza humana, y también a Philipp y Sebas como matemáticos, por su asistencia en el Capítulo VII.

A mis amigos de Cuba en España, con los cuales he compartido desayunos, comidas, cenas, alegrías, tristezas y aventuras: Yaris, Lissette, Landy, Maykel y Luis Alberto, y a Fabio, Racson, Noriel y Liczandro que me ayudaron mucho durante el primer período de mi estancia en España.

A Bautista y familia, a Alberto y familia, y a Rosa, que me han abierto las puertas de sus casas y de sus corazones.

To Werner, for giving me hope.



## RESUMEN

Las posibilidades de desarrollo de la energía nuclear aumentan considerablemente con el incremento de la demanda energética mundial. Sin embargo, el manejo de los residuos provenientes del combustible nuclear gastado de las plantas nucleares convencionales es actualmente uno de los principales problemas que enfrenta el uso de esta fuente de energía. El objetivo del presente trabajo consistió en realizar el diseño conceptual del TADSEA (Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications): un sistema controlado por un acelerador (ADS), de tipo lecho de bolas, refrigerado por helio, que utiliza como combustible elementos transuránicos que forman parte del combustible nuclear gastado de las centrales nucleares convencionales de agua ligera, encapsulados en forma de partículas TRISO (TRIStructural-ISotropic), para transmutar estos elementos radiactivos y de larga vida en estables o de corta vida, disminuyendo la masa y la radiotoxicidad de los residuos, y además, utilizar las altas temperaturas que puede alcanzar el refrigerante a la salida del núcleo en este tipo de sistemas para producir hidrógeno a partir del agua, mediante el ciclo termoquímico yodo-azufre (I-S) o la electrólisis de alta temperatura. Para el modelo considerado se desarrolló un método analítico con el objetivo de calcular la porosidad real del lecho de bolas, aspecto muy importante para los cálculos neutrónicos y termo-hidráulicos. Se realizó el diseño neutrónico del TADSEA considerando la porosidad real, y teniendo en cuenta diferentes posiciones de la fuente de neutrones se obtuvieron en el núcleo las distribuciones de densidad de potencia más uniformes para los diferentes estados de trabajo del sistema mediante el software MCNPX. Se realizó el diseño simplificado del esquema general de la planta para garantizar una temperatura del refrigerante a la salida del núcleo lo suficientemente alta para la producción de hidrógeno mediante los procesos antes mencionados y se obtuvieron los perfiles de temperatura del refrigerante utilizando el software ANSYS CFX a partir de las distribuciones de densidad de potencia obtenidas con el MCNPX. Se diseñaron dos modelos para estudiar la distribución de temperatura dentro de los elementos combustibles y comprobar que no sobrepasen los límites de temperatura establecidos para el tipo de combustible utilizado. También se calculó la caída de presión del refrigerante a su paso por el núcleo. Este estudio preliminar sienta las bases para estudios futuros más detallados relacionados con este tema.



## ABSTRACT

The potential development of nuclear energy increases considerably with the increase of global energy demand. However, the management of the waste from spent nuclear fuel from conventional nuclear plants is one of the main problems that the use of this energy source faces nowadays. The aim of the present work is to make a conceptual design of the TADSEA (Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications): A pebble-bed accelerator driven system (ADS), cooled by Helium, that uses as fuel transuranic elements that are part of spent nuclear fuel from conventional light water reactors, encapsulated in the form of TRISO particles (TRIStructural-ISOtropic), to transmute these long lived radioactive elements into stable or short-lived elements, decreasing the mass and radiotoxicity of the waste, and also use the high temperatures that the coolant can reach at the core's outlet in such systems, to produce Hydrogen from water, either by the Iodine-Sulfur (I-S) thermo-chemical cycle or by high temperature electrolysis. An analytic method was developed for the considered design in order to calculate the real porosity of the pebble bed, which is a very important parameter for neutronic and thermal-hydraulic calculations. Considering the real porosity, the neutronic design of the TADSEA was done, and taking into account different positions of the neutron source, the most uniform power density profiles were obtained inside the core for the different working states of the system using MCNPX software. The general scheme of the Hydrogen production plant was designed to assure a coolant outlet temperature high enough for Hydrogen production by the processes mentioned above, and coolant temperature profiles were obtained using ANSYS CFX software from the power density distributions obtained with MCNPX. Two models were designed for the study of the temperature distribution inside the fuel elements in order to prove that the limited temperature established for the type of fuel considered is not exceeded. Also, the calculation of the coolant pressure drop through the core was performed. This preliminary study lays the groundwork for future more detailed studies related to this topic.



## RESUM

Les possibilitats de desenvolupament de l'energia nuclear augmenten considerablement amb l'increment de la demanda energètica mundial. Malgrat açò, la gestió dels residus procedents del combustible nuclear utilitzat a les plantes atòmiques convencionals és actualment un dels principals problemes que enfronta l'ús d'aquesta font d'energia. L'objectiu del present treball va consistir a realitzar el disseny conceptual del TADSEA (Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications): un sistema control·lat per un accelerador (ADS), de tipus llit de boles, refrigerat amb heli, que emprava com a combustible elements transurànics que formen part del combustible nuclear esgotat de les centrals nuclears convencionals d'aigua lleugera, encapsulats en forma de partícules TRISO (TRI-structural ISotropic), per a transmutar eixos elements radioactius i de llarga vida en altres estables o bé de vida curta, fent minvar la massa i la radiotoxicitat de les residus nuclears i, a més, utilitzant les altes temperatures que pot assolir el refrigerant a l'eixida del nucli en aquest tipus de sistemes per a produir Hidrogen a partir d'aigua mitjançant el cicle termoquímic iode-sofre (I-S) o l'electròlisi d'alta temperatura. Per al model considerat es va desenvolupar un mètode analític amb l'objectiu de calcular la porositat real del llit de boles, aspecte molt important per als càlculs neutrònics i termohidràulics. Es va realitzar el disseny neutrònic del TADSEA considerant la porositat real i, tenint en compte diferents posicions de la font de neutrons, s'obtingueren al nucli les distribucions de densitat de potència més uniformes per als diversos estats de funcionament del sistema mitjançant el software MCNPX. Es va efectuar el disseny simplificat de l'esquema general de la planta per a garantir una temperatura del refrigerant a l'eixida del nucli suficientment elevada per a la producció d'hidrogen mitjançant els processos esmentats abans i es varen obtenir perfils de temperatura del refrigerant usant el software ANSYS CFX a partir de les distribucions de densitat de potència obtingudes amb el MCNPX. Es dissenyaren dos models per a estudiar la distribució de la temperatura dins dels elements combustibles i comprovar que no sobrepassen els límits de la temperatura establerts per al tipus de combustible utilitzat. També es va calcular la caiguda de pressió del refrigerant al seu pas pel nucli. Aquest estudi preliminar estableix les bases per a estudis futurs més detallats relacionats amb aquest tema.



<b>INTRODUCCIÓN .....</b>	<b>1</b>
Objetivo general del trabajo.....	2
Estructura y aportes del trabajo.....	3
<b>CAPÍTULO I</b>	
<b>ESTADO ACTUAL DEL TEMA Y ANTECEDENTES.....</b>	<b>5</b>
1.1 El problema energético .....	5
1.2 Alternativas para la producción de energía.....	6
1.3 Energía nuclear .....	9
1.4 Problemas del uso de la energía nuclear en la industria energética .....	12
1.5 Generación IV de reactores nucleares (GIV).....	13
1.6 Reactor de muy alta temperatura (VHTR).....	14
1.7 Antecedentes del VHTR .....	15
1.8 Combustible encapsulado .....	18
1.9 Ciclo del combustible nuclear.....	22
1.10 Papel de los Sistemas Controlados por Acelerador en la transmutación .....	27
1.11 Partes principales de los ADSs y retos tecnológicos .....	30
1.12 Principales antecedentes del trabajo .....	34
<b>CAPÍTULO II</b>	
<b>DISEÑO PRELIMINAR DEL MODELO CONCEPTUAL.....</b>	<b>37</b>
2.1 El acelerador .....	40
2.2 El blanco de espalación.....	40
2.3 El refrigerante .....	41
2.4 El combustible .....	42
2.5 La Geometría .....	43
<b>CAPÍTULO III</b>	
<b>HERRAMIENTAS DE DISEÑO.....</b>	<b>47</b>
3.1 MCNPX .....	47
3.2 ANSYS CFX.....	49
3.3 Empaquetamiento de esferas y Geometría Computacional .....	53
<b>CAPÍTULO IV</b>	
<b>CÁLCULO DE LA FRACCIÓN DE EMPAQUETAMIENTO DEL     LECHO DE BOLAS.....</b>	<b>55</b>

## ÍNDICE DE CONTENIDO

---

4.1 Cálculo del número de bolas que caben dentro de la vasija de un reactor o un ADS .....	56
4.2 Cálculo de la fracción de empaquetamiento .....	60
<b>CAPÍTULO V</b>	
<b>DISEÑO NEUTRÓNICO DEL TADSEA.....</b>	<b>63</b>
5.1 Obtención de 100 MW de potencia utilizando la porosidad real del TADSEA .....	64
5.2 Desplazamiento de la fuente de neutrones .....	74
<b>CAPÍTULO VI</b>	
<b>OBTENCIÓN DE LOS PERFILES DE TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE .....</b>	<b>79</b>
6.1 Perfiles axiales de temperatura del helio .....	83
6.2 Perfiles radiales de temperatura del helio .....	87
6.3 Perfiles axiales-radiales de temperatura del helio .....	91
<b>CAPÍTULO VII</b>	
<b>TRANSFERENCIA DE CALOR EN EL ELEMENTO COMBUSTIBLE.....</b>	<b>97</b>
7.1 Modelos analíticos para el cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento combustible en el estado estacionario .....	100
7.2 Aplicación de los modelos analíticos al cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante el estado estacionario .....	103
7.3 Modelo analítico para el cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante transitorios .....	115
7.4 Aplicación del modelo analítico al cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante transitorios .....	117
<b>CAPÍTULO VIII</b>	
<b>CÁLCULO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN DEL REFRIGERANTE.....</b>	<b>131</b>
<b>CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO .....</b>	<b>135</b>
Conclusiones .....	135
Trabajo Futuro.....	137
<b>PUBLICACIONES Y EVENTOS CIENTÍFICOS .....</b>	<b>139</b>
Publicaciones.....	139
Eventos científicos .....	139
<b>REFERENCIAS .....</b>	<b>141</b>

---

## ÍNDICE DE CONTENIDO

---

### ANEXO A

<b>CÁLCULO DEL NÚMERO DE BOLAS QUE CABEN DENTRO DE UNA VASIJA .....</b>	<b>151</b>
A.1 Prisma con base hexagonal .....	151
A.2 Cilindro .....	155
A.3 Análisis de la altura .....	164

### ANEXO B

<b>SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DEL CALOR EN UNA ESFERA HOMOGÉNEA .....</b>	<b>169</b>
--	------------

### ANEXO C

<b>SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DEL CALOR EN UNA ESFERA NO HOMOGÉNEA .....</b>	<b>179</b>
---	------------



Figura 1.1: Esquema del ciclo termoquímico de yodo-azufre (Linares y Moratilla, 2007). .....	8
Figura 1.2: Estructura del combustible basado en partículas TRISO (Olander, 2009). .....	19
Figura 1.3: Probabilidad de fallo de la partícula TRISO en función de su temperatura (Kok, 2009). .....	21
Figura 1.4: Composición del combustible nuclear gastado: PWR, 30GW/t, 10 años de enfriamiento (Fazio, 2007). .....	23
Figura 1.5: Ciclo abierto de combustible (NEA, 2006b). .....	25
Figura 1.6: Ciclo cerrado de combustible (NEA, 2006b). .....	25
Figura 1.7: Ciclo avanzado de combustible (NEA, 2006b). .....	26
Figura 1.8: Esquema de un ADS. ....	27
Figura 1.9: Concepto general de un Sistema Controlado por Acelerador (ADS) (School of Chemistry, 2002). .....	28
Figura 2.1: Esquema del núcleo del PBT (Abánades y Pérez-Navarro, 2007). .....	39
Figura 2.2: Blanco de espalación del TADSEA (las dimensiones están dadas en centímetros) (Abánades y Pérez-Navarro, 2007). .....	41
Figura 2.3: Estructura de la partícula TRISO (CEA, 2006). .....	43
Figura 3.1: Etapas de la simulación CFD (ANSYS Europe Ltd <sup>®</sup> , 2005e). ..	52
Figura 4.1: Distribución bidimensional hexagonal (Conway, 1999). .....	56
Figura 5.1: Núcleo dividido axial y radialmente. ....	64
Figura 5.2: Potencia total vs. Ancho del reflector. ....	65
Figura 5.3: $K_{\text{eff}}$ vs. Masa de combustible por bola. ....	66
Figura 5.4: Fisión total en % vs. Masa de combustible por bola. ....	67
Figura 5.5: Espectro de energía normalizado. ....	68
Figura 5.6: Secciones transversales del $\text{Pu}^{239}$ (Fuente: Biblioteca de datos nucleares del MCNPX: ENDF/B-VII). .....	69
Figura 5.7a: Variación isotópica de los AM. ....	72
Figura 5.7b: Variación de los isótopos del Pu. ....	72
Figura 5.8a: Perfiles de densidad de potencia radial para IL, BOC y EOC. ..	73
Figura 5.8b: Perfiles de densidad de potencia axial para IL, BOC y EOC. ..	73
Figura 5.9a: Perfiles de densidad de potencia radial en IL para cada posición de la fuente. ....	75
Figura 5.9b: Perfiles de densidad de potencia radial en BOC para cada posición de la fuente. ....	76

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

Figura 6.1: Esquema de una planta de producción de hidrógeno a partir del calor extraído del TADSEA. ....	80
Figura 6.2a: Perfil de densidad de potencia axial (IL). ....	84
Figura 6.2b: Perfil de temperatura axial del helio (IL). ....	84
Figura 6.3a: Perfil de densidad de potencia axial (BOC). ....	85
Figura 6.3b: Perfil de temperatura axial del helio (BOC). ....	85
Figura 6.4a: Perfil de densidad de potencia axial (EOC). ....	86
Figura 6.4b: Perfil de temperatura axial del helio (EOC). ....	86
Figura 6.5a: Perfil de densidad de potencia radial (IL). ....	88
Figura 6.5b: Perfil de temperatura radial del helio (IL). ....	88
Figura 6.6a: Perfil de densidad de potencia radial (BOC). ....	89
Figura 6.6b: Perfil de temperatura radial del helio (BOC). ....	89
Figura 6.7a: Perfil de densidad de potencia radial (EOC). ....	90
Figura 6.7b: Perfil de temperatura radial del helio (EOC). ....	90
Figura 6.8a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (IL). ....	92
Figura 6.8b: Perfil de temperatura de salida del helio (IL). ....	92
Figura 6.9a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (BOC). ....	93
Figura 6.9b: Perfil de temperatura de salida del helio (BOC). ....	93
Figura 6.10a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (EOC). ....	94
Figura 6.10b: Perfil de temperatura de salida del helio (EOC). ....	94
Figura 7.1: Modelo no homogéneo del elemento combustible. ....	99
Figura 7.2: Zona del núcleo del TADSEA donde se encuentran las bolas que más potencia producen, para los 3 estados estudiados. ....	105
Figura 7.3a: Distribución de temperatura en la región donde más potencia por unidad de volumen se produce (EOC). ....	106
Figura 7.3b: Temperatura en la región donde más potencia por unidad de volumen se produce (EOC) respecto a la temperatura global. ....	106
Figura 7.4: Zona de la base del núcleo donde el helio tiene las temperaturas más altas (señalado en rojo). ....	107
Figura 7.5: Zona de la base del núcleo en el IL donde la densidad de potencia es mayor (anillo azul) y zona donde el helio tiene las temperaturas más altas (señalada en rojo). ....	108
Figura 7.6: Distribución de temperatura dentro de las tres bolas de combustible analizadas para el modelo homogéneo durante el estado estacionario. ....	111
Figura 7.7: Distribución de temperatura dentro de las tres bolas de combustible analizadas para el modelo no homogéneo durante el estado estacionario. ....	113

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

Figura 7.8: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) al disminuir un 4% el flujo másico. ....	119
Figura 7.9: Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) al disminuir un 4% el flujo másico. ....	119
Figura 7.10: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) al disminuir un 4% el flujo másico. ....	120
Figura 7.11: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) al disminuir el flujo másico al valor límite. ....	121
Figura 7.12: Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) al disminuir el flujo másico al valor límite. ....	122
Figura 7.13: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) al disminuir el flujo másico al valor límite. ....	122
Figura 7.14: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar. ....	124
Figura 7.15: Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar. ....	125
Figura 7.16: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar. ....	125
Figura 7.17: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar. ....	127
Figura 7.18: Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar. ....	127
Figura 7.19: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar. ....	128
Figura 8.1: Perfil de presión del refrigerante. ....	134
Figura A.1: Bolas de la primera capa. ....	152
Figura A.2a: Bolas de la primera y de la segunda capas superpuestas. ....	153
Figura A.2b: Bolas de la segunda capa. ....	154
Figura A.3: Sección circular de 60°. ....	155
Figura A.4: Triángulo ABC de la primera capa. ....	156
Figura A.5: Condición para establecer el criterio de parada para $p$ . ....	159
Figura A.6: Secciones circulares contiguas de la segunda capa. ....	160
Figura A.7: Triángulo ABC de la sección circular (1) de la segunda capa. ....	160
Figura A.8: Triángulo ABC de la sección circular (2) de la segunda capa. ....	162
Figura A.9: Disposición de las bolas en forma cúbica. ....	164
Figura A.10a: Disposición de las bolas en forma compacta hexagonal. ....	165
Figura A.10b: Geometría básica del lecho. ....	165
Figura A.11a: Número impar de capas. ....	166

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

Figura A.11b: Número par de capas..... 167

Tabla 2.1: Masa de transuránicos en el combustible nuclear gastado en los LWR (40 GWd/ton, 15 años de decaimiento) y composición del combustible del PBT.....	38
Tabla 2.2: Composición del combustible del PBT por bola y por partícula TRISO.....	38
Tabla 2.3: Principales características del PBT y del TADSEA.....	44
Tabla 4.1a: Resultados del método analítico utilizando las dimensiones del TADSEA.....	61
Tabla 4.1b: Resultados del método analítico ajustando las dimensiones del núcleo.....	61
Tabla 5.1: Potencia total para los diferentes estados del sistema utilizando $f=0.64$ .....	65
Tabla 5.2: Opciones para el rediseño del TADSEA.....	69
Tabla 5.3a: Masa inicial y final de los isótopos del Pu y AM para la opción A.....	70
Tabla 5.3b: Masa inicial y final de los isótopos del Pu y AM para la opción B.....	70
Tabla 5.4: Potencia térmica para las dos opciones estudiadas.....	71
Tabla 5.5: Principales características del TADSEA después del rediseño.....	71
Tabla 5.6: Posición de la fuente desplazada hacia abajo respecto a la posición original.....	75
Tabla 5.7a: Factores de pico para cada posición de la fuente (IL).....	77
Tabla 5.7b: Factores de pico para cada posición de la fuente (BOC).....	77
Tabla 6.1: Resumen de temperaturas de salida del helio.....	95
Tabla 7.1: Volumen de los anillos que componen el núcleo del TADSEA y número de bolas que contiene cada anillo.....	104
Tabla 7.2: Valores de densidad de potencia y de temperatura del helio en el anillo donde más potencia por unidad de volumen se produce, para cada uno de los estados estudiados.....	105
Tabla 7.3: Características de cada región del elemento combustible (Cho et al., 2009).....	109
Tabla 7.4: Resultados de la implementación del modelo de la esfera homogénea.....	110
Tabla 7.5: Resultados de la implementación del modelo de la esfera no homogénea.....	112

## ÍNDICE DE TABLAS

---

Tabla 7.6: Temperatura del helio y de las bolas en el nuevo estado estacionario. ....	120
Tabla 7.7: Temperatura del helio y de las bolas en el momento en que se alcanza la temperatura límite del combustible. ....	123
Tabla 7.8: Temperatura del helio y de las bolas en el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible, para una inercia de los circuladores de 8 min. ....	126
Tabla 7.9: Temperatura del helio y de las bolas en el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible, para una inercia de los circuladores de 13 min. ....	128
Tabla 8.1a: Resultados de caída de presión. ....	133
Tabla 8.1b: Resultados de caída de presión (dimensiones ajustadas). ....	133

### **NOMENCLATURA Y ACRÓNIMOS**

**ABWR:** Reactor Avanzado de Agua en Ebullición (Advanced Boiling Water Reactor)

**ADS:** Sistema controlado por acelerador (Accelerator Driven System)

**AGR:** Reactor moderado por grafito y refrigerado por gas (Advanced Gas-cooled Reactor)

**AHWR:** Reactor Avanzado de Agua Pesada (Advanced Heavy Water Reactor)

**AM:** Actínidos menores

**APWR:** Reactor Avanzado de Agua a Presión (Advanced Pressure Water Reactor)

**AVR:** Reactor alemán refrigerado por gas (Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor)

**BISO:** BIstructural-ISotropic

**BOC:** Inicio del Ciclo Estacionario (Begin Of Cycle)

**BWR:** Reactor de Agua en Ebullición (Boiling Water Reactor)

**CANDU:** Reactor Canadiense de Agua Pesada y Uranio (CANada Deuterium Uranium)

**EC6:** CANDU 6 mejorado (Enhanced CANDU 6)

**EOC:** Fin del Ciclo Estacionario (End Of Cycle)

**EPR:** Reactor Europeo Presurizado (European Pressurized Reactor)

**ESBWR:** Reactor Económico y Simplificado de Agua en Ebullición (Economic Simplified Boiling Water Reactor)

**FIMA:** Fisiones por Átomo Inicial de Metal (fissions per initial metal atom)

**GIV:** Generación IV de reactores nucleares

**GT-MHR:** Reactor Modular de Helio de Turbina de Gas (Gas Turbine Modular Helium Reactor)

**HLW:** Residuos de Alta Actividad (High Level Wastes)

**HTGR:** Reactor de Alta Temperatura Refrigerado por Gas (High Temperature Gas Reactor)

**HTR-10:** Reactor de Alta Temperatura de 10 MW (10 MW High Temperature Reactor)

## NOMENCLATURA Y ACRÓNIMOS

---

**HTTR:** Reactor Experimental de Alta Temperatura (High Temperature Test Reactor)

**I-S:** Yodo-Azufre (Iodine Sulfur)

**IAEA:** Agencia Internacional de Energía Atómica (International Atomic Energy Agency)

**IL:** Primera Carga (Initial Load)

**$K_{\text{eff}}$ :** Factor de multiplicación efectiva

**LBE:** Eutéctico Plomo-Bismuto (Eutectic Lead-Bismuth)

**LWR:** Reactor de Agua Ligera (Light Water Reactor)

**MEGAPIE:** Experimento Piloto de Blanco de espalación (MegaWatt Pilot Target Experiment)

**OBMR:** Reactor Modular de Lecho Ordenado de Bolas (Ordered Bed Modular Reactor)

**PBMR:** Reactor Modular de Lecho de Bolas (Pebble Bed Modular Reactor)

**PBR:** Reactor de lecho de bolas (Pebble Bed Reactor)

**PBT:** Transmutador de Lecho de Bolas (Pebble Bed Transmuter)

**PUREX:** Extracción de Plutonio y Uranio (Plutonium-Uranium Extraction)

**PWR:** Reactor de Agua a Presión (Pressure Water Reactor)

**RBMK:** Reactor de Canales de Gran Potencia (Reaktor Bolshoy Moshchnosti Kanalnyi)

**SMRs:** Reactores de Pequeño y Mediano tamaño o Reactores Modulares Pequeños (Small and Medium sized Reactors or Small Modular Reactors)

**TADSEA:** Sistema Controlado por un Acelerador para Transmutación y Aplicaciones Energéticas Sostenibles (Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications)

**THTR:** Reactor de Alta Temperatura de Torio (Thorium High Temperature Reactor)

**TRISO:** TRIstructural-ISotropic

**TRU:** Transuránicos

**VHTR:** Reactor de Muy Alta Temperatura (Very High Temperature Reactor)

**VVER:** Reactor Energético de Agua-Agua (Vodo-Vodyanoi Energetichesky Reactor)

El actual crecimiento de la demanda energética y la perspectiva de un gran incremento para el futuro próximo, unido al agotamiento de los combustibles fósiles, ha obligado al mundo a buscar nuevas alternativas viables para la producción de energía. La energía nuclear y el uso del hidrógeno como vector energético son algunos candidatos a jugar un papel importante en un futuro escenario energético. Actualmente, los problemas principales del uso de la energía nuclear están relacionados con el manejo del combustible nuclear gastado y el peligro de proliferación de armas nucleares; en el caso del hidrógeno, al no existir como elemento aislado en la Tierra, el mayor reto consiste en encontrar una manera de producirlo a gran escala sin tener que recurrir al uso de los combustibles fósiles y sin la emisión de gases de efecto invernadero.

Con la futura Generación IV de reactores nucleares se pretende solucionar los problemas del uso de la energía nuclear y aumentar las posibilidades de su desarrollo. Dentro de las tecnologías de la Generación IV se encuentran los reactores de muy alta temperatura (VHTR). Este tipo de reactor se está investigando con gran interés debido a su capacidad de alcanzar altas temperaturas del refrigerante a la salida del núcleo (cerca de 1000°C). Este calor se puede utilizar en el proceso I-S (yodo-azufre) o en la electrólisis de alta temperatura para producir hidrógeno. Además, el uso de la energía nuclear soluciona el problema de la emisión de gases de efecto invernadero (Ej. CO<sub>2</sub>) en el proceso de producción de hidrógeno.

Entre las alternativas para el manejo del combustible gastado se ha considerado la posibilidad de transmutar los residuos nucleares de larga vida en elementos estables o de corta vida, para disminuir la masa y la radiotoxicidad de los residuos que se enviarían a los repositorios geológicos profundos. Con respecto a este tema se está investigando el desarrollo de sistemas híbridos o Sistemas Controlados por Acelerador (ADSs), formados por un núcleo subcrítico y un acelerador de partículas. La principal ventaja de los ADSs respecto a los sistemas críticos es su mayor flexibilidad respecto a la composición del combustible y su seguridad potencialmente mayor. Los ADSs se adaptan perfectamente al quemado de combustibles que presentan problemas desde el punto de vista de la operación de un reactor crítico, es decir, combustibles que degradan las características neutrónicas del núcleo crítico debido a su pequeña fracción de neutrones diferidos, como los combustibles basados en actínidos

## INTRODUCCIÓN

---

menores. La ventaja respecto a la seguridad consiste en que una vez que se apaga el acelerador, el sistema se apaga. Si existe un nivel suficiente de subcriticidad, los estados transitorios inducidos por la reactividad nunca ocasionarían un accidente en el que se alcance la supercriticidad del sistema. Además, en los ADSs, el control de la potencia se consigue a través del control de la corriente del haz, lo cual se utiliza para compensar el quemado del combustible.

Dentro de los VHTR se encuentran los reactores del tipo de lecho de bolas (PBR). Estos reactores son muy adecuados para alcanzar niveles altos de quemado, como consecuencia de las características del combustible empleado basado en materiales cerámicos de gran capacidad para la retención de los productos de fisión. Si se diseña un sistema subcrítico de tipo lecho de bolas, se podría lograr la transmutación más eficientemente, debido a que cuanto mayor sea el grado de quemado alcanzado en el combustible menor será el número de etapas de reprocesamiento necesarias para alcanzar un determinado nivel de transmutación, y menor será también el peligro de proliferación de armas nucleares. Además, debido a su capacidad de alcanzar altas temperaturas del refrigerante a la salida del núcleo, estas instalaciones se pueden utilizar también para la producción de hidrógeno.

El presente trabajo se justifica debido a los problemas que existen actualmente con respecto al manejo de los residuos nucleares de larga vida, que repercuten en la baja aceptación actual de la energía nuclear como una fuente segura y sostenible, y a la necesidad de producir hidrógeno sin emisiones de CO<sub>2</sub>. Los sistemas híbridos de tipo lecho de bolas refrigerados por gas, diseñados para utilizar **elementos transuránicos como combustible** encapsulado en forma de partículas TRISO (TRIStructural-ISOtropic), son capaces de aportar la solución a dichos problemas debido a su capacidad de obtener altas temperaturas del refrigerante a la salida del núcleo, lo cual brinda una forma eficiente de producir hidrógeno cumpliendo con las exigencias anteriores. También presenta la ventaja de lograr alto grado de quemado del combustible y por tanto, ser capaz de transmutar los elementos transuránicos y reducir la masa y la radiotoxicidad asociada de los mismos en un ciclo de un paso.

### **Objetivo general del trabajo**

El diseño y estudio de las principales características de los sistemas nucleares de IV Generación y de sistemas híbridos para la transmutación de residuos nucleares es el tema de mayor actualidad en el campo de la Ingeniería Nuclear.

---

Los proyectos europeos y de otros países con alto desarrollo en el área de la energía nuclear tienen prevista la puesta en marcha experimental de estos sistemas para la presente década. Este trabajo tiene como objetivo realizar el diseño conceptual preliminar de un ADS del tipo lecho de bolas, refrigerado por gas helio y moderado por grafito, para la transmutación de residuos nucleares y la obtención de los parámetros de temperatura necesarios para la producción de hidrógeno mediante el ciclo I-S y la electrólisis de alta temperatura.

### **Estructura y aportes del trabajo**

El presente trabajo consta de tres capítulos introductorios y cinco capítulos de tareas y resultados:

- En el Capítulo I se expone el estado del arte y los antecedentes del trabajo.
- En el Capítulo II se presenta el diseño preliminar del modelo de nuestro ADS, que constituye la base sobre la que se desarrollarán las tareas para el diseño conceptual más detallado.
- En el Capítulo III se introducen las herramientas utilizadas en el desarrollo de las tareas de diseño de nuestro sistema.

Los demás capítulos constituyen las tareas realizadas para cumplir con el objetivo propuesto de realizar el diseño conceptual preliminar del dispositivo, y el análisis de sus resultados, que son el aporte de esta investigación y que se describen a continuación en el orden en que aparecen en el trabajo:

- En el Capítulo IV se obtiene la porosidad real del lecho de bolas teniendo en cuenta la geometría de la vasija y de la fuente externa de neutrones. Para obtener la porosidad se ha desarrollado un método analítico para el cálculo del número de bolas de combustible en un medio finito.
- En el Capítulo V se diseñan las características neutrónicas del TADSEA (Sistema Controlado por un Acelerador para Transmutación y Aplicaciones Energéticas Sostenibles) con la porosidad real obtenida, y se obtienen las distribuciones de densidad de potencia dentro del núcleo lo suficientemente uniformes que garanticen los requisitos de trabajo del sistema. Para esto se ha realizado la modelación computacional neutrónica del dispositivo mediante el software MCNPX, y se ha cambiado la posición del blanco de espalación para analizar su influencia en el perfil axial de distribución de potencia para tres estados de trabajo del sistema.
- En el Capítulo VI se obtienen los perfiles de temperatura del refrigerante

dentro del núcleo para tres estados de trabajo del sistema, que garantizan temperaturas a la salida del núcleo lo suficientemente altas como para producir hidrógeno mediante el ciclo termoquímico I-S o la electrólisis de alta temperatura. Para esto se consideró el lecho de bolas como un medio poroso que genera energía y por el cual circula el refrigerante. Se utilizó la porosidad calculada con el método analítico desarrollado y los perfiles de potencia obtenidos a partir del diseño neutrónico del TADSEA.

- En el Capítulo VII se elaboran dos modelos analíticos para el cálculo de la transferencia de calor dentro de los elementos combustibles más propensos a alcanzar temperaturas muy altas que atenten contra la integridad de los materiales, y se realiza el análisis del comportamiento de estos elementos combustibles en el estado estacionario y durante transitorios con reducción parcial del flujo másico de refrigerante y pérdida de refrigeración forzada, sin parada del reactor. Para la aplicación de estos modelos se han utilizado los resultados del cálculo del número de bolas del lecho, los perfiles de densidad de potencia y los perfiles de temperatura obtenidos para los tres estados de trabajo del sistema.
- En el Capítulo VIII se realiza el cálculo de la caída de presión del refrigerante a su paso por el núcleo del TADSEA. Para esto se utilizaron las correlaciones semiempíricas de la Guía de Seguridad Alemana para reactores de lecho de bolas, y el cálculo de la porosidad real del TADSEA.

Por último, se realizan las conclusiones generales del trabajo y se proponen diferentes tareas para la continuación del diseño del sistema hacia un modelo más real. También se incluyen tres anexos para complementar los cálculos realizados en los capítulos IV y VII.

## CAPÍTULO I

## ESTADO ACTUAL DEL TEMA Y ANTECEDENTES

**1.1 El problema energético**

El consumo energético es un indicador clave del grado de desarrollo de un país. Nuestra sociedad depende estrechamente del abastecimiento energético, desde la vida doméstica hasta el proceso productivo, pasando por el transporte (IEA, 2003; U.S. DOE, 2003).

El siglo XX propició un crecimiento espectacular de las economías y de los niveles de vida a nivel global. Aunque este desarrollo no ha estado exento de contradicciones y ha puesto en evidencia problemas de desigualdad, de enriquecimiento y de empobrecimiento diferenciado, el conjunto se ha desarrollado de manera nunca antes conocida por la humanidad (IEA, 2003).

Hoy día el consumo mundial de energía se ha duplicado respecto a 1970 y la demanda mundial de energía sigue aumentando debido principalmente a tres factores: el desarrollo espectacular de países muy poblados como China o India, el incremento del consumo de energía por habitante en países desarrollados, atenuado por medidas de ahorro y eficiencia energética, y el crecimiento importante de la población mundial, que se estima pasará de los 7000 millones de habitantes actuales a los 9200 millones a mitad de siglo, lo que da lugar a un incremento importante en el gasto energético total, incluso si el consumo por habitante no fuese tan elevado (Vidal-Quadras, 2012). Esta tendencia del consumo ha incrementado la competencia por los recursos energéticos a nivel mundial lo cual ha hecho que las políticas energéticas tengan como objetivo fundamental la seguridad del suministro, y ha agravado la dependencia energética de terceros países ante el uso que determinados estados hacen de la energía como medio de presión en su política exterior.

Los combustibles fósiles (petróleo, gas natural y carbón) son actualmente las principales fuentes de energía, representando el 80% de la producción de energía del mundo. Sin embargo, se sabe que son finitos y que el ritmo actual de su consumo es muy elevado, lo que llevará a su agotamiento real (o económico, porque no sea rentable la explotación). Las previsiones son que la producción mundial total de petróleo y gas aumente de aquí a 2035 aunque solo el gas verá incrementado el porcentaje de su participación en el mix energético. Por otro

lado, el uso de combustibles fósiles encuentra cada vez más detractores debido a su carácter contaminante (**Vidal-Quadras, 2012**).

No es difícil entonces percatarse de que la humanidad se enfrenta a un serio problema energético debido a que existe un aumento cuasi-exponencial de la demanda, y las reservas de estas fuentes de energía primaria son limitadas, no se encuentran equitativamente distribuidas sobre la corteza terrestre y además, porque el impacto ambiental debido a los niveles crecientes de contaminación producto de su uso en la generación de energía y en el transporte es inaceptable.

Se deben satisfacer las necesidades energéticas actuales sin comprometer la capacidad de las generaciones futuras para satisfacer las suyas; sin embargo, se ha visto que existe el riesgo de escasez de energía incluso para la presente generación, por lo que se deben buscar escenarios nuevos para el campo de la energía en que sea posible garantizar las necesidades actuales, la satisfacción de las necesidades de las generaciones futuras y el medio ambiente en que esas generaciones han de existir.

La solución no es sólo el ahorro; es necesario desarrollar nuevas tecnologías con mejoras en eficiencia respecto a las tecnologías actuales de transporte y generación de electricidad, y también para el tratamiento de los residuos producidos en los procesos de generación, con el objetivo de disminuir el impacto ambiental. Esto da una idea de la importancia que tendrán en un futuro próximo las fuentes alternativas de energía, puesto que la electricidad es un bien del que ningún país puede permitirse el lujo de prescindir sin sufrir enormes reveses económicos y sociales.

## **1.2 Alternativas para la producción de energía**

Existen alternativas para contribuir a la producción mundial de energía, tales como las conocidas fuentes renovables de energía (eólica, biomasa, solar, etc.).

Sin embargo, presentan una serie de problemas o desafíos a los que todavía no se ha encontrado una solución satisfactoria, como por ejemplo, su baja eficiencia energética, elevado costo, en estos momentos no resuelven el problema del transporte por carretera, la intermitencia, que exige disponer de fuentes de apoyo, el almacenamiento (se intentan crear tecnologías para almacenar la energía producida y no consumida), por lo que actualmente no son alternativas fuertes en la producción actual de energía y sólo son utilizadas para amortiguar la demanda energética (**Vidal-Quadras, 2012, Linares y Moratilla, 2007**).

Una de las alternativas que se perfila con más futuro es el hidrógeno. Aunque es el tercer elemento más abundante sobre la superficie de la Tierra, el hidrógeno no es un recurso energético, sino un portador de energía (un vector energético), pues no se encuentra aislado en la naturaleza y es preciso producirlo a partir de otras materias primas (agua, biomasa, recursos fósiles), y para eso hay que seguir unas transformaciones en las que se consume algún tipo de energía primaria (nuclear, renovable o fósil) (**Linares y Moratilla, 2007**).

Desde el punto de vista de sus aplicaciones, la más común es la conversión directa de la energía química del hidrógeno en electricidad a través de la pila de combustible, que presenta un elevado rendimiento por tratarse de un proceso electroquímico (**U.S. DOE, Nov. 2002**). Las aplicaciones en el transporte se centran en el transporte por carretera. Casi todos los fabricantes de automóviles tienen ya prototipos que funcionan con pilas de combustible, existiendo varios proyectos internacionales de demostración. En este sentido, los mayores éxitos se dan en autobuses urbanos o vehículos industriales dedicados a reparto, debido a que las autonomías conseguidas son escasas. Por otra parte, la ausencia de emisiones de la pila la hace especialmente recomendable para el uso urbano. En cuanto a las aplicaciones portátiles, se prevé que este sea el sector de mayor penetración donde el volumen del mercado permita reducir los costos rápidamente (**U.S. DOE, Nov. 2002**). El otro posible campo de aplicación del hidrógeno es la combustión directa en motores alternativos o turbinas de gas. Este uso directo pierde el aliciente de la elevada eficiencia lograda por las pilas, presentando una serie de problemas técnicos importantes, derivados en gran medida de la elevada temperatura de combustión del hidrógeno. Pese a esto, el hidrógeno puede jugar un importante papel usado en mezclas con otros combustibles (**Linares y Moratilla, 2007**).

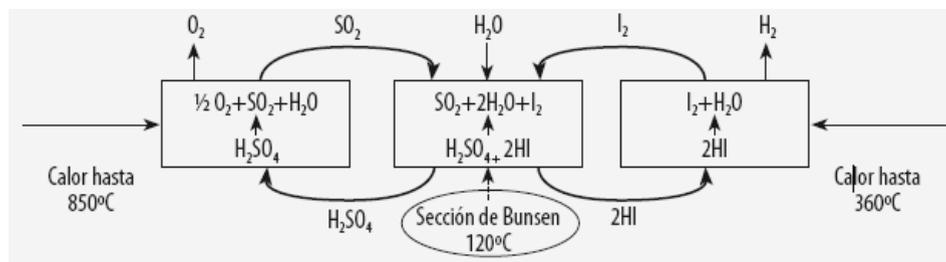
Combinando el hidrógeno con la producción de electricidad se podrían reducir las emisiones de gases de efecto invernadero y contaminantes del medio ambiente. Sería muy importante el uso del hidrógeno como almacén energético para incrementar la contribución de las fuentes de energía renovable e ir disminuyendo la dependencia de los combustibles fósiles en la producción de electricidad y en el transporte (**Brown et al., 2003**).

Existe un amplio abanico de posibilidades para producir hidrógeno: procedimientos químicos, disociación del agua por calor (termólisis), disociación del agua por electricidad (electrólisis), fermentación y disociación del agua mediante luz (fotólisis) (**Linares y Moratilla, 2007**).

Actualmente el 96% del hidrógeno que se produce se obtiene de combustibles fósiles mediante procesos químicos, principalmente a partir del reformado por vapor del gas natural, con la consecuente emisión de  $\text{CO}_2$  (se obtienen aproximadamente 7 kg de  $\text{CO}_2$  por cada kg de hidrógeno), por lo que se requieren técnicas de captura de  $\text{CO}_2$  para que el proceso sea medioambientalmente aceptable. El uso del carbón como energía primaria en la producción de hidrógeno es una opción interesante, pues presenta la ventaja de poder realizar cogeneración produciendo tanto electricidad como hidrógeno (evidentemente con captura de  $\text{CO}_2$ ). Además, el carbón presenta reservas para su explotación durante aproximadamente 200 años, y requiere un reducido costo de producción. Sin embargo demanda grandes inversiones, similares a una central nuclear de segunda generación (Linares y Moratilla, 2007).

Llevar adelante la obtención de hidrógeno mediante energías renovables podría eliminar el problema de las emisiones de  $\text{CO}_2$  y del uso de combustibles fósiles para este fin. Sin embargo, esas fuentes renovables actualmente proveen sólo una pequeña fracción de la energía que se requeriría para una plena economía del hidrógeno (Kreith y West, 2004).

Sería interesante encontrar una alternativa para la producción de hidrógeno a gran escala a partir del agua, sin recurrir a los combustibles fósiles, utilizando una fuente de energía sin emisiones de  $\text{CO}_2$  y con la cual el costo de producción fuese relativamente bajo. El ciclo termoquímico que se observa en la **Figura 1.1**, desarrollado por General Atomics en los años 70 (Richards et al., 2006), se basa en la producción de hidrógeno a partir del agua mediante el proceso termoquímico yodo-azufre (I-S) (Linares y Moratilla, 2007; Kubo et al., 2004).



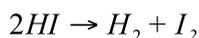
**Figura 1.1:** Esquema del ciclo termoquímico de yodo-azufre (Linares y Moratilla, 2007).

El proceso consiste en la ruptura de la molécula de agua mediante tres reacciones químicas:

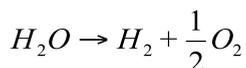
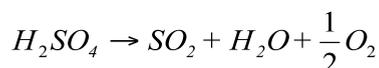
- Reacción Bunsen, que transcurre a 120°C y es el núcleo del proceso:



- Reacción de descomposición del HI, que ocurre aproximadamente a 360°C:



- Reacción de descomposición del H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, a 870°C:



El resultado final sería: Excepto el hidrógeno y el oxígeno, los productos de las dos últimas reacciones son reciclados como reactantes en la primera reacción. La dificultad son las altas temperaturas que se requieren para llevar a cabo dicho proceso, fijadas por la tercera reacción (**Kubo et al., 2004**).

La electrólisis sería otra opción para producir hidrógeno a partir del agua; consiste en la ruptura de la molécula de agua por acción de una corriente eléctrica. Cuando ocurre en condiciones ambiente (25°C y 1 atm) se trata de un proceso poco interesante, pues se producen 1,02 kJ de hidrógeno por cada kJ eléctrico consumido. Sin embargo, si la reacción transcurre con vapor de agua a 1000°C se producen 1,36 kJ de hidrógeno por cada kJ eléctrico consumido (**Linares y Moratilla, 2007; Hino et al., 2004**). La electrólisis de alta temperatura cumpliría con los requisitos planteados, pero para ser eficiente demandaría altas temperaturas al igual que el ciclo termoquímico descrito anteriormente. Si se encontrara la manera de alcanzar estas altas temperaturas de forma rentable, se tendría una forma de producir hidrógeno a mayor escala sin emisiones de CO<sub>2</sub> ni uso de combustibles fósiles (**Hino et al., 2004; Kubo et al., 2004**).

### 1.3 Energía nuclear

Hoy día el sistema de energía nuclear es el resultado de 60 años de desarrollo durante los cuales esta tecnología ha alcanzado la madurez industrial y se ha convertido en una fuente fiable para nuestras necesidades de electricidad. Gran parte de este desarrollo se ha concentrado en los conceptos de Reactores de

Agua Ligera (LWRs: Reactor de Agua a Presión (PWR) y Reactor de Agua en Ebullición (BWR)), y su ciclo de combustible.

La energía nuclear ha probado tener una gran capacidad de producción de energía y se presenta como una tecnología sin emisiones de CO<sub>2</sub> durante la operación de la planta. En el 2010, la energía nuclear representó el 5.8% del suministro de energía primaria total (IEA, 2011), con 441 reactores en operación (375267 MW<sub>e</sub>). En diciembre del 2010 había 120 reactores en planes de construcción (117515 MW<sub>e</sub>), construyéndose había 67 (64064 MW<sub>e</sub>), apagados por tiempo indefinido 5 (2972 MW<sub>e</sub>) y apagados permanentemente 125 (37809 MW<sub>e</sub>) (IAEA, 2011). Hoy día hay 435 reactores en operación con una capacidad total instalada de 370003 MW<sub>e</sub> (IAEA, 2012). En términos de sostenibilidad, cambio climático, calidad del aire y energía segura, la energía nuclear juega un papel importante en la energética del futuro (U.S. DOE, 2003).

El desarrollo de los primeros diseños de reactores nucleares ocurrió en los años 50 y 60. Estos pertenecen a la Generación I de reactores nucleares y entre ellos se encuentran Shippingport, Magnox, Fermi 1 y Dresden. Ellos fueron prototipos que permitieron probar las tecnologías que finalmente se impusieron como Generación II (Kok, 2009).

En los años 70 y 80 ocurrió el desarrollo y despliegue de las plantas comerciales grandes, que pertenecen a la Generación II. Las tecnologías de reactores incluidas en esta clasificación, que son ampliamente utilizadas, son las de los reactores de agua ligera a presión (PWR), los reactores de agua ligera en ebullición (BWR), los reactores canadienses de agua pesada y uranio (CANDU), los reactores moderados por grafito refrigerados por gas (AGR) y por agua en ebullición (RBMK) y los reactores rápidos refrigerados por sodio (Kok, 2009; Glasstone y Sesonske, 1990). Los reactores de la Generación II están diseñados para operar durante 40 años, aunque actualmente se valora su extensión hasta 60 años y más, antes del completo desmantelamiento. La frecuencia de eventos accidentales en estos reactores es de 1 por cada 100 000 años de operación.

La Generación III son los reactores de la Generación II con mejoras en el diseño, que han sido desarrolladas a partir de los años 90, durante el tiempo de vida de los reactores de la segunda generación. Estos incluyen mejoras en las tecnologías del combustible, eficiencias térmicas superiores, sistemas de seguridad pasiva, y diseños estandarizados para reducir los costos capitales y de mantenimiento. Dentro de esta categoría se encuentra el reactor avanzado de agua en ebullición (ABWR), diseñado por General Electric, el reactor avanzado

de agua a presión (APWR), desarrollado por Mitsubishi Heavy Industries, el CANDU 6 mejorado (EC6), desarrollado por Atomic Energy of Canada Limited, el VVER-1000/392, desarrollado por OKB Gidropress, en Rusia, y el reactor avanzado de agua pesada (AHWR) que se está desarrollando por BARC, India, para utilizar torio. Las mejoras en la tecnología de los reactores resultarán en un aumento del tiempo de vida de operación (**Kok, 2009**).

Los diseños de la Generación III+ ofrecen mejoras significativas económicas y de seguridad sobre la Generación III. Dentro de los diseños pertenecientes a la Generación III+ se encuentran el reactor CANDU avanzado (ACR-1000), el AP1000, desarrollado por Westinghouse (basado en el AP600 con incremento en la potencia de salida), el reactor Europeo Presurizado (EPR), diseño de General Electric (un descendiente evolutivo de los reactores Framatome y Siemens Power Generation Division KONVOI), el reactor de Agua en Ebullición Económico y Simplificado (ESBWR), también diseño de General Electric (basado en el ABWR), el APR-1400 (un diseño avanzado de PWR a partir del U.S. System 80+, que es la base de la nueva generación de reactores coreanos) y el EU-ABWR, de Westinghouse (basado en el ABWR con incremento de la potencia de salida y que cumple los requisitos de seguridad de los Estados Unidos). Para el EPR, por ejemplo, la frecuencia de daño del núcleo está en el rango de un evento accidental por cada 15-20 millones de años de operación, y para el ESBWR, la frecuencia de un evento accidental es de 1 por cada 300-350 millones de años de operación (**Kok, 2009**).

La construcción de una gran economía de escala de reactores nucleares requiere una inversión considerable (varios miles de millones de euros) que es difícil de asegurar. En años recientes se ha puesto gran interés en los reactores de pequeño y mediano tamaño (SMRs). Los reactores pequeños, según los define la Agencia Internacional de Energía Atómica (IAEA), son los que tienen una potencia eléctrica equivalente menor de 300 MW, y los medianos son los que tienen una potencia eléctrica equivalente entre 300 y 700 MW. La ventaja de los SMRs es que tienen menos requerimientos de inversión financiera, y se pueden implementar de forma gradual con menores tiempos de construcción que permitan la planificación y la financiación en el tiempo. Además, a una escala lo suficientemente pequeña, el diseñador puede aprovechar las simplificaciones en el diseño que no son factibles a gran escala, para compensar la penalización de la economía de escala de un aumento de coste de la planta por unidad de potencia eléctrica a medida que el nivel de potencia de la planta disminuye. También pueden proporcionar una mayor flexibilidad de carga base. Este tipo

de reactores sería una buena opción para países en vías de desarrollo que tienen redes eléctricas pequeñas, capacidad limitada de inversión e infraestructura menos desarrollada (IAEA, 2007).

#### 1.4 Problemas del uso de la energía nuclear en la industria energética

Las primeras generaciones de reactores han demostrado la viabilidad de la energía nuclear, y las preocupaciones sobre el aumento de la demanda energética y la disminución de reservas de petróleo, unido al impacto potencial de las emisiones de los combustibles fósiles en el calentamiento global, han hecho más atractiva a la opción nuclear (que no emite gases de efecto invernadero en la producción de energía). Sin embargo, la industria nuclear enfrenta algunos desafíos que deben ser abordados para que el uso de la energía nuclear alcance todo su potencial.

Entre estos desafíos se encuentra la desfavorable opinión pública sobre la seguridad de la energía nuclear a partir del accidente en el reactor americano de Three Miles Island el 28 de Marzo de 1979, y especialmente el accidente de Chernobyl, en la ex Unión Soviética el 26 de Abril de 1986, los cuales dieron lugar a un cambio brusco de la percepción social hacia la energética nuclear, además de la preocupación sobre potenciales vulnerabilidades de las plantas nucleares ante ataques terroristas. Debido a esto, prácticamente desde su nacimiento la energética nuclear tuvo que poner especial atención a las medidas de seguridad para lograr la aceptación del público y poder florecer como industria. Esto ha hecho que se haya adquirido gran experiencia en este aspecto y que el nivel de seguridad de la explotación de las centrales nucleares (CEN) haya ido aumentando respecto al pasado (Kok, 2009). De hecho, hasta principios del 2011 se hablaba de un renacimiento nuclear, pero el accidente de la central nuclear de Fukushima, Japón, el 11 de marzo de 2011, en el cual la central sufrió graves daños tras un terremoto y posterior tsunami, ha tenido un fuerte impacto en la opinión pública, ha creado una psicosis colectiva y ha tenido profundas consecuencias políticas. En los países europeos ha provocado incluso cambios drásticos en los planes sobre energía nuclear de algunos de los estados miembros más importantes como son Alemania, Italia, Suiza o Bélgica, por lo que la **percepción social** sigue siendo uno de los principales problemas de la energía nuclear (Vidal-Quadras, 2012).

La energética nuclear también presenta problemas **económicos**: el tiempo de construcción de las actuales plantas nucleares comerciales es muy elevado, cercano a los 10 años, sin incluir los posibles cierres temporales de construcción

---

por presión social, sabotajes, etc. Esto hace que el retorno del capital invertido sea a muy largo plazo, lo que supone grandes incertidumbres a los inversores. Si bien es cierto que los costes variables de esta fuente de energía son mínimos comparados con otras fuentes (el coste del uranio es muy bajo comparado con el carbón, y más aún con el gas), las importantes inversiones iniciales constituyen un inconveniente para el desarrollo de la energética nuclear (IEA, 2003).

Sin embargo, actualmente los mayores problemas de esta fuente de energía son el peligro de **proliferación nuclear**, debido a que los isótopos del plutonio que se generan durante el quemado del combustible (especialmente el  $\text{Pu}^{239}$ ) pueden ser utilizados en la fabricación de armas nucleares (Fazio, 2007), y a que los **productos radiactivos** generados durante la explotación de las CEN deben ser manipulados y tratados con toda clase de precauciones (Kok, 2009; Fazio, 2007). Dentro de estos productos radiactivos los que presentan un mayor reto tecnológico son los pertenecientes al combustible nuclear gastado, que constituyen residuos de alta actividad. Los elementos combustibles contienen uranio, elementos transuránicos, gran cantidad de elementos radiactivos nacidos de fisiones del combustible (productos de fisión) o de capturas neutrónicas en los elementos estructurales (productos de activación) (NEA, 2004b).

### 1.5 Generación IV de reactores nucleares (GIV)

En el 2001 se inició el desarrollo de una nueva generación de reactores (Generación IV) para abordar los desafíos que presenta el uso de la energía nuclear y viabilizar sus contribuciones potenciales a las necesidades futuras de energía en el mundo. El objetivo de este esfuerzo es desarrollar múltiples sistemas nucleares que puedan estar disponibles para su despliegue internacional antes del año 2030, y que cuenten con una serie de características muy exigentes desde el punto de vista de sostenibilidad, economía, seguridad y resistencia a la proliferación.

Entre estas características se encuentran: proveer una generación de energía que promueva a largo plazo la disponibilidad de sistemas y la optimización del ciclo de combustible para la producción de energía mundial, minimizar y manejar los residuos nucleares reduciendo notablemente a largo plazo la carga administrada y aumentando la protección hacia el público y el medio ambiente, optimizar el tiempo de construcción y minimizar los costos fijos y variables de la planta, tener muy baja probabilidad y grado de daño del núcleo del reactor, mejorar la seguridad y confiabilidad de la planta mediante la seguridad intrínseca, no basada en complejos sistemas auxiliares sino en el concepto de seguridad en el

propio diseño del reactor, eliminar la necesidad de respuesta de emergencia externa y reducir al mínimo el riesgo de proliferación de armas nucleares.

Los sistemas que componen los reactores de IV generación son seis: reactor rápido refrigerado por gas (GFR), reactor rápido refrigerado por plomo (LFR), reactor de sales fundidas (MSR), reactor rápido refrigerado por Sodio (SFR), reactor supercrítico refrigerado por agua (SCWR) y reactor de muy altas temperaturas (VHTR).

### 1.6 Reactor de muy alta temperatura (VHTR)

El reactor de muy alta temperatura (VHTR) es un reactor refrigerado por gas helio y diseñado para proveer calor a una temperatura en el rango de 950°C. Esta característica lo hace un candidato ideal para aplicaciones de cogeneración para satisfacer la producción de electricidad, y para su aplicación en procesos que requieran calor a altas temperaturas, como por ejemplo, la generación de gas sintético a partir de carbón y **la producción de hidrógeno usando un ciclo termoquímico o electrólisis de alta temperatura**. El calor para la producción de hidrógeno se entrega a través de un intercambiador de calor intermedio que sirve para aislar el sistema del reactor del proceso de producción de hidrógeno (Olander, 2009).

El VHTR de referencia es un reactor que trabaja con espectro térmico y produce una potencia de 600 MW<sub>t</sub>. Utiliza grafito como moderador y gas helio como refrigerante, el cual alcanza una temperatura de 950°C a la salida del núcleo. La configuración del núcleo puede ser de bloques de grafito o de lecho de bolas. Para la producción de electricidad se puede utilizar un ciclo directo de Brayton de turbina de gas, usando el refrigerante primario como fluido de trabajo, o un ciclo indirecto usando un fluido de trabajo secundario.

El VHTR utiliza un ciclo de combustible abierto de un solo paso y por tanto, no pretende satisfacer los objetivos de sostenibilidad de la GIV. Sin embargo, su capacidad de producir electricidad alcanzando altas eficiencias en el sistema de conversión de energía, así como de proveer energía térmica de altas temperaturas para aplicaciones en procesos que la requieran, clasifica favorablemente al VHTR dentro de los objetivos económicos de la GIV (Kok, 2009).

Los requerimientos en I+D del VHTR incluyen el desarrollo de combustibles y materiales para cumplir con las condiciones de operación normal a altas temperaturas y durante accidentes. Otras necesidades en I+D incluyen el

desarrollo y demostración de combustibles que alcancen grados de quemado de 150-200 GWd/MTHM (toneladas métricas de metal pesado). En cuestiones de operación, el I+D está enfocado a evitar el exceso de picos de potencia y gradientes de temperatura en el núcleo, así como de rachas calientes en el gas refrigerante. Para el caso de accidentes, debe ser demostrada la capacidad de las características de seguridad pasiva y de los sistemas de eliminación de calor para limitar, de manera efectiva, la temperatura del combustible y del sistema primario a valores aceptables. Además, para aplicaciones de producción de electricidad y/o hidrógeno, se debe evaluar el rendimiento de la planta y la seguridad en la operación.

Para cumplir con estas necesidades en I+D, se requerirá la extensión y validación de las herramientas de análisis para incluir en los modelos nuevos materiales, regímenes de operación y configuraciones de componentes que no están incluidos actualmente. También se necesitarán nuevas herramientas para el análisis del rendimiento de la planta cuando el VHTR sea utilizado para la producción de hidrógeno y aplicaciones de cogeneración que requieran electricidad y calor. El desarrollo de nuevas capacidades de modelación, así como la extensión de las capacidades actuales, requerirán que las herramientas de análisis sean verificadas y validadas, por lo que se necesitará obtener algunos datos experimentales nuevos para abordar fenómenos específicos que pueden ocurrir en los VHTRs.

En comparación con otros conceptos de reactores avanzados, la base para el desarrollo inicial de los VHTRs moderados por grafito y refrigerados por helio, con espectro neutrónico térmico, es muy atractiva. Esto se debe a que el VHTR es un modelo evolucionado de los reactores de alta temperatura refrigerados por gas (HTGR) que fueron construidos y operados en EEUU y Alemania, y que operan hoy día en China y Japón. Estos reactores han utilizado el diseño de bloque prismático o de lecho de bolas para el núcleo, por tanto, existe una base tecnológica fuerte para el desarrollo evolutivo del VHTR ya que cualquiera de estas dos configuraciones se puede incorporar en un concepto de VHTR.

## **1.7 Antecedentes del VHTR**

### *Reactor de Alta Temperatura Refrigerado por Gas (HTGR)*

Como se ha mencionado antes, el reactor de alta temperatura refrigerado por gas (HTGR) es el predecesor del VHTR. Este concepto de reactor incluye a los primeros reactores refrigerados por aire y por CO<sub>2</sub>. El uso de helio en lugar de

CO<sub>2</sub> como refrigerante, combinado con grafito como moderador, ofrece mayor eficiencia neutrónica y térmica y posibilita la producción de calor a altas temperaturas.

Hasta la fecha se han construido y operado siete plantas del tipo HTGR: el reactor de prueba Dragon de 20 MW<sub>t</sub> en el Reino Unido, las plantas de baja potencia Peach Bottom de 115 MW<sub>t</sub> en EEUU y AVR de 49 MW<sub>t</sub> en Alemania, las cuales demostraron la posibilidad de producir electricidad usando un ciclo de vapor de Rankine. Después se construyeron dos plantas de mediano tamaño con ciclo de vapor: Fort St. Vrain de 842 MW<sub>t</sub> en EEUU y THTR de 750 MW<sub>t</sub> en Alemania. Hoy día operan los reactores de demostración HTTR de 30 MW<sub>t</sub> en Japón y el HTR-10 de 10 MW<sub>t</sub> en China.

Además de demostrar la posibilidad de alcanzar 950°C a la salida usando helio como refrigerante y grafito como moderador, también se demostró el combustible de partículas revestidas, el cual es un tipo de combustible que emplea revestimientos cerámicos para la contención de los productos de fisión a altas temperaturas, lo cual es una característica fundamental de los HTGRs.

Entre las similitudes de los HTGR se debe destacar el uso de combustible en forma de partículas revestidas (BISO o TRISO), que consisten en un núcleo esférico de material físil y/o fértil, según su aplicación, encapsulado en múltiples capas de revestimientos refractarios. Las múltiples capas forman una vasija de presión en miniatura, altamente resistente a la corrosión, y una barrera impermeable a la liberación de gases y productos de fisión metálicos. Las partículas BISO (BIStructural-ISOTropic) ya no están en uso en los actuales HTGRs debido a su menor rendimiento y su menor retención de los productos de fisión, en comparación con las TRISO (**Kok, 2009**).

La distinción fundamental en el diseño de los HTGR es la forma de los elementos combustibles (esféricos vs hexagonales/cilíndricos). Ambos conceptos de diseño usan partículas TRISO como combustible, pero estas partículas están contenidas en elementos combustibles con diferentes configuraciones: bloques prismáticos o bolas (**Olander, 2006**).

En un reactor de bloques prismáticos, las partículas están mezcladas con una matriz de carbono y encerradas en formas cilíndricas de 12.5 mm de diámetro externo y 50 mm de largo. Los elementos combustibles cilíndricos se colocan dentro de huecos que hay en bloques hexagonales de grafito de alrededor de 80 cm de altura y 36 cm entre caras. El combustible es refrigerado por helio que fluye hacia abajo a través de canales de refrigeración que hay en los bloques de grafito. Durante el período de recarga, los bloques de combustible gastado se

sacan y se reemplazan con bloques de combustible fresco. Como ejemplos de HTGRs de bloque prismático están el Fort St. Vrain y el HTTR.

En un reactor de lecho de bolas, las partículas de combustible están contenidas en elementos combustibles esféricos del tamaño de bolas de billar (6 cm de diámetro). El combustible se refrigera mediante helio que fluye hacia abajo a través de un lecho apretado de elementos combustibles. Estas bolas se sacan continuamente del núcleo del reactor, se les mide su contenido de radionucleidos y se retornan al núcleo o se reemplazan con elementos combustibles frescos, en dependencia del agotamiento del combustible (**Kok, 2009**). Como ejemplos de reactores de tipo lecho de bolas están el AVR, el THTR y el HTR-10.

#### *Reactor de lecho de bolas (PBR)*

El reactor de lecho de bolas (PBR) tiene características muy interesantes; por ejemplo, algunos diseños son regulados por temperatura y no por barras de control, es decir, el diseño del reactor es tal que la potencia se controla de manera inherente debido al efecto Doppler neutrónico, que consiste en que al aumentar la temperatura, aumenta la probabilidad de absorción de neutrones por los núcleos de combustible, por lo que el núcleo del reactor genera menos potencia a medida que aumenta la temperatura, y por tanto, no debe tener una excursión de potencia cuando ocurre algún fallo. El reactor puede ser diseñado para que a muy bajas densidades de potencia se pierda más calor a través de las paredes, que el que pueda ser generado (**Boer et al., 2009**).

Los reactores de lecho de bolas son también capaces de usar bolas con diferente tipo de combustible dentro del mismo diseño básico del reactor (aunque quizás no al mismo tiempo). Otra ventaja es la posibilidad de la recarga continua del combustible: las bolas pueden ser extraídas del núcleo desde el fondo e insertadas sobre la superficie, evitando tener que apagar el reactor durante semanas. La recarga continua evita que haya un exceso de reactividad en el núcleo y además permite la inspección continua de las bolas (**Boer et al., 2009; Abánades y Pérez-Navarro, 2007**).

La tecnología del reactor de lecho de bolas fue desarrollada por primera vez en Alemania con el reactor de investigación AVR (Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor), cuyo objetivo era ganar experiencia operacional con un reactor de alta temperatura refrigerado por gas (**Nickel et al., 2002**). El AVR funcionó durante 21 años (1967-1988) hasta que fue cerrado como consecuencia del desastre de Chernobyl y de problemas operacionales. En 1986, en Alemania, Hochtemperatur Kernkraftwerk GmbH (HKG) puso en funcionamiento el

reactor de alta temperatura de Thorio (THTR), el cual utilizó por primera vez el combustible encapsulado de grafito de tipo BISO y trabajó durante tres años (Talamo y Gudowski, 2005). El más reciente intento de comercializar un reactor de alta temperatura refrigerado por gas con tecnología de lecho de bolas fue en Sudáfrica con el PBMR (Pebble Bed Modular Reactor), pero fue abandonado el 17 de septiembre del 2010, después de 12 años de esfuerzo y gasto de una gran cantidad de dinero público sudafricano (Thomas, 2011). Actualmente, el mayor desarrollo de esta tecnología está en China, con el prototipo de 10 MW llamado HTR-10 (High Temperature Reactor) que se está investigando para la producción de hidrógeno (Gao y Shi, 2002; Tang et al., 2002).

### 1.8 Combustible encapsulado

El desarrollo de los VHTRs requiere adelantos significativos en los materiales de los combustibles para trabajar a altas temperaturas, lo cual beneficiaría de muchas maneras el desarrollo de partículas de combustible revestidas. Estas partículas han sido utilizadas en el pasado en el Fort St. Vrain, el AVR y el THTR, y actualmente se utilizan en el HTR-10 y el HTTR. Los años de experiencia de uso de este combustible son ínfimos comparados con los del combustible utilizado en los reactores de agua.

El objetivo de las partículas de combustible revestidas y de la forma del elemento combustible es permitir la operación de los HTGRs manteniendo una alta integridad de las partículas y muy baja liberación de productos de fisión durante la operación normal y durante condiciones de accidente. Otro objetivo es lograr un alto quemado del combustible, por ejemplo, más del 10% de fisiones por cada átomo inicial de metal (FIMA) para lecho de bolas y más del 20% de FIMA para bloque prismático, para permitir una operación económica del sistema y una buena utilización del material fisil (los LWRs convencionales alcanzan entre 4 y 7.5% de FIMA). Para alcanzar estos objetivos se requiere utilizar materiales diferentes a los comúnmente usados en los LWRs. Se minimiza el uso de materiales metálicos y el refrigerante es un gas inerte monofásico. La seguridad se confía a los materiales cerámicos basados en carbono, como el grafito, el pirocarbón y el carburo de silicio. Las propiedades de estos materiales también han cambiado el diseño del combustible (de matrices de varillas de combustible a bloques de grafito o esferas de combustible). Además, el moderador y el refrigerante están separados.

La filosofía de las partículas de combustible revestidas que usan los HTGRs es diferente a la de las pastillas y el revestimiento del combustible que se usa en los LWRs. El núcleo de un HTGR contiene miles de millones de estas partículas, cada una de las cuales actúa como su propia contención. El núcleo de combustible de cada partícula está recubierto con capas de grafito y carburo de silicio. La partícula resultante debe soportar la presión de los gases de fisión que se generan y formar una barrera a la liberación de los productos de fisión. Mientras que el revestimiento del combustible de los LWRs hace esta función a gran escala en condiciones de operación normal, las partículas de combustible revestidas requieren este alto nivel de integridad durante condiciones de accidente también. Por tanto, se requiere que la partícula de combustible permanezca intacta y con un alto grado de confiabilidad durante condiciones de operación normal y de accidentes (U.S. NUREG, 2004).

Actualmente, las partículas revestidas que se utilizan son las llamadas TRISO (Figura 1.2). El diámetro total de una partícula TRISO estándar varía entre 650 y 850 micras en dependencia del quemado deseado y del tipo de combustible utilizado (fisil vs. fértil).



**Figura 1.2: Estructura del combustible basado en partículas TRISO (Olander, 2009).**

El núcleo de combustible puede ser óxido, carburo o una composición de oxicarburo. Para un quemado alto es preferible un núcleo de oxicarburo para aumentar el rendimiento. El componente de carburo del núcleo se somete a oxidación para tener el exceso de liberación de oxígeno durante la fisión. Si el componente de carburo no estuviese presente, el exceso de oxígeno reaccionaría con el grafito en el buffer para formar monóxido de carbono. Los altos niveles de monóxido de carbono pueden llevar a la quiebra del sistema de revestimiento por sobrepresión y la migración del núcleo.

La capa buffer se deposita sobre el núcleo y consiste en grafito pirolítico poroso de baja densidad. Este buffer atenúa los fragmentos de fisión que retroceden desde el núcleo y provee suficiente espacio vacío para acomodar productos de fisión gaseosos y el monóxido de carbono. Además, actúa como una capa de sacrificio para acomodar una potencial migración e hinchazón del núcleo, y lo aísla de las capas del sistema de revestimiento encargadas de amortiguar las cargas.

La capa interna de grafito pirolítico (IPyC) de alta densidad protege al núcleo y al buffer de los ataques químicos de los compuestos de cloro, que se generan como subproductos durante la deposición de la capa de carburo de silicio (SiC). Además, provee una superficie para la deposición de la capa de carburo de silicio y retarda el transporte de los radionucleidos a la capa de carburo de silicio. La capa de grafito pirolítico se reduce con la acumulación de la fluencia de neutrones rápidos, lo que ayuda a mantener la capa de SiC en compresión haciendo que el enlace entre las capas de SiC y IPyC se mantenga fuerte y continuo durante la irradiación.

La capa de SiC se deposita bajo condiciones que producen una envoltura de alta densidad y fortaleza con una microestructura de grano fino. La capa provee el soporte estructural primario para acomodar estreses generados por presión interna del gas y cambios dimensionales de las capas de pirocarbón inducidos por la irradiación. También provee una barrera impermeable a los productos de fisión gaseosos, volátiles y a la mayoría de los productos de fisión metálicos durante la operación normal y accidentes hipotéticos. Los cambios dimensionales de la capa SiC son muy pequeños durante la irradiación, por lo que puede considerarse dimensionalmente estable.

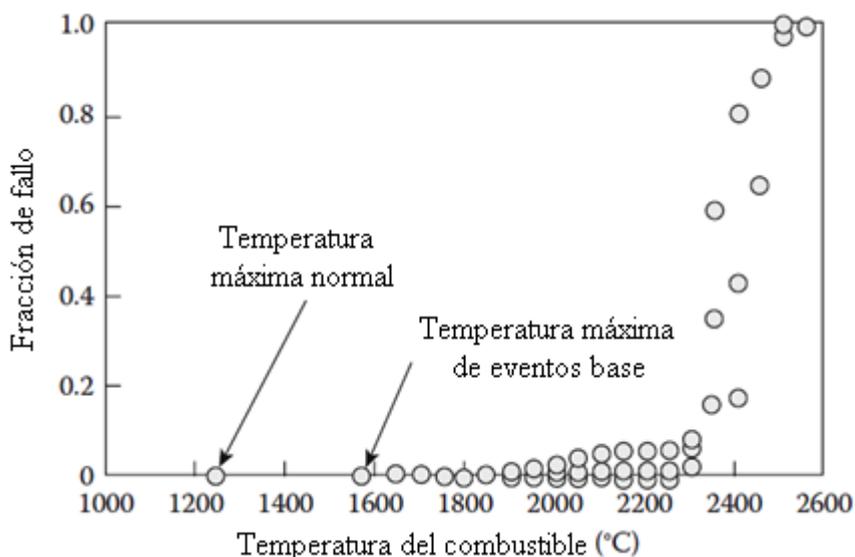
La capa externa de grafito pirolítico (OPyC) de alta densidad protege a la capa SiC de los daños mecánicos que puedan ocurrir durante la fabricación de los elementos de combustible y provee una superficie de unión para la matriz. Esta capa también se encoge durante la irradiación, lo cual ayuda a mantener a la

---

capa SiC en compresión. La capa OPyC previene la liberación de los productos de fisión gaseosos si las capas IPyC y SiC están defectuosas o fallan durante el servicio (Kok, 2009).

Los recubrimientos TRISO son capaces de soportar elevadas temperaturas y poseen una gran integridad estructural para retener los productos de fisión a muy altos grados de quemado (Talamo et al., 2004).

Los revestimientos no se empiezan a degradar térmicamente hasta que alcanzan temperaturas de aproximadamente 2000°C (Figura 1.3). Por ejemplo, típicamente para una temperatura del refrigerante a la salida del reactor de 850°C, la operación normal del núcleo de combustible no excede una temperatura de alrededor de 1250°C, y en el peor de los accidentes, las temperaturas se mantienen por debajo de 1600°C (U.S. NUREG, 2004).



**Figura 1.3: Probabilidad de fallo de la partícula TRISO en función de su temperatura (Kok, 2009).**

Se han hecho pruebas generales de este tipo de combustible en Europa, Estados Unidos y Japón que han demostrado su potencial rendimiento, pero aún es necesario realizar pruebas que demuestren además que el combustible satisface los requerimientos de la GIV durante condiciones de operación normal y de accidentes.

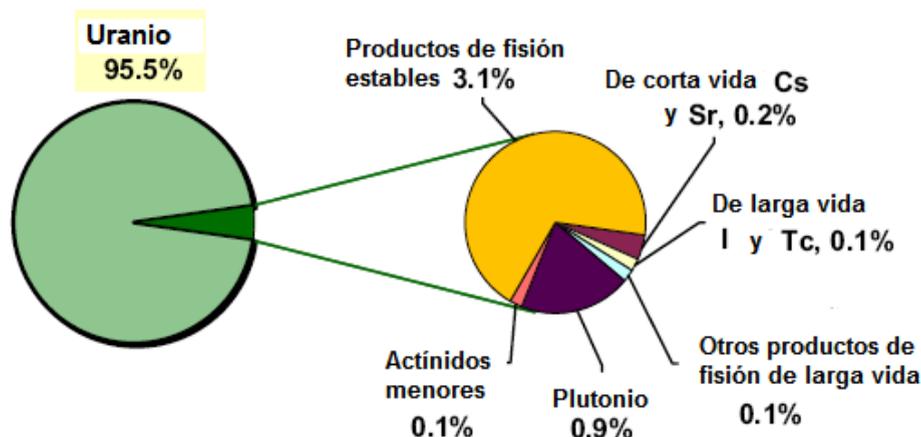
## 1.9 Ciclo del combustible nuclear

El éxito que han tenido los LWRs se debe a que se consideró desde el principio que el material físil natural era escaso y que la energía nuclear sólo se desarrollaría si se construían sistemas que utilizaran poca cantidad de material físil por unidad de energía producida. Los LWRs, desarrollados al principio para aplicaciones navales, cumplían con este criterio y usaban una tecnología simple y barata, lo cual permitió que se construyera la primera generación de centrales eléctricas. La tecnología de enriquecimiento de uranio necesaria estaba disponible del desarrollo militar. La cantidad significativa de plutonio que se genera en los LWRs fue considerada una ventaja debido a que el plutonio es un combustible excelente para reactores rápidos. Sin embargo, en los primeros días de la energía nuclear se le dio más importancia a los reactores que al ciclo de combustible, y el público aún no se cuestionaba la manera de eliminar los desechos del combustible nuclear.

La operación de las plantas nucleares también conlleva la responsabilidad de almacenar el combustible nuclear de alta actividad en forma de elementos de combustible gastado. Cada 12-18 meses el reactor se somete a un proceso de recarga donde el 30-40% de los elementos en el núcleo se descargan y se sustituyen con elementos combustibles frescos (NEA, 2002).

Una vez que el combustible gastado es extraído del reactor, se debe almacenar de manera segura, con una refrigeración adecuada, blindaje y con seguridad respecto a la criticidad durante cierto período de tiempo en la piscina del reactor, para disipar su potencia residual producto del decaimiento de los radionucleidos de vida corta. Una vez que decaiga la potencia residual, los elementos combustibles pueden permanecer en la piscina como almacenamiento temporal o se pueden extraer y almacenarlos en contenedores (metálicos o de hormigón), que aseguran un cierto nivel de refrigeración y blindaje, y además permiten su transporte (Kok, 2009; Glasstone y Sesonske, 1990). Sin embargo, este almacenamiento sólo tiene carácter temporal y ha de buscarse un almacenamiento final para estos residuos.

El manejo de los residuos nucleares, y particularmente su eliminación permanente, es un problema complejo. Los elementos más peligrosos son el plutonio, los actínidos menores como el neptunio, el americio y el curio, y algunos productos de fisión de larga vida (Fazio, 2007; NEA, 2004b), a pesar de que estos sólo constituyen un pequeño porcentaje del total del combustible gastado como se muestra en la **Figura 1.4**.



**Figura 1.4: Composición del combustible nuclear gastado: PWR, 30GW/t, 10 años de enfriamiento (Fazio, 2007).**

En el proceso para determinar una solución a la eliminación permanente de estos residuos intervienen aspectos sociales, políticos, económicos y técnicos que compiten y se unen para determinar el estado final. Las características que hacen que la eliminación permanente de TRU (Transuránicos) y HLW (Residuos de Alta Actividad) sea compleja, incluye contaminación con radionucleidos de larga vida (Ej. El  $\text{Pu}^{239}$  tiene una vida media de aproximadamente 24000 años) y altas concentraciones de radioactividad. Aunque menos contenciosos, la eliminación de los residuos radiactivos de baja actividad también presentan desafíos.

En muchos países se ha desarrollado el ciclo de combustible abierto o de un solo paso, donde el combustible se acumula en piscinas de almacenamiento de combustible gastado y en instalaciones de almacenamiento intermedias. Otros países han optado por el ciclo con reprocesamiento del combustible, aprovechando la tecnología PUREX (Extracción de Plutonio y Uranio) que estaba ya disponible de la aplicación militar para separar el uranio y el plutonio del resto del combustible gastado. Mientras algo del plutonio recuperado se recicla en forma de combustible MOX (mezcla de óxido de uranio-plutonio) en LWRs, la mezcla restante de actínidos menores y productos de fisión queda condicionada para la eliminación final de los residuos. Hoy día, después de 60 años de desarrollo de la energética nuclear, muchos países con un programa de energía nuclear tienen unas existencias crecientes de combustible gastado, o

plutonio separado y residuos de alta actividad vitrificados, cuya posterior gestión es incierta.

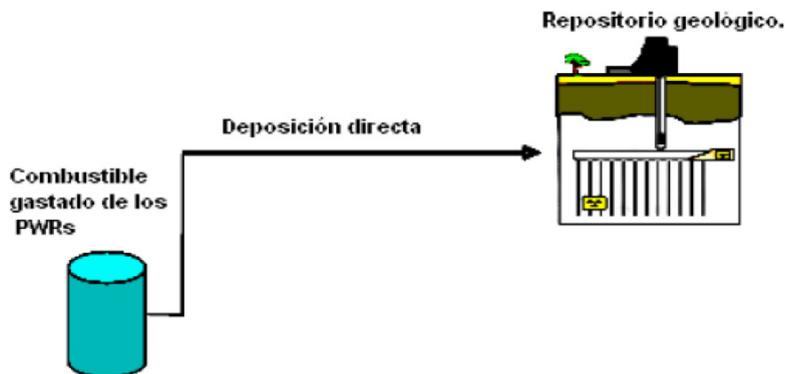
Para asegurar la protección a la salud y la seguridad del público y del medio ambiente, una opción sería el aislamiento permanente de estos residuos durante algunos miles de años, con un grado razonable de certeza predictiva para llevar a cabo esta opción durante este marco de tiempo multigeneracional. Hay un consenso entre los países miembros de la Organización para la Cooperación Económica y el Desarrollo (OECD) de que el almacenamiento geológico es una solución apropiada para proteger a los humanos y su entorno en el futuro. Esta propuesta requiere que la custodia de las instalaciones de almacenamiento complejas se transmita a las generaciones comprometidas con el mantenimiento continuo de las instalaciones hasta que en el futuro pueda identificarse una solución permanente. Sin embargo, existen dificultades en cuanto al emplazamiento, la construcción y el licenciamiento de los repositorios, sin mencionar la oposición pública a los residuos nucleares, lo cual ha causado retraso en la construcción de estas instalaciones.

Se ha considerado también la eliminación de desechos por expulsión al espacio, y el emplazamiento debajo de la capa de hielo ártico, pero no se ha intentado seriamente debido a los altos riesgos y costes asociados, y debido a tecnologías no probadas aún.

Los responsables de la política energética tendrán que decidir el camino a seguir teniendo en cuenta las limitaciones del ciclo de combustible dictadas por las políticas nacionales. En principio, se prevén las siguientes estrategias para el manejo del combustible gastado (NEA, 2006b):

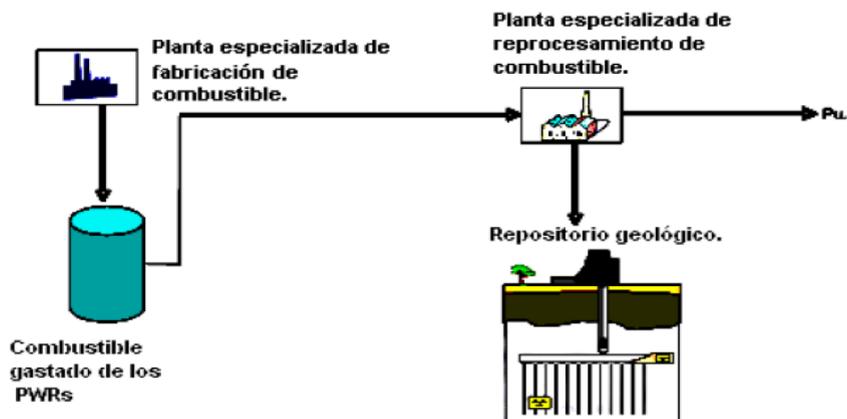
Permanecer con la estrategia del ciclo abierto del combustible o ciclo de un paso (**Figura 1.5**). El problema de esta opción es que los residuos de alta actividad mantienen niveles por encima de la radiactividad natural durante cientos de miles de años, a lo largo de los cuales es difícil asegurar la estabilidad de los repositorios (Salvatores, 2006). Esta podría ser una opción para países con un programa modesto de energía nuclear y sin infraestructura de reciclaje. Si el combustible gastado no se pudiese enviar a un centro internacional de ciclo de combustible, se deberá implementar un plan nacional para disposición directa del combustible, incluyendo la demostración de la seguridad del repositorio geológico a largo plazo; sin embargo, teniendo en cuenta el crecimiento de las necesidades energéticas, el uso de la energía nuclear irá incrementándose y es preciso encontrar una mejor alternativa para el

manejo de los residuos, pues no se puede dejar como herencia a las generaciones futuras un mundo lleno de desechos radioactivos.



**Figura 1.5: Ciclo abierto de combustible (NEA, 2006b).**

Una segunda estrategia es la de separar el plutonio y utilizarlo, es decir, quemarlo, en vez de desecharlo con el combustible gastado (cerrar el ciclo respecto al Pu). El plutonio se puede reciclar primero en LWRs y después en reactores rápidos. Los actínidos menores y productos de fisión se vitrifican y se colocan en repositorios geológicos (**Figura 1.6**). Debido a que el uranio y el plutonio se extraen, el volumen de los residuos disminuye, pero en términos de radiotoxicidad los beneficios de esta estrategia son pequeños, pues los elementos tales como el americio, curio y neptunio lideran la radiotoxicidad en el tiempo debido a su alta actividad y sus enormes períodos de semidesintegración (**Laidler et al., 2001; NEA, 2006b**), por lo que aún tendría que demostrarse la seguridad a largo plazo del repositorio geológico.



**Figura 1.6: Ciclo cerrado de combustible (NEA, 2006b).**

Francia, Gran Bretaña, Rusia y recientemente Japón poseen las principales instalaciones que son capaces de reprocessar anualmente cientos de toneladas o más de combustible gastado. Estas son instalaciones grandes y caras que pertenecen al gobierno y que usan el proceso PUREX para extraer uranio y plutonio del combustible gastado, y que se reciclan como mezcla de óxido (MOX) en LWRs (Ait Abderrahim et al., 2010).

Otra estrategia es la de transmutación. La transmutación consiste en transformar los elementos de alta actividad en elementos estables mediante fisión nuclear, o en elementos con menor período de semidesintegración o con mayor probabilidad de experimentar fisión, mediante captura neutrónica. El principal objetivo de esta estrategia es reciclar todos los actínidos menores, de manera homogénea o heterogénea, utilizando reactores innovadores (Figura 1.7). Si las pérdidas de combustible durante el reprocessamiento son lo suficientemente pequeñas se conseguiría disminuir considerablemente el contenido de actínidos, y por tanto, la radiotoxicidad a largo plazo de los residuos de alta actividad. Esta estrategia requeriría tipos de reactores innovadores y nuevas infraestructuras de reciclaje, que incluyen la técnica de reprocessamiento piroquímico o ‘seco’, especialmente para quemar transuránicos altamente concentrados. Si algunos de los productos de fisión también se pudiesen transmutar, la radiotoxicidad de los residuos de alta actividad decaería en unos pocos cientos de años siendo más fácil de esta manera cumplir con los requisitos de licenciamiento (NEA, 2006b).

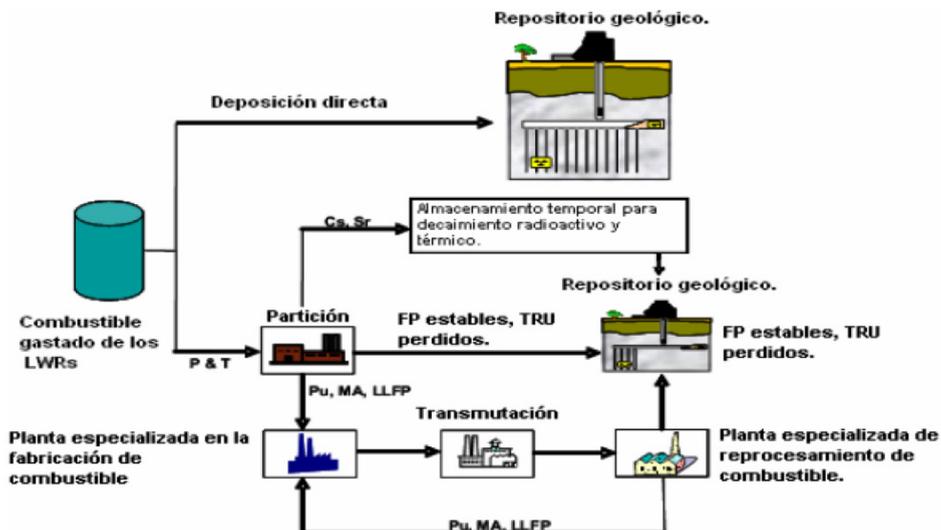


Figura 1.7: Ciclo avanzado de combustible (NEA, 2006b).

Por último, la estrategia de utilizar un reactor rápido, en cambio, tiene como objetivo primario mejorar la utilización del uranio, y para este fin se hace la sustitución a gran escala de los LWRs por reactores rápidos, los cuales tienen un ciclo de combustible cerrado respecto al plutonio, pero deja a los actínidos menores como parte de los residuos de larga vida, y por tanto, es un ciclo que genera una cantidad no despreciable de residuos. Sin embargo, estos residuos se pueden reducir si se reciclan todos los actínidos utilizando el concepto de Reactor Rápido Integral (IFR) (NEA, 2006b).

### 1.10 Papel de los Sistemas Controlados por Acelerador en la transmutación

Un escenario sostenible para el uso de la energía nuclear dependerá de la capacidad de reducir los inventarios de los residuos nucleares, liderados principalmente por los elementos transuránicos provenientes del quemado del combustible nuclear.

La transmutación de residuos se puede realizar tanto en un reactor crítico como en un Sistema Controlado por Acelerador (Salvadores, 2006; IAEA, Nov. 1997). Los ADSs, también llamados ‘sistemas híbridos’, combinan un acelerador de partículas (generalmente protones) con un núcleo subcrítico (Figura 1.8) donde el combustible puede ser líquido (por ejemplo, de sales fundidas) o sólido (por ejemplo, como partículas de combustible) (NEA, 2002).

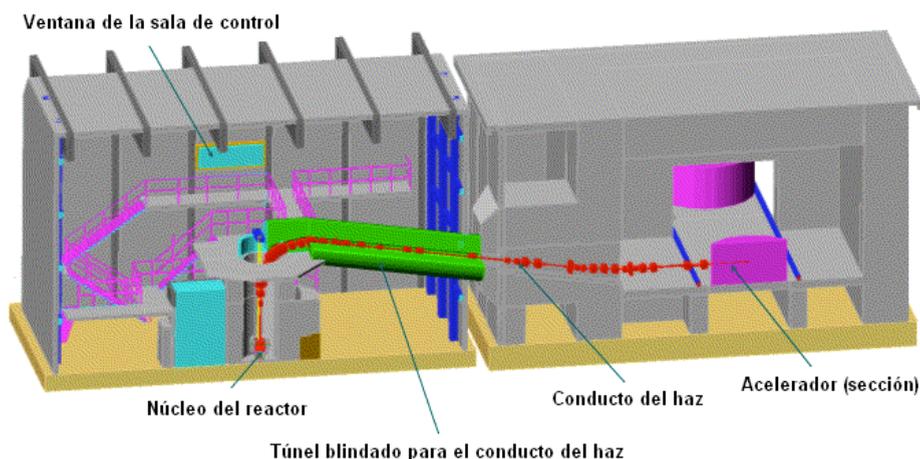
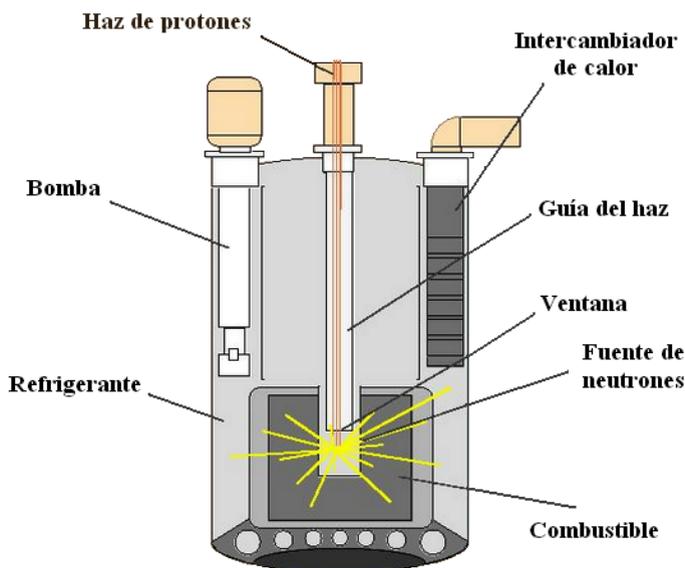


Figura 1.8: Esquema de un ADS.

Los protones son acelerados hacia un blanco de espalación compuesto por metales pesados, que constituye la fuente de neutrones. Los neutrones reaccionan con el combustible del núcleo provocando fisión o captura, y transmutando los elementos transuránicos y los productos de fisión de larga vida en elementos estables o de corta vida, reduciendo la masa y la radiotoxicidad del combustible original (**Figura 1.9**) (**The European Technical Working group on ADS, 2001**). En estos procesos se libera calor, que puede convertirse en electricidad o ser empleado en la producción de hidrógeno.



**Figura 1.9: Concepto general de un Sistema Controlado por Acelerador (ADS)** (School of Chemistry, 2002).

Uno de los aspectos que hace difícil la eliminación de los isótopos transuránicos en reactores convencionales es el la dificultad de mantener la criticidad utilizando combustibles que presentan una baja fracción de neutrones diferidos (**Ait Abderrahim et al., 2010**). Los ADS presentan ventajas respecto a los reactores críticos en cuanto a diseño, operación y seguridad cuando son utilizados como transmutadores, debido a que al ser subcríticos no son capaces de mantener la población neutrónica sin una fuente externa, por lo que con un grado suficiente de subcriticidad la fracción de neutrones diferidos deja de tener

importancia en lo relativo al control de la reacción en cadena, quedando gobernada por la fuente externa de neutrones. Controlando la fuente se consigue controlar la potencia del reactor, o incluso apagarlo en un corto intervalo de tiempo (NEA, 2006a).

Durante la transmutación, la composición isotópica de los elementos TRU o los AM del combustible gastado de los LWRs evoluciona de manera diferente en dependencia del espectro neutrónico al cual estén sometidos. Algunos estudios han indicado que utilizar un espectro rápido es esencial para el consumo total de los AM y es preferible a un espectro térmico para quemar los TRU. La ventaja de utilizar un espectro rápido viene del hecho de que la razón de la producción neutrónica debido a fisión y de la absorción de neutrones, aumenta a medida que aumenta la energía de los neutrones (**The European Technical Working group on ADS, 2001**). Sin embargo, estudios detallados llevados a cabo después han demostrado que, en condiciones apropiadas, los neutrones térmicos también son capaces de transmutar AM (**Venneri et al., 2001**).

El rango de aplicaciones de la tecnología de los ADSs, discutido dentro de la comunidad mundial, abarca cuatro misiones (**Aït Abderrahim et al., 2010**):

- Construcción de una instalación de investigación flexible donde el núcleo subcrítico se acopla a un acelerador de protones con potencia del orden de los MW, para la demostración de las tecnologías de transmutación y ADSs. Esta misión requiere la construcción de un acelerador prototipo, un blanco de espalación y una región de material fértil para operar a baja densidad de potencia (un orden de magnitud menor que una instalación de escala industrial).
- Construcción de una instalación para transmutación de residuos nucleares a escala industrial. Esta instalación requiere una potencia del haz de protones de 10 a 75 MW, dependiendo del diseño específico. El calor producido podría utilizarse sin conexión directa a la red eléctrica.
- Construcción de una instalación de producción de electricidad a gran escala y con almacenamiento de energía térmica para mitigar las consecuencias de largas interrupciones del haz del acelerador. Además, este tipo de sistema podría también quemar los actínidos menores para así también contribuir a la transmutación, o podría trabajar con combustible basado en torio para producir energía y  $U^{233}$ .

- Construcción de una instalación para producir energía a escala industrial, que queme lo mismo transuránicos que combustibles basados en torio, y que forme parte integral de la red eléctrica.

Hay programas activos en muchos países para desarrollar y explotar la tecnología de los ADSs, para la transmutación de residuos nucleares y la generación de energía. Por ejemplo, el gobierno belga anunció su intención de construir un prototipo de ADS de 85 MW llamado MYRRHA, en el Centro Belga de Investigación nuclear (SCK•CEN). El gobierno se ha comprometido a financiar el 40% del costo de construcción, y ha planificado gastar € 60M del 2010 al 2015 para avanzar en el diseño y prepararse para iniciar su construcción en 2015. Además, los gobiernos de China y la India están considerando la construcción de prototipos de instalaciones de ADSs de escala similar. La mayoría de los programas de desarrollo tecnológico de ADS están en Europa, Japón, Corea del Sur, India, China y Rusia, que se centran tanto en la transmutación de residuos como en la generación de energía (U.S. DOE, 2010).

### 1.11 Partes principales de los ADSs y retos tecnológicos

La tecnología de los ADS difiere en gran medida de la de los reactores nucleares debido fundamentalmente al acelerador y al blanco de espalación.

Dentro de los aceleradores analizados para el trabajo en un ADS se encuentran los ciclotrones, que constan de dos placas semicirculares huecas que se montan con sus bordes diametrales adyacentes dentro de un campo magnético uniforme, que es normal al plano de las placas y se hace al vacío. A dichas placas se les aplican oscilaciones de alta frecuencia que producen un campo eléctrico oscilante en la región diametral entre ambas. Como consecuencia, durante un semiciclo el campo eléctrico acelera los iones, formados en la región diametral, hacia el interior de uno de los electrodos, donde se les obliga a recorrer una trayectoria circular mediante un campo magnético y finalmente aparecen de nuevo en la región intermedia (Mueller, 2007).

Otro de los aceleradores analizados es el acelerador lineal (Linac). Los aceleradores lineales comprenden una vasta cantidad de sistemas de aceleración a energías medias. Un acelerador lineal es un sistema en el que el canal de aceleración es una línea recta. La diferencia fundamental respecto a los circulares es que las partículas aceleradas recorren el circuito de aceleración una sola vez. Esto limita la energía de aceleración a valores inferiores, por la inferior longitud efectiva de la zona de aceleración (Mueller, 2007).

Las características principales del haz de protones son su energía y su intensidad. Estas son influenciadas fundamentalmente por dos cantidades físicas: la razón de neutrones producidos por protón y por unidad de energía en el blanco, y la fracción de energía del haz depositada en la ventana de entrada del blanco. La primera cantidad alcanza su valor óptimo para protones de energía igual o mayor que 1 GeV. La segunda cantidad, para energías del protón en la región de interés ( $<$  algunos GeV), es una función decreciente de la energía del haz (**Bauer, 2007**). Para un número dado de neutrones de espalación (los que se requieren según las características del núcleo subcrítico escogido), mayores energías del haz implican menores intensidades y por tanto una reducción de los desafíos tecnológicos y de estreses mecánico-térmicos en la ventana del blanco. Entonces, desde el punto de vista técnico y de consideraciones de costo y tiempo de construcción, es recomendable la elección de una energía del orden de 1 GeV o más (**The European Technical Working group on ADS, 2001**).

Mientras que una energía del orden de cientos de MeV (600-1000 MeV) está dentro del estado del arte, la intensidad relacionada (desde algunos mA hasta 10-15 mA) requiere un incremento significativo de las capacidades actualmente disponibles. En principio los aceleradores lineales y los ciclotrones son capaces de satisfacer estos requerimientos (**Mueller, 2007**).

Para garantizar un rango de potencia entre 80 MW y 100 MW térmicos en un ADS, el acelerador debe tener una potencia del haz de entre 5 MW y 10 MW para valores de energías entre 600 MeV y 1 GeV, lo que además permitiría evaluar el funcionamiento del reactor para un amplio rango de valores de coeficientes de multiplicación efectiva (**The European Technical Working group on ADS, 2001**).

Las tres funciones básicas en cuanto a seguridad que conciernen al acelerador son:

- El control de la potencia y el monitoreo de la reactividad en el núcleo. Esto requiere la implementación de sistemas confiables y seguros para la interrupción del haz.
- La contención de materiales radioactivos, en particular de los productos radioactivos en el blanco de espalación.
- La protección radiológica de los operadores en condiciones normales de operación, debido a pérdidas en el haz y a rayos-X producto de movimientos y colisiones de electrones en las cavidades de RF.

La tecnología disponible para los diseñadores y constructores de aceleradores de hoy día es sustancialmente diferente y superior a la que fue utilizada en los primeros estudios de ADSs, en particular en el diseño del acelerador.

- La construcción, puesta en marcha y operación de un sistema de onda continua de alta potencia, que cumpla con el rendimiento requerido para una corriente del haz de un acelerador de hasta 100 mA para ADS (el Low-Energy Demonstration Accelerator (LEDA) en Los Álamos).
- La construcción, puesta en marcha y operación con determinado nivel de potencia y tasas de pérdidas aceptables, de un acelerador lineal moderno basado en estructuras de aceleración superconductoras con fases independientes (el Spallation Neutron Source en ORNL).
- La construcción y desarrollo de una amplia variedad de estructuras de aceleración superconductoras de ondas continuas y pulsadas, para la aceleración de protones/iones en un amplio rango de velocidad de estas partículas, lo cual es el ingrediente principal para alcanzar una alta confiabilidad en la operación.
- La prueba de alta potencia del haz para un blanco de espalación líquido de Pb-Bi eutéctico en el instituto Paul Scherrer en Suiza (el proyecto MEGAPIE).

Las reacciones de espalación se inducen al incidir un proyectil ligero de alta energía, del orden de los GeV, en un núcleo blanco de espalación. Se utilizan proyectiles ligeros de alta energía ya que estos permiten la formación de núcleos calientes que no sufren excitaciones colectivas (compresión, rotación, deformación) inevitables cuando se usan proyectiles de mayor masa. En las aplicaciones prácticas de las fuentes de espalación se utilizan haces de protones acelerados como proyectiles. Al incidir el protón en el núcleo, depositará su energía cinética por medio de sucesivas interacciones nucleón-nucleón. Las colisiones del protón incidente con los nucleones dan lugar a la dispersión de los mismos con energía suficiente como para generar nuevas colisiones. A este fenómeno de sucesivas colisiones y generación de nucleones de alta energía se le denomina cascada intranuclear. La energía de los nucleones dispersados irá disminuyendo a medida que aumente el número de colisiones hasta alcanzar un estado de pre-equilibrio excitado. El núcleo resultante libera una energía de excitación para alcanzar un estado de equilibrio mediante la evaporación de los neutrones o mediante la fisión. La relación de neutrones por protón incidente depende de la energía del haz y la masa del núcleo blanco, y es alrededor de una decena de neutrones por cada protón (**Leray, 2007**).

---

El blanco de espalación se encuentra en el núcleo del ADS y es la fuente de los neutrones primarios que garantizan un flujo que permite el proceso de transmutación. Estos neutrones son producidos por las reacciones de espalación que tienen lugar en el material pesado dispuesto como blanco al interactuar con los protones de alta energía que llegan desde el acelerador (**The European Technical Working group on ADS, 2001**).

Debido a su alto número atómico, los metales pesados como el plomo, wolframio, mercurio y uranio, o eutécticos como el plomo-bismuto, son los elementos más apropiados para la construcción del blanco. Datos experimentales han demostrado que para el rango de energías analizado en los ADS (300 MeV-1000 MeV) la relación protón-neutrón se aproxima a la ley  $E^{3/2}$  protón, por lo que para una determinada relación n/p será necesaria menos intensidad de protones cuanto mayor sea la energía (**Bauer, 2007**). La ventaja de una mayor energía es un mayor recorrido libre medio dentro del blanco, y por tanto, una menor densidad de potencia axial. Debido al requisito de minimizar el tamaño del blanco con relación a las dimensiones del núcleo para garantizar una adecuada economía neutrónica, el blanco deberá soportar densidades de potencia muy altas; esto hace pensar en blancos líquidos que favorezcan la evacuación del calor generado en todas las reacciones por procesos convectivos, y que minimicen los daños ocasionados por las altas intensidades de radiación. Sin embargo, el uso de metales pesados en estado líquido da lugar a graves problemas de erosión, corrosión y fragilidad en los materiales estructurales en contacto con el líquido circulante, además de las dificultades asociadas al confinamiento de los productos volátiles de espalación y la separación entre el tubo de vacío por el que penetra el haz de protones y el fluido refrigerante (**Satyamurthy, 2007**).

El eutéctico Pb-Bi (LBE) es actualmente el candidato más mencionado en la literatura como material para blancos de espalación. El plomo se dispone en forma de aleación con Bismuto para disminuir su punto de fusión y así garantizar que el blanco que recibe los neutrones se encuentre en estado líquido, para posibilitar su refrigeración. Además de su temperatura de fusión relativamente baja (123.5°C), el LBE presenta ciertas ventajas como son: inercia química, alta temperatura de ebullición (1670°C), buena conductividad del calor, pequeña sección eficaz de captura neutrónica, y no presenta un aumento de volumen inmediato al solidificarse. El inconveniente del LBE es la generación de  $Po^{210}$ , un isótopo de corta vida emisor de partículas alfa (**Morita et al., 2006**).

El Pb también tiene una sección eficaz de captura pequeña (0.171 Barn), y produce mucho menos  $Po^{210}$ , pero posee la desventaja de tener un mayor punto de fusión (327°C), lo cual supondría retos termomecánicos para el diseño de los materiales estructurales (**Satyamurthy, 2007**).

El mercurio también se ha considerado como candidato para el blanco de espalación debido a su baja temperatura de fusión (-38.9°C), y a que desaparece el problema del  $Po^{210}$ . Sin embargo, es muy volátil y complicaría seriamente el confinamiento de sus isótopos radioactivos. Además, su baja temperatura de ebullición (357,3°C) haría difícil su uso en ADSs que demandan altas temperaturas de trabajo, y su alta sección eficaz de captura (374 Barn) disminuiría la eficiencia neutrónica (**Satyamurthy, 2007**), por lo que más bien se utiliza como blanco en las fuentes de neutrones pulsadas y no en sistemas de potencia.

La clave tecnológica de los blancos de espalación es diseñar un blanco capaz de soportar los daños producidos por la radiación del haz de protones y los neutrones dispersados, las tensiones térmicas generadas por el acelerador, y la corrosión en caso de utilizarse LBE. Además, el haz de protones debe viajar en el vacío y debe impactar en el blanco cerca del centro del núcleo; la potencia generada por la espalación debe ser rápidamente disipada en la zona de espalación y los elementos radioactivos generados por la espalación deben ser debidamente confinados. El coste de la fuente es alto, y todavía no se tiene certeza de lo que supondrá en el coste total del ADS, ya que su diseño aún no está cerrado (**Bauer, 2007; Satyamurthy, 2007; Morita et al., 2006**).

El MEGAPIE (Megawatt Pilot Target Experiment) es una iniciativa puesta en marcha por Commissariat à l'Energie Atomique, Cadarache (Francia) y Forschungszentrum Karlsruhe (Alemania) en colaboración con el instituto Paul Scherrer (Suiza), para demostrar, en colaboración internacional, la factibilidad de un blanco de espalación de plomo-bismuto líquido para instalaciones de espalación a una potencia de 1 MW.

### 1.12 Principales antecedentes del trabajo

En este trabajo se realiza el diseño preliminar de un ADS de 100 MW<sub>t</sub> de potencia, de tipo lecho de bolas, moderado por grafito y refrigerado por gas helio, que utiliza como combustible elementos transuránicos provenientes del combustible nuclear gastado de los reactores de agua ligera convencionales, encapsulados en forma de partículas TRISO, con el objetivo de transmutarlos y

de esta manera disminuir la masa y la radiotoxicidad de los residuos nucleares. Este dispositivo además se ha diseñado para obtener temperaturas del helio a la salida del núcleo lo suficientemente altas para producir hidrógeno. El antecedente principal es un estudio para el diseño de un transmutador de transuránicos utilizando un ADS de lecho de bolas con combustible TRISO, refrigerado por helio (**Abánades y Pérez-Navarro, 2007**), en el cual se estudian las posibilidades de transmutación del combustible gastado de los reactores LWRs estándares. Se realiza el diseño conceptual del ADS y se calcula el quemado del combustible gastado para una potencia de 10 MW térmicos; se analiza además la variación de la composición de los isótopos del plutonio y actínidos menores en el tiempo.

Otro trabajo que ha resultado muy útil es el estudio de **Baxter y Rodríguez, 2001**, donde se analizan las posibilidades de quemado profundo del combustible TRISO en un ciclo de un paso en un reactor de muy alta temperatura y se demuestra su viabilidad para obtener un alto grado de agotamiento del  $\text{Pu}^{239}$  en un reactor de este tipo; de esta forma se muestran sus potencialidades para disminuir el riesgo de proliferación. Además, se propone un ciclo de dos etapas para lograr un quemado profundo, la primera en un sistema crítico y la segunda en un ADS. También se investiga la posibilidad de realizar la transmutación combinando los espectros térmico y rápido.

En los trabajos de **Hino et al., 2004** y **Kubo et al., 2004**, se propone la posibilidad de producir hidrógeno mediante el ciclo termoquímico I-S y la electrólisis de alta temperatura, a partir del calor almacenado en un refrigerante con alta temperatura a la salida del núcleo de reactores de alta temperatura refrigerados por gas. Las investigaciones y la experiencia de explotación sobre las posibilidades termo-mecánicas, de retención de los productos de fisión y capacidad de no deterioro en el tiempo del combustible TRISO, también han influido en el diseño del presente trabajo (**U.S. NUREG, 2004; Nickel et al., 2002; Tang et al., 2002**).

En la publicación de **Talamo et al., 2004**, se da continuidad al proyecto de diseño de General Atomics del reactor modular de helio de turbina de gas GT-MHR, el cual emplea combustible TRISO encapsulado en elementos combustibles prismáticos, moderado por grafito y refrigerado por helio. Para este tipo de sistema crítico se han estudiado diferentes composiciones del combustible, diferentes estrategias de movimiento del combustible dentro del núcleo; se han calculado las dependencias de las propiedades multiplicativas con respecto al espectro de energía de los neutrones, a las velocidades de

captura y fisión de los transuránicos y a la temperatura del combustible y del moderador.

En el estudio de **Gao y Shi, 2002**, se realiza el cálculo de la distribución de potencia, de temperatura y de flujo para el estado inicial y de equilibrio del HTR-10. Para el análisis termo-hidráulico se utilizan las correlaciones semiempíricas de la German Safety Guide KTA3102.2 (Guía Alemana de Seguridad) para medios porosos.

Otro trabajo que ha servido de base al nuestro es el de **Tian, 2007**, donde se realiza un estudio de diferentes configuraciones ordenadas de lechos de bolas, se introducen las características de los empaquetamientos y se analiza su influencia en la potencia para un Reactor Modular de Lecho Ordenado de Bolas (OBMR).

Debido a la experiencia que tiene Alemania en el diseño y operación de HTGRs de tipo lecho de bolas, para el diseño termo-hidráulico de nuestro ADS se han tomado como base las normas alemanas de seguridad nuclear. En lo referente al marco legislativo y reglamentario, las normas alemanas de seguridad nuclear son una parte integral de la conocida pirámide formada por leyes, ordenanzas, guías, normas y códigos. El autor de las normas de seguridad nuclear alemanas es la Comisión de Normas de Seguridad Nuclear (KTA), reconocida por la Agencia Internacional de Energía Atómica (IAEA). La KTA fue establecida en 1972 y hasta la fecha ha emitido 86 normas de seguridad nuclear. Se compone de 50 miembros que representan a la comunidad alemana nuclear, es decir, en cinco grupos de diez miembros cada uno: fabricantes, empresas de servicios públicos, autoridades atómicas de concesión de licencias y de supervisión, revisión de las organizaciones de seguridad y otro grupo de intereses misceláneos. Su objetivo es establecer las normas de seguridad para todo tipo de instalaciones nucleares, pero principalmente para las centrales nucleares. Estas normas de seguridad reflejan la opinión común de los cinco grupos y se basan en la experiencia real adquirida en la concesión de licencias, la construcción y operación de instalaciones nucleares.

## DISEÑO PRELIMINAR DEL MODELO CONCEPTUAL

El diseño preliminar del modelo consiste en definir las características de las principales partes que lo componen: el acelerador de partículas, el blanco de espalación, el núcleo, el combustible, el refrigerante, etc. Estas características constituyen el punto de partida para realizar, en capítulos posteriores, los análisis y cálculos necesarios que permitan hacer un diseño conceptual más detallado del dispositivo y evaluar su viabilidad para cumplir con los objetivos que nos hemos trazado en este trabajo: disminuir la masa y la radiotoxicidad del combustible nuclear gastado de las centrales nucleares convencionales y alcanzar muy altas temperaturas del refrigerante a la salida del núcleo para la producción de hidrógeno.

El principal antecedente de nuestro dispositivo es el PBT (Pebble Bed Transmuter) (**Abánades y Pérez-Navarro, 2007**), que es un ADS, refrigerado por gas y moderado por grafito, que usa como combustible pequeñas cantidades de elementos transuránicos en forma de partículas TRISO compactadas en una matriz de grafito, formando una configuración de tipo lecho de bolas. El PBT ha sido diseñado para la transmutación de residuos nucleares (específicamente de algunos elementos transuránicos) de las plantas nucleares convencionales de agua ligera. La **Tabla 2.1** muestra la composición del combustible nuclear gastado en los LWRs para un quemado de 40 GWd/ton después de 15 años de decaimiento. El combustible del PBT está formado por los elementos de la **Tabla 2.1** señalados en negritas. La **Tabla 2.2** muestra la masa de los elementos transuránicos que conforman el combustible del PBT, por bola y por partícula TRISO.

**Tabla 2.1: Masa de transuránicos en el combustible nuclear gastado en los LWR (40 GWd/ton, 15 años de decaimiento) y composición del combustible del PBT.**

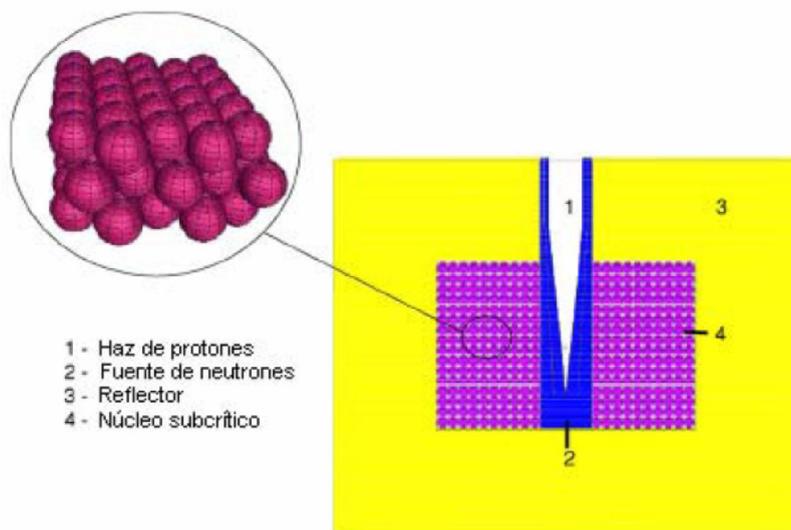
Nucleido	Masa [g/ton]	Nucleido	Masa [g/ton]
Np <sup>236</sup>	5.3E-04	Am <sup>242</sup>	2.5E+00
<b>Np<sup>237</sup></b>	<b>6.5E+02</b>	<b>Am<sup>243</sup></b>	<b>1.4E+02</b>
<b>Pu<sup>238</sup></b>	<b>2.3E+02</b>	Cm <sup>242</sup>	5.9E-03
<b>Pu<sup>239</sup></b>	<b>5.9E+03</b>	Cm <sup>243</sup>	4.3E-01
<b>Pu<sup>240</sup></b>	<b>2.6E+03</b>	<b>Cm<sup>244</sup></b>	<b>3.1E+01</b>
<b>Pu<sup>241</sup></b>	<b>6.8E+02</b>	Cm <sup>245</sup>	2.3E+00
<b>Pu<sup>242</sup></b>	<b>6.0E+02</b>	Cm <sup>246</sup>	3.2E-01
Pu <sup>244</sup>	4.2E-02	Cm <sup>247</sup>	3.7E-03
<b>Am<sup>241</sup></b>	<b>7.7E+02</b>	Cm <sup>248</sup>	2.4E-04

**Tabla 2.2: Composición del combustible del PBT por bola y por partícula TRISO.**

Nucleido	Masa de transuránicos por bola [g]	Masa de transuránicos por partícula TRISO [g]
Np <sup>237</sup>	5.92E-02	1.37E-05
Pu <sup>238</sup>	1.84E-02	4.24E-06
Pu <sup>239</sup>	6.79E-01	1.57E-04
Pu <sup>240</sup>	3.15E-01	7.26E-05
Pu <sup>241</sup>	1.05E-01	2.43E-05
Pu <sup>242</sup>	6.45E-02	1.49E-05
Am <sup>241</sup>	6.80E-02	1.57E-05
Am <sup>243</sup>	1.21E-02	2.80E-06
Cm <sup>244</sup>	2.17E-03	5.00E-07

El núcleo del PBT está constituido por un cilindro que contiene 20 capas de bolas. Las bolas de una capa se posicionan en los huecos de la capa que está inmediatamente debajo formando un empaquetamiento compacto hexagonal (**Figura 2.1**), con una fracción de empaquetamiento de 0.74 (la fracción de empaquetamiento es la relación entre el volumen ocupado por las bolas y el volumen total del núcleo). En el centro del cilindro se encuentra el blanco de espalación, que contiene una aleación líquida de plomo-bismuto eutéctico. El

sistema se mantiene mediante un acelerador de protones con una energía del haz en el orden de 380 MeV, e intensidades cercanas a 10 mA. La potencia térmica del PBT es de 10 MW en el estado estacionario.



**Figura 2.1:** Esquema del núcleo del PBT (Abánades y Pérez-Navarro, 2007).

Con este diseño del PBT se demostró la capacidad de un ADS con espectro de neutrones térmicos de reducir considerablemente la masa de los isótopos del plutonio y de algunos actínidos menores, logrando la disminución de la radiotoxicidad de los residuos en el tiempo (Abánades y Pérez-Navarro, 2007). Sin embargo, el PBT sólo fue concebido como un transmutador de transuránicos y no como un sistema capaz de contribuir adicionalmente a la producción de calor o electricidad.

Con el objetivo de utilizar la energía producida mediante las reacciones nucleares que tienen lugar en el núcleo de un transmutador como el PBT en la generación de hidrógeno, debido a la prevista demanda de este vector en un futuro escenario energético, se concibió un nuevo dispositivo llamado TADSEA (Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications). El TADSEA, al igual que el PBT, es un ADS de lecho de bolas refrigerado por gas, que utiliza como combustible elementos transuránicos encapsulados en forma de partículas TRISO (Rosales, 2008). Para esto, se consideró diseñar el TADSEA con la máxima potencia posible, buscando valores del orden de lo que

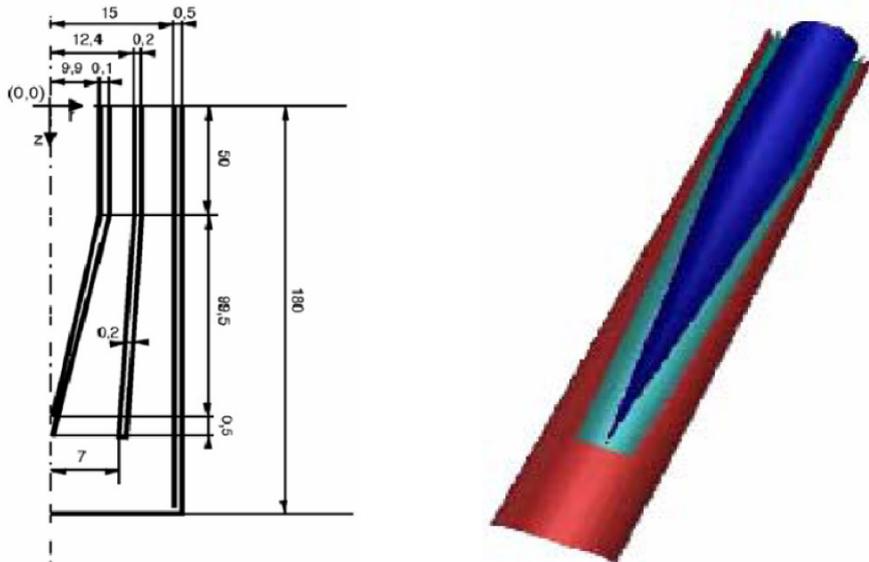
requiere una instalación piloto. En la instalación piloto la potencia del núcleo tiene que ser lo suficientemente elevada como para representar la de un transmutador a escala industrial. Se han estudiado las potencias óptimas para este tipo de sistema, y los valores varían entre 80 MW<sub>t</sub> y 100 MW<sub>t</sub> (**The European Technical Working group on ADS, 2001**), así que se seleccionó el valor de 100 MW para la potencia térmica del TADSEA.

### 2.1 El acelerador

El acelerador propuesto para el TADSEA es un LINAC, en lugar del ciclotrón que se había escogido para el diseño conceptual del PBT de 10 MW (**Abánades y Pérez-Navarro, 2007**), debido a la necesidad de incrementar la energía e intensidad del haz de protones, siguiendo las directivas de proyectos de ADS como el proyecto europeo PDS-XADS (**Mueller, 2005**), que sugiere utilizar un acelerador de 1 GeV y 10 mA para núcleos subcríticos con  $K_{\text{eff}} < 0.95$ .

### 2.2 El blanco de espalación

Se eligió la aleación de plomo-bismuto (LBE) como material para el blanco de espalación del TADSEA, con un diseño en forma cónica de la ventana de separación entre el tubo del haz y el blanco (**Figura 2.2**) para lograr un ensanchamiento de la fuente neutrónica y reducir el factor de pico térmico en el núcleo. Debe señalarse como desventaja que la energía de deposición está muy cerca de la ventana sólida incrementando las dificultades en el diseño del sistema de refrigeración. La ventana sólida está hecha de acero inoxidable HT-9 por su alta resistencia al daño neutrónico (**Abánades y Pérez-Navarro, 2007**).



**Figura 2.2: Blanco de espalación del TADSEA (las dimensiones están dadas en centímetros) (Abánades y Pérez-Navarro, 2007).**

Este blanco fue estudiado detalladamente para el PBT (Abánades et al., 1999), para establecer las condiciones de trabajo del material. Este estudio fue desarrollado estimando la generación del calor con el código FLUKA. El análisis térmico del blanco se hizo con un código computacional comercial de dinámica de fluidos (Star CD (Star-CD, 1996). El máximo valor de deposición del calor en la ventana está en el orden de los  $200 \text{ W/m}^3 \cdot \text{mA}$ . Las temperaturas en la ventana no exceden los  $490^\circ\text{C}$  y la diferencia de temperatura entre la cara exterior e interior del cono no exceden los  $18^\circ\text{C}$ , lo que sugiere una tensión termo-mecánica aceptable ya que los diseños en desarrollo aguantan diferencias de temperatura entre  $120^\circ\text{C}$  y  $580^\circ\text{C}$ .

### 2.3 El refrigerante

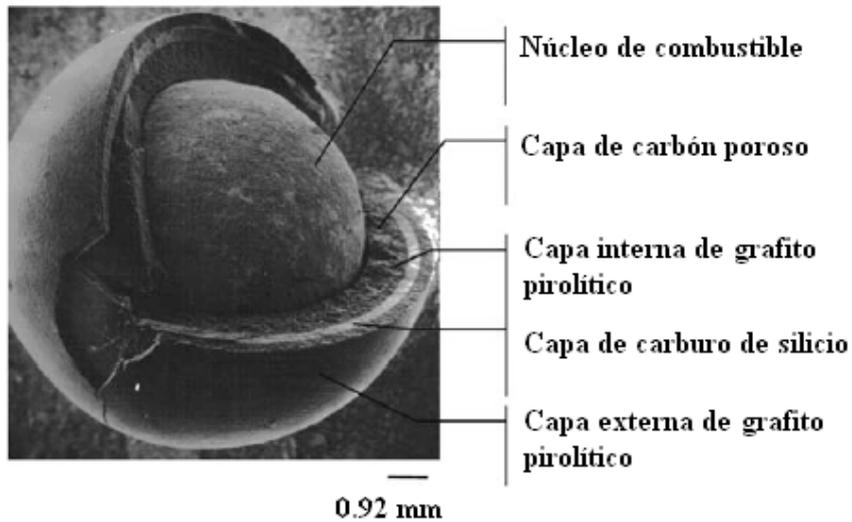
Se ha escogido como refrigerante para el TADSEA el gas helio, que a pesar de ser más costoso que otros gases como el  $\text{CO}_2$  o el nitrógeno, posee dos características que justifican su uso: (1) Al ser un gas noble es químicamente inerte. Esto es muy importante en cuanto a mantener la integridad de los elementos combustibles pues no provoca oxidación del grafito. (2) Debido a su

baja sección eficaz no interacciona con los neutrones presentes en el reactor, es decir, es neutrónicamente transparente. Esto hace que no se produzca moderación de los neutrones a su paso por el refrigerante por lo que el espectro quedará determinado únicamente por el diseño del combustible, y por otro lado no existirá un coeficiente de reactividad debido a la temperatura del refrigerante, ya que una variación en la densidad del helio producirá un incremento despreciable en su sección eficaz macroscópica (**Glasstone y Sesonske, 1990**).

## 2.4 El combustible

El núcleo del TADSEA está compuesto por una agregación de bolas, que son los elementos combustibles del reactor. Se considera un tamaño fijo de 6 cm de diámetro para las bolas, por ser el más comúnmente encontrado en la bibliografía. Cada uno de estos elementos combustibles se divide en dos zonas (**NUREG, 2004**):

Zona interior (zona de combustible o zona activa): Es una esfera de 5 cm de diámetro. Está compuesta por partículas TRISO de 0.92 mm de diámetro (**Figura 2.3**) compactadas en una matriz de grafito. Cada una de estas microbolas se compone de un núcleo de combustible de 0.5 mm de diámetro (Kernel). El núcleo está rodeado por una capa de grafito de baja densidad de 0.095 mm de espesor (Buffer). A continuación se encuentra una capa de grafito pirolítico de 0.04 mm de espesor (IPyC), una capa de carburo de silicio de 0.035 mm de espesor (SiC) y por último, otra capa de grafito pirolítico (OPyC), de 0.04 mm de espesor. Las dimensiones de las capas se han escogido según las consideraciones de **NUREG, 2004**.



**Figura 2.3: Estructura de la partícula TRISO (CEA, 2006).**

Zona exterior: Está compuesta por una capa de grafito de 5 mm de espesor que rodea al núcleo del elemento combustible, y que hace el papel de moderador neutrónico.

La composición y cantidad de combustible por bola en el TADSEA es la misma que en el PBT (**Tabla 2.2**).

## 2.5 La Geometría

Se pretende que la razón entre la superficie exterior del reactor y el volumen del mismo sea elevada, de forma que el reactor pueda disipar la potencia residual en caso de accidente por mecanismos de radiación y convección natural a través de la superficie exterior del reflector (**Kok, 2009**). Para alcanzar la potencia térmica deseada de 100 MW en el TADSEA, se optó por incrementar las dimensiones del núcleo y mantener la misma composición del combustible del PBT en cada bola (**Rosales, 2008**). Desde el punto de vista técnico es posible incrementar la potencia incrementando las dimensiones del núcleo y manteniendo la densidad de potencia promedio en el máximo de  $7 \text{ W/cm}^3$ . Esto se hizo imponiendo como condición que el incremento fuera tal que se conservaran las capacidades de transmutación del PBT y no se deterioraran los perfiles de potencia.

Como se mencionó anteriormente, la fracción de empaquetamiento del PBT se eligió igual a 0.74 por ser este el mayor grado de compactación que se puede alcanzar en un lecho de bolas, y que corresponde a una configuración compacta hexagonal (Conway y Sloane, 1999, Tian, 2007), por lo que se decidió mantener para el TADSEA la disposición de bolas y la fracción de empaquetamiento del PBT (Rosales, 2008).

Para garantizar la seguridad del dispositivo, en Rosales, 2008 y en García et al., 2011 realizamos un estudio de la dependencia entre el factor de multiplicación efectivo ( $K_{\text{eff}}$ ) y el espesor del reflector. Los resultados indican que para las condiciones más extremas, un grosor radial del reflector menor que 70 cm garantiza un  $K_{\text{eff}}$  por debajo de 0.95, por lo que se escogió para el TADSEA un grosor del reflector de 60 cm.

En la **Tabla 2.3** se resumen las características del PBT y del TADSEA.

**Tabla 2.3: Principales características del PBT y del TADSEA.**

Parámetro	PBT	TADSEA
Potencia del acelerador [MW]	3.80	10
Energía del haz de protones [MeV]	380	1000
Intensidad del haz de protones [mA]	10	10
Radio interno del núcleo [cm]	15.75	15.50
Radio externo del núcleo [cm]	75.75	125.75
Altura [cm]	97.98	293.94
Volumen total [m <sup>3</sup> ]	1.69	14.38
Volumen de combustible [m <sup>3</sup> ]	0.0016	10.64
Masa de combustible [kg]	14.64	124.50
Número de bolas	11064	94092
Fracción de empaquetamiento	0.74	0.74
$K_{\text{eff}}$	0.84	0.94
Potencia térmica [MW]	10	100
Densidad de potencia promedio [W/cm <sup>3</sup> ]	6	7
Espesor del reflector [cm]	60	60

Los datos de la **Tabla 2.3** constituyen el diseño preliminar del TADSEA, que es el punto de partida de este trabajo. Su capacidad de transmutación la estudiamos en García et al., 2011 y en Abánades et al., 2011 y fue comparada con la del PBT, demostrando que un dispositivo con estas características es capaz de

reducir la masa y la radiotoxicidad de algunos transuránicos presentes en el combustible nuclear gastado de los LWRs. Sin embargo, en este trabajo se demostrará que algunas de las características de la **Tabla 2.3** deben modificarse. Se realizarán el diseño neutrónico del TADSEA teniendo en cuenta las características modificadas, y se estudiará la evolución isotópica de los transuránicos que componen el combustible para demostrar la capacidad de transmutación del TADSEA. A partir de los resultados de los cálculos neutrónicos, se realizará el diseño termo-hidráulico del sistema para obtener muy altas temperaturas del refrigerante a la salida del núcleo.



## CAPÍTULO III

## HERRAMIENTAS DE DISEÑO

Para el diseño conceptual del TADSEA se emplearon herramientas de modelación computacional con el objetivo de simular su comportamiento neutrónico y termo-hidráulico. La principal herramienta utilizada para el cálculo neutrónico fue el software MCNPX, y para el cálculo termo-hidráulico, el software ANSYS-CFX. Se realizó también un desarrollo analítico recurriendo al uso de herramientas de Geometría Computacional para el análisis de la distribución de bolas en el núcleo del TADSEA, el cual se implementó utilizando el lenguaje Object Pascal.

### 3.1 MCNPX

El MCNPX es un código basado en el método probabilístico de Monte Carlo para la modelación computacional del transporte de una gran variedad de partículas para diferentes geometrías y un amplio rango de energías, dependiente del tiempo. Puede ser usado para reproducir procesos nucleares de carácter estadístico como la interacción de diferentes tipos de partículas con la materia, pero su principal importancia es la resolución de problemas dependientes del tiempo, en tres dimensiones, que por su grado de complejidad los métodos determinísticos no los pueden resolver o son muy engorrosos. Los métodos probabilísticos, a diferencia de los determinísticos, no resuelven una ecuación explícita, pero a través de la simulación de las partículas se determinan algunos aspectos de su comportamiento promedio. Los métodos determinísticos brindan una completa información bastante acertada a lo largo del espacio fase del problema, mientras que Monte Carlo brinda información solamente de las características pedidas por el usuario (**The MCNPX Team, 2005**).

El método modela los eventos probabilísticos que comprenden un proceso y determina estadísticamente la probabilidad de distribución que gobierna dicho evento. El carácter estadístico del proceso está basado en la generación de números aleatorios para conformar trayectorias e historias. Estos números aleatorios representan cada uno de los eventos lógicos que puede experimentar el neutrón, y el estudio de la trayectoria que sigue el neutrón desde su nacimiento hasta su captura o fuga es lo que se conoce como la historia del

neutrón. La variable aleatoria es una variable de la que no se conoce su valor en ningún momento, pero se puede asumir su valor y su probabilidad de ocurrencia. Debido al gran número de experimentos que se necesitan para describir adecuadamente un fenómeno, esta simulación debe desarrollarse en una computadora (**The MCNPX Team, 2005**).

La modelación con el código MCNPX consta de varios pasos:

- Especificación del modo: El MCNPX puede ejecutar diferentes modos, tales como transporte neutrónico solamente, neutrones inducidos por fotones, transporte de fotones solamente, transporte de electrones solamente, transporte de fotones y electrones. Además, se puede realizar el transporte de neutrones y neutrones inducidos por el transporte de fotones y electrones, y desde que se acopló con el código LAHET (**Prael and Lichtenstein, 1989**) también se puede simular en una sola ejecución el transporte de protones y neutrones en el blanco de espalación y la incorporación de neutrones, como una fuente de neutrones rápidos, al núcleo del sistema subcrítico.
- Especificación de las celdas y parámetros geométricos: Las celdas son regiones que contienen la geometría modelada en el problema a resolver. En ellas se define la densidad y la importancia que el MCNPX debe conceder a cada tipo de partículas en esa zona.
- Especificación de la fuente: Esta instrucción define las características básicas de una fuente, como por ejemplo: su posición inicial, el número de la celda donde aparecerán las partículas iniciales, y la energía, tipo y peso inicial de dichas partículas iniciales.
- Especificación de los tallies: Los tallies hacen la función de detectores ubicados en distintos lugares dentro del dominio. Esta carta se utiliza para especificar qué es lo que se quiere conocer de los cálculos del MCNPX (el flujo en un punto, la corriente en una superficie, etc.). Existen 6 tipos estándares de tallies para los fotones, 6 tipos para los neutrones y 4 tipos para los electrones, todos normalizados por partícula inicial.
- Especificación de los materiales: Esta tarjeta especifica la composición isotópica de los materiales y las secciones transversales usadas en las celdas. En dicha carta se especifica el número de identificación del nucleido y la fracción atómica o su peso atómico.
- Especificación de tipo de problema: Este aspecto está relacionado con el tipo de problema que se quiere resolver. Dentro de estos posibles problemas

está el tradicional cálculo del transporte de partículas, que es un problema de corte que especifica el número de partículas por segundo (NPS) que se modelarán. La ejecución terminará cuando se hayan modelado todas las historias, a menos que se interrumpa la ejecución por alguna razón. También está el cálculo del autovalor de un medio multiplicativo ( $K_{\text{eff}}$ ), que consiste en estimar un número significativo de neutrones producidos por partícula inicial mediante la fisión en una generación (vida de un neutrón desde su nacimiento mediante la fisión hasta su muerte por escape, captura parásita o absorción). En la modelación mediante el MCNPX, además de la descripción de la geometría y de los materiales es necesario insertar la carta KCODE, la cual especifica la fuente de la criticidad que usa MCNPX para determinar  $K_{\text{eff}}$ , y una distribución espacial inicial de los puntos donde se encuentran las fuentes de fisión. Por últimos tenemos el cálculo del quemado, que permite obtener la variación en el tiempo de la composición isotópica de las diferentes zonas materiales definidas en el núcleo, y se realiza dentro de un ciclo de cálculos de  $K_{\text{eff}}$  (McKinney et al., 2006-2007; McKinney et al., 2006).

### 3.2 ANSYS CFX

El ANSYS CFX es un código 3D de tipo CFD (Computational Fluid Dynamics) de propósito general, que combina herramientas avanzadas de solución con poderosas capacidades de pre y post procesamiento (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005e). Ha sido desarrollado por la compañía ANSYS Inc. (Swanson Analysis Systems Inc.), que se fundó en 1970.

La Dinámica de Fluidos Computacional es una herramienta basada en la simulación computacional para reproducir el comportamiento de sistemas que envuelven flujo de fluidos, transferencia de calor y otros procesos físicos relacionados. Trabaja resolviendo las ecuaciones del flujo de fluidos sobre una región de interés, con condiciones especificadas (conocidas) en las fronteras de esa región (Wesseling, 2001).

Las computadoras se han usado durante muchos años para resolver problemas de flujo de fluidos; se han escrito numerosos programas para resolver problemas específicos o clases específicas de problemas. Desde mediados de los años 70 se comenzaron a comprender las complejas matemáticas necesarias para generalizar los algoritmos de solución de estos problemas y se desarrollaron los códigos de propósito general de tipo CFD. Estos comenzaron a aparecer a principios de los 80 y para los cálculos se requerían lo que en aquellos

momentos eran las computadoras más avanzadas, así como un conocimiento profundo de dinámica de fluidos y grandes cantidades de tiempo para establecer las simulaciones (**Ferziger y Perić, 2002**). Consecuentemente, CFD fue una herramienta usada casi exclusivamente para la investigación. Los recientes avances en las prestaciones de las computadoras, junto con el uso de gráficos y la poderosa manipulación interactiva 3D de modelos, han hecho mucho menos laboriosos los procesos de creación de modelos CFD y del análisis de los resultados, reduciendo el tiempo y por tanto el costo de la simulación; los softwares avanzados además contienen algoritmos que permiten obtener soluciones robustas en un tiempo razonable. Como resultado de estos factores, la Dinámica de Fluidos Computacional es actualmente una herramienta de diseño industrial ya establecida, que ayuda a reducir los diseños de componentes a gran escala y mejora el análisis de los procesos del mundo ingenieril (**Wesseling, 2001; Anderson, 1995**).

El conjunto de las ecuaciones que describen los procesos de transferencia de momento, calor y masa se conocen como las ecuaciones de Navier-Stokes. Para estas ecuaciones, que son ecuaciones en derivadas parciales, no se tiene una solución analítica general, pero se pueden discretizar y resolver numéricamente. Hay diferentes métodos de solución basados en códigos CFD. El más común, y sobre el cual se basa ANSYS CFX, se conoce como la técnica del volumen finito (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005f**). Esta técnica consiste en dividir la región de interés en pequeñas subregiones llamadas volúmenes de control. Las ecuaciones se discretizan y se resuelven iterativamente para cada volumen de control y como resultado se obtiene una aproximación del valor de cada variable en puntos específicos a lo largo del dominio. De esta forma se obtiene el comportamiento completo del fluido (**Ferziger y Perić, 2002; Wesseling, 2001**).

Los códigos CFD se pueden usar en la fase de diseño de un componente para determinar su comportamiento, o también se pueden usar para analizar las dificultades que aparezcan en un componente existente y mejorar su diseño (**Anderson, 1995**).

El ANSYS CFX contiene cinco módulos de software unidos por el flujo de información requerida para el análisis del problema. El proceso de conformación de una simulación CFD se puede dividir en cuatro etapas (**Figura 3.1**):

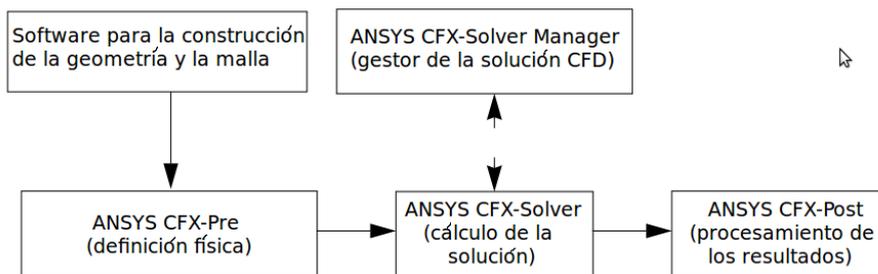
- Geometría/Mallado: Este es un proceso interactivo que constituye la primera parte de la etapa de pre-procesamiento (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>**,

**2005b**). El objetivo es construir un sólido geométrico cerrado y construir una malla para dicho sólido. Para ello se define la geometría de la región de interés, se crean las regiones de flujo de fluido, las regiones sólidas y los nombres de las superficies de contorno, y se establecen las propiedades de la malla para la posterior entrada de los datos físicos. La malla constituye una aproximación discreta del problema sobre la base de puntos o nodos. Estos nodos se conectan para formar elementos finitos que juntos forman el volumen del material.

- **Definición física:** Este es otro proceso interactivo que constituye el segundo paso del pre-procesamiento, cuyo objetivo es introducir los datos necesarios para la solución del problema. Estos datos se introducen en el componente ANSYS CFX Pre-Processor del software (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005b**). Aquí se seleccionan los modelos físicos que deben ser incluidos en la simulación y se especifican las propiedades del fluido, las condiciones de contorno, las condiciones iniciales y los parámetros de solución.
- **Búsqueda de la solución:** El componente que resuelve el problema CFD se llama ANSYS CFX-Solver. Este produce los resultados requeridos en un proceso no interactivo en el cual las ecuaciones en derivadas parciales se integran sobre todos los volúmenes de control de la región de interés (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005d**). Esto es equivalente a aplicar una ecuación de conservación para cada volumen de control. Estas ecuaciones integrales se convierten en un sistema de ecuaciones algebraicas generando un grupo de aproximaciones para los términos de las ecuaciones integrales. Se requiere un método iterativo para resolver las ecuaciones algebraicas por la no linealidad de estas ecuaciones. Si la solución numérica tiende a la solución exacta se dice que el método converge. Para cada iteración se reporta un error o residuo como una medida de la conservación de las propiedades del fluido. La exactitud de la solución final respecto a la solución exacta dependerá de varios factores como son el tamaño y la forma de los volúmenes de control y la magnitud de los residuos finales (**Ferziger y Perić, 2002**). Algunos procesos físicos complejos como la combustión y la turbulencia usualmente se modelan utilizando relaciones empíricas. Las aproximaciones inherentes a estos modelos también contribuyen a aumentar las diferencias entre la solución del CFD y el flujo real. El Solver interactúa con el gestor de solución ANSYS CFX-Solver Manager, que es un módulo que se encarga del control de la tarea de

solución y sus funciones específicas son: La especificación de los ficheros de entrada al ANSYS CFX-Solver, el comienzo y parada del ANSYS CFX-Solver, el monitoreo del progreso de la solución, y la puesta a punto del ANSYS CFX-Solver para el caso de cálculos en paralelo (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005c). El proceso de solución no requiere interacción del usuario y es por eso que usualmente se lleva a cabo como una sola ejecución (batch process). El Solver produce un fichero con los resultados que luego son importados desde el componente que procesa los resultados.

- Procesamiento de resultados: El ANSYS CFX Post-Processor es el componente que se utiliza para analizar, visualizar y presentar los resultados de manera interactiva. El Post-Processor tiene importantes características que son: La visualización de la geometría y de los volúmenes de control, la representación gráfica de vectores que muestran la dirección y magnitud del fluido, la visualización de la variación de variables escalares (temperatura, presión, velocidad) a través del dominio, la posibilidad de construir una animación, la posibilidad de obtener mapas que muestran la representación gráfica de las variables y la posibilidad de imprimir una copia del fichero de salida (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005a).



**Figura 3.1: Etapas de la simulación CFD (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005e).**

El ANSYS CFX es capaz de modelar flujos en estado estacionario y transitorios, laminares y turbulentos, subsónicos, transónicos y supersónicos, no newtonianos, multifásicos. Además se pueden modelar procesos de transferencia de calor, radiación térmica, combustión, transporte de partículas, etc. (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005d).

El software también tiene la opción de trabajar con subrutinas externas programadas en FORTRAN. Esta característica resulta muy útil pues permite tener un mayor control de los datos de entrada y salida y de los métodos de solución. Sin embargo, para el ANSYS CFX se ha desarrollado el lenguaje declarativo interpretado CFX Expression Language (CEL), con el objetivo de que el usuario pueda mejorar su simulación sin tener que recurrir a la escritura y el acoplamiento de subrutinas externas en FORTRAN. CEL puede ser utilizado en los módulos ANSYS CFX-Pre y ANSYS CFX-Post en cualquier lugar donde se necesite un valor de entrada, para definir propiedades de materiales que dependen de otras variables, especificar condiciones de contorno complejas, adicionar términos a las ecuaciones resueltas, etc. (ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005d).

### 3.3 Empaquetamiento de esferas y Geometría Computacional

El empaquetamiento de esferas es un tipo de problema matemático que consiste en encontrar la forma de empaquetar esferas del mismo radio de manera que dejen los mínimos espacios vacíos posibles. El problema que plantea el empaquetamiento de esferas ha sido tan mítico como pudiera serlo la cuadratura del círculo o el teorema de Fermat, pero a diferencia de éstos, no afecta sólo al ámbito de la Matemática pura sino que es de vital importancia para las actuales tecnologías (Zong y Talbot, 1999; Coxeter, 1961). En nuestro caso, su importancia radica en la manera ordenar el lecho de bolas dentro del núcleo de manera que quepa la mayor cantidad de elementos combustibles (bolas), y de esta manera la potencia que tenga que generar cada bola sea la menor posible.

Las cuestiones sobre los empaquetamientos son, en general, problemas muy difíciles y que requieren soluciones específicas para cada caso. Afectan a una rama de las Matemáticas que se llama Geometría Combinatoria y que, en la mayoría de los casos, requiere de la ayuda del Análisis Combinatorio, complejos programas informáticos y potentes computadoras. La Geometría Discreta y la Geometría Combinatoria son ramas de la geometría que estudian las propiedades combinatorias de objetos geométricos discretos y tienen grandes áreas en común con la Geometría Convexa y la Geometría Computacional.

La Geometría Computacional es una rama de la informática dedicada al estudio de algoritmos que pueden ser expresados en términos de la Geometría, como el empaquetamiento de esferas. Algunos de los problemas puramente geométricos surgen del estudio de los algoritmos de Geometría Computacional, y este tipo de problemas también se considera parte de la Geometría Computacional. En

este trabajo se ha desarrollado un método analítico a partir de las características geométricas de la configuración de las bolas en el lecho para el cálculo del número de bolas del núcleo, y este método se ha implementado mediante un código computacional desarrollado en lenguaje Object Pascal.

## CAPÍTULO IV

### CÁLCULO DE LA FRACCIÓN DE EMPAQUETAMIENTO DEL LECHO DE BOLAS

En los reactores de tipo lecho de bolas, el número de bolas que caben dentro del núcleo dependerá del modo en que se compacten en su interior. Los reactores de lecho de bolas que han existido hasta el momento (AVR, THTR y HTR-10), han tenido una configuración aleatoria del lecho, con una fracción de empaquetamiento entre 0.58 y 0.64. Este es un parámetro importante en el estudio neutrónico y termo-hidráulico puesto que la relación entre el volumen ocupado por las bolas de combustible y el ocupado por el gas refrigerante puede afectar fuertemente a la constante de multiplicación efectiva. Además, mientras más compactado esté el lecho más resistencia encontrará el fluido refrigerante a su paso por el núcleo y mayor será la caída de presión que experimente.

Por otra parte, para que el núcleo produzca una determinada potencia, mientras más bolas haya en el lecho menos potencia deberá producir cada bola y menos riesgo habrá de que el combustible alcance una temperatura demasiado elevada que pueda dañar su integridad. Por este motivo, en el diseño del PBT que se realizó en **Abánades y Pérez-Navarro, 2007** y en el diseño del TADSEA que hemos realizado en **García et al., 2011** y **Abánades et al., 2011**, se consideró un lecho de bolas con una configuración compacta hexagonal que tiene una fracción de empaquetamiento de 0.74, pues esta es la máxima compacidad que se puede alcanzar en un arreglo tridimensional de esferas (**Conway y Sloane, 1999**). Sin embargo, el cálculo de esta fracción de empaquetamiento no tiene en cuenta que en las paredes de la vasija de un reactor, y en el caso del ADS también alrededor del blanco de espalación, la fracción de empaquetamiento del lecho es menor pues no caben bolas enteras en los huecos que quedan entre el lecho y las paredes. Por tanto, es necesario calcular la cantidad máxima de esferas que caben dentro de la vasija de un reactor o de un ADS teniendo en cuenta las dimensiones del núcleo y del blanco de espalación, y de esta forma poder calcular la fracción de empaquetamiento real del TADSEA.

#### **4.1 Cálculo del número de bolas que caben dentro de la vasija de un reactor o un ADS**

El objetivo de este apartado es determinar la máxima cantidad de bolas que cabe en el núcleo de un reactor o de un ADS, y así determinar la máxima fracción de empaquetamiento real de una disposición ordenada de las bolas en el núcleo.

Para esto se ha desarrollado un método de cálculo de la cantidad de bolas enteras que caben en un volumen, dadas las dimensiones de este, para dos diseños geométricos y dos formas de ordenar las bolas dentro de cada diseño geométrico.

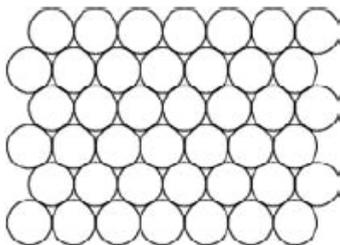
Diseño geométrico del núcleo y del blanco de espalación:

- Prisma con base hexagonal
- Cilindro

Se ha escogido al prisma con base hexagonal como uno de los diseños porque el cálculo de la cantidad de bolas que caben en un prisma con base hexagonal sirve de base para el cálculo del número de bolas que caben dentro de un cilindro, que es el diseño geométrico del núcleo de un reactor, y además, para comparar la fracción de empaquetamiento del lecho dentro de un diseño geométrico sin curvas, donde la densidad del lecho es mayor respecto a un diseño geométrico cilíndrico.

Disposición tridimensional de las bolas, partiendo de una distribución bidimensional de tipo hexagonal (**Figura 4.1**):

- Las bolas de una capa caen justo encima de las bolas de la capa anterior (empaquetamiento cúbico).
- Las bolas de una capa caen sobre los huecos formados por tres bolas de la capa anterior, de forma que las bolas de capas alternas están superpuestas (empaquetamiento compacto hexagonal).



**Figura 4.1: Distribución bidimensional hexagonal**  
(Conway, 1999).

El objetivo es analizar las cuatro combinaciones de estas configuraciones desde el punto de vista geométrico y llegar a conclusiones sobre la fracción de empaquetamiento que estamos usando en nuestro modelo. Este análisis se basará en el cálculo del número de bolas que caben en el volumen considerado, a partir de los datos de altura y dimensiones de la base del núcleo (y del blanco de espalación para el caso de un ADS).

En el Anexo A se encuentra el desarrollo detallado del cálculo del número de bolas para todos los casos mencionados. A continuación se describen las ecuaciones más importantes correspondientes al cálculo del número de bolas que caben en el núcleo del TADSEA, que es un ADS con núcleo en forma cilíndrica y un lecho con configuración compacta hexagonal. Este es el modelo que más nos interesa en el presente trabajo, y es también el más general, puesto que el cálculo considerando un lecho con una disposición cúbica de las bolas es un caso particular de las ecuaciones que se expondrán a continuación.

En una configuración compacta hexagonal del lecho, el número de capas de bolas será:

$$L = \frac{\sqrt{6}}{2} \left( \frac{H}{2r} - 1 \right) + 1 \quad (4.1)$$

Donde  $H$  es la altura y  $r$  es el radio de la bola. Si  $L$  es un número par, el número total de bolas dentro del núcleo de un ADS cilíndrico es:

$$N = \frac{L}{2} (N_1 + N_2) \quad (4.2)$$

Y si  $L$  es un número impar,

$$N = \frac{1}{2} [N_1(L+1) + N_2(L-1)] \quad (4.3)$$

En las ecuaciones (4.2) y (4.3),  $N_1$  es el número de bolas de la capa que más bolas contiene, que sería la capa del fondo del núcleo, que llamaremos a partir de ahora ‘primera capa’, y  $N_2$  sería el número de bolas de la capa que se encuentra encima de ella, a la cual llamaremos ‘segunda capa’.

Cálculo de  $N_1$ :

El número de bolas de la primera capa se calcula como:

$$N_1 = N_{1H} + 6(N_{1ECin} - N_{1Cin} - N_{1Ccut}) \quad (4.4)$$

$N_{IH}$  es el número de bolas que caben entre los hexágonos inscritos en las circunferencias externa (correspondiente al núcleo del TADSEA) e interna (correspondiente al blanco de espalación).

$$N_{IH} = 3(n_e^2 - n_i^2 + n_e - n_i) \quad (4.5)$$

En estas fórmulas,  $n_e$  y  $n_i$  son números enteros dados por  $n_e = \frac{1}{2} \left( \frac{R_e}{r} - 1 \right)$  y

$$n_i = \frac{1}{2} \left( \frac{R_i}{r} - 1 \right), \text{ con } n_e > n_i.$$

$N_{1ECin}$  es el número de bolas que caben dentro de los segmentos circulares formados por la circunferencia externa y su hexágono inscrito, y  $N_{1ICin}$  es el número de bolas que caben dentro de la circunferencia interna y su hexágono inscrito.  $N_{1ECin}$  y  $N_{1ICin}$  se calculan como el número de veces que se cumple la siguiente desigualdad:

$$m_{e,i}^2 + p_{e,i}^2 - m_{e,i}n_{e,i} - m_{e,i}p_{e,i} + m_{e,i} + n_{e,i} + p_{e,i} + 2n_{e,i}p_{e,i} + 1 \leq 0 \quad (4.6)$$

La ecuación (4.6) con el subíndice ‘e’ corresponde al cálculo de  $N_{1ECin}$  (circunferencia externa), y con el subíndice ‘i’ corresponde al cálculo de  $N_{1ICin}$  (circunferencia interna).

$N_{1ICcut}$  es el número de bolas ‘cortadas’ por la circunferencia externa.  $N_{1ICcut}$  se calcula como el número de veces que se cumplen simultáneamente las siguientes desigualdades:

$$m_i^2 + p_i^2 - m_i n_i - m_i p_i + m_i + n_i + p_i + 2n_i p_i + 1 > 0 \quad (4.7)$$

$$m_i^2 + p_i^2 - m_i n_i - m_i p_i + m_i + n_i + p_i + 2n_i (p_i - 1) < 0 \quad (4.8)$$

$m_{e,i}$  y  $p_{e,i}$  son números enteros tales que  $m_{e,i} = 0, 1, 2, \dots$  hasta  $m_{e,i} \geq n_{e,i} + p_{e,i}$  y

$$p_{e,i} = 0, 1, 2, \dots \text{ hasta } p_{e,i} \geq n_{e,i} \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1.$$

#### Cálculo de $N_2$ :

El número de bolas de la segunda capa se calcula como:

$$N_2 = N_{2H} + 3(N_{2ECin} - N_{2ICin} - N_{2ICcut}) \quad (4.9)$$

$$N_{2H} = 3(n_e^2 - n_i^2 - 2n_i - 1); n_e > n_i \quad (4.10)$$

$N_{2ECin}$  y  $N_{2ICin}$  se calculan como el número de veces que se cumple la siguiente desigualdad:

$$m_{e,i}^2 + p_{e,i}^2 - m_{e,i}n_{e,i} - m_{e,i}p_{e,i} + m_{e,i} + 2n_{e,i}p_{e,i} + \frac{1}{3} \leq 0 \quad (4.11)$$

Más el número de veces que se cumple la siguiente desigualdad:

$$m_{e,i}^2 + p_{e,i}^2 - m_{e,i}n_{e,i} - m_{e,i}p_{e,i} + n_{e,i} + p_{e,i} + 2n_{e,i}p_{e,i} + \frac{1}{3} \leq 0 \quad (4.12)$$

Las ecuaciones (4.11) y (4.12) con el subíndice ‘e’ corresponden al cálculo de  $N_{2ECin}$  (circunferencia externa), y con el subíndice ‘i’ corresponden al cálculo de  $N_{2ICin}$  (circunferencia interna).

$N_{2ICcut}$  se calcula como el número de veces que se cumplen simultáneamente las siguientes desigualdades:

$$m_i^2 + p_i^2 - m_in_i - m_ip_i + m_i + 2n_ip_i + \frac{1}{3} > 0 \quad (4.13)$$

$$m_i^2 + p_i^2 - m_in_i - m_ip_i + m_i + 2n_i(p_i - 1) - \frac{2}{3} \leq 0 \quad (4.14)$$

Más el número de veces que se cumplen las siguientes desigualdades:

$$m_i^2 + p_i^2 - m_in_i - m_ip_i + n_i + p_i + 2n_ip_i + \frac{1}{3} > 0 \quad (4.15)$$

$$m_i^2 + p_i^2 - m_in_i - m_ip_i + n_i + p_i + 2n_i(p_i - 1) - \frac{2}{3} < 0 \quad (4.16)$$

Para las desigualdades (4.11), (4.13) y (4.14),  $m_{e,i} = 0, 1, 2, \dots$  hasta  $m_{i,e} \geq n_{i,e} + p_{i,e} - \frac{1}{3}$  y  $p_{e,i} = 0, 1, 2, \dots$  hasta  $p_{i,e} \geq n_{i,e} \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - \frac{1}{3}$ .

Para las desigualdades (4.12), (4.15) y (4.16),  $m_{e,i} = 0, 1, 2, \dots$  hasta  $m_{i,e} \geq n_{i,e} + p_{i,e} + \frac{1}{3}$  y  $p_{e,i} = 0, 1, 2, \dots$  hasta  $p_{i,e} = n_{i,e} \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - \frac{2}{3}$ .

El cálculo de  $N_1$  y  $N_2$  es sencillo pues  $m, n$  y  $p$  son números enteros.

## 4.2 Cálculo de la fracción de empaquetamiento

La fracción de empaquetamiento del lecho de bolas se calcula como:

$$f = \frac{V_o}{V} \quad (4.17)$$

Donde  $V$  es el volumen total del núcleo, que en el caso de un prisma con base hexagonal viene dado por:

$$V_H = \frac{3\sqrt{3}}{2} (R_e^2 - R_i^2) H \quad (4.18)$$

Y en el caso de un núcleo cilíndrico de un ADS, por:

$$V_C = \pi (R_e^2 - R_i^2) H \quad (4.19)$$

$V_o$  es el volumen que ocupan las bolas en el núcleo:

$$V_o = N V_B \quad (4.20)$$

Donde  $V_B$  es el volumen que ocupa una bola de combustible:

$$V_b = \frac{4\pi}{3} r^3 \quad (4.21)$$

Y  $N$  es el número de bolas que contiene el núcleo del ADS, calculado en el epígrafe anterior.

El método del cálculo del número de bolas se implementó en lenguaje Object Pascal utilizando el compilador Borland Delphi versión 6.0. Los datos de entrada fueron el radio del blanco de espalación, el radio del núcleo y la altura del TADSEA, y el radio de las bolas de combustible. Los resultados más importantes que arroja el programa son: el número de bolas de la primera y segunda capa, la cantidad de capas, la cantidad de bolas y la fracción de empaquetamiento. Estos resultados se muestran en la **Tabla 4.1a** para los dos ordenamiento de las bolas y las dos geometrías consideradas. En la **Tabla 4.1b** se muestran estos resultados considerando las dimensiones ajustadas del núcleo en cada caso, es decir, considerando que el radio del núcleo y del blanco de espalación son múltiplos del diámetro de la bola.

**Tabla 4.1a: Resultados del método analítico utilizando las dimensiones del TADSEA.**

<b>Parámetro</b>	<b>Cilindro</b>	<b>Prisma hexagonal</b>
Radio externo [m]	1.258	1.258
Radio interno [m]	0.155	0.155
Altura [m]	2.939	2.939
No. Bolas 1ra capa	1404	1224
<b>Configuración cúbica</b>		
No. Capas	48	48
No. Bolas	67392	58752
Fracción de empaquetamiento	0.530	0.559
<b>Configuración compacta hexagonal</b>		
No. Bolas 2da capa	1389	1152
No. Capas	59	59
No. Bolas	<b>82401</b>	70128
Fracción de empaquetamiento	<b>0.648</b>	0.667

**Tabla 4.1b: Resultados del método analítico ajustando las dimensiones del núcleo.**

<b>Parámetro</b>	<b>Cilindro</b>	<b>Prisma hexagonal</b>
Radio externo [m]	1.230	1.235
Radio interno [m]	0.210	0.205
No. Bolas 1ra capa	1404	1224
<b>Configuración cúbica</b>		
Altura [m]	2.880	2.880
No. Capas	48	48
No. Bolas	67392	58752
Fracción de empaquetamiento	0.574	0.599
<b>Configuración compacta hexagonal</b>		
Altura [m]	2.901	2.901
No. Bolas 2da capa	1389	1152
No. Capas	59	59
No. Bolas	82401	70128
Fracción de empaquetamiento	0.696	0.710

Como se observa en las **Tablas 4.1a** y **4.1b**, la combinación que aporta la mayor fracción de empaquetamiento es la geometría de prisma hexagonal con una configuración compacta hexagonal para el lecho, y la que aporta la menor fracción de empaquetamiento es la geometría cilíndrica con una configuración cúbica del lecho. La fracción de empaquetamiento del TADSEA según el método de cálculo desarrollado en este capítulo, es de 0.648 (**Tabla 4.1a**). En ningún caso se alcanza la fracción de empaquetamiento de 0.74 que se había considerando en el diseño preliminar del TADSEA.

Al comparar el número de bolas del TADSEA que se muestra en la **Tabla 4.1a** (82401 bolas) con el número de bolas asumido en los cálculos neutrónicos del modelo preliminar (**Tabla 2.3**, 94092 bolas) que se obtuvo al considerar una fracción de empaquetamiento de 0.74, vemos que el TADSEA tiene menos bolas que las que habíamos supuesto y por tanto, con la composición de combustible por bola considerada inicialmente no se producirá la potencia de 100 MW que buscamos, por lo que es necesario realizar un diseño de las características neutrónicas del TADSEA tal que nos permita producir la potencia de 100 MW considerando el número real de elementos combustibles que puede tener el núcleo.

## DISEÑO NEUTRÓNICO DEL TADSEA

En anteriores trabajos y publicaciones hemos estudiado y descrito el comportamiento neutrónico del TADSEA, y hemos demostrado su capacidad de transmutar elementos transuránicos provenientes del combustible nuclear gastado de centrales nucleares convencionales de agua ligera (**Abánades et al., 2011; García et al., 2011**).

En estos estudios, la simulación computacional se ha realizado utilizando el código MCNPX respetando la distribución asumida para las bolas (en forma compacta hexagonal). Se ha considerado para cada bola una composición homogénea de su zona interior excepto para el revestimiento, usando la fracción másica adecuada de carbono, silicio y combustible, considerando que las partículas de combustible están disueltas en una matriz de carbono y que todo el volumen no ocupado por el combustible o el carburo de silicio, está ocupado por carbono, con una densidad de  $1.7 \text{ g/cm}^3$ . Las secciones transversales para los isótopos más relevantes (carbono en particular) han sido procesadas para tener en cuenta los efectos térmicos y de las anchuras de las resonancias.

Para las simulaciones se ha dividido el núcleo en 10 cilindros concéntricos además del espacio ocupado por el blanco de espalación, y 10 niveles horizontales (**Figura 5.1**), integrando los cálculos de cada nivel, y se ha asumido el siguiente esquema de operación: inicialmente cada nivel se llena con el mismo combustible fresco, esta es la llamada carga inicial (IL). A continuación se hacen ciclos de 99 días, es decir, cada 99 días se recarga el nivel superior con combustible fresco y se extrae el nivel más bajo, y los restantes niveles cambian su posición hacia abajo en un nivel. De esta forma, el combustible se expone al quemado durante 990 días desde su inserción hasta su extracción. Al cabo de 10 ciclos el sistema alcanza una composición de equilibrio, en la cual solo hay combustible fresco en el primer nivel, y en el último nivel el combustible ha transitado un ciclo por cada uno de los niveles anteriores. Este es el llamado inicio del ciclo estacionario (BOC). El fin del ciclo estacionario (EOC) es el momento de extracción del combustible durante un ciclo del estado estacionario. El espacio ocupado por el blanco de espalación se modeló según la geometría de la ventana mostrada en la **Figura 2.2**, teniendo

en cuenta los tubos de acero, la zona donde se encuentra el plomo-bismuto y la zona de vacío por donde pasa el haz de protones.

El quemado del combustible durante 990 días (99 días para cada uno de los 10 niveles) garantiza un grado de quemado de 600-700 GWd por tonelada de combustible metálico inicial, que está dentro del orden permitido para las partículas TRISO que utilizan este tipo de combustible de desecho sin material fértil (Abánades y Pérez-Navarro, 2007).



**Figura 5.1: Núcleo dividido axial y radialmente.**

### **5.1 Obtención de 100 MW de potencia utilizando la porosidad real del TADSEA**

Dentro de los estudios realizados se han obtenido los perfiles de densidad de potencia en el núcleo del ADS para los diferentes estados del sistema analizados: IL, BOC y EOC. Sin embargo, para estos estudios se ha tenido en cuenta la fracción de empaquetamiento para una configuración compacta hexagonal infinita ( $f=0.74$ ). El diseño preliminar del TADSEA se ha llevado a cabo para producir 100 MW de potencia bajo cualquier condición, por lo que la potencia total que podría generar el núcleo debe ser mayor que 100 MW para los tres estados considerados. Como se puede apreciar en la **Tabla 5.1**, con la

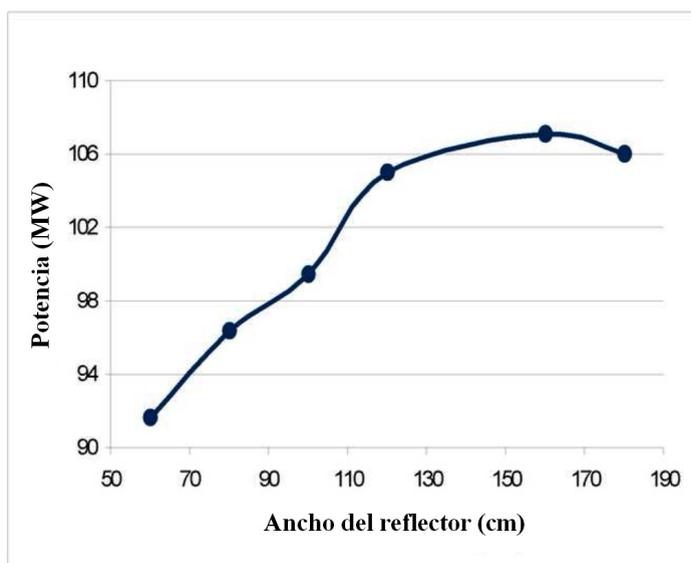
fracción de empaquetamiento real calculada en el capítulo anterior (0.64), los cálculos del MCNPX afirman que en el EOC la potencia no excede los 100 MW.

**Tabla 5.1: Potencia total para los diferentes estados del sistema utilizando  $f=0.64$ .**

Estado del núcleo	IL	BOC	EOC
Potencia total [MW]	169	101	92

En **García et al., 2012** analizamos dos opciones para el rediseño del TADSEA con el objetivo de alcanzar la potencia deseada con la fracción de empaquetamiento real. Una de estas opciones propone mantener la misma masa de combustible por bola de 1.5 g y variar el ancho del reflector de 60 a 180 cm, y la otra opción propone mantener el mismo ancho del reflector de 60 cm y variar la masa de combustible por bola de 0.5 a 6 g, teniendo en cuenta los límites de fracción de empaquetamiento de las partículas TRISO dentro de las bolas de combustible en los reactores de alta temperatura (**Abderrafi et al., 2006**). El estudio de ambas opciones se realizó para el EOC que es el estado más crítico del sistema en cuanto a alcanzar más de 100 MW de potencia.

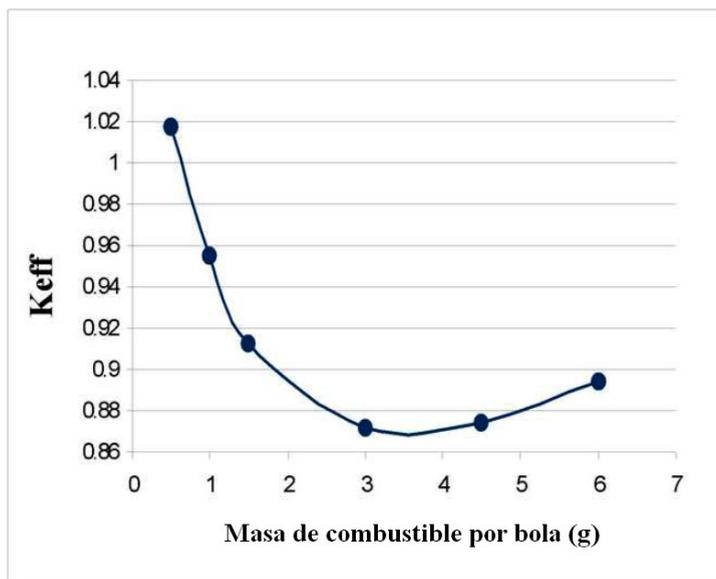
En la **Figura 5.2** se muestra el comportamiento de la potencia al variar el ancho del reflector para el EOC, manteniendo la masa de combustible por bola en 1.5 g.



**Figura 5.2: Potencia total vs. Ancho del reflector.**

Como se puede observar, en el EOC se obtienen valores de potencia por encima de 100 MW para anchos del reflector mayores que 100 cm.

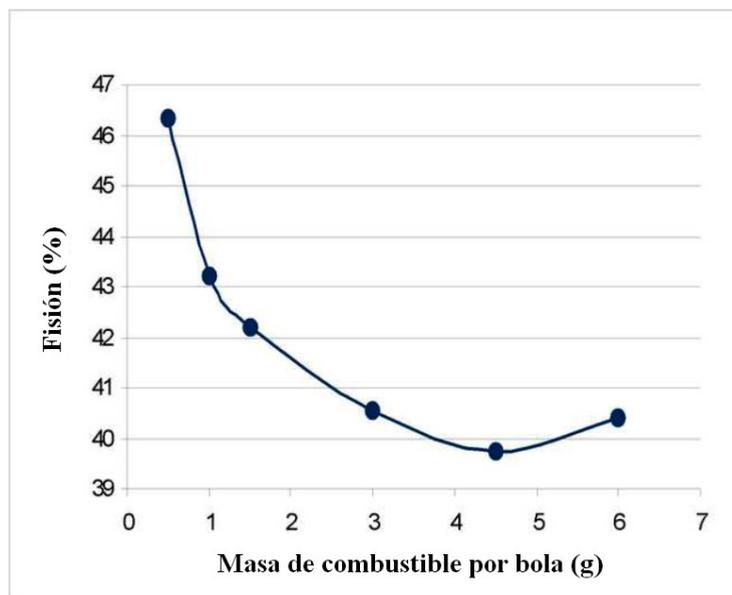
En la **Figura 5.3** se muestra el comportamiento del  $K_{\text{eff}}$  al variar la masa de combustible por bola para el IL, manteniendo el ancho del reflector en 60 cm. El incremento de la masa de combustible por bola provoca una disminución en  $K_{\text{eff}}$  hasta un punto en el cual  $K_{\text{eff}}$  comienza a aumentar.



**Figura 5.3:**  $K_{\text{eff}}$  vs. Masa de combustible por bola.

El incremento de la masa de combustible por bola es equivalente al incremento de la fracción másica de combustible y la disminución de la fracción másica de moderador. Estos resultados no concuerdan con el comportamiento esperado para el combustible nuclear tradicional, y se justifica por el hecho de que el combustible de nuestro dispositivo está formado por elementos transuránicos provenientes de los residuos de los reactores de agua ligera convencionales.

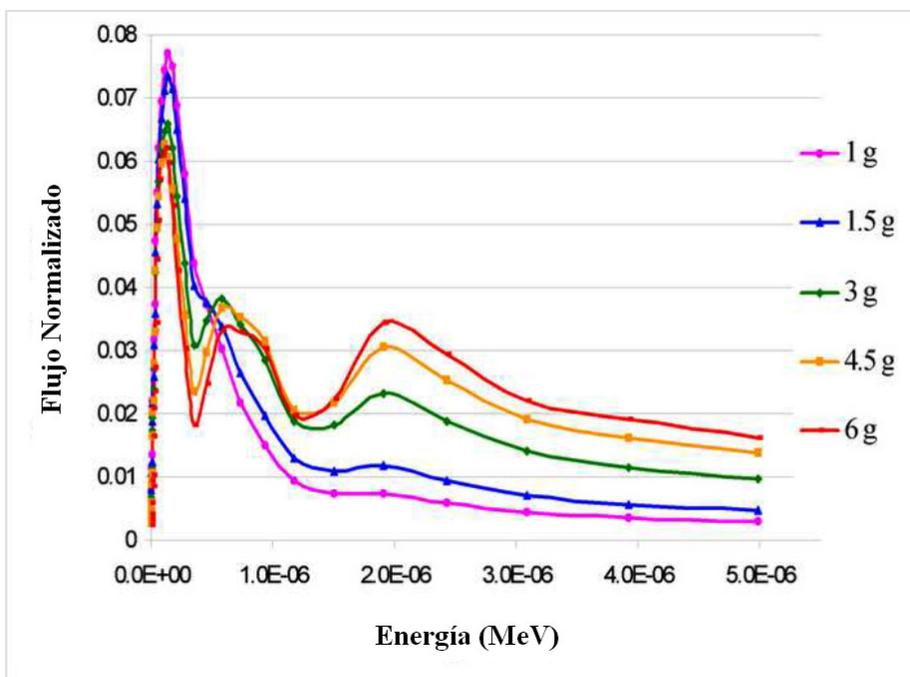
Para verificar nuestros resultados, en la **Figura 5.4** se ha graficado la dependencia de la razón fisión/absorción, en tanto por ciento, de los neutrones de todas las energías y todos los componentes del combustible ('Fisión (%)' en la gráfica), en función de la masa de combustible por bola, considerando la razón de absorción en todos los materiales que componen el combustible fresco, incluidos los materiales estructurales del combustible TRISO.



**Figura 5.4: Fisión total en % vs. Masa de combustible por bola.**

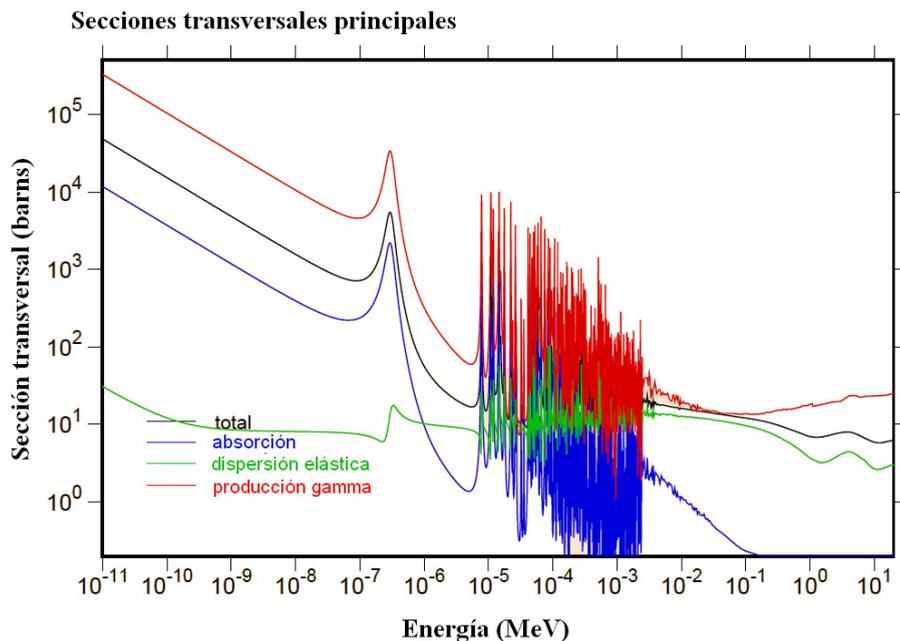
Los principales contribuyentes a la fisión son el  $\text{Pu}^{239}$  y el  $\text{Pu}^{241}$ , mientras que los demás isótopos influyen más en la captura. En las **Figuras 5.3** y **5.4** se observa que existe una concordancia entre el comportamiento de  $K_{\text{eff}}$  y de la razón fisión/absorción en función de la masa de combustible por bola.

La dependencia de  $K_{\text{eff}}$  de la masa de combustible por bola (**Figura 5.3**) se debe a que cuando se varía la relación moderador-combustible incrementando la masa de combustible por bola, el espectro energético se desplaza a la zona de mayores energías. Para valores de masa de combustible por bola mayores que 4.5 g, el incremento de masa de combustible fisil prevalece frente al efecto de endurecimiento del espectro como se observa en la **Figura 5.5**.



**Figura 5.5: Espectro de energía normalizado.**

Esto se debe a que el  $\text{Pu}^{239}$  tiene un pico de absorción resonante más cerca de la zona térmica (**Figura 5.6**), por lo que los combustibles basados en  $\text{Pu}^{239}$  tienen un comportamiento anómalo cuando se endurece el espectro.



**Figura 5.6: Secciones transversales del Pu<sup>239</sup>** (Fuente: Biblioteca de datos nucleares del MCNPX: ENDF/B-VII).

De entre todas las opciones posibles para el rediseño del TADSEA, las dos opciones consideradas después de analizar los resultados mostrados en las Figuras 5.2 y 5.3, son las que se muestran en la Tabla 5.2.

**Tabla 5.2: Opciones para el rediseño del TADSEA.**

Opción	A	B
Masa de combustible por bola [g]	1.5	1
Ancho del reflector [cm]	100	60
Tiempo [días]	99	66

En la opción A se mantiene la masa original de combustible por bola y se aumenta el ancho del reflector para que el núcleo pueda producir una potencia mayor o igual que 100 MW (Figura 5.2), y en la opción B se mantiene el ancho original del reflector y se disminuye la masa de combustible por bola para que  $k_{\text{eff}}$  se mantenga menor o igual a 0.95 (Figura 5.3). El tiempo del ciclo para la opción B se ha calculado teniendo en cuenta la relación entre las masas de las

dos opciones del rediseño (1/1.5=66/99), para asegurar que en ambas opciones se alcance el mismo grado de quemado.

La variación de la masa del plutonio y de los actínidos menores con las opciones A y B, se muestran en las **Tablas 5.3a** y **5.3b** respectivamente.

**Tabla 5.3a: Masa inicial y final de los isótopos del Pu y AM para la opción A.**

Isótopo	Pu <sup>238</sup>	Pu <sup>239</sup>	Pu <sup>240</sup>	Pu <sup>241</sup>	Pu <sup>242</sup>
Masa Inicial [g]	203.2	7512.1	3481.6	1165.4	713.1
Masa Final [g]	636.9	90.7	241.8	460.5	1388.0
Isótopo	Np <sup>237</sup>	Am <sup>241</sup>	Cm <sup>242</sup>	Am <sup>243</sup>	Cm <sup>244</sup>
Masa Inicial [g]	655.4	752.0	0.0	134.0	24.0
Masa Final [g]	190.3	34.2	84.6	367.7	356.1

**Tabla 5.3b: Masa inicial y final de los isótopos del Pu y AM para la opción B.**

Isótopo	Pu <sup>238</sup>	Pu <sup>239</sup>	Pu <sup>240</sup>	Pu <sup>241</sup>	Pu <sup>242</sup>
Masa Inicial [g]	135.5	5008.1	2321.1	776.9	475.4
Masa Final [g]	389.4	49.5	209.5	312.3	992.5
Isótopo	Np <sup>237</sup>	Am <sup>241</sup>	Cm <sup>242</sup>	Am <sup>243</sup>	Cm <sup>244</sup>
Masa Inicial [g]	436.9	501.4	0.0	89.4	16.0
Masa Final [g]	139.2	19.5	67.2	232.9	175.7

En ambas opciones las masas de los isótopos del plutonio experimentan una considerable disminución, lo cual constituye el principal objetivo del concepto de quemado profundo (Venneri et al., 2001). En la opción A, la masa total de Pu disminuye en un 78.4%, la de AM en un 34% y la de Pu+AM en un 73.7% mientras que en la opción B, la masa total de Pu disminuye en un 77.6%, la de AM en un 39.2% y la de Pu+AM en un 73.5%. Con la opción A se consigue una mayor reducción de la masa total de isótopos del Pu y una mayor reducción de la masa total de Pu+AM, mientras que con la opción B se obtiene una mayor reducción de la masa total de los AM.

En el diseño preliminar del PBT, la masa total de los isótopos del Pu disminuye en un 75% y la de los AM en un 18% (Abánades & Pérez-Navarro, 2007), por

lo que en las dos opciones estudiadas en el presente capítulo se obtiene una mayor disminución de las masas de Pu y AM que en el PBT.

Los valores de la potencia térmica al final de los 10 ciclos para ambas opciones y para los dos estados más importantes del sistema (BOC y EOC) se muestran en la **Tabla 5.4**.

**Tabla 5.4: Potencia térmica para las dos opciones estudiadas.**

Opción	A	B
Potencia [MW] para el BOC	328	156
Potencia [MW] para el EOC	263	119

Tras estudiar el comportamiento neutrónico del TADSEA para cada opción, se concluye que ambas opciones son factibles para incrementar la potencia del TADSEA pues con ambas opciones se logra que la potencia máxima que puede producir el núcleo sea mayor que 100 MW para el EOC, que es el estado más crítico en este sentido. Sin embargo, se ha escogido la opción A para el diseño final por ser la opción más fácil de implementar y además, al producir una potencia mucho mayor de 100 MW al final de los 99 días, podrían extenderse los ciclos de quemado y lograr una mayor reducción de los isótopos peligrosos con esta opción.

Las características del TADSEA que han cambiado después del rediseño, es decir, las que difieren de las características del diseño preliminar mostradas en la **Tabla 2.3**, se muestran en la **Tabla 5.5**.

**Tabla 5.5: Principales características del TADSEA después del rediseño.**

Parámetro	TADSEA
Número de bolas	82401
Fracción de empaquetamiento	0.64
$K_{\text{eff}}$	0.94
Espesor del reflector [cm]	100

Con estos nuevos parámetros, la evolución isotópica de los AM y de los isótopos del plutonio, se muestra en las **Figuras 5.7a** y **5.7b** respectivamente.

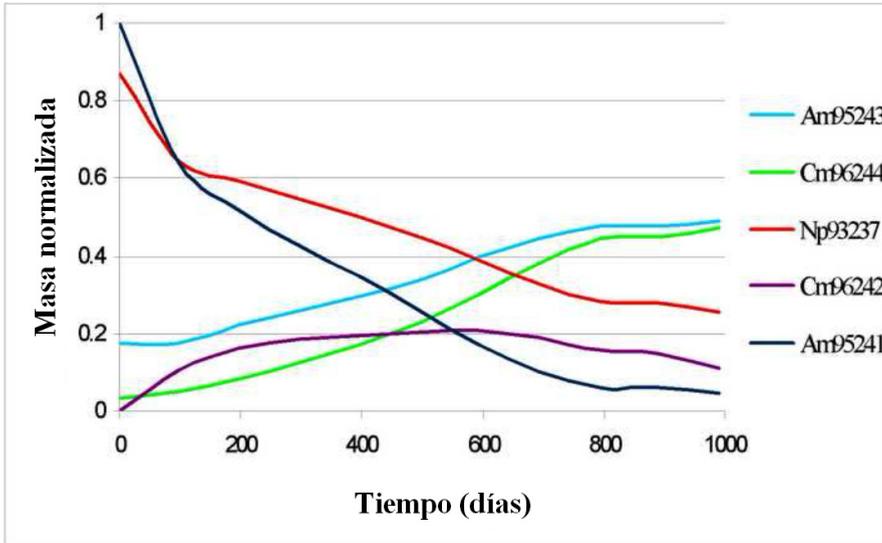


Figura 5.7a: Variación isotópica de los AM.

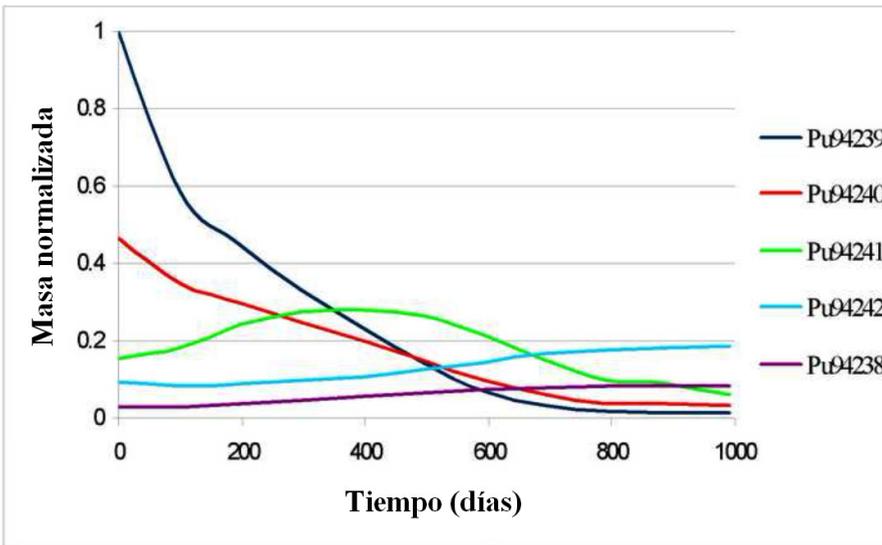


Figura 5.7b: Variación de los isótopos del Pu.

Y los nuevos perfiles de densidad de potencia radial y axial se muestran en las Figuras 5.8a y 5.8b respectivamente, para la potencia de 100 MW, que es la máxima potencia que se desea generar con el TADSEA.

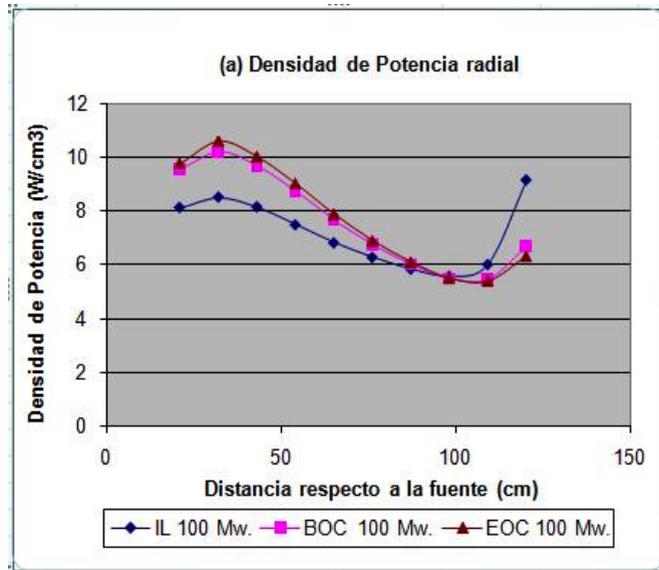


Figura 5.8a: Perfiles de densidad de potencia radial para IL, BOC y EOC.

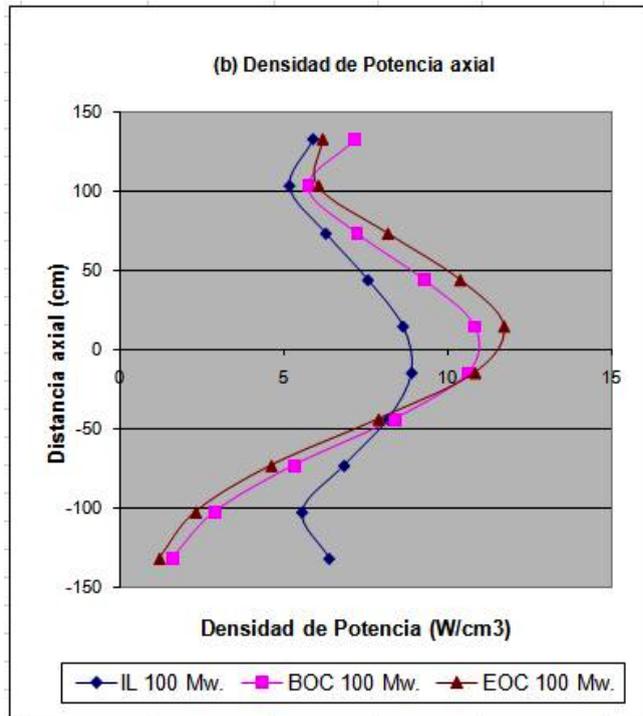


Figura 5.8b: Perfiles de densidad de potencia axial para IL, BOC y EOC.

La evolución de los isótopos en el tiempo y los perfiles de densidad de potencia mantienen el mismo comportamiento cualitativo que tenían antes del rediseño del TADSEA (Abánades et al., 2011, Abánades et al., 2009 y Rosales, 2008).

## 5.2 Desplazamiento de la fuente de neutrones

Nuestro objetivo en este estudio es analizar la influencia de la posición de la fuente sobre los perfiles axiales de densidad de potencia y obtener la posición óptima de la fuente para lograr un mayor aplanamiento de los perfiles, disminuyendo así los factores de pico en el reactor.

En los estudios de la variación isotópica mencionados anteriormente se asumió la posición de la fuente en el centro del eje axial del núcleo (a 1.470 cm), y los perfiles de densidad de potencia radial y axial obtenidos con dicha posición de la fuente para los diferentes estados del sistema analizados (IL, BOC y EOC) son los que se muestran en las **Figuras 5.8a** y **5.8b**.

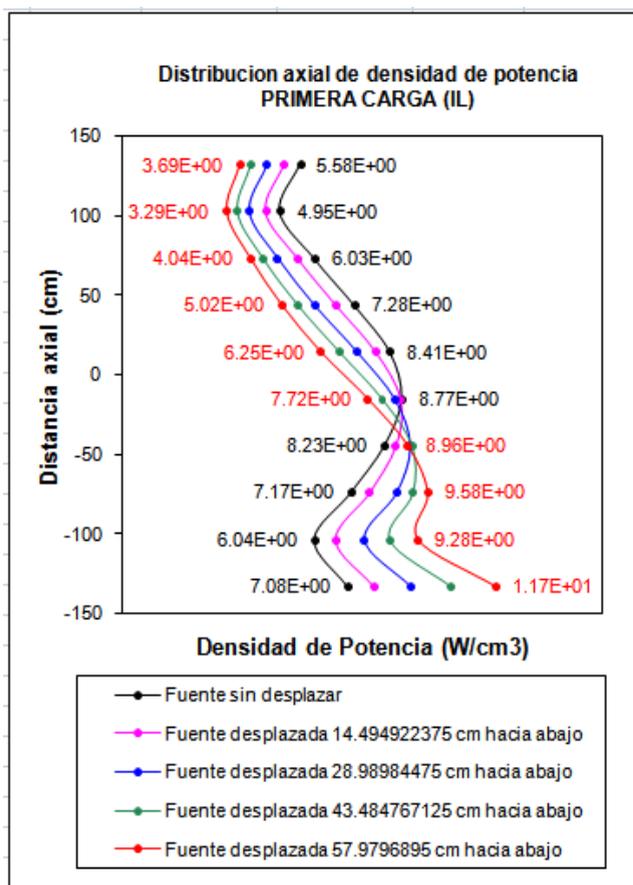
Como se puede observar, el perfil de densidad de potencia axial para IL es bastante simétrico, debido a que todos los niveles están llenos de combustible fresco, pero para BOC y EOC las capas inferiores producen menos potencia debido al mayor quemado que ya tiene el combustible después de haber pasado por los niveles superiores, a diferencia de las capas superiores, donde el combustible está más fresco, lo que se traduce en una no uniformidad de los perfiles de densidad de potencia. Por este motivo nos hemos propuesto realizar la modelación computacional neutrónica del dispositivo cambiando la posición del blanco de espalación hacia abajo para aumentar la densidad de potencia en la zona inferior del núcleo y conseguir una mayor uniformidad en los perfiles de BOC y EOC sin distorsionar significativamente el perfil de IL.

Los perfiles de densidad de potencia radial no cambiarán si cambiamos la posición de la fuente, ya que la forma de estos depende del ancho del reflector y de la distancia a la fuente, pero no de la posición de esta en el eje axial. Las pruebas se realizaron para cuatro posiciones diferentes de la fuente como se muestra en la **Tabla 5.6**.

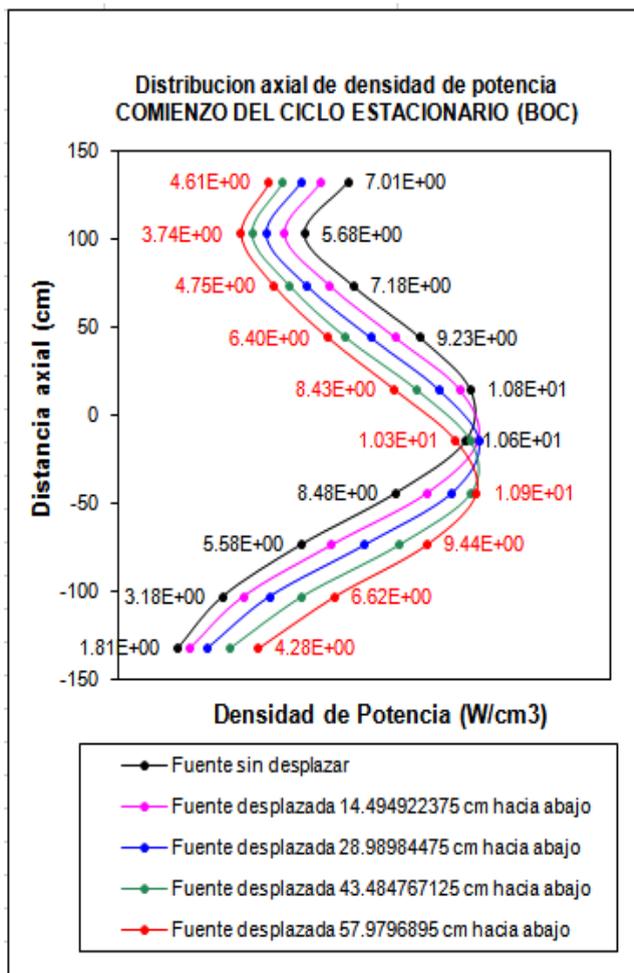
**Tabla 5.6: Posición de la fuente desplazada hacia abajo respecto a la posición original.**

1) 14.495 cm
2) 28.990 cm
3) 43.485 cm
4) 57.980 cm

Los resultados de la distribución de densidad de potencia para IL y BOC y para cada posición de la fuente se muestran en las **Figuras 5.9a** y **5.9b**, y los factores de pico para cada caso se muestran en las **Tablas 5.7a** y **5.7b**. Los menores valores de factores de pico están señalados en negritas y entre paréntesis se ha destacado el orden (de menor a mayor) en que están ubicados.



**Figura 5.9a: Perfiles de densidad de potencia radial en IL para cada posición de la fuente.**



**Figura 5.9b: Perfiles de densidad de potencia radial en BOC para cada posición de la fuente.**

Tabla 5.7a: Factores de pico para cada posición de la fuente (IL).

Posición de la fuente hacia abajo respecto a la posición original [cm]	Factores de pico
0*	1.261 (2)
<b>14.495</b>	<b>1.258 (1)</b>
28.990	1.301 (3)
43.845	1.485 (4)
57.980	1.685 (5)

\*Posición original

Tabla 5.7b: Factores de pico para cada posición de la fuente (BOC).

Posición de la fuente hacia abajo respecto a la posición original [cm]	Factores de pico
0*	1.548 (2)
14.495	1.576 (4)
28.990	1.585 (5)
<b>43.845</b>	<b>1.547 (1)</b>
57.980	1.574 (3)

\*Posición original

Para EOC no se presentan los resultados de los cálculos debido a la gran semejanza que hay en la forma de los perfiles de EOC y BOC, por lo que las conclusiones que saquemos con los cálculos para BOC serán extensibles a EOC.

Como se observa de las tablas anteriores, para BOC la mejor posición de la fuente sería a 44 cm hacia abajo respecto a la posición original. Sin embargo, para IL esta posición estaría en cuarto lugar en cuanto al orden de preferencia, con un factor de pico significativamente mayor que los de las posiciones precedentes. Si observamos la **Figura 5.9a** vemos cómo se distorsiona el perfil de densidad de potencia en este caso.

Para IL la mejor posición de la fuente es a 14.5 cm respecto a la posición original, pero para BOC en este caso esta posición estaría en cuarto lugar, lo cual no cumple con el objetivo que nos hemos propuesto.

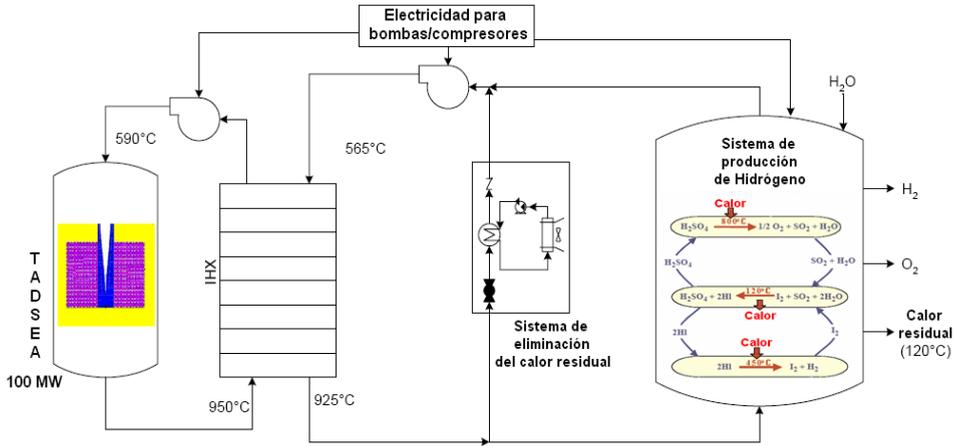
Analizando los demás casos vemos que los valores del factor de pico obtenidos para la posición original de la fuente quedan en segundo lugar para IL y para BOC, y comparando los factores de pico para esta posición de la fuente con el factor de pico que queda en primer lugar en IL y en BOC, vemos que no hay una diferencia apreciable entre ellos, por lo que se puede llegar a la conclusión de que la posición de la fuente en el centro del núcleo, como se asumió originalmente, es la más indicada, pues en esta posición se obtienen los valores del factor de pico segundos en orden ascendente para los dos estados del núcleo analizados: BOC e IL.

## CAPÍTULO VI

## OBTENCIÓN DE LOS PERFILES DE TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE

Los cálculos neutrónicos del TADSEA realizados en el capítulo anterior, han mostrado cómo se produce la energía dentro del núcleo mediante los perfiles de densidad de potencia que aparecen en las **Figuras 5.8a** y **5.8b**. La extracción de la potencia generada en los elementos combustibles se realiza por convección forzada mediante el fluido refrigerante que en nuestro caso es gas helio. Teniendo en cuenta las necesidades energéticas de los procesos de producción de hidrógeno mediante el ciclo termoquímico I-S y la electrólisis de alta temperatura, el objetivo principal en este capítulo es la obtención de una temperatura del refrigerante a la salida del núcleo de  $950^{\circ}\text{C}$  ( $1223\text{ K}$ ), para la descomposición del sulfuro de hidrógeno y del yoduro de hidrógeno en el ciclo I-S, y para obtener buenos rendimientos en la electrólisis de alta temperatura (**Kubo, 2004**). Además, se desea obtener los perfiles de temperatura del helio a su paso por el núcleo, a partir de los perfiles de densidad de potencia obtenidos con los cálculos neutrónicos. La obtención de los perfiles de temperatura del helio dentro del núcleo es una tarea muy importante desde el punto de vista de la seguridad de los elementos combustibles, pues muestra las zonas donde el helio tiene mayor temperatura y por tanto, donde se encontrarán los elementos combustibles más propensos a exceder el límite de temperatura del tipo de combustible utilizado.

En la **Figura 6.1** se muestra un esquema simplificado del TADSEA acoplado con una planta de producción de hidrógeno. Como la temperatura del refrigerante a la salida del núcleo debe ser  $950^{\circ}\text{C}$  ( $1223\text{ K}$ ), la temperatura a la salida del intercambiador de calor intermedio (IHX) en el circuito secundario será de  $925^{\circ}\text{C}$  ( $1198\text{ K}$ ), que es la temperatura de entrada al sistema de producción de hidrógeno. A la salida del proceso de producción de hidrógeno la temperatura del helio habrá disminuido a  $565^{\circ}\text{C}$  ( $838\text{ K}$ ). Considerando que por los circuitos primario y secundario circula el mismo flujo másico, la temperatura del refrigerante a la entrada del núcleo debe ser  $590^{\circ}\text{C}$  ( $863\text{ K}$ ).



**Figura 6.1: Esquema de una planta de producción de hidrógeno a partir del calor extraído del TADSEA.**

Las propiedades físicas del helio se seleccionaron según la Guía de Seguridad Alemana para HTGRs debido a la amplia experiencia con reactores de alta temperatura y de lecho de bolas que tiene Alemania. Las propiedades físicas del helio utilizadas son (KTA, 1978):

Para la densidad [kg/m<sup>3</sup>]:

$$\rho = 48.14 \frac{P}{T} \left( 1 + 0.4446 \frac{P}{T^{1/2}} \right)^{-1} \quad (6.1)$$

Para la viscosidad dinámica [Pa·s]:

$$\eta = 3.674 \cdot 10^{-7} \cdot T^{0.7} \quad (6.2)$$

Para el calor específico [J/kg·K]:

$$C_p = 5195 \text{ para presión constante} \quad (6.3)$$

$$C_v = 3117 \text{ para volumen constante} \quad (6.4)$$

Para la conductividad térmica [W/m·K]:

$$k_{Helio} = 2.682 \cdot 10^{-3} \left( 1 + 1.123 \cdot 10^{-3} \cdot P \right) T^{0.71(1-2 \cdot 10^{-4} \cdot P)} \quad (6.5)$$

Estas ecuaciones para las propiedades físicas del helio son válidas si:

$$1\text{bar} \leq P \leq 100\text{bar} \quad (6.6)$$

$$293\text{K} \leq T \leq 1773\text{K} \quad (6.7)$$

El flujo másico necesario para obtener la temperatura de 950°C a la salida del núcleo es de 53 kg/s y se calculó según la ecuación:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_p (T_s - T_e) \quad (6.8)$$

donde  $\dot{Q}$  es la potencia generada en el reactor (1E+08 W);  $\dot{m}$  es el flujo másico (53 kg/s);  $C_p$  es la capacidad calorífica específica (5195 J/(kg·K)), que se consideró independiente de la temperatura, y  $T_s$  y  $T_e$  son las temperatura de salida y entrada (1223 K y 863 K) del refrigerante, respectivamente.

Para la presión de helio se eligió el valor de 7 MPa, según lo que plantea la literatura para este tipo de reactores (**Richards et al., 2006**).

Como se ha visto de los cálculos neutrónicos del capítulo anterior, la potencia no se genera de manera uniforme, sino que tiene una determinada distribución axial y radial. Debido a esto, la distribución de temperatura del refrigerante a su paso por el núcleo tampoco va a ser uniforme, sino que tendrá un comportamiento definido por los perfiles de densidad de potencia mencionados.

Para la construcción del modelo en ANSYS CFX se tuvieron en cuenta algunas suposiciones:

- Se consideró al núcleo como un medio poroso con un coeficiente de porosidad dado por  $\varepsilon=1-f$ , siendo  $f$  la fracción de empaquetamiento obtenida en el Capítulo IV. Esta aproximación facilita la construcción de la geometría y el mallado del TADSEA, y no influye significativamente en los resultados del cálculo de la temperatura de salida del refrigerante. Además, es una aproximación muy comúnmente encontrada en la bibliografía para los cálculos termo-hidráulicos de reactores y ADSs de tipo lecho de bolas (**Ga y Shi, 2002**).
- No se analizan los procesos termo-hidráulicos dentro del blanco de espalación, ya que su estudio merece un análisis más detallado e independiente del núcleo subcrítico (**Satyamurthy, 2007**).
- En el modelo termo-hidráulico no se incluyó el reflector (su efecto ya se tuvo en cuenta en los cálculos neutrónicos), por lo que tampoco se incluyeron los canales en el interior del reflector por donde circula el refrigerante antes de entrar al reactor, y que tienen como objetivo

minimizar las pérdidas energéticas y precalentar el refrigerante, y así disminuir el gradiente térmico en el reactor. Sin embargo, tampoco se consideran las pérdidas energéticas en el circuito que incluye al TADSEA, y esto amortigua el error que se introduce en el modelo al no considerar el precalentamiento del refrigerante.

El modelo de transferencia de calor asumido fue el modelo de energía total, para considerar además del transporte de entalpía los efectos de la energía cinética del fluido, y el modelo de turbulencia asumido fue el  $k-\epsilon$  ( $k$ -epsilon), que es uno de los modelos de turbulencia más prominentes y es considerado el modelo industrial estándar (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup> ANSYS CFX, 2005f**). Para chequear la convergencia de los cálculos iterativos en la búsqueda de la solución del sistema de ecuaciones algebraicas que resulta de la integración de las ecuaciones en derivadas parciales sobre los volúmenes de control de la región de interés, se escogió como criterio la raíz cuadrática media (RMS) de los valores normalizados de los residuos, con un valor de  $1e-4$ . El residuo es una medida del desequilibrio local de cada ecuación conservativa del volumen de control. Es la medida más importante de la convergencia pues indica directamente si las ecuaciones se han resuelto. El valor  $1e-4$  se considera suficiente para la mayoría de las aplicaciones ingenieriles (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup> ANSYS CFX, 2005d**), y en particular, para la complejidad de la geometría propuesta y el grosor de la malla utilizada (**Wesseling, 2001**).

El helio penetra en el núcleo del reactor por la parte superior para así compactar las bolas de forma más efectiva y evitar vibraciones y choques entre ellas, y variaciones en la disposición de las bolas y por tanto en el coeficiente de porosidad local.

Como variables de entrada para el ANSYS CFX tenemos la porosidad, que consideramos de 0.36, correspondiente a la fracción de empaquetamiento de 0.64, el flujo másico de 53 kg/s calculado anteriormente, la temperatura de entrada del helio al núcleo, de 863 K y la presión, de 7 MPa. La fuente de energía es la potencia generada dentro del núcleo. Se definió en ANSYS CFX tal y como se obtuvo de los cálculos neutrónicos, es decir, mediante valores discretos de densidad de potencia para cada zona del núcleo.

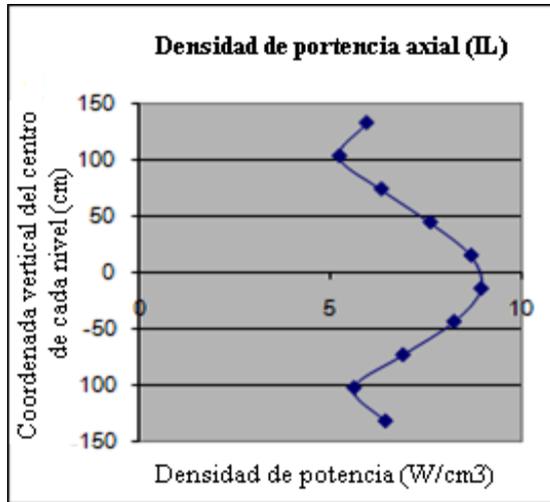
La tarea de obtención de los perfiles de temperatura se ha dividido en tres etapas: 1) Perfiles de temperatura axial; 2) Perfiles de temperatura radial; 3) Perfiles de temperatura axial y radial combinados.

**6.1 Perfiles axiales de temperatura del helio**

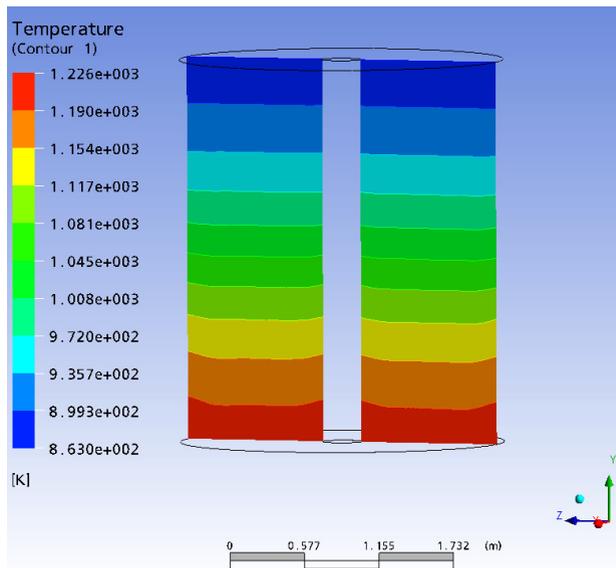
Los perfiles axiales de temperatura del helio se han obtenido a partir de los perfiles axiales de densidad de potencia en el núcleo (**Figura 5.8b**), para los tres estados de trabajo del sistema (IL, BOC y EOC). Los perfiles axiales de densidad de potencia se obtuvieron a partir de los cálculos neutrónicos, promediando la energía en cada uno de los 10 niveles horizontales en los que se dividió el núcleo.

Primera carga (IL):

En la **Figuras 6.2a** y **6.2b** se muestra el perfil de densidad de potencia axial y el perfil de temperatura del helio para la primera carga, respectivamente.



**Figura 6.2a:** Perfil de densidad de potencia axial (IL).



**Figura 6.2b:** Perfil de temperatura axial del helio (IL).

Inicio del ciclo estacionario (BOC):

En las **Figuras 6.3a** y **6.3b** se muestra el perfil de densidad de potencia axial y el perfil de temperatura del helio para el inicio del ciclo estacionario, respectivamente.

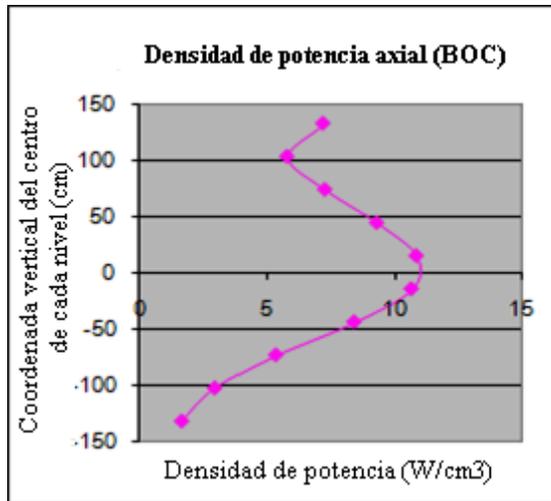


Figura 6.3a: Perfil de densidad de potencia axial (BOC).

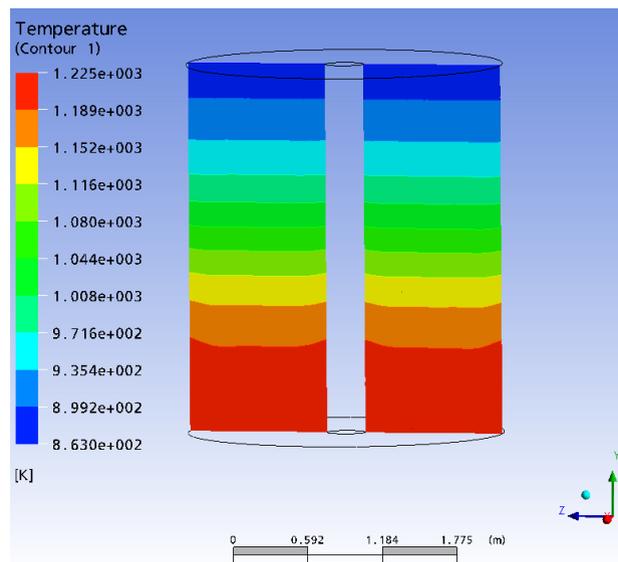
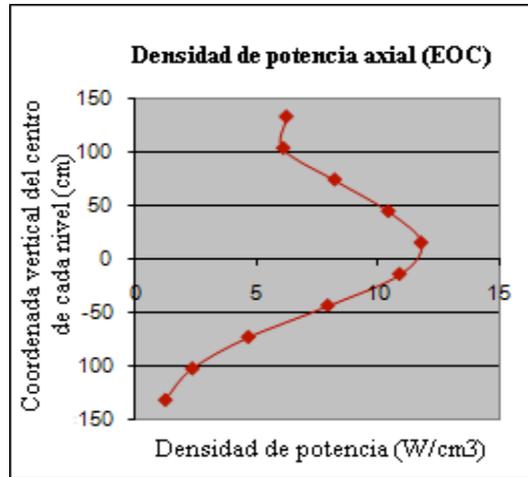


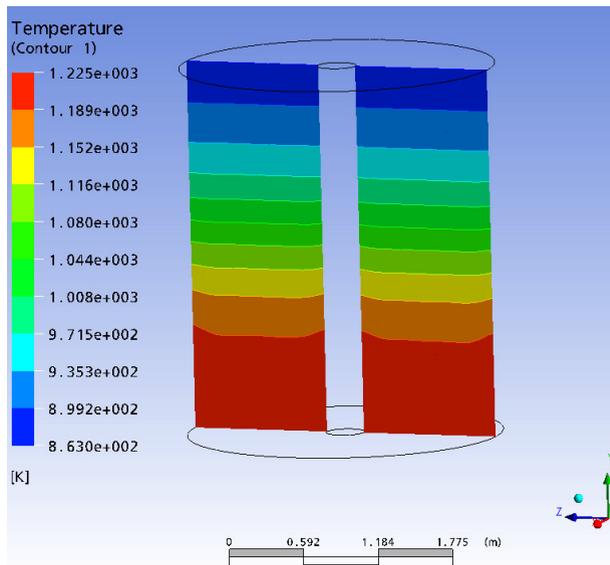
Figura 6.3b: Perfil de temperatura axial del helio (BOC).

Fin del ciclo estacionario (EOC):

En las **Figuras 6.4a** y **6.4b** se muestra el perfil de densidad de potencia axial y el perfil de temperatura del helio para el fin del ciclo estacionario, respectivamente.



**Figura 6.4a: Perfil de densidad de potencia axial (EOC).**



**Figura 6.4b: Perfil de temperatura axial del helio (EOC).**

El perfil de temperatura obtenido para la carga inicial es bastante uniforme (**Figura 6.2b**), observándose un mayor intercambio térmico en el centro, coincidiendo con el pico de la función del perfil de densidad de potencia (**Figura 6.2a**). Igualmente, para el inicio y fin del estado estacionario se observa que hay un aumento en el intercambio de calor hacia el centro (**Figuras 6.3b y 6.4b**); sin embargo, en la parte inferior del reactor se observa una disminución de este, debido a que el combustible está más quemado, como se muestra en los perfiles de potencia para dichos casos (**Figuras 6.3a y 6.4a**).

## 6.2 Perfiles radiales de temperatura del helio

Los perfiles radiales de temperatura del helio se han obtenido a partir de los perfiles radiales de densidad de potencia en el núcleo (**Figura 5.8a**), para los tres estados de trabajo del sistema (IL, BOC y EOC). Los perfiles radiales de densidad de potencia se obtuvieron a partir de los cálculos neutrónicos, promediando la energía en cada uno de los 10 cilindros concéntricos en los que se dividió el núcleo.

Primera carga (IL):

En las **Figuras 6.5a** y **6.5b** se muestra el perfil de densidad de potencia radial y el perfil de temperatura del helio para la primera carga, respectivamente.

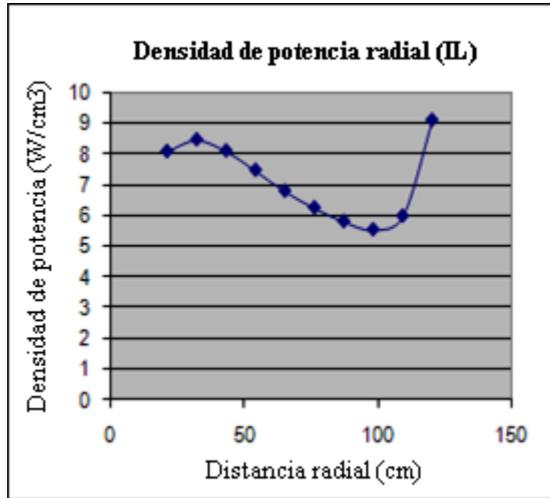


Figura 6.5a: Perfil de densidad de potencia radial (IL).

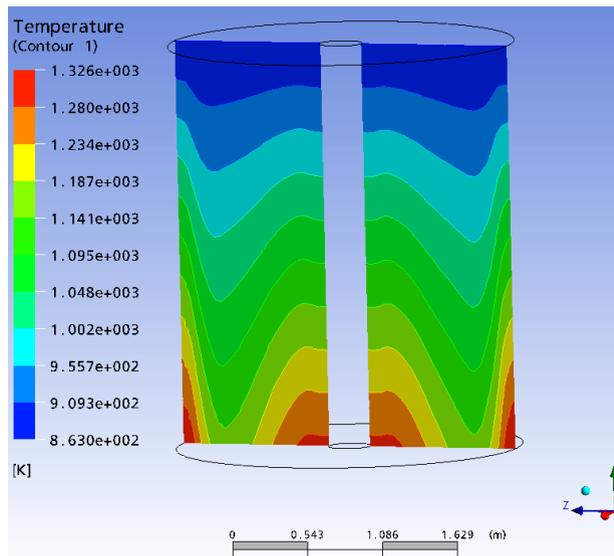
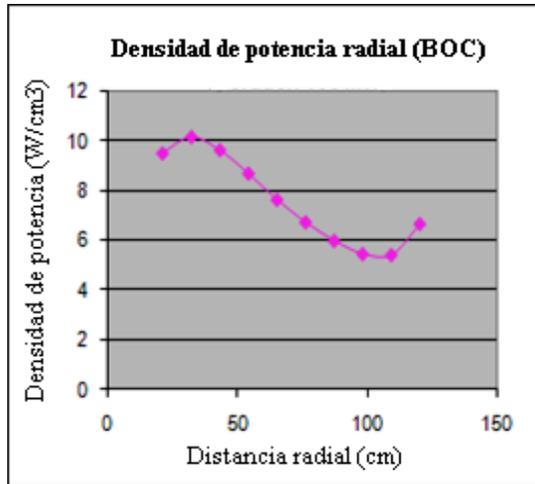


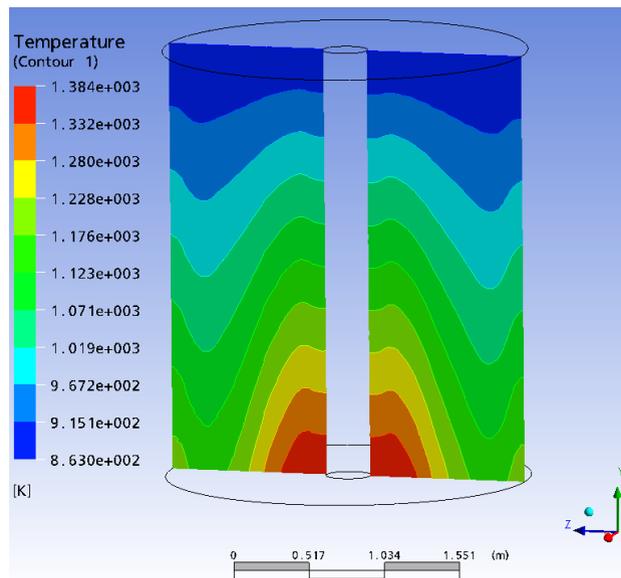
Figura 6.5b: Perfil de temperatura radial del helio (IL).

Inicio del ciclo estacionario (BOC):

En la **Figura 6.6a** y **6.6b** se muestra el perfil de densidad de potencia radial y el perfil de temperatura del helio para el inicio del ciclo estacionario, respectivamente.



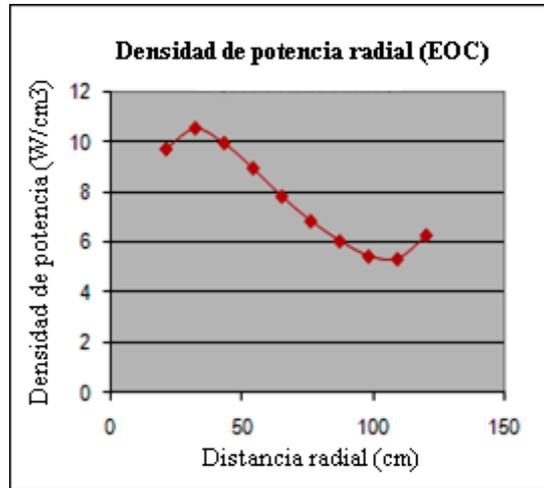
**Figura 6.6a:** Perfil de densidad de potencia radial (BOC).



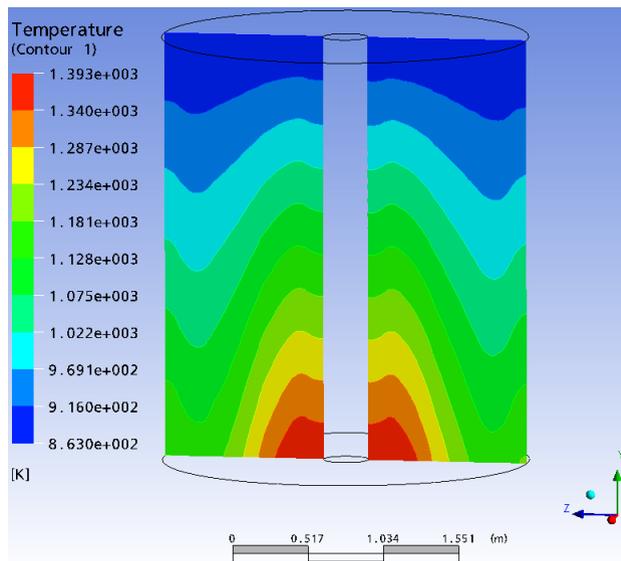
**Figura 6.6b:** Perfil de temperatura radial del helio (BOC).

Fin del ciclo estacionario (EOC):

En las **Figura 6.7a** y **6.7b** se muestra el perfil de densidad de potencia axial y el perfil de temperatura del helio para el fin del ciclo estacionario, respectivamente.



**Figura 6.7a:** Perfil de densidad de potencia radial (EOC).



**Figura 6.7b:** Perfil de temperatura radial del helio (EOC).

En los perfiles radiales de temperatura se observa para la primera carga una mayor transferencia de calor cerca del reflector y de la fuente de neutrones, predominando el efecto del reflector sobre el efecto de la fuente (**Figura 6.5b**), coincidiendo con los picos de densidad de potencia (**Figura 6.5a**). Sin embargo, para el inicio y fin del ciclo estacionario, la mayor transferencia de calor ocurre cerca de la fuente de neutrones (**Figuras 6.6b y 6.7b**), coincidiendo también con los picos de densidad de potencia (**Figura 6.6a y 6.6b**).

### **6.3 Perfiles axiales-radiales de temperatura del helio**

Los perfiles axiales-radiales de temperatura del helio se han obtenido a partir de los perfiles axiales-radiales de densidad de potencia en el núcleo, para los tres estados de trabajo del sistema (IL, BOC y EOC). Los perfiles axiales-radiales de densidad de potencia se obtuvieron a partir de los cálculos neutrónicos, promediando la energía en cada uno de los 100 anillos en los que se dividió el núcleo, formados por la intersección de los 10 niveles horizontales con los 10 cilindros concéntricos.

Primera carga (IL):

En las Figuras 6.8a y 6.8b se muestra el perfil de temperatura axial-radial y el perfil de temperatura de salida del helio respectivamente, para la primera carga.

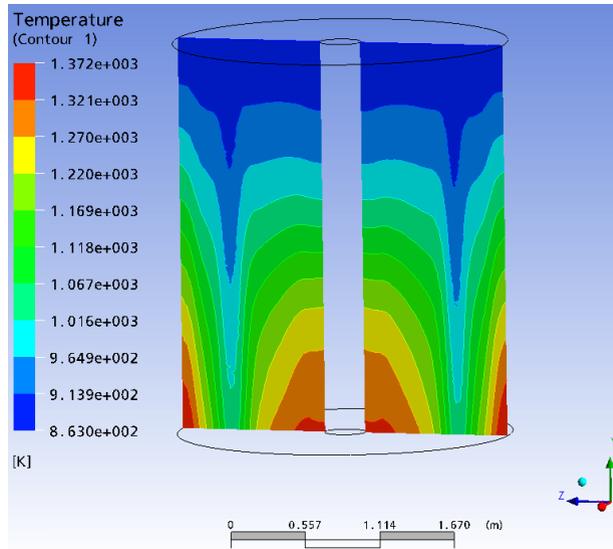


Figura 6.8a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (IL).

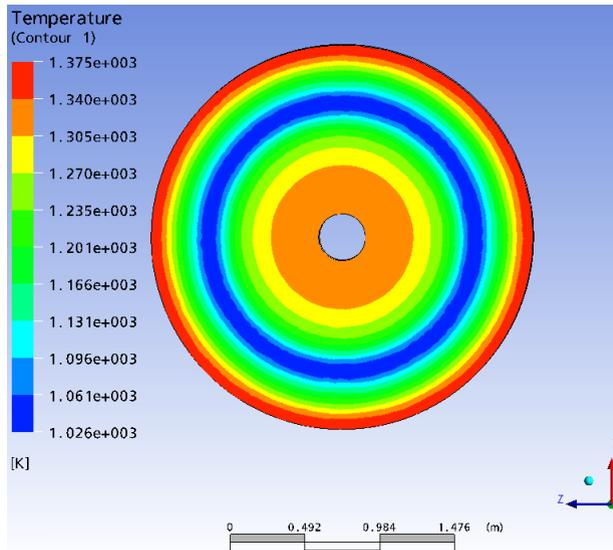
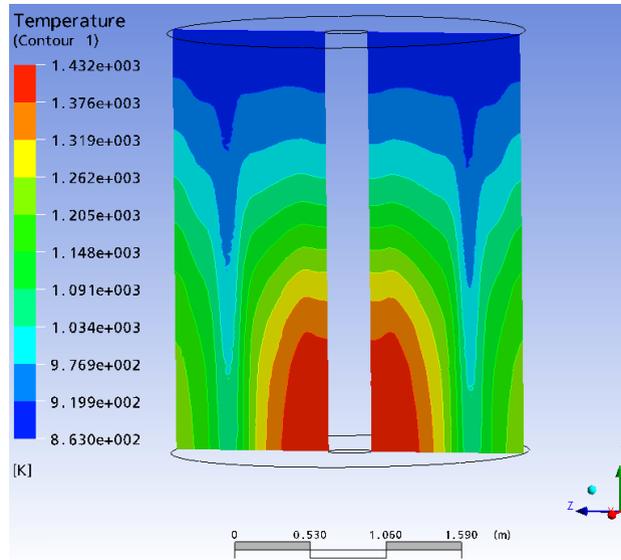


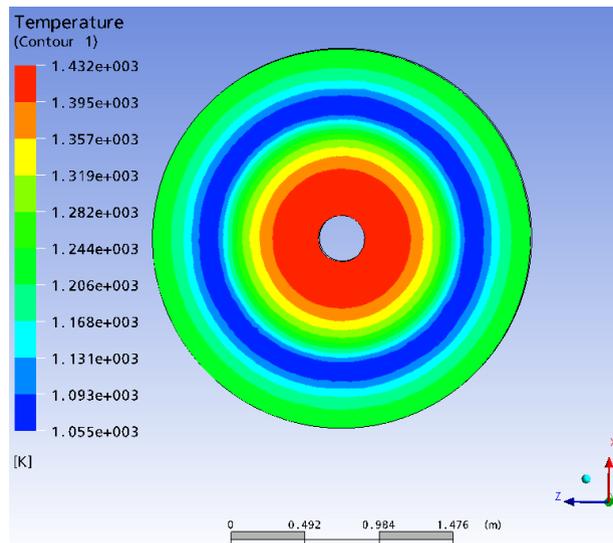
Figura 6.8b: Perfil de temperatura de salida del helio (IL).

Inicio del ciclo estacionario (BOC):

En las **Figuras 6.9a** y **6.9b** se muestra el perfil de temperatura axial-radial y el perfil de temperatura de salida del helio respectivamente, para el inicio del ciclo estacionario.



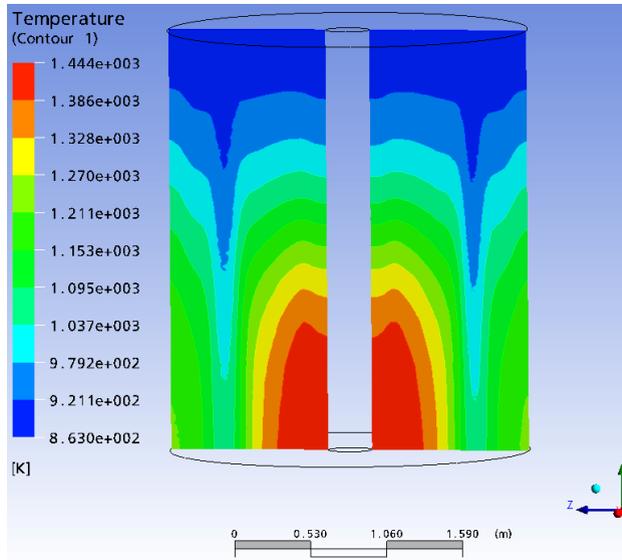
**Figura 6.9a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (BOC).**



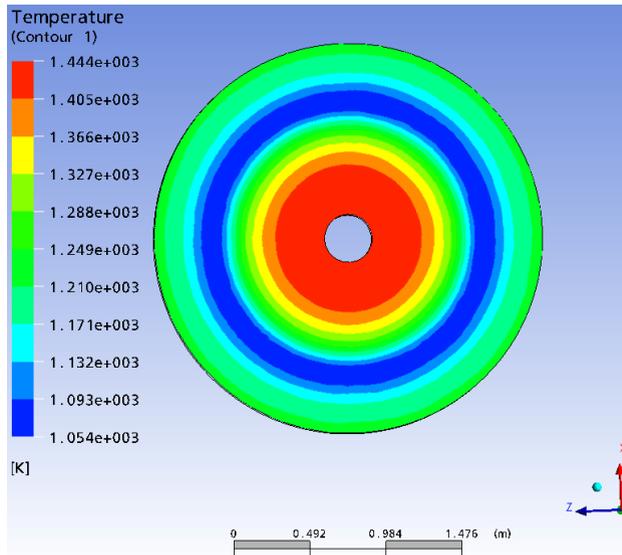
**Figura 6.9b: Perfil de temperatura de salida del helio (BOC).**

Fin del ciclo estacionario (EOC):

En las **Figuras 6.10a** y **6.10b** se muestra el perfil de temperatura axial-radial y el perfil de temperatura de salida del helio respectivamente, para el fin del ciclo estacionario.



**Figura 6.10a: Perfil de temperatura axial-radial del helio (EOC).**



**Figura 6.10b: Perfil de temperatura de salida del helio (EOC).**

Los perfiles de temperatura axiales-radiales son una superposición de los perfiles axiales y radiales por separado por lo que el comportamiento de la transferencia de calor es similar a los perfiles axiales y radiales por separado. Además, se observa que la temperatura de salida del helio para la primera carga presenta sus valores máximos cerca del reflector (**Figura 6.8b**), y para el inicio y fin del estado estacionario los valores máximos de temperatura se encuentran cerca de la fuente de neutrones (**Figuras 6.9b** y **6.10b**).

En la **Tabla 6.1** se muestra un resumen de las temperaturas mínima, máxima y promedio del helio a la salida del núcleo del TADSEA.

**Tabla 6.1: Resumen de temperaturas de salida del helio.**

Perfil	Estado	T <sub>sal.</sub> Mín. [K]	T <sub>sal.</sub> Máx. [K]	T <sub>sal.</sub> Prom. [K]
Axial	IL	1218.16	1226.84	1220.82
	BOC	1218.62	1225.32	1220.80
	EOC	1218.64	1225.14	1220.80
Radial	IL	1149.53	1332.68	1226.74
	BOC	1152.00	1383.96	1221.95
	EOC	1148.20	1393.42	1221.20
Axial-Radial	IL	1026.02	1377.42	1227.92
	BOC	1055.32	1432.50	1223.31
	EOC	1053.94	1443.79	1222.66

Como se puede observar en la **Tabla 6.1**, se alcanzan valores de temperatura promedio del helio de alrededor de 1223 K a la salida del núcleo para los tres estados del sistema analizados, que es la temperatura que se deseaba obtener para producir hidrógeno. En trabajos posteriores sería necesario realizar un estudio sobre las temperaturas que alcanza la ventana del blanco de espalación para garantizar la refrigeración adecuada de sus materiales.



## CAPÍTULO VII

## TRANSFERENCIA DE CALOR EN EL ELEMENTO COMBUSTIBLE

En el capítulo anterior se obtuvieron los perfiles de temperatura del helio a su paso por el núcleo del TADSEA para los tres estados analizados y la temperatura necesaria a la salida del núcleo para la producción de hidrógeno. Sin embargo, un aspecto muy importante en la seguridad de reactores nucleares es que la temperatura del combustible durante toda la operación del reactor, sea menor que un valor que garantice la integridad de los materiales del elemento combustible para que no se liberen productos de fisión. El límite teórico para la temperatura del combustible que estamos utilizando se fija atendiendo a distintas razones:

- Retención de los productos de fisión:  
A través del elemento combustible se producen fugas de productos de fisión gaseosos mediante procesos de difusión. A mayor temperatura la difusión es mayor. Se considera que a partir de **1600°C** (1873 K) la bola de combustible deja escapar todos los productos de fisión gaseosos (**Gulol et al., 2008; U.S. NUREG, 2004**).
- Integridad de las partículas TRISO en caso de accidente:  
Las partículas TRISO pueden retener los productos de fisión hasta una temperatura de **1600°C** (1873 K). Para temperaturas superiores se podría perder la integridad debido a defectos de fabricación, presión interna de los gases productos de fisión, disociación química del SiC, etc (**U.S. NUREG, 2004; Fokuda et al., 1995**).
- Oxidación del grafito pirolítico:  
En caso de accidente pudiera penetrar aire en el núcleo debido a la despresurización del reactor. La presencia de aire provoca la pérdida de integridad de las partículas TRISO por la gasificación de la matriz de grafito. En este caso se considera que se pueden mantener las partículas TRISO intactas durante 3 horas a **1500°C** (1773 K) (**Talamo et al., 2004; U.S. NUREG, 2004**).

La temperatura máxima del helio durante la operación normal del reactor no superó en ningún caso el valor máximo permisible para el tipo de combustible utilizado (1600°C o 1873 K), y se supone que la temperatura máxima de los

---

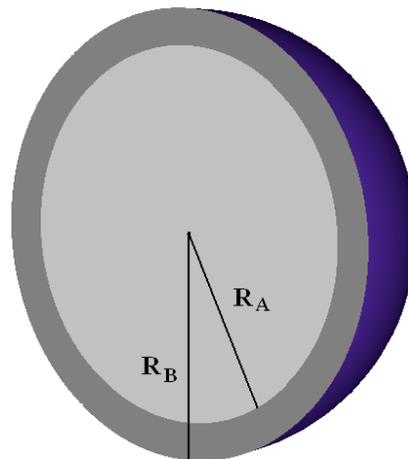
elementos combustibles tampoco lo hará, pues el grafito pirolítico tiene una alta conductividad térmica. Además, se asume que durante posibles eventos transitorios tampoco se sobrepase la temperatura límite pues al ser nuestro modelo un núcleo subcrítico controlado por un acelerador, los eventos transitorios son más fáciles de controlar. Sin embargo, es necesario corroborar esta suposición pues de ello depende que el helio pueda alcanzar muy altas temperaturas a la salida del núcleo sin atentar contra la seguridad de los elementos combustibles.

Como se ha mencionado anteriormente, los elementos combustibles están compuestos por bolas formadas por una región de 2.5 cm de radio donde se encuentran disueltas las partículas TRISO en una matriz de grafito pirolítico, rodeada de una capa de grafito pirolítico de 0.5 cm de espesor. La transferencia de calor dentro de la bola se produce por conducción hacia su superficie, y la transferencia de calor de la bola al fluido refrigerante se produce por convección forzada. Los objetivos de este capítulo son: 1) identificar los elementos combustibles que presentan mayor riesgo de alcanzar la temperatura máxima de 1873 K, 2) obtener una ecuación analítica que describa la distribución de temperatura en su interior durante el estado estacionario y verificar que su temperatura máxima no alcance los 1873 K, 3) conocer la evolución de la distribución de temperatura durante transitorios con reducción parcial del flujo másico de refrigerante o con pérdida de refrigeración forzada en casos extremos, es decir, en los cuales no se tengan en cuenta los sistemas automáticos de control de temperatura y potencia del reactor, ni las características de seguridad inherente de este tipo de reactor debido al ensanchamiento Doppler.

Existen tres modelos analíticos comúnmente utilizados para el estudio de la conducción transitoria: el modelo globalizado de la capacidad térmica, en el cual se asume que las variaciones espaciales de temperatura son despreciables y que la variación de temperatura es sólo función del tiempo, el modelo del sólido semi-infinito que supone un sólido con una superficie identificable que se extiende al infinito en el resto de las direcciones, y el modelo del sólido finito, el cual considera un cuerpo con geometría simple (placa plana, cilindro o esfera) con temperatura uniforme, que en el tiempo  $t=0$  se expone a un medio convectivo de mayor o menor temperatura (**Bejan y Kraus, 2003, Baher y Stephan, 2006**). En nuestro caso se desea obtener una ecuación que describa la distribución de temperatura dentro de una esfera con generación interna de energía, en función de las coordenadas espaciales de la esfera para el caso

estacionario, y en función de las coordenadas espaciales y del tiempo para transitorios. Ninguno de los modelos mencionados es adecuado para nuestro problema. El modelo del sólido finito, que es el que más se aproxima a nuestras condiciones, no considera que la temperatura inicial del cuerpo sea una función de sus coordenadas, ni que exista generación de energía dentro del él. Por tanto es necesario desarrollar un modelo analítico que cumpla con los requerimientos de nuestro problema.

Debido a la gran cantidad de partículas TRISO contenidas de manera aleatoria dentro de cada elemento combustible, realizar un modelo heterogéneo del mismo es muy complicado y costoso desde el punto de vista computacional. En este trabajo se han desarrollado dos modelos para el elemento combustible: un modelo homogéneo donde se considera al elemento combustible como una esfera compuesta por una mezcla homogénea de combustible y moderador de 3 cm de radio, con propiedades uniformes en toda la esfera, y un modelo que considera al elemento combustible como una esfera de 3 cm de radio ( $R_B$ ) compuesta por una esfera de mezcla homogénea de combustible y grafito pirolítico de 2.5 cm de radio ( $R_A$ ), rodeada por una capa de grafito pirolítico de 0.5 cm como moderador, con propiedades diferentes en la esfera de radio  $R_A$  y en la capa de moderador (**Figura 7.1**). Debido al pequeño tamaño de las partículas TRISO, se puede asumir que el salto térmico en cada una de las partículas será despreciable comparado con el salto térmico en el conjunto de la zona activa de la bola de combustible.



**Figura 7.1: Modelo no homogéneo del elemento combustible.**

Para cada modelo físico se obtendrá un modelo matemático analítico para calcular la distribución de temperatura dentro del elemento combustible durante el estado estacionario. Para el análisis de eventos transitorios, se desarrollará el modelo matemático analítico correspondiente al modelo físico homogéneo para el análisis de la evolución de temperatura dentro del elemento combustible en el tiempo.

El objetivo de desarrollar dos modelos para el cálculo de la distribución de temperatura durante el estado estacionario, es comparar entre sí sus resultados y ver cómo influye la heterogeneidad del modelo físico en la distribución de temperatura dentro la bola de combustible. El modelo analítico para el cálculo de la temperatura durante transitorios se realizará solamente para el modelo homogéneo debido a su sencillez respecto al modelo no homogéneo.

### 7.1 Modelos analíticos para el cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento combustible en el estado estacionario

Primeramente se desarrollará el modelo homogéneo y heterogéneo para hallar la distribución de temperatura durante la operación normal del TADSEA y comprobar que no se sobrepase el límite de temperatura del tipo de combustible que estamos utilizando.

#### *a) Modelo homogéneo:*

En este caso se determinará la transferencia de calor dentro del elemento combustible considerándolo como una esfera homogénea, es decir, una esfera de 3 cm de radio compuesta por un material homogéneo con propiedades termo-mecánicas independientes de la temperatura y el tiempo, en la cual se genera energía de manera uniforme.

Para hallar la distribución de temperatura dentro de la esfera durante el estado estacionario, es necesario resolver la siguiente ecuación:

$$\frac{2}{r} \frac{dT(r)}{dr} + \frac{d^2T(r)}{dr^2} + \frac{q}{k} = 0 \quad (7.1)$$

Con la condición de contorno de Neumann para el centro de la bola:

$$k \frac{dT(0)}{dr} = 0 \quad (7.2)$$

Y la condición de contorno de Robin para la superficie exterior:

$$k \frac{dT(R)}{dr} = -h_1 [T(R) - T_{\infty 1}] \quad (7.3)$$

Donde  $T$  es la temperatura de la bola y  $T_{\infty 1}$  es la temperatura del medio refrigerante [K],  $h_1$  es el coeficiente de transferencia de calor [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ ],  $\dot{q}$  es la generación interna de energía por unidad de volumen [ $\text{W}/\text{m}^3$ ],  $k$  es la conductividad térmica del material de la bola [ $\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ ] en la dirección de radio y  $R$  es el radio de la esfera [m].

La solución de este problema de contorno es (ver Anexo B):

$$T(r) = T_{\infty 1} + \frac{\dot{q}}{6k} \left[ R^2 + \frac{2kR}{h_1} - r^2 \right] \quad (7.4)$$

Esta ecuación permite calcular la temperatura en cada punto del elemento combustible considerando que la energía generada dentro de la esfera se transmite isotrópicamente hacia su superficie.

### ***b) Modelo no homogéneo:***

Este modelo considera que el elemento combustible está compuesto por dos medios de diferente material: el medio A, que es la esfera de radio  $R_A$  donde se genera la energía, y el medio B, que es la capa de moderador (**Figura 7.1**). Para hallar la distribución de temperatura dentro de la esfera de radio  $R_B$  durante el estado estacionario, es necesario resolver las siguientes ecuaciones:

Para el medio A:

$$\frac{2}{r} \frac{dT_A(r)}{dr} + \frac{d^2 T_A(r)}{dr^2} + \frac{\dot{q}}{k_A} = 0 \quad (7.5)$$

Y para el medio B:

$$\frac{2}{r} \frac{dT_B(r)}{dr} + \frac{d^2 T_B(r)}{dr^2} = 0 \quad (7.6)$$

Con las siguientes condiciones de contorno:

Para el centro de la esfera:

$$k_A \frac{dT_A(0)}{dr} = 0 \quad (7.7)$$

Para la superficie de la esfera:

$$k_B \frac{dT_B(R_B)}{dr} = -h_1 [T_B(R_B) - T_{\infty}] \quad (7.8)$$

Para la interfase entre el medio A y el medio B:

$$T_A(R_A) = T_B(R_A) \quad (7.9)$$

Y

$$k_A \frac{dT_A(R_A)}{dr} = k_B \frac{dT_B(R_A)}{dr} \quad (7.10)$$

Donde  $T_A$  es la temperatura de la esfera interna,  $T_B$  es la temperatura de la capa de grafito y  $T_{\infty}$  es la temperatura del medio refrigerante [K],  $h_1$  es el coeficiente de transferencia de calor [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ ],  $q$  es la generación de energía en el medio A, por unidad de volumen [ $\text{W}/\text{m}^3$ ],  $k_A$  es la conductividad térmica del material del medio A y  $k_B$  la del medio B [ $\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ ] en la dirección del radio de la esfera total.  $R_A$  y  $R_B$  [m] son el radio de la esfera interna y de la esfera total respectivamente.

La solución del problema estacionario es (ver Anexo C):

Para el medio A:

$$T_A(r) = T_{\infty} + \frac{qR_A^3}{3k_B} \left[ \frac{k_B}{R_B^2 \cdot h_1} - \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_A} \right] + \frac{q}{6k_A} [R_A^2 - r^2] \quad (7.11)$$

Que permite calcular la temperatura en cada punto del elemento combustible para  $0 \leq r \leq R_A$ ,

Y para el medio B:

$$T_B(r) = T_{\infty} + \frac{qR_A^3}{3k_B} \left[ \frac{k_B}{R_B^2 \cdot h_1} - \frac{1}{R_B} + \frac{1}{r} \right] \quad (7.12)$$

Que permite calcular la temperatura en cada punto del elemento combustible para  $R_A \leq r \leq R_B$ .

Una limitación de los modelos descritos anteriormente es nuestro desconocimiento acerca de la conductividad térmica de los elementos combustibles, formados por partículas sólidas (partículas TRISO) distribuidas aleatoriamente en un medio sólido (grafito), donde a su vez, dichas partículas están compuestas por diferentes materiales. Nótese que en ambos modelos

también se ha considerado que la conductividad térmica es independiente de la temperatura y del quemado del combustible. En la realidad, la conductividad térmica sí varía con la temperatura, y además, al cambiar la composición del combustible debido a las reacciones nucleares que ocurren durante el quemado, también dependerá de este. Por tanto, la conductividad térmica de las bolas que estén a diferente temperatura, así como la de las bolas se encuentren a diferente altura en el núcleo o que se analicen durante diferentes estados (ej.: IL, BOC o EOC), será distinta en la realidad.

## **7.2 Aplicación de los modelos analíticos al cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante el estado estacionario**

Se desea aplicar ambos modelos analíticos al cálculo de la distribución de temperatura en los elementos combustibles que alcanzan la temperatura más elevada en su interior, pues si estos no sobrepasan el límite permisible de temperatura, los demás tampoco lo harán. Para esto se han escogido tres tipos de bolas críticas: las que están en la región donde se genera más potencia por unidad de volumen (**Figuras 5.8a y 5.8b**), las que están en la región donde el helio está más caliente (**Figuras 6.8b, 6.9b y 6.10b**), y las que producen una potencia por unidad de volumen relativamente alta y a su vez están rodeadas por helio a una temperatura relativamente alta. Estos tres tipos de bolas se analizarán para los tres estados del núcleo estudiados (IL, BOC y EOC).

### ***a) Resultados del modelo homogéneo***

Mediante la ecuación (7.4) se puede obtener la temperatura dentro de la esfera de combustible considerada en cualquier punto de su interior, sin embargo es necesario conocer los valores de  $q$ ,  $k$ ,  $T_{\infty 1}$  y  $h_1$ .

Primeramente se calculará la generación volumétrica de energía ( $q$ ) de las bolas que están **en la región donde más potencia se produce por unidad de volumen**. Como se señaló en el Capítulo V, para realizar los cálculos neutrónicos con el MCNPX el núcleo se dividió en 10 zonas horizontales y 10 cilindros concéntricos, formando 100 anillos concéntricos (**Figura 5.1**), y se obtuvo la potencia generada en cada uno de estos anillos lo cual representa la distribución axial-radial de potencia en el núcleo del TADSEA. Además, en el Capítulo IV se obtuvo el número de bolas que contiene el núcleo.

Con estos datos se puede conocer en cuál anillo se produce más potencia por unidad de volumen y por tanto, la densidad de potencia ( $q$ ) de las bolas que se

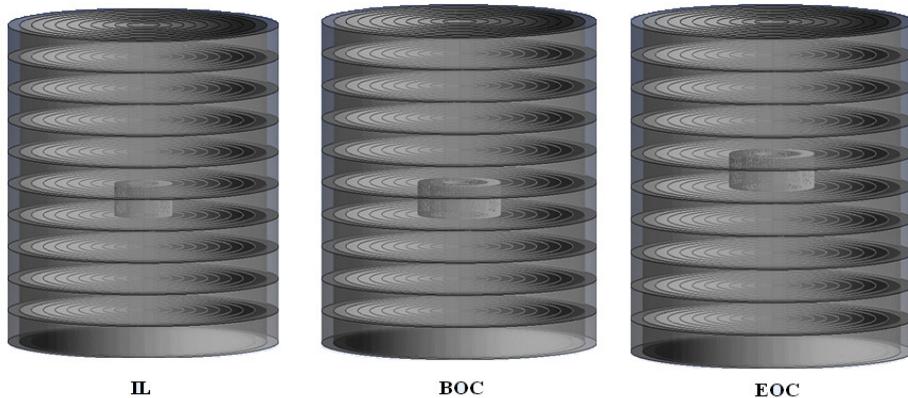
encuentran en ese anillo. En la **Tabla 7.1** se muestran los datos relacionados con los anillos, necesarios para el cálculo de  $q$ .

**Tabla 7.1: Volumen de los anillos que componen el núcleo del TADSEA y número de bolas que contiene cada anillo.**

Anillo	Volumen total del anillo [m <sup>3</sup> ]	Volumen de la parte sólida del anillo [m <sup>3</sup> ]	Número de bolas por anillo
1 (interno)	0.0439	0.0284	251.50
2	0.0655	0.0425	375.42
3	0.0879	0.0569	503.47
4	0.1102	0.0714	631.52
5	0.1326	0.0859	759.57
6	0.1549	0.1004	887.62
7	0.1773	0.1149	1015.67
8	0.1996	0.1294	1143.72
9	0.2219	0.1438	1271.77
10 (externo)	0.2443	0.1583	1399.82

El volumen de la parte sólida del anillo se calculó como el volumen total del anillo multiplicado por la fracción de empaquetamiento que aparece en la **Tabla 4.1a** para la geometría cilíndrica y la configuración compacta hexagonal, que son las características del TADSEA. El número de bolas por anillo se calculó dividiendo el volumen sólido del anillo, que es el que genera la potencia, entre el volumen de la bola. Sumando el número de bolas por anillo de todos los anillos y multiplicando por 10, que serían las 10 zonas horizontales, se obtiene el número total de bolas del TADSEA (82401) que aparece en la **Tabla 4.1a**.

Para encontrar el anillo donde se encuentran las bolas que generan más potencia, se dividió la potencia que se genera en cada anillo entre el número de bolas que contiene. En la **Figura 7.2** se muestra para cada uno de los estados estudiados, el anillo donde se encuentran las bolas que más potencia producen del núcleo.

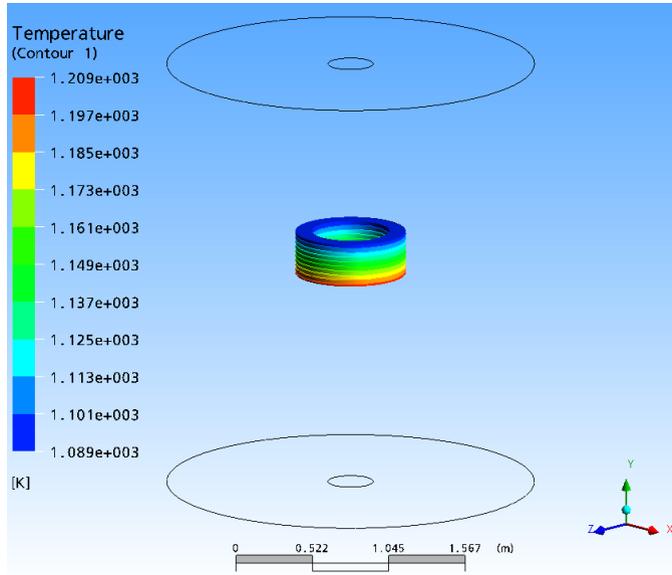


**Figura 7.2: Zona del núcleo del TADSEA donde se encuentran las bolas que más potencia producen, para los 3 estados estudiados.**

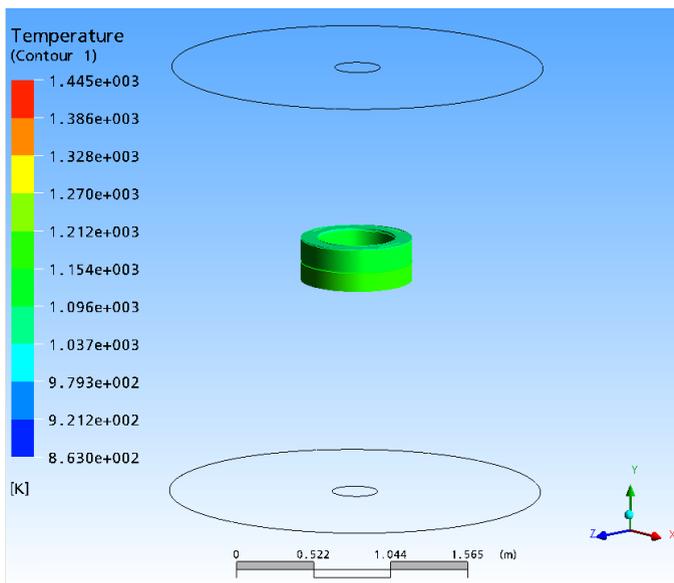
La densidad de potencia de estas bolas se calculó dividiendo la potencia por bola entre el volumen de la bola. En la **Tabla 7.2** se muestran los valores de densidad de potencia de las bolas que más potencia producen en el núcleo del TADSEA, para cada estado, y también se muestra la temperatura del helio ( $T_{\infty 1}$ ) a su paso por esta zona, obtenida con ANSYS CFX. En la **Figura 7.3a** se muestra la distribución de temperatura del helio en esta zona para el EOC, que es el estado más crítico respecto a la densidad de potencia por bolas, como se puede observar en la **Tabla 7.2**. En la **Figura 7.3b** se muestra la temperatura del helio en esta zona con respecto a su temperatura en el resto del núcleo.

**Tabla 7.2: Valores de densidad de potencia y de temperatura del helio en el anillo donde más potencia por unidad de volumen se produce, para cada uno de los estados estudiados.**

Estado	Densidad de potencia de las bolas que más potencia producen [ $\text{W}/\text{m}^3$ ]	Temperatura del helio alrededor de las bolas [K]		
		Mín.	Máx.	Prom.
IL	2.29E+07	1085.09	1165.76	1124.21
BOC	3.20E+07	1182.55	1295.68	1238.41
EOC	3.46E+07	1088.97	1208.93	1149.81

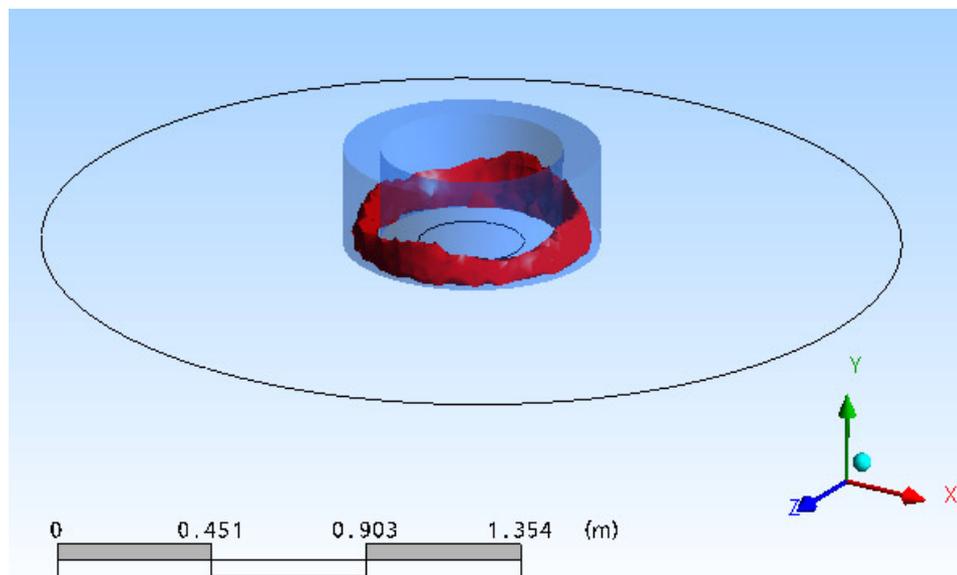


**Figura 7.3a: Distribución de temperatura en la región donde más potencia por unidad de volumen se produce (EOC).**



**Figura 7.3b: Temperatura en la región donde más potencia por unidad de volumen se produce (EOC) respecto a la temperatura global.**

Hasta aquí hemos hallado la densidad de potencia ( $q$ ) de las bolas que están **en la región donde más potencia se produce por unidad de volumen** y la temperatura del fluido alrededor de estas bolas ( $T_{\infty 1}$ ). Ahora es necesario hallar la densidad de potencia de las bolas que se encuentran **en la región donde el helio está más caliente**. En la **Tabla 6.1** se observa que la mayor temperatura del helio se alcanza a la salida del núcleo, en el EOC de la distribución axial-radial. En la **Figura 7.4** se muestra la zona de la salida del núcleo donde el helio alcanza la temperatura  $T_{\infty 1}=1443$  K, y el anillo al cual corresponde.

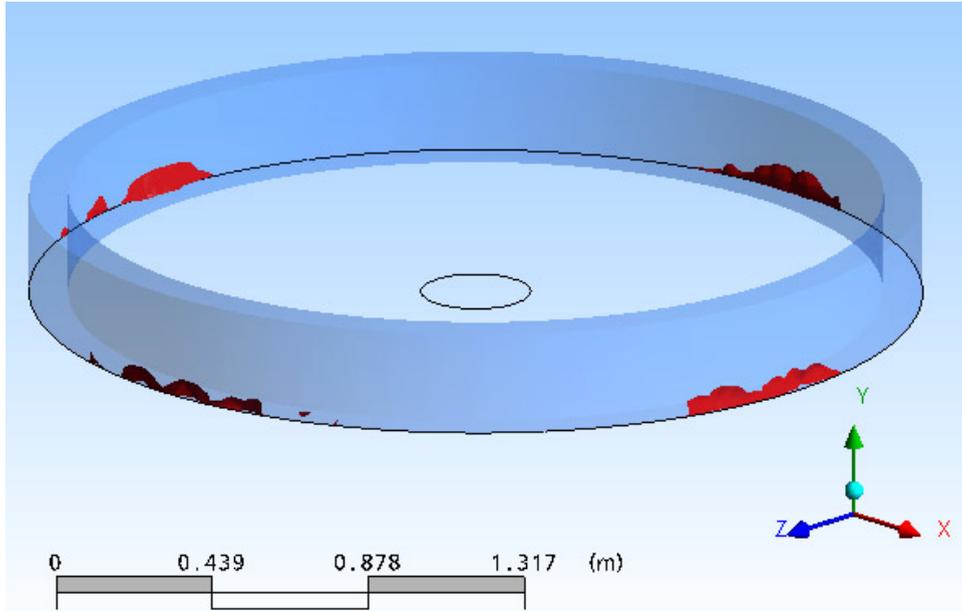


**Figura 7.4: Zona de la base del núcleo donde el helio tiene las temperaturas más altas (señalado en rojo).**

La densidad de potencia de las bolas en esta región se calculó de la misma manera descrita anteriormente y el resultado es  $q=2.23\text{E}+06$  W/m<sup>3</sup>.

Por último, hallaremos la densidad de potencia de los elementos combustibles **que producen una potencia por unidad de volumen relativamente alta y a su vez están rodeados por helio a una temperatura relativamente alta**, y la temperatura del helio alrededor de ellos. Sabemos que a la salida del núcleo es donde el helio alcanza las temperaturas más altas para los tres estados analizados. Si observamos la **Figura 5.8b**, vemos que en el IL las bolas que están a la salida del núcleo tienen mayor densidad de potencia que en los otros dos estados. En la **Figura 7.5** se observa el anillo con mayor densidad de

potencia de todos los de la base del núcleo ( $q= 1.35E+07 \text{ W/m}^3$ ), que coincide con la zona donde el helio tiene mayor temperatura para el IL ( $T_{\infty 1}=1377 \text{ K}$ , ver **Tabla 6.1**). De esta manera tenemos el valor de  $q$  de las tres bolas críticas.



**Figura 7.5: Zona de la base del núcleo en el IL donde la densidad de potencia es mayor (anillo azul) y zona donde el helio tiene las temperaturas más altas (señalada en rojo).**

Es necesario conocer además la conductividad térmica del elemento combustible ( $k$ ), el cual se considera compuesto por una mezcla homogénea de los materiales que componen a las partículas TRISO y por grafito pirolítico. Se han desarrollado muchas teorías para estimar el coeficiente de conductividad térmica efectivo en mezclas de concentración arbitraria (**Richter et al., 2003**), pero para el análisis térmico del combustible tipo bolas normalmente se utiliza el promedio volumétrico de la conductividad térmica (**Cho et al., 2009**):

$$k = \frac{\sum_i V_i k_i}{V} \quad (7.13)$$

Donde  $i$  es el índice de la región material y  $V$  es el volumen total de la bola de combustible. En la **Tabla 7.3** se muestran los valores correspondientes a cada

región teniendo en cuenta que cada bola tiene **4321 partículas TRISO**, según se puede deducir de los valores de la **Tabla 2.2**.

**Tabla 7.3: Características de cada región del elemento combustible (Cho et al., 2009).**

Material	Kernel	Buffer	IPyC	SiC	OPyC	Grafito
Radio [m]	2.50E-04	3.45E-04	3.85E-04	4.20E-04	4.60E-04	3.00E-02
Volumen total $V_i$ [m <sup>3</sup> ]	2.83E-07	4.60E-07	2.90E-07	3.08E-07	4.21E-07	1.11E-04
Conductividad Térmica $k_i$ [W/m·K]	3.46	1	4	18.3	4	25
Densidad [kg/m <sup>3</sup> ]	1.04E+04	1.05E+03	1.90E+03	3.18E+03	1.90E+03	1.75E+03
Calor específico [J/kg·K]	3.12E+02	7.10E+02	7.10E+02	1.30E+03	7.10E+02	1.73E+03

Utilizando la ecuación (7.13) llegamos a que la conductividad térmica del elemento combustible es  $k= 24.7 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ .

El coeficiente de transferencia de calor ( $h_1$ ), según la guía de seguridad alemana, se debe calcular como (KTA, 1983):

$$h_1 = \frac{Nu \cdot k_{Helio}}{d} \quad (7.14)$$

Donde  $k_{Helio}$  es la conductividad térmica del helio y  $Nu$  es el número de Nusselt, el cual se debe determinar mediante la siguiente relación (KTA, 1983):

$$Nu = 1.27 \frac{Pr^{1/3}}{\varepsilon^{1.18}} Re^{0.36} + 0.033 \frac{Pr^{1/2}}{\varepsilon^{1.07}} Re^{0.86} \quad (7.15)$$

Donde  $Pr$  es el número de Prandtl (Baher y Stephan, 2006):

$$Pr = \frac{C_p \cdot \eta}{k_{Helio}} \quad (7.16)$$

Y  $Re$  es el número de Reynolds para el cual se utiliza la ecuación (KTA, 1983):

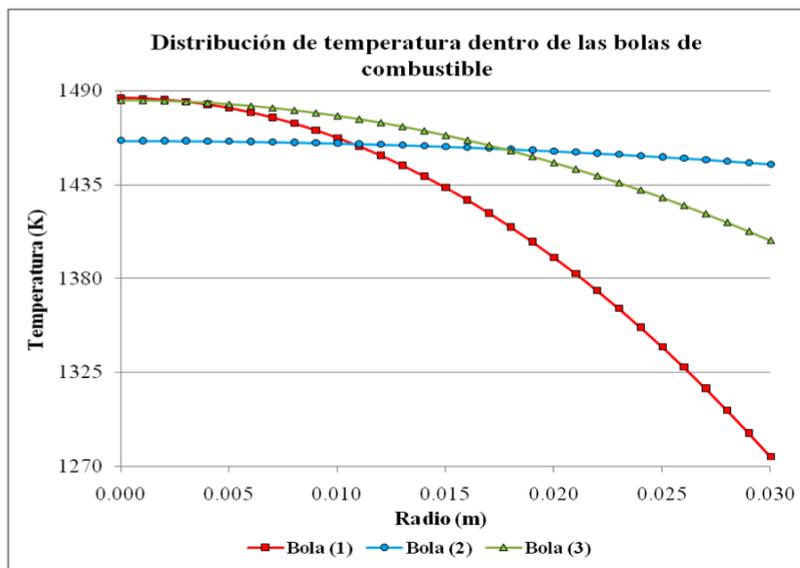
$$Re = \frac{\left(\frac{\dot{m}}{A}\right)d}{\eta} \quad (7.17)$$

Donde  $\eta$ ,  $C_p$  y  $k_{\text{Helio}}$  se hallan mediante (6.2), (6.3) y (6.5) respectivamente.

El modelo analítico considerando la esfera homogénea, para el estado estacionario, se implementó en lenguaje Object Pascal utilizando el compilador Borland Delphi versión 6.0. Los parámetros calculados se muestran en la **Tabla 7.4** y la distribución de temperatura desde el centro del elemento combustible hasta la superficie, se muestra en la **Figura 7.6** para los tres tipos de bolas analizadas.

**Tabla 7.4: Resultados de la implementación del modelo de la esfera homogénea.**

Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
$q$ [W/m <sup>3</sup> ]	3.46E+07	2.23E+06	1.35E+07
$k$ [W/m·K]	24.70	24.70	24.70
$T_{\infty 1}$ [K]	1209	1443	1377
$k_{\text{Helio}}$ [W/m·K]	0.42	0.47	0.46
$\eta$ [Pa·s]	5.28E-05	5.98E-05	5.79E-05
$Re$	12388	10939	11303
$Pr$	0.66	0.66	0.66
$Nu$	374.57	342.89	350.94
$h_1$ [W/m <sup>2</sup> ·K]	5192.44	5383.14	5331.82
Temperatura en el centro [K]	1485.75	1460.65	1484.30
Temperatura en la superficie [K]	1275.62	1447.14	1402.32



**Figura 7.6: Distribución de temperatura dentro de las tres bolas de combustible analizadas para el modelo homogéneo durante el estado estacionario.**

Utilizando el modelo homogéneo, las bolas 1 y 3 son las que más altas temperaturas alcanzan en el centro, es decir, son las más críticas, como se puede observar en la **Tabla 7.4**. La bola 1 es la que más potencia produce por unidad de volumen, pero la temperatura del helio a su alrededor es más baja, por lo que le extrae más calor a la bola y no permite que la temperatura en su centro se eleve demasiado. En la bola 3 ocurre lo contrario: produce una potencia por unidad de volumen un poco más baja que la bola 1 pero la temperatura del helio a su alrededor es más alta, por lo que la diferencia de temperaturas entre su centro y su superficie es menor que en la bola 1, así como la diferencia de temperaturas entre su superficie y el helio comparado con la bola 1, y la temperatura en su centro es muy parecida a la de la bola 1. La bola 2 es la menos crítica al usar el modelo homogéneo: es la que menos potencia produce por unidad de volumen porque está en la zona donde el combustible está más quemado, y es la que menor temperatura alcanza en su centro, sin embargo, el helio a su alrededor tiene una temperatura más alta que en los demás casos, por lo que la diferencia de temperaturas entre su centro y su superficie, y entre su superficie y el helio, es menor que en los demás casos.

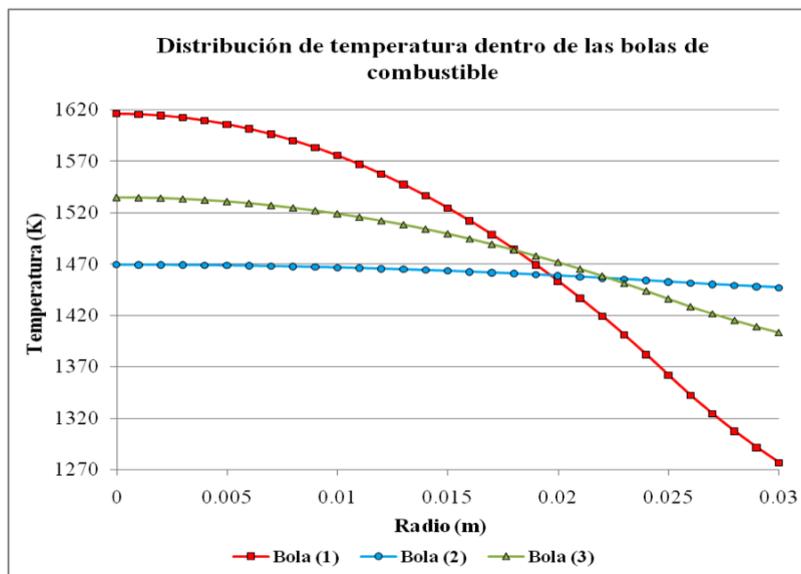
**b) Resultados del modelo no homogéneo**

Utilizando el modelo no homogéneo, la temperatura en cualquier punto del elemento combustible considerado se puede obtener mediante las ecuaciones (7.11) y (7.12), pero es necesario conocer los valores de  $q$ ,  $k_A$ ,  $k_B$ ,  $T_{\infty 1}$  y  $h_1$ . El valor de  $q$  se calcula igual que en el caso de la esfera homogénea, sólo que en vez de dividir la potencia entre el volumen de todo el elemento combustible, se divide entre el volumen de la parte del elemento combustible donde se genera la energía, que según este modelo es la esfera de radio  $R_A$ . La conductividad térmica de la esfera de radio  $R_A$  se halla utilizando la ecuación (7.13), siendo ahora  $V$  el volumen de la esfera de radio  $R_A$ . La conductividad térmica de la capa de moderador es la conductividad del grafito que se muestra en la **Tabla 7.3**. Las propiedades del helio son las mismas que para el caso de la esfera homogénea.

El modelo analítico considerando la esfera no homogénea, para el estado estacionario, se implementó en lenguaje Object Pascal utilizando el compilador Borland Delphi versión 6.0. Los parámetros calculados se muestran en la **Tabla 7.5** y la distribución de temperatura desde el centro del elemento combustible hasta la superficie, se muestra en la **Figura 7.7** para los tres tipos de bolas analizadas.

**Tabla 7.5: Resultados de la implementación del modelo de la esfera no homogénea.**

Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
$q$ [W/m <sup>3</sup> ]	5.98E+07	3.85E+06	2.33E+07
$k_A$ [W/m·K]	24.50	24.50	24.50
$k_B$ [W/m·K]	25	25	25
$T_{\infty 1}$ [K]	1209	1443	1377
Temperatura en el centro [K]	1612.94	1468.86	1533.72
Temperatura en la interfase [K]	1358.69	1452.47	1434.65
Temperatura en la superficie [K]	1275.63	1447.14	1402.29



**Figura 7.7: Distribución de temperatura dentro de las tres bolas de combustible analizadas para el modelo no homogéneo durante el estado estacionario.**

Utilizando el modelo no homogéneo, la bola 1 es la que alcanza la mayor temperatura en su centro, seguida por la bola 3 y en último lugar la bola 2, obedeciendo el mismo orden de generación de potencia por unidad de volumen (Tabla 7.5).

Al comparar los resultados de los dos modelos (Tablas 7.4 y 7.5) vemos que las temperaturas de las superficies de las bolas correspondientes prácticamente no se diferencian, ya que el helio tiene que extraer la misma potencia del núcleo independientemente del modelo de transferencia de calor considerado para el interior del elemento combustible. Sin embargo, las temperaturas en el centro son mucho más altas al utilizar el modelo no homogéneo. Esto sucede porque para el caso del modelo no homogéneo, la generación de potencia por unidad de volumen de cada bola es mayor, ya que se produce la misma potencia en un volumen más pequeño, el cual además tiene una menor conductividad térmica, y aunque la zona de generación de energía está rodeada por una capa de moderador de mayor conductividad térmica, el efecto de la mayor densidad de potencia prevalece, por lo que la temperatura de las bolas aumenta más en la zona central en comparación con el modelo homogéneo.

Como se puede observar en las **Figuras 7.6 y 7.7**, durante el estado estacionario ninguno de los tipos de bolas consideradas como críticas se acerca al límite de temperatura admisible para este tipo de combustible (1873 K) para ninguno de los modelos considerados. Sin embargo, la máxima temperatura alcanzada por las bolas 1 y 3 utilizando el modelo no homogéneo, está por encima de la temperatura máxima normal que es 1523 K según la **Figura 1.3**.

En **Cho et al., 2009** se desarrolla un modelo para el cálculo de la temperatura dentro de las bolas homogenizando la zona donde se encuentran las partículas TRISO. La homogenización se realiza ajustando unos parámetros en las ecuaciones mediante el método de mínimos cuadrados, para que la solución coincida con los resultados de un modelo heterogéneo resuelto mediante el código de Monte Carlo. Los resultados de este modelo para una bola estándar con potencia  $Q=1894$  W y una temperatura del helio de 1173 K en el estado estacionario, muestran una diferencia de temperaturas entre su centro y su superficie de 180 grados.

En **Ju y Uddin, 2010** se desarrolla un modelo numérico tridimensional para el cálculo de la distribución dentro de la partícula TRISO y de la bola de combustible bajo diferentes escenarios, utilizando el método de diferencias finitas y comparándolo con resultados analíticos unidimensionales. El modelo se aplica a tres reactores de lecho de bolas: HTR-10, PBMR y VHTR. De estos reactores, el que más se asemeja a nuestras condiciones de temperatura de entrada y salida del helio en el núcleo y de potencia promedio por bola, es el VHTR ( $T_e=873$  K,  $T_s=1273$  K y  $Q=2112$  W). La diferencia máxima de temperatura entre el centro y la superficie de la bolas estándar es de 190 grados y la promedio es de 90 grados, con una temperatura del helio de 1091 K.

En nuestro caso, utilizando el modelo homogéneo, la diferencia de temperaturas entre el centro y la superficie de la bola estándar (bola 3) es 82 grados, y utilizando el modelo no homogéneo es 131 grados, con una temperatura del helio de 1377 K. Consideramos que los resultados del modelo no homogéneo tienen una mejor concordancia con los resultados de los trabajos mencionados, teniendo en cuenta que la temperatura del helio en nuestro caso es mayor, lo cual hace que la diferencia de temperaturas entre el centro y la superficie de las bolas sea menor.

Utilizando el modelo homogéneo, la temperatura obtenida en el centro de los elementos combustibles es menor, lo cual introduce un error al calcular la temperatura máxima que alcanzan los elementos combustibles durante el estado estacionario y en estados transitorios, sin embargo, es un modelo sencillo que se

puede utilizar para analizar el comportamiento cualitativo de la temperatura durante transitorios, teniendo en cuenta sus limitaciones.

En este análisis también es necesario tener en cuenta que el perfil de energía liberada durante los estados BOC y EOC no es uniforme, y la densidad de potencia máxima de los estados BOC y EOC es mayor que la de IL (**Tabla 7.2**). Esto se debe a que en los cálculos neutrónicos del TADSEA para el quemado del combustible se ha considerado un esquema de un solo paso de las bolas por el núcleo. En los reactores de lecho de bolas que han existido, la recarga se ha hecho con bolas de combustible fresco y con bolas que han salido del núcleo y que aún contienen material físil, por lo que una misma bola podría pasar a través del núcleo del reactor hasta 10 veces, lo cual provoca que el campo de energía liberada sea más uniforme y por tanto, la densidad de potencia máxima de las bolas sea menor que en nuestro caso. Se puede decir entonces que nuestro modelo de recarga es más conservador, y si con él no se alcanza la temperatura máxima del combustible, tampoco se alcanzará en la realidad.

### 7.3 Modelo analítico para el cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante transitorios

Durante la operación del TADSEA pueden tener lugar estados transitorios en los que disminuya el flujo másico de refrigerante. Como consecuencia, aumenta la temperatura de los elementos combustibles y del helio, provocando el riesgo de que los elementos combustibles sobrepasen la temperatura máxima permisible y atentando contra la seguridad del sistema por la posible liberación de productos de fisión. Debido a esto, es necesario conocer la evolución de la temperatura de las bolas durante estos estados transitorios para poder controlar que no se sobrepase la temperatura máxima permisible del combustible TRISO. Con este objetivo se ha tomado el modelo homogéneo del elemento combustible, debido a su sencillez, y se ha desarrollado para obtener la distribución de temperatura dependiente del tiempo.

Para esto es necesario resolver la ecuación en derivadas parciales de tipo parabólico:

$$\frac{2}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \alpha \frac{\partial T(r,t)}{\partial t} \quad (7.18)$$

Donde  $\alpha = \frac{\rho \cdot c}{k}$ .

Con las condiciones de contorno:

$$k \frac{dT(0,t)}{dr} = 0 \quad (7.19)$$

Y

$$k \frac{dT(R,t)}{dr} = -h_2 [T(R,t) - T_{\infty 2}] \quad (7.20)$$

Donde  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] es la densidad de la esfera y  $c$  [W/m·K] su calor específico. Las cantidades  $h_2$  y  $T_{\infty 2}$  son el coeficiente de transferencia de calor y la temperatura del refrigerante después de un cambio en el flujo másico del refrigerante. En el caso transitorio se harán las mismas consideraciones que para el estado estacionario, y además se considerará que  $k$ ,  $q$ ,  $\rho$  y  $c$  son independientes del radio, de la temperatura y del tiempo.

La condición inicial está dada por la ecuación (7.4), que es la distribución de temperatura dentro de la esfera en el tiempo  $t=0$ , a partir del cual ocurre un cambio de las características del fluido refrigerante.

La solución del problema dependiente del tiempo es (ver Anexo B):

$$T(r,t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\text{sen}(\lambda_n r)}{r} \cdot \exp\left(\frac{-\lambda_n^2}{\alpha} t\right) + T_{\infty 2} + \frac{\dot{q}}{6k} \left[ R^2 + \frac{2kR}{h_2} - r^2 \right] \quad (7.21)$$

Donde

$$C_m = F \cdot \frac{\int_0^R r \cdot \text{sen}(\lambda_m r) dr}{\int_0^R \text{sen}^2(\lambda_m r) dr} \quad (7.22)$$

$$F = T_{\infty 1} - T_{\infty 2} + \frac{\dot{q}R}{3} \left( \frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_2} \right) \quad (7.23)$$

Y los autovalores vienen dados por la ecuación trascendente:

$$\lambda_n R \left[ \frac{k}{k - h_2 R} \right] = \tan(\lambda_n R) \quad (7.24)$$

Con las ecuaciones (7.21) - (7.24) se puede conocer el valor de la temperatura en cualquier punto de la esfera y en cualquier instante de tiempo. Los

autovalores  $\lambda_n$  vienen dados por la intersección de la recta del miembro izquierdo de la ecuación (7.24) (cuya pendiente depende solo de las propiedades del helio, pues las propiedades del combustible se consideran constantes), con la función tangente del miembro derecho. Al ser el primer término del miembro derecho de la ecuación (7.21) la solución de un problema de autovalores de Sturm-Liouville (Anexo B), existirán infinitos autovalores, lo cual se corresponde con la solución de la ecuación (7.24).

El modelo descrito se implementó en lenguaje Object Pascal, utilizando el compilador Borland Delphi versión 6.0. Para el cálculo de los autovalores se implementó el método de bisección en cada intervalo donde se cortan ambos miembros de la ecuación (7.24), con una exactitud de  $10^{-6}$ . La cantidad de autovalores considerados en la ecuación (7.21) es tal que la diferencia entre  $\lambda_n R$  y la asíntota de la rama de la tangente correspondiente, sea menor que  $10^{-2}$ .

#### 7.4 Aplicación del modelo analítico al cálculo de la distribución de temperatura dentro del elemento de combustible durante transitorios

Para el análisis de eventos transitorios se realizarán dos pruebas de reducción de flujo másico de refrigerante del sistema de refrigeración principal, sin parada del reactor y sin considerar las características de seguridad inherente de este tipo de reactor:

- Prueba de reducción parcial del flujo másico de refrigerante: En este caso se considerará que el flujo másico de helio se reduce súbitamente mediante el sistema de control, manteniendo la potencia generada en 100 MW. Primero se reducirá el flujo másico al 96%, es decir, de 53.33 a 51.20 kg/m<sup>3</sup>, con el objetivo de conocer la temperatura máxima que alcanza el combustible al reducir un 4% el flujo másico, y conocer el tiempo que tardan las tres bolas críticas en alcanzar un nuevo estado estacionario. A continuación, se analizará cuál es el valor límite al que se puede reducir súbitamente el flujo másico sin que el combustible sobrepase su límite de temperatura, con el objetivo de conocer el valor límite de reducción de flujo másico y el tiempo que tardan las tres bolas críticas en alcanzar la temperatura máxima permitida.
- Prueba de pérdida de refrigeración forzada: En este caso se supondrá que los circuladores de gas que hacen pasar al helio a través del núcleo del reactor se apagan y tardan un determinado tiempo en detenerse, en dependencia de su inercia. Durante este tiempo, el flujo másico de helio

(que en este caso será una función dependiente del tiempo) va disminuyendo y por tanto, la temperatura de los elementos combustibles aumenta paulatinamente. El helio, al pasar con menor velocidad a través de los elementos combustibles, se va calentando también. El objetivo de este estudio es conocer cuánto tiempo tardarían las tres bolas críticas en alcanzar la temperatura máxima permisible a partir de que se apagan los circuladores.

Nótese que estas no son pruebas de pérdida de refrigerante en las cuales se elimina helio del circuito refrigerante primario y se envía a tanques de almacenamiento, provocando la despresurización del núcleo. En nuestro caso la presión del núcleo se mantiene constante pues el helio sigue estando en el circuito de refrigeración primario.

Para la implementación del modelo de cálculo de la temperatura de las bolas durante transitorios, es necesario conocer la densidad y el calor específico de la bola, compuesta por un conjunto de sustancias sólidas, para calcular el valor de  $\alpha$  en la ecuación (7.21). El calor específico se calculó mediante la ecuación:

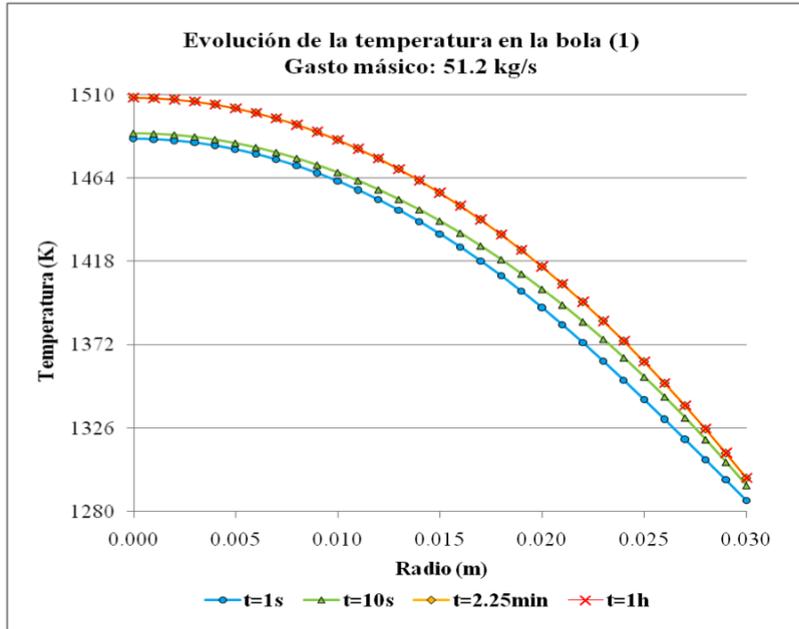
$$C = \frac{\sum_i m_i c_i}{M} \quad (7.25)$$

Donde  $M$  es la masa total del elemento combustible y  $m_i$  y  $c_i$  son la masa y el calor específico respectivamente, de cada región. Los valores de densidad y calor específico de cada región se encuentran en la **Tabla 7.3**. La densidad se calculó dividiendo la masa total y el volumen total de la bola. De esta manera, en el modelo homogéneo la densidad de la bola es  $\rho = 1773.62 \text{ kg/m}^3$  y el calor específico es  $c = 1692.93 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ .

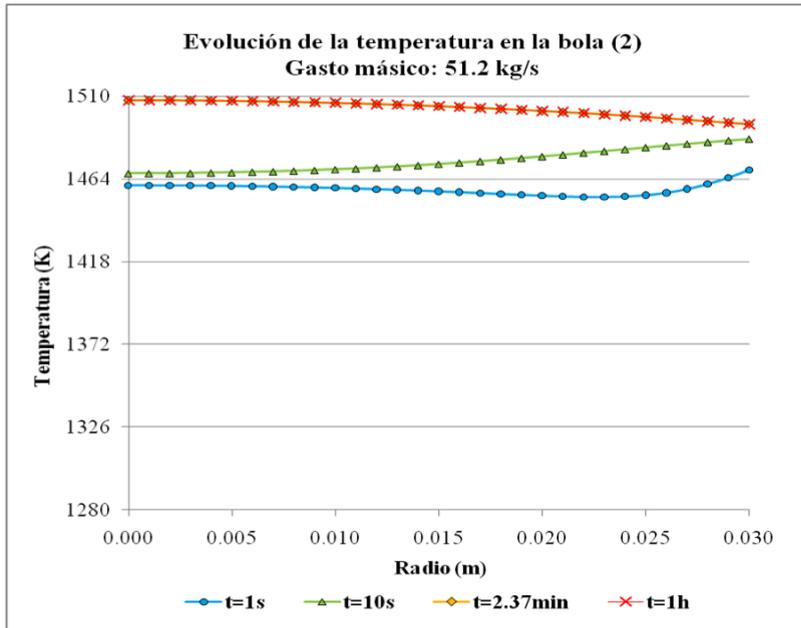
#### ***a) Prueba de reducción parcial de flujo másico de refrigerante***

##### Reducción del flujo másico de refrigerante en 4%:

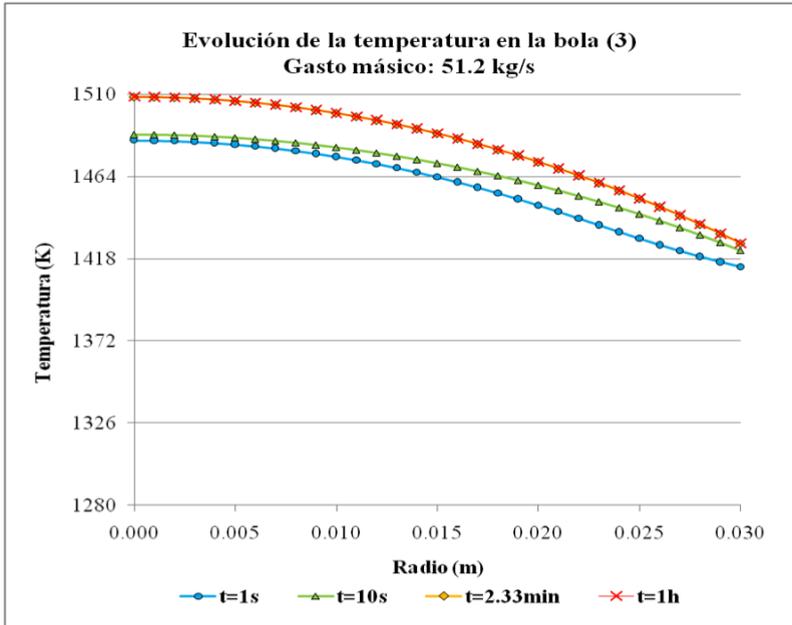
Al reducir el flujo másico en 4%, las bolas van aumentando su temperatura hasta alcanzar un nuevo estado estacionario. La evolución de la distribución temperatura en el interior de las tres bolas estudiadas se muestra en las **Figuras 7.8, 7.9 y 7.10**. La curva amarilla representa la distribución de temperatura en el momento en que se alcanza el nuevo estado estacionario, y para mostrarlo, se ha graficado la distribución de temperatura una hora después de haber disminuido el flujo másico (curva roja).



**Figura 7.8:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) al disminuir un 4% el flujo másico.



**Figura 7.9:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) al disminuir un 4% el flujo másico.



**Figura 7.10: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) al disminuir un 4% el flujo másico.**

En la **Tabla 7.6** se muestran los valores de temperatura en la superficie y el centro de las tres bolas y la temperatura del helio alrededor de ellas en el momento en que se alcanza el nuevo estado estacionario.

**Tabla 7.6: Temperatura del helio y de las bolas en el nuevo estado estacionario.**

Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
Tiempo [s]	135	142	140
$T_{\infty 2}$ [K]	1230.20	1490.14	1400.79
Temperatura en la superficie [K]	1298.55	1494.37	1426.76
Temperatura en el centro [K]	1508.67	1507.91	1508.74

Como se aprecia en las **Figuras 7.8, 7.9 y 7.10**, al reducir el flujo másico un 4% la temperatura de la superficie de los elementos combustibles aumenta súbitamente durante los primeros segundos, y a continuación la temperatura del centro va aumentando hasta que, a los 2 minutos aproximadamente, la distribución de temperatura alcanza un nuevo estado estacionario.

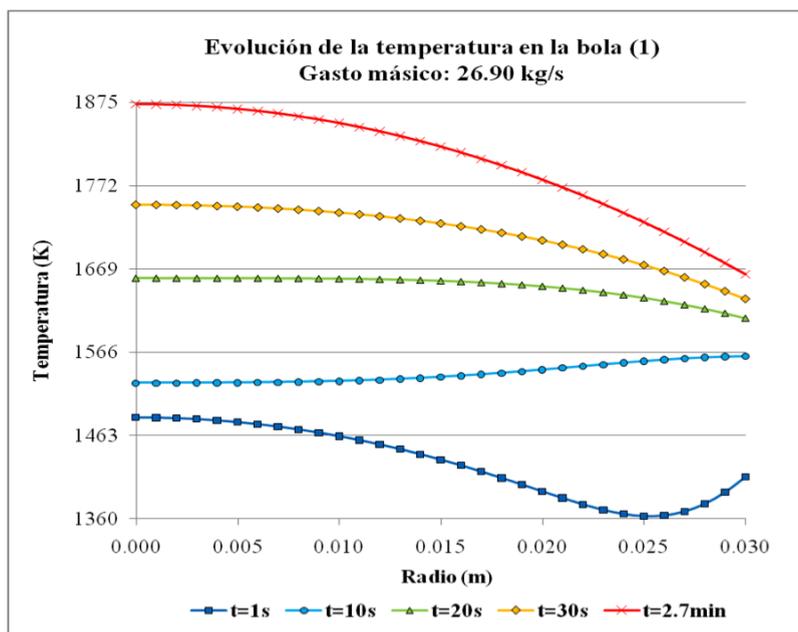
La bola 2 es la que más tarda en alcanzar el nuevo estado estacionario pues, al encontrarse en la zona del núcleo donde el helio tiene las temperaturas más altas

y donde se produce menos energía por unidad de volumen, el salto de temperatura en su superficie es más pronunciado y su perfil de temperatura se distorsiona más que el de las demás. En ninguno de los tres casos la temperatura máxima del combustible supera el límite de temperatura permisible. Estos resultados, como se ha mencionado al inicio de la sección 7.4, se han obtenido sin considerar el efecto Doppler neutrónico, el cual reduciría la potencia generada en la bolas al aumentar la temperatura del refrigerante y por tanto, la temperatura alcanzada por estas sería menor.

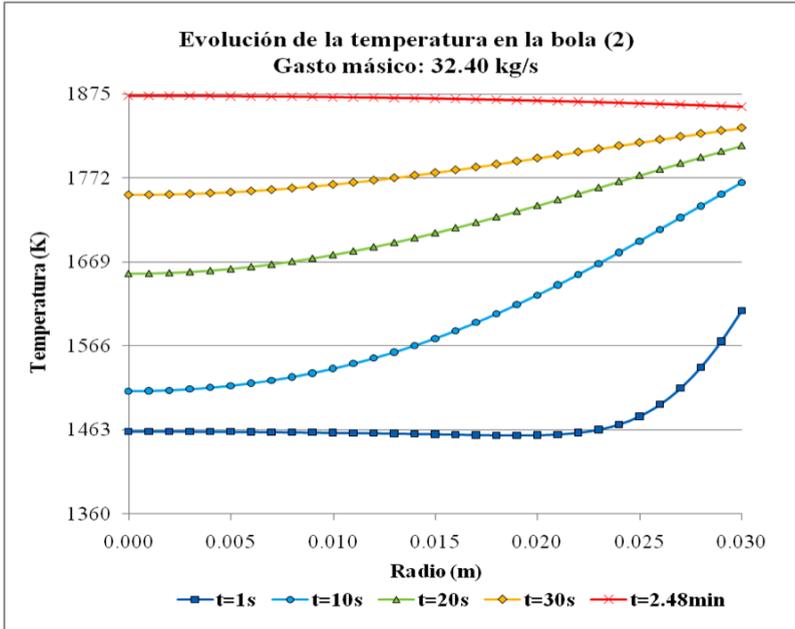
#### Reducción del flujo másico de refrigerante al valor límite:

El flujo másico se redujo hasta valores tales que por encima de ellos, las bolas de combustible analizadas alcanzan un nuevo estado estacionario, y por debajo de ellos, las bolas sobrepasan la temperatura máxima. Con estos valores de gasto másico límite se calculó el tiempo que tardan las bolas en sobrepasar la temperatura máxima.

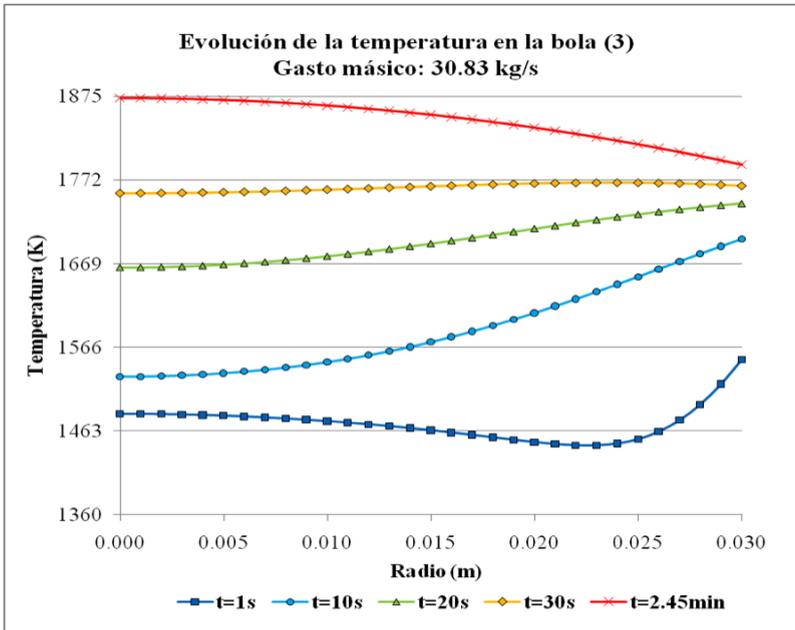
En las **Figuras 7.11**, **7.12** y **7.13** se muestra la evolución de la distribución de temperatura dentro de las tres bolas analizadas al reducir el flujo másico al valor límite. La curva roja representa la distribución de temperatura en el momento en que se alcanza la temperatura máxima dentro de cada bola.



**Figura 7.11: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) al disminuir el flujo másico al valor límite.**



**Figura 7.12: Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) al disminuir el flujo másico al valor límite.**



**Figura 7.13: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) al disminuir el flujo másico al valor límite.**

En la **Tabla 7.7** se muestran los valores de temperatura en la superficie y el centro de las tres bolas y la temperatura del helio alrededor de ellas en el momento en que se alcanza la temperatura límite del combustible.

**Tabla 7.7: Temperatura del helio y de las bolas en el momento en que se alcanza la temperatura límite del combustible.**

Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
Tiempo [s]	162	149	147
$T_{\infty 2}$ [K]	1561.92	1854.03	1756.11
Temperatura en la superficie [K]	1662.94	1859.53	1791.11
Temperatura en el centro [K]	1873.00	1873.00	1873.00

En este caso, la bola 2 es la más crítica pues es la que requiere mayor flujo másico para mantenerse por debajo de la temperatura máxima debido a que se encuentra en la zona del núcleo donde el helio está más caliente. Por tanto, la parada del reactor debe efectuarse antes de que el flujo másico disminuya a 33 kg/s, es decir, antes de que haya una disminución del 38%, y se debe activar el sistema de refrigeración auxiliar para eliminar el calor residual del núcleo después de la parada del reactor. En caso de que el flujo másico disminuya más del 38%, sólo se dispone de 149 segundos para recuperar el flujo o para activar el sistema de refrigeración auxiliar. De haberse considerado el efecto Doppler en los cálculos neutrónicos y termo-hidráulicos, el margen de disminución del flujo másico para efectuar la parada del reactor sería mayor, al igual que el margen de tiempo para recuperar dicho flujo.

### ***b) Prueba de pérdida de refrigeración forzada***

Para esta prueba se considera que los circuladores de gas se apagan al mismo tiempo. A partir de este momento, el flujo másico será una función dependiente del tiempo:

$$\dot{m}(t) = \dot{m}_0 \cdot e^{at} \quad (7.26)$$

Donde  $m_0$  es el flujo másico inicial que pasa por el área transversal correspondiente al anillo donde se encuentran las bolas de interés y  $a$  es un factor que depende del tiempo que tardan los circuladores en detenerse una vez que se apaga el motor eléctrico.

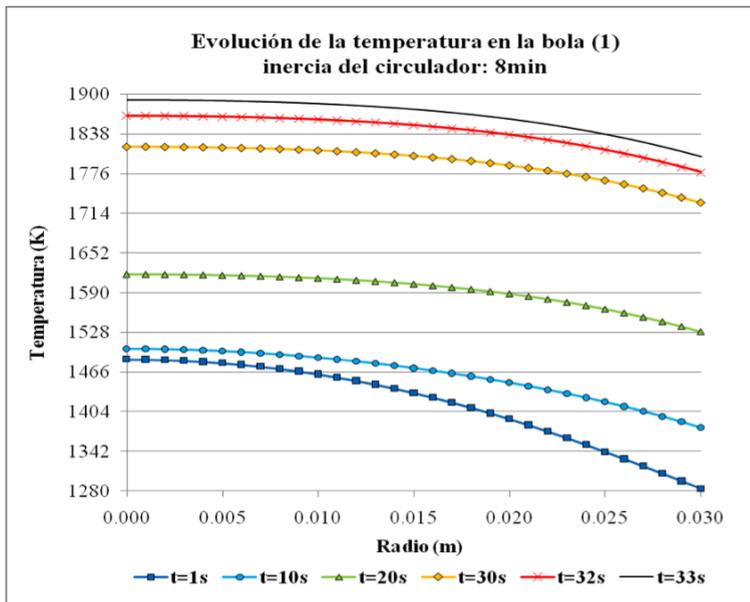
La temperatura del helio alrededor de las bolas ( $T_{\infty 2}$ ) al variar el flujo másico, también dependerá del tiempo:

$$T_{\infty 2}(t) = T_e + \frac{\dot{Q} \cdot e^{a \cdot t}}{m_0 \cdot c_p} \tag{7.27}$$

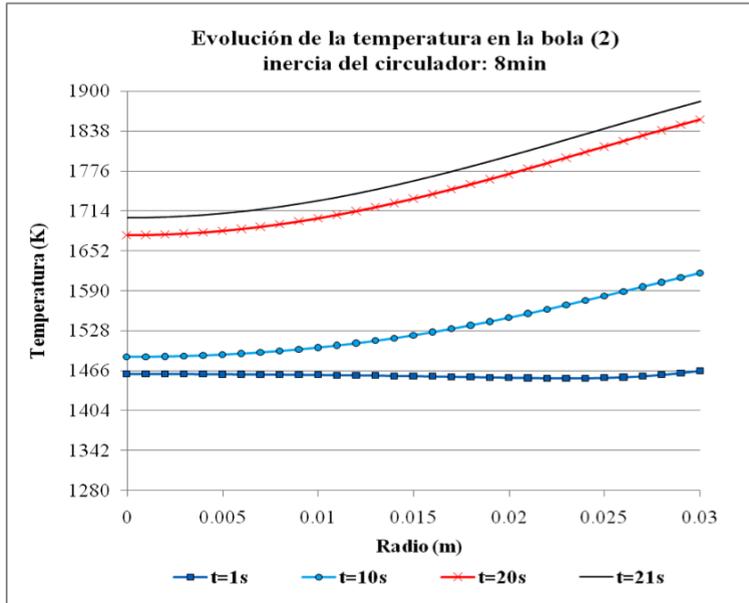
En este caso,  $\dot{Q}$  es la energía extraída en la unidad de tiempo desde que el helio entra al sistema hasta que llega a las bolas de interés. Las propiedades del helio se calcularon teniendo en cuenta la variación del flujo másico en el tiempo. Evidentemente, el tiempo que tarden las bolas en alcanzar la temperatura máxima dependerá del tiempo que tarden los circuladores en detenerse una vez que se apagan. La prueba de pérdida de refrigeración forzada se realizó para tiempos de parada de los circuladores de 8 y 13 minutos.

Considerando que los circuladores tardan 8 minutos en detenerse:

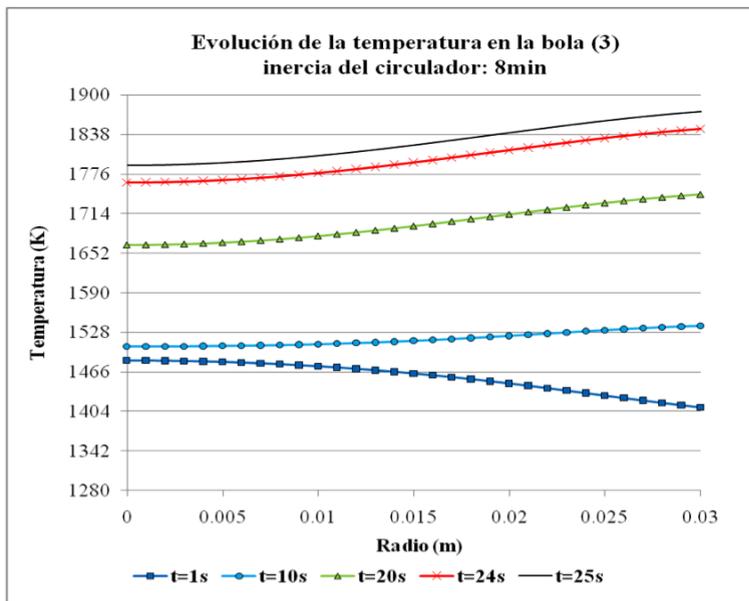
El comportamiento de la temperatura dentro de los tres elementos combustibles estudiados, considerando un tiempo de parada de los circuladores de 8 minutos a partir de que se apaga el motor eléctrico que los mantiene funcionando, se muestra en las **Figuras 7.14, 7.15 y 7.16.**



**Figura 7.14: Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar.**



**Figura 7.15:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar.



**Figura 7.16:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) considerando que los circuladores tardan 8 min en parar.

En la **Tabla 7.8** se muestran los valores de temperatura en la superficie y el centro de las tres bolas y la temperatura del helio alrededor de ellas durante el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible.

**Tabla 7.8: Temperatura del helio y de las bolas en el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible, para una inercia de los circuladores de 8 min.**

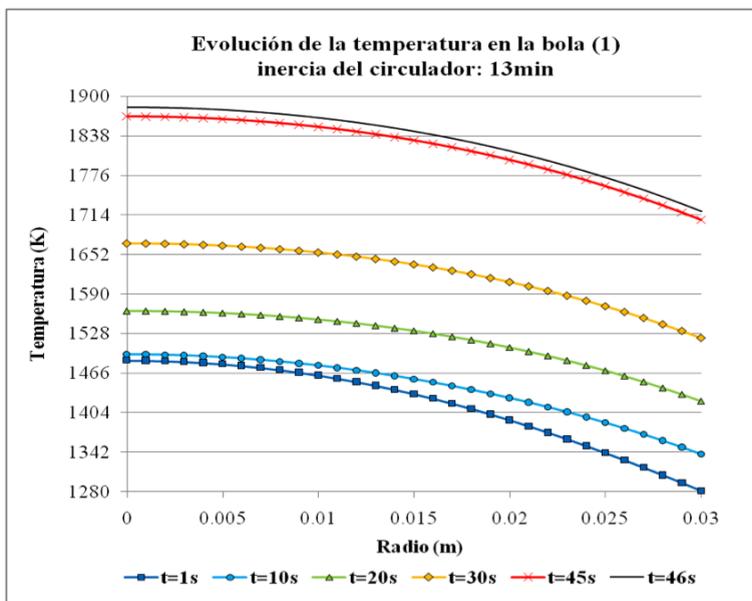
Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
Tiempo [s]	32	20	24
$T_{\infty 2}$ [K]	1712.19	1906.00	1861.29
Temperatura en la superficie [K]	1778.40	1855.80	1846.57
Temperatura en el centro [K]	1866.43	1677.03	1763.16
Tiempo [s]	33	21	25
$T_{\infty 2}$ [K]	1735.84	1935.05	1889.10
Temperatura en la superficie [K]	1803.08	1883.91	1874.05
Temperatura en el centro [K]	1891.57	1703.99	1790.34

Durante los primeros segundos, la temperatura de los elementos combustibles experimenta un mayor aumento en la superficie debido al incremento de la temperatura del helio a su alrededor. A partir de los 10 segundos aproximadamente, la distribución de temperatura se mantiene cualitativamente igual y su valor va aumentando de manera exponencial hasta que se alcanza la temperatura máxima. En la bola 1 se alcanza la temperatura máxima en el centro, mientras que en las bolas 2 y 3 se alcanza en la superficie. Nuevamente la bola 2 es la más crítica pues es la que más pronto alcanza la temperatura límite, esta vez en su superficie, producto de que se encuentra en la zona donde el helio está más caliente.

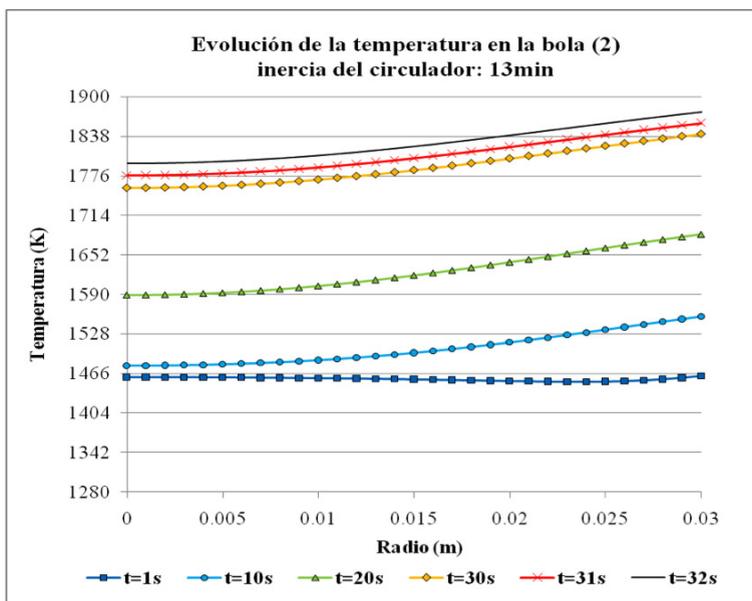
Para un tiempo de inercia de los circuladores de 8 minutos, la parada del reactor debe efectuarse antes de 20 segundos a partir de que se apagan los circuladores. Si se hubiese tenido en cuenta el efecto Doppler, tendríamos un mayor margen de tiempo para realizar la parada del reactor.

Considerando que los circuladores tardan 13 minutos en detenerse:

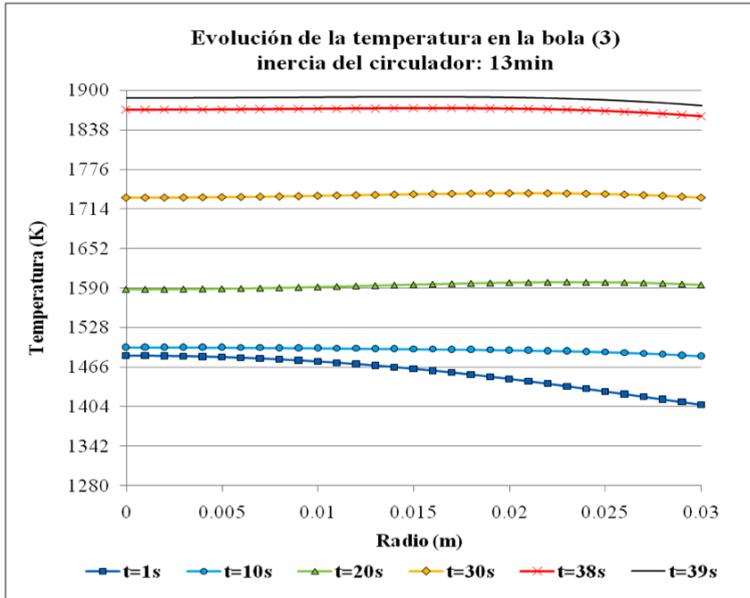
El comportamiento de la temperatura dentro de los tres elementos combustibles estudiados, considerando un tiempo de parada de los circuladores de 13 minutos, se muestra en las **Figuras 7.17, 7.18 y 7.19**.



**Figura 7.17:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (1) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar.



**Figura 7.18:** Evolución de la temperatura dentro de la bola (2) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar.



**Figura 7.19: Evolución de la temperatura dentro de la bola (3) considerando que los circuladores tardan 13 min en parar.**

En la **Tabla 7.9** se muestran los valores de temperatura en la superficie y el centro de las tres bolas y la temperatura del helio alrededor de ellas durante el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible.

**Tabla 7.9: Temperatura del helio y de las bolas en el intervalo de tiempo de 1s en el cual se alcanza la temperatura límite del combustible, para una inercia de los circuladores de 13 min.**

Parámetro	Bola (1)	Bola (2)	Bola (3)
Tiempo [s]	45	31	38
$T_{\infty 2}$ [K]	1617.41	1879.88	1844.56
Temperatura en la superficie [K]	1706.11	1858.80	1859.41
Temperatura en el centro [K]	1868.35	1776.46	1869.59
Tiempo [s]	46	32	39
$T_{\infty 2}$ [K]	1630.27	1897.23	1861.29
Temperatura en la superficie [K]	1720.08	1876.38	1876.65
Temperatura en el centro [K]	1883.21	1795.69	1888.13

En este caso el comportamiento de la temperatura es similar al del caso anterior, solo que al tener los circuladores un tiempo de inercia mayor, las bolas tardan más en alcanzar la temperatura máxima pues el flujo másico en cada segundo es mayor que en el caso anterior. Nuevamente, la bola 2 es la que primero alcanza la temperatura máxima y es por tanto la que define el momento límite en el que debe ser apagado el reactor, en este caso 31 segundos.

En **Tachibana et al., 2003** se realizan dos pruebas experimentales de transitorios con reducción de flujo de refrigerante al HTTR (High Temperature Test Reactor), para demostrar las características de seguridad inherente de los reactores de alta temperatura refrigerados por gas (HTGRs). Estas dos pruebas consisten en 1) disminución del flujo másico de refrigerante al 96% y 2) apagado de uno y dos de sus tres circuladores de gas. Estos transitorios están previstos sin parada de emergencia del reactor.

En el caso de la disminución del flujo al 96%, la temperatura del combustible se eleva alrededor de 20 grados, y al cabo de 20 minutos comienza a disminuir hasta regresar a la temperatura original. Al disminuir el flujo másico de refrigerante aumenta la temperatura del combustible, pero como consecuencia de este aumento de temperatura se inserta reactividad negativa mediante el efecto Doppler, lo cual hace que la potencia del núcleo disminuya y por tanto disminuya también la temperatura del combustible, que es lo que se observa en las pruebas del HTTR. En nuestro caso no se ha tenido en cuenta el efecto Doppler neutrónico y por eso el nuevo estado estacionario se alcanza con una temperatura del combustible más elevada, sin embargo el incremento de 20 grados en la temperatura al disminuir el flujo másico, está en correspondencia con los resultados de nuestra prueba, excepto para la bola 2 que resultó ser la más crítica durante los estados transitorios estudiados.

Al apagar dos de los tres circuladores de gas del HTTR, la temperatura del combustible se eleva súbitamente 20 grados, después disminuye 40 grados exponencialmente, y a partir de los 10 minutos comienza a elevarse hasta alcanzar un nuevo estado estacionario con 10 grados menos de lo que tenía originalmente. En este caso se alcanza un nuevo estado estacionario porque uno de los tres circuladores aún sigue funcionando. Además, la temperatura del combustible en el nuevo estado estacionario no es más elevada que antes debido nuevamente al efecto Doppler. En nuestra prueba, todos los circuladores se apagan y no se tiene en cuenta el efecto Doppler (característica de seguridad inherente a este tipo de reactor), por eso la temperatura del combustible se eleva

en más de 20 grados y sobrepasa el valor máximo permisible en menos de 1 minuto.

## CAPÍTULO VIII

## CÁLCULO DE LA CAÍDA DE PRESIÓN DEL REFRIGERANTE

Uno de los fenómenos que ha de ser estudiado en el reactor es la pérdida de carga asociada al paso del fluido refrigerante a través del lecho. Sin embargo, los cálculos termo-hidráulicos en el núcleo de los reactores de lecho de bolas son bastante complicados si nos proponemos modelar cada bola dentro del núcleo.

La literatura relacionada con la temática del cálculo de la caída de presión en reactores de tipo lecho de bolas considera al núcleo como un medio poroso con un cierto coeficiente de porosidad, y utiliza correlaciones empíricas dependientes de este coeficiente para calcular la caída de presión del refrigerante en el medio poroso (**Gao y Shi, 2002**).

La más completa de estas correlaciones que se utilizan para el cálculo de la caída de presión en reactores de lecho de bolas se encuentra en la Guía de Seguridad Alemana, e incluye la dependencia de dicho factor con el número de Reynolds (**KTA, 1981**):

$$\frac{\Delta P}{\Delta H} = \Psi \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{2\rho} \left( \frac{\dot{m}}{A} \right)^2 \quad (8.1)$$

$$\Psi = \frac{320}{\left( \frac{Re}{1 - \varepsilon} \right)} + \frac{6}{\left( \frac{Re}{1 - \varepsilon} \right)^{0.1}} \quad (8.2)$$

Donde  $\Delta P$  es la caída de presión en [Pa] del helio a su paso por el núcleo,  $H$  es la altura del lecho en [m],  $\Psi$  es el coeficiente de pérdida de presión por fricción,  $\varepsilon$  es la porosidad del lecho,  $d$  es el diámetro de la bola en [m],  $\rho$  es la densidad del helio en [kg/m<sup>3</sup>],  $\dot{m}$  es el gasto másico del helio en [kg/s],  $A$  es el área transversal del núcleo en [m],  $Re$  es el número de Reynolds que se calcula mediante la ecuación (7.17) y  $\eta$  es la viscosidad dinámica del helio en [Pa·s].

Esta correlación es válida dentro del siguiente rango de valores:

$$100 \leq \frac{Re}{(1 - \varepsilon)} \leq 10^5 \quad (8.3)$$

$$0.35 \leq \varepsilon \leq 0.42 \quad (8.4)$$

$$H \geq 5d \quad (8.5)$$

La caída de presión se calculó con el ANSYS CFX y se compararon los resultados con la correlación semiempírica dada por **(8.1)**.

Para la realización del modelo en ANSYS CFX se tuvieron en cuenta las propiedades físicas del helio correspondientes a la correlación semiempírica. Además de los datos de entrada descritos en el capítulo anterior, se tuvieron en cuenta las pérdidas en la dirección axial del núcleo utilizando el modelo de pérdida direccional para medios porosos del ANSYS CFX (**ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>, 2005f**). Para los cálculos con el modelo de pérdida direccional no se tuvo en cuenta la permeabilidad del medio poroso.

Los cálculos se realizaron para la configuración cilíndrica y la prismática con base hexagonal, y para cada una de estas, considerando los dos ordenamientos de bolas estudiados, utilizando las dimensiones del TADSEA y las dimensiones ajustadas en cada uno de los cuatro casos anteriores. En total, son las ocho configuraciones diferentes que se muestran en las **Tablas 8.1a y 8.1b**.

Como se puede observar en las **Tablas 8.1a y 8.1b**, sólo la porosidad del TADSEA y la de la configuración prismática con base hexagonal con dimensiones ajustadas, para una configuración cúbica de las bolas, cumplen con la condición **(8.5)**. Esto se debe a que la correlación semiempírica se obtuvo experimentando en lechos finitos donde las bolas estaban distribuidas aleatoriamente y por tanto, el espacio ocupado por ellas será mayor que el de una configuración compacta hexagonal y menor que el de una distribución inestable como lo es la configuración cúbica (**Zong y Talbot, 1999**). Esto no significa que la correlación no sea aplicable fuera del rango de porosidad que esta exige, sino que no se ha comprobado su validez fuera de este rango. Por este motivo se decidió realizar las pruebas para todos los casos y conservar los resultados para su posterior comprobación en futuros trabajos relacionados con el tema.

En las **Tablas 8.1a y 8.1b** se muestran los resultados de caída de presión obtenidos con el ANSYS CFX y con la correlación semiempírica **(8.1)**.

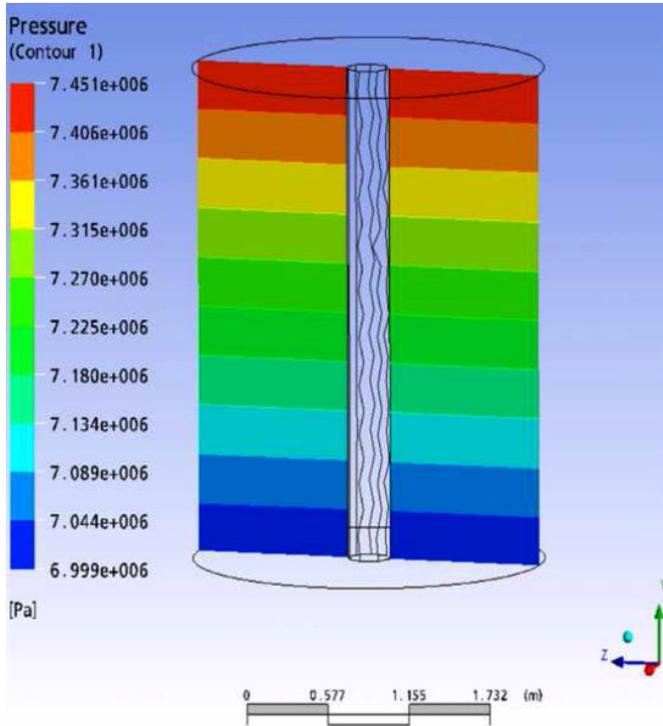
Tabla 8.1a: Resultados de caída de presión.

Parámetro	Cilindro	Prisma hexagonal
<b>Configuración cúbica</b>		
Porosidad	0.470	0.441
Caída de presión ANSYS [Pa]	164107	301756
Caída de presión correlación [Pa]	164506	302093
<b>Configuración compacta hexagonal</b>		
Porosidad	<b>0.352</b>	0.333
Caída de presión ANSYS [Pa]	486703	851547
Caída de presión correlación [Pa]	488960	853689

Tabla 8.1b: Resultados de caída de presión (dimensiones ajustadas).

Parámetro	Cilindro	Prisma hexagonal
<b>Configuración cúbica</b>		
Porosidad	0.426	<b>0.401</b>
Caída de presión ANSYS [Pa]	262418	467508
Caída de presión correlación [Pa]	262965	468420
<b>Configuración compacta hexagonal</b>		
Porosidad	0.304	0.290
Caída de presión ANSYS [Pa]	904285	1496040
Caída de presión correlación [Pa]	906272	1500567

En la **Figura 8.1** se puede observar la variación de la presión del helio, que circula de arriba hacia abajo en el núcleo del TADSEA.



**Figura 8.1: Perfil de presión del refrigerante.**

Comparando el valor de caída de presión del TADSEA calculado con la correlación semiempírica (8.1) y el obtenido con ANSYS CFX, se observa que existe una gran similitud entre ambos, por lo que en lo adelante utilizaremos dicha correlación para los cálculos de caída de presión del TADSEA. Para los demás casos mostrados en las tablas anteriores, si queremos asegurar que la correlación (8.1) se cumple fuera del rango de porosidad dado por (8.4), será necesario hacer la modelación de una geometría simplificada del lecho de bolas equivalente al medio poroso considerado.

### CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

#### Conclusiones

En el presente trabajo se ha realizado el diseño conceptual del TADSEA, que es un sistema controlado por un acelerador, de tipo lecho de bolas refrigerado por helio, para la transmutación de elementos transuránicos provenientes del combustible nuclear gastado de las centrales nucleares convencionales de agua ligera y la producción de hidrógeno mediante el ciclo termoquímico I-S o la electrólisis de alta temperatura.

Se desarrolló un método analítico para determinar el número de elementos combustibles esféricos que caben dentro de la vasija de un reactor o un ADS, que permitió el cálculo de la fracción de empaquetamiento real del lecho de bolas del núcleo del TADSEA a partir de las dimensiones de la vasija y del blanco de espalación. Los resultados mostraron que la fracción de empaquetamiento real es menor que la que se había considerado en los cálculos neutrónicos de estudios anteriores, y que no se puede producir la potencia deseada de 100 MW con el diseño que se había hecho del TADSEA hasta ahora, por lo que se consideraron dos opciones para su diseño neutrónico: A) mantener la masa original de combustible por bola de 1.5 g y aumentar el ancho del reflector a 100 cm; B) mantener el ancho original del reflector de 60 cm y disminuir la masa de combustible por bola a 1 g. Se realizó la modelación computacional neutrónica del dispositivo mediante el código MCNPX, se estudió la variación de los isótopos peligrosos al final del ciclo de combustible de 99 días y se eligió la opción A pues, además de ser la opción más sencilla de implementar, con esta se obtiene una potencia mucho mayor de 100 MW, lo cual permitiría alargar los ciclos de quemado y lograr una mayor reducción de los isótopos peligrosos. Con esta opción, la masa total de Pu disminuye un 78.4%, la de AM un 34% y la de Pu+AM un 73.7%, lo cual demuestra la capacidad de transmutación del TADSEA.

Con las nuevas características de diseño del TADSEA, se obtuvieron los perfiles de densidad de potencia axiales y radiales para los tres estados de trabajo del sistema: IL, BOC y EOC. El perfil axial de densidad de potencia para IL es simétrico, sin embargo, para BOC y EOC los perfiles axiales de densidad de potencia no son simétricos sino que presentan una disminución en la parte inferior del núcleo debido al quemado del combustible. Para obtener perfiles con una mayor uniformidad para BOC y EOC, sin deteriorar

## CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

---

considerablemente el perfil de IL, se desplazó la fuente de neutrones hacia abajo a lo largo del eje axial central del núcleo. Se obtuvieron los perfiles de densidad de potencia y se calcularon los factores de pico para cuatro posiciones distintas de la fuente. Los resultados mostraron que la mejor posición para el blanco de espalación es la que había sido considerada en el diseño inicial del dispositivo, en el centro mismo del eje axial del núcleo, pues en esta posición se obtienen los valores del factor de pico segundos en orden ascendente para IL y BOC.

Se calcularon los parámetros termo-hidráulicos de la instalación para garantizar valores de 950°C de temperatura del refrigerante (gas helio) a la salida del núcleo, y se obtuvieron los perfiles de temperatura del mismo para los tres estados de trabajo del sistema (IL, BOC y EOC), a partir de los perfiles de densidad de potencia axial obtenidos de los cálculos neutrónicos. La modelación se realizó con el software ANSYS CFX, introduciendo los perfiles de densidad de potencia axial, radial y axial-radial como valores discretos promediados en cada zona del núcleo, tal como se obtuvieron con el MCNPX para los tres estados del sistema estudiados. Los resultados mostraron una adecuada correspondencia entre los perfiles de temperatura y los perfiles axiales de densidad de potencia, además de la posibilidad de obtener la temperatura deseada del refrigerante a la salida del núcleo para la producción de hidrógeno.

Para garantizar la integridad de los elementos combustibles durante la operación normal del sistema se consideraron dos modelos físicos: un modelo homogéneo que considera a las bolas de combustible como esferas compuestas por una mezcla homogénea de todos los materiales de las partículas TRISO y el grafito de la matriz y del moderador, y un modelo no homogéneo que considera a las bolas compuestas por una esfera interna compuesta por una mezcla homogénea de los materiales de las partículas TRISO y la matriz de grafito, rodeada de una capa de grafito como moderador. Para cada modelo físico se desarrolló un modelo matemático para obtener la distribución de temperatura dentro de tres tipos de elementos combustibles considerados como críticos debido a su ubicación en determinadas zonas del núcleo: zona donde más potencia se genera por unidad de volumen, zona donde el helio presenta las más altas temperaturas y zona donde se genera una potencia por unidad de volumen relativamente alta y a su vez el helio tiene una temperatura relativamente alta. Se compararon los resultados de ambos modelos y se comprobó que la temperatura máxima que alcanzan las bolas durante el estado estacionario, es menor que la temperatura límite de este tipo de combustible para los dos modelos estudiados, siendo la bola que se encuentra en la zona de mayor densidad de potencia la que alcanza

## CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO

---

la mayor temperatura. Con el modelo heterogéneo se obtienen temperaturas en el centro de las bolas más altas que en el modelo homogéneo. De los dos modelos estudiados, el más realista es el no homogéneo, y sus resultados se corresponden con estudios realizados por otros autores.

También se estudiaron estados transitorios con disminución del flujo másico de refrigerante y con pérdida de la refrigeración forzada sin parada del reactor y sin considerar las características de seguridad inherente de este tipo de reactor, para analizar la evolución de la temperatura dentro de las bolas críticas, en el tiempo. Para esto se utilizó el modelo homogéneo debido a su sencillez. Durante los eventos transitorios estudiados, la bola más crítica resultó ser la que se encuentra en la zona donde el helio está más caliente: al disminuir el flujo másico de refrigerante, es la que tarda más en alcanzar un nuevo estado estacionario y la que presenta un límite de disminución de flujo másico mayor, y al perderse la refrigeración forzada, es la que más pronto alcanza la temperatura límite del combustible. Los resultados del aumento súbito de la temperatura del combustible son semejantes a los reportados por otros autores.

Como parte del diseño preliminar de los parámetros termo-hidráulicos de una planta de producción de hidrógeno y a partir de los resultados del cálculo del número de elementos combustibles, se realizó el cálculo de la caída de presión del helio a su paso por el núcleo del TADSEA mediante el software ANSYS CFX, utilizando el modelo de pérdida direccional para medios porosos, y también mediante la correlación semiempírica de la Guía de Seguridad Alemana (KTA, 1981). Ambos resultados se compararon entre sí mostrando una adecuada correspondencia.

### Trabajo Futuro

El diseño preliminar neutrónico y termo-hidráulico del TADSEA, realizado en el presente trabajo, sienta las bases para futuros estudios más detallados sobre el tema. Teniendo en cuenta los resultados del presente trabajo, se propone perfeccionar el diseño del TADSEA en los siguientes aspectos:

- Considerar la fuente de neutrones móvil para obtener perfiles de densidad de potencia uniformes durante los estados BOC y EOC.
- Elaborar un modelo detallado del elemento combustible que tenga en cuenta el salto térmico entre las partículas TRISO y la matriz de grafito, para comprobar que las partículas TRISO no alcanzan su temperatura límite permisible.

## **CONCLUSIONES Y TRABAJO FUTURO**

---

- En los modelos termo-hidráulicos del elemento combustible, considerar la dependencia de las propiedades térmicas del combustible con la temperatura, y la variación de la generación volumétrica de energía con la temperatura y el tiempo debido al efecto Doppler neutrónico. Para tener en cuenta el efecto Doppler neutrónico se deberán realizar los cálculos neutrónicos con el MCNPX durante transitorios y combinarlos con los cálculos de la distribución de temperatura dentro de los elementos combustibles.
- Aplicar los modelos termo-hidráulicos al análisis de estados transitorios con pérdida de refrigerante (LOCA).
- Realizar un modelo más realista de la planta teniendo en cuenta las pérdidas del circuito que incluye al TADSEA y del circuito que conecta con la planta de producción de hidrógeno.
- Realizar el análisis de convección natural en el núcleo, con o sin acelerador, aplicando códigos termohidráulicos como el RELAP.
- Realizar un estudio de la temperatura que alcanza el blanco de espalación en el TADSEA, para poder garantizar la adecuada refrigeración de los materiales de la ventana.

### **PUBLICACIONES Y EVENTOS CIENTÍFICOS**

Los resultados de este trabajo han sido publicados en revistas de alto impacto, y presentados en diversos eventos científicos internacionales.

#### **Publicaciones**

- Calculation of the packing fraction in a pebble-bed ADS and redesigning of the Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications.  
Nuclear Engineering and Design (in press).
- Performance of a Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Application.  
Progress in Nuclear Energy 53 (2011), 1151-1158.
- Application of gas-cooled Accelerator Driven System (ADS) transmutation devices to sustainable nuclear energy development.  
Nuclear Engineering and Design 241 (2011) 2288-2294.
- Integración de sistemas de lechos de bolas en poligeneración incluyendo eliminación de residuos radiactivos.  
Nuclear España, Revista de la Sociedad Nuclear Española. Septiembre 2009: 17-20.

#### **Eventos científicos**

- Advances in the Conceptual Design of a Gas-Cooled Accelerator Driven System (ADS) Transmutation Devices to Sustainable Nuclear Energy Development.  
INAC 2011. International Nuclear Atlantic Conference. XVII meeting on Nuclear Reactor Physics and Thermal Hydraulics. ENFIR XVII. Belo Horizonte, MG, Brasil, del 24 al 28 de Octubre, 2011. ISBN: 978-85-99141-04-5.
- Analysis of the packing fraction influence in the parameters of a Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications.  
WONP 2011. XIII Workshop on Nuclear Physics. VII International Symposium on Nuclear and Related Techniques NURT 2011. La Habana,

Cuba, del 6 al 8 de Febrero, 2011. ISBN 978-959-7136-79-8. Copyright 2011 InSTEC-CEADEN.

- Performance of a Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications.

INAC 2009. International Nuclear Atlantic Conference. Innovations in Nuclear Technology for a Sustainable Future. ENFIR XVI. Rio de Janeiro, Brasil, del 27 de Septiembre al 2 de Octubre, 2009.

- Possible Transmutation Strategies based on gas-cooled Pebbled Bed ADS systems for nuclear fuel cycle.

WONP 2009. XII Workshop on Nuclear Physics. VI International Symposium on Nuclear and Related Techniques NURT 2009. La Habana, Cuba, del 9 al 12, de Febrero, 2009. ISBN 978-959-7136-62-0. Copyright 2009. InSTEC-CEADEN.

- Transmutation and Hydrogen Generation Schemes based on Gas-Cooled Pebble Bed Accelerator Driven Systems.

ICENES 2009. 14th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems. Lisboa, Portugal, del 29 de Junio al 3 de Julio, 2009. ISBN: 978-989-96542-1-1.

Abánades A, García C, García L, Escrivá A, Pérez-Navarro A, Rosales J. Application of gas-cooled Accelerator Driven System (ADS) transmutation devices to sustainable energy development. *Nuclear Engineering and Design*. 2011; 241: 2288-2294.

Abánades A, García C, García Fajardo L, Escrivá A, Pérez-Navarro A, Rosales J. Integración de sistemas de lechos de bolas en poligeneración incluyendo eliminación de residuos radiactivos. *Nuclear España, Revista de la Sociedad Nuclear Española*. Septiembre del 2009; 299: 17-20.

Abánades A, Pérez-Navarro A. Engineering design studies for the transmutation of nuclear wastes with a gas – cooled pebble-bed ADS. *Nuclear Engineering and Design*. 2007; 237: 325-333.

Abánades, A, Buono, S, Castro, A, Maciocco, L, Moreau. V Status report of the preliminary design of the proton target window for a low-power ADS prototype. Internal report, 1999, LAESA-UI/99-16/23-VI.

Abdelouas A, Noirault S, Grambow B. Immobilization of inert TRISO-coated fuel in glass for geological disposal. *Journal of Nuclear Materials*. 2006; 358: 1-9.

Abderrafi M, Kloosterman J L, Van Rooijen W F G, Gougar H D, Terry W K. Investigations of bounds on particle packing pebble-bed high temperature reactors. *Nuclear Engineering and Design* 2006; 236: 669-676.

Ackreman J, Johnson T, Chow L, Carls E, Hannum W, Laidler J. Treatment of Wastes in the IFR Fuel Cycle. *Progress in Nuclear Energy*. 1997; 31 (1/2): 141-154.

Aït Abderrahim H, Galambos J, Gohar Y, Henderson S, Lawrence G, et al. Accelerator and Target Technology for Accelerator Driven Transmutation and Energy Technology. DOE sponsored White Paper on Technology for Accelerator Driven Systems. FERMILAB-FN-0907-DI, LA-UR-10-06754. September, 2010.

## REFERENCIAS

---

Anderson J. Computational Fluid Dynamics, the basics with applications. New York: McGraw-Hill, Inc., 1995.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX-Post, Release 10.0; 2005a.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX-Pre, Release 10.0; 2005b.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX-Solver Manager, Release 10.0; 2005c.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX-Solver, Release 10.0: Modelling; 2005d.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX, Release 10.0: Installation and Overview; 2005e.

ANSYS Europe Ltd<sup>®</sup>. ANSYS CFX, Release 10.0: Theory; 2005f.

Baher H D, Stephan K. Heat and Mass Transfer, 2nd Ed. Berlin, Hiedelberg. New York: Springer-Verlag, 2006.

Bauer G (Forschungszentrum Julich in der Helmholtz Gemeinschaft). Target Design and Technology for Research Spallation Neutron Sources. School on Physics, Technology and Applications of ADS. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, October 19-30, 2007.

Baxter A, Rodriguez C. The Application of Gas-Cooled Reactor Technologies to the transmutation of Nuclear Waste. Progress in Nuclear Energy. 2001; 38(1-2):81-105.

Bejan A, Kraus A. Heat Transfer Handbook, Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2003.

Bing L, Tongxiang L, Chunhe T. A review of TRISO-coated particle nuclear fuel performance models. Rare Metals. 2006; 25: 337.

Boer B, Kloosterman J, Lathouwers D, van der Hagen, T. In-core fuel management optimization of pebbled bed reactors. Annals of Nuclear Energy. 2009; 36: 1049-1058.

## REFERENCIAS

---

Brown L, Besenbruch G, Lentsch R, Schultz K, Funk J, Pickard P, et al. High Efficiency Generation of Hydrogen Fuels Using Nuclear Power. Final technical report for the period August 1, 1999 through September 30, 2002. GA-A24285, Rev. 1, 2003.

CEA (Commissariat à l'énergie atomique). Gas-cooled nuclear reactors. e-den, A monograph of the Nuclear Energy Directorate. Paris: CEA Saclay et Groupe Moniteur (Éditions du Moniteur), 2006.

Cho N, Yu H, Kim J. Two-temperature homogenized model for steady-state and transient thermal analyses of a pebble with distributed fuel particles. *Annals of Nuclear Energy*. 2009; 36: 448-457.

Conway J H, Sloane N J A. *Sphere Packings, Lattices and Groups*, 3rd Ed. New York: Springer-Verlag, 1999.

Coxeter H. Close Packing of Equal Spheres. Section 22.4 in *Introduction to Geometry*, 2nd ed. New York: Wiley, 1961.

Dulera I, Sinha R. High temperature reactors. *J Nuclear Materials*. 2008; 383: 183-188.

Elder R, Allen R. Nuclear heat for hydrogen production: Coupling a very high/high temperature reactor to a hydrogen production plant. *Progress in Nuclear Energy*. 2009; 51: 500-525.

ERM Energy, Environmental Resources Management Limited. *Dilemma Study: Study of the Contribution of Nuclear Power to the Reduction of Carbon Dioxide Emissions from Electricity Generation*. Commission of the European Communities: Directorate General XVII; July 1999.

Fazio C (Forschungszentrum Karlsruhe) Key Note Lecture: Why Partitioning & Transmutation (P/T)? ... and how to implement it. School on Physics, Technology and Applications of ADS. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, October 19-30, 2007.

Ferziger J, Perić M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*, 3rd Ed. New York: Springer-Verlag, 2002.

## REFERENCIAS

---

Fokuda K, Kashimura S, Tobita T, Kikuchi T. Irradiation behaviour of HTGR coated particle fuel at abnormally high temperature. Nuclear Engineering and Design. 1995; 157: 221-230.

Gao Z, Shi L. Thermal hydraulic calculation of the HTR-10 for the initial and equilibrium core. Nuclear Engineering and Design. 2002; 218: 51-64.

García L, Pérez J, García C, Escrivá A, Rosales J, Abánades A. Calculation of the packing fraction in a pebble-bed ADS and redesigning of the Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Applications. Nuclear Engineering and Design (in press). 2012.

García C, Rosales J, García L, Pérez-Navarro A, Escrivá A, Abánades A, Performance of a Transmutation Advanced Device for Sustainable Energy Application. Progress in Nuclear Energy. 2011; 53: 1151-1158.

Glasstone S, Sesonske A. Ingeniería de Reactores Nucleares. Barcelona: Reverté S.A.; 1990.

Gulol O, Colak U, Yildirim B. Performance analysis of TRISO coated fuel particles with kernel migration. J Nuclear Materials. 2008; 374: 168-177.

Haberman R. Elementary Applied Partial Differential Equations. New Jersey 07632: Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1987.

Hino R, Haga K, Aita H, Sekita K. R&D on hydrogen production by high-temperature electrolysis of steam. Nuclear Engineering and Design. 2004; 233: 363-375.

IAEA, International Atomic Energy Agency. Power Reactor Information System (PRIS), the database on Nuclear Power Reactors. [en línea] <<http://www.iaea.org/pris>> [consulta: 03 Julio 2012].

IAEA, International Atomic Energy Agency. Nuclear Power Reactors in the World. IAEA-RDS-2/31. Vienna, June, 2011.

## REFERENCIAS

---

IAEA, International Atomic Energy Agency. Status of Small Reactor Designs Without On-Site Refuelling. IAEZ-TECDOC-1536, January, 2007.

IAEA, International Atomic Energy Agency. Accelerator driven systems: Energy generation and transmutation of nuclear waste. IAEA-TECDOC-985, November 1997.

IAEA, International Atomic Energy Agency. Status Report on actinide fission product transmutation studies. IAEA-TECDOC-948, June 1997.

IEA, International Energy Agency. Key World Energy Statistics; 2011.

IEA, International Energy Agency. Energy to 2050, Scenarios for a Sustainable Future; 2003.

Ju J, Uddin R. 3D Thermal Modeling of TRISO Fuel Coupled with Neutronic Simulation. International Congress on Advance in Nuclear Power Plants meeting. LA-UR-10-00442. United States, January, 2010.

Kok K. Nuclear Engineering Handbook. Boca Raton: CRC Press, 2009.

Kreith F, West R. Fallacies of a hydrogen economy: a critical analysis of hydrogen production and utilization. J Energy Resources Technology Transactions of the ASME. 2004; 126: 249-256.

KTA. Safety Standards of the Nuclear Safety Standard Commission. KTA3102.2, Reactor Core Design of High-Temperature Gas-Cooled Reactors, Part 2: Heat Transfer in Spherical Fuel Elements. Geschäftsstelle des Kerntechnischen Ausschusses beim Bundesamt für Strahlenschutz, June, 1983.

KTA. Safety Standards of the Nuclear Safety Standard Commission. KTA3102.3, Reactor Core Design of High-Temperature Gas-Cooled Reactors, Part 3: Loss of Pressure through Friction in Pebble Bed Cores. Geschäftsstelle des Kerntechnischen Ausschusses beim Bundesamt für Strahlenschutz, March, 1981.

KTA. Safety Standards of the Nuclear Safety Standard Commission. KTA3102.1, Reactor Core Design for High-Temperature Gas-Cooled Reactor,

## REFERENCIAS

---

Part 1: Calculation of the Material Properties of Helium. Geschäftsstelle des Kerntechnischen Ausschusses beim Bundesamt für Strahlenschutz, June, 1978.

Kubo S, Nakahima H, Kasahara S, Higashi S, Masaki T, Abe H, et al. A demonstration study on a closed-cycle hydrogen production by the thermochemical water-splitting iodine-sulphur process. *Nuclear Engineering and Design*. 2004; 233: 347-354.

Laidler J, Burris L, Collins E, Duguid J, Henry R, Hill J, et al. Chemical Partitioning Technologies for an ATW System. *Progress in Nuclear Energy*. 2001; 38: 65-79.

Leray S. (CEA-Centre D'Etudes Nucleaires de Saclay) Nuclear Reactions and Related Data Libraries at High Energies. School on Physics, Technology and Applications of ADS. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, October 19-30, 2007.

Linares J, Moratilla B. El hidrógeno y la energía. Análisis de situación y prospectiva de nuevas tecnologías energéticas. Colección: Avances de Ingeniería. Asociación Nacional de Ingenieros del ICAI, 2007.

Maki J, Petti D, Knudson D, Miller G. The challenges associated with high burnup, high temperature and accelerated irradiation for TRISO-coated particle fuel. *J Nuclear Materials*. 2007; 371: 270-280.

McKinney G, et al. MCNPX 2.6.X Features, 2006-2007. LA-UR-07-2053.

McKinney G, et al. MCNPX Features for 2006. LA-UR-06-8079.

Minato K, Ogawa T, Koya T, Sekino H, Tomita T. Retention of fission product caesium in ZrC-coated fuel particles for high-temperature gas-cooled reactors. *J Nuclear Materials*. 2000; 279: 181-188.

Morita K, Maschek W, Flad M, Yamano H, Tobita Y. Thermophysical Properties of Lead-Bismuth Eutectic Alloy in Reactor Safety Analyses. *J Nuclear Science and Technology*. 2006; 43(5): 526-536.

## REFERENCIAS

---

Mueller A (National Institute for Nuclear Physics and Particle Physics of CNRS). Accelerators for ADS: Science, Technology and Design. School on Physics, Technology and Applications of ADS. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, October 19-30, 2007.

Mueller A. Nuclear waste incineration and accelerator aspects from the European PDS-XADS study. *Nuclear Physics A*. 2005; 751: 453c–468c.

NEA, Nuclear Energy Agency. Nuclear Energy. Physics and Safety of Transmutation Systems. A Status Report. Organisation for Economic Co-Operation and Development; NEA No. 6090, 2006a.

NEA, Nuclear Energy Agency. Advanced Nuclear Fuel Cycles and Radioactive Waste Management. Organisation for Economic Co-Operation and Development; NEA No. 5990, 2006b.

NEA, Nuclear Energy Agency. Radioactive Waste Management. Stepwise Approach to Decision Making for Long-term Radioactive Waste Management. Experiences Issues and Guiding Principles. Organisation for Economic Co-Operation and Development; NEA No. 4429, 2004b.

NEA, Nuclear Energy Agency. Nuclear Development. Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Fuel Cycles. A comparative Study. Organisation for Economic Co-Operation and Development; 2002.

Nickel H, Nabielek H, Pott G, Mehner A. Long time experience with the development of HTR fuel elements in Germany. *Nuclear Engineering and Design*. 2002; 217: 141-151.

Olander D. Nuclear Fuels-Present and Future. *Journal of Nuclear Materials*. Proceedings of the Twelfth Symposium on Thermochemistry and Thermophysics of Nuclear Materials. 2009; 389-1:1-22.

Prael R E, Lichtenstein H. Use guide to LCS: The LAHET Code System, Group X-6. MSB226. Los Alamos National Laboratory, 1989.

## REFERENCIAS

---

Richards M, Shenoy A, Brown L, Buckingham R, Harvego E, Peddicord K, et al. H2-MHR Pre-Conceptual Design Report: SI-Based Plant. Final Technical Report for the Period September 2002 through September 2005. US DOE. Contract No. DE-FG03-02SF22609/A000. General Atomics Project 30165. GA-A25401, 2006.

Richter C, Viljoen H J, Rensburg N F J V. Effective Thermal Conductivity Estimates of Particulate Mixtures. Papers in Reaction Kinetics. Paper 5, 2003. <<http://digitalcommons.unl.edu/chemengreaction/5>>.

Rosales J. Diseño Conceptual de un Sistema Manejado por un Acelerador, refrigerado por gas, que emplea combustible TRISO, para la transmutación de desechos nucleares y la producción de energía [tesis final de carrera]. Instituto Superior de Tecnología y Ciencias Aplicadas, La Habana, Cuba; 2008.

Salvatores M. Fuel cycle Strategies for the Sustainable development of nuclear energy: The role of accelerator driven systems. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 2006; 562: 578-584.

Salvatores M. Nuclear fuel cycle strategies including Partitioning and Transmutation. Nuclear Engineering and Design. 2005; 235: 805-816.

Satyamurthy P. Thermal Hydraulic of Heavy Liquid Metal Target for ADS. School on Physics, Technology and Applications of ADS. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Italy, October 19-30, 2007.

School of Chemistry. University of Bristol. Web Projects, 2002. <<http://www.chm.bris.ac.uk/webprojects2002/crabb/modern.html>>

STAR-CD. Version 3.05 Manuals' Computational Dynamics, 1996.

Tachibana Y, Nakagawa S, Takeda T, Saikusa A, et al. Plan for first phase of safety demonstration tests of the High Temperature Engineering Test Reactor. Nuclear Engineering and Design. 2003; 224: 179-197.

Talamo A, Gudowski W. Adapting the deep burn in – core fuel management strategy for the gas turbine-modular helium reactor to a uranium-thorium fuel. Ann Nuclear Energy. 2005; 32: 1750-1781.

## REFERENCIAS

---

Talamo A, Gudowski W, Venneri F. The burnup capabilities of the Deep Burn Modular Helium Reactor analyzed by the Monte Carlo Continuous Energy Code MCB. *Ann Nuclear Energy*. 2004; 31: 173-196.

Tang C, Tang Y, Zhu J, Zou Y, Li Y, Ni X. Design and manufacture of the fuel element for the 10 MW high temperature gas-cooled reactor. *Nuclear Engineering and Design*. 2002; 218: 91-102.

The European Technical Working group on ADS. A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration, April 2001.

The MCNPX Team. MCNPX User's Manual version 2.5.0. Los Alamos National Laboratory, LA-CP-05-0369; April 2005.

Thomas, Steve. The Pebble Bed Modular Reactor: An obituary. *Energy Policy*. 2011; 39: 2431-2440.

Tian J. A new ordered bed modular reactor concept. *Ann Nuclear Energy*. 2007; 34: 297-306.

U.S. DOE, Department of Energy. Accelerator and Target Technology for Accelerator Driven Transmutation and Energy Production. FERMILAB-FN-0907-DI, LA-UR-10-06754; September, 2010.

U.S. DOE, Department of Energy. The U.S. Generation IV Implementation Strategy. Preparing for Tomorrow's Energy Needs. 03-GA50439-06; September 2003.

U.S. DOE, Department of Energy. A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems. Ten Nations Preparing for Tomorrow's Energy Needs. GIV-002-00; December 2002.

U.S. DOE, Department of Energy. Progress Report for Hydrogen, Fuel Cells, and Infrastructure Technologies Program. Energy Efficiency and Renewable Energy. Office of Hydrogen, Fuel Cells, and Infrastructure Technologies. FY 2002; November 2002.

## REFERENCIAS

---

U.S. NUREG, Nuclear Regulatory Commission. TRISO-Coated Particle Fuel Phenomenon Identification and Ranking Tables (PIRTs) for Fission Product Transport Due to Manufacturing, Operations, and Accidents. Office of Nuclear Regulatory Research; NUREG/CR-6844, Vol. 1, 2004.

Veneri F, Baxter A, McEachern D, Rodriguez C, Fikani M, Kuzminski J et al. Deep Burn Transmutation. A Practical Approach to the Destruction of Nuclear Waste in the Context of Nuclear Power Sustainability. General Atomics AAA Program, December 19, 2001.

Vidal-Quadras A. Encrucijada energética en Europa. Sociedad Nuclear Española. 2012; 328: 22-26.

Wesseling P. Principles of Computational Fluid Dynamics. New York: Springer-Verlag, 2001.

Zong C, Talbot J. Sphere Packings. New York: Springer-Verlag, 1999.

## CÁLCULO DEL NÚMERO DE BOLAS QUE CABEN DENTRO DE UNA VASIJA

El objetivo de este anexo es ofrecer una explicación detallada del método geométrico desarrollado en el Capítulo IV para determinar la máxima cantidad de esferas enteras que caben en volúmenes con las siguientes geometrías y disposiciones de bolas:

Geometría del volumen:

- Prisma con base hexagonal
- Cilindro

Configuración del lecho de bolas:

- Cúbica.
- Compacta hexagonal.

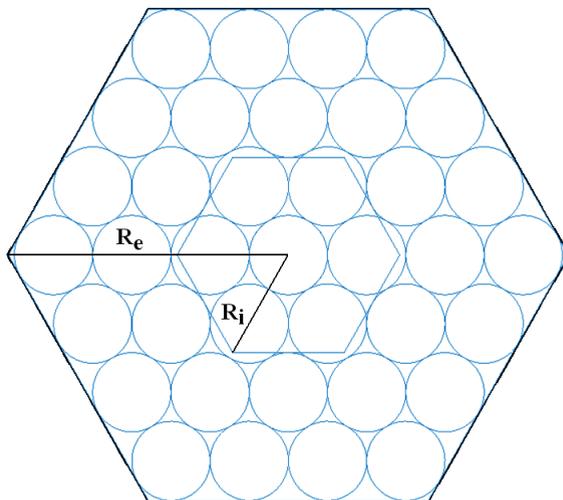
Para la disposición de esferas en forma compacta hexagonal, las capas de bolas contiguas serán diferentes, habiendo entonces 2 tipos básicos de capas que se diferenciarán en cuanto a la cantidad de bolas que poseen. Con el objetivo de establecer un nombre para estos dos tipos de capas y referirnos a ellas a lo largo del texto, en lo adelante llamaremos ‘primera capa’ a la capa del fondo del núcleo, que sería la que más bolas contiene, y ‘segunda capa’ a la que está encima de la primera capa. De esta forma vemos que la tercera capa, que es la que está encima de la segunda, será igual a la primera capa, y la cuarta capa será igual a segunda capa. En general, las capas impares serán iguales a la primera capa y las pares serán iguales a la segunda capa.

A continuación vamos a determinar la cantidad de bolas de cada capa para volúmenes con geometría de prisma hexagonal y de cilindro.

### **A.1 Prisma con base hexagonal**

#### ***a) Primera Capa***

Tenemos las bolas dispuestas de la forma que se muestra en la **Figura A.1**.



**Figura A.1: Bolas de la primera capa.**

Las magnitudes fundamentales aquí son:

$R_e$ : Distancia del centro al vértice del hexágono exterior.

$R_i$ : Distancia del centro al vértice del hexágono interior.

La cantidad de bolas que caben dentro de un hexágono de lado  $R_e$  es:

$$N_{1dH} = 1 + 6n!; n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A.1})$$

Donde  $n$  es el número de bolas que hay desde el centro hasta el vértice del hexágono, contando la bola central como  $n=0$ . En la ecuación (A.1),  $n!$  es la cantidad de bolas que hay dentro de uno de los triángulos que componen el hexágono, '6' es la cantidad de triángulos, y '1' es la bola del centro. En lo adelante a  $n$  se le llamará 'nivel' del hexágono.

Como no resulta práctico trabajar con ecuaciones que contengan expresiones factoriales, calculamos:

$$n! = \frac{n(n+1)}{2}. \text{ Sustituyendo en (A.1) queda: } N_{1dH} = 1 + \frac{6n(n+1)}{2}, \text{ y}$$

simplificando tenemos finalmente el número de bolas dentro de un hexágono de nivel  $n$ :

$$N_{1dH} = 1 + 3n(n+1) \quad (\text{A.2})$$

Utilizando (A.2) y teniendo en cuenta el hexágono interno, restamos al número de bolas del hexágono externo, el número de bolas del interno y nos queda el número de bolas de la primera capa:

$$N_{IH} = 3(n_e^2 - n_i^2 + n_e - n_i); n_e > n_i \quad (\text{A.3})$$

Si expresamos el lado del hexágono en función del radio de la bola ( $r$ ) y del nivel ( $n$ ) tenemos para el hexágono externo:

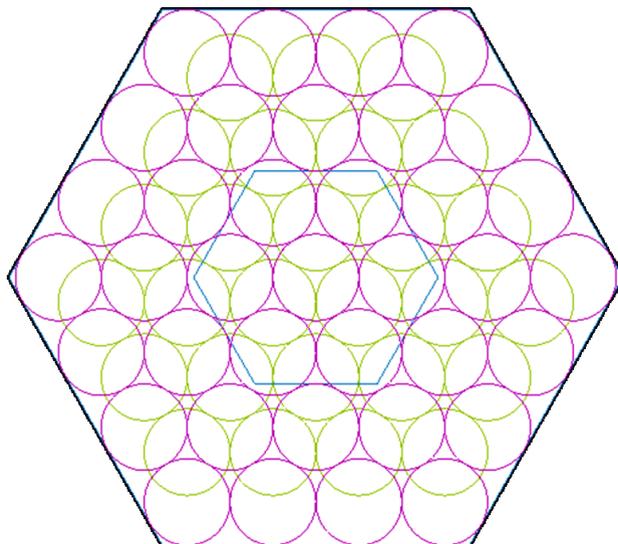
$$R_e = r(2n_e + 1) + r\left(\frac{2\sqrt{3} - 3}{3}\right) \quad (\text{A.4})$$

Y para el interno:

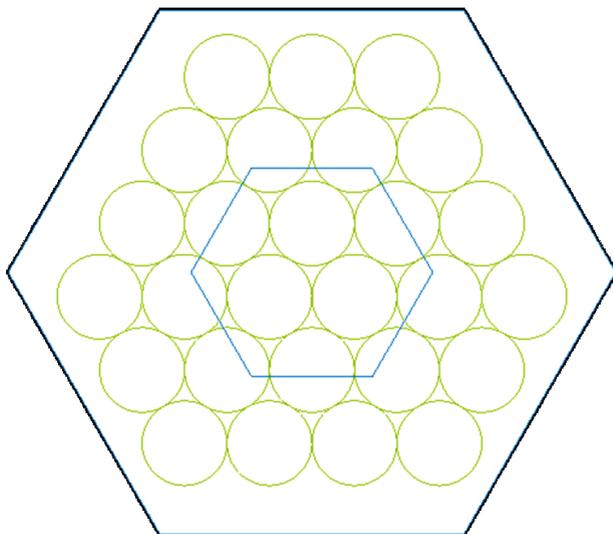
$$R_i = r(2n_i + 1) - r\left(\frac{2\sqrt{3} - 3}{3}\right) \quad (\text{A.5})$$

### b) Segunda Capa

La segunda capa tendrá menos bolas que la primera capa, como se muestra en las Figuras A.2a y A.2b.



**Figura A.2a: Bolas de la primera y de la segunda capas superpuestas.**



**Figura A.2b: Bolas de la segunda capa.**

El número de bolas que caben dentro del hexágono de nivel  $n$  es:

$$N_{2dH} = N_{1dH} - (3n + 1) \quad (\text{A.6})$$

Sustituyendo (A.2) en (A.6) y simplificando queda:

$$N_{2dH} = 3n^2 \quad (\text{A.7})$$

Si tenemos en cuenta el hexágono interno, tenemos que restar a la cantidad de bolas que hay dentro de hexágono externo, la cantidad de bolas que hay dentro del hexágono interno y la cantidad de bolas que son cortadas por este. El número de bolas que son cortadas por un hexágono de nivel  $n$  es:

$$N_{2cH} = N_{2dH} [n+1] - N_{2dH} [n] \quad (\text{A.8})$$

Donde  $N_{2dH} [n]$  es el número de bolas dentro de un hexágono de nivel  $n$ , y  $N_{2dH} [n+1]$  es el número de bolas dentro de un hexágono de nivel  $n+1$ .

Sustituyendo (A.7) para  $n$  y  $n+1$  en (A.8):

$$N_{2cH} = 3(n+1)^2 - 3n^2 \quad (\text{A.9})$$

Simplificando:

$$N_{2cH} = 3(2n + 1) \quad (\text{A.10})$$

Entonces, usando (A.7) y (A.10), el número de bolas de la segunda capa considerando el hexágono interno es:

$$N_{2H} = 3(n_e^2 - n_i^2 - 2n_i - 1); n_e > n_i \quad (\text{A.11})$$

## A.2 Cilindro

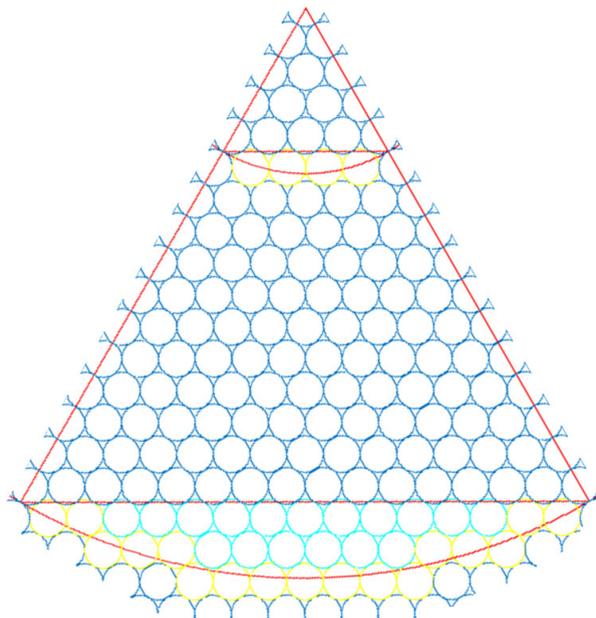
En la configuración cilíndrica en vez de un hexágono tendremos un círculo de radio:

$$R = r(2n + 1) \quad (\text{A.12})$$

Este círculo tendrá la misma cantidad de bolas que un hexágono de igual nivel, más la cantidad de bolas que hay dentro de los segmentos circulares. Si tenemos en cuenta el círculo interno, nos interesará conocer también el número de bolas que corta el círculo.

### a) Primera capa

En la primera capa todas las secciones circulares tienen las bolas distribuidas de la misma manera, lo cual no sucede con la segunda capa como veremos más adelante, por lo que solo tenemos que realizar los cálculos para la sección circular de la **Figura A.3** y multiplicar por seis el resultado.



**Figura A.3: Sección circular de 60°.**

Para esto se desea calcular la distancia  $C$  desde el centro del círculo al centro de cualquiera de las bolas que se encuentra fuera del hexágono correspondiente (**Figura A.4**), y compararla con el radio del círculo para saber si dicha bola está dentro, fuera o si es cortada por el círculo.

Consideramos los triángulos de lados  $A$ ,  $B$  y  $C$  donde

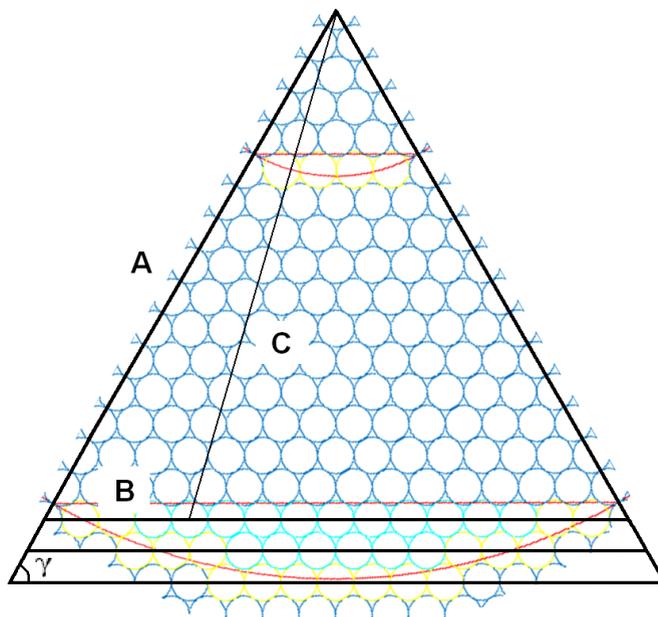
$$A = R + r(2p + 1); p = 0, 1, 2, \dots^* \quad (\text{A.13})$$

Es decir,  $A$  es el radio del círculo más un número impar de veces el radio de la bola y  $n$  está previamente definido y es constante. Sustituyendo (**A.12**) en (**A.13**) y simplificando queda:

$$A = 2r(n + p + 1) \quad (\text{A.14})$$

De esta forma el lado  $B$  será:

$$B = 2r(m + 1); m = 0, 1, 2, \dots^* \quad (\text{A.15})$$



**Figura A.4: Triángulo ABC de la primera capa.**

El lado  $C$  se puede calcular mediante la Ley de los Cosenos:

$$C^2 = A^2 + B^2 - 2AB\cos\gamma \quad (\text{A.16})$$

Donde  $\gamma$  es el ángulo formado por los lados A y B. Siempre se va a cumplir que

$\gamma = \frac{\pi}{3}$ . Sustituyendo  $\gamma$  en (A.16) se tiene:

$$C^2 = A^2 + B^2 - AB \quad (\text{A.17})$$

Sustituyendo (A.14) y (A.15) en (A.17) y simplificando queda:

$$C^2 = 4r^2 [m^2 + n^2 + p^2 - mn - mp + m + n + p + 2np + 1] \quad (\text{A.18})$$

En este punto es posible calcular cuántas bolas se encuentran dentro de la sección circular, y cuántas son cortadas por el círculo.

#### Bolas dentro de la sección circular:

La distancia  $C$  desde el centro del círculo al centro de las bolas que se encuentran dentro de la sección circular cumplirá la siguiente desigualdad:

$$C \leq R - r \quad (\text{A.19})$$

Sustituyendo (A.12) en (A.19) y simplificando:

$$C \leq 2nr \quad (\text{A.20})$$

Elevando al cuadrado ambos miembros de (A.20), sustituyendo en (A.18) y simplificando:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + n + p + 2np + 1 \leq 0 \quad (\text{A.21})$$

La cantidad de veces que se cumpla la desigualdad anterior para  $m=0, 1, 2, \dots$  y  $p=0, 1, 2, \dots$ , es igual al número de bolas que pertenecen a la sección circular. Multiplicando por seis este número obtendremos la cantidad de bolas que se encuentran dentro del círculo y que no pertenecen al hexágono correspondiente. A esta cantidad le llamaremos  $N_{1cin}$ .

#### Bolas cortadas por el círculo:

La distancia  $C$  desde el centro del círculo hasta el centro de las bolas que son cortadas por este, debe encontrarse en el rango  $R - r < C < R + r$ , es decir, debe cumplir simultáneamente con dos desigualdades.

Primera desigualdad:

$$C > R - r \quad (\text{A.22})$$

Esto es lo contrario de (A.19), por lo que a partir de (A.21) llegamos directamente a:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + n + p + 2np + 1 > 0 \quad (\text{A.23})$$

Segunda desigualdad:

$$C < R + r \quad (\text{A.24})$$

Sustituyendo (A.12) en (A.24):

$$C < 2r(n+1) \quad (\text{A.25})$$

Elevando ambos miembros de (A.25) al cuadrado, sustituyendo en (A.18) y simplificando nos queda:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + n + p + 2n(p-1) < 0 \quad (\text{A.26})$$

La cantidad de veces que se cumplan simultáneamente las desigualdades (A.23) y (A.26) para  $m=0, 1, 2, \dots$  y  $p=0, 1, 2, \dots$ \*, es igual al número de bolas que son cortadas por la sección circular. Multiplicando por seis este número obtendremos la cantidad de bolas que son cortadas por el círculo, a la cual le llamaremos  $N_{1cut}$ .

\*Criterio de parada para 'm' y 'p':

Es necesario conocer cuántos valores de  $m$  y de  $p$  se deben tener en cuenta para los cálculos. Establecer un criterio de parada para  $m$  es muy sencillo puesto que el ciclo por  $m$  se detiene cuando

$$B \geq A \quad (\text{A.27})$$

Entonces, sustituyendo (A.14) y (A.15) en (A.27) y despejando  $m$ :

$$m \geq n + p \quad (\text{A.28})$$

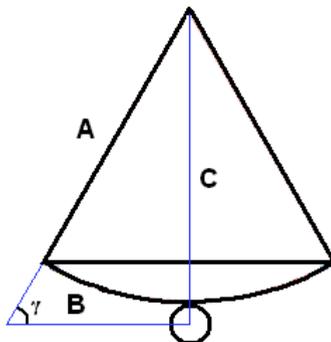
Para analizar  $p$  tenemos en cuenta que las bolas estarán completamente fuera de la sección circular cuando la distancia  $C$  cumpla:

$$C \geq R + r \quad (\text{A.29})$$

Que es lo contrario de (A.24).

Por otro lado, como se muestra en la **Figura A.5**, tenemos que:

$$C = A \operatorname{sen} \frac{\pi}{3} \quad (\text{A.30})$$



**Figura A.5: Condición para establecer el criterio de parada para  $p$ .**

Sustituyendo (A.30) en (A.29), utilizando (A.12) y despejando  $p$  queda:

$$p \geq n \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \quad (\text{A.31})$$

Cuando se cumpla la desigualdad anterior se para el ciclo por  $p$ .

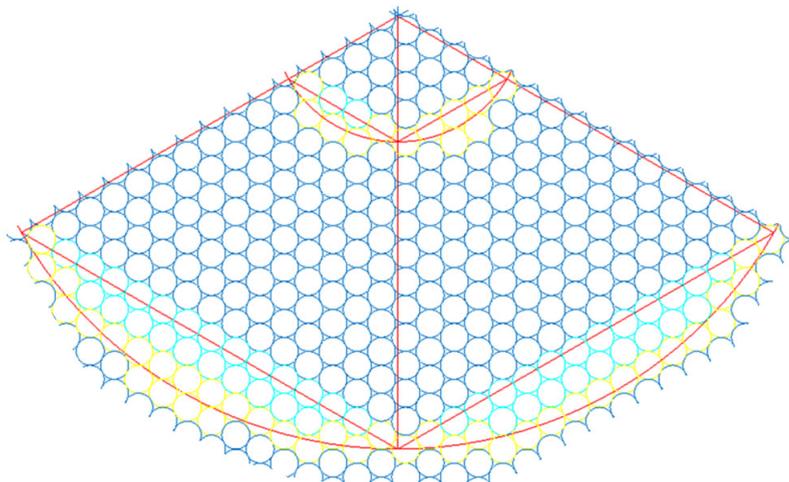
Finalmente, el número de bolas de la primera capa para la configuración cilíndrica teniendo en cuenta el blanco de espalación sería, considerando la ecuación (A.3) y las cantidades  $N_{1Cin}$  y  $N_{1Ccut}$ :

$$N_{1C} = N_{1H} + N_{1ECin} - (N_{1ICin} + N_{1ICcut}) \quad (\text{A.32})$$

Los subíndices 'I' y 'E' se refieren al círculo interno y externo respectivamente.

### ***b) Segunda Capa***

En la segunda capa las secciones circulares contiguas son diferentes, por lo que tenemos que realizar los cálculos para dos segmentos circulares y multiplicar por tres cada resultado (**Figura A.6**).

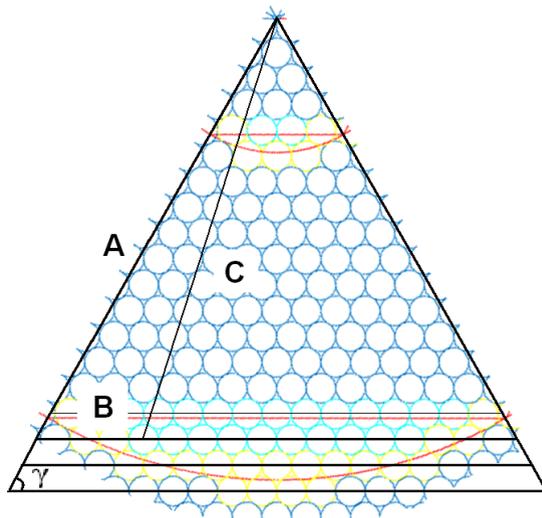


**Figura A.6: Secciones circulares contiguas de la segunda capa.**

Vamos a dividir nuestro problema en el cálculo de cada una de estas dos secciones circulares por separado.

Sección circular (1):

Nuevamente consideramos los triángulos  $ABC$  (**Figura A.7**).



**Figura A.7: Triángulo  $ABC$  de la sección circular (1) de la segunda capa.**

En este caso

$$A = R + 2pr - \frac{r}{3}; p = 0, 1, 2 \dots ** \quad (\text{A.33})$$

Sustituyendo (A.12) en (A.33):

$$A = 2r \left( n + p + \frac{1}{3} \right) \quad (\text{A.34})$$

Además tenemos:

$$B = \frac{4}{3}r + 2mr \Rightarrow 2r \left( m + \frac{2}{3} \right); m = 0, 1, 2 \dots ** \quad (\text{A.35})$$

Sustituyendo (A.34) y (A.35) en (A.17) nos queda para C:

$$C^2 = 4r^2 \left[ m^2 + n^2 + p^2 - mn - mp + m + 2np + \frac{1}{3} \right] \quad (\text{A.36})$$

Bolas dentro de la sección circular (1):

Al igual que para la primera capa, C tendrá que cumplir con la desigualdad (A.19) quedándonos en este caso:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + 2np + \frac{1}{3} \leq 0 \quad (\text{A.37})$$

La cantidad de veces que se cumpla la desigualdad anterior para  $m=0, 1, 2 \dots$  y  $p=0, 1, 2 \dots **$ , es igual al número de bolas que pertenecen a la sección circular (1). A esta cantidad le llamaremos  $N_{2cin1}$ .

Bolas de la sección (1) cortadas por el círculo:

Se deben cumplir simultáneamente la desigualdad (A.22), de la que se obtiene:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + 2np + \frac{1}{3} > 0 \quad (\text{A.38})$$

Y la desigualdad (A.24), que nos lleva a:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + m + 2n(p-1) - \frac{2}{3} \leq 0 \quad (\text{A.39})$$

El número de veces  $q$  se cumplan (A.38) y (A.39) juntas para  $m=0, 1, 2, \dots$  y  $p=0, 1, 2, \dots$ , es igual al número de bolas de la sección (1) que son cortadas por el círculo. A esta cantidad le llamaremos  $N_{2cut1}$ .

**\*\*Criterio de parada para 'm' y 'p':**

Partiendo del mismo razonamiento de (A.27) se llega a que el criterio de parada para  $m$  es.

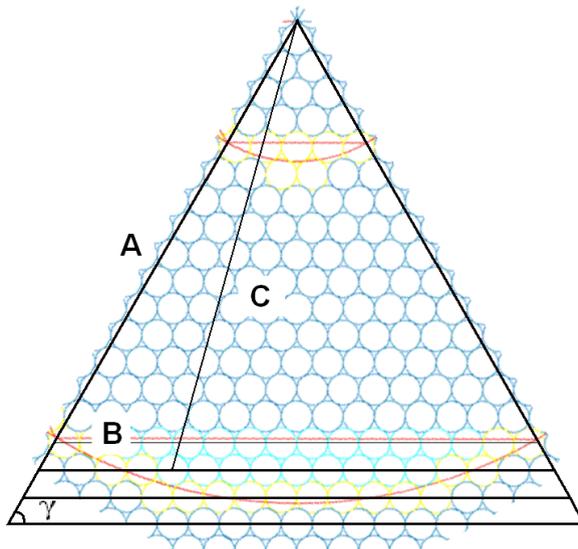
$$m \geq n + p - \frac{1}{3} \quad (\text{A.40})$$

Para establecer el criterio de parada de  $p$ , nuevamente se debe cumplir (A.29), por lo que sustituyendo (A.34) en (A.30), sustituyendo después (A.30) en (A.29), utilizando (A.12) y despejando  $p$  nos queda:

$$p \geq n \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - \frac{1}{3} \quad (\text{A.41})$$

### Sección circular (2):

Consideramos los triángulos equiláteros de lado  $A$  (**Figura A.8**).



**Figura A.8: Triángulo ABC de la sección circular (2) de la segunda capa.**

Donde

$$A = R + 2pr + \frac{r}{3}; p = 0, 1, 2 \dots \text{***} \quad (\text{A.42})$$

Sustituyendo (A.12) en (A.42):

$$A = 2r \left( n + p + \frac{2}{3} \right) \quad (\text{A.43})$$

Para B:

$$B = \frac{2}{3}r + 2mr \Rightarrow 2r \left( m + \frac{1}{3} \right); m = 0, 1, 2 \dots \text{***} \quad (\text{A.44})$$

Y para C:

$$C^2 = 4r^2 \left[ m^2 + n^2 + p^2 - mn - mp + n + p + 2np + \frac{1}{3} \right] \quad (\text{A.45})$$

Bolas dentro de la sección circular (2):

Nuevamente C debe cumplir con la desigualdad (A.19), por lo que tendremos:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + n + p + 2np + \frac{1}{3} \leq 0 \quad (\text{A.46})$$

La cantidad de veces que se cumpla la desigualdad anterior para  $m=0, 1, 2 \dots$  y  $p=0, 1, 2 \dots \text{***}$ , es igual al número de bolas que pertenecen a la sección circular (2). A esta cantidad le llamaremos  $N_{2Cin2}$ .

Bolas de la sección (2) cortadas por el círculo:

Una vez más C deben cumplir simultáneamente las desigualdades (A.22) y (A.24), quedándonos respectivamente:

$$m^2 + p^2 - mn - mp + n + p + 2np + \frac{1}{3} > 0 \quad (\text{A.47})$$

$$m^2 + p^2 - mn - mp + n + p + 2n(p-1) - \frac{2}{3} < 0 \quad (\text{A.48})$$

El número de veces q se cumplan (A.47) y (A.48) juntas para  $m=0, 1, 2 \dots$  y  $p=0, 1, 2 \dots \text{***}$ , es igual al número de bolas de la sección (2) que son cortadas por el círculo. A esta cantidad le llamaremos  $N_{2Ccut2}$ .

\*\*\*Criterio de parada para 'm' y 'p':

Siguiendo el razonamiento de (A.27) obtenemos para  $m$  el siguiente criterio de parada:

$$m \geq n + p + \frac{1}{3} \quad (\text{A.49})$$

Y a partir de (A.29) se llega al criterio de parada de  $p$ :

$$p = n \left( \frac{2\sqrt{3}}{3} - 1 \right) + \frac{2\sqrt{3}}{3} - \frac{2}{3} \quad (\text{A.50})$$

Finalmente para la segunda capa, el número de bolas que hay dentro del círculo y que no pertenecen al hexágono correspondiente es:

$$N_{2Cin} = 3N_{2Cin1} + 3N_{2Cin2} \quad (\text{A.51})$$

Y el número de bolas que son cortadas por el círculo es:

$$N_{2Ccut} = 3N_{2Ccut1} + 3N_{2Ccut2} \quad (\text{A.52})$$

Entonces, el número de bolas de la segunda capa para la configuración cilíndrica teniendo en cuenta el blanco de espalación sería, considerando la ecuación (A.11) y las cantidades  $N_{2Cin}$  y  $N_{2Ccut}$ :

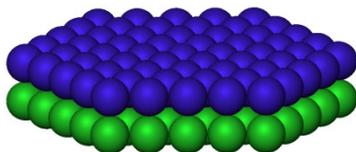
$$N_{2C} = N_{2H} + N_{2ECin} - (N_{2ICin} + N_{2ICcut}) \quad (\text{A.53})$$

Donde los subíndices 'I' y 'E' se refieren al círculo interno y externo respectivamente.

### A.3 Análisis de la altura

#### a) Disposición de las bolas en forma cúbica

La **Figura A.9** ilustra la disposición de las bolas para este caso. Como se observa, todas las capas serán iguales a la 'primera capa' analizada al principio del Anexo.



**Figura A.9: Disposición de las bolas en forma cúbica.**

Dada la altura  $H$  del núcleo, la cantidad de capas  $L$  que caben en él viene dada por:

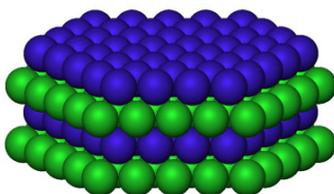
$$L = \frac{H}{2r} \quad (\text{A.54})$$

El número total de bolas  $N$  dentro del volumen del núcleo, sería el número de capas multiplicado por la cantidad de bolas de la primera capa:

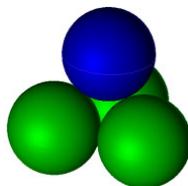
$$N = L \cdot N_1 \quad (\text{A.55})$$

***b) Disposición de las bolas en forma compacta hexagonal***

En este caso, las bolas de una capa caen sobre los huecos formados por tres bolas de la capa anterior, de manera que las bolas de las capas alternas se superponen, tal como se muestra en la **Figura A.10a**. La geometría básica de este lecho es el tetraedro cuyos vértices son los centros de las esferas de la **Figura A.10b**.



**Figura A.10a: Disposición de las bolas en forma compacta hexagonal.**



**Figura A.10b: Geometría básica del lecho.**

La altura del tetraedro es:

$$H_t = \frac{2\sqrt{6}}{3}r \quad (\text{A.56})$$

La altura del núcleo se puede expresar como

$$H = H_t(L - 1) + 2r \quad (\text{A.57})$$

Sustituyendo (A.56) en (A.57) y despejando  $L$  llegamos a la expresión para el número de capas:

$$L = \frac{\sqrt{6}}{2} \left( \frac{H}{2r} - 1 \right) + 1 \quad (\text{A.58})$$

Como las capas tienen diferente número de bolas, si  $L$  es impar, la última capa será igual que la primera (Figura A.11a) y habrá la misma cantidad de capas de cada tipo, más una capa como la primera; entonces el número total de bolas viene dado por:

$$N = \frac{1}{2} [N_1(L+1) + N_2(L-1)] \quad (\text{A.59})$$

Si  $L$  es par (Figura A.11b), habrá la misma cantidad de capas de cada tipo y el número total de bolas es:

$$N = \frac{L}{2} (N_1 + N_2) \quad (\text{A.60})$$

Donde  $N_1$  y  $N_2$  en las ecuaciones (A.59) y (A.60) serían las cantidades  $N_{1H}$  y  $N_{2H}$  dadas por (A.3) y (A.11) respectivamente si se trata de una geometría de prisma hexagonal, y las cantidades  $N_{1C}$  y  $N_{2C}$  dadas por (A.32) y (A.53) respectivamente si se trata de una geometría cilíndrica.

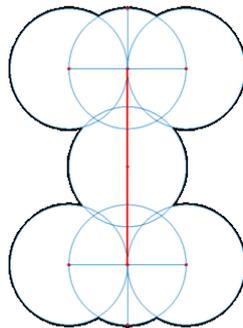
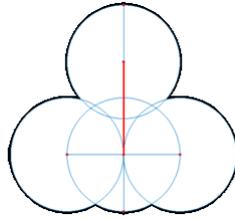


Figura A.11a: Número impar de capas.



**Figura A.11b: Número par de capas.**

Este método se ha validado mediante la comparación de un código de implementación de este algoritmo con la modelación computacional de lechos de bolas en volúmenes de diferentes dimensiones.



## SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DEL CALOR EN UNA ESFERA HOMOGÉNEA

El objetivo de este anexo es mostrar el desarrollo detallado del método analítico expuesto en el Capítulo VII para obtener la distribución de temperatura dentro de una esfera homogénea, en función de su radio y del tiempo. Dentro de la esfera se genera energía uniformemente, y el calor es extraído mediante un fluido que circula alrededor de su superficie por convección forzada.

Para obtener la distribución de temperatura dependiente del tiempo, primeramente es necesario resolver el problema estacionario para obtener la distribución inicial de temperatura en función de radio de la bola.

Tenemos la ecuación

$$k(r) \cdot \nabla^2 T(r, \phi, \theta) + \dot{q}(r) = 0 \quad (\text{B.1})$$

La ecuación al sustituir el operador de Laplace en coordenadas esféricas es:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( k(r) r^2 \frac{\partial T(r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( k(r) \frac{\partial T(r)}{\partial \phi} \right) + \\ + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k(r) \sin \theta \frac{\partial T(r)}{\partial \theta} \right) + \dot{q}(r) = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Donde  $T$  es la temperatura de la bola,  $\dot{q}$  es la generación interna de energía por unidad de volumen [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] y  $k$  es la conductividad térmica del material de la bola [ $\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$ ] en la dirección del radio.

Consideraremos que la energía generada dentro de la esfera se transmite isotrópicamente hacia su superficie, por lo que la derivada de la temperatura respecto los ángulos axial y acimutal se anulan. Como la energía se genera uniformemente en toda la esfera y como además consideraremos que la conductividad térmica es la misma para toda la esfera, ninguna de estas magnitudes depende del radio.

Por tanto, la ecuación **(B.2)** queda:

$$\frac{k}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{dT(r)}{dr} \right) + \dot{q} = 0 \quad (\text{B.3})$$

Que es la ecuación de Poisson. Expandiendo las derivadas queda:

$$\frac{2}{r} \frac{dT(r)}{dr} + \frac{d^2T(r)}{dr^2} + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (\text{B.4})$$

En concordancia con nuestro problema, tenemos la condición de contorno de Neumann para el centro de la bola:

$$k \frac{dT(0)}{dr} = 0 \quad (\text{B.5})$$

Y la condición de contorno de Robin para la superficie exterior:

$$k \frac{dT(R)}{dr} = -h_1 [T(R) - T_{\infty 1}] \quad (\text{B.6})$$

Donde  $T_{\infty 1}$  es la temperatura del medio refrigerante [K],  $h_1$  es el coeficiente de transferencia de calor [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ ] y  $R$  es el radio de la esfera [m].

Haciendo el cambio de variables  $T(r) = \frac{u(r)}{r}$  y sustituyendo sus derivadas de primer y segundo orden respecto a  $r$  en la ecuación **(B.4)**, se llega a:

$$\frac{2}{r} \left[ \frac{1}{r} \frac{du(r)}{dr} - \frac{u(r)}{r^2} \right] + \frac{1}{r} \frac{d^2u(r)}{dr^2} - \frac{2}{r^2} \frac{du(r)}{dr} + \frac{2u(r)}{r^3} + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (\text{B.7})$$

Simplificando términos:

$$\frac{1}{r} \frac{d^2u(r)}{dr^2} + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (\text{B.8})$$

Para resolver la ecuación diferencial de segundo orden, integramos indefinidamente ambos miembros dos veces y obtenemos:

$$u(r) = -\frac{\dot{q}r^3}{6k} + C_1 \cdot r + C_2 \quad (\text{B.9})$$

Donde  $C_1$  y  $C_2$  son constantes que hay que definir.

Volviendo a las variables iniciales, la solución de la ecuación **(B.4)** es:

$$T(r) = -\frac{\dot{q}r^2}{6k} + C_1 + \frac{C_2}{r} \quad (\text{B.10})$$

Aplicando la condición de contorno **(B.5)** tenemos que  $\left. \frac{dT(0)}{dr} = -\frac{\dot{q}r}{3k} - \frac{C_2}{r^2} \right|_{r=0} = 0$  y se observa que para que se cumpla esta condición, tiene que cumplirse que  $C_2=0$ . La ecuación **(B.10)** queda entonces:

$$T(r) = -\frac{\dot{q}r^2}{6k} + C_1 \quad (\text{B.11})$$

Aplicando la condición de contorno **(B.6)** tenemos que  $k \left[ -\frac{\dot{q}R}{3k} \right] = -h_1 \left[ -\frac{\dot{q}R^2}{6k} + C_1 - T_{\infty 1} \right]$ , y despejando  $C_1$ :

$$C_1 = \frac{\dot{q}R}{3h_1} + \frac{\dot{q}R^2}{6k} + T_{\infty 1} \quad (\text{B.12})$$

Sustituyendo en la ecuación **(B.11)**:

$$T(r) = T_{\infty 1} + \frac{\dot{q}}{6k} \left[ R^2 + \frac{2kR}{h_1} - r^2 \right] \quad (\text{B.13})$$

La ecuación **(B.13)** es la solución de la ecuación **(B.4)** y nos da la distribución de temperatura independiente del tiempo en una esfera sólida, con generación de calor uniforme, refrigerada por convección forzada.

A continuación se obtendrá la distribución de temperatura dependiente del tiempo dentro de la esfera. Para esto es necesario resolver la ecuación en derivadas parciales de tipo parabólico:

$$k\nabla^2 T(r,t) + \dot{q} = \rho \cdot c \frac{\partial T(r,t)}{\partial t} \quad (\text{B.14})$$

Con las condiciones de contorno:

$$k \frac{dT(0,t)}{dr} = 0 \quad (\text{B.15})$$

Y

$$k \frac{dT(R,t)}{dr} = -h_2 [T(R,t) - T_{\infty 2}] \quad (\text{B.16})$$

Donde  $\rho$  [ $\text{kg/m}^3$ ] es la densidad de la esfera y  $c$  [ $\text{W/m}\cdot\text{K}$ ] su calor específico. Las cantidades  $h_2$  y  $T_{\infty 2}$  son el coeficiente de transferencia de calor y la temperatura del refrigerante después de un cambio en el flujo másico del refrigerante. En el caso transitorio se harán las mismas consideraciones que para el estado estacionario, y además se considerará que  $k$ ,  $q$ ,  $\rho$  y  $c$  son independientes del radio, de la temperatura y del tiempo.

La condición inicial está dada por la ecuación (B.13), que es la distribución de temperatura dentro de la esfera en el tiempo  $t=0$ , a partir del cual ocurre un cambio de las características del fluido refrigerante.

Resolviendo el Laplaciano queda:

$$\frac{2}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{q}{k} = \alpha \frac{\partial T(r,t)}{\partial t} \quad (\text{B.17})$$

Donde  $\alpha = \frac{\rho \cdot c}{k}$ .

Estamos en presencia de un problema lineal **no homogéneo**, por lo que no se puede aplicar directamente el método de separación de variables (Haberman, 1987). Se procederá a expresar la solución de la ecuación (B.17) ( $T(r,t)$ ), como una combinación de la solución del problema homogéneo correspondiente ( $v(r,t)$ ) y una solución particular independiente del tiempo ( $\tau(r)$ ):

$$T(r,t) = v(r,t) + \tau(r) \quad (\text{B.18})$$

El problema homogéneo correspondiente está formado por la ecuación:

$$\frac{2}{r} \frac{\partial v(r,t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 v(r,t)}{\partial r^2} = \alpha \frac{\partial v(r,t)}{\partial t} \quad (\text{B.19})$$

Y las condiciones de contorno:

$$k \frac{\partial v(0,t)}{\partial r} = 0 \quad (\text{B.20})$$

Y

$$k \frac{\partial v(R,t)}{\partial r} = -h_2 \cdot v(R,t) \quad (\text{B.21})$$

Por ahora no nos preocuparemos por la condición inicial del problema homogéneo.

Aplicando el método de separación de variables, planteamos la solución del problema homogéneo como el producto de una función que depende sólo de las coordenadas espaciales y otra función que depende sólo del tiempo:

$$v(r, t) = R(r) \cdot \theta(t) \quad (\text{B.22})$$

Sustituyendo en la ecuación (B.19), expandiendo las derivadas y agrupando, queda:

$$\frac{1}{R(r)} \left[ \frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} \right] = \frac{\alpha}{\theta(t)} \frac{d\theta(t)}{dt} = -\lambda^2 \quad (\text{B.23})$$

Donde  $\lambda$  es una constante. El signo negativo y el exponente de  $\lambda$  se han escogido para comodidad de la solución.

La solución de la ecuación temporal queda:

$$\theta(t) = C \exp\left(\frac{-\lambda^2}{\alpha} t\right) \quad (\text{B.24})$$

Donde  $C$  es una constante que se hallará más adelante.

La parte espacial del problema queda entonces:

$$\frac{2}{r} \frac{dR(r)}{dr} + \frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \lambda^2 R(r) = 0 \quad (\text{B.25})$$

Si multiplicamos la ecuación (B.25) por  $r^2$  vemos que estamos en presencia de un problema regular de autovalores de Sturm-Liouville que consiste en la ecuación diferencial de Sturm-Liouville:

$$\frac{d}{dx} \left( p(x) \frac{d\phi(x)}{dx} \right) + q(x)\phi(x) + \lambda \sigma(x)\phi(x) = 0; \quad a < x < b \quad (\text{B.26})$$

Con las condiciones de contorno:

$$\beta_1 \phi(a) + \beta_2 \frac{d\phi(a)}{dx} = 0 \quad \text{y} \quad \beta_3 \phi(b) + \beta_4 \frac{d\phi(b)}{dx} = 0 \quad (\text{B.27})$$

En nuestro caso,  $p(r)=r^2$ ,  $q(r)=0$  y  $\sigma(r)=r^2$ ,  $\beta_1=0$ ,  $\beta_2=k$ ,  $\beta_3=k$  y  $\beta_4=-h_2$ .

Para cualquier problema regular de Sturm-Liouville se cumplen los siguientes teoremas (**Haberman, 1987**):

- Existe un número infinito de autovalores  $(\lambda_n)$ , donde existe un autovalor menor que todos  $(\lambda_l)$  y no existe un autovalor mayor que todos  $(\lambda_n \rightarrow \infty)$  cuando  $n \rightarrow \infty$ ).
- Todos los autovalores son reales.
- A cada autovalor  $\lambda_n$  le corresponde una autofunción  $\Phi_n(x)$  (que es única dentro de una constante multiplicativa arbitraria).  $\Phi_n(x)$  tiene exactamente  $n-1$  ceros en el intervalo  $a < x < b$ .
- Las autofunciones forman un conjunto completo, lo que significa que cada función suave a trozos  $f(x)$  se puede representar por una serie generalizada de Fourier de las autofunciones:

$$f(x) \approx \sum_{n=1}^{\infty} a_n \phi_n(x) \quad (\text{B.28})$$

Además, estas series infinitas convergen a  $(f(x+) + f(x-))/2$  para  $a < x < b$  (si los coeficientes  $a_n$  se seleccionan correctamente).

- Las autofunciones pertenecientes a diferentes autovalores son ortogonales en relación a la función de peso  $\sigma(x)$  de la ecuación (**B.26**). Es decir:

$$\int_a^b \phi_n(x) \phi_m(x) \sigma(x) dx = 0 \quad \text{si } \lambda_n \neq \lambda_m \quad (\text{B.29})$$

- Cualquier autovalor se puede relacionar con su autofunción mediante el cociente de Rayleigh:

$$\lambda = \frac{-p(x)\phi(x) \frac{d\phi(x)}{dx} \Big|_a^b + \int_a^b \left[ p(x) \left( \frac{d\phi(x)}{dx} \right)^2 - q(x)\phi^2(x) \right] dx}{\int_a^b \phi^2(x) \sigma(x) dx} \quad (\text{B.30})$$

Donde las condiciones de frontera podrían simplificar algo esta expresión.

Haciendo el cambio de variables  $R(r) = \frac{u(r)}{r}$  y sustituyendo en la ecuación

(B.25) tenemos:

$$\frac{1}{r} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} + \lambda^2 \frac{u(r)}{r} = 0 \quad (\text{B.31})$$

Cuya solución es:

$$u(r) = A \cos(\lambda r) + B \operatorname{sen}(\lambda r) \quad (\text{B.32})$$

Donde  $A$  y  $B$  son constantes que quedan por determinar. Volviendo a la variable original, la solución de la parte espacial del problema homogéneo queda:

$$R(r) = A \frac{\cos(\lambda r)}{r} + B \frac{\operatorname{sen}(\lambda r)}{r} \quad (\text{B.33})$$

Aplicando la condición de contorno (B.20) se llega a que debe cumplirse que  $A=0$ . Entonces:

$$R(r) = B \frac{\operatorname{sen}(\lambda r)}{r} \quad (\text{B.34})$$

Aplicando la condición de contorno (B.21) llegamos a una ecuación trascendente para el cálculo de los autovalores:

$$\lambda_n R \left[ \frac{k}{k - h_2 R} \right] = \tan(\lambda_n R) \quad (\text{B.35})$$

De esta manera, la solución de la parte espacial queda:

$$R(r) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\operatorname{sen}(\lambda_n r)}{r} \quad (\text{B.36})$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones (B.22), (B.24) y (B.36), la solución del problema homogéneo queda:

$$v(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\operatorname{sen}(\lambda_n r)}{r} \cdot \exp\left(\frac{-\lambda_n^2}{\alpha} t\right) \quad (\text{B.37})$$

Donde  $C_n = C \cdot B_n$ .

Ahora se buscará la solución particular. Teniendo en cuenta **(B.18)**, para que  $v(r,t)$  sea la solución del problema homogéneo,  $\tau(r)$  esta debe ser la solución de la siguiente ecuación:

$$\frac{2}{r} \frac{d\tau(r)}{dr} + \frac{d^2\tau(r)}{dr^2} + \frac{\dot{q}}{k} = 0 \quad (\text{B.38})$$

Con las condiciones de contorno:

$$k \frac{d\tau(0)}{dr} = 0 \quad (\text{B.39})$$

$$k \frac{d\tau(R)}{dr} = -h_2 [\tau(R) - T_{\infty 2}] \quad (\text{B.40})$$

Este es análogo al problema estacionario descrito por las ecuaciones **(B.4)**, **(B.5)** y **(B.6)**. La solución particular es, por tanto:

$$\tau(r) = T_{\infty 2} + \frac{\dot{q}}{6k} \left[ R^2 + \frac{2kR}{h_2} - r^2 \right] \quad (\text{B.41})$$

Sustituyendo **(B.37)** y **(B.41)** en **(B.18)** tenemos que la solución del problema transitorio descrito por la ecuación **(B.17)** con las condiciones de contorno **(B.15)** y **(B.16)**, es:

$$T(r,t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\text{sen}(\lambda_n r)}{r} \cdot \exp\left(\frac{-\lambda_n^2}{\alpha} t\right) + T_{\infty 2} + \frac{\dot{q}}{6k} \left[ R^2 + \frac{2kR}{h_2} - r^2 \right] \quad (\text{B.42})$$

Donde los autovalores  $\lambda_n$  son las soluciones de la ecuación **(B.35)** y las  $C_n$  son constantes por determinar.

Para hallar las  $C_n$  utilizamos las condición inicial  $T(r,0)$  dada por la ecuación **(B.13)**. Sustituyendo en **(B.42)** queda:

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\text{sen}(\lambda_n r)}{r} = F \quad (\text{B.43})$$

Donde

$$F = T_{\infty 1} - T_{\infty 2} + \frac{\dot{q}R}{3} \left( \frac{1}{h_1} - \frac{1}{h_2} \right) \quad (\text{B.44})$$

Multiplicando ambos miembros de **(B.43)** por  $\frac{\text{sen}(\lambda_m r)}{r} \cdot r^2$ , donde  $m$  es un número entero:

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{\text{sen}(\lambda_n r)}{r} \cdot \frac{\text{sen}(\lambda_m r)}{r} \cdot r^2 = F \cdot \frac{\text{sen}(\lambda_m r)}{r} \cdot r^2 \quad (\text{B.45})$$

Integrando por el radio de la esfera:

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n \int_0^R \frac{\text{sen}(\lambda_n r)}{r} \cdot \frac{\text{sen}(\lambda_m r)}{r} \cdot r^2 dr = \int_0^R F \cdot \frac{\text{sen}(\lambda_m r)}{r} \cdot r^2 dr \quad (\text{B.46})$$

Por la propiedad de ortogonalidad de las autofunciones dada por **(B.29)**, se cumple:

$$C_m \int_0^R \text{sen}^2(\lambda_m r) dr = \int_0^R F \cdot r \cdot \text{sen}(\lambda_m r) dr \quad (\text{B.47})$$

Despejando  $C_m$  queda:

$$C_m = \frac{F \cdot \int_0^R r \cdot \text{sen}(\lambda_m r) dr}{\int_0^R \text{sen}^2(\lambda_m r) dr} \quad (\text{B.48})$$

Entonces, la distribución de temperatura en función del radio de la esfera y del tiempo, viene dada por las ecuaciones **(B.35)**, **(B.42)**, **(B.44)** y **(B.48)**. Nótese que si no hay cambios en las propiedades del fluido refrigerante, es decir, si  $h_1=h_2$  y  $T_{\infty 1}=T_{\infty 2}$ , entonces la solución del problema transitorio coincide con la solución del problema estacionario.



## SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DEL CALOR EN UNA ESFERA NO HOMOGÉNEA

El objetivo de este anexo es mostrar el desarrollo detallado del método expuesto en el Capítulo VII para obtener la distribución de temperatura dentro de una esfera compuesta por una esfera interna rodeada por una capa de otro material, en función de las dimensiones de la esfera interna y la capa, y del tiempo. Dentro de la esfera interna se genera energía uniformemente, el calor se transfiere por conducción a la capa que la rodea (donde no se genera energía) y es extraído mediante un fluido que circula alrededor de la superficie externa de la capa por convección forzada.

Para obtener la distribución de temperatura dependiente del tiempo, primeramente es necesario resolver el problema estacionario para obtener la distribución inicial de temperatura en función de radio de la esfera interna y de la esfera total.

Tenemos la ecuación para la esfera interna (medio A):

$$k_A \nabla^2 T_A(r, \phi, \theta) + \dot{q} = 0 \quad (\text{C.1})$$

Y la ecuación para la capa (medio B):

$$k_B \nabla^2 T_B(r, \phi, \theta) = 0 \quad (\text{C.2})$$

Con las siguientes condiciones de contorno:

Para el centro de la esfera:

$$k_A \frac{dT_A(0)}{dr} = 0 \quad (\text{C.3})$$

Para la superficie de la esfera:

$$k_B \frac{dT_B(R_B)}{dr} = -h_1 [T_B(R_B) - T_{\infty 1}] \quad (\text{C.4})$$

Para la interfase entre el medio A y el medio B:

$$T_A(R_A) = T_B(R_A) \quad (\text{C.5})$$

Y

$$k_A \frac{dT_A(R_A)}{dr} = k_B \frac{dT_B(R_A)}{dr} \quad (\text{C.6})$$

Donde  $T_A$  es la temperatura de la esfera interna,  $T_B$  es la temperatura de la capa y  $T_{\infty 1}$  es la temperatura del medio refrigerante [K],  $h_1$  es el coeficiente de transferencia de calor [ $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ ],  $\dot{q}$  es la generación de energía en la esfera interna, por unidad de volumen [ $\text{W}/\text{m}^3$ ],  $k_A$  es la conductividad térmica del material de la esfera interna y  $k_B$  la de la capa [ $\text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$ ] en la dirección del radio de la esfera total.  $R_A$  y  $R_B$  [m] son el radio de la esfera interna y de la esfera total respectivamente.

Consideraremos que la energía generada dentro de la esfera se transmite isotrópicamente hacia su superficie, por lo que la derivada de la temperatura respecto los ángulos axial y acimutal se anulan; como la energía se genera uniformemente en toda la esfera y como además consideraremos que la conductividad térmica de los medios A y B no varía dentro de cada medio, ninguna de estas magnitudes dependerá del radio de la esfera.

Tenemos entonces para el medio A la ecuación:

$$\frac{2}{r} \frac{dT_A(r)}{dr} + \frac{d^2 T_A(r)}{dr^2} + \frac{\dot{q}}{k_A} = 0 \quad (\text{C.7})$$

Cuya solución es (ver Anexo A):

$$T_A(r) = -\frac{\dot{q}r^2}{6k_A} + C_{1A} + \frac{C_{2A}}{r} \quad (\text{C.8})$$

Aplicando la condición de contorno (C.3) se llega a que  $C_{2A}=0$  y por tanto:

$$T_A(r) = -\frac{\dot{q}r^2}{6k_A} + C_{1A} \quad (\text{C.9})$$

Para el medio B tenemos la ecuación:

$$\frac{2}{r} \frac{dT_B(r)}{dr} + \frac{d^2 T_B(r)}{dr^2} = 0 \quad (\text{C.10})$$

Haciendo el cambio de variables  $T_B = \frac{u(r)}{r}$  se llega a la ecuación:

$$\frac{1}{r} \frac{d^2 u(r)}{dr^2} = 0 \quad (\text{C.11})$$

Para resolver la ecuación diferencial de segundo orden, integramos indefinidamente ambos miembros dos veces y obtenemos:

$$u(r) = C_{1B} \cdot r + C_{2B} \quad (\text{C.12})$$

Donde  $C_{1B}$  y  $C_{2B}$  son constantes que hay que definir.

Volviendo a las variables iniciales, la solución de la ecuación (C.10) es:

$$T_B(r) = C_{1B} + \frac{C_{2B}}{r} \quad (\text{C.13})$$

Aplicando la condición (C.6) se obtiene:

$$C_{2B} = \frac{\dot{q}R_A^3}{3k_B} \quad (\text{C.14})$$

Aplicando la condición (C.4) se obtiene:

$$C_{1B} = T_{\infty 1} + C_{2B} \left[ \frac{k_B}{R_B^2 \cdot h_1} - \frac{1}{R_B} \right] \quad (\text{C.15})$$

Y por último, aplicando la condición (C.5) se obtiene:

$$C_{1A} = C_{1B} + \frac{C_{2B}}{R_A} + \frac{\dot{q}R_A^2}{6k_A} = T_B(R_A) + \frac{\dot{q}R_A^2}{6k_A} \quad (\text{C.16})$$

Sustituyendo (C.14), (C.15) en (C.16), y (C.16) en (C.9) queda:

$$T_A(r) = T_{\infty 1} + \frac{\dot{q}R_A^3}{3k_B} \left[ \frac{k_B}{R_B^2 \cdot h_1} - \frac{1}{R_B} + \frac{1}{R_A} \right] + \frac{\dot{q}}{6k_A} \left[ R_A^2 - r^2 \right] \quad (\text{C.17})$$

Que es la distribución de temperatura en medio A.

Sustituyendo (C.14) y (C.15) en (C.13) queda:

$$T_B(r) = T_{\infty 1} + \frac{\dot{q}R_A^3}{3k_B} \left[ \frac{k_B}{R_B^2 \cdot h_1} - \frac{1}{R_B} + \frac{1}{r} \right] \quad (\text{C.18})$$

Que es la distribución de temperatura en el medio B.

La ecuación **(C.17)** nos da el valor de la temperatura en cada punto de la esfera interna ( $0 < r < R_A$ ) y la ecuación **(C.18)** nos da el valor de la temperatura en cada punto de la capa ( $R_A < r < R_B$ ) en el estado estacionario.