



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
MAESTRÍA EN INGENIERÍA EN ENERGÍA – PROCESOS Y USO EFICIENTE DE  
ENERGÍA

“ANÁLISIS NEUTRÓNICO DE UN REACTOR RBWR-AC MEDIANTE EL USO DE  
SOFTWARE LIBRE DRAGON”

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:  
ING. FRANCISCO DE JESÚS SUÁREZ ALCÁNTARA

TUTOR PRINCIPAL  
DR. JAIME BALTAZAR MORALES SANDOVAL FACULTAD DE INGENIERÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX. MAYO 2017



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

**JURADO ASIGNADO:**

Presidente: Dr. Francois Lacouture Juan Luis  
Secretario: Dra. Martín Del Campo Márquez Cecilia  
1er. Vocal: Dr. Morales Sandoval Jaime Baltazar  
2do. Vocal: Dr. Vázquez Rodríguez Rodolfo  
3er. Vocal: Dr. López Solis Roberto Carlos

Posgrado de Ingeniería, Ciudad Universitaria, UNAM.

**TUTOR DE TESIS:**

Dr. Morales Sandoval Jaime Baltazar

-----  
**FIRMA**

(Segunda hoja)

*A mi familia y amigos.*

# Agradecimientos

En primer lugar, me gustaría agradecer a mi director de tesis, el Dr. Jaime Baltazar Morales Sandoval, por haberme aceptado, dándome la oportunidad de trabajar en este tema, y ofrecerme su apoyo a lo largo de este tiempo, haciendo hincapié en su disponibilidad, en su paciencia y de todos sus consejos. Gracias al Dr. Juan Luis François Lacouture que me orientó en delimitar la investigación. También quiero agradecer a Alonso López-Peniche Sordo, por su amable apoyo, desde el principio hasta el final del programa. A Conacyt por brindarme su apoyo. También quiero dar las gracias a todos aquellos con los que trabajé durante mi estancia en el LAIRN-CU, por el buen ambiente. En general, extendiendo mi saludo a todo el equipo del área de Sistemas Nucleoeléctricos. Sin su ayuda y consejos, habría sido imposible llevar a cabo esta meta. Por último, mis pensamientos están con mi familia que me ha apoyado durante estos años.

# Resumen

El diseño de las centrales nucleares para la generación de energía eléctrica es un esfuerzo multidisciplinario que involucra a cientos de especialistas que las proponen, evalúan y revisan, hasta finalmente someterlas a procesos de licenciamiento. El reactor nuclear y en particular el núcleo del reactor también requiere de una gran cantidad de análisis para determinar su viabilidad operativa y constructiva, así como la respuesta de sus componentes ante una gran cantidad de escenarios. Los lineamientos que se establecen en la iniciativa de la Sociedad Nuclear Europea acerca de los reactores de 4a generación están basados en términos de: sustentabilidad, viabilidad económica, seguridad y confiabilidad, y resistencia a la proliferación. Las cuales son guías de enorme ayuda para todo tipo de diseño de reactores modernos que pretenden ser sometidos a un proceso de licenciamiento.

El propósito de este proyecto de tesis es investigar los métodos de celda que se están usando en el diseño de los Resource-Renewable Boiling Water Reactor (RBWR) y tratar de repetirlos usando las herramientas computacionales más avanzadas disponibles en la UNAM como DRAGON, DONJON y TRAC-U.

El enfoque elegido en este proyecto de investigación para enfrentar esta situación se basa en dos métodos empleados en el estudio de los reactores de agua ligera (LWRs), mediante el uso de la ecuación de transporte de neutrones, al realizar:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) = S(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) - \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t) \quad (1)$$

- La discretización de la variable de energía en pequeños intervalos (grupos de energía).
- Cálculos basados en 2 pasos: Nivel celda y Nivel ensamble, mediante una discretización geométrica (espacial).

Los cálculos de celda se emplean para realizar un análisis detallado en un pequeño dominio en el espacio con varios grupos de energía (64, 169, 254 grupos de energía) dependiendo la biblioteca de secciones eficaces (xs) microscópicas empleada, para producir secciones eficaces condensadas y homogeneizadas a pocos grupos de energía ((2) - térmico y rápido) para utilizarlas posteriormente en cálculos con un dominio espacial mayor (nivel de ensamble, o nivel de núcleo completo) de manera que una malla más gruesa se pueda utilizar.

Los cálculos de celda se realizan generalmente sobre un bloque que representa al combustible con el encamisado y con el moderador, se lleva a cabo una homogeneización y posteriormente una condensación de las propiedades neutrónicas sobre estas regiones de los grupos de energía. La mayoría de los códigos neutrónicos actuales, están usando los cálculos basados en 2 pasos.

Los cálculos basados en dos pasos presentes en esta tesis se han desarrollado usando DRAGON Versión 5 (código de transporte de celda) y se intentó complementar con DONJON Versión 5 (código de difusión de núcleo completo 3D). DRAGON y DONJON Versión 5 son códigos desarrollados en la École Polytechnique de Montréal por el instituto de ingeniería nuclear.

El modelado del RBWR-AC requirió el manejo de una geometría hexagonal tridimensional y la definición de distintas zonas axiales representativas del diseño. DRAGON con la versión actual es capaz de enfrentarse con estos retos, ya que posee nuevas implementaciones en el módulo NXT: para geometrías hexagonales tridimensionales y para las distintas zonas axiales se sometió un tratamiento de doble heterogeneidad.

Se investigó el efecto en la variación del número de grupos de energía con el cual se condensaron las secciones eficaces, ya que al aumentar la cantidad de grupos de energía frecuentemente se compensan los errores provenientes de los cálculos de celda.

La tesis se desarrolla de la siguiente manera:

- El capítulo 1 empieza con los primeros estudios del reactor RBWR.
- Una descripción de los métodos de celda, así como las ecuaciones que fundamentan a cada método numérico utilizado en la simulación son presentadas en el capítulo 2.
- Una descripción general del código DRAGON es presentada en el capítulo 3.
- En el capítulo 4 se desarrollaron los esquemas de cálculo empleados para el modelado del RBWR-AC.
- El capítulo 5 contiene todos los resultados del análisis.
- Las conclusiones, la sugerencia de algunos puntos que deberían estudiarse más adelante se mencionan en el capítulo 6.

Referencias y Apéndices se anexan al final de la tesis.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>III</b>
Resumen . . . . .	V
<b>Índice de figuras</b>	<b>IX</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>XI</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Primeros estudios del RBWR. . . . .	2
1.1.1. Estudios de la Universidad de Michigan, Ann Arbor. . . . .	3
1.1.1.1. Modelo con HELIOS. . . . .	3
1.1.1.2. Modelo con PARCS. . . . .	4
1.1.1.3. Modelo con RELAP5. . . . .	5
1.1.2. Estudios del Massachusetts Institute of Technology. . . . .	5
1.1.2.1. FRAPCON-EP. . . . .	6
1.1.2.2. Modelo MIT. . . . .	7
1.1.3. Estudios de la Universidad de California, Berkeley. . . . .	8
1.1.3.1. Comparación entre RBWR-AC y ARR. . . . .	9
1.1.3.2. Inventario en los desechos combustibles. . . . .	9
1.1.3.3. Calor de decaimiento. . . . .	9
1.1.3.4. Radiotoxicidad. . . . .	11
1.1.3.5. Resistencia a la proliferación. . . . .	12
1.1.3.6. Comparación entre RBWR-TB2 y ABR. . . . .	13
1.2. Estudios recientes del RBWR. . . . .	15
1.2.1. El incentivo del RBWR a base de Torio. . . . .	16
1.2.2. Congreso Internacional sobre Avances en Centrales Nucleares Abril 2016. . . . .	16
<b>2. Los métodos de celda.</b>	<b>17</b>
2.1. Celda de un reactor. . . . .	17
2.2. Teoría de transporte aplicada a los códigos de celda . . . . .	17
2.3. Ecuaciones de Transporte. . . . .	18
2.3.1. Forma Integrodiferencial de la Ecuación de Transporte . . . . .	22
2.3.2. Forma característica de la Ecuación de Transporte. . . . .	23
2.3.3. Forma integral de la Ecuación de Transporte. . . . .	24



2.4.	Métodos de solución. . . . .	25
2.4.1.	Aproximación Monte Carlo o Aproximación Estocástica. . . . .	26
2.4.2.	Aproximación Determinista. . . . .	27
2.4.2.1.	El método de probabilidad de colisión. . . . .	27
2.4.2.2.	El método de las Características. . . . .	30
2.4.2.3.	El método de los armónicos esféricos. . . . .	32
2.4.2.4.	El método de las discretas ordenadas $S_n$ . . . . .	33
<b>3.</b>	<b>DRAGON, código software libre.</b>	<b>35</b>
3.1.	Presentación de DRAGON. . . . .	35
3.1.1.	Descripción del código. . . . .	36
3.1.2.	Bibliotecas de datos nucleares. . . . .	38
3.1.3.	Auto-blindaje. . . . .	39
3.1.3.1.	Método de Stammler (Módulo SHI:) . . . . .	39
3.1.3.2.	Método de subgrupos (Módulo USS:) . . . . .	40
3.1.4.	Cálculo de quemado. . . . .	40
<b>4.</b>	<b>Modelado del RBWR-AC con DRAGON 5.</b>	<b>43</b>
4.1.	Especificaciones geométricas. . . . .	43
4.2.	Modelos en 2-D. . . . .	45
4.3.	Modelos en 3-D. . . . .	48
4.4.	Código del modelo final. . . . .	50
<b>5.</b>	<b>Simulaciones y Análisis de resultados.</b>	<b>55</b>
5.1.	Análisis de quemado. . . . .	58
5.2.	Coefficientes de reactividad del ensamble de combustible RBWR-AC . . . . .	59
5.2.1.	Cálculo de los coeficientes de reactividad del ensamble RBWR-AC [22] . . . . .	59
5.3.	Distribución axial de potencia . . . . .	61
5.4.	Solución de referencia. . . . .	67
<b>6.</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>69</b>
<b>A.</b>	<b>Instalación DRAGON</b>	<b>71</b>
A.1.	Instalación DRAGON Versión 3 . . . . .	71
A.1.1.	Acoplamiento de librerías WIMSD4 - WLUP . . . . .	73
A.2.	Instalación DRAGON Versión 5 . . . . .	75
<b>B.</b>	<b>Input del código computacional DRAGON</b>	<b>79</b>
	<b>Bibliografía</b>	<b>87</b>

# Índice de figuras

1.1.	Paquete de códigos para el cálculo completo del RBWR-AC . . . . .	3
1.2.	Modelo del medio ensamblado desarrollado con HELIOS para el RBWR-AC . . . . .	4
1.3.	Configuración de los pines de la celda en HELIOS para el RBWR-AC . . . . .	4
1.4.	Configuración axial del RBWR usada por PARCS . . . . .	5
1.5.	Modelo de RELAP5 . . . . .	6
1.6.	Esquema de la configuración axial del núcleo de un RBWR . . . . .	6
1.7.	Coefficientes de reactividad para el RBWR-AC asociado con un incremento del 10 % de potencia. . . . .	8
1.8.	Calor de decaimiento del RBWR-AC . . . . .	10
1.9.	Calor de decaimiento del ARR-ANL . . . . .	10
1.10.	Radiotoxicidad del RBWR-AC . . . . .	11
1.11.	Radiotoxicidad del ARR-ANL . . . . .	11
1.12.	Valores FOM . . . . .	13
1.13.	Diagrama del simulador del núcleo 3D (MIT) . . . . .	15
2.1.	Formas típicas de celdas . . . . .	18
2.2.	Variables de posición, dirección y energía . . . . .	19
2.3.	Balance del número de neutrones contenido en un volumen. . . . .	19
2.4.	Característica de una partícula entre dos posiciones. Una partícula de la fuente $Q(r, E, \vec{\Omega})$ viajará con un factor de atenuación exponencial en la dirección $\Omega$ y contribuirá al flujo en el punto $r$ . . . . .	25
2.5.	Dominio de integración espacial . . . . .	31
3.1.	Estructura de datos en DRAGON . . . . .	38
3.2.	Fenómeno de auto-blindaje . . . . .	39
4.1.	Esquema para el desarrollo del modelo. . . . .	44
4.2.	Vista axial del ensamblado RBWR (izquierda) y vista radial (derecha). . . . .	44
4.3.	Celda unitaria de una barra de combustible. . . . .	45
4.4.	Modelo de una celda hexagonal 2-D, con 1, 2 y 3 zonas: moderador, encamisado y combustible . . . . .	46
4.5.	Modelo de 7 celdas hexagonales 2-D, con 1, 2 y 3 zonas: moderador, encamisado y combustible . . . . .	46
4.6.	Celda hexagonal del reactor RBWR con mallado triangular. . . . .	47

4.7.	7 Celdas hexagonales del reactor RBWR con mallado triangular y mallado circular. . . . .	47
4.8.	Módulo de 1 celda 3-D hexagonal con 1,2 regiones, combustible y moderador. . . . .	49
4.9.	Módulo de 1 celda 3-D hexagonal con 3 regiones, combustible, enca- misado y moderador. . . . .	49
4.10.	Módulo de 7 celdas 3-D hexagonal con 3 regiones, combustible, enca- misado y moderador. . . . .	50
4.11.	Comparación de las distintas correlaciones de vacíos para RBWR-AC.	51
4.12.	Módulo 3-D hexagonal con 5 zonas axiales. . . . .	52
5.1.	Comparación celda RBWR 2-D a 0 % y 95 % vacíos . . . . .	56
5.2.	Comparación de quemado de una celda RBWR 2-D . . . . .	57
5.3.	Densidades isotópicas durante el quemado del ensamble RBWR-AC .	58
5.4.	Variación del coeficiente doppler . . . . .	60
5.5.	Variación del coeficiente de reactividad por vacíos. . . . .	60
5.6.	Distribución axial del flujo neutrónico condensado a 2 grupos de energía.	61
5.7.	Perfil axial de potencia proporcionado por HITACHI . . . . .	67
5.8.	Comparación axial del flujo neutrónico PARCS y SERPENT. . . . .	67
5.9.	Comparación axial del flujo neutrónico MCNP5 y SERPENT. . . . .	68
5.10.	Perfil axial de potencia, RELAP5/PARCS . . . . .	68
A.1.	Pantalla al realizar un acoplamiento incorrecto de las librerías . . . . .	74
A.2.	Pantalla al realizar un acoplamiento correcto de las librerías . . . . .	75

# Índice de tablas

1.1. Inventario de actínidos en los desechos combustible kg/GWe-yr . . . . .	9
4.1. Parámetros geométricos y especificaciones del material para una celda hexagonal 2D. . . . .	48
4.2. Materiales utilizados para las distintas zonas axiales. . . . .	53
5.1. Densidad y fracción de vacíos en el moderador para una celda hexagonal 2-D . . . . .	55

# Capítulo 1

## Introducción

La tecnología nuclear utiliza la energía liberada por la división (fisión) de los núcleos de átomos de ciertos elementos. Fue desarrollada por primera vez con fines bélicos en la década de 1940, ya en la década de los 1950 se enfocó a fines pacíficos, en particular con la generación de energía eléctrica. Hoy en día se cuentan con más de 16,500 años-reactor de experiencia y se suministra casi el 11.5% de la energía eléctrica mundial por medio de reactores en 31 países[1]. De hecho, a través de las redes regionales, muchos más de esos países dependen de la energía de origen nuclear.

Muchos países también han construido reactores de investigación para proporcionar fuentes de haces de neutrones para la investigación científica y la producción de isótopos para aplicaciones médicas e industriales.

Los reactores de agua ligera (LWRs por sus siglas en inglés) son los sistemas nucleares dominantes a nivel mundial, los cuales son suministrados con uranio, y cuya operación produce isótopos transuránicos (TRUs) de larga vida. Los elementos TRUs pueden reciclarse para ser utilizados en el RBWR. El rango de energía de neutrones térmicos en los reactores de agua ligera es el menos adecuado para la quema de TRUs. Debido a las bajas secciones eficaces de fisión, ocasionando una acumulación de TRUs.

Hitachi Ltd. Corp ha desarrollado un innovador diseño basado en un reactor BWR con moderación reducida, identificado como un reactor de recursos renovables RBWR (Resource-Renewable BWR) , el cual puede presentar la capacidad de ser autosustentable (Diseño RBWR-AC) o de utilizar la mayoría de los elementos transuránicos (TRUs) provenientes del combustible gastado de otros sistemas nucleares. (RBWR-TB, -TB2).

Estas funciones se cumplen debido al diseño de los núcleos, al poseer neutrones con energías más altas que los BWR convencionales, resultado de una moderación reducida. Los diseños desarrollados por Hitachi, usan ensambles combustibles de las mismas dimensiones transversales que los ensambles de un ABWR, las cuales pueden contenerse en su vasija.

## 1.1. Primeros estudios del RBWR.

En el 2007 Electric Power Research Institute (EPRI)[2], llevó a cabo una evaluación técnica del diseño del RBWR propuesto por HITACHI.[3]

Las entidades encargadas en la elaboración del reporte fueron:

- University of Michigan, Ann Arbor.
- University of California, Berkeley.
- Massachusetts Institute of Technology.

Las cuales usaron métodos independientes en sus análisis. Los análisis muestran a las dos variantes del diseño del RBWR (como autosustentable y como quemador). El combustible auto-sostenible del RBWR-AC, que posee una relación de cría ligeramente mayor a uno, representa una alternativa potencial a (sodium-cooled advanced recycling reactor - ARR) los reactores avanzados recicladores enfriados con sodio; y el RBWR-TB2 el cual fue diseñado para reciclar los TRUs descargados de los reactores de agua ligera. Estos diseños pueden ser una alternativa a los reactores quemadores avanzados enfriados con sodio (Sodium-cooled advanced burner reactor - ABR). La ventaja más significativa es el uso de la tecnología bien establecida de los reactores de agua ligera.

Las tres universidades desarrollaron una evaluación independiente de los diseños del núcleo del RBWR propuestos por HITACHI. La primera fase del trabajo se desarrolló desde Mayo hasta Diciembre del 2007, la cual tenía como objetivo el análisis de las especificaciones de diseño y el análisis de resultados previsto por HITACHI a EPRI.

La segunda fase se desarrolló desde Agosto del 2008 hasta Septiembre del 2009, e involucraba un análisis más detallado del RBWR-AC y RBWR-TB2. Los diseños se actualizaron por Hitachi y se le solicitó a EPRI llevar a cabo una evaluación más completa, Fase III. Tanto la metodología como los resultados fueron presentados en el reporte final (abril 2012).

El equipo de la Universidad de Michigan desarrolló un código de acoplamiento neutrónico y termohidráulico, el cuál usaron para llevar a cabo una simulación de ciclo de equilibrio y obtener ciertos parámetros tanto del RBWR-AC como del RBWR-TB2. Además esta Universidad tuvo la encomienda de combinar el resultado de las otras Universidades en el reporte final.

El equipo de la Universidad de California, Berkeley realizó una comparación de los ciclos de combustible de los dos núcleos del RBWR, con respecto a sus alternativas enfriadas con sodio.

El equipo del Instituto Tecnológico de Massachusetts realizó una evaluación del rendimiento de combustible utilizando una versión mejorada del código de la comisión reguladora de EE.UU, FRAPCON; así como la evaluación de los coeficientes de reactividad y estabilidad.

### 1.1.1. Estudios de la Universidad de Michigan, Ann Arbor.

La universidad de Michigan llevó a cabo un acoplamiento neutrónico termohidráulico para la realización de un análisis completo 3-D de los núcleos del RBWR. HELIOS[4], RELAP5[5] y PARCS[6] fueron aplicados para determinar el ciclo de equilibrio de los más recientes diseños de Hitachi y de los coeficientes de reactividad de los núcleos de equilibrio.

#### 1.1.1.1. Modelo con HELIOS.

HELIOS es un código de dos dimensiones de transporte de neutrones y rayos gamma para cálculos de celdas desarrollado por Studsvik Scandpower, Inc. El transporte de partículas es descrito mediante el método de las corrientes acoplado con el de la probabilidad de colisiones (CCCP). El tratamiento de la región de resonancia se basa en el método de subgrupos y permite la completa interacción con los isótopos resonantes. Las bibliotecas de datos nucleares de HELIOS se basan en ENDF/B-VI y son para 112 grupos de energía. Los procesadores de entrada y salida de HELIOS son los códigos separados Aurora y Zenith. El flujo de datos entre los tres códigos se lleva a cabo a través de una subrutina llamada HERMES como se muestra en la Figura 1.1.[7] Se realizó un modelo de medio ensamble 2-D como se muestra

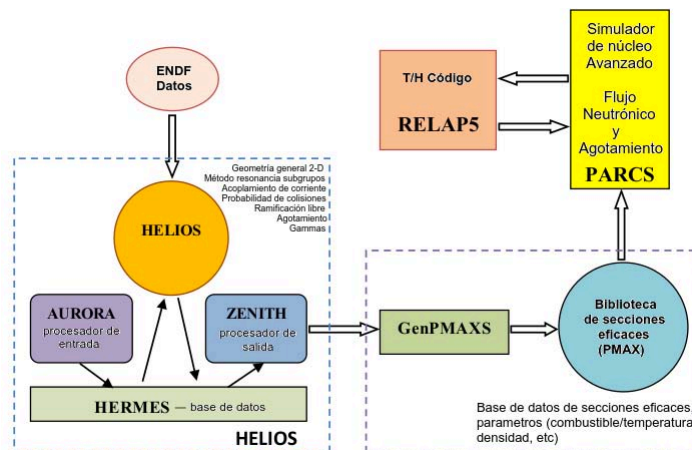


Figura 1.1: Paquete de códigos para el cálculo completo del RBWR-AC

en la Figura 1.2 para el cálculo de las secciones eficaces, la Figura 1.3 muestra la configuración de los pines de cada celda,

El encamisado entre los hexágonos es llenado con agua al 0 % de fracción de vacíos. Las secciones eficaces de las regiones físis superior e inferior y en el área de las cobijas están en función de la temperatura, la densidad del líquido refrigerante, la inserción de barras de control, y el quemado.

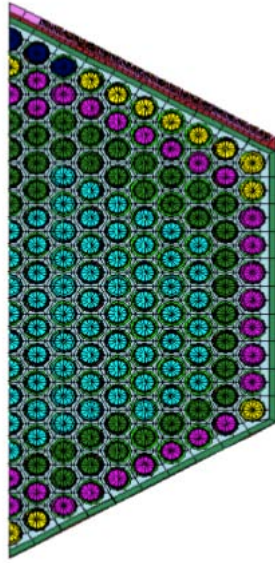
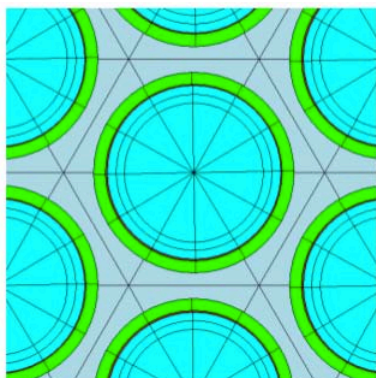


Figura 1.2: Modelo del medio ensamble desarrollado con HELIOS para el RBWR-AC



Número de barras de combustible	271
Diametro barra de combustible	10.1 mm
Encamisado barra de combustible	1.3 mm
Espesor barra de control	6.5 mm
Longitud del núcleo	1343 mm
Pitch barra de combustible	11.4 mm
Diametro del pellet	8.7 mm

Figura 1.3: Configuración de los pines de la celda en HELIOS para el RBWR-AC

#### 1.1.1.2. Modelo con PARCS.

PARCS (Parallel Advanced Reactor Core Simulator) es un simulador 3D del núcleo de un reactor, que resuelve en estado estable y dependiente del tiempo la ecuación de difusión de neutrones, así como las ecuaciones de transporte en geometrías cartesianas, cilíndricas y hexagonales. PARCS se acopló directamente con el código termohidráulico RELAP5, el cual proporciona la información de temperatura y de flujo a PARCS durante los cálculos de transitorios. Las principales características de PARCS, incluyen la capacidad para llevar a cabo cálculos de transitorios, cálculos de densidad atómica de xenón (Xe), así como del samario (Sm), cálculos de calor de decaimiento, cálculos de potencia a nivel de barra. El método de solución en geometría hexagonal fue utilizado para modelar el núcleo del RBWR. La configuración usada por PARCS, se muestra en la Figura 1.4





Figura 1.4: Configuración axial del RBWR usada por PARCS

### 1.1.1.3. Modelo con RELAP5.

RELAP5 Realiza un análisis de mejor estimación del accidente de pérdida de refrigerante (LOCA), además de otros accidentes y transitorios operacionales en los reactores de agua presurizada (PWR), así como en los reactores de agua en ebullición (BWR). Los modelos utilizados incluyen flujo multidimensional en dos fases, de no equilibrio termodinámico, de transferencia de calor y del seguimiento de nivel.

El modelo termohidráulico del RBWR consiste en un flujo multifásico contenido en un canal adicional definido para el área del reflector radial. Basado en la localización, patrón de carga de combustible y de la posición de las barras de control. El modelo hidrodinámico del núcleo de RELAP5 constaba de 121 componentes de tubos en paralelo, debido a que se consideró tanto la precisión del cálculo como del costo computacional. Cada componente de la tubería se dividió en 38 volúmenes axiales para el modelo AC y 19 volúmenes axiales para el modelo TB2. El modelo de RELAP5 se muestra en la Figura 1.5.

### 1.1.2. Estudios del Massachusetts Institute of Technology.

MIT llevó a cabo una evaluación del desempeño de combustible, al igual que en cualquier otro diseño innovador la evaluación del rendimiento de combustible es sumamente importante. En el caso del RBWR la reducción en la moderación endurece el espectro de neutrones y permite alcanzar una alta tasa de conversión utilizando combustible de óxido mezclado (MOX). El núcleo tiene una estructura muy heterogénea, como se ve en la Figura 1.6 que consiste en regiones de combustible activas y regiones cobija, con el fin de satisfacer la operación con un coeficiente de reactividad por vacíos negativo. Como resultado se tiene un alto pico de potencia ( $> 40$  kW/m) y un alto pico de quemado ( $>100$  MWD/kg), se necesitan regiones con combustible activo con el fin de operar con una alta densidad de potencia, la cual es

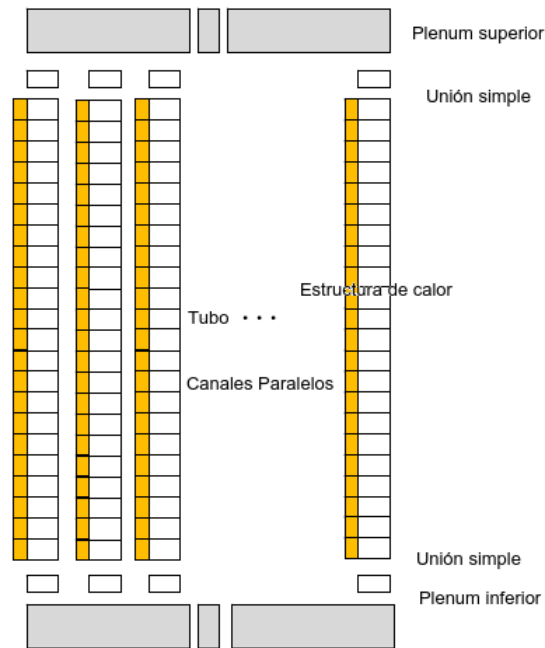


Figura 1.5: Modelo de RELAP5

necesaria en las regiones del MOX y aun así lograr una razonable duración del ciclo.

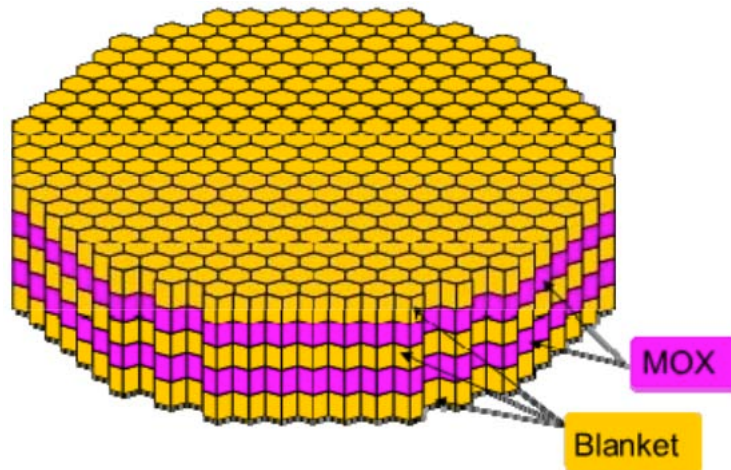


Figura 1.6: Esquema de la configuración axial del núcleo de un RBWR

#### 1.1.2.1. FRAPCON-EP.

Debido al espectro endurecido es necesario tener niveles más altos de flujo neutrónico, ya que a altas energías las probabilidades de reacción de los neutrones (secciones eficaces microscópicas) bajan de uno a dos órdenes de magnitud con respecto a los neutrones térmicos, por lo que para generar la misma potencia, se necesitan niveles

más altos de flujo neutrónico. La combinación de alto flujo neutrónico y de un espectro de neutrones más duro puede exceder el límite de transferencia de calor de los materiales disponibles diseñados para evitar la desestabilización en el revestimiento. Además, operar con un alto grado de quemado y a una alta velocidad de calentamiento lineal puede conducir a una hinchazón excesiva del combustible, a un aumento de la irradiación en la dirección axial, un transporte significativo de productos de fisión, hasta la liberación de productos de fisión volátiles en el revestimiento, por lo que se requiere una herramienta de rendimiento de combustible confiable para analizar todos estos fenómenos.

MIT usó FRAPCON-EP, la cual es una versión del código FRAPCON equipada con modelos que representan mejor el comportamiento del combustible en estado estacionario. El combustible en el RBWR está diseñado para funcionar con un mayor grado de quemado, una mayor velocidad de calentamiento lineal, y un flujo neutrónico más rápido en comparación con los BWR típicos. También realiza análisis de porosidad, de hinchamiento, migración axial de productos, etc.

La evolución del oxígeno en las pastillas de combustible es muy importante para el quemado, debido a que el combustible MOX es sensible a variaciones estequiométricas con el oxígeno. A medida que se desarrolla la quema, la reducción en el contenido de actínidos y la baja afinidad de los productos de fisión con el oxígeno ocasiona un aumento en la relación de oxígeno - metal (O/M)[21]. Una reacción que puede ocurrir es que el molibdeno se empiece a oxidar, actuando como tapón para aumentar aún más la concentración de oxígeno. El exceso del oxígeno puede aumentar la corrosión e influir en el comportamiento del revestimiento, lo cual degradará la conductividad térmica del combustible.

Se observó un alto grado de liberación de gases de fisión en regiones activas del combustible, las cuales son inevitables, también se observó una hinchazón excesiva la cuál podría ser manejada mediante la reducción de la densidad teórica de combustible activo. Sin embargo, la corrosión excesiva, la hidrogenación, y también el crecimiento de la irradiación debido a una mayor dosis en el encamisado requiere el desarrollo de tecnologías avanzadas que involucren al zircaloy con el fin de mantener la probabilidad de fallo del combustible a un nivel aceptablemente bajo[8].

#### **1.1.2.2. Modelo MIT.**

El MIT realizó también el análisis del reactor RBWR-AC. Gracias al apoyo financiero de un proyecto propio sobre el futuro de los ciclos de combustible nuclear, el cual está dirigido para investigar la cría en los LWRs. Tal proyecto involucró la simulación del núcleo del RBWR, el uso de combustible de nitruro, y su comparación con el combustible típico de óxido de los LWRs. También incluyó análisis en la evaluación de la factibilidad, así como análisis de los coeficientes de reactividad. El diseño del núcleo del RBWR-AC el cuál puede lograr una relación de cría de 1.01. Fue analizado y modelado usando el código de transporte de neutrones estocástico en estado estacionario MCNP5[9] y el código termohidráulico STAB[10]. Para los

cálculos de quemado, el código MCODE-2.2[11] fue usado para acoplar MCNP con el código ORIGEN2[12]. Sin embargo, la geometría y las composiciones utilizadas para este estudio se llevaron a cabo con el diseño preliminar de Hitachi y no con el diseño actual (2 años de diferencia).

Para los cálculos de los coeficientes de reactividad, el modelo termohidráulico de STAB se acopló junto con MCNP de manera iterativa para converger a la distribución de la potencia axial, la densidad del agua y la temperatura del combustible durante cada estado. Basado en el aumento del 10 % en la potencia, los coeficientes de reactividad para el núcleo del RBWR-AC se calcularon para el inicio del ciclo (BOC), para la mitad del ciclo (MOC) y para el final del ciclo (EOC). Los resultados muestran que los coeficientes de potencia son muy negativos durante BOC y MOC. Pero ligeramente negativos en EOC como se muestran en la Figura 1.7. Además, el coeficiente de vacíos asociado al aumento de potencia del 10 % fueron todos positivos durante todo el ciclo.

BOC	k-eff	S.D.	React. Coeff. (pcm/%potencia)	S.D. (pcm/%potencia)
nominal	0.99332	0.00005		
+10% potencia	0.99287	0.00005	-4.6	0.7
Solo vacío	0.99353	0.00005	2.1	0.7
Solo Doppler	0.99282	0.00005	-5.1	0.7

MOC	k-eff	S.D.	React. Coeff. (pcm/%potencia)	S.D. (pcm/%potencia)
nominal	0.99178	0.00005		
+10% potencia	0.99116	0.00005	-6.3	0.7
Solo vacío	0.99182	0.00005	0.4	0.7
Solo Doppler	0.99110	0.00005	-6.9	0.7

EOC	k-eff	S.D.	React. Coeff. (pcm/%potencia)	S.D. (pcm/%potencia)
nominal	0.99165	0.00005		
+10% potencia	0.99163	0.00005	-0.2	0.7
Solo vacío	0.99214	0.00005	5.0	0.7
Solo Doppler	0.99083	0.00005	-8.3	0.7

Figura 1.7: Coeficientes de reactividad para el RBWR-AC asociado con un incremento del 10 % de potencia.

### 1.1.3. Estudios de la Universidad de California, Berkeley.

Esta universidad llevó a cabo un estudio comparativo de los distintos ciclos de combustible presentes en el RBWR-AC y en el RBWR-TB2 con respecto a los reactores rápidos enfriados con sodio. Se consideraron, además dos diseños de reactores rápidos proporcionados por Argonne National Laboratory (ANL), donde se abordó el manejo del combustible autosustentable (razón de cría = 1) y diseños que manejan relaciones de conversión de quemado de 0.5.

Tabla 1.1: Inventario de actínidos en los desechos combustible kg/GWe-yr

	RBWR-AC		ARR-ANL	
	1.0%	0.1%	1.0%	0.1%
U	197.345	19.734	94.665	9.466
U-235	0.213	0.021	0.024	0.002
Np-237	0.137	0.014	0.103	0.010
Pu	26.850	2.685	16.482	1.648
Pu-238	0.875	0.088	0.179	0.018
Pu-239	12.320	1.232	10.863	1.086
Pu-240	10.428	1.043	4.493	0.449
Pu-241	1.740	0.174	0.567	0.057
Pu-242	1.489	0.149	0.375	0.038
Am	1.296	0.130	0.329	0.033
Am-241	0.855	0.085	0.213	0.021
Cm	0.487	0.049	0.098	0.010
TRU	28.771	2.877	16.932	1.693

### 1.1.3.1. Comparación entre RBWR-AC y ARR.

Para fines de comparación, la potencia del diseño original del núcleo ARR-ANL (1000 MWt; correspondiente a 400 MWe) se amplió a fin de proporcionar una potencia eléctrica similar al diseño RBWR-AC. Lo que se examinó fue el inventario de residuos, la composición y la resistencia a la proliferación, el calor de desintegración y la radiotoxicidad.

### 1.1.3.2. Inventario en los desechos combustibles.

Las características de los residuos que salen de cada uno de los reactores considerados fueron comparadas. El análisis se realizó utilizando un código llamado ORIGEN 2.2 que simula la evolución de los diferentes isótopos del combustible. Se supuso que el combustible descargado al final de cada ciclo se vuelve a procesar con una eficiencia ya sea del 99 % o 99.9 % dejando sólo 1 % o 0.1 % de la descarga original de actínidos.

La Tabla 1.1 proporciona la cantidad de actínidos importantes que hay en los residuos por unidad de electricidad generada, para dos valores de eficiencia en el reprocesamiento de 99 % y 99.9 %. Debido al menor grado de quemado, los residuos de actínidos del RBWR-AC es de aproximadamente el doble al de los ARR.

### 1.1.3.3. Calor de decaimiento.

En las Figuras 1.8 y 1.9[13] se representa el calor de decaimiento de los desechos por unidad de electricidad generada a partir de cada reactor. El calor de decaimiento

total se muestra en la línea azul cielo. Se puede observar que el calor de decaimiento está dominado inicialmente por los productos de fisión (FP) pero, como la concentración de FP cae abruptamente cuando transcurren 100 años, a los 200 años el calor de desintegración se debe fundamentalmente a los actínidos.

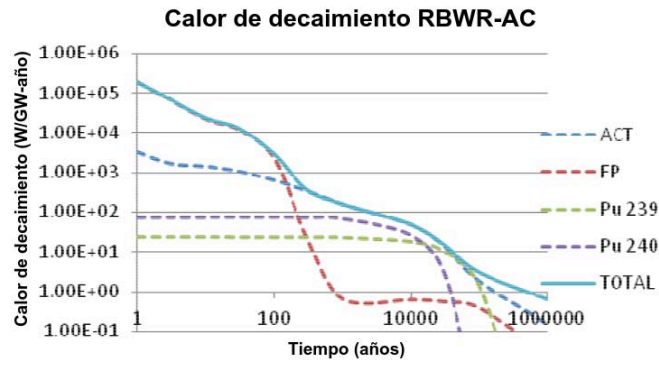


Figura 1.8: Calor de decaimiento del RBWR-AC

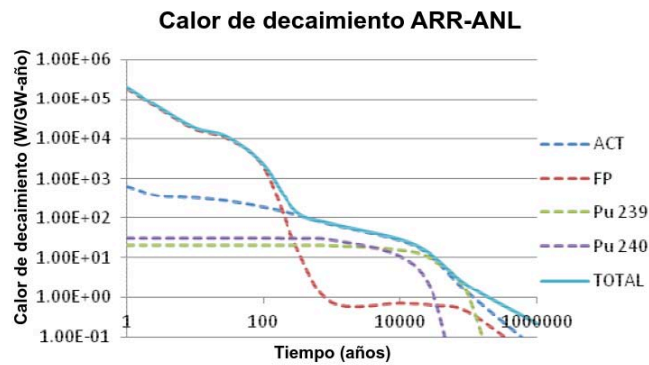


Figura 1.9: Calor de decaimiento del ARR-ANL

#### 1.1.3.4. Radiotoxicidad.

En las Figuras 1.10 y 1.11[14] se muestra la evolución de la radiotoxicidad de los desechos combustible a lo largo de un millón de años de descarga, Hay una caída en la radiotoxicidad después de  $\sim 100$  años que se debe a la desintegración de los productos de fisión, la radiotoxicidad del RBWR-AC es comparable a la del ARR hasta  $\sim 100$  años, la radiotoxicidad del RBWR-AC es mayor que la de la ARR por  $\sim 25\%$  para los primeros  $\sim 200$  años, después de lo cual se incrementa hasta en un factor de 2 alrededor de los 300 años.

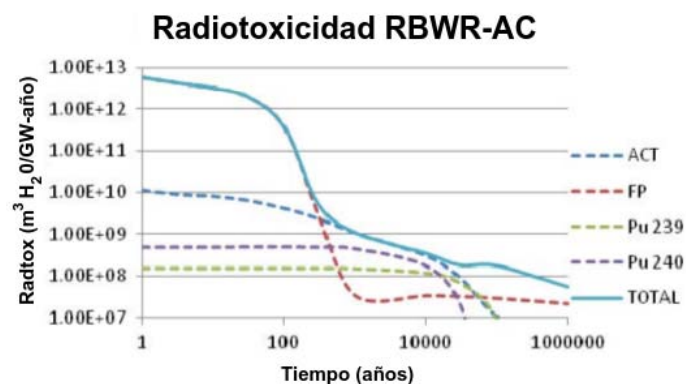


Figura 1.10: Radiotoxicidad del RBWR-AC

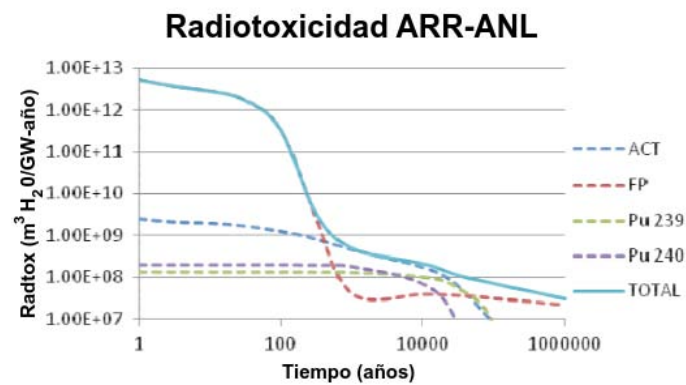


Figura 1.11: Radiotoxicidad del ARR-ANL

### 1.1.3.5. Resistencia a la proliferación.

Las medidas que se utilizaron para comparar la resistencia a la proliferación del combustible descargado son:

- La calidad del Pu en el combustible descargado.
- La calidad de los TRUs en el combustible descargado.
- La cantidad de Pu y otros TRUs descargados por unidad de electricidad generada.
- El rendimiento de neutrones de fisión espontáneos por unidad de peso del Pu y de otros TRUs.

La calidad del Pu y otros TRUs en el combustible descargado se mide por una expresión desarrollada por Charles G. Bathke, la cual se le conoce como FOM (Figure of Merit)[15].

$$FOM_1 = 1 - \log_{10} \left( \frac{M}{800} + \frac{Mh}{4500} + \frac{M}{50} \left[ \frac{D}{500} \right]^{\frac{1}{\log_{10} 2}} \right) \quad (1.1)$$

Donde:

$M$ = Masa crítica del metal en cuestión.

$h$ = Contenido de calor en el metal en W/kg

$D$ = Dosis *rad/hr*

El resultado de la FOM en el plutonio del combustible descargado es mayor que 2.0, lo que implica que es atractivo para su uso en dispositivos nucleares Figura 1.12. La FOM del plutonio en el RBWR-AC es ligeramente más pequeña que de los núcleos de ARR pero, por otra parte la cantidad de plutonio descargado al año es mayor para el RBWR-AC. El valor relativamente pequeño del FOM para el RBWR-AC es debido a su menor contenido de combustible fisible. La FOM de los elementos TRUs está por debajo del valor crítico de 1.0 para todos los reactores reproductores. De los tres, la descarga de elementos TRUs del RBWR-AC es la más resistente a la proliferación. La presencia de  $^{242}\text{Cm}$  y  $^{244}\text{Cm}$  contribuye significativamente al calor de decaimiento de los TRUs y es responsable de gran parte de la diferencia entre los valores FOM del Pu y otros TRUs.



	RBWR-AC		ARR-ANL		Unidades
	TRU	Pu	TRU	Pu	
FOM	0.31	2.01	0.82	2.24	kg/GWe-año

Figura 1.12: Valores FOM

### 1.1.3.6. Comparación entre RBWR-TB2 y ABR.

Los parámetros para esta comparación son similares a los utilizados para comparar la RBWR-AC y el ARR, tales como el inventario específico del combustible y TRUs, el calor de desintegración, la radiotoxicidad del combustible y la resistencia a la proliferación.

El núcleo del ABR utilizado para la comparación contra el RBWR-TB2 fue diseñado por el Laboratorio Nacional de Argonne (ANL), que se refiere como ABR-ANL. Para simplificar la comparación de los dos reactores, el nivel de potencia del diseño ABR-ANL base original (correspondiente a 400 MWe) fue reducido a fin de proporcionar una potencia similar al diseño de Hitachi RBWR-TB2.

### Conclusiones

En relación con el reactor ABR, el RBWR-TB2 transmuta cantidades comparables de TRUs por unidad de energía generada, requiere más del doble de inventario de metal pesado y TRUs, tiene aproximadamente la mitad de descarga de quemado que además de su menor eficiencia termodinámica da como resultado por unidad de energía generada:

- Más del doble de la cantidad de masa de metal pesado, Pu y otros TRUs para ser reciclados.
- Más del doble de la cantidad de desecho de Pu y otros TRUs.
- Cerca de 2.5 veces el inventario de  $^{237}\text{Np}$  y sus precursores.
- Sólo 13% más cantidad de productos de fisión.
- Mayor resistencia a la proliferación, mejor que la del RBWR-AC

La diferencia más significativa es que el RBWR-TB2 requiere una mayor carga inicial de TRUs. Aunque el costo de capital de un ABWR es menor que el costo esperado de un SFR, no está claro si el costo de capital del RBWR-TB2 será más pequeño que el de un ABR si la inversión inicial en la recarga del núcleo se contabiliza como una parte del costo de capital que tiene que ser pagado al inicio. Incluso si el costo del RBWR-TB2 (incluyendo recarga de núcleo) es más pequeño, no está claro si el costo de la electricidad del RBWR-TB2 será menor que el del ABR porque el costo del ciclo de combustible RBWR-TB2 se espera que sea de casi el doble. Se recomienda que Hitachi haga una comparación exhaustiva de los aspectos económicos.

Otra cuestión importante que debe abordarse es sobre la tecnología. Siendo basado en el diseño de un ABWR, la tecnología de los reactores RBWR está más avanzada que la tecnología del reactor refrigerado por sodio. Como consecuencia, la comercialización (incluidas las licencias) de RBWR es probable que requiera menor tiempo y menor inversión que en la comercialización de los ABR. Se recomienda que Hitachi compare el tiempo y los recursos necesarios para la comercialización de los dos tipos reactores.

Las conclusiones a las que llegaron en el reporte[2] fueron:

- El análisis colectivo indicó que los dos diseños (RBWR-AC, RBWR-TB2) parecen ser capaces de lograr sus objetivos, sin embargo hay cierta incertidumbre en el cálculo del coeficiente de vacíos y no es claro si éste es negativo durante todo el tiempo, en especial en el núcleo del RBWR-TB2. En general los valores de los coeficientes de las tres Universidades son diferentes de los predichos por Hitachi.
- Las dos correlaciones para la predicción de la potencia crítica, que fueron obtenidas en Japón a partir de los experimentos en pequeños ensambles combustibles hexagonales con una distribución similar axial de los diseños de Hitachi, no siempre coincidían entre sí, dando lugar a la incertidumbre respecto al margen de potencia crítica.
- En general los diseños son muy sensibles a pequeñas variaciones en el diseño y a perturbaciones en las condiciones de operación, lo cual podría hacer al núcleo más complicado de operar de forma segura que a los actuales BWRs.
- La zonas físiles superiores e inferiores del núcleo muestran estar ligeramente acopladas neutrónicamente, lo que podría acarrear problemas de control, ya que la fracción de neutrones diferidos que interactúa con el uranio enriquecido es menor y por ende requeriría un sistema de control de acción más preciso, debido al tamaño más pequeño del núcleo del RBWR, se necesita insertar más rápido las barras de control para lograr una reactividad negativa efectiva.
- La información disponible del comportamiento del encamisado de zircaloy expuesto a un espectro endurecido en LWRs es prácticamente inexistente. Hay indicaciones en la literatura que la tasa de corrosión del encamisado puede acelerarse bajo un espectro de neutrones endurecido.
- La distribución de la tasa de generación de calor lineal, en las regiones físiles daría lugar a un gradiente mayor de energía que en los tradicionales BWRs. Este efecto puede ocasionar una migración en algunos productos de fisión a las regiones más frías en la interfaz con la cobija, lo que a su vez puede ocasionar una anomalía entre las interfaces de la pastilla-encamisado.
- La mayor densidad de potencia en el combustible provocará un aumento en el grado de quemado en las zonas físiles, ocasionando una hinchazón del combustible y posteriormente la liberación de gases de fisión. Esto puede generar que

el encamisado sufra mayores deformaciones (1% de deformación es el límite en LWRs).

## 1.2. Estudios recientes del RBWR.

Uno de los últimos estudios fue hecho por el MIT desarrollando un simulador 3D para modelar con precisión la configuración axial de los distintos núcleos de los RBWRs. El trabajo[22] consistió en un enfoque de 3 pasos, incluyendo: cálculos de celda unitaria de elementos combustible 3D, generación de secciones eficaces y un procesamiento seguido de una simulación 3D usando un acoplamiento termo-hidráulico - neutrónico del núcleo. Se utilizó el código Monte-Carlo SERPENT[16] para la generación de constantes de grupo homogeneizadas para usarlas en el código de difusión PARCS. SERPENT reemplazó a códigos 2D, como HELIOS, los cuales eran utilizados para la generación de las constantes de grupo. Los códigos de celda 2-D que se usan normalmente son inadecuados para manejar con precisión la fuerte variación axial en el espectro de neutrones y la fuerte fuga neutrónica axial de los núcleos RBWR. La estructura del simulador desarrollado por MIT, se presenta en la Figura 1.13.

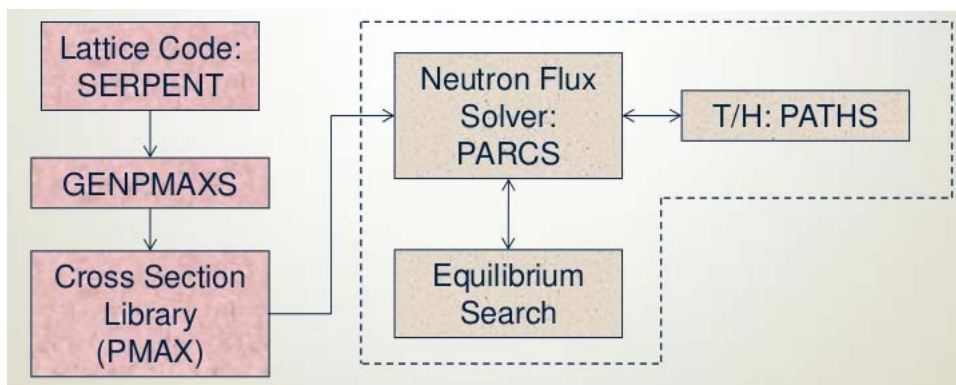


Figura 1.13: Diagrama del simulador del núcleo 3D (MIT)

Los tres primeros módulos de la izquierda son utilizados para un preprocesamiento, donde el código GenPMAXS[17] se encarga de procesar los datos y crear los archivos de las secciones eficaces (PMAx), así como la generación de factores de discontinuidad axiales, los cuales corrigen el cambio brusco en el flujo en las interfaces de los distintos materiales. PARCS es un código de difusión 3D, capaz de modelar geometrías hexagonales, PATHS[18] es un código termohidráulico que resuelve las ecuaciones de masa, de momento y de energía usando una correlación específica para la fracción de vacíos. Este código proporciona la retroalimentación termohidráulica con PARCS para simulaciones de estado estacionario y buscando el ciclo de equilibrio.

Las secciones eficaces para el RBWR fueron creadas usando el código Monte-Carlo Serpent, estas constantes de grupo fueron generadas tomando la base de datos de

energía continua ENDF/B-VII, condiciones de frontera reflejantes fueron aplicadas en la dirección radial, mientras que en la dirección axial aplicaron condiciones de vacío (ninguna corriente entraba en la parte superior e inferior del ensamble). El uso de secciones eficaces 3D implicó tomar en cuenta condiciones tales como temperatura del combustible, vacíos del moderador, inserción de las barras de control, etc.

Bryan Herman del MIT[22] desarrolló el script SerpentXS para convertir las secciones eficaces al formato PMAXS, todas las secuencias de cálculos de cada condición se especifican en el input de SerpentXS, y posteriormente se lleva a cabo la simulación, la cual puede implicar cientos o incluso miles de simulaciones Monte-Carlo para modelar cada una de las fases del paso de quemado de interés.

### **1.2.1. El incentivo del RBWR a base de Torio.**

La mayor de las preocupaciones con respecto a los diseños del núcleo del RBWR de Hitachi deriva del uso de un par de secciones fértiles muy pequeñas, su longitud combinada es inferior a 50 cm, con una cobija de uranio empobrecido en medio. En comparación la altura del núcleo activo del ABWR está alrededor de 4 m y no tiene una cobija interna. El diseño altamente heterogéneo del núcleo del RBWR de Hitachi fue propuesto por la necesidad de tener un componente de fuga, para la retroalimentación de la reactividad debido a un mayor vacío en magnitud absoluta que el espectro duro, ya que el coeficiente de reactividad por vacíos es negativo. En lugar de incrementar la retroalimentación negativa de reactividad por fugas, se ha propuesto[23] el uso de  $^{232}\text{Th}$  en lugar del  $^{238}\text{U}$  como el combustible fértil primario.

### **1.2.2. Congreso Internacional sobre Avances en Centrales Nucleares Abril 2016.**

En el congreso realizado en San Francisco los días 17 al 20 de Abril del 2016, la universidad de California Berkeley mencionó al reactor RBWR con una propuesta interesante al regresar al diseño mediante el uso de celdas cuadráticas para una quema de TRUs de mayor desempeño, aunque por el momento no hay acceso a información más detallada.

# Capítulo 2

## Los métodos de celda.

Considerando las necesidades actuales de diseño de reactores modernos de agua ligera, es de suma importancia tener el conocimiento de los parámetros que influyen en la operación de un reactor nuclear. La determinación de la distribución de potencia, el valor de las barras de control, el margen de apagado y la tasa isotópica de quemado, deben ser conocidas a través del ciclo del reactor. La capacidad de desarrollar un análisis de núcleo completo depende del modelo empleado para predecir el comportamiento neutrónico en el espacio, en la dirección y en la energía. Es desafortunado que la complejidad en el modelado de cada barra de combustible, barra de control, venenos y canales de agua, ponga en conflicto a la solución de la ecuación de transporte 3-D. Aunque hay herramientas disponibles, como Monte-Carlo, la magnitud del problema y la disponibilidad de herramientas nos hacen optar por métodos deterministas como el uso de códigos de celda (DRAGON).

### 2.1. Celda de un reactor.

En los reactores térmicos el combustible es colocado en grupos de barras separadas por materiales como puede ser grafito, agua ligera o agua pesada; en los cuales los neutrones son moderados para alcanzar energías térmicas. El combustible tiene un encamisado que separa los productos de fisión del agua, y está acomodado de una manera regular y repetitiva; se adecúa en arreglos cuadrados, hexagonales o en anillos. En cualquier caso están rodeados por moderador (refrigerante); a este acomodo se le conoce como una celda, la cual, en una primera suposición, se asume infinita[29], un esquema se muestra en la Figura 2.1.

### 2.2. Teoría de transporte aplicada a los códigos de celda

La teoría de transporte se refiere a la descripción matemática del transporte de partículas a través de un medio huésped. Se trata de un tema de suma importancia en la física y en la ingeniería, ya que los procesos de transporte de partículas aparecen en

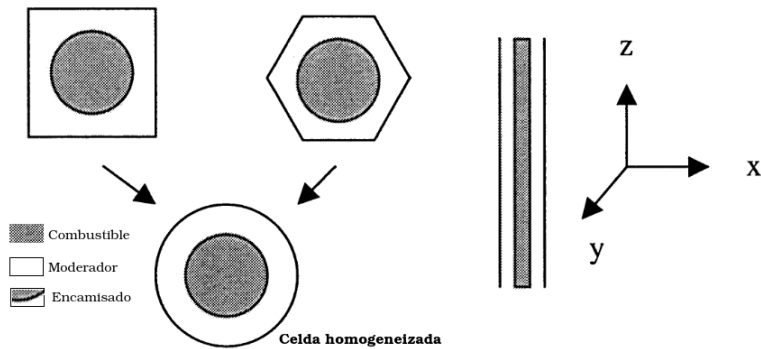


Figura 2.1: Formas típicas de celdas

una gran variedad de fenómenos físicos. Los procesos de transporte pueden involucrar una variedad de tipos diferentes de partículas tales como neutrones, moléculas de gas, iones, electrones, fotones; que se mueven a través de diferentes medios tales como el núcleo de un reactor nuclear, atmósfera estelar, gases o plasmas. Todos estos procesos pueden ser descritos por medio de una sola teoría unificadora, gobernados por el mismo tipo de ecuación. Por tanto las herramientas matemáticas necesarias para el estudio de estos procesos son muy semejantes. En este caso se utiliza dicha teoría para describir el comportamiento de los neutrones a través de los elementos combustibles de un reactor nuclear.

### 2.3. Ecuaciones de Transporte.

La teoría de transporte difiere del enfoque usual encontrado en la física, porque se refiere a una teoría de partículas, no a una teoría continua de la materia. Al ser una teoría de partículas el concepto de campo continuo sigue jugando un papel significativo, aunque ahora aparece como un campo de probabilidades debido a su naturaleza aleatoria; esto nos obliga a introducir el concepto de campo de densidades de probabilidades o funciones de distribución. No podemos predecir con certeza el número exacto de partículas en una región determinada en un tiempo dado, pero sí la densidad esperada de partículas definida por la Ecuación 2.1.

$$N(r, t)d^3r \quad (2.1)$$

Número esperado de partículas en  $d^3r$  alrededor de  $r$  en el tiempo  $t$ .

La meta primordial de la teoría de transporte es determinar la distribución de partículas en un medio tomando en cuenta el movimiento de éstas y sus interacciones con el medio huésped. El estado de una partícula puntual clásica puede ser caracterizado si se especifica la posición de la partícula  $r$  y su velocidad  $v$ . Definimos una función de densidad en el espacio de partícula  $n(r, v, t)$  que depende únicamente de la posición, de la velocidad y el tiempo; definida por la ecuación 2.2.

$$n(r, v, t)d^3r d^3v = \quad (2.2)$$

Número esperado de partículas en  $d^3r$  alrededor de  $r$  con velocidad en  $d^3v$  alrededor de  $v$  en el tiempo  $t$ .

Algunas veces es conveniente descomponer el vector velocidad de la partícula  $v$  en sus dos componentes: una variable que caracteriza la magnitud de su velocidad, y otra, que se refiere a la dirección de su movimiento. La energía cinética de una partícula  $E = \frac{1}{2}mv^2$  se usa frecuentemente en lugar de la velocidad  $v$ . Para especificar la dirección del movimiento de partícula introduciremos un vector unitario  $\vec{\Omega}$  en la dirección de la energía cinética  $E$  como se presenta en la Figura 2.2.

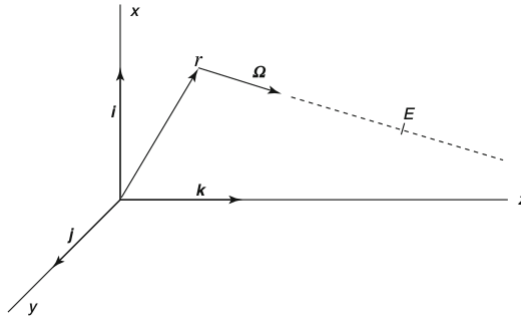


Figura 2.2: Variables de posición, dirección y energía

Si se balancean los mecanismos por los que se ganan o pierden neutrones en un volumen de material[27], lo primero que tenemos que hacer es considerar un volumen arbitrario  $V$  como se presenta en la Figura 2.3. Los únicos mecanismos que pueden alterar el número de partículas son la fuga, eventos de colisión, o fuentes a través de la superficie del volumen.

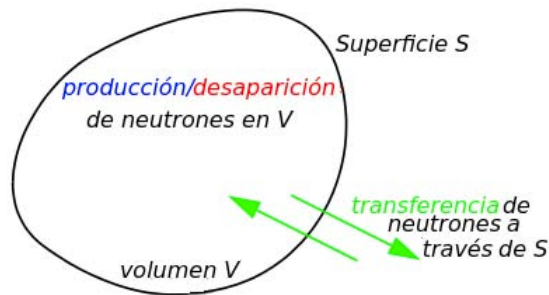


Figura 2.3: Balance del número de neutrones contenido en un volumen.

Se puede expresar matemáticamente esta condición de balance de la siguiente manera:

$$\int_V n(r, \vec{\Omega}, E, t + dt) dV - \int_V n(r, \vec{\Omega}, E, t) dV = \int_V \frac{\partial}{\partial t} n(r, \vec{\Omega}, E, t) dV dt \quad (2.3)$$

La ecuación 2.3 nos indica la variación con respecto al tiempo del número de neutrones (por energía y ángulo sólido) en un volumen  $V$  debido a los neutrones que aparecen y desaparecen durante un intervalo de tiempo  $dt$ . La transferencia de neutrones a través de la superficie  $S$  está dada por:

$$dS \cdot \vec{\Omega} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) \quad (2.4)$$

Número de neutrones en  $r$ , con una dirección  $\vec{\Omega}$ , y energía  $E$  fluyendo a través de un elemento de superficie  $dS$  por unidad de tiempo, ángulo sólido y energía.

Podemos hacer uso del teorema de la divergencia de Gauss y reescribir la integral de superficie para la contribución de fuga como una integral de volumen:

$$dt \times \int_S dS \cdot \vec{\Omega} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) = dt \times \int_V \nabla \cdot [\vec{\Omega} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t)] dV \quad (2.5)$$

Puesto que tenemos  $\nabla \cdot [\vec{\Omega} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t)] = \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t)$ , ya que  $\vec{\Omega}$  es una variable independiente. Por tanto, la condición de balance puede reescribirse de la manera siguiente:

$$\int_V \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) dV dt \quad (2.6)$$

Transferencia de neutrones a través de  $S$  durante  $dt$

La desaparición de neutrones desde  $V$  por unidad de ángulo sólido y energía (que no sea a través de  $S$ ) puede explicarse mediante el uso de la sección transversal macroscópica total  $\Sigma_T(r, E, t)$ , de modo que se tiene:

$$= \int_V \Sigma_T(r, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) dV dt \quad (2.7)$$

Desaparición de neutrones del  $V$  durante  $dt$



En conclusión la aparición de neutrones en  $V$  (que no sea por transferencia a través de  $S$ ) tiene dos orígenes: en primer lugar están los neutrones contenidos en algún grupo de energía  $E$  y que tienen una dirección  $d\vec{\Omega}$  contenida en el ángulo sólido  $d\omega$  que pueden ser dispersados dentro de un grupo de energía  $E$  y con una dirección  $\vec{\Omega}$  contenida en el ángulo sólido  $d\omega$ ; en segundo lugar los neutrones pueden ser producidos por una reacción de fisión, ya sea como neutrones inmediatos o como neutrones diferidos. Por lo tanto, la aparición de neutrones en  $V$  por unidad de ángulo sólido y energía se puede escribir usando la sección transversal de dispersión macroscópica, la sección transversal de fisión y la concentración de los precursores de neutrones diferidos como en la ecuación 2.8:

$$\begin{aligned}
&= \int_V \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_S(r, \vec{\Omega}, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) dV d\omega dE dt \\
&+ (1 - \beta) \int_V \int_{4\pi} \int_0^\infty f_f(\vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, E) \Sigma_f(r, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) dV d\omega dE dt \\
&+ \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^6 \chi_i^d(E) \int_V \lambda_i C_i(r, t) dV dt
\end{aligned}$$

Producción de neutrones en  $V$  durante  $dt$  (2.8)

Donde el factor  $\frac{1}{4\pi}$  en el último término de la ecuación representa el hecho de que los neutrones diferidos son emitidos de forma isotrópica y el segundo término de la ecuación representa a todos los neutrones producidos por la fisión. Solamente una fracción  $(1 - \beta)$  se refiere a los Neutrones inmediatos, esto explica porque la integral se multiplica por dicha fracción. Los neutrones diferidos son considerados al contar la tasa de decaimiento de los precursores correspondientes  $C_i$ , por lo que se requiere una ecuación para cada grupo de precursores. Tal ecuación puede ser escrita como:

$$C_i(r, t + dt) - C_i(r, t) = \frac{\partial C_i}{\partial t}(r, t) dt \quad (2.9)$$

$$= \beta_i \int_{4\pi} \int_0^\infty v(E) \Sigma_f(r, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) d\omega dE dt - \lambda_i C_i(r, t) dt, i = 1, \dots, 6 \quad (2.10)$$

Se establece que cualquier dependencia con el tiempo en la concentración de los precursores que pertenecen al grupo  $i$  es el resultado de un desequilibrio entre el número de precursores que decaen a una tasa de  $\lambda_i C_i(r, t)$  y el número de precursores producidos, ya que los precursores se producen al instante de la fisión y eventualmente dan lugar a una fracción  $\beta_i$  de neutrones diferidos emitidos casi al instante después del decaimiento de los correspondientes fragmentos de fisión, por lo que representa el número de precursores de los neutrones diferidos del grupo  $i$  durante el tiempo  $dt$ .

Se recuerda que el flujo neutrónico angular  $\Psi(r, \vec{\Omega}, E, t)$  y el flujo neutrónico escalar  $\phi(r, E, t)$  están definidos como:

$$\Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) = v(E)n(r, \vec{\Omega}, E, t) \quad (2.11)$$

$$\phi(r, E, t) = \int_{4\pi} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) d\omega = \int_{4\pi} v(E)n(r, \vec{\Omega}, E, t) d\omega \quad (2.12)$$

Además se considera que para reacciones de fisión se asume que los neutrones inmediatos poseen un comportamiento isotrópico, por lo que se tiene:

$$\Sigma_f(r, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t) d\omega dE = \frac{1}{4\pi} v(E) \chi^p(E) \Sigma_f(r, E, t) d\omega dE \quad (2.13)$$

Donde  $v(E)$  representa el número promedio de neutrones emitidos por fisión (Inmediatos y Diferidos) que son inducidos a una energía  $E$ , y  $\chi^p(E)$  representa al espectro de fisión de los neutrones inmediatos.

### 2.3.1. Forma Integrodiferencial de la Ecuación de Transporte

Al agrupar los términos, considerar que están escritos como integrales volumétricas y simplificarlos, la ecuación de transporte en su forma integrodiferencial queda finalmente:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v(E)} \frac{\partial}{\partial t} \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) + \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) + \Sigma_T(r, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) \\ &= \int_{4\pi} \int_0^\infty \Sigma_S(r, \vec{\Omega}, \vec{\Omega}, E, t) \Psi(r, \vec{\Omega}, E, t) d\omega dE + \frac{1}{4\pi} \\ & \int_{-\infty}^t \int_0^\infty v(E) \Sigma_f(r, E, t) \phi(r, E, t) \left[ (1 - \beta) \chi^p(E) \times \delta(t - t') + \sum_{i=1}^6 \chi_i^d(E) \lambda_i \beta_i \times e^{-\lambda_i(t-t')} \right] dt dE \end{aligned}$$

*Ecuación de transporte dependiente del tiempo en su forma integrodiferencial.* (2.14)

La cual representa La ecuación de transporte de neutrones dependiente del tiempo en su forma integrodiferencial, también conocida como la ecuación de Boltzmann.

Al considerar el caso del estado estable, la ecuación que describe el número de precursores de los neutrones diferidos se simplifica:

$$\lambda_i C_i(r) = \beta_i \int_0^\infty v(E) \Sigma_f(r, E) \phi(r, E) dE \quad (2.15)$$

Por lo que la ecuación de transporte de neutrones independiente del tiempo queda:

$$\begin{aligned} & \vec{\Omega} \cdot \nabla \Psi(r, \vec{\Omega}, E) + \Sigma_T(r, E) \Psi(r, \vec{\Omega}, E) \\ &= \int_{4\pi} \int_0^{\infty} \Sigma_S(r, \vec{\Omega}, E) \Psi(r, \vec{\Omega}, E) d\omega dE \\ &+ \left[ \frac{\chi^p(E)}{4\pi} (1 - \beta) + \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^6 \chi_i^d(E) \beta_i \right] \int_0^{\infty} v(E) \Sigma_f(r, E) \phi(r, E) dE \end{aligned}$$

*Ecuación de transporte independiente del tiempo en su forma integrodiferencial.* (2.16)

### 2.3.2. Forma característica de la Ecuación de Transporte.

Definimos *característica* como una línea recta con dirección  $\vec{\Omega}$  que corresponde a la trayectoria de un neutrón, y a la  $s$  como la distancia del neutrón a un punto de referencia  $\vec{r}$ , y finalmente a  $E$  como la energía; por lo que podemos considerar lo siguiente:

$$\left\{ \vec{r}(t) = \vec{r}(t_0) + s\vec{\Omega} \quad ; \quad t = t_0 + \frac{s}{E} \right\} \quad \left\{ \frac{d}{ds} = \vec{\Omega} \cdot \nabla + \frac{1}{E} \frac{\partial}{\partial t} \right\} \quad (2.17)$$

La forma característica de la ecuación de transporte corresponde a la integración del operador  $\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi$  a lo largo de la *característica*, esto en cualquier instante de su movimiento. La partícula se asume que está a una distancia  $s$  de la posición de referencia  $r$ , por lo que su posición actual es  $r + \vec{\Omega}s$ .

Tenemos que considerar la ecuación de Boltzmann en una forma lineal en estado estable con la ausencia de interacción partícula-partícula, la cual es:

$$\vec{\Omega} \cdot \nabla \phi(r, E, \vec{\Omega}) + \Sigma(r, E) \phi(r, E, \vec{\Omega}) = Q(r, E, \vec{\Omega}) \quad (2.18)$$

Donde:

$Q(r, E, \vec{\Omega})$  corresponde al termino fuente.

Sustituyendo, obtenemos *La ecuación de transporte en su forma característica* como:

$$\frac{d}{ds} \phi(r + s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma(r + s\vec{\Omega}, E) \phi(r + s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) = Q(r + s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.19)$$

La cual también se puede escribir como:

$$-\frac{d}{ds} \phi(r - s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma(r - s\vec{\Omega}, E) \phi(r - s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) = Q(r - s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.20)$$

### 2.3.3. Forma integral de la Ecuación de Transporte.

La ecuación de transporte en su forma integral la obtenemos mediante la integración del flujo neutrónico angular  $\Psi(r, \vec{\Omega}, E, t)$  a lo largo de su *característica* para un valor dado de la fuente  $Q(r, E, \vec{\Omega})$  al introducir un factor integrante  $e^{-\tau(s,E)}$  mientras se define la trayectoria óptica como:

$$\tau(s, E) = \int_0^s \Sigma(r - s \vec{\Omega}, E) ds \quad (2.21)$$

Se realiza:

$$\frac{d}{ds} \left[ e^{-\tau(s,E)} \phi(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \right] = e^{-\tau(s,E)} \left[ -\Sigma(r - s \vec{\Omega}, E) \phi(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \frac{d}{ds} \phi(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \right] \quad (2.22)$$

Donde usamos la identidad:

$$\frac{d}{ds} \int_0^s g(s) ds = g(s) \quad (2.23)$$

Sustituimos de la forma *característica* de la ecuación de transporte a la ecuación anterior, obtenemos:

$$-\frac{d}{ds} \left[ e^{-\tau(s,E)} \phi(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \right] = e^{-\tau(s,E)} Q(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.24)$$

La ecuación anterior se puede integrar entre 0 e  $\tau$ , por lo que obtenemos:

$$-\int_0^{\tau} ds \frac{d}{ds} \left[ e^{-\tau(s,E)} \phi(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \right] = \int_0^{\tau} ds e^{-\tau(s,E)} Q(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.25)$$

Lo cual es lo mismo que:

$$\phi(r, E, \vec{\Omega}) = \int_0^{\tau} ds e^{-\tau(s,E)} Q(r - s \vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.26)$$

Ésta se refiere a la ecuación de transporte en su forma integral para el caso de un dominio infinito. Si queremos considerar el caso más realista de un medio finito debemos tener presente el trayecto de una partícula entre dos puntos  $r$  y  $r'$  como se observa en la Figura 2.4.

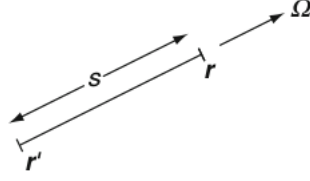


Figura 2.4: Característica de una partícula entre dos posiciones. Una partícula de la fuente  $Q(r, E, \vec{\Omega})$  viajará con un factor de atenuación exponencial en la dirección  $\Omega$  y contribuirá al flujo en el punto  $r$

Si el dominio es finito es posible integral solamente sobre valores de  $s$ , en este caso la forma integral de la ecuación de transporte se escribe:

$$\phi(r, E, \vec{\Omega}) = e^{-\tau(b, E)} \phi(r - b\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) + \int_0^b ds e^{-\tau(s, E)} Q(r - s\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega}) \quad (2.27)$$

Donde  $\phi(r - b\vec{\Omega}, E, \vec{\Omega})$  puede ser asimilado como un flujo limite.

Finalmente al redactarlas en su forma multigrupo quedarían respectivamente:

$$\phi_g(r, \vec{\Omega}) = \int_0^b ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(r - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.28)$$

*Dominio infinito*

$$\phi_g(r, \vec{\Omega}) = e^{-\tau_g(b)} \phi_g(r - b\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \int_0^b ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(r - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.29)$$

*Dominio finito*

Donde:

$$\tau_g(s) = \int_0^s ds \Sigma_g(r - s\vec{\Omega}) \quad (2.30)$$

## 2.4. Métodos de solución.

Para terminar de entender el comportamiento de un reactor nuclear es necesario conocer a detalle la población neutrónica. La estrategia general que se ha desarrollado para los cálculos del núcleo completo de un reactor consta de 3 pasos:

1. Cálculos a nivel celda unitaria.
2. Cálculos a nivel ensamble (consta de varias celdas unitarias con material estructural).
3. Análisis de núcleo completo en 3-D.

Métodos numéricos basados en la ecuación de transporte son desarrollados a nivel de celda unitaria y a nivel de ensamble. Dado el poder computacional con el que contamos hoy en día se permite el manejo de geometrías más complejas. Los cálculos a nivel celda unitaria han sido usados para el cálculo de las secciones eficaces promedio. Estas secciones eficaces que se promediaron son utilizadas en ciertos procesos que consumen menos tiempo, por ejemplo, usando la teoría de difusión en cálculos de núcleo completo.

La necesidad de modelar con mayor precisión los ensambles combustibles ha motivado el desarrollo de códigos de transporte más precisos. Actualmente hay dos tipos de aproximaciones a esta situación:

1. Aproximación Monte Carlo o Aproximación Estocástica.
2. Aproximación Determinista.

#### **2.4.1. Aproximación Monte Carlo o Aproximación Estocástica.**

Se refiere a una aproximación estadística, la cual hace uso de un número aleatorio de seguimientos de caminos probables de trayectorias neutrónicas y de su interacción con núcleos de átomos pesados. Con un número muy grande de partículas (neutrones) esta aproximación es capaz de predecir el comportamiento de los neutrones en el sistema de forma muy precisa.

Su ventaja principal es la capacidad de describir con mayor exactitud el problema en términos geométricos y físicos, no tiene límites geométricos específicos y la variable física de energía es continua, lo cual permite mayor exactitud. Una desventaja que posee es que para aumentar la exactitud uno tiene que incrementar el número de neutrones para seguir sus posibles trayectorias y el tiempo que se toma aumenta de forma considerable; otro problema es que al poseer un dominio continuo en la energía hace que se requiera un gran número de partículas para cubrir el dominio. También en el modelo hay ciertas zonas con poco interés. Al usar la aproximación estocástica hace que no exista la diferencia entre zonas, es decir, se consideran iguales; este detalle en el dominio hace que la selección alternativa del método determinista valga la pena.

## 2.4.2. Aproximación Determinista.

Se refiere a una aproximación que pretende resolver la ecuación de transporte mediante el uso de métodos numéricos. Se puede desglosar en 2 categorías: la forma integral y la forma integrodiferencial.

Forma integral: la ecuación de transporte es resuelta para el flujo escalar. Uno de los métodos de solución es mediante la probabilidad de colisiones (CP) y el método de interfaz de corriente (Pij).

En el método CP[26] se asume una dispersión isotrópica, los flujos integrados son resueltos y el acoplamiento espacial es logrado a través de probabilidades de colisiones calculadas de una región a otra. En el método Pij también se asume la dispersión isotrópica, los flujos en las interfaces son expandidos en términos de cosenos y senos de ángulos dependiente de la dirección de los neutrones con la interfaz normal (armónicos esféricos). El tratamiento de la distribución angular de neutrones consiste en acoplar de una manera sistemática las corrientes. Una región es conectada sólo si su región vecina pasa a través de la interfaz; esto para cada geometría y material.

Hay varios métodos usados para resolver la forma integrodiferencial de la ecuación. La principal diferencia es el tipo de discretización; algunos de los métodos utilizados son el método de las características y el método Sn.

Los métodos deterministas son cruciales en el análisis de reactores nucleares ya que realizan una simplificación del problema al proporcionar una visión científica sin una pérdida significativa de precisión. En general, es deseable aplicar el enfoque más preciso si los recursos están disponibles.

A continuación se describirán los principales métodos de resolución de la ecuación de transporte disponibles en DRAGON[33].

### 2.4.2.1. El método de probabilidad de colisión.

El método CP fue el primero utilizado para resolver la ecuación de transporte, hoy en día es uno de los más utilizados debido a que es rápido y robusto; es el resultado de una discretización espacial de dicha ecuación en su forma integral multigrupo; se considera una fuente de partículas isotrópicas para un problema con  $I$  regiones; este método produce una matriz de  $I \times I$  en cada grupo de energía. Esta solución se usa para el manejo de mallas sin estructura general y en problemas con pocas regiones. El CP puede definirse sobre un dominio infinito (tal como en un arreglo de celdas o ensamblajes) o sobre un dominio finito  $D$  tomando en cuenta las condiciones de frontera. Cuando se usa la ecuación de transporte en su forma integral multigrupo sobre los distintos ángulos sólidos se obtiene directamente al flujo integrado  $\phi_g(r)$  como:

$$\phi_g(r) = \int_{4\pi} d^2\vec{\Omega} \phi_g(r, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} d^2\vec{\Omega} \int_0^\infty ds e^{-\tau_g(s)} Q_g(r - s\vec{\Omega}) \quad (2.31)$$

Se realiza un cambio de variable  $r = r - s\vec{\Omega}$  con  $d^3r = s^2 d^2\vec{\Omega} ds$  y se obtiene:

$$\phi_g(r) = \frac{1}{4\pi} \int d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} Q_g(r) \quad ; \quad \text{Con } s = r - r \quad (2.32)$$

La ecuación anterior se usa generalmente para representar un arreglo infinito de celdas o ensambles idénticos en la cual se repiten por cuestiones geométricas o de frontera. A continuación realizamos una partición de la celda o ensamble en regiones  $V_i$ ; usaremos el símbolo  $V_i$  para representar el conjunto infinito de regiones  $V_i$  a lo largo de las celdas o ensambles en el arreglo. Supondremos que las fuentes de neutrones secundarios son uniformes e iguales a  $Q_{i,g}$  en cada región  $V_i$ . Después de realizar la multiplicación por  $\Sigma_g(r)$  e integrando sobre cada región  $V_i$  la ecuación anterior puede ser escrita como:

$$\int_{V_j} d^3r \Sigma_g(r) \phi_g(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(r) \sum_i Q_{i,g} \int_{V_i^\infty} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.33)$$

Donde:

$$Q_{i,g} = \sum_h \Sigma_{s0,i,g} \phi_{i,h} + \frac{1}{K_{eff}} Q_{i,g}^{fiss} \quad \text{Fuente de neutrones.}$$

$$Q_{i,g}^{fiss} = \sum_{j=1}^{Jfiss} \chi_{j,g} \sum_h \nu \Sigma_{f,j,h} \phi_{i,h} \quad \text{Fuentes de fisión isotrópica de la región } i \text{ y del grupo } g.$$

$K_{eff}$  Factor de multiplicación efectiva. Si la suma de las tasas de absorción y de fuga no es igual a la tasa de producción de nuevos neutrones de fisión, la condición de estado estacionario se pierde.  $K_{eff}$  es el factor que divide las fuentes de fisión con el fin de mantener un condición de estado estable

$j$  Índice del isótopo fisionable.

$\chi_{j,g}$  Espectro de fisión del isótopo  $j$ .

$\Sigma_{f,j,h}$  Sección Macroscópica transversal de fisión del isótopo  $j$  para neutrones en el grupo  $h$ .



Se simplifica la ecuación:

$$V_j \Sigma_{j,g} \phi_{j,g} = \sum_i Q_{i,g} V_i P_{ij,g} \quad (2.34)$$

Donde:

$$\phi_{j,g} = \frac{1}{V_j} \int_{V_j} d^3r \phi_g(r)$$

$$\Sigma_{j,g} = \frac{1}{V_j \phi_{j,g}} \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(r) \phi_g(r)$$

Y finalmente:

$$P_{ij,g} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r \int_{V_j} d^3r \Sigma_g(r) \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.35)$$

La *Probabilidad de colisión*  $P_{ij,g}$  se refiere a la probabilidad de que un neutrón aparezca uniforme e isotrópico en alguna región  $V_i$  del arreglo, y que colisione en la región  $V_j$  de una celda unitaria o de un ensamble. Ahora, si la sección transversal total  $\Sigma_g(r)$  es constante e igual a  $\Sigma_{j,g}$  en la región  $V_j$ , se define  $p_{ij,g}$  como:

$$p_{ij,g} = \frac{P_{ij,g}}{\Sigma_{j,g}} = \frac{1}{4\pi V_i} \int_{V_i^\infty} d^3r \int_{V_j} d^3r \frac{e^{-\tau_g(s)}}{s^2} \quad (2.36)$$

Usando propiedades de reciprocidad y relaciones de conservación como:

$$p_{ij,g} V_i = p_{ji,g} V_j \quad (2.37)$$

y

$$\sum_j p_{ij,g} \Sigma_{j,g} = 1 \quad ; \quad i \quad (2.38)$$

Finalmente se obtiene:

$$\phi_{i,g} = \sum_j Q_{j,g} p_{ij,g} \quad (2.39)$$

Esta expresión se usa para calcular la distribución del flujo neutrónico de la geometría dada; para ello es requerido conocer las secciones eficaces totales de fisión, de dispersión y las probabilidades de colisión.

Una explicación más detallada de este método puede ser consultado en [26].

#### 2.4.2.2. El método de las Características.

El método de las características (MOC) se basa en la discretización de la ecuación de transporte en su forma característica, siguiendo el trayecto recto de los neutrones. Esta aproximación se basa en un cálculo iterativo del flujo neutrónico sobre trayectorias que pasan completamente a través del dominio. Curiosamente, el MOC tiene la capacidad de utilizar la misma información de seguimiento que (CP), también ofrece una alternativa a éste último con el fin de superar sus dos limitaciones principales: (1) el método CP produce matrices cuadradas de orden igual al número de regiones en el dominio  $n \times n$ , y (2) el método CP se limita a fuentes isotrópicas. En particular, el MOC es preferible en los casos en que el número de regiones supera pocos cientos. La aplicación de MOC en física de reactores fue implementado en el módulo MOCC de DRAGON 3 y en el módulo MCCG de DRAGON 4 y 5.

Empezamos con la ecuación de transporte en su forma *Característica* en estado estacionario y a una energía:

$$\frac{d}{ds} \phi(r + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma(r + s\vec{\Omega}) \phi(r + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q(r + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.40)$$

Dónde:

- $r$  es el punto inicial de la partícula.
- $s$  es la distancia recorrida de la partícula en la *Característica*.
- $\vec{\Omega}$  es la dirección de la *Característica*.
- $\Sigma(r)$  es el valor de la sección total macroscópica en  $r$ .

$\phi(r, \vec{\Omega})$  es el flujo angular de la partícula en  $r$ .  
 $Q(r, \vec{\Omega})$  es el termino fuente en el punto  $r$ .

El dominio espacial se particiona en regiones de volumen  $V_i$ ;  $i = 1, I$ , cada uno se caracteriza por tener propiedades nucleares uniformes y a su vez están rodeadas por superficies de frontera  $S_\alpha$ ;  $\alpha = 1, \Lambda$ . El método de las características se basa en la discretización de la ecuación 2.40 a lo largo de cada trayectoria de la partícula y de la integración del flujo usando integrales espaciales de la forma:

$$V_i \phi_i = \int_{V_i} d^3r \int_{4\pi} d^2\vec{\Omega} \phi(r, \vec{\Omega}) = \int_{\Upsilon} d^4T \int_{-} ds \chi_{V_i}(T, s) \phi(p + s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2.41)$$

Dónde:

$\phi_i$  es el flujo promedio en cada región  $i$

$\Upsilon = T$  es el dominio de seguimiento en función de una característica  $T$ , la cuál esta determinada por su orientación  $\vec{\Omega}$  y su punto inicial  $p$  definido en un plano de referencia  $\Pi_\Omega$  perpendicular a  $T$ , como se muestra en la Figura 2.5 :

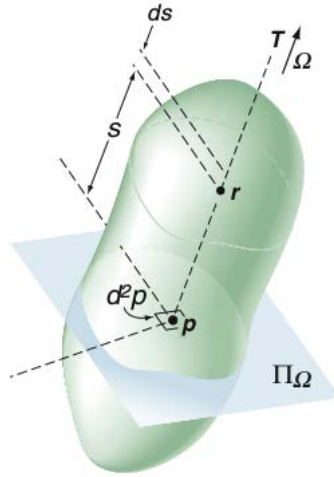


Figura 2.5: Dominio de integración espacial

El método de las características consiste en la determinación de la variación del flujo de neutrones angular a lo largo de muchas de las características y en diferentes regiones. Una vez que se conoce el flujo de neutrones angular de entrada a una región, así como la densidad de emisión en esta región, el flujo de neutrones angular saliente de esa región se puede determinar. El flujo de neutrones angular de salida es entonces igual a la del flujo de neutrones angular de entrada a la región adyacente, y por lo tanto la solución también se puede calcular en esa región. La densidad de emisión debe ser actualizada con la solución encontrada en la iteración anterior.

### 2.4.2.3. El método de los armónicos esféricos.

El método de armónicos esféricos, o método  $P_n$ , es la aproximación más antigua usada para resolver la ecuación de transporte y fue recientemente usada en la teoría de transporte de neutrones. Se basa en la discretización de la forma diferencial de la ecuación de transporte y es considerada eficiente para los cálculos de núcleo completo.

Para poder hablar del método de los armónicos esféricos, tenemos que invocar la ecuación de transporte en estado estacionario. El balance neutrónico en el espacio mediante un grupo de energía  $g$  se observa en la ecuación 2.42:

$$\nabla \cdot J_g(r) + \sigma_g(r)\phi_g(r) = Q_g(r) \quad (2.42)$$

Dónde:

$J_g(r)$  es la corriente neutrónica para el grupo de energía  $g$ .

$\sigma_g(r)\phi_g(r)$  es la tasa de colisión con  $\sigma_g(r)$  y  $\phi_g(r)$  como las sección transversal microscópica y el flujo neutrónico escalar para el grupo de energía  $g$  respectivamente.

$Q_g(r)$  es la fuente de neutrones, que representa la producción de neutrones secundarios producidos durante la dispersión y las reacciones de fisión, la cual se representa como:

$$Q_g(r) = \sum_{h=1}^G \Sigma_{g \rightarrow h}(r)\phi_h(r) + \frac{\chi_g(r)}{K_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{fh}(r)\phi_h(r) \quad (2.43)$$

Dónde:

$G$  es el número total de grupos de energía, normalmente son 2 en cálculos de núcleo completo.

$\Sigma_{g \rightarrow h}$  es la sección transversal macroscópica de dispersión que va del grupo de energía  $h$  al grupo de energía  $g$ .

$\chi_g(r)$  es el espectro de fisión del grupo de energía  $g$ .

$\nu \Sigma_{fh}(r)$  es el producto del número promedio de neutrones emitidos por fisión y de la sección transversal macroscópica de fisión del grupo de energía  $h$ .

En el caso donde  $G = 2$ , podemos decir que un neutrón no puede ser acelerado de un grupo 2 (neutrones térmicos) hacia un grupo 1 (neutrones rápidos) y que además todos los neutrones secundarios de fisión son producidos en el grupo 1, lo cual nos permite escribir algunos términos como:

$$\Sigma_{1 \rightarrow 2}(r) = 0,$$

$$\chi_1(r) = 1,$$

$$\chi_2(r) = 0.$$

De acuerdo con la ecuación 2.42 para un proceso de transporte en estado estacionario, el método de los armónicos esféricos se basa en la expansión del flujo y del término fuente en armónicos esféricos debido a su dependencia angular. Por tanto, podemos reescribir el flujo de neutrones y el término fuente como:

$$\phi(r, \vec{\Omega}) = \sum_{l=0}^n \frac{2l+1}{4\pi} \sum_{m=-l}^l \phi_l^m(r) R_l^m(\vec{\Omega}) \quad (2.44)$$

y

$$Q(r, \vec{\Omega}) = \sum_{l=0}^L \frac{2l+1}{4\pi} \sum_{m=-l}^l Q_l^m(r) R_l^m(\vec{\Omega}) \quad (2.45)$$

Donde  $n$  es un número impar y  $L \leq n$ . El grado de aproximación dependerá del nivel de truncamiento (por lo tanto se denomina como  $P_n$  donde el subíndice  $n$  indica el polinomio de Legendre en el que se descartan términos de grado superior). También es posible utilizar las propiedades de simetría de geometrías específicas (Geometrías pueden ser 1D bloque, cilíndricas, esféricas, cartesianas 2D) para simplificar el número de términos en las ecuaciones 2.14 y 2.15, pero no será elaborado en este documento.

#### 2.4.2.4. El método de las discretas ordenadas $S_n$

Método basado en la discretización de la ecuación de transporte en su forma integrodiferencial, en  $N$  discretizaciones ordenadas en direcciones  $\vec{\Omega}_n$ . La ecuación de transporte en estado estacionario para un único grupo de energía  $g$ , en su dirección  $\vec{\Omega}_n$  está dada por:

$$\left[ \vec{\Omega}_n \cdot \vec{r} + \Sigma^g(\vec{r}) \right] \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}_n \rightarrow \vec{\Omega}, g) \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) + S_n^g(\vec{r}, \vec{\Omega}_n) \quad (2.46)$$

El cálculo de las integrales en función de los ángulos se hace con una fórmula de cuadratura. Por ejemplo para las geometrías simples como una placa unidimensional, o una geometría esférica, se utiliza la fórmula de Gauss-Legendre:

$$\int_{4\pi} d\vec{\Omega} f(\vec{\Omega}) = \sum_{n=1}^N \omega_n f(\vec{\Omega}_n) \quad (2.47)$$

Dónde:  $\omega_n$  es el peso asociado a la dirección  $\vec{\Omega}_n$ . Por lo que se debe resolver un sistema de  $N$  ecuaciones acopladas por las fuentes para obtener los  $N$  valores  $\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}_n)$ . La resolución de las  $N$  ecuaciones necesitan además una discretización espacial.

# Capítulo 3

## DRAGON, código software libre.

DRAGON, como código de celda; y DONJON[20], como código para la simulación del núcleo completo, han estado en desarrollo desde 1990. Los códigos de celda se usan para resolver la ecuación de transporte de neutrones usando un enfoque determinista, ya sea para una sección o para el reactor completo en 2D o 3D.

Un código de simulación de núcleo completo incluye soluciones del flujo neutrónico en estado estacionario y transitorio, para describir la operación de un reactor nuclear; e incluye ciertos modelos termohidráulicos simplificados. DRAGON y DONJON están diseñados con base en cierto lenguaje basado en Fortran llamado CLE-2000[28], para automatizar el flujo de información computacional.

### 3.1. Presentación de DRAGON.

El código computacional DRAGON, es un código libre determinista desarrollado y cuya propiedad pertenece a École Polytechnique de Montreal, Posee un conjunto de modelos, los cuales describen el comportamiento neutrónico de una celda unitaria o de un ensamble combustible de un reactor nuclear, resolviendo la ecuación de transporte. Para obtener una solución final es necesario sincronizar diferentes módulos ya sea de quemado, auto-blindaje, etc.

Para un ingeniero nuclear, es de suma importancia mantener la precisión reduciendo el tiempo en los cálculos así que módulos avanzados de auto-blindaje fueron incorporados en el código DRAGON a partir de la Versión 4. Aún el tiempo computacional en los cálculos de quemado es muy largo. Los resultados son comparados con resultados de referencia utilizando con el código Monte-Carlo SERPENT.

En esta tesis nos enfocamos en cálculos a nivel celda y a nivel ensamble usando el código determinista DRAGON. Usualmente métodos más precisos de cálculo requieren mayor tiempo computacional. Será demostrado que usando DRAGON los resultados son rápidos y precisos.

Con nuevas implementaciones en algoritmos del módulo NXT[25], ahora DRAGON es capaz de considerar ensamblajes hexagonales en 2D y 3D. Y obtener líneas de

seguimientos en un archivo MATLAB. Se debe tener cuidado para que los sistemas de coordenadas coincidan cuando se llevan a cabo los seguimientos en los cálculos de los pines y hexágonos en 3D.

Existen varios métodos de solución disponibles en DRAGON; para realizar análisis en 1D y 2D mediante el método de probabilidad de colisión se utiliza el módulo SYBILT. Para algunas geometrías 2D y 3D, el seguimiento puede ser realizado por el módulo de seguimiento EXCELT. El módulo NXT es una generalización del módulo EXCELT que puede realizar seguimientos en geometrías hexagonales. Sin embargo es hasta la versión 5 donde tiene la capacidad para realizar un seguimiento hexagonal con suficiente detalle.

Todos los análisis se llevaron a cabo usando DRAGON Versión 5[31]

### 3.1.1. Descripción del código.

El código computacional DRAGON se divide en diversos módulos independientes conectados entre sí mediante un controlador llamado GAN. Este controlador se utiliza para vincular dichos módulos, los cuales comparten cierta conexión con el lenguaje FORTRAN. Los módulos intercambian información a través de una estructura de datos bien definida. Un diagrama simplificado se presenta en la Figura 3.1, la cual representa la estructura y secuencia de datos. A continuación una breve descripción:

- MACROLIB
- MICROLIB
- GEOMETRY
- TRACKING
- ASMPIJ
- FLUXUNK
- EDITION
- BURNUP
- DRAGLIB
- MULTICOMPO

MACROLIB se refiere a un estructura de datos estándar utilizada para transferir secciones eficaces macroscópicas entre módulos. Puede ser usada sola o incluida en estructuras MICROLIB o EDITION. Puede ser creada por los módulos MAC (macro library generation), LIB (micro library generation) y EDI (edición) o modificada por SHI (auto-blindaje usando el método de Stammler), USS (auto-blindaje usando el método de subgrupo) y EVO (quemado). Es necesaria para la ejecución exitosa de módulos de ensamblaje (ASM) y flujo (FLU).



MICROLIB estructura utilizada para transferir secciones eficaces microscópicas y macroscópicas entre módulos. Sigue la subestructura MACROLIB. Puede ser creada por los módulos LIB y EDI o modificada por los módulos MAC, SHI, USS y EVO.

GEOMETRY estructura utilizada para transferir la geometría entre módulos. Es creada por el módulo GEO (generar una geometría). Es necesario para una ejecución exitosa de los módulos de seguimiento SYBILT, EXCELT y módulos MCCGT.

TRACKING se utiliza para transferir la información general de seguimiento entre los módulos. Es una estructura independiente. Se crea mediante los módulos SYBILT, EXCELT o MCCGT. Es necesaria para una ejecución exitosa del módulo ASM (ensamblaje).

ASMPIJ se utiliza para transferir la respuesta multi-grupo y las matrices de probabilidad de colisión entre los módulos. Es una estructura independiente. Puede ser creada por el módulo ASM. Es necesario para una ejecución exitosa del módulo FLUX.

FLUXUNK se utiliza para transferir flujos entre módulos. Es una estructura independiente. Puede ser creado por el módulo FLUX. Es necesario para una ejecución exitosa de los módulos EDI y EVO.

EDITION se utiliza para almacenar secciones eficaces microscópicas y macroscópicas condensadas y homogeneizadas. Es una estructura independiente pero puede contener subestructuras MICROLIB y MACROLIB. Puede ser creada por el módulo EDI. Es necesario para una ejecución exitosa del módulo COMPO (construcción de base de datos).

BURNUP se utiliza para almacenar información de quemado. Es creada por el módulo EVO.

DRAGLIB se utiliza para recuperar información isotópica y dependiente de la temperatura, incluyendo secciones eficaces microscópicas de varios grupos y datos de quemado. Es una estructura independiente. Se crea mediante el módulo DRAGR que se encuentra en NJOY.

MULTICOMPO se utiliza para almacenar la información relacionada con el reactor y clasificarla utilizando una lista de parámetros locales y globales. Es una estructura independiente. Es creado por el módulo COMPO. Para más detalles de los módulos consulte [2].

El código DRAGON está diseñado para simular el comportamiento neutrónico de una celda unitaria, un ensamble combustible y conjuntos de múltiples ensambles de un reactor nuclear. Posee una serie de características tales como la interpolación de secciones eficaces microscópicas suministradas por la biblioteca estándar. Calcula el auto-blindaje en geometrías multidimensionales y el flujo de neutrones multigrupo que puede tomar en cuenta la fuga de neutrones, puede editar las propiedades condensadas y homogeneizadas de los cálculos de reactores nucleares. También realiza

el análisis de quemado. DRAGON tiene dos componentes principales, resuelve el flujo multigrupo y calcula las probabilidades de colisión (CP). Se puede controlar los diferentes módulos para resolver la ecuación de transporte. Estos algoritmos son: SYBIL, resuelve la ecuación de transporte usando el método de probabilidad de colisión (para 1-D) Y el método de interfaz de corriente para geometrías cartesianas o hexagonales (para 2-D); EXCELL, resuelve la ecuación de transporte usando el método de probabilidad de colisión para geometrías 2-D y 3-D. También existe la opción MCCG que utiliza un método de características más robusto para geometrías 2-D y 3-D. También está disponible la opción para modelar las condiciones de frontera. En la solución de las ecuaciones de transporte, los resultados incluyen tasas de reacción, el flujo de neutrones y el factor de multiplicación (k-efectiva).

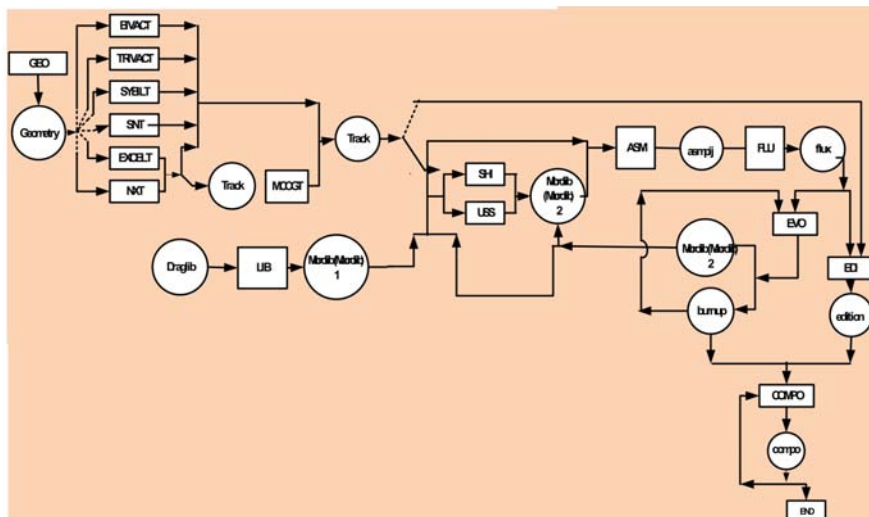


Figura 3.1: Estructura de datos en DRAGON

### 3.1.2. Bibliotecas de datos nucleares.

Al referirse a bibliotecas de datos nucleares, nos referimos a archivos informáticos que contienen información detallada de datos físicos para cada isótopo, dichos datos están corregidos por métodos de ajuste y modelos de física nuclear, los datos que nos interesan son las secciones eficaces. Las evaluaciones JEFF-3 y JEF-2 es el resultado de un grupo de trabajo europeo, la evaluación ENDF/BVI por un grupo de trabajo americano etc. Todas estas evaluaciones se producen en el mismo formato, deben ser procesadas por el software de procesamiento de datos nucleares tales como NJOY para producir la información necesaria, ya sea información de energía continua para códigos de cálculo estocástico, o ya sea para bibliotecas multigrupo que utilizan los códigos deterministas.

DRAGON permite el uso de diversas bibliotecas de datos nucleares. Esto permite evaluar los diferentes resultados debidos a estas bibliotecas, y serán parte de los

trabajos presentados en esta tesis. Por otra parte, elegir una u otra biblioteca de datos nucleares es importante para el cálculo determinista, ya que dependiendo del número de grupos de energía será el tiempo de cálculo, una discretización muy fina requerirá un tiempo de cálculo excesivo, también se tiene que tener presente el problema del auto-blindaje para núcleos resonantes.

### 3.1.3. Auto-blindaje.

Algunos núcleos, tales como  $^{238}\text{U}$ , presentan efectos de resonancia que corresponden al nivel de excitación, este efecto hace que el flujo neutrónico tienda a disminuir de forma abrupta en el pico de energía de resonancia; por tanto, la sección transversal de captura aumenta significativamente. Este fenómeno de auto-blindaje se ilustra en la Figura 3.2 El fenómeno de auto-blindaje es uno de los mayores problemas en

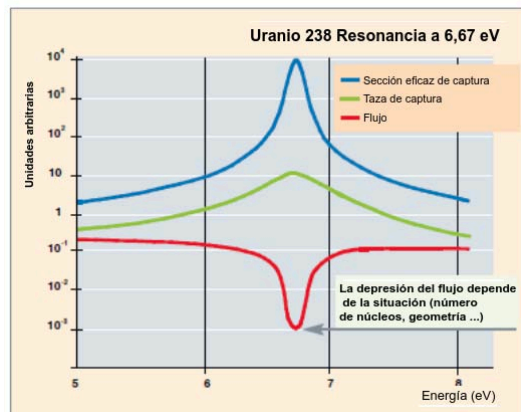


Figura 3.2: Fenómeno de auto-blindaje

el modelado determinista. Para abordar este problema, es necesario llevar a cabo una discretización de la energía. Las resonancias se presentan principalmente en el dominio epitérmico, es decir, que los neutrones son más susceptibles a ser capturados durante su termalización, ya que las fisiones se producen principalmente por los neutrones de baja energía. En DRAGON hay dos modelos de auto-blindaje disponibles los cuales son.

#### 3.1.3.1. Método de Stammler (Módulo SHI:)

Este método se basa en el formalismo de Livolant-Jeanpierre, dicho formalismo consiste en factorizar el flujo  $\Phi(E) = \psi(E)\rho(E)$ , en el flujo macroscópico  $\psi(E)$  (Hebert lo llama "flujo macroscópico", y representa el comportamiento asintótico del flujo entre las resonancias) y el flujo de estructura fina/factor de auto-blindaje que modela la resonancia  $\rho(E)$  (representativo de las dimensiones). Hay valores tabulados para el flujo de estructura fina, calculados para una configuración homogénea, también para datos de densidad relativa de núcleos pesados. A partir de entonces

se procede a un semejanza entre la configuración homogénea y la heterogénea para obtener finalmente la estructura fina del flujo y las secciones eficaces efectivas  $\sigma_{eff}(E) = \sigma(E) \cdot \rho(E)$  y por lo tanto el cálculo de las secciones eficaces de auto-blindaje con la siguiente fórmula:

$$\sigma_g = \frac{\int_g \sigma_{eff}(E) dE}{\int_g \rho(E) dE} \quad (3.1)$$

### 3.1.3.2. Método de subgrupos (Módulo USS:)

Método también conocido como el método multibanda, es recomendado actualmente por los desarrolladores de DRAGON. Se basa en que los valores de las secciones eficaces de cada grupo de energía ya no son discretizadas con respecto a la energía. Esto elimina la dependencia de la variable de energía para el cálculo de secciones multigrupo. Los flujos de resonancia se calculan para cada grupo por el uso de tablas de probabilidad. Se realiza una superhomogeneización (SPH) para corregir las secciones eficaces de auto-blindaje para los efectos no lineales relacionados con la heterogeneidad de la geometría.

### 3.1.4. Cálculo de quemado.

Un parámetro muy importante son los cálculos de quemado, los cuales describen la variación en la densidad de los isótopos en función del tiempo. Los elementos que se consideran incluyen los actínidos, como  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  y sus productos de fisión. Los cálculos de quemado se llevaron a cabo resolviendo las ecuaciones de Bateman.

En un cálculo de quemado, se busca conocer la concentración isotópica de diferentes materiales. Se realiza un balance de masa con respecto al grado de irradiación. Para determinar dichas concentraciones se emplean las ecuaciones de Bateman, incorporadas en el módulo EVO.

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_j [(\sigma_{j \rightarrow i} + Y_i \sigma_{f,j}) \phi + \lambda_{j \rightarrow i}] N_j - (\sigma_{a,i} + \lambda_i) N_i \quad (3.2)$$

Dónde:

$N_i$  = La concentración del isótopo  $i$ .

$\sigma_{j \rightarrow i}$  = La sección eficaz de todas las reacciones que conducen a la formación del isótopo  $i$  a partir del isótopo  $j$ .

$Y_i$  = La probabilidad que el isótopo  $i$  sea producido por la fisión.

$\sigma_{f,j}$  = La sección eficaz de fisión del isótopo  $j$ .

$\lambda_{j \rightarrow i}$  = La constante de decaimiento radioactivo del isótopo  $j$  que conduce a la formación del isótopo  $i$ .

$\sigma_{a,i}$  = La sección eficaz de absorción del isotopo  $i$ .

$\lambda_i$  = La constante de decaimiento radioactivo del isotopo  $i$

La solución de dichas ecuaciones a cada paso de quemado, permite la generación de una biblioteca de secciones eficaces para cálculos de núcleo completo.

## Capítulo 4

# Modelado del RBWR-AC con DRAGON 5.

En este capítulo se presenta el proceso de modelado, se creó un modelo de un solo ensamble del RBWR-AC en DRAGON 5. La base de este modelo es el RBWR-AC de Hitachi. Se eligieron ciertas condiciones geométricas, de materiales y operativas. Estas características son:

- Dos zonas de fisión distintas que producen la mayor parte de la potencia y están rodeadas de cobijas para la cría.
- Zonas fisibles compuestas de combustible MOX y zonas de cobija que contienen combustible de óxido de uranio agotado.
- Fracción de vacíos promedio del núcleo hasta del 60 % con una distribución de densidad de refrigerante axial similar al RBWR.
- Reflectores inferiores y superiores.

Todas estas características se incorporaron al modelo de DRAGON 5 descrito en esta sección. La descripción del modelo se dividió en las distintas partes conforme se fue elaborando. La geometría, el material y las especificaciones de operación serán descritas posteriormente. El esquema que se llevó a cabo para el modelado se presenta en la Figura 4.1.

### 4.1. Especificaciones geométricas.

El enfoque que se tomó en la generación de la geometría del ensamble del RBWR A-C fue mediante una representación hexagonal tridimensional con 5 divisiones en la dirección axial, representativas de cada zona, a cada división se le asignó una mezcla correspondiente.

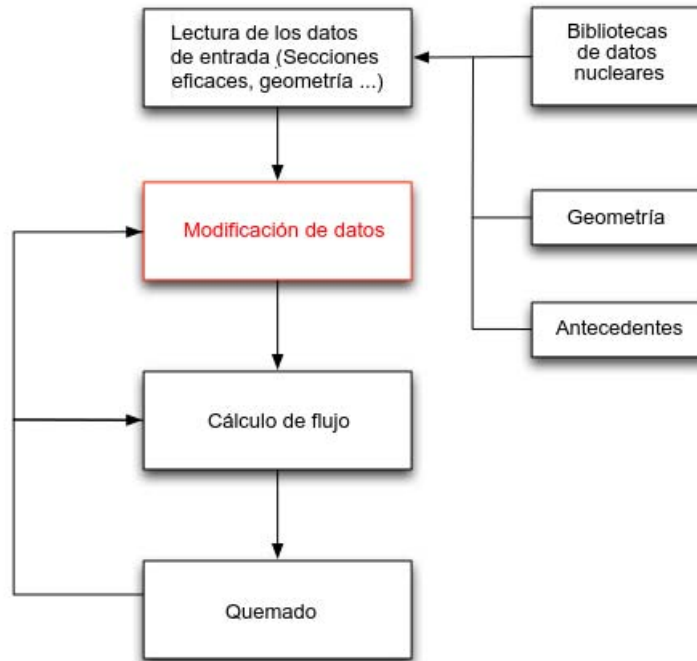


Figura 4.1: Esquema para el desarrollo del modelo.

NIVEL	Distancia Axial (cm)	Núcleo
7	170,0 – 200,0	Reflector superior
6	160,0 – 170,0	Cobija Superior
5	130,0 – 160,0	Zona físil superior
4	80,0 – 130,0	Cobija central
3	60,0 – 80,0	Zona físil inferior
2	30,0 – 60,0	Cobija inferior
1	0,0 - 30,0	Reflector inferior

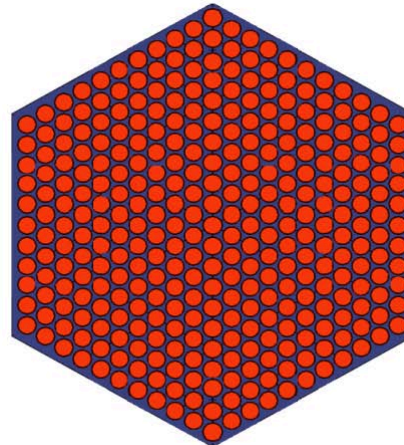


Figura 4.2: Vista axial del ensamble RBWR (izquierda) y vista radial (derecha).

Cada color representa una zona que contiene distintos materiales y una densidad de refrigerante diferente. Cada celda de combustible tanto en la región físil como en la cobija contiene un conjunto de 271 barras de combustible. Estas barras de combustible están colocadas en una red hexagonal y rodeadas por refrigerante, como se muestra en la 4.2. Este ensamble no representa la configuración exacta de un verdadero ensamble RBWR. En el diseño verdadero, hay un conducto que rodea a la celda seguido de una pequeña capa de fluido de bypass. Se asumió que el conducto estaba hecho de material que no perturbaría significativamente el espectro de energía

de neutrones y que el flujo de bypass a través del encamisado era muy pequeño. Una barra de combustible rodeada por refrigerante representa una celda unitaria.

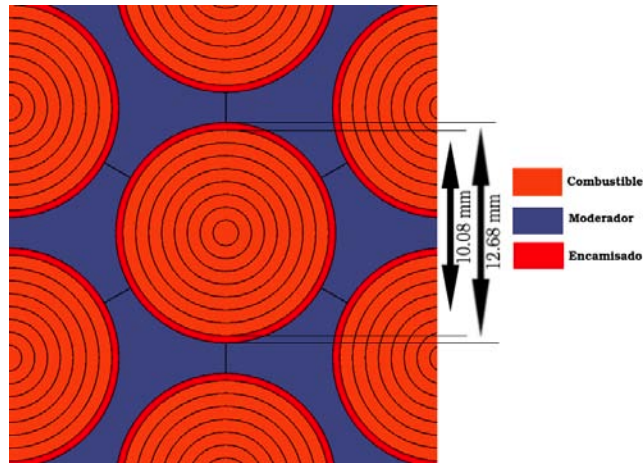


Figura 4.3: Celda unitaria de una barra de combustible.

En esta barra de combustible, existe un cilindro que contiene combustible, seguido por el encamisado. El encamisado está rodeado por refrigerante. El diámetro de cada una de las regiones de material se muestra en la Figura 4.3. Estas dimensiones se introducen en el *input*. Esta es toda la información requerida para construir la geometría del ensamble tridimensional del RBWR-AC.

## 4.2. Modelos en 2-D.

Primeramente se realizó el modelo de una celda simple hexagonal en 2-D, sin ningún tipo de mallado que incluye 2 regiones, a las cuales corresponden 2 mezclas de materiales, combustible y moderador respectivamente, utilizando del módulo GEO: la etiqueta HEX, que corresponde a la más simple celda hexagonal, para este modelo se necesitó definir solamente un cluster mediante la etiqueta 'TUBE 1', posteriormente se consideró al encamisado, por lo que ahora se utilizó 'TUBE 2', tenemos ya 3 regiones definidas, las cuales corresponden al moderador, al encamisado y al combustible respectivamente, tales modelos se ilustran en la Figura 4.4



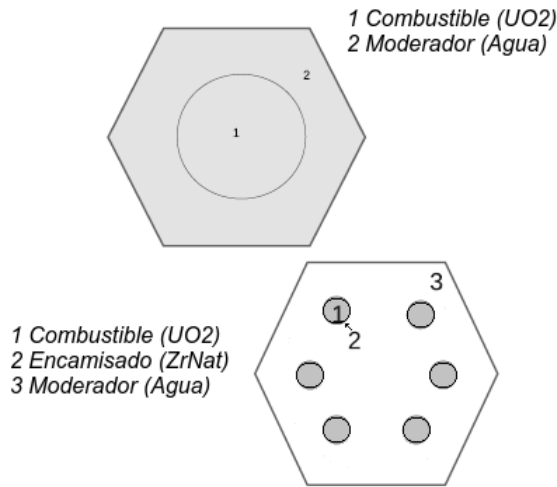


Figura 4.4: Modelo de una celda hexagonal 2-D, con 1, 2 y 3 zonas: moderador, encamisado y combustible

El siguiente modelo mostrado en la Figura 4.5 consistió en incluir 6 celdas hexagonales más, con las mismas características de los modelos anteriores, respectivamente.

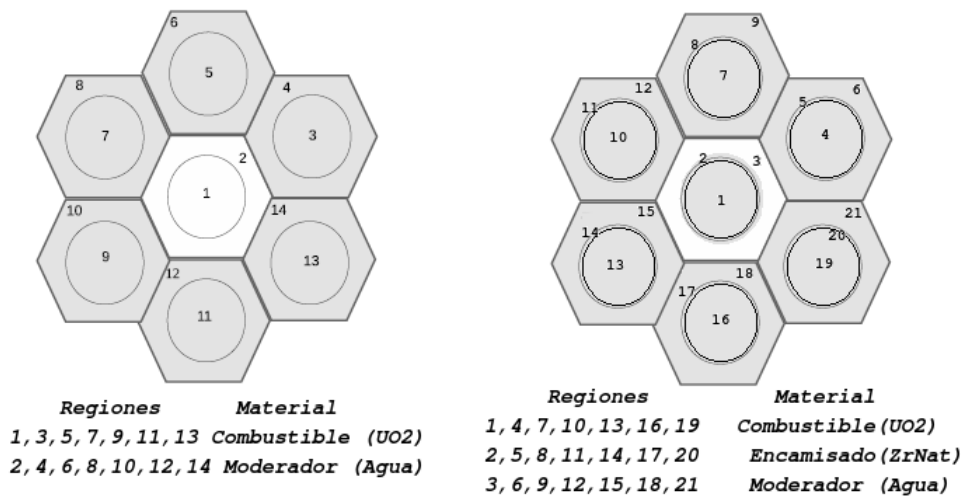


Figura 4.5: Modelo de 7 celdas hexagonales 2-D, con 1, 2 y 3 zonas: moderador, encamisado y combustible

Se complementó el modelado 2D de una celda hexagonal con un mayado triangular, dichos modelos se presentan en las figuras 4.6 y 4.7. La tabla 4.1 muestra la descripción geométrica, así como la composición del material de la celda que corresponde a las cobijas de uranio empobrecido.

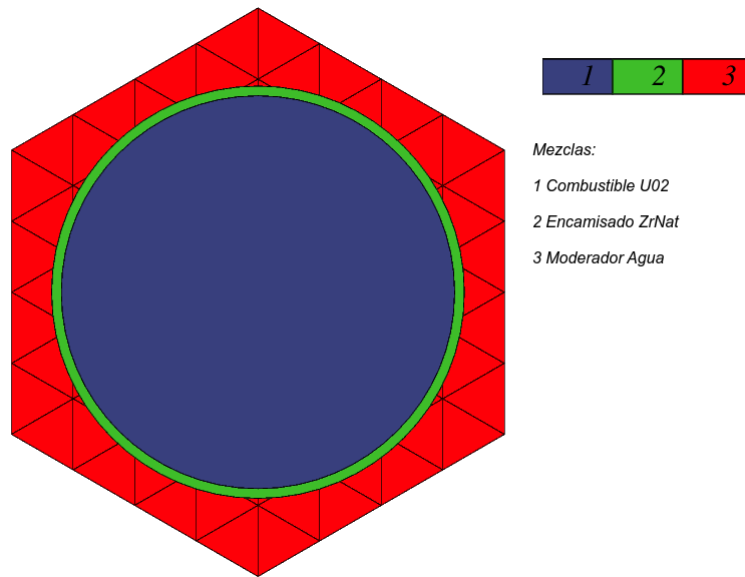


Figura 4.6: Celda hexagonal del reactor RBWR con mallado triangular.

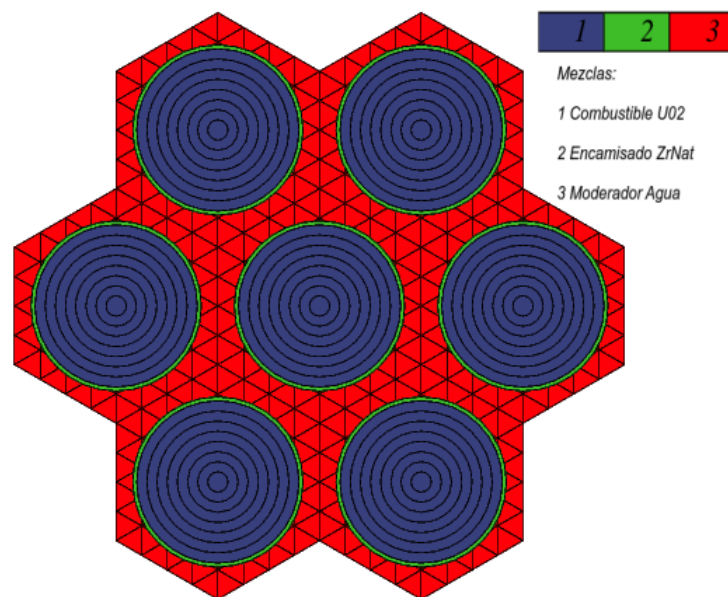


Figura 4.7: 7 Celdas hexagonales del reactor RBWR con mallado triangular y mallado circular.

Se consideró el factor de autoblandaje, debido a que algunos isótopos presentes en el material  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  poseen resonancias muy significativas, lo que ocasiona que la sección transversal de absorción se incremente y que el flujo neutrónico colapse de manera proporcional. Esto plantea un problema en la definición de las secciones eficaces homogeneizadas para ciertas regiones. El grado de heterogeneidad del

Tabla 4.1: Parámetros geométricos y especificaciones del material para una celda hexagonal 2D.

Parámetro	Valor
Temperatura del combustible (K)	900
Temperatura del encamisado (K)	621
Temperatura del moderador (K)	573,3
Diámetro de la barra de combustible (mm)	10,1
Grosor del encamisado del combustible (mm)	1,3
Pin Pitch (mm)	11,4

Región	Elemento	Densidad	Densidad [g/cc] Fracción en peso
Combustible	O16	10.0701	11,852
	U234		0.03526
	U235		3.622944
	U238		84.49
Encamisado	CrNat	5.821341	0.0010033
	FeNat		0,0021067
	ZrNat		99689
Moderador	H1H2O	0.7200768	11188
	O16H2O		88749
	Bnat		0.0630

núcleo depende del detalle en el estudio. Para obtener una región homogénea se proporcionan secciones eficaces macroscópicas promediadas, esto se realizó mediante el módulo EDI: de DRAGON.

### 4.3. Modelos en 3-D.

Para realizar el modelo 3-D, fue necesario el uso de DRAGON 5, ya que las versiones anteriores aún no tenían las rutinas necesarias[33][34]. Los pasos que se llevaron a cabo fueron:

1. Modelo de 1 celda hexagonal simple 1, 2 regiones: Del módulo GEO: la tarjeta HEXZ 1 1, que corresponde a una geometría hexagonal tridimensional con 1 hexágono y 1 subdivisión a lo largo del eje z. Ampliamos el modelo para colocar un cilindro concéntrico con la tarjeta HEXCELZ 1 1, correspondiente a una celda hexagonal tridimensional con tubos orientados a lo largo del eje Z, con una sola subdivisión a lo largo del eje, dichos modelos se ilustran en la Figura 4.8.

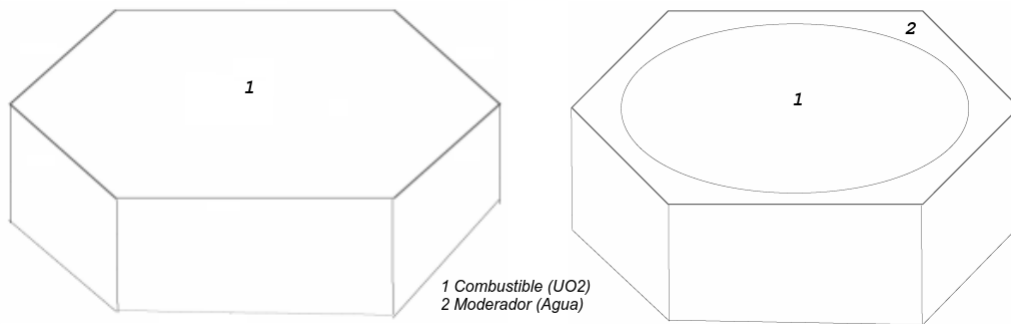


Figura 4.8: Modelo de 1 celda 3-D hexagonal con 1,2 regiones, combustible y moderador.

2. Modelo de 1 celda hexagonal 3 regiones: Para incluir 3 regiones: moderador, encamisado y combustible, se modificó del módulo GEO: la tarjeta HEXCELZ 2 1, para dividir al cilindro en 2 radialmente, lo cual generó otra región que se le asignará el encamisado. Se muestra en la Figura 4.9.

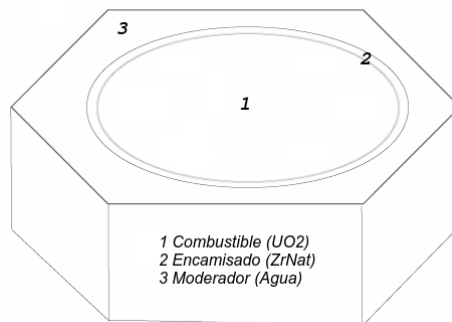


Figura 4.9: Modelo de 1 celda 3-D hexagonal con 3 regiones, combustible, encamisado y moderador.

3. Modelo de 7 celdas hexagonales con las mismas características del modelo anterior Figura 4.10. Los cálculos con 7 celdas aumentan el tiempo computacional exponencialmente de 7 minutos a 1 hora 56 minutos por paso de quemado con una sola región, por lo que se optó realizar los cálculos con 1 solo prisma hexagonal. Se muestra en la Figura .

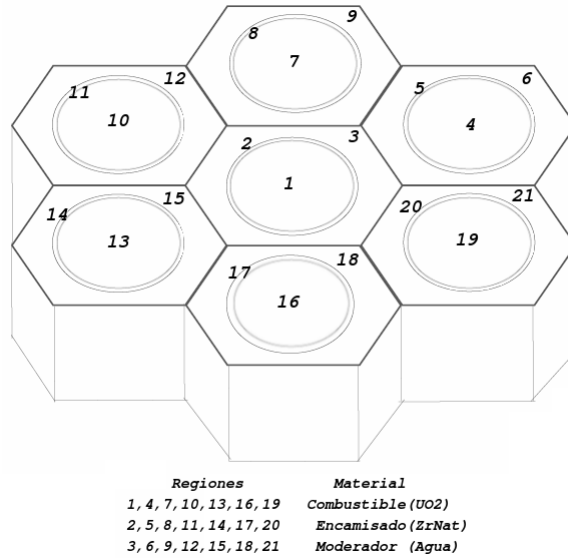


Figura 4.10: Modelo de 7 celdas 3-D hexagonal con 3 regiones, combustible, encamisado y moderador.

#### 4.4. Código del modelo final.

Los archivos de entrada tienen una extensión .x2m y se ejecutan en una terminal mediante el comando:

```
./rdragon RBWR3D10.x2m
```

Los archivos de entrada de DRAGON tienen una estructura de datos que contienen comandos que llaman sucesivamente a módulos, cada uno de los cuales tiene una función en particular. Se necesita escribir en el código la lista de los módulos que se utilizarán (LIB: , GEO: , NXT: , etc ).

En el módulo LIB: se le asignó el nombre de LIBRARY, se tiene que especificar las composiciones de los elementos de los que está formado el ensamble. Cada composición de material diferente se llama mezcla (MIX) y es necesario especificar el número total de mezclas que habrá en el ensamble mediante NMIX, en este caso 9: agua (moderador) con distintas densidades (0 %, 20 %, 50 %, 70 % y 95 %) correspondiente a las distintas fracciones de vacío, zircaloy (encamisado de las barras de combustible), UO<sub>2</sub> 0.711 % y 2.4 % enriquecimiento (combustible de las cobijas) y MOX (zonas fértiles). Se escribe para cada mezcla su temperatura en Kelvin y su densidad en g/cm<sup>3</sup> y a continuación se escribe cada isótopo en formato ENDF/6 junto con el porcentaje de ese isótopo respecto al total que constituye la mezcla. La suma de estos porcentajes debe de dar 100, de lo contrario DRAGON realizará una normalización. Tenemos que escribir además de los isótopos presentes, aquellos que resultarán del proceso de evolución, tales como el Americio, el Neptunio y el Curio.

El siguiente módulo GEO: es sumamente importante ya que aquí se define la geometría del ensamble de combustible, la tarjeta HEXZ 1 5 indica que se definirá una celda hexagonal tridimensional con 1 hexágono en el plano axial y 5 subdivisiones a lo largo del eje Z, que formaran regiones a las cuales se les asignaran las distintas mezclas, la geometría que representa al cilindro que contiene al combustible, se denota con la tarjeta HEXCELZ con 2 cilindros, uno de los cuales representa al elemento combustible y el otro al encamisado, el cual tendrá también 5 subdivisiones a lo largo del eje z. Para representar los reflectores se optó por definir condiciones de frontera mediante bordes reflejantes.

Cabe mencionar que la fracción de vacíos correspondiente a las distintas zonas axiales se tomó de la correlación dada por HITACHI, ya que actualmente hay tres distintas correlaciones como se muestra en la Figura 4.11[35].

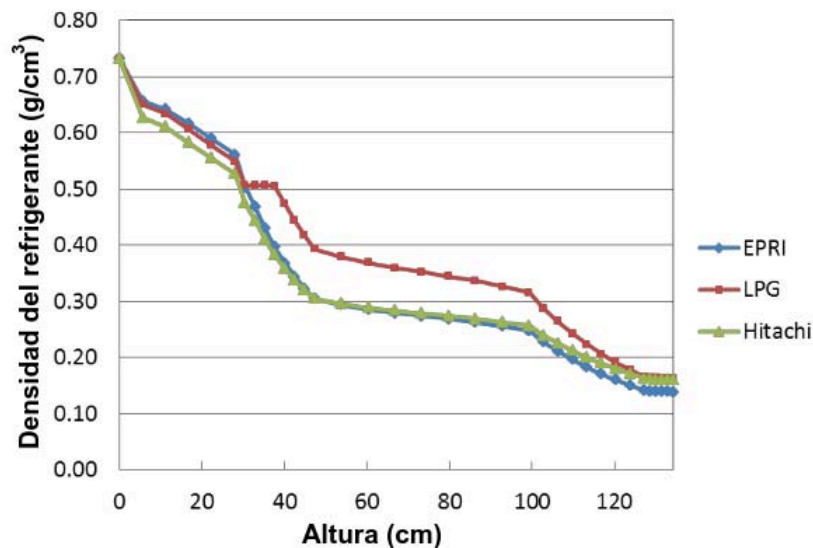


Figura 4.11: Comparación de las distintas correlaciones de vacíos para RBWR-AC.

- EPRI[2]
- HITACHI[3]
- LPG - Modelo Lia, Parlos,y Griffith (LPG)[36]

Por último se indica el módulo donde se llevará a cabo la evolución del quemado (EVO:), se especifica la duración del tiempo, el input mostrado en el **apéndice B** en particular arrojará los datos con detalle a 10 días. Ya una vez que se ejecutó, ahora solo queda cambiar el tiempo al que arrojará los detalles de quemado y correrlo de nuevo.

Un diagrama del modelo final se muestra en la Figura 4.12, en la tabla 4.2 se muestra la composición isotópica utilizada para las distintas zonas axiales.

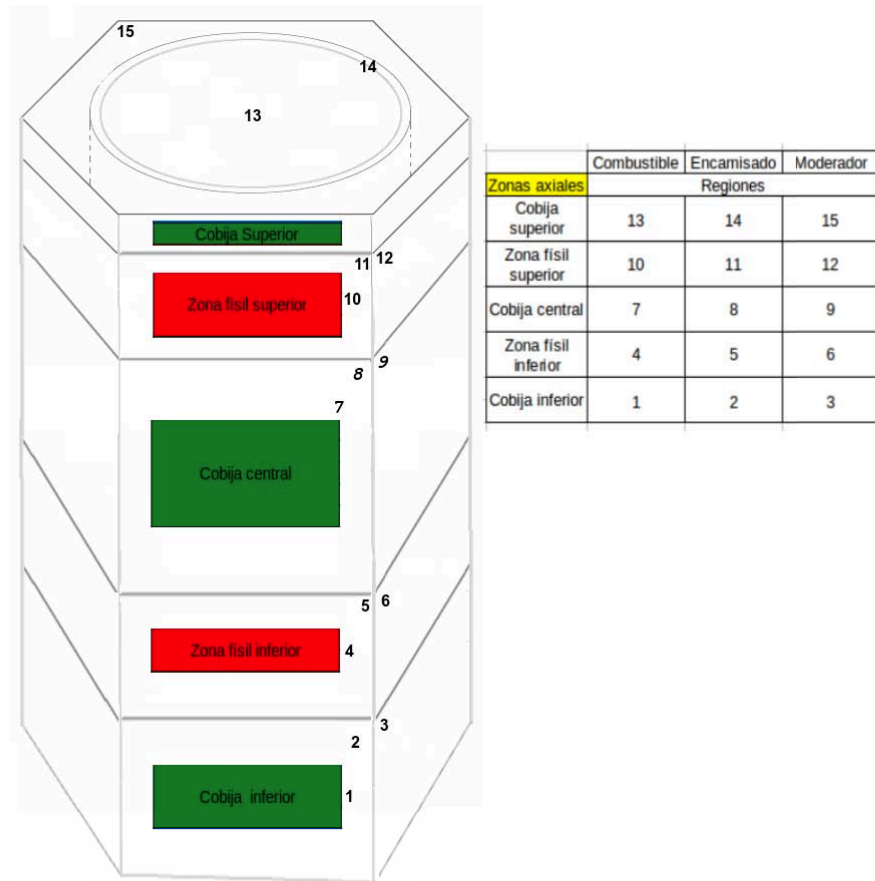


Figura 4.12: Modelo 3-D hexagonal con 5 zonas axiales.

Tabla 4.2: Materiales utilizados para las distintas zonas axiales.

Uranio empobrecido		MOX	
Isótopo	Fracción másica ( $\rho = 10.5 \text{ g/cm}^3$ )	Isótopo	Fracción másica ( $\rho = 10.5 \text{ g/cm}^3$ )
O-16	0.118466	O-16	0.118182
U-235	2.23834E-3	U-235	1.394712E-3
U-238	0.87933	U-238	0.556490
		Np-237	1.619666E-3
		Pu-238	9.717994E-3
		Pu-239	0.142531
		Pu-240	0.116940
		Pu-241	0.016197
		Pu-242	0.015873
		Am-241	0.011986
		Am-242m	3.239331E-4
		Am-243	4.211131E-3
		Cm-244	3.239331E-3
		Cm-245	9.717994E-4
		Cm-246	3.239331E-4



# Capítulo 5

## Simulaciones y Análisis de resultados.

Se simuló un modelo de una celda simple hexagonal 2-D, como la que llevó a cabo la universidad de Michigan[37], los parámetros que se tomaron en cuenta fueron:

- Celda hexagonal de combustible rodeada de moderador
- Se consideró una fracción de vacíos del 0% y del 95%
- Comparación con SERPENT, MCNP y HELIOS
- Los cálculos de HELIOS fueron con 112 y 190 grupos de energía
- MCNP5 y SERPENT usaron datos ENF/B-VII

En los cálculos nos centramos en variar la densidad del moderador para obtener la fracción de vacíos requerida, tal variación se muestra en la tabla 5.1 y los resultados en la Figura 5.1.

Tabla 5.1: Densidad y fracción de vacíos en el moderador para una celda hexagonal 2-D

Densidad del moderador (g/cc)	Fracción de vacíos (%)
0.07262	95
0.38693	50
0.73617	0

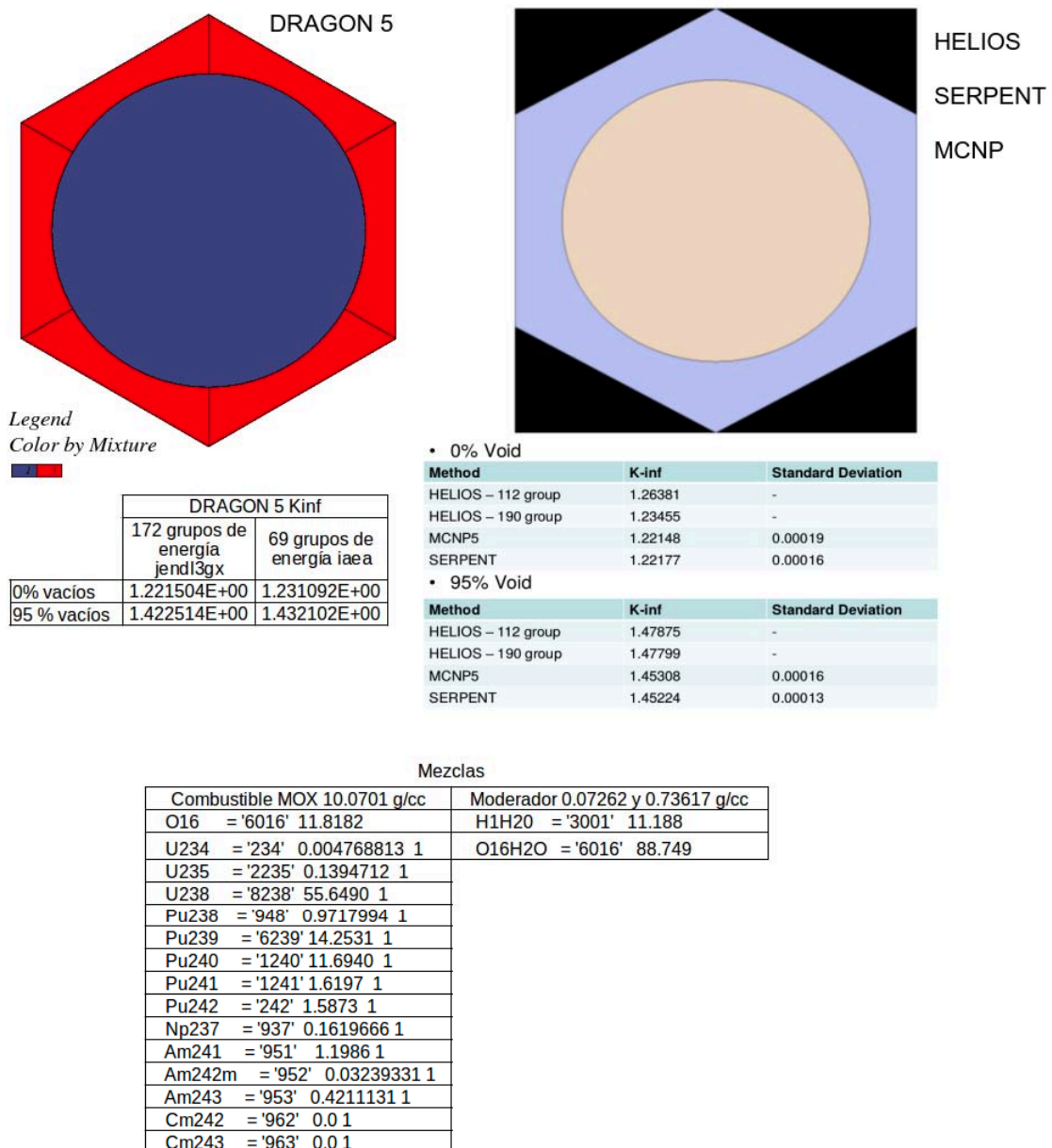


Figura 5.1: Comparación celda RBWR 2-D a 0% y 95% vacíos

Los resultados de DRAGON utilizando diferentes grupos de energía se asemejan a los obtenidos por otros códigos en la condición de 0% vacíos, al realizar el cálculo a 95% el resultado difiere más en comparación con los resultados obtenidos con el código HELIOS, esto se debe a que el código HELIOS se enfoca más al análisis de energías térmicas y no al manejo de energías altas, aunque ambos sean códigos de celda similares y se comprueba esto al incrementar la fracción de vacíos. Para entender completamente estas diferencias, se necesita una investigación más profunda, la cuál sería una tarea pendiente. Las simulaciones de Monte Carlo tampoco coinciden con las simulaciones deterministas, pero esto se debe a la naturaleza de la física de

transporte que manejan. Esta comparación da una idea de las diferencias que pueden observarse al comparar el factor de multiplicación de SERPENT, de MCNP5 con los códigos de celda deterministas. En el análisis de quemado se introdujo al código TRITON[19] como referencia, de igual manera se muestra una diferencia en los valores, como se puede observar en la fig 5.2.

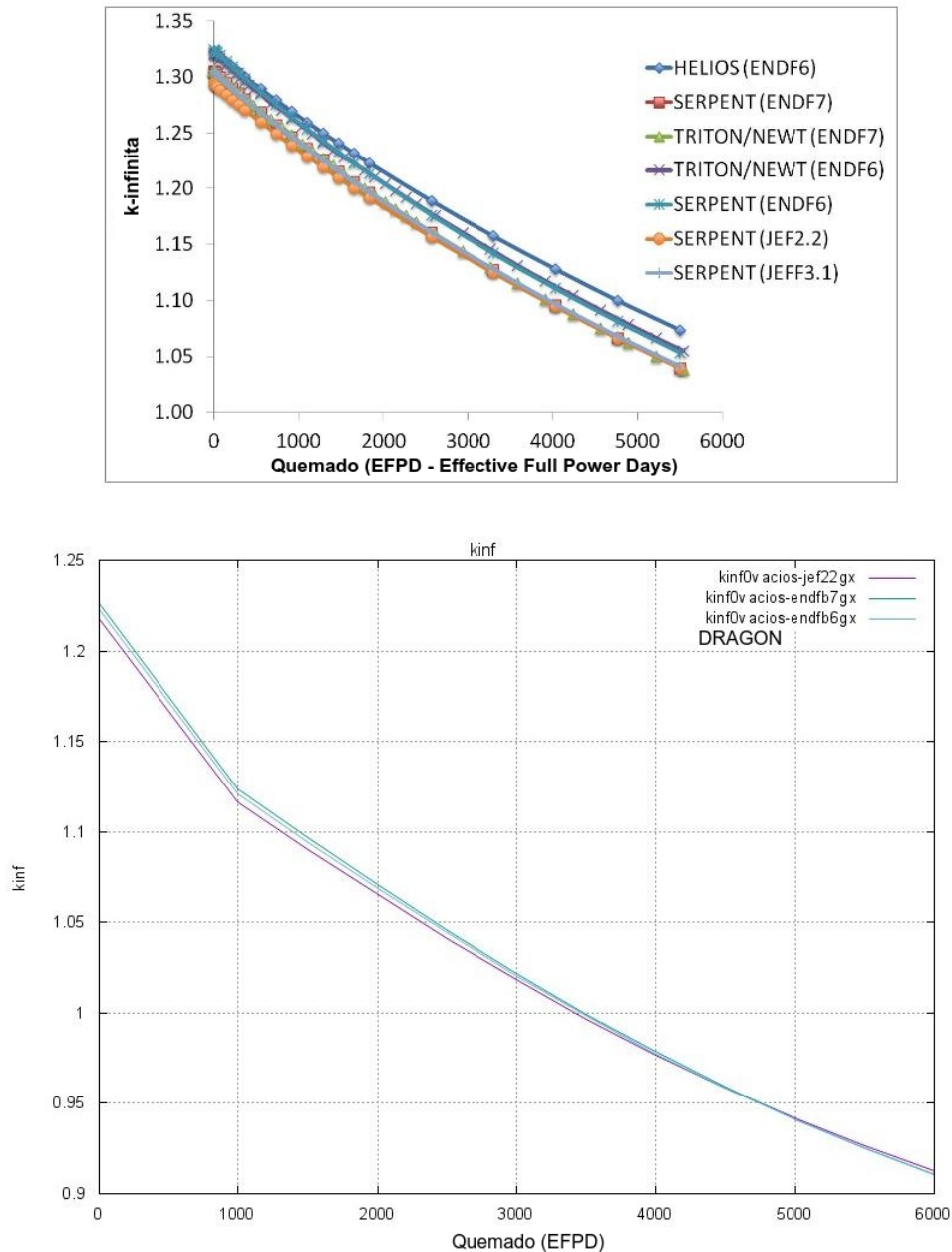


Figura 5.2: Comparación de quemado de una celda RBWR 2-D

## 5.1. Análisis de quemado.

El quemado es un aspecto importante en el análisis de reactores, tanto para la seguridad, como para la predicción del rendimiento económico del reactor. Incluye varias reacciones nucleares que describe la tasa de agotamiento isotópico, donde las concentraciones isotópicas se resuelven en función del tiempo y la posición. Los cálculos de quemado se realizaron utilizando un archivo ASCII, donde se iban actualizando las concentraciones de los núcleos y la acumulación de productos de fisión de los distintos isótopos.

La ventaja de DRAGON 5 en el análisis de quemado es que nos permite realizar los cálculos para el número de isótopos que se requieran. Se usó el modelo de bloque hexagonal prismático para el análisis de quemado. Se puede simular la evolución del combustible dentro del ensamble por el tiempo requerido por el usuario, para esta tesis se propuso realizar la evaluación por 500 días a una potencia constante de 600.5 kw/kg para etapas de quemado de 1, 2, 5, 7, 10, 20, 40, 50, 80, 100, 200, 300, 400 y 500 días. Se crearon múltiples archivos de entrada que corresponden a la evolución del combustible en el día correspondiente, por ejemplo RBWR3D1.x2m (Para 1 día), RBWR3D2.x2m (Para 2 días), etc.

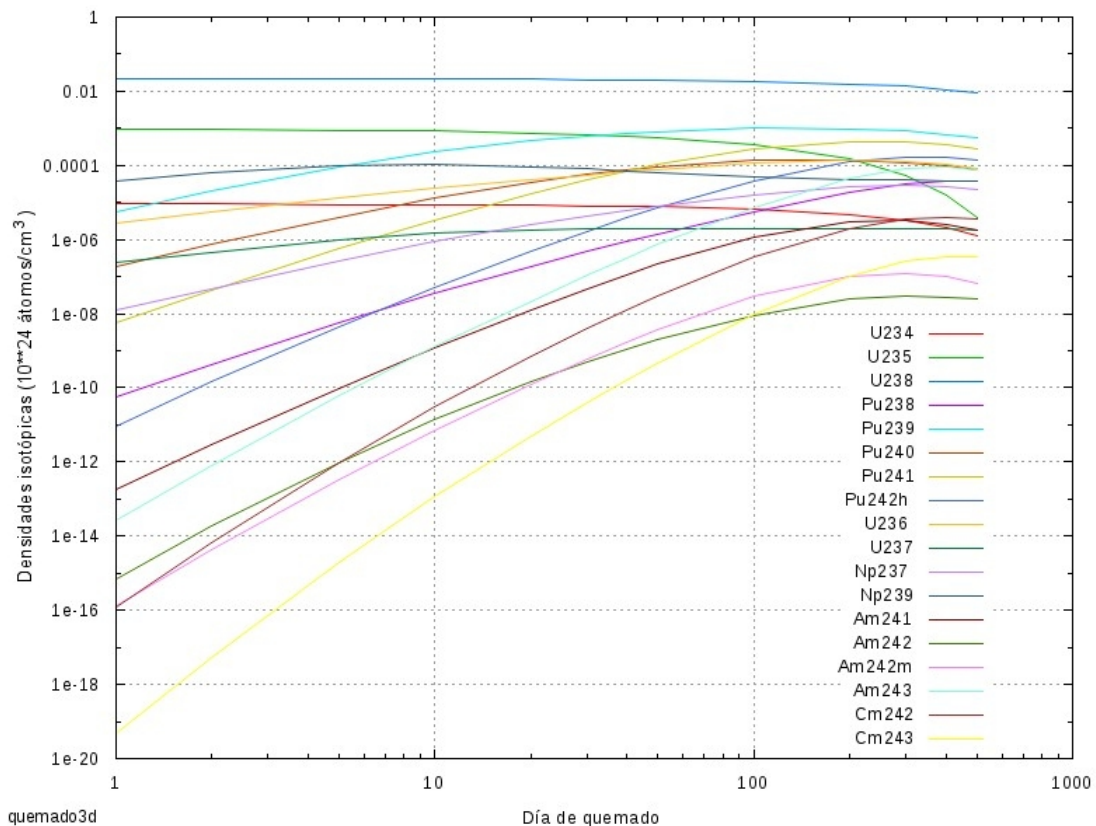


Figura 5.3: Densidades isotópicas durante el quemado del ensamble RBWR-AC

Los resultados se presentan en la Figura 5.3 la cual representa el comportamiento de los elementos combustibles, los datos obtenidos muestran las densidades isotópicas a lo largo del quemado, se presentan en  $10^{24}$  átomos/cm<sup>3</sup>. La concentración de los núcleos cambia, en el caso del <sup>235</sup>U las fisiones han reducido su densidad desde el inicio hasta el final del proceso. Se produjeron isótopos transuránicos y sus concentraciones se incrementan en proporción al paso de quemado. La gráfica muestra buenos resultados para la potencia constante asumida.

## 5.2. Coeficientes de reactividad del ensamble de combustible RBWR-AC

Al variar cualquier condición de operación del combustible o del moderador, se producen variaciones en la reactividad[30] del núcleo. Dichas variaciones están descritas por una serie de coeficientes, los cuales se definen como la variación de la reactividad con respecto al cambio de algún parámetro de operación del reactor.

### 5.2.1. Cálculo de los coeficientes de reactividad del ensamble RBWR-AC [22]

La distribución de vacíos se utilizó junto con los resultados de casos de referencia correspondientes para calcular el coeficiente de reactividad por vacíos. El coeficiente Doppler fue calculado en base a la temperatura promedio del combustible para casos de referencia.

Debido a la capacidad que tiene DRAGON de permitir al usuario cambiar la temperatura y la densidad por separado, el método utilizado para calcular el coeficiente por vacíos y el coeficiente Doppler fue modificar la densidad del refrigerante y la temperatura del combustible. La siguiente ecuación fue usada para calcular el coeficiente de reactividad por vacíos  $\alpha_v$ :

$$\alpha_v = \frac{\left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2}\right) * 1 \times 10^5}{V_1 - V_2} \quad (5.1)$$

Donde  $k_1$  es el valor inicial,  $k_2$  es el valor final. De manera similar,  $V_1$  y  $V_2$  son el vacío inicial y final en %, respectivamente.

$$\alpha_T = \left(\frac{pcm}{K}\right) = \frac{\left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2}\right) * 1 \times 10^5}{T_2 - T_1} \quad (5.2)$$

Donde  $k_1$  y  $k_2$  son los valores de referencia respectivamente, de manera similar  $T_1$   $T_2$  son los valores de referencia de las temperaturas del combustible en  $K$  respectivamente. En las figuras 5.4 y 5.5 se muestra dicha variación, se puede observar que el coeficiente Doppler permanece negativo durante todo el tiempo mas no el coeficiente por vacíos el cual pasa de ser negativo a positivo, esto demuestra la incertidumbre

presente en dicho coeficiente para este tipo de configuración, se demuestra que no es negativo durante todo el tiempo. Los efectos de reactividad positiva es causada por el aumento en la producción de neutrones en las regiones fisibles durante la quema, se busca mitigar tal efecto mediante factores de fuga, lo cuales no se tomaron en cuenta en este trabajo.

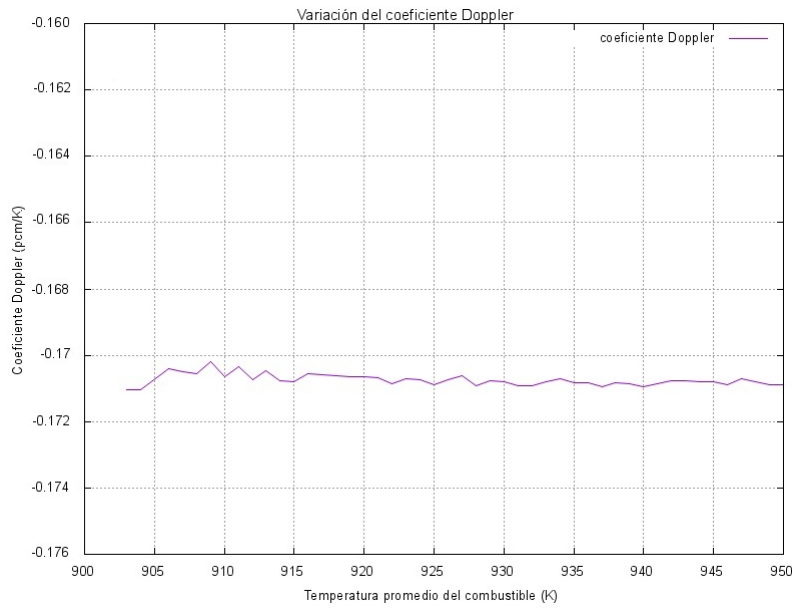


Figura 5.4: Variación del coeficiente doppler

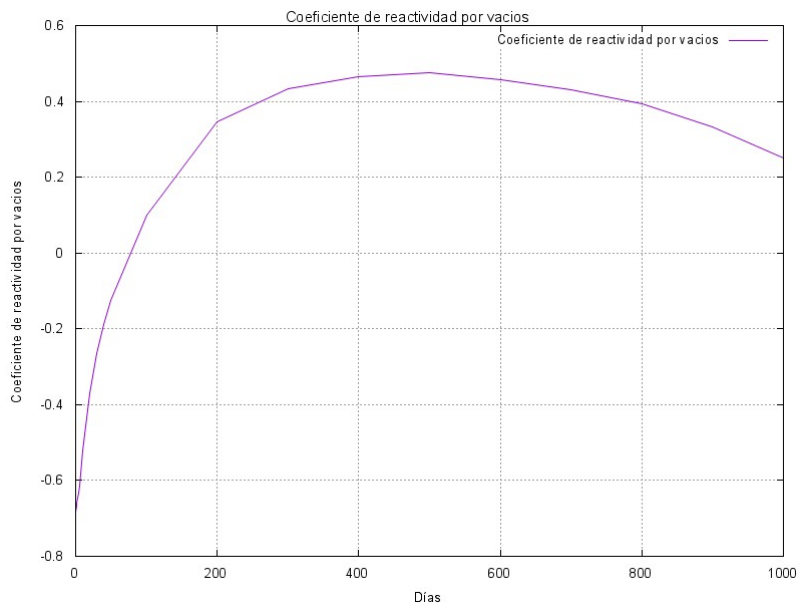


Figura 5.5: Variación del coeficiente de reactividad por vacíos.

### 5.3. Distribución axial de potencia

DRAGON posee la capacidad de elegir el número de grupos de energía a los cuales se condensaran los flujos neutrónico obtenidos del análisis, esto es gracias al módulo EDI; se eligió en primer instancia un colapso a 2 grupos de energía para obtener el perfil axial de flujo neutrónico y posteriormente a un grupo de energía. Se observa claramente que en las zonas físis el flujo es predominante, el esquema representativo de las regiones se encuentra en el capítulo anterior en la Figura 4.12. y la gráfica que resulta se presenta en la Figura 5.6, la cual muestra picos muy grandes en las zonas físis, una gráfica equivalente como modelo de referencia[2], se muestra en la Figura 5.10.

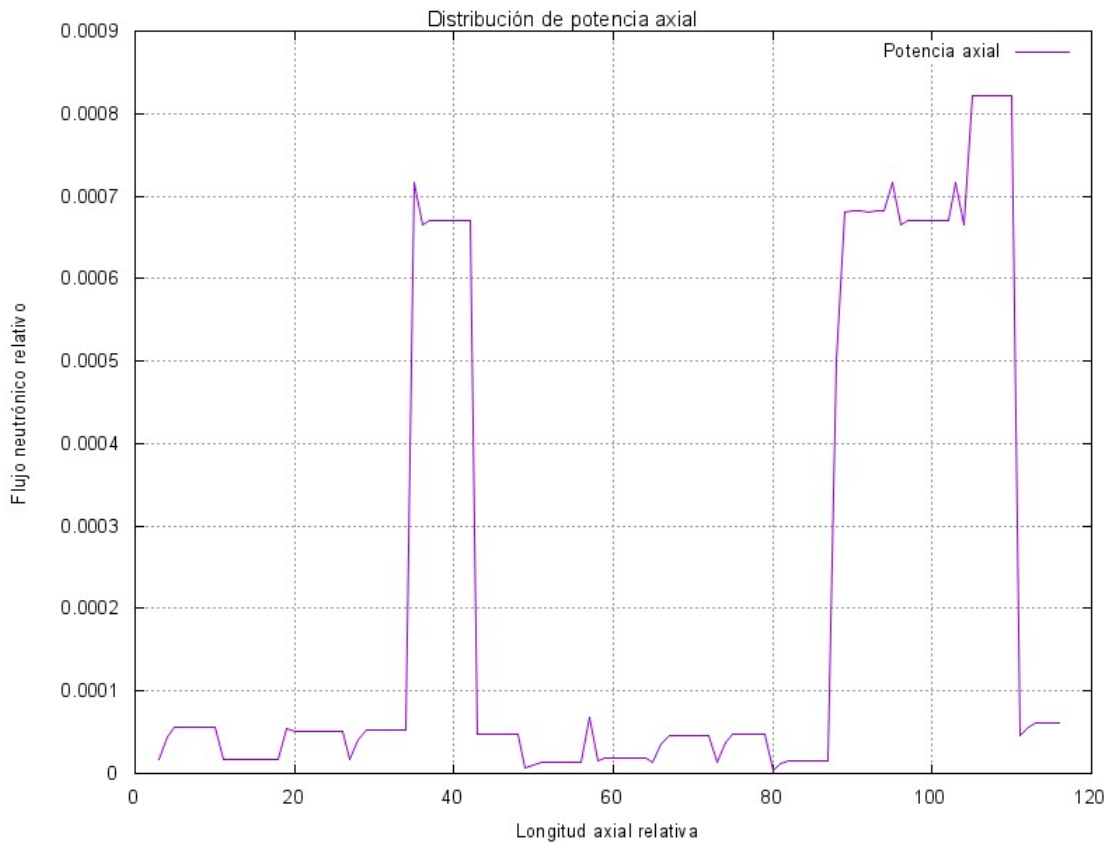


Figura 5.6: Distribución axial del flujo neutrónico condensado a 2 grupos de energía.

Flujos colapsados a 2 grupos.

E N E R G Y L I M I T S (EV)

1.9640E+07 > 1 > 1.7332E+07 > 2 > 1.0000E-05

F L U X E S A N D H O M O G E N I Z E D X - S

G R O U P : 1

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
1	2.56096E-08	1.41879E-01	-8.04203E-03	1.44225E-01	4.50644E-06	3.90513E-02	1.10870E-01
2	2.50339E-08	6.95474E-02	-3.92912E-02	0.00000E+00	0.00000E+00	7.67059E-03	1.01168E-01
3	2.45210E-08	6.57425E-03	2.63503E-04	0.00000E+00	0.00000E+00	1.86942E-03	4.44133E-03

G R O U P : 2

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
1	3.66120E-02	3.70545E-01	1.66082E-02	1.19626E-02	9.99995E-01	3.53937E-01	8.23662E-10
2	3.68825E-02	2.82236E-01	1.32402E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.80912E-01	0.00000E+00
3	3.69495E-02	6.80538E-02	1.82713E-05	0.00000E+00	0.00000E+00	6.80355E-02	0.00000E+00

G R O U P : 1

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
4	7.80309E-09	1.41896E-01	8.99328E-03	1.86016E-01	4.50644E-06	3.90061E-02	9.38967E-02
5	7.34776E-09	6.95474E-02	-3.92912E-02	0.00000E+00	0.00000E+00	7.67059E-03	1.01168E-01
6	6.92844E-09	1.96657E-02	7.88224E-04	0.00000E+00	0.00000E+00	5.59203E-03	1.32855E-02

G R O U P : 2

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
4	5.85754E-03	3.51977E-01	3.44141E-02	5.05228E-02	9.99995E-01	3.17563E-01	1.03705E-09
5	6.03235E-03	2.55650E-01	1.28049E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.54370E-01	0.00000E+00
6	6.10981E-03	2.11443E-01	1.88645E-04	0.00000E+00	0.00000E+00	2.11254E-01	0.00000E+00

G R O U P : 1



REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
7	4.34269E-09	1.41879E-01	-8.04202E-03	1.44225E-01	4.50644E-06	3.90513E-02	1.10870E-01
8	3.93333E-09	6.95474E-02	-3.92912E-02	0.00000E+00	0.00000E+00	7.67060E-03	1.01168E-01
9	3.54960E-09	3.50286E-02	1.40398E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	9.96052E-03	2.36641E-02

G R O U P : 2

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
7	3.56719E-03	3.63557E-01	3.28030E-02	4.04388E-02	9.99995E-01	3.30754E-01	1.42966E-09
8	3.64724E-03	2.53904E-01	1.57422E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.52330E-01	0.00000E+00
9	3.76058E-03	4.95784E-01	1.05331E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	4.94731E-01	0.00000E+00

G R O U P : 1

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
10	1.00420E-08	1.41896E-01	8.99328E-03	1.86016E-01	4.50644E-06	3.90061E-02	9.38967E-02
11	8.70613E-09	6.95474E-02	-3.92912E-02	0.00000E+00	0.00000E+00	7.67059E-03	1.01168E-01
12	7.44113E-09	5.39981E-02	2.16430E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	1.53546E-02	3.64792E-02

G R O U P : 2

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
10	5.66945E-03	3.51414E-01	5.10284E-02	7.79438E-02	9.99995E-01	3.00386E-01	1.37901E-09
11	6.00175E-03	2.43097E-01	1.50882E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.41588E-01	0.00000E+00
12	6.29297E-03	8.00000E-01	2.00177E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	7.97999E-01	0.00000E+00

G R O U P : 1

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S	
						WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
13	6.44408E-09	1.41879E-01	-8.04203E-03	1.44225E-01	4.50644E-06	3.90513E-02	1.10870E-01
14	5.46069E-09	6.95474E-02	-3.92912E-02	0.00000E+00	0.00000E+00	7.67059E-03	1.01168E-01
15	4.51757E-09	6.66451E-02	2.67121E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	1.89508E-02	4.50230E-02

G R O U P : 2

REGION	AVERAGE FLUX	NTOTO X-S	ABSORPTION X-S	NUSIGF X-S	FISSION SPECTRUM	SCATTERING X-S WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
13	4.47312E-03	3.61775E-01	4.08604E-02	5.93992E-02	9.99995E-01	3.20915E-01	1.69428E-09
14	4.57261E-03	2.45794E-01	1.75213E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.44042E-01	0.00000E+00
15	4.78292E-03	1.14932E+00	3.50990E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	1.14581E+00	0.00000E+00

Flujos condensados a 1 grupo.

FLUXES AND HOMOGENIZED X-S

GROUP : 1

REGION	AVERAGE	NTOTO	ABSORPTION	NUSIGF	FISSION	SCATTERING X-S	
	FLUX	X-S	X-S	X-S	SPECTRUM	WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
1	3.66120E-02	3.70545E-01	1.66082E-02	1.19627E-02	1.00000E+00	3.53937E-01	0.00000E+00
2	3.68825E-02	2.82236E-01	1.32400E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.80912E-01	0.00000E+00
3	3.69495E-02	6.80538E-02	1.82717E-05	0.00000E+00	0.00000E+00	6.80355E-02	0.00000E+00

GROUP : 1

REGION	AVERAGE	NTOTO	ABSORPTION	NUSIGF	FISSION	SCATTERING X-S	
	FLUX	X-S	X-S	X-S	SPECTRUM	WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
4	5.85755E-03	3.51977E-01	3.44141E-02	5.05230E-02	1.00000E+00	3.17562E-01	0.00000E+00
5	6.03235E-03	2.55650E-01	1.28044E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.54370E-01	0.00000E+00
6	6.10982E-03	2.11443E-01	1.88645E-04	0.00000E+00	0.00000E+00	2.11254E-01	0.00000E+00

GROUP : 1

REGION	AVERAGE	NTOTO	ABSORPTION	NUSIGF	FISSION	SCATTERING X-S	
	FLUX	X-S	X-S	X-S	SPECTRUM	WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
7	3.56719E-03	3.63557E-01	3.28030E-02	4.04389E-02	1.00000E+00	3.30754E-01	0.00000E+00
8	3.64725E-03	2.53904E-01	1.57418E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.52330E-01	0.00000E+00
9	3.76059E-03	4.95784E-01	1.05331E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	4.94730E-01	0.00000E+00

GROUP : 1

REGION	AVERAGE	NTOTO	ABSORPTION	NUSIGF	FISSION	SCATTERING X-S	
	FLUX	X-S	X-S	X-S	SPECTRUM	WITHIN GROUP	OUT OF GROUP
10	5.66946E-03	3.51414E-01	5.10283E-02	7.79440E-02	1.00000E+00	3.00385E-01	0.00000E+00
11	6.00176E-03	2.43097E-01	1.50876E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.41588E-01	0.00000E+00
12	6.29298E-03	7.99999E-01	2.00177E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	7.97998E-01	0.00000E+00

GROUP : 1

REGION	AVERAGE	NTOTO	ABSORPTION	NUSIGF	FISSION	SCATTERING X-S	
	FLUX	X-S	X-S	X-S	SPECTRUM	WITHIN GROUP	OUT OF GROUP

13	4.47313E-03	3.61775E-01	4.08603E-02	5.93993E-02	1.00000E+00	3.20915E-01	0.00000E+00
14	4.57261E-03	2.45794E-01	1.75208E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	2.44042E-01	0.00000E+00
15	4.78292E-03	1.14932E+00	3.50990E-03	0.00000E+00	0.00000E+00	1.14581E+00	0.00000E+00

## 5.4. Solución de referencia.

La solución de referencia se obtuvo principalmente del reporte EPRI[2], una de las entidades encargadas de su elaboración utilizó el código SERPENT, un total de 10 millones de historias fueron rastreadas para obtener la  $k_{inf}$  y las tasas de reacción. MCNP5 también fue utilizado obteniendo resultados muy similares. A continuación se muestran los distintos perfiles axiales de potencia obtenidos.

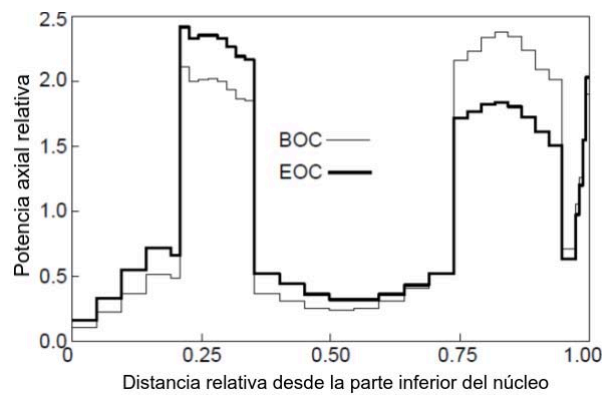


Figura 5.7: Perfil axial de potencia proporcionalizado por HITACHI

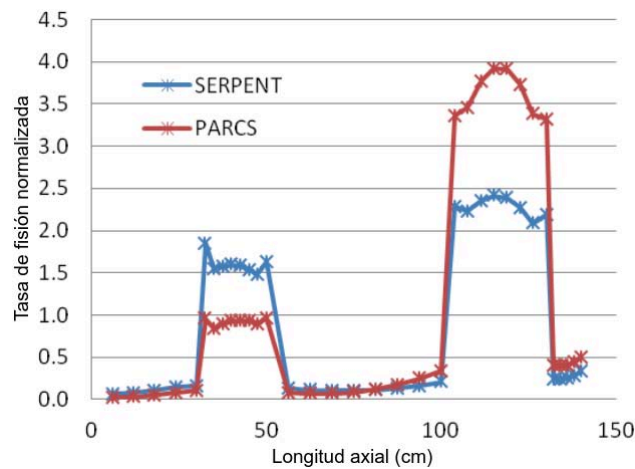


Figura 5.8: Comparación axial del flujo neutrónico PARCS y SERPENT.

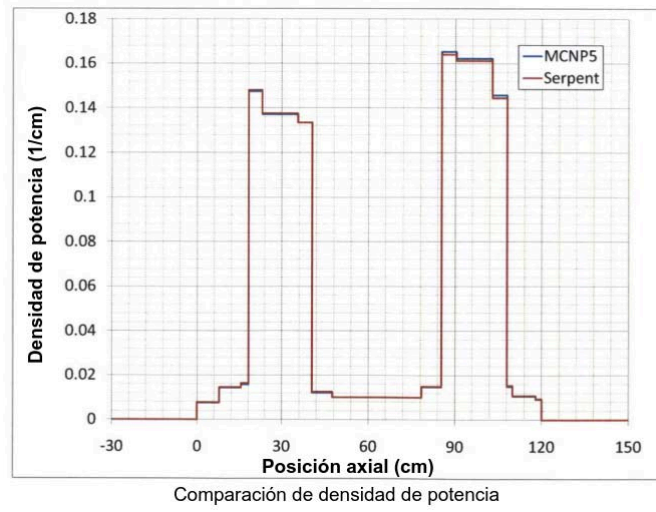


Figura 5.9: Comparación axial del flujo neutrónico MCNP5 y SERPENT.

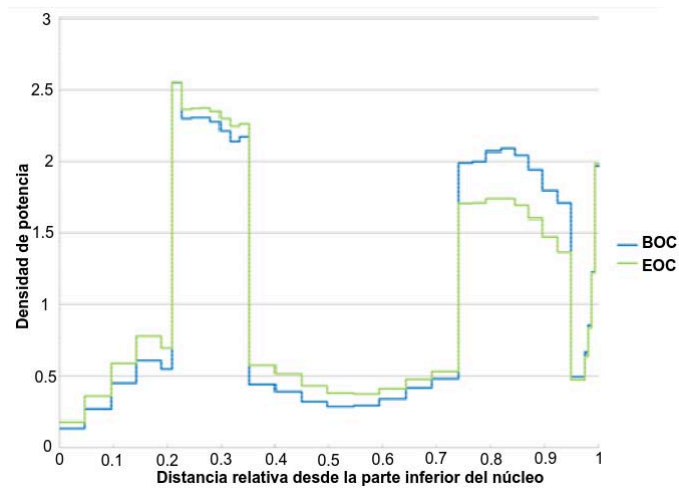


Figura 5.10: Perfil axial de potencia, RELAP5/PARCS

# Capítulo 6

## Conclusiones.

El trabajo presentado en esta tesis ha permitido una comparación de cantidades calculadas con DRAGON (kinf, distribución de flujo, coeficientes de reactividad por vacíos, etc) con las proporcionados por HITACHI y los resultados calculados con los códigos de Monte Carlo SERPENT. Los resultados obtenidos de la  $k_{eff}$  mediante DRAGON utilizando las bibliotecas de 172 grupos basado en endfb6gx, como se esperaba son distantes de los resultados usando espectro de energía continuo.

La determinación de la distribución axial de flujo nos permitió observar que DRAGON nos da una buena predicción de la velocidad de reacción. El cálculo de los coeficientes de reactividad por vacíos obtenidos variando la densidad del moderador para cambiar el porcentaje de fracción de vacíos de 0 % y de 95 % respectivamente con DRAGON muestra desviaciones que van de un 4 - 22 % para la configuración de  $UO_2$  y 5 - 20 % para la configuración de MOX. Estas diferencias nos hace pensar en que las simplificaciones geométricas, la asignación de materiales en cada región, así como el colapso de los grupos de energía deben de realizarse de una manera más detallada.

La primera recomendación sería extender el presente análisis considerado un refinamiento en ciertas condiciones geométricas, de materiales y operativas. En cuestión geométrica tomar en cuenta el conducto que rodea a la celda seguido de una pequeña capa de fluido de bypass. En condiciones de material contemplar los distintos enriquecimientos radiales y su correcta asignación. En condiciones operativas estimar el espectro de energía de neutrones óptimo, también reflexionar sobre el cambio en la fracción de vacíos a lo largo del núcleo, en este caso se considero lineal, tomar en cuenta la concentraciones de veneno consumible.

Contemplar una mejor interpretación gráfica, una mejor visualización de los elementos superficiales mediante las nuevas herramientas incorporadas en DRAGON Versión 5. Para facilitar el procesamiento de geometrías utilizar el módulo G2S: que obtiene archivos en formato SALOME. Sin olvidar el módulo TLM: para generar un archivo Matlab (en formato ASCII) que contiene las instrucciones para trazar las líneas de seguimiento generadas por el módulo NXT:

La segunda recomendación es ampliar el análisis presentado cálculos de núcleo completo usando DONJON, el manejo de OPTEX, código de software libre para la optimización de combustible nuclear, TRIVAC, código destinado a calcular el flujo de neutrones para núcleo completo usando varios métodos de elemento finito, además permite el uso de las ecuaciones de la teoría de la perturbación.



# Apéndice A

## Instalación DRAGON

DRAGON puede ejecutarse en cualquier plataforma que soporte un compilador Fortran, el equipo puede poseer alguna de las siguientes extensiones:

- AIX : AIX systems.
- HP-UX : HP-UX systems.
- Linux : Linux systems on pc.
- SunOS : SunOS systems.
- Cygwin : Cygwin on Windows
- Darwin : MacOS system with xlf compiler.
- DarwinGnu : MacOS system with g77 compiler.

### A.1. Instalación DRAGON Versión 3

La última versión de DRAGON 3 (306Ld), se puede obtener en el siguiente sitio:  
<http://www.polymtl.ca/nucleaire/DRAGON/en/download/index.php>

Se descarga el paquete de la dirección antes mencionada, el cual tendrá una extensión .TGZ, refiriéndose a un archivo comprimido DRAGON306Ld.TGZ , se recomienda extraer el archivo desde la terminal, ubicándose en la carpeta correspondiente, ejecutando los siguientes comandos:

- gunzip DRAGON306Ld.TGZ
- tar xf DRAGON306Ld.tar

El directorio que se genera contiene los siguientes archivos y subdirectorios:

- Copyrig .txt - Archivo de texto el cual contiene los derechos de autor de DRAGON

- Readme.txt - Archivo que contiene instrucciones breves de la instalación.
- Subdirectorío - Guides - Contiene los distintos manuales de DRAGON, reportados por la IGE11, los cuales son:
  - IGE174R9.pdf - Manual de usuario de DRAGON.
  - IGE232R7.pdf - Manual de las estructuras de datos de DRAGON.
  - IGE158.pdf - Manual de GANLIB.
  - IGE163.pdf - Manual de CLE-2000.
  - IGE236R1.pdf - Manual de teoría.
  - IGE259R1.pdf - Manual de la interfase DONJON - DRAGON.
- Subdirectorío - Sources - Contiene el código fuente de DRAGON.
- Subdirectorío - Test - Contiene ejemplos para la ejecución de DRAGON.

Procederemos a instalar, para ello nos posicionamos en el subdirectorío Sources:

```
cd Sources
```

Otorgamos permisos de escritura y lectura a los script instdrag y setup:

```
chmod 755 instdrag setup
```

Procedemos a ejecutar los script:

```
./instdrag
```

```
./setup
```

Aparecerán una serie de preguntas las cuales son:

”Do you want to install the full DRAGON package”, including GANLIB and UTILIB ? (y/n)”

”Do you want to install the 32 bits or 64 bits versión ? (32/64)”

Procedemos a responderlas, terminando esto tendremos instalado DRAGON 3.

*Las secciones eficaces en DRAGON se pueden manejar de dos maneras, la primera es introduciendo manualmente en el input el valor correspondiente, la otra forma es extrayendo dichos datos de librerías, en este caso en formato WIMSD4 ( The Winfrith improved multigroup scheme ) WLUP ( WIMS Library Update Project), de la OIEA ( Organismo Internacional de Energía Atómica ).*

### A.1.1. Acoplamiento de librerías WIMSD4 - WLUP

La serie de librerías está disponible en la siguiente dirección:

<http://www.polymtl.ca/nucleaire/DRAGON/download/dragon3.06/WLUP.tgz>

Procedemos a descargar el archivo comprimido .tgz, se recomienda extraer el archivo desde la terminal, ubicándose en la carpeta correspondiente, ejecutando los siguientes comandos:

```
gunzip WLUP.TGZ
```

```
tar xf WLUP.tar
```

El directorio que se genera contiene los siguientes archivos y subdirectorios:

- Subdirectorios
  - Source - Contiene un archivo de Fortran llamado WILLIE.f , cuyo objetivo es la ejecución de diversas operaciones en las librerías WIMS, tales como la transformación a binario de la forma codificada de ésta, la extracción de datos de un material, evolución de datos de quemado, etc. Este archivo es primordial, ya que transforma en formato máquina los datos de las librerías para su ejecución.
  - library-car - Contiene 9 diferentes librerías en formato codificado (ASCII), comprimido con extensiones .gz
- Archivos
  - Script - Llamado CreateBin, contiene instrucciones para llamar al archivo Fortran WILLIE.f para convertir las librerías en formato máquina.

Nos ubicamos desde la terminal en el subdirectorio de archivos y otorgamos permiso de lectura y escritura al archivo CreateBin , ejecutando:

```
chmod 755 CreateBin
```

Procedemos a ejecutar dicho archivo.

```
./CreateBin
```

Aparecerán la siguiente pregunta:

```
"Do you want to install the 32 bits or 64 bits versión ? (32/64)"
```

Y dependiendo de tu elección aparecerá:

```
"The 32/64 bits versión of DRAGON will be installed on your system"
```

Ahora regresamos al directorio donde descargamos el paquete de DRAGON.

... DRAGON306Ld/Sources

y ejecutamos:

```
./setup WLUP
```

Nos solicitará la ubicación del directorio WLUP, para ello lo más sencillo es abrir una terminal en el directorio WLUP y teclear pwd, nos desplegará la ubicación completa, la cual introduciremos y así DRAGON ya podrá obtener los datos desde las librerías.

Al no llevar a cabo correctamente la instalación, DRAGON no podrá leer las librerías y marcará error como se muestra en la Figura A.1 :

```
<|LIBRARY := LIB: ::
<|NMIX 10 CTRA WIMS
<|MIXS LIB: WIMS FIL: WIMSLIB
->@BEGIN MODULE : LIB:
->@DESCRIPTION : Microscopic xs-library processing
->@CREDITS : A. Hebert, G. Marleau
->@COPYRIGHTS : ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL
                GNU LESSER GENERAL PUBLIC LICENSE
1  ERROR IN OPENING OF FILE IN KDROPN
    FILE NAME = WIMSLIB
    FILE TYPE = DIRECT ACCESS DA
    ERROR CODE= -9 IERCOD = 2
```

Figura A.1: Pantalla al realizar un acoplamiento incorrecto de las librerías

De lo contrario no habrá problema, como se muestra en la Figura A.2 en este caso se usó la librería "jendl3gx" 172 grupos de energía:

```

<|LIBRARY := LIB: ::
->@BEGIN MODULE : LIB:
->@DESCRIPTION : Microscopic cross section library processing
->@CREDITS : A. Hebert, G. Marleau
->@COPYRIGHTS : ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL
<| NMIX 3 CTRA WIMS
<| DEPL LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
<| MIXS LIB: WIMSD4 FIL: jendl3gx
<| MIX 3 600.0 0.7200768
AVAILABLE CROSS-SECTION LIBRARIES:
 1 -- jendl3gx

```

SPEC	LOCAL NAME	ISOTOPE	FROM LIBRARY	MIX	NUMBER DENSITY
1	H1H20	0003 3001	WIMSD4	1 3	4.8139E-02
2	O16H20	0003 6016	WIMSD4	1 3	2.4061E-02
3	BNat	0003 1011	WIMSD4	1 3	2.5583E-05
4	O16	0001 6016	WIMSD4	1 1	4.4936E-02
5	U234	0001 234	WIMSD4	1 1	9.1364E-06
6	U235	0001 2235	WIMSD4	1 1	9.3475E-04
7	U238	0001 8238	WIMSD4	1 1	2.1524E-02
8	Pu238	0001 948	WIMSD4	1 1	0.0000E+00
9	Pu239	0001 6239	WIMSD4	1 1	0.0000E+00
10	Pu240	0001 1240	WIMSD4	1 1	0.0000E+00

Figura A.2: Pantalla al realizar un acoplamiento correcto de las librerías

## A.2. Instalación DRAGON Versión 5

Los siguientes archivos son necesarios para instalar DRAGON-5

```
Version5_nnn.tgz
libraries_nnn.tgz
```

Procedemos a descargar los paquetes de las páginas:

<http://www.polymtl.ca/merlin/version5.htm>

<https://www-nds.iaea.org/wimsd/>

Se descomprimen los dos archivos usando:

```
tar xvfz Version5_nnn.tgz
tar xvfz libraries_nnn.tgz
```

A continuación se muestra el contenido del archivo readme:

```
#
# Instructions for configuring Version5 components on MS-DOS system
#
cd %homepath%\Version5\
.\script\instver5

#
# Instructions for configuring Version5 of Dragon/Donjon on UNIX systems
#
# To configure Version5 components with custom compiler:
cd ~/Version5/Utilib/
../script/install
cd ~/Version5/Ganlib/
../script/install
cd ~/Version5/Trivac/
../script/install
cd ~/Version5/Dragon/
../script/install
cd ~/Version5/Donjon/
../script/install
cd ~/Version5/Optex/
../script/install
cd ~/Version5/Skin++/
../script/install

# You can use the "-noopt" option to disable the "-O" switch.
# Eg: ../script/install -noopt

# You can use the "-debug" option to enable the "-g" switch.
# Eg: ../script/install -debug

# To configure Version5 components with Intel compiler:
cd ~/Version5/Utilib/
../script/install intel
cd ~/Version5/Ganlib/
../script/install intel
cd ~/Version5/Trivac/
../script/install intel
cd ~/Version5/Dragon/
../script/install intel
cd ~/Version5/Donjon/
../script/install intel
cd ~/Version5/Optex/
```

```

../script/install intel

# "intel" can be replaced with "g95".

# To execute Trivac with custom compiler:
cd ~/Version5/Trivac/
./rtrivac iaea3d.x2m

# In case of bug:
./rtrivac iaea3d.x2m -w

# To execute Dragon with custom compiler:
cd ~/Version5/Dragon/
./rdragon iaea2d.x2m

# In case of bug:
./rdragon iaea2d.x2m -w

# To execute Dragon with Intel compiler:
cd ~/Version5/Dragon/
./rdragon iaea2d.x2m intel

# To execute Donjon with custom compiler:
cd ~/Version5/Donjon/
./rdonjon Candu6.x2m

# To configure the doc
cd ~/Version5/doc/IGE335
./install

# To read the doc:
gv -antialias ~/Version5/doc/IGE335/IGE335.pdf

```

El archivo `readme` es muy claro ; el único detalle se presenta en la vinculación con las librerías WLUP.

Para llevar a cabo una vinculación con las librerías WLUP. es necesario modificar el archivo encargado de la ejecución de DRAGON `rdragon`

La modificación consiste en poner:

```
#####  
LIBRPath=Dirección absoluta de la ubicación de las librerías en formato binario  
for FullNAME in $LIBRPath/*  
do  
  LocalNAME="`basename $FullNAME`"  
  ln -s $FullNAME $Rundir/$LocalNAME  
done  
#####
```

Entre la línea 71 y 72 del archivo rdragon



# Apéndice B

## Input del código computacional DRAGON

```
**-----
* Nombre      : hex3d.c2m
* Autor       : Francisco Suárez
* Fecha       : Sept 2016
* Ensamble 3-D RBWR-AC
**-----
* ENSAMBLE HEXAGONAL 3D
*-----
* Celda Hexagonal 3-D FSA
*****
* DECLARACION INICIAL                               *
*****
REAL
  Power Delt  Timei Timef TotalTime :=
  38.6 10.0  0.0  0.0  10.0 ;
INTEGER
  Iprint := 3 ;
LINKED_LIST GlobalGeo Tracking PIJ LIBRARY FLUX
  SEGUIR SYS DISCR EDITION BURNUP OUT LIB2 ;
SEQ_ASCII Quemado Fig.ps ;
SEQ_BINARY Lines VINO ;
*****
* DECLARACION MODULOS                               *
*****
MODULE
  LIB: MAC: EVO: GEO: NXT: SYBILT: EXCELT: TRIVAT: SHI:
  ASM: FLU: FLUX: EDI: DELETE: END: ;
LIBRARY := LIB: ::
  NMIX 11 CTRA APOL
```

```

ANIS 2
DEPL LIB: WIMSD4 FIL: endfb6gx
MIXS LIB: WIMSD4 FIL: endfb6gx
*****
* DECLARACION MEZCLAS *
*****
* Water / moderator 0% vacíos
MIX 6 600.0 0.73617
    H1H20    = '3001'    11.188
    O16H20   = '6016'    88.749
*   BNat    = '1011'    0.0630
* Water / moderator 20% vacíos
MIX 7 600.0 0.59647
    H1H20    = '3001'    11.188
    O16H20   = '6016'    88.749
*   BNat    = '1011'    0.0630
* Water / moderator 50% vacíos
MIX 8 600.0 0.38693
    H1H20    = '3001'    11.188
    O16H20   = '6016'    88.749
*   BNat    = '1011'    0.0630
* Water / moderator 70% vacíos
MIX 9 600.0 0.21723
    H1H20    = '3001'    11.188
    O16H20   = '6016'    88.749
*   BNat    = '1011'    0.0630
* Water / moderator 95% vacíos
MIX 10 600.0 0.07262
    H1H20    = '3001'    11.188
    O16H20   = '6016'    88.749
*   BNat    = '1011'    0.0630
* MOX INF
MIX 2 900.0 10.0701
    O16      = '6016'    11.8182
    U234     = '234'     0.004768813  1
    U235     = '2235'    0.1394712  1
    U238     = '8238'    55.6490  1
    Pu238    = '948'     0.9717994  1
    Pu239    = '6239'    14.2531  1
    Pu240    = '1240'    11.6940  1
    Pu241    = '1241'    1.6197  1
    Pu242    = '242'     1.5873  1
    Np237    = '937'     0.1619666  1
    Am241    = '951'     1.1986  1

```

Am242m	= '952'	0.03239331	1
Am243	= '953'	0.4211131	1
Cm242	= '962'	0.0	1
Cm243	= '963'	0.0	1
* MOX SUP			
MIX 4 900.0 10.0701			
O16	= '6016'	11.8182	
U234	= '234'	0.004768813	1
U235	= '2235'	0.1394712	1
U238	= '8238'	55.6490	1
Pu238	= '948'	0.9717994	1
Pu239	= '6239'	14.2531	1
Pu240	= '1240'	11.6940	1
Pu241	= '1241'	1.6197	1
Pu242	= '242'	1.5873	1
Np237	= '937'	0.1619666	1
Am241	= '951'	1.1986	1
Am242m	= '952'	0.03239331	1
Am243	= '953'	0.4211131	1
Cm242	= '962'	0.0	1
Cm243	= '963'	0.0	1
* UO2 INF			
MIX 1 900.0 10.0701			
O16	= '6016'	11.852	
U234	= '234'	0.03526	1
U235	= '2235'	3.622944	1
U238	= '8238'	84.49	1
Pu238	= '948'	0.0	1
Pu239	= '6239'	0.0	1
Pu240	= '1240'	0.0	1
Pu241	= '1241'	0.0	1
Pu242	= '242'	0.0	1
Pu242h	= '1242'	0.0	1
U232	= '232'	0.0	1
U232ps	= '4232'	0.0	1
U233	= '9233'	0.0	1
U236	= '236'	0.0	1
U237	= '927'	0.0	1
U237ps	= '4927'	0.0	1
Np237	= '937'	0.0	1
Np239	= '1939'	0.0	1
Am241	= '951'	0.0	1
Am242	= '1952'	0.0	1
Am242m	= '952'	0.0	1

Am243	=	'953'	0.0	1
Cm242	=	'962'	0.0	1
Cm243	=	'963'	0.0	1
* UO2 CENTRAL				
MIX 3 900.0 10.0701				
O16	=	'6016'	11.852	
U234	=	'234'	0.03526	1
U235	=	'2235'	3.622944	1
U238	=	'8238'	84.49	1
Pu238	=	'948'	0.0	1
Pu239	=	'6239'	0.0	1
Pu240	=	'1240'	0.0	1
Pu241	=	'1241'	0.0	1
Pu242	=	'242'	0.0	1
Pu242h	=	'1242'	0.0	1
U232	=	'232'	0.0	1
U232ps	=	'4232'	0.0	1
U233	=	'9233'	0.0	1
U236	=	'236'	0.0	1
U237	=	'927'	0.0	1
U237ps	=	'4927'	0.0	1
Np237	=	'937'	0.0	1
Np239	=	'1939'	0.0	1
Am241	=	'951'	0.0	1
Am242	=	'1952'	0.0	1
Am242m	=	'952'	0.0	1
Am243	=	'953'	0.0	1
Cm242	=	'962'	0.0	1
Cm243	=	'963'	0.0	1
* UO2 SUPERIOR				
MIX 5 900.0 10.0701				
O16	=	'6016'	11.852	
U234	=	'234'	0.03526	1
U235	=	'2235'	3.622944	1
U238	=	'8238'	84.49	1
Pu238	=	'948'	0.0	1
Pu239	=	'6239'	0.0	1
Pu240	=	'1240'	0.0	1
Pu241	=	'1241'	0.0	1
Pu242	=	'242'	0.0	1
Pu242h	=	'1242'	0.0	1
U232	=	'232'	0.0	1
U232ps	=	'4232'	0.0	1
U233	=	'9233'	0.0	1

```

U236      = '236'   0.0 1
U237      = '927'   0.0 1
U237ps    = '4927'  0.0 1
Np237     = '937'   0.0 1
Np239     = '1939'  0.0 1
Am241     = '951'   0.0 1
Am242     = '1952'  0.0 1
Am242m    = '952'   0.0 1
Am243     = '953'   0.0 1
Cm242     = '962'   0.0 1
Cm243     = '963'   0.0 1
* Fuel cladding
MIX 11 600.0 5.821341
  CrNat    = '52'  0.0010033
  FeNat    = '2056' 0.0021067
  ZrNat    = '91'  99.689
;
*****
* DECLARACION GEOMETRIAS 5 REGIONES AXIALES
*****
GlobalGeo := GEO: :: HEXCELZ 1 5
EDIT 3
HBC COMPLETE REFL
X+ REFL X- REFL
Z+ REFL Z- REFL
CELL U1 U2 U3 U4 U5
*----
* 1 nivel U 0% vacíos
*----
::: U1 := GEO: HEXCELZ 2 1
  EDIT 3
  SIDE 11.804
  RADIUS 0.0 7.23 7.235
  MESHZ 0.0 30.0
  MIX 1 11 6 ;
*----
* 2 nivel MOX 20% vacíos
*----
::: U2 := GEO: HEXCELZ 2 1
  EDIT 3
  SIDE 11.804
  RADIUS 0.0 7.23 7.235
  MESHZ 30.0 50.0
  MIX 2 11 7 ;

```

```

*----
* 2 nivel MOX 50% vacíos
*----
::: U3 := GEO: HEXCELZ 2 1
  EDIT 3
  SIDE 11.804
  RADIUS 0.0 7.23 7.235
  MESHZ 50.0 100.0
  MIX 3 11 8 ;

*----
* 2 nivel MOX 70% vacíos
*----
::: U4 := GEO: HEXCELZ 2 1
  EDIT 3
  SIDE 11.804
  RADIUS 0.0 7.23 7.235
  MESHZ 100.0 130.0
  MIX 4 11 9 ;

*----
* 2 nivel MOX 95% vacíos
*----
::: U5 := GEO: HEXCELZ 2 1
  EDIT 3
  SIDE 11.804
  RADIUS 0.0 7.23 7.235
  MESHZ 130.0 140.0
  MIX 5 11 10 ;

;
Tracking VINO := EXCELT: GlobalGeo ::
EDIT 2
MAXR 200 TRAK TISO 6 10 10.0 5.0 ;
PIJ := ASM: LIBRARY Tracking VINO :: EDIT 0 ;
FLUX := FLU: PIJ LIBRARY Tracking VINO :: TYPE K ;
*****
* DECLARACION PARAMETROS DE QUEMADO *
*****
* Define variables
* Parametros de quemado
* a) Power
* = 38.6.0 kw/kg for 0.0 to 1000.0 days
* = 0.0 kw/kg for 1000.0 to 2000.0 days
* b) Burnup time interval Delt
* = 10 days for 0 to 50 days
* = 50 days for 50 to 500 days

```

```

*      = 100 days for 500 to 1000 days
*      = 1000 days for 1000 to 2000 days
*      c) Editing time Timec
*      = 0.0, 50.0, 500.0, 1000.0 and 2000.0 days
*      d) Burnup control time variables Timei, Timef, TotalTime
*      Timei = initial time
*      Timef = final time
*      TotalTime = Final time reached
*      d) Print variable Iprint
*      = 1 reduced print
*      = 3 full print
*-----
WHILE Timei TotalTime < DO
  EVALUATE Timef := Timei Delt + ;
  IF Timei 0.0 = THEN
    BURNUP LIBRARY := EVO: LIBRARY FLUX Tracking ::
    EDIT 0 EXPM 2000.0 DEPL <<Timei>> <<Timef>> DAY POWR <<Power>> ;
  ELSE
    BURNUP LIBRARY := EVO: BURNUP LIBRARY FLUX Tracking ::
    DEPL <<Timei>> <<Timef>> DAY POWR <<Power>> ;
  ENDIF ;
  EVALUATE Timei := Timef ;
ENDWHILE ;
EDITION := EDI: FLUX LIBRARY Tracking ::
  EDIT 3 MICR RES MERG MIX COND ;
Quemado := BURNUP ;
FLUX PIJ := DELETE: FLUX PIJ ;
END: ;
QUIT "LIST" .

```

# Bibliografía

- [1] The Power Reactor Information System (PRIS). URL <https://www.iaea.org/pris/>
- [2] EPRI, "Technical Evaluation of the HITACHI Resource-Renewable BWR (RBWR) Design Concept," EPRI, Palo Alto, 2011.
- [3] HITACHI, "Resource-Renewable BWR for Long-term Energy Supply and Effective Use of Transuranic Elements," 2010.
- [4] HELIOS Lattice Physics Code Studsvik Scandpower, Inc., Idaho Falls, ID, USA
- [5] United States Nuclear Regulatory Commission(NRC), "RELAP5 Code Manual"
- [6] PARCS v3.0 U.S. NRC Core Neutronics Simulator USER MANUAL.
- [7] EPRI, "Technical Evaluation of the HITACHI Resource-Renewable BWR (RBWR) Design Concept," EPRI, Palo Alto, 2011. Pag 57.
- [8] EPRI, "Technical Evaluation of the HITACHI Resource-Renewable BWR (RBWR) Design Concept," EPRI, Palo Alto, 2011. Pag 112.
- [9] X-5 Monte Carlo Team. MCNP ? A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5, Los Alamos National Laboratory, April 24, 2003 (Revised 10/3/05).
- [10] K. Shirvan, M.S Kazimi, "STABILITY ANALYSIS OF BWR-HD:AN OPTIMIZED BOILING WATER REACTOR WITH HIGH POWER DENSITY," Nuclear Technology, 184, 2013.
- [11] MCODE, Version 2.2: An MCNP-ORIGEN DEpletion Program, Xu, Z.; Hejzlar, Pavel.
- [12] S. B. Ludwig and A. G. Croff, "ORIGEN2 V2.2 Isotope Generation and Depletion Code," Oak Ridge National Laboratory report CCC-371 (2002).
- [13] EPRI, "Technical Evaluation of the HITACHI Resource-Renewable BWR (RBWR) Design Concept," EPRI, Palo Alto, 2011. Pag 34.
- [14] EPRI, "Technical Evaluation of the HITACHI Resource-Renewable BWR (RBWR) Design Concept," EPRI, Palo Alto, 2011. Pag 35.



- [15] Charles G. Bathke, Los Alamos National Laboratory, International Workshop for Users of Proliferation Assessment Tools, February 23-25, 2010
- [16] Jaakko Leppänen, Serpent a Continuous-energy Monte Carlo Reactor Physics Burnup Calculation Code June 18, 2015 User's Manual
- [17] Y. Xu, T. Downar, GenPMAXS Code for Generating the PARCS Cross Section Interface File PMAXS, Purdue University School of Nuclear Engineering, November, 2006.
- [18] University of Michigan, U.S. Nuclear Regulatory Commission, PATHS (PARCS Advanced Thermal Hydraulic Solver), 2012
- [19] B. J. Ade, SCALE/TRITON Primer: A primer for Light Water Reactor Lattice Physics Calculations, Oak Ridge National Laboratory Managed by UT-Battelle, LLC Oak Ridge, TN 37831-6170, 05/01/10 - 09/30/12
- [20] A. Hebert, D. Sekki, and R. Chambon, A USER GUIDE FOR DONJON VERSION4, TECHNICAL REPORT IGE-300, TECHNICAL REPORT IGE-300 A USER GUIDE FOR DONJON VERSION4 A. H. Institut de genie nucleaire D?epartement de genie mecanique, Ecole Polytechnique de Montreal, January 15, 2016.
- [21] D. R. Olander, "Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements", U. S. DOE, (1976).
- [22] BRYAN R. HERMAN (2011). CROSS SECTION GENERATION STRATEGY FOR HIGH CONVERSION LIGHT WATER REACTORS, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY.
- [23] Dr. Ehud Greenspan, Brian Robinson, Federal POC; Temitope Taiwo, Technical POC, Self-Sustaining Thorium Boiling, Water Reactors, University of California-Berkeley December 2014.
- [24] Novel Resonance Self-Shielding Methods for Nuclear Reactor Analysis by Nathan A. Gibson B.S. Nuclear Engineering, B.S. Physics, 2010 Rensselaer Polytechnic Institute
- [25] MARLEAU, G. (2005). New geometries processing in DRAGON the NXT module. Technical report IGE-260, École Polytechnique de Montréal.
- [26] MARLEAU, G. (2001). DRAGON theory manual Part 1: Collision probability calculations. Technical report IGE-236 Rev. 1, École Polytechnique de Montréal.
- [27] Demazière, Christophe. (2012).Modelling of nuclear reactors. Division of nuclear engineering department of applied physics. Chalmers University of Technology Gothenburg, Sweden.

- [28] R. Roy, *The CLE-2000 Tool-Box*, Report IGE-163, École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec (1999).
- [29] Teresa, Kulikowska. (2000). Reactor Lattice Transport Calculations, Institute of atomic Energy, Swierk, Poland.
- [30] J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton, *Nuclear Reactor Analysis*, Ann Arbor: John Wiley & Sons, Inc., 1976
- [31] G. Marleau, A. Hébert and R. Roy, “TECHNICAL REPORT IGE335, A USER GUIDE FOR DRAGON VERSION5 (2016/11/02)” École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec.
- [32] R. Roy, A. Hébert and G. Marleau, “A Transport Method for Treating Three-Dimensional Lattices of Heterogeneous Cells”, *Nucl. Sci. Eng.*, **101**, 217 (1989).
- [33] A. Hébert, G. Marleau and R. Roy, “A User Guide for DRAGON Release 3.06L (2013/07/05)” École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec.
- [34] G. Marleau, A. Hébert and R. Roy, “TECHNICAL REPORT IGE294, A USER GUIDE FOR DRAGON VERSION4 (2014/12/15)” École Polytechnique de Montréal, Montréal, Québec.
- [35] Homogenization Methods for Full Core Solution of the Pn Transport Equations with 3-D Cross Sections, Andrew Charles Hall, University of Michigan 2015, Pag 45.
- [36] K. Shirvan, N. Andrews and M. Kazimi, ”Best Estimate Void Fraction and Critical Power Correlations for Tight Lattice BWR Bundles”, in ICAPP, 2013
- [37] Andrew Hall, Thomas Downar.”SERPENT Cross Section Generation for the RBWR”, Michigan Engineering (9/19/2012)