



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE QUÍMICA

TESIS

**ANÁLISIS DE LOS EFECTOS DE RETROALIMENTACIÓN
NEUTRÓNICA-TERMOHIDRÁULICA EN UN REACTOR
NUCLEAR USANDO LOS CÓDIGOS DE LA PLATAFORMA
AZTLAN**

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

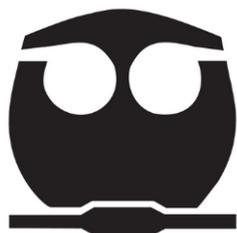
INGENIERO QUÍMICO

PRESENTA

LUIS DANIEL RAMOS VELÁZQUEZ

DIRECTOR DE TESIS

DR. ARMANDO MIGUEL GÓMEZ TORRES



CDMX, México.

2019



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: Profesor: ORTIZ RAMIREZ JOSE ANTONIO

VOCAL: Profesor: GARCIA MEDEIROS DE OLIVEIRA MILTON THADEU

SECRETARIO: Profesor: GOMEZ TORRES ARMANDO MIGUEL

1° SUPLENTE: Profesor: CARREON CALDERON BERNARDO

2° SUPLENTE: Profesor: GALICIA ANDRES EDGAR

SITIO DONDE SE DESARROLLÓ EL TEMA:

INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIONES NUCLEARES (ININ)

ASESOR DEL TEMA:

Dr. Armando Miguel Gómez Torres

SUPERVISOR TÉCNICO:

M. en C. Andrés Rodríguez Hernández

SUSTENTANTE:

Luis Daniel Ramos Velázquez

AGRADECIMIENTOS

Al **Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares ININ** por el apoyo técnico y financiero que hicieron posible el desarrollo de este proyecto.

CONTENIDO

ÍNDICE DE FIGURAS	7
ÍNDICE DE GRÁFICAS	8
ÍNDICE DE TABLAS.....	8
INTRODUCCIÓN	9
RESUMEN	12
CAPÍTULO 1.....	14
1. INGENIERÍA DE LOS REACTORES NUCLEARES	14
1.1 Física del núcleo	14
1.1.1 Reacciones con neutrones	14
1.1.2 Secciones eficaces.....	17
1.1.3 Factor de multiplicación efectiva	19
1.2 Ingeniería de los reactores nucleares	20
1.2.1 Componentes de los reactores nucleares	20
1.2.2 El reactor BWR y el fenómeno de retroalimentación.....	25
CAPÍTULO 2.....	27
2. ANÁLISIS TÉRMICO DE UN ELEMENTO COMBUSTIBLE.....	27
2.1 Estructura del núcleo en un BWR	27
2.2 Principios térmicos de diseño.....	29
2.2.1 Producción de energía y parámetros de transferencia	30
2.2.2. Límites térmicos de diseño	30

2.3	Análisis térmico de un elemento combustible	33
2.3.1	Distribución de temperatura en una barra cilíndrica de combustible.	34
CAPÍTULO 3.....		39
3.	PATRONES DE FLUJO Y COEFICIENTE DE TRANFERENCIA DE CALOR DEL REFRIGERANTE.....	39
3.1	Mecanismos de transferencia de calor.....	39
3.2	Coeficiente de transferencia de calor.....	43
3.2.1	Convección en la fase líquida (Región 1)	44
3.2.2	Ebullición subenfriada (Región 2).....	45
3.2.3	Ebullición saturada (Región 3).....	45
3.2.4	Ebullición en transición (Región 4)	47
CAPÍTULO 4.....		48
4.	TERMOHIDRÁULICA DE UN BWR.....	48
4.1	Ecuaciones de conservación.....	48
4.1.1	Formulación de las ecuaciones de flujo en una dimensión.....	50
4.1.2	Definición la fracción de vacíos, calidad y coeficiente de deslizamiento	51
4.2	Flujo en dos fases para estado estacionario en un canal calentado bajo condiciones de no equilibrio.	54
4.2.1	Componentes de la caída de presión	55
CAPÍTULO 5.....		59
5.	DESCRIPCIÓN Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TERMOHIDRÁULICO	59
5.1	Proceso termohidráulico	59
5.2	Validación del código	74
5.2.1	Caso 1. Núcleo con 4 canales termohidráulicos.....	74
5.2.2	Caso 2. Núcleo con 4 canales termohidráulicos iguales.....	78

5.2.3 Caso 3. Núcleo con 36 canales termohidráulicos.....	80
5.2.4 Caso 4. Núcleo colapsado a un canal	82
CAPÍTULO 6.....	83
6. RETROALIMENTACIÓN NEUTRÓNICA-TERMOHIDRÁULICA.....	83
6.1 Modelo de acoplamiento Neutrónico-Termohidráulico (NK-TH)	85
6.2 Resultados.....	89
CONCLUSIONES.....	96
REFERENCIAS.....	99

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1-1 Colisión elástica.....	15
Figura 1-2 Colisión inelástica	15
Figura 1-3 Captura radiativa	15
Figura 1-4 Fisión nuclear	16
Figura 1-5 Esquema para la sección eficaz	18
Figura 1-6 Sección eficaz para el ^{235}U	19
Figura 1-7 Componentes de un reactor nuclear.....	21
Figura 1-8 Reactor de agua en ebullición (BWR).....	25
Figura 2-1 Vista transversal la estructura del núcleo para un BWR.....	28
Figura 2-2 Estructura de un ensamble.....	29
Figura 2-3 Mecanismo del DRYOUT condiciones operativas de un BWR.....	32
Figura 2-4 Corte axial de una barra combustible.	34
Figura 3-1 Curva de ebullición de Nukiyama	40
Figura 3-2 Regiones de transferencia de calor y patrones de flujo[5].	42
Figura 3-3 Coeficiente de transferencia de calor en función de la temperatura de la pared [6]	43
Figura 4-1 Diagrama esquemático de un nodo bifásico típico[6]	49
Figura 4-2 Fracción de vacíos en función de la posición	53
Figura 6-1 Ilustración del método NFEM [11].....	84
Figura 6-2 Proceso de retroalimentación TH-NK	87
Figura 6-3 Vista transversal de los diferentes ensambles del núcleo.....	88

ÍNDICE DE GRÁFICAS

Gráfica 5-1 Iteraciones para la caída de presión.	75
Gráfica 5-2 Comparación del flujo másico arrojado por cada código.	75
Gráfica 5-3 Fracción de vacíos para el primer canal.	76
Gráfica 5-4 Fracción de vacíos para el segundo canal.	76
Gráfica 5-5 Fracción de vacíos para el tercer canal.	77
Gráfica 5-6 Fracción de vacíos para el cuarto canal.	77
Gráfica 5-7 Caída de presión por canal para cada código.	78
Gráfica 5-8 Flujo másico por canal para cada código.	79
Gráfica 5-9 Distribución de fracción de vacíos para los canales del caso 2.	79
Gráfica 5-10 Iteraciones para la caída de presión can36unx.x	80
Gráfica 5-11 Iteraciones para la caída de presión TH_SS	81
Gráfica 5-12 Flujos másicos para cada canal.	81
Gráfica 5-13 Comparación de flujos másicos.	82
Gráfica 5-14 Fracciones de vacíos para el caso del núcleo colapsado a un canal termohidráulico	82
Gráfica 6-1 Potencia normalizada para el caso base y para cada iteración.	90
Gráfica 6-2 Distribución de la densidad en la primera iteración	92
Gráfica 6-3 Densidad del moderador en la convergencia	93

ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1-1 Clasificación energética de los neutrones.	17
Tabla 1-2 Principales reactores nucleares de tipo comercial [4]	24

INTRODUCCIÓN

El estudio del comportamiento de muchos de los diferentes tipos de reactores nucleares, particularmente el de interés en este trabajo, conocido como *Boling Water Reactor* (BWR) se aborda desde dos campos de estudio. El primero abarca los fenómenos físicos que ocurren en el núcleo del reactor y que son responsables de la generación de calor. El neutrón es la partícula principal en dichos procesos, razón por la que esta disciplina se conoce como neutrónica. Con el fin de extraer el calor generado, se hace pasar un fluido a través del núcleo del reactor, el cual dirige la energía hacia una turbina para la generación de electricidad. Este fluido, que para el caso del reactor BWR es agua, es llamado el refrigerante del reactor y su comportamiento es el objeto de estudio de la termohidráulica. Algunas de las variables de interés son los patrones de flujo que se establecen en el refrigerante a través de su paso por el núcleo, y los diferentes mecanismos de transferencia de calor que se presentan en este fluido.

Los neutrones presentes en el núcleo tienen distintos valores de energía, para que el reactor opere, es necesario llevar a estas partículas a un rango específico, es decir, moderarlos; la sustancia encargada de esta función recibe el nombre de moderador. En un BWR, el moderador y el refrigerante son la misma sustancia, agua ligera, y tanto la extracción de calor como la moderación ocurren en el núcleo. Debido a lo anterior, se presenta un fenómeno característico en esta tecnología, pues conforme el refrigerante gana energía y disminuye su densidad, la moderación de neutrones disminuye y con ello el calor que se genera. Con un menor flujo de energía, la densidad del refrigerante ahora aumenta y se favorece la moderación de neutrones, lo que se traduce en un aumento en la generación de calor. Este fenómeno es un proceso de retroalimentación tal que, con el nuevo aumento en la potencia, el refrigerante se vuelve a expandir, la moderación disminuye y con ella la potencia del reactor. Esta secuencia se repite hasta que tanto la generación de calor como la densidad del refrigerante permanecen constantes y permiten la operación del reactor.

Actualmente se desarrollan distintos códigos que resuelven las ecuaciones desarrolladas por la neutrónica y obtienen como dato de salida el flujo de calor, esta variable es un dato de entrada para los códigos que resuelven la parte de la termohidráulica. Del mismo modo, los códigos termohidráulicos arrojan como dato de salida la densidad del refrigerante, variable que es una de las entradas para los códigos neutrónicos. Estos dos códigos se acoplan de tal forma, que la potencia obtenida por el código neutrónico a partir de un dato de densidad de refrigerante inicial es la entrada para que el código termohidráulico calcule la densidad y retroalimente este valor al código neutrónico, con el cual se recalcula la generación de calor. Con este nuevo perfil de potencia se obtiene un nuevo valor de densidad. Las iteraciones continúan hasta alcanzar algunos criterios de convergencia. El objetivo de la investigación que se realiza en esta área es crear modelos que reproduzcan el comportamiento de un reactor BWR, principalmente debido al fenómeno de retroalimentación, y que permitan a los analistas tomar decisiones en cuanto al diseño u operación de un reactor nuclear.

El proyecto *AZTLAN platform*, dentro del cual se desarrolló este trabajo de tesis, es una iniciativa nacional liderada por el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, que reúne a las principales casas públicas de estudios superiores de México como son el Instituto Politécnico Nacional, la Universidad Nacional Autónoma de México y la Universidad Autónoma Metropolitana en un esfuerzo por dar un paso significativo rumbo a la autonomía de cálculo y análisis que busca situar a México en el mediano plazo en un nivel internacional competitivo en temas de software para análisis de reactores nucleares [10].

El código AZKIND (AZtlan Kinetics in Neutron Diffusion), forma parte de los códigos neutrónicos seleccionados para su implementación en la plataforma AZTLAN. El propósito de este trabajo es aplicar los conocimientos de la Ingeniería Química para obtener un código termohidráulico y acoplarlo al código neutrónico AZKIND. El primer objetivo es la creación de este código termohidráulico en FORTRAN basándose en uno desarrollado por Ceceñas [7] en lenguaje C. En esta primera parte, se compararán los resultados obtenidos por el código original y el desarrollado en este proyecto a partir de un archivo de entrada con el valor de la potencia del núcleo, es decir, sin ningún

acoplamiento. La semejanza entre los resultados dará la pauta para considerar al código termohidráulico obtenido como adecuado para el acoplamiento.

En la segunda parte, el código termohidráulico desarrollado se implementa como un módulo en AZKIND, y será llamado en cada iteración para el cálculo de la potencia del núcleo. El objetivo principal de este trabajo es analizar la evolución de los valores de potencia y densidad del refrigerante que se obtienen en cada iteración, así como el que se obtiene en la convergencia. A partir de este análisis se determina la capacidad que tiene el código AZKIND, y también del código termohidráulico, para modelar de forma correcta el fenómeno de retroalimentación

RESUMEN

En el primer capítulo se hace una revisión de los conceptos más generales acerca de la ingeniería de reactores nucleares, enfocada en la tecnología BWR, que es la de interés en este trabajo. También, se hace una breve descripción de los procesos físicos que son de suma importancia en el desarrollo de la neutrónica, y, sobre todo, en el proceso de retroalimentación. La comprensión del funcionamiento y estructura de un BWR es la base para describir el comportamiento del refrigerante que se aborda en el CAPÍTULO 1. De la misma forma, los temas que se tratan respecto a la física del núcleo tienen como finalidad exponer los fenómenos que dan lugar a la generación de potencia térmica en el núcleo del reactor.

Partiendo de la potencia térmica generada en las barras de combustible, en el CAPÍTULO 2 se detallan las ecuaciones que describen la transferencia de calor desde las pastillas de combustible hacia el encamisado que rodea a éstas, pasando por el huelgo que media entre ellos, y luego al refrigerante. El resultado es la construcción del algoritmo que describe el transporte de energía en dirección radial, cuyas variables de interés son la rapidez de transferencia de calor, la conductividad térmica para los componentes sólidos y los coeficientes de transferencia de calor para los fluidos, así como las temperaturas del combustible, del encamisado y del refrigerante.

El refrigerante entra en la base del núcleo, y a medida que asciende gana energía por efecto de la fisión nuclear, lo que provoca su calentamiento y su consecutivo cambio de estado físico. El coeficiente de transferencia de calor es función de la temperatura, pero la correlación utilizada para calcularlo depende del patrón de flujo y de la fase en que se encuentre el refrigerante. Por ello, en el CAPÍTULO 3 se hace una revisión de los diferentes patrones de flujo y mecanismos de transferencia de calor que pueden presentarse en la operación normal de un reactor y de sus correspondientes correlaciones para obtener el valor del coeficiente de transferencia de calor. Se aborda la manera en que el código determina estas características del flujo y encuentra los puntos de transición de fase.

Una vez que el algoritmo detalla la transferencia de energía el paso inmediato es obtener la entalpía del refrigerante de la cual son función los parámetros termohidráulicos. El CAPÍTULO 4 está dedicado a explicar los fenómenos que ocurren en el refrigerante debido a su flujo y la adición de calor y plantea las ecuaciones que los describen. La obtención de estas variables termohidráulicas es el propósito del código desarrollado, y serán las que se utilicen en la interacción con la neutrónica

El modelo termohidráulico obtenido en este trabajo es la implementación en lenguaje FORTRAN de un código escrito en lenguaje C/C++ desarrollado por Ceceñas [7]. Los cálculos del código se limitan al estado estacionario, por lo que, además, fueron omitidas las partes que no correspondían al alcance del trabajo. En el CAPÍTULO 5 se muestran los diagramas de flujo de cada una de las subrutinas que conforman el código termohidráulico y una breve descripción de su función. En este mismo capítulo se muestra una comparación entre los resultados arrojados por el código original y el desarrollado. La diferencia tan pequeña entre los resultados para ambos códigos, y la capacidad que mostró el código en FORTRAN para responder a los requerimientos de AZKIND en cuanto a la variación de los valores de entrada son la pauta para dar por hecho que el código es adecuado para su implementación.

El CAPÍTULO 6 inicia describiendo el proceso de acoplamiento NK-TH para dar paso a la exposición de los resultados en dicho proceso. Las gráficas del perfil de potencia obtenidas de la retroalimentación muestran el efecto de implementar el módulo termohidráulico, la capacidad de AZKIND para describir el comportamiento de un reactor BWR así como la contribución de este trabajo en el código AZKIND.

CAPÍTULO 1

INGENIERÍA DE LOS REACTORES NUCLEARES

Los reactores nucleares difieren de los químicos principalmente en tres aspectos: (1) la reacción de interés (fisión nuclear) es un fenómeno físico donde se pierde la identidad atómica de la especie que fisiona, por lo que un balance de materia debe basarse en partículas subatómicas y en especies químicas, más que en compuestos; (2) la función de los reactores nucleares es sustraer la energía que se genera en su núcleo, por lo que su eficiencia se mide en la cantidad de energía que es posible aprovechar y no en la cantidad de productos de fisión obtenidos; y (3) el combustible nuclear se carga en el reactor y no es retirado hasta el final del ciclo de operación, sin embargo, debido al quemado de combustible y a una serie de fenómenos que se explican en este capítulo, un reactor nuclear está sujeto a cambios en su reactividad.

1.1 Física del núcleo

En el núcleo del reactor ocurre una serie muy extensa de fenómenos físicos, en esta sección se rescatan los que son de interés para la ingeniería y su estudio pertenece a la disciplina conocida como neutrónica.

1.1.1 Reacciones con neutrones

Debido a que los neutrones son partículas sin carga eléctrica neta, no se ven afectadas ni por los electrones ni por la carga positiva del núcleo atómico. Así, un neutrón pasa a través de la nube de electrones e interactúa, propiamente dicho, no con el átomo,

sino directamente con el núcleo. Esta interacción puede ocurrir de tal forma que se crea un núcleo compuesto, seguido de la emisión de un neutrón que deja al núcleo en su estado energético inicial, este fenómeno es conocido como dispersión elástica (Figura 1-1). En la dispersión inelástica (Figura 1-2), el núcleo queda excitado después de la emisión del neutrón y generalmente regresa a su estado basal por emisión de rayos gamma

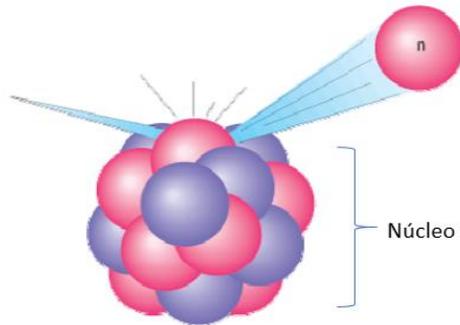


Figura 1-1 Colisión elástica

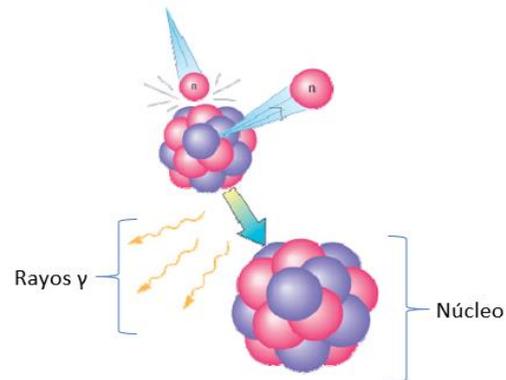


Figura 1-2 Colisión inelástica

El neutrón puede ser capturado por el núcleo y uno o más rayos γ (llamados rayos γ de captura) son emitidos, ésta es una interacción exotérmica llamada captura radiativa y está ilustrada en la Figura 1-3.

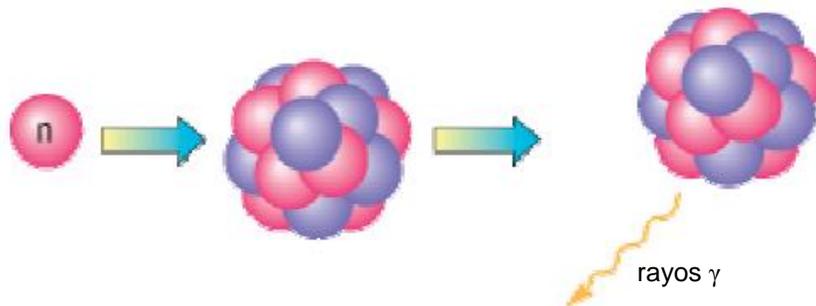


Figura 1-3 Captura radiativa

La captura radiativa es el proceso de absorción de neutrones más común para la mayoría de los isótopos. Para algunos elementos pesados, particularmente uranio y plutonio, un resultado alternativo es la separación del núcleo en dos fragmentos, proceso conocido como fisión (Figura 1-4). Los fragmentos se separan a alta velocidad llevando

la mayoría de la energía liberada, en la medida que lo hacen pierden los electrones atómicos y los iones resultantes pierden energía debido a la interacción con átomos y moléculas del medio. La energía térmica resultante de la fricción por los choques con el medio es recuperable si la fisión ocurre en un reactor nuclear.

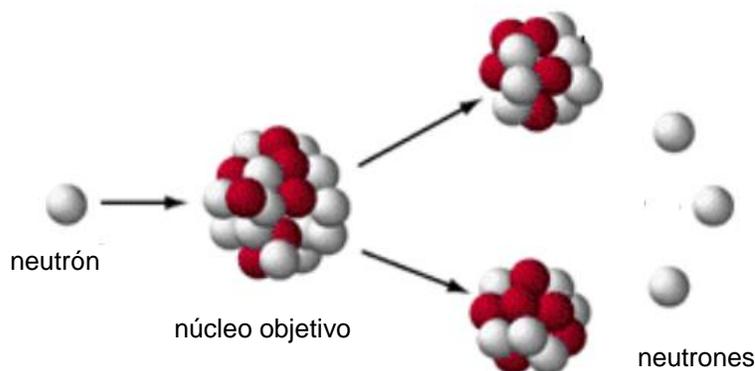


Figura 1-4 Fisión

El proceso de fisión resalta por la magnitud de energía que libera, alrededor de 200 MeV por cada núcleo bajo fisión. La gran cantidad de energía liberada está asociada con el hecho de que los productos de fisión tienen en suma una masa total menor que la suma de la masa del núcleo objetivo y el neutrón de captura. Este fenómeno es conocido como defecto de masa, donde la relación entre la energía E y la masa equivalente o defecto de masa Δm está dada por la ecuación de Einstein (ec 1-1),

$$E = \Delta mc^2 \quad (1-1)$$

donde c es la velocidad de la luz.

La energía que posee un neutrón determina su comportamiento en el núcleo del reactor. La Tabla 1-1 muestra las diferentes clasificaciones, para el caso de la tecnología BWR, sólo los neutrones térmicos producen fisiones efectivas.

Tabla 1-1 Clasificación energética de los neutrones

Clasificación	Energía (eV)	Velocidad (m/s)
Fríos	<0.005	9.66×10^2
Térmicos	0.025	2.20×10^3
Epitérmicos	1	1.40×10^4
Lentos	10^2	1.40×10^5
Intermedios	10^4	1.40×10^6
Rápidos	10^6	1.40×10^7
Ultrarápidos	10^8	1.40×10^8

Entre los isótopos que existen en la naturaleza únicamente el ^{235}U fisiona por la absorción de neutrones térmicos (fisión térmica) lo que lo hace el componente principal del combustible nuclear de la tecnología BWR y se utiliza en forma de pastillas de mayor composición de UO_2 . Un elemento con esta característica se conoce como material físil, y un núcleo capaz de fisionar con casi cualquier energía que tenga el neutrón se conoce como fisionable. El isótopo más abundante del uranio es el ^{238}U , el cual requiere que un neutrón tenga una energía cinética de 1 MeV o más, para que la fisión con neutrones rápidos ocurra. Del mismo modo, los neutrones rápidos pueden causar la fisión de ^{232}Th . Estos dos últimos isótopos son materiales fértiles y pueden convertirse en núcleos fítiles (térmicamente fisionables) al absorber neutrones [3].

1.1.2 Secciones eficaces

La interacción de los neutrones con los núcleos atómicos puede describirse cuantitativamente usando el término de sección eficaz. Si se supone un haz de n neutrones por cm^3 y de velocidad v , que golpea un blanco de ancho X y de área A como se muestra en la Figura 1-5, la intensidad del haz se define como

$$I = nv \quad (1-2)$$

Si el blanco se asume delgado, y los núcleos que los componen son pequeños, la mayoría de los neutrones llegan al blanco y pasan a través de él sin interactuar con ningún núcleo. El número de neutrones que sí colisionan es proporcional a la intensidad del haz I , la

densidad atómica del blanco N , el área A , y ancho X . Tales eventos de colisión pueden representarse con la siguiente ecuación:

$$\text{Número de colisiones por segundo en el blanco} = \sigma INAX \quad (1-3)$$

la constante de proporcionalidad σ es llamada sección eficaz, sus unidades son de área, y usualmente son del orden de 10^{-24} cm^2 o barn, cada uno de los procesos descritos en la sección 1.1.1 tiene su correspondiente sección eficaz.

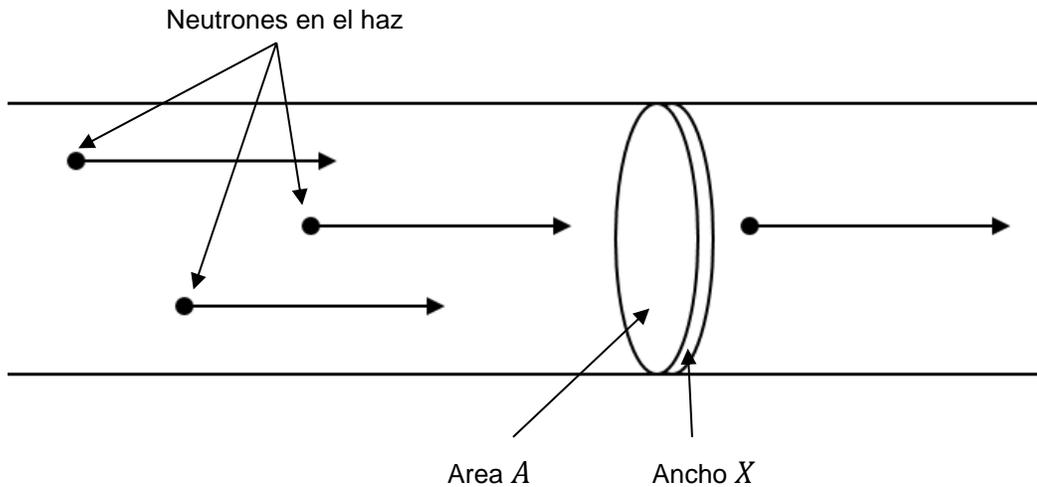


Figura 1-5 Esquema para la sección eficaz

El factor NAX es la cantidad total de núcleos en el blanco, el número de colisiones por segundo que experimenta uno sólo de estos núcleos es σI . La ecuación 1-3 que resulta para σ es:

$$\sigma = \frac{\text{Número de colisiones por segundo en el blanco}}{INAX} \quad (1-4)$$

La sección eficaz de fisión también es una medida de la “probabilidad” de que el neutrón y el núcleo interactúen para formar un núcleo compuesto capaz de fisionar. Esta probabilidad aumenta si la suma de la energía del neutrón y del núcleo original más la correspondiente reducción de la energía de enlace es equivalente a la diferencia en energía entre el estado fundamental y el estado excitado del núcleo compuesto. La

sección eficaz del ^{235}U se muestra en la Figura 1-6. La estructura resonante corresponde a la formación del estado excitado del núcleo compuesto

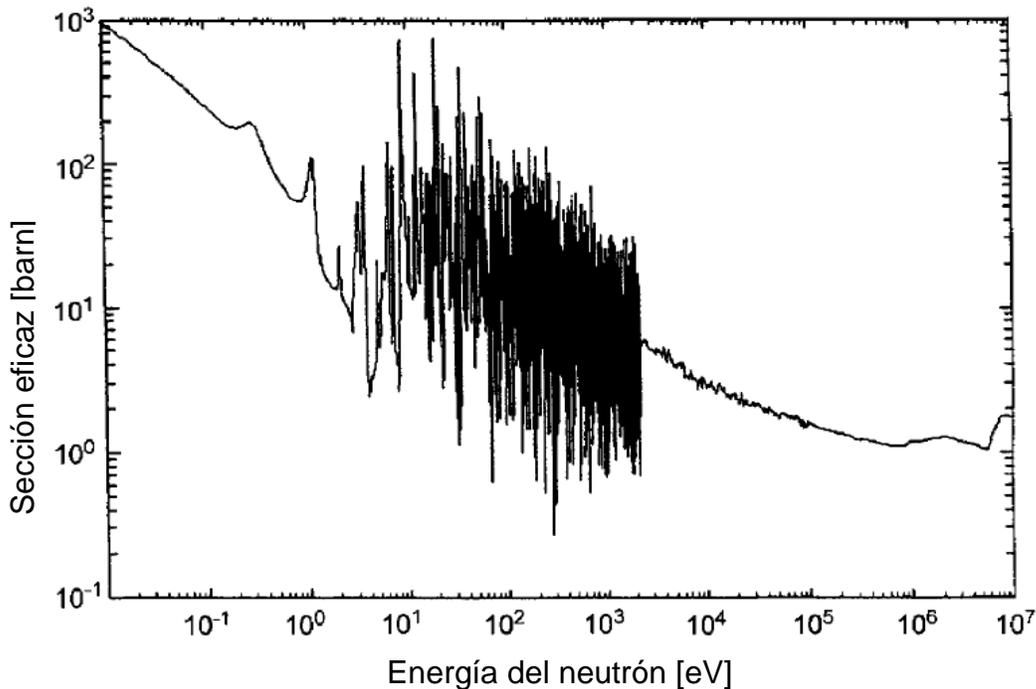


Figura 1-6 Sección eficaz para el ^{235}U

1.1.3 Factor de multiplicación efectiva

Dado que dos o tres neutrones son liberados en cada fisión, la posibilidad de sostener una reacción en cadena es evidente, la mínima cantidad de materia necesaria para que este proceso ocurra es conocida como masa crítica. Para mantener esta reacción en cadena, deben permanecer en el sistema uno o más de los neutrones producidos en cada fisión para provocar la siguiente. Existe una competencia entre los fenómenos físicos que ocurren con los neutrones, principalmente con la captura radiativa y la fuga de neutrones del sistema. Las colisiones no representan pérdidas de los neutrones dado que el neutrón que colisiona permanece disponible para causar una fisión, sin embargo, sí cambia la energía del neutrón. Por lo tanto, y debido a que la sección eficaz es dependiente de la energía, afecta la probabilidad de que la siguiente colisión provoque una fisión.

Dicha reacción en cadena es descrita cuantitativamente en términos del factor de multiplicación efectiva, o k efectiva, denotado por el símbolo k_{eff} , y se define como el número de neutrones que fisionan en una generación, divididos por el número de neutrones que fisionaron en la generación precedente. La forma de la ecuación es

$$k_{eff} = \frac{\text{número de neutrones en una generación.}}{\text{número de neutrones en la generación anterior}} \quad (1-5)$$

Si k_{eff} es mayor a 1, el número de fisiones incrementa en cada generación, en este caso, la energía liberada por la reacción en cadena incrementa en función del tiempo el tiempo y se dice que la reacción en cadena o el sistema donde ocurre es supercrítico. En el caso contrario donde k_{eff} es menor que 1, el número de fisiones disminuye en función del tiempo en un sistema subcrítico. Finalmente, en la situación especial donde k_{eff} es igual a 1, la velocidad de reacción en cadena y la energía liberada son constantes y se dice que el sistema es crítico.

1.2 Ingeniería de los reactores nucleares

Desde el punto de vista físico, la principal diferencia entre los reactores es la que hay en distribución energética de los neutrones, o espectro, que provoca una diferencia en la velocidad de con que ocurre la fisión y la competencia por los neutrones. Las dos categorías de este primer nivel de clasificación son los reactores térmicos y los reactores rápidos que involucran neutrones en el rango de energía térmica (0.025 eV) y neutrones en el rango de energía rápida (10^6 eV) respectivamente.

1.2.1 Componentes de los reactores nucleares

El siguiente nivel de clasificación tiene criterios ingenieriles, basados en las características de los principales componentes de un reactor nuclear; que están

esquematisados en la Figura 1-7. La región central mostrada es el núcleo; en un reactor térmico el núcleo contiene el combustible, el refrigerante y el moderador; el núcleo de un reactor rápido carece de este último componente.

El combustible incluye a los isótopos que son responsables tanto de la criticidad como de la liberación de la energía de fisión en el reactor. Sin embargo, el combustible también puede tener grandes cantidades de material fértil. Así, muchos de los reactores térmicos modernos contienen solamente una pequeña cantidad de ^{235}U pues la mayoría del combustible es de hecho ^{238}U . El porcentaje isotópico del ^{235}U en la naturaleza es de alrededor de 0.72 %, la mayoría de los reactores necesitan una concentración del isótopo 235 superior a la que existe en su estado natural, por eso es necesario someterlo a un enriquecimiento hasta alcanzar concentraciones del orden del 4% al 5%

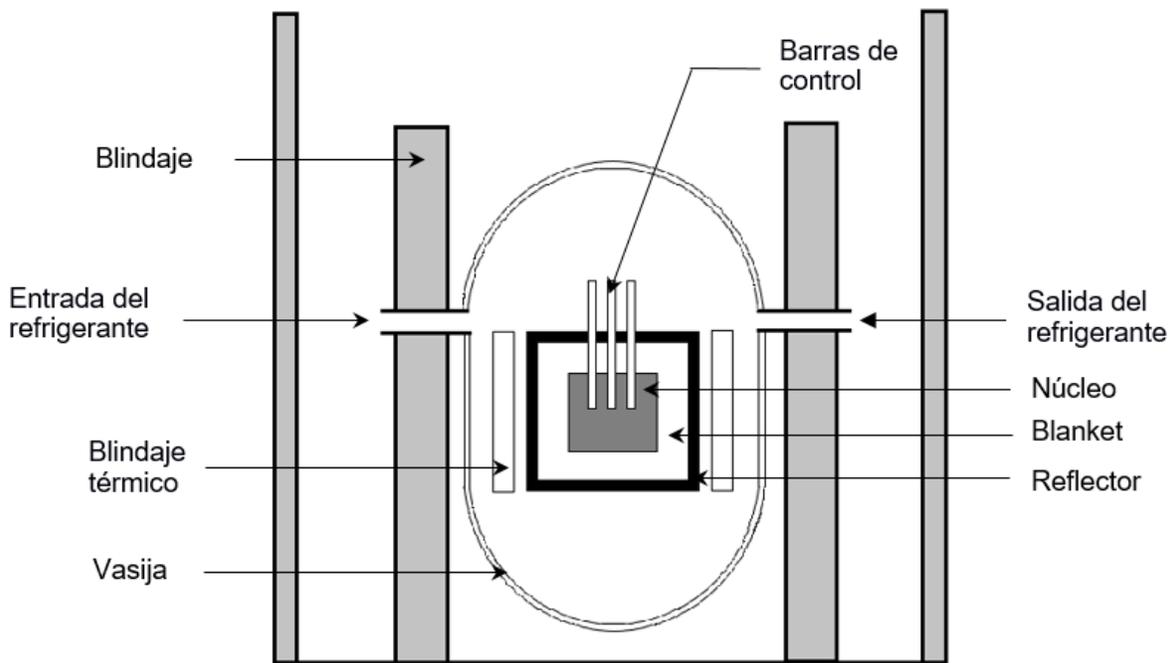


Figura 1-7 Componentes de un reactor nuclear

El moderador es usado para disminuir la energía de los neutrones surgidos de la fisión a valores térmicos, es decir, moderar su energía. Su funcionamiento está basado en el fenómeno de colisión inelástica de la Figura 1-1, donde el neutrón pierde energía y baja de rango térmico según la Tabla 1-1. Los núcleos de átomos con menor número de masa son los más efectivos para este propósito, por lo que el moderador siempre se

constituye por un material de esta naturaleza. Agua, agua pesada y grafito (comúnmente en forma de carbón) son generalmente usados como moderadores.

El refrigerante es usado para remover la energía producida en el núcleo y llevarlo a otras partes del reactor. Agua, agua pesada y varios gases son los refrigerantes comúnmente usados para reactores térmicos. Debido a su característica de moderar los refrigerantes agua y agua pesada no pueden ser usados como refrigerantes en los reactores rápidos pues los neutrones deben permanecer lo mayor energizados posibles. La mayoría de los reactores rápidos son refrigerados por sodio líquido. El sodio tiene excelentes propiedades de transferencia de calor; con número atómico 23, no es eficiente para disminuir la energía de los neutrones por colisión elástica; sin embargo, algunas moderaciones pueden ocurrir como resultado de colisiones inelásticas. Los gases, por supuesto, también son usados como refrigerantes para reactores rápidos debido a su baja densidad.

Rodeando al núcleo de algunos reactores, conocidos como reactores de cría, hay una región de material fértil llamada blanket. Esta región es diseñada específicamente para la conversión o cría de material. Los neutrones que escapan del núcleo son interceptados en el blanket, y entran dentro de varias reacciones de conversión con elementos como ^{238}U o ^{232}Th . Sin embargo, una cantidad substancial de potencia puede ser producida en el blanket como resultado de las fisiones inducidas por los neutrones rápidos, por lo que debe haber refrigerante como en el núcleo. Esta sección es característica de los reactores rápidos.

La región adyacente al núcleo, o al blanket, si éste está presente, es llamada reflector. Esta es una capa gruesa de material moderador cuya función es evitar que los neutrones se fuguen y procurar que retornen al núcleo o blanket después de una o más colisiones en el reflector. No todos los neutrones regresan, pero es posible sostener así la reacción en cadena. Los reflectores reducen significativamente la cantidad de combustible requerido para hacer crítico al reactor.

Las barras de control mostradas en la Figura 1-7 son piezas movibles de material absorbente de neutrones, y como su nombre sugiere son usadas como control del reactor. Dado que absorben neutrones, cualquier movimiento de las barras afecta el

factor de multiplicación del sistema. Al retirar una barra de control incrementa el valor de k_{eff} , mientras que la inserción lo decrece. Así, el reactor puede encenderse o apagarse, o su potencia puede modificarse con el apropiado movimiento de las barras. Cuando, con el transcurso del tiempo, el combustible se consume y varios productos de fisión se acumulan en el reactor, las barras de control también pueden ser ajustadas para mantener al reactor crítico y operativo a un nivel de potencia específico. Varios materiales son usados como barras de control: acero dopado con boro, que tiene una gran sección eficaz de absorción; hafnio o cadmio, que son elementos metálicos fuertemente absorbente de neutrones térmicos; plata y varias aleaciones de este metal. Las barras de control pueden tener forma cilíndrica, de hoja, de láminas o de láminas cruciformes.

Varios de los componentes del reactor descritos se encuentran todos ellos dentro de la vasija del reactor, que para el caso de que dichos componentes estén bajo presión es llamada vasija de presión. Para reducir el esfuerzo térmico en la vasija debido a la absorción de rayos γ y emanados por el núcleo, es necesario colocar en algunos reactores un blindaje térmico, que es una delgada capa de material absorbente de rayos γ (usualmente hierro o acero) entre el reflector y la pared interna de la vasija. Dado que el blindaje térmico absorbe una cantidad considerable de energía debe haber refrigerante alrededor del núcleo y del blanket.

La vasija del reactor y otros componentes del sistema suministradores de vapor que contienen fuentes de radiación están rodeadas por un blindaje o contención para la protección del personal de la planta durante la operación normal del reactor. Para proteger al público en general de las consecuencias de un accidente (en particular uno que involucre la liberación de productos de fisión del reactor) la instalación entera del reactor está dentro de una estructura contenedora o edificio del reactor. En algunos reactores el contenedor aloja al sistema de suministro de vapor entero y en otros se divide en una parte que rodea al reactor (contención primaria) y el resto coincide con el edificio del reactor (contención secundaria).

En adición a los varios componentes ilustrados en la Figura 1-7, diversos sistemas de seguridad deben ser incluidos en una planta nucleoelectrica para su uso en emergencias. Se requieren de provisiones para la descarga del combustible y el almacenamiento del combustible radiactivo gastado. Se debe incluir servicios sensoriales

localizados en varios puntos dentro y fuera de la vasija del reactor para monitorear la operación del sistema. Finalmente, una cantidad considerable de material estructural es necesaria para dar soporte e integridad a la planta.

Los reactores nucleares se pueden clasificar al tomar como criterio el tipo de refrigerante, moderador y combustible en uso, la elección de estos tres componentes determina el resto de las características de cada tecnología. No todas las combinaciones de estos tres componentes son posibles debido a incompatibilidades técnicas, y la elección de una de ellas responde no solo a la necesidad de obtener una solución técnica para el uso de la energía nuclear, sino también a cuestiones políticas, económicas y sociales.

La Tabla 1-2 muestra los principales tipos de reactores usados actualmente de forma comercial, el nombre de cada tecnología responde a la combinación de los tres componentes antes mencionados y es una marca de la empresa y el país de origen.

Tabla 1-2 Principales reactores nucleares de tipo comercial [4]

Tipo de reactor	Refrigerante	Moderador	Combustible
Reactores de agua a presión PWR/VVER	Agua ligera a presión	Agua ligera	Uranio enriquecido
Reactores de agua pesada a presión PHWR	Agua pesada a presión	Agua pesada	Uranio natural
Reactores de agua en ebullición BWR	Agua ligera en ebullición	Agua ligera	Uranio enriquecido
Reactores refrigerados por gas GCR	CO ₂	Grafito	Uranio natural
Reactores avanzados refrigerados por gas	CO ₂	Grafito	Uranio enriquecido
Reactores de agua ligera-grafito LWRR/RBMK	Agua presurizada en ebullición	Grafito	Uranio enriquecido
Reactores refrigerados por gas a alta temperatura HTGR	Helio	Grafito	Uranio enriquecido y torio.
Reactores de cría refrigerados por metal líquido LMFBR	Metal líquido (Plomo, berilio o sodio)	Ninguno	Uranio y plutonio

1.2.2 El reactor BWR y el fenómeno de retroalimentación.

Este tipo de tecnología es la usada en la Central Nucleoeléctrica Laguna Verde (CNLV), la única planta nuclear en México, y dirige gran parte de la investigación en materia de reactores nucleares en el país, como es el caso de este trabajo. El diseño de los reactores BWR (Figura 1-8) se caracteriza por operar en un ciclo directo de baja presión en el cual el vapor generado a alrededor de 285°C en el núcleo del reactor se dirige directamente a las turbinas para generar electricidad. Una característica propia de este reactor es que existe una distribución de la densidad del moderador/refrigerante dentro del núcleo BWR, dado que el refrigerante está en ebullición y fluye a través del núcleo del reactor en dos fases.

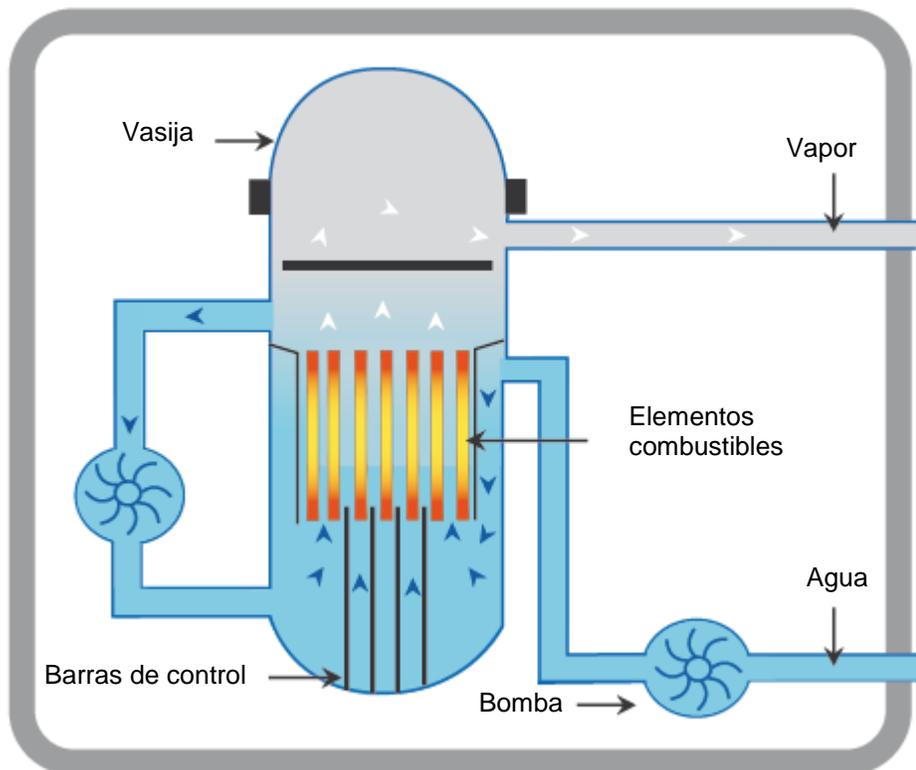


Figura 1-8 Reactor de agua en ebullición (BWR)

El vapor pasa a través de platos secadores y de separadores de vapor y de ahí directo a las turbinas, que es parte del circuito. Debido a que el agua alrededor del núcleo está siempre contaminada con trazas de radionúclidos, la turbina debe tener un blindaje y una protección radiológica durante su operación.

Existe una serie de fenómenos físicos propios de este tipo de reactor, cuyo estudio es necesario para la comprensión del comportamiento del núcleo del reactor. La cinética del neutrón puede entenderse como la respuesta en la concentración de neutrones debido a condiciones externas a la cadena de fisión, y que puede medirse como cambios en la reactividad (ρ) definida en términos de la k efectiva como:

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

Valores positivos de ρ indican un incremento en el nivel de potencia del reactor; valores negativos implican un reactor en estado subcrítico. Cuando la población de neutrones aumenta, el calor producto de las reacciones de fisión también lo hace. Luego, dado que este calor es depositado en el combustible, su temperatura incrementa consecuentemente, provocando una ampliación en la sección eficaz para captura radiativa del combustible, lo que generalmente resulta en un aumento en la absorción de neutrones y su correspondiente reducción en la reactividad, fenómeno conocido como efecto Doppler.

Por otro lado, un aumento en la temperatura del combustible provoca un aumento en la temperatura del moderador/refrigerante y una disminución en su densidad, es decir, en el valor de N de la ecuación 1-3, y un decremento en el número de colisiones, lo que se traduce como menos neutrones térmicos, menos fisiones efectivas y menor potencia del reactor. Físicamente esto ocurre porque con una disminución en la densidad del moderador, la probabilidad de que los neutrones colisionen y se termalicen baja, y con ello las fisiones efectivas. Este fenómeno tiene un efecto de retroalimentación negativa, con la disminución de la potencia del núcleo, disminuyen las temperaturas del combustible y del moderador/refrigerante, lo que resulta en un aumento de la densidad de este último, la capacidad de moderación también aumenta y con ello las fisiones efectivas y por último la potencia del núcleo. El análisis de este efecto de retroalimentación es el objeto de estudio de esta tesis.

CAPÍTULO 2

ANÁLISIS TÉRMICO DE UN ELEMENTO COMBUSTIBLE.

El proceso de fisión dentro del combustible es la fuente de energía en un reactor nuclear. La energía depositada en el combustible se transfiere al refrigerante por los mecanismos de conducción, convección y radiación.

A partir de la potencia y la temperatura del combustible obtenidas del código neutrónico AZKIND [11], el código termohidráulico realiza el análisis de transferencia de calor desde el combustible al refrigerante. El algoritmo usado se describe en este capítulo y en el siguiente.

La correcta descripción de la distribución de la temperatura en los elementos combustibles es necesaria para poder calcular de forma precisa los valores de algunas propiedades del refrigerante que son de interés en el fenómeno de retroalimentación, conocidas como parámetros termohidráulicos, y que se describen en el CAPÍTULO 4.

2.1 Estructura del núcleo en un BWR

Como se ha indicado, la tecnología BWR se caracteriza por operar en un ciclo directo, por tener una distribución de la densidad del moderador a lo largo del núcleo y porque el refrigerante presenta un flujo en dos fases. La Figura 2-1 muestra una vista transversal de la estructura del núcleo característica de este tipo de reactor, del lado derecho aparece el núcleo completo, las cruces representan celdas combustibles, amplificadas del lado izquierdo, y los círculos negros, canales para refrigerante; las celdas combustible son un conjunto formado por una barra de control cruciforme y cuatro ensambles que la rodean.

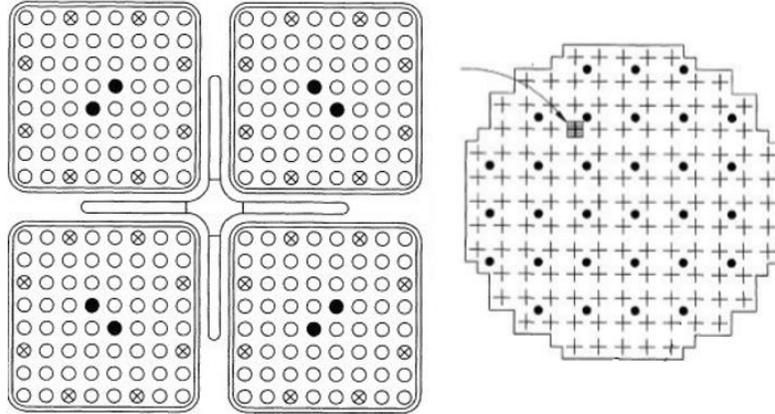


Figura 2-1 Vista trasversal la estructura del núcleo para un BWR.

En el ensamble, las barras de combustible (círculos blancos), los canales para el refrigerante (círculos negros) y las varillas de combustible con algún elemento absorbedor de neutrones (círculos marcados con una x) se encuentran acomodados en un arreglo de, en la mayoría de los casos, 8x8 o 9x9, y están separados de la barra de control por una caja de canal que envuelve al arreglo y recibe este nombre debido a que permite que cada ensamble tenga su propio canal de refrigerante.

La estructura de un ensamble se muestra en la Figura 2-2, los pellets o pastillas están constituidos del combustible nuclear, principalmente UO_2 , que acomodados de manera vertical dentro de lo que se conoce como encamisado forman una barra combustible. Las barras tienen distinta composición, ya que se incluyen pastillas con diferente grado de quemado, es decir, la cantidad de combustible ya gastado. Las barras con el material que captura a los neutrones, o veneno, tienen el objetivo de mantener la criticidad del reactor.

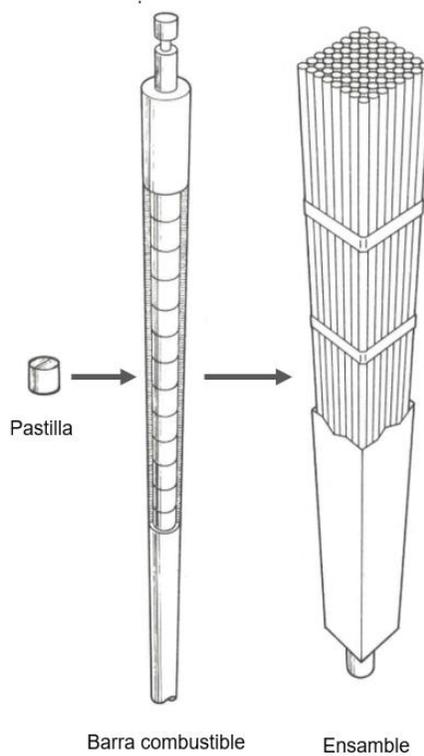


Figura 2-2 Estructura de un ensamble.

2.2 Principios térmicos de diseño.

El desempeño térmico de una planta nuclear está estrechamente relacionado con la temperatura del sistema y la presión. Este desempeño térmico lo dictan los límites de temperatura máxima de salida del refrigerante del núcleo, que para el caso del BWR se considera igual a la de la entrada de la turbina, y la temperatura mínima que es posible alcanzar a la entrada del núcleo, determinada por el desempeño del condensador; las pérdidas de calor del refrigerante tienen un valor constante establecido por la estructura del núcleo y un aumento en la presión significaría un cambio en la configuración estructural del reactor, por lo tanto la temperatura de salida del núcleo es la variable a modificar para alcanzar una mayor eficiencia térmica. De aquí surge el interés por desarrollar códigos que obtengan el perfil de temperatura de todas las regiones del núcleo.

2.2.1 Producción de energía y parámetros de transferencia

La producción de energía en el núcleo de un reactor puede expresarse en una variedad de términos que refleja la naturaleza multidisciplinaria del proceso de diseño. Los términos discutidos en este trabajo son los siguientes:

- Razón de generación de calor volumétrica: $q'''(\dot{r})$
- Flujo de calor: $q''(S)$
- Razón de generación de calor lineal: $q'(z)$
- Razón de generación de calor por varilla: \dot{q}
- Potencia del núcleo: Q
- Densidad de potencia del núcleo: $Q/V \equiv Q'''$
- Potencia específica del núcleo: $Q/masa\ del\ combustible$

La resolución de la ecuación de transferencia de energía pertenece al campo de la física y arroja como resultado la generación de calor volumétrica por pastilla de combustible. Para propósitos de ingeniería debe expresarse la generación de calor en términos de generación superficial o lineal, la relación entre estas cantidades es como sigue:

$$\iint_S q'' dS = \iiint_V q''' dV \quad (2-1)$$

$$\int_L q' dz = \iiint_V q''' dV \quad (2-2)$$

$$\dot{q} = \iiint_V q''' dV \quad (2-3)$$

$$Q = \sum_{n=1}^N \dot{q}_n \quad (2-4)$$

2.2.2. Límites térmicos de diseño

La especificación de los límites térmicos debería expresarse en términos de las propiedades estructurales del núcleo del reactor, sin embargo, es poco práctico debido al

comportamiento complejo de los materiales en los ambientes de radiación y esfuerzos térmicos característicos de los reactores de potencia. Por esta razón, los límites de diseño en los reactores de potencia se han impuesto directamente sobre ciertas temperaturas y flujos de calor.

Las características inherentes de los reactores de agua ligera limitan las temperaturas del encamisado del combustible a un rango estrecho por encima de la temperatura de saturación del refrigerante y, por lo tanto, excluyen la necesidad de un límite para estado estacionario en la temperatura de la pared del encamisado. Sin embargo, existe un límite significativo en la temperatura promedio del encamisado en situaciones transitorias, específicamente en el accidente de pérdida de refrigerante (*Lost Of Coolant Accident*, LOCA). Para este accidente, se imponen varios criterios de diseño, entre los que se encuentra el mantener el encamisado de Zircaloy por debajo de 1204 ° C para evitar que se produzca una reacción masiva de metal con agua y e encamisado se funda.

El fenómeno de flujo de calor crítico (*critical heat flux* CHF) resulta de una repentina reducción en la capacidad de transferencia de calor del refrigerante en dos fases. Para las barras de combustible, donde la razón de generación de calor volumétrica q''' es un parámetro independiente, la reducción en la capacidad de transferencia de calor superficial para una temperatura nominal fija en el seno del refrigerante y el flujo de calor causa un aumento en la temperatura (T_c) del encamisado, es decir:

$$T_f - T_c = \frac{q''}{h} \quad (2-5)$$

donde h es el coeficiente de transferencia de calor. Físicamente, esta reducción ocurre debido a los cambios en los patrones de flujo líquido-vapor en la superficie caliente. A altas fracciones de vacío (relación volumétrica entre la fase vapor y la fase líquida), condición típica de operación de un BWR, la superficie caliente, que normalmente es enfriada por una película de líquido, se sobrecalienta debido al secado de la película (DRYOUT).

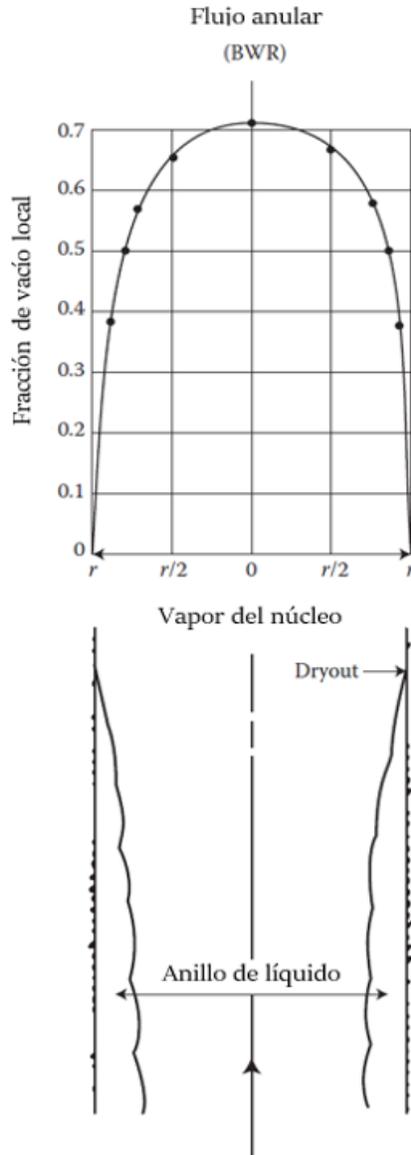


Figura 2-3 Mecanismo del DRYOUT condiciones operativas de un BWR.

La Figura 2-3 ilustra este fenómeno, la parte superior muestra las fracciones de vacío radiales típicas en un canal con fluido. El fenómeno de DRYOUT depende significativamente de las condiciones termohidráulicas del canal debajo de la locación del punto DRYOUT, así como de las condiciones de potencia en dicho punto.

Debido a que los parámetros de fracción de vacío, temperatura y potencia cambian a lo largo de la barra de combustible, existen diferentes márgenes entre el flujo de calor operativo en una locación y su respectivo flujo de calor límite para que ocurra el DRYOUT.

En el caso de un BWR, estos márgenes se expresan en términos de la potencia, el cociente entre la potencia predicha por la correlación y la potencia operativa es llamado cociente crítico de potencia (CPR). Esta razón cambia en sentido axial del canal teniendo en algún punto un valor mínimo conocido como MCPR.

2.3 Análisis térmico de un elemento combustible

Una vez señalados los límites térmicos de diseño y seguridad en un BWR, el siguiente paso en el desarrollo de las ecuaciones que resuelve el código termohidráulico es el análisis de la generación de calor en un elemento combustible. La ecuación de transporte de energía para la distribución de temperatura en un sólido (que se asume como incompresible y con expansión térmica despreciable) y escrita con dependencia explícita de la dirección radial y el tiempo es [5]:

$$\rho(\vec{r}, T) C_p(\vec{r}, T) \frac{\partial}{\partial t} T(\vec{r}, t) = \nabla \cdot k(\vec{r}, T) \nabla T(\vec{r}, t) + q'''(\vec{r}, t) \quad (2-6)$$

en donde:

$T(\vec{r}, t)$ es la temperatura en el punto \vec{r} , al tiempo t en [°C],

$k(\vec{r}, T)$ es la conductividad térmica en el punto \vec{r} , en función de la temperatura en [W/m°C],

$q'''(\vec{r}, t)$ es la rapidez de generación de potencia en el punto \vec{r} , al tiempo t en [W/m³],

$C_p(\vec{r}, T)$ es el calor específico del material considerado en el punto \vec{r} , en función de la temperatura en [J/°C]

$\rho(\vec{r}, T)$ es la densidad del material considerado en el punto \vec{r} , en función de la temperatura en [J/°C].

En estado estacionario y dado que la definición de flujo de calor es

$$q''(\vec{r}) = -k \nabla T \quad (2-7)$$

la ecuación 2-6 puede escribirse

$$-\nabla \cdot q''(\dot{r}, T) + q'''(\dot{r}) = 0 \quad (2-8)$$

2.3.1 Distribución de temperatura en una barra cilíndrica de combustible.

Si el flujo de neutrones es uniforme dentro de la pastilla de combustible, la razón de generación de calor también puede asumirse como tal. Aunque en la parte superior y en el fondo de la barra la distribución axial siempre es determinante en la obtención de la temperatura, para el caso en que la longitud de la barra es más de 10 veces su diámetro, la variación axial de la temperatura puede despreciarse.

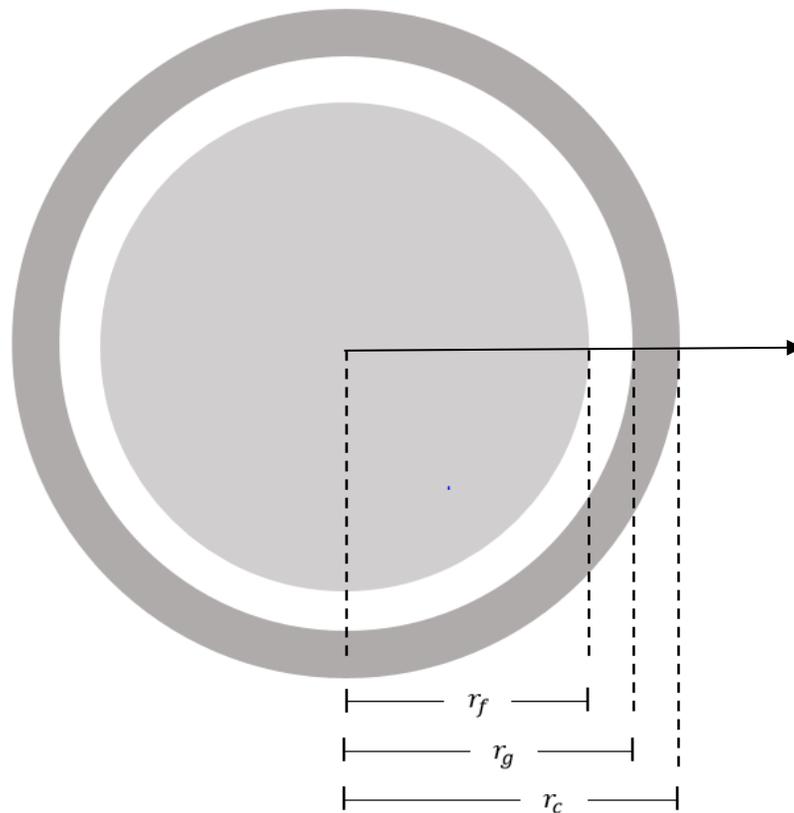


Figura 2-4 Corte axial de una barra combustible.

El análisis térmico se realiza desde el centro de la barra, donde generalmente la temperatura es máxima, hacia el refrigerante. La Figura 2-4 es un corte axial de una barra

de combustible donde el área central representa la pastilla y el anillo externo al encamisado, el área entre ellos es un huelgo que permite la expansión térmica de la pastilla.

Así, en estado estacionario la ecuación de transferencia de calor (2-8) se reduce a una ecuación unidimensional en la dirección radial.

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(k_f r \frac{dT}{dr} \right) + q''' = 0 \quad (2-9)$$

Siendo k_f la conductividad térmica del combustible. Si se integra una vez la ecuación 2-9, y se acomoda se tiene

$$k_f \frac{dT}{dr} + q''' \frac{r}{2} + \frac{C_1}{r} = 0 \quad (2-10)$$

La constante de integración refiere al flujo de calor a través del radio de la cavidad interna que presentan los pellets en forma de “dona”, para el caso de un pellet sólido (ver Figura 2-4) es cero por lo que C_1 también es igual a cero y la ecuación 2-10 queda

$$k_f \frac{dT}{dr} + q''' \frac{r}{2} = 0 \quad (2-11)$$

Una relación entre la temperatura del combustible T a cualquier radio r , y la temperatura en el radio externo del pellet r_f de la Figura 2-4 denotada T_f , se puede obtener de la ecuación 2-11 cuando r es igual a r_f para dar

$$\int_T^{T_f} k_f dT + \int_r^{r_f} q''' \frac{r}{2} = 0 \quad (2-12)$$

La solución debe satisfacer las siguientes condiciones de frontera

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad y \quad T|_{r=r_f} = T_f$$

Si se considera una pastilla sólida con una conductividad térmica constante k_f en sentido radial, de la ecuación 2-12 se obtiene:

$$T_f = T + \frac{q'}{4\pi k_f} \left(1 + \left(\frac{r}{r_f} \right) \right) \quad (2-13)$$

donde q' el flujo lineal de calor definido como:

$$q' = \pi r_f^2 q''' \quad (2-14)$$

Para propósitos del código, se considera que k_f es constante en sentido radial del combustible, no así en el axial, y la forma de obtener ese valor es a través de relaciones empíricas. En el UO₂ la conductividad térmica k_f tiene una dependencia no lineal con la temperatura T . El valor de k_f decrece con un aumento de la temperatura hasta un valor de 1750°C, por arriba de este valor el comportamiento se invierte, es decir, la k_f aumenta junto con la temperatura. Para evaluar la integral

$$\int_{0^\circ\text{C}}^{\text{fusión}} k_f dT$$

se han desarrollado diferentes correlaciones, entre ellas, Westinghouse propone la siguiente [9]

$$k_f = \frac{38.24}{402.4 + T} + 8.775 \times 10^{-13} (T + 273)^3 \quad (2-15)$$

donde k_f está dada en W/cm°C y la temperatura en °C.

El flujo de calor a través del huelgo está dado por

$$q''_g = h_g (T_f - T_g) \quad (2-16)$$

donde

h_g es la conductancia del huelgo [W/m²°C]

T_g es la temperatura en el radio externo del huelgo en [°C]

La caída de temperatura a través del encamisado puede determinarse como

$$T_g - T_c = \frac{q'}{2\pi k_c} \ln\left(\frac{r_c}{r_g}\right) \quad (2-17)$$

donde la conductividad térmica del Zircaloy-2 k_c se obtiene de la siguiente relación [7].

$$k_c = 7.151 + 2.472 \times 10^{-3} T + 1.674 \times 10^{-8} T^2 - 3.334 \times 10^{-10} T^3 \quad (2-18)$$

Al igual que para la relación 2-15, donde k_c está dada en W/cm°C y la temperatura en °C, la última caída de temperatura que es del encamisado hacia el centro del refrigerante se expresa como

$$T_c - T_{bulk} = \frac{q'}{2\pi r_c h} \quad (2-19)$$

siendo

h el coeficiente de transferencia de calor del refrigerante en [W/m °C]

T_g es la temperatura media del refrigerante en [°C]

En el código AZKIND se utiliza un modelo integrado propuesto por Ceceñas [7], expresado en términos de la potencia lineal. Para la caída de temperatura del huelgo se tiene

$$q'_g = \frac{1}{R'_g} (T_f - T_c) \quad (2-20)$$

donde

$$R'_g = \frac{1}{8\pi k_f} + \frac{1}{2\pi a h_g} + \frac{1}{2\pi k_c} \left[\left(\frac{r_c^2}{r_c^2 - r_f^2} \right) \ln\left(\frac{r_c}{r_f}\right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2-21)$$

que es la resistencia térmica por unidad de longitud hasta la mitad del radio del encamisado r_c de la Figura 2-4. Una expresión similar para la caída de temperatura a través del encamisado puede determinarse como

$$q'_c = \frac{1}{R'_c} (T_c - T_{bulk}) \quad (2-22)$$

donde

$$R'_c = \frac{1}{2\pi k_c} \left[\frac{1}{2} - \left(\frac{r_g^2}{r_c^2 - r_g^2} \right) \ln \left(\frac{r_c}{r_g} \right) \right] + \frac{1}{2\pi r_c h} \quad (2-23)$$

El valor del coeficiente de transferencia de calor del refrigerante h depende de las características del flujo, y es tratado en el siguiente capítulo.

CAPÍTULO 3

PATRONES DE FLUJO Y COEFICIENTE DE TRANSFERENCIA DE CALOR DEL REFRIGERANTE.

En una operación normal de un reactor tipo BWR el refrigerante (agua ligera) entra al núcleo en fase líquida y alcanza su temperatura de saturación gracias al calor generado en las barras de combustible, los diferentes patrones de flujo y mecanismos de transferencia de calor que se establecen a lo largo del canal se describen en este capítulo.

Debido a este comportamiento del refrigerante es necesario encontrar su valor del coeficiente de transferencia de calor (h) a las condiciones existentes en cada punto del núcleo, todos ellos regidos por la ley de enfriamiento de Newton [6]:

$$q'' = h(T_c - T_{bulk}) \quad (3-1)$$

donde T_{bulk} es la temperatura del refrigerante y T_c la de la pared calentada. El valor numérico del coeficiente de transferencia de calor (h) se obtiene a partir de correlaciones empíricas debido a su dependencia de muchos factores, incluyendo la naturaleza del refrigerante, su temperatura, la velocidad a la que fluye sobre la superficie caliente, y la geometría de los canales.

3.1 Mecanismos de transferencia de calor

Las características generales de transferencia de calor debida a la ebullición se pueden observar en la curva de ebullición de Nukiyama [5], Figura 3-1. El flujo de calor aumenta junto con la temperatura en el rango A-B correspondiente a la región de

convección natural. En el punto B comienza la ebullición nucleada donde la transferencia de calor es más eficiente por dos motivos principales: primero el calor es removido de la pared como calor latente y también como calor de evaporación, y segundo, la turbulencia generada por las burbujas que migran de la superficie calentada mejora la convección.

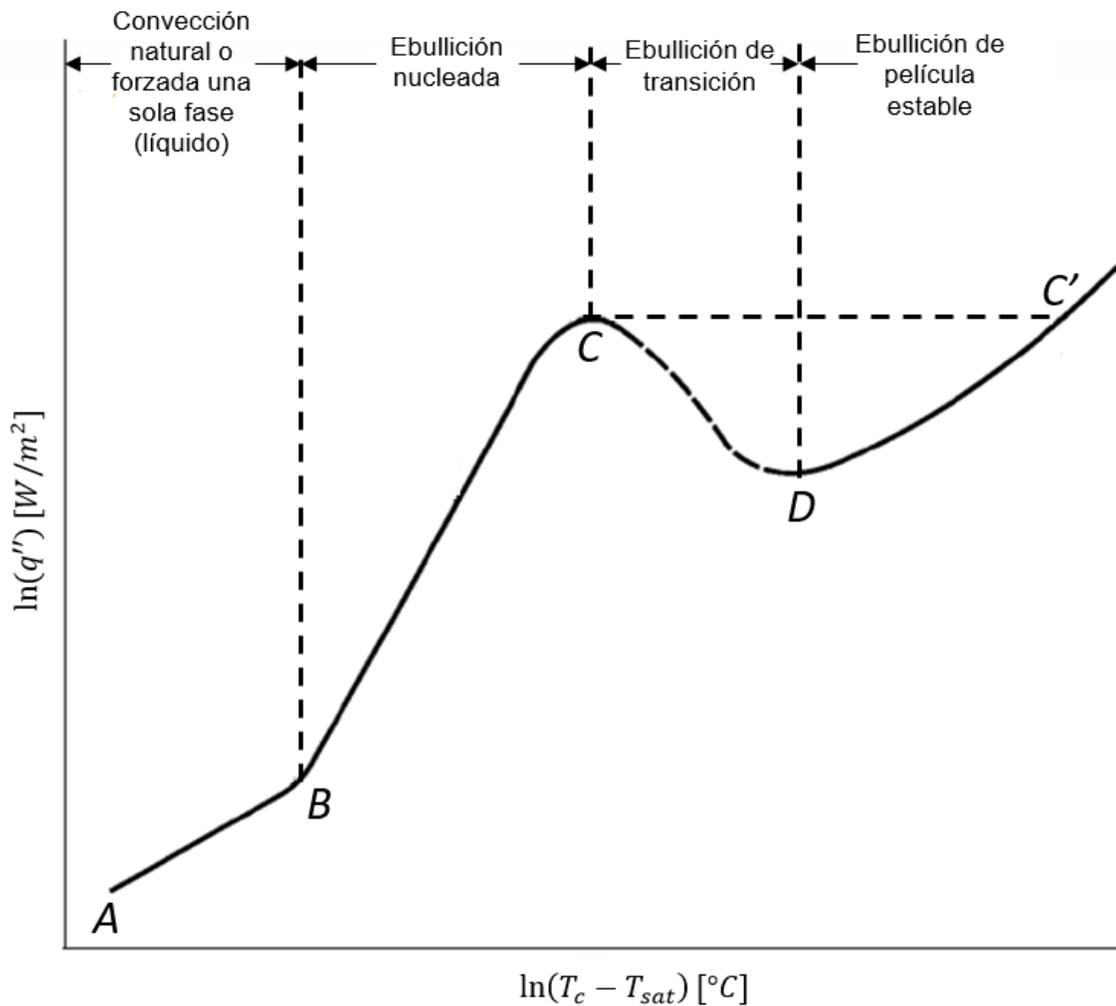


Figura 3-1 Curva de ebullición de Nukiyama

El punto C representa el flujo de calor crítico (CFH), por arriba del cual el aumento de las burbujas lleva a la formación de una película de vapor en la superficie calentada. Esta película también puede formarse a flujos de calor bajos, como en la región C-D-C', siempre y cuando la temperatura sea lo suficientemente alta, la velocidad del flujo cae

debido a que el calor tiene que ser transferido a través del vapor por conducción o radiación, mecanismos menos eficientes que la convección. En la región C-D la película de vapor es inestable, y la región se conoce como de ebullición en transición, el valor de la velocidad de transferencia de calor alcanza un mínimo en el punto D, a partir del cual la película se estabiliza. El punto D se llama punto mínimo de ebullición de película estable o MFB.

El valor de la velocidad de transferencia de calor alcanza un mínimo en el punto D, donde la película de vapor ha rodeado la superficie interna del canal. Después de este punto la transferencia de calor aumenta simplemente por el aumento de la temperatura en el sistema.

Los diferentes patrones de transferencia de calor que se obtienen cuando el refrigerante fluye a través de la superficie exterior del encamisado de un elemento combustible y absorbe el calor generado por la fisión nuclear dependen de un número de variables: la velocidad del flujo másico, el fluido empleado, la geometría del sistema, la magnitud del flujo de calor y su distribución, entre otras. La Figura 3-2 ilustra un canal vertical con flujo convectivo forzado y sujeto a una adición axial de calor constante, muestra los diferentes patrones de transferencia de calor y flujo, así como la variación de la temperatura de la pared y el fluido en función del patrón de flujo.

El refrigerante entra al canal en fase líquida y aumenta su temperatura por efecto de adición de calor proveniente del combustible, hasta este punto la transferencia de calor ocurre por convección al líquido y hay un rápido aumento de la temperatura del encamisado. A cierta altura recorrida, el líquido cercano a la pared se sobrecalienta dando lugar a la formación de pequeñas burbujas de vapor que emigran al seno del refrigerante, sin que la temperatura promedio del fluido alcance los valores de saturación, por lo que las burbujas colapsan, pero debido a la turbulencia que provocan, la transferencia de calor aumenta y el incremento de la temperatura de la pared disminuye en un proceso conocido como ebullición de subenfriamiento. A medida que el refrigerante avanza sigue ganando energía hasta que su temperatura promedio es la de saturación y la temperatura de la pared deja de aumentar, las burbujas entonces se aglomeran y crecen, característica del flujo tapón, e inicia en este punto la ebullición de saturación. La siguiente región se caracteriza por que el vapor se ha acumulado a tal grado que fluye por el centro del canal dejando una película

de líquido sobre la superficie de la pared, el patrón de flujo es entonces anular (o flujo anular con arrastre cuando hay minúsculas gotas dispersas en el vapor) y el refrigerante entra en ebullición de película, el calor se transfiere a través de convección forzada en el líquido.

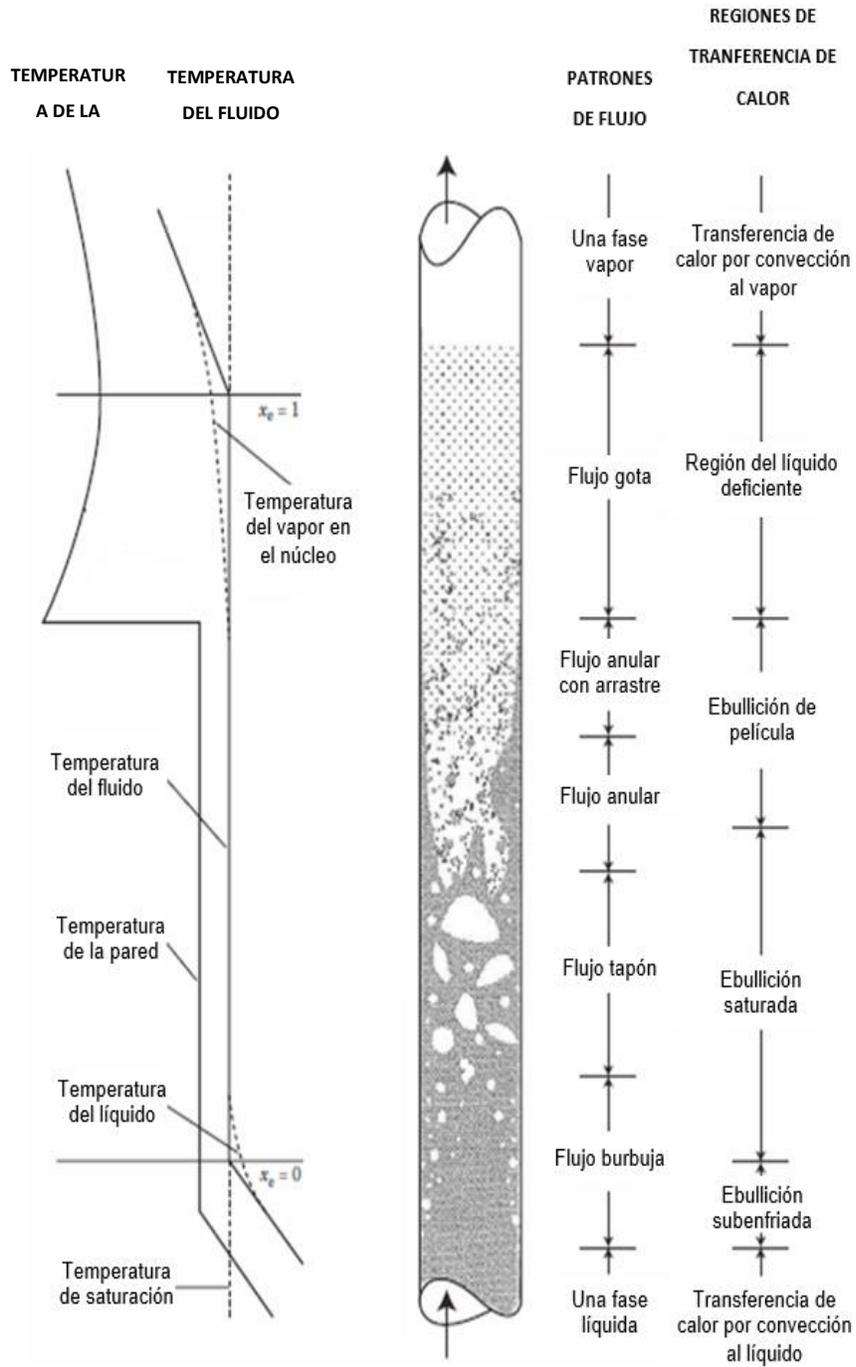


Figura 3-2 Regiones de transferencia de calor y patrones de flujo[5].

En un evento hipotético, la película de líquido disminuye hasta su completo secado, ocasionando un drástico aumento en la temperatura de la pared. Este punto corresponde a CHF, como aún hay líquido remanente en el vapor esta región se conoce como de líquido deficiente, la temperatura de la pared disminuye gracias a la pequeña cantidad de líquido que llega a la pared del encamisado, cuando todo el líquido se ha evaporado el calor se transfiriere por convección al vapor. Estas dos últimas regiones no existen en una operación normal de un BWR pero se podrían presentar ante un transitorio de aumento súbito de potencia.

3.2 Coeficiente de transferencia de calor

El cálculo del coeficiente de transferencia de calor se hace por medio de correlaciones empíricas obtenidas experimentalmente y que consideran los factores mencionados anteriormente. El comportamiento aproximado del coeficiente de transferencia de calor en función de la temperatura de la pared se muestra en la Figura 3-3, en donde se distinguen 6 regiones.

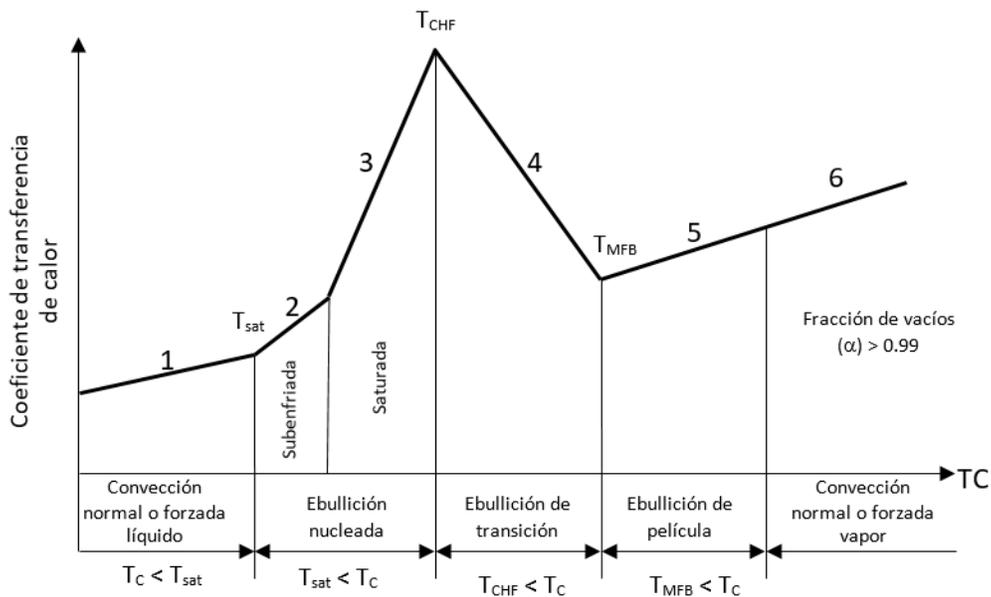


Figura 3-3 Coeficiente de transferencia de calor en función de la temperatura de la pared [6]

3.2.1 Convección en la fase líquida (Región 1)

Esta región existe siempre que la temperatura de la pared T_c sea menor que la temperatura de saturación del fluido T_{sat} . El calor se transfiere por convección y como el refrigerante se encuentra en fase líquida, el valor del coeficiente de transferencia de calor depende del tipo de flujo, es decir, laminar o turbulento. En el primer caso se realiza el cálculo usando la correlación de Rohsenow Choi (ecuación 3-2) y para el segundo la de Dittus-Boelter (ecuación 3-3)[5].

Correlación de Rohsenow Choi (flujo laminar)

$$h_{RC} = 4.0 \frac{k_l}{D_H} \quad (3-2)$$

Correlación de Dittus-Boelter (flujo turbulento)

$$h_{DB} = 0.023 R^{0.8} Pr^{0.4} \frac{k_l}{D_H} \quad (3-3)$$

donde:

k_l es la conductividad térmica del líquido [W/m°C],

D_H es el diámetro hidráulico equivalente [m],

R es el número de Reynolds dado por la ecuación (3-4),

Pr es el número de Prandtl dado por la ecuación (3-5).

$$R = \frac{GD_H}{\mu_f} \quad (3-4)$$

$$Pr = \frac{C_p \mu_f}{k_l} \quad (3-5)$$

donde:

G es el flujo de masa por unidad de área en [kg/m² s],

μ_f es la viscosidad del fluido en [Kg/m s],

C_p es el calor específico del fluido en $[\text{J}/\text{m}^3 \text{ K}]$.

3.2.2 Ebullición subenfriada (Región 2)

Debido a la turbulencia característica de esta región, se usa la correlación de Dittus-Boelter (ec. 3-3), para el cálculo del coeficiente de transferencia de calor.

3.2.3 Ebullición saturada (Región 3)

En esta región la temperatura de la pared T_c está por arriba del valor de saturación, pero no ha alcanzado las condiciones críticas T_{CHF} . Como la temperatura media del fluido es la temperatura de saturación la transferencia de calor está dada por:

$$q'' = h_{chen}(T_c - T_{sat}) \quad (3-6)$$

donde h_{chen} es el coeficiente de transferencia de calor calculado mediante la correlación de Chen, y compuesto por un término para la ebullición nucleada y otro para la convección forzada:

$$h_{chen} = h_{NB} + h_c \quad (3-7)$$

donde

$$h_c = 0.023 \left[\frac{G(1-x)D_H}{\mu_f} \right]^{0.8} \left(\frac{\mu_f C_{pf}}{k_f} \right)^{0.4} \left(\frac{k_f}{D} \right) F \quad (3-8)$$

En esta ecuación x es la fracción másica del vapor, conocida como calidad estática o simplemente calidad definida más adelante en la ecuación 4-14. El factor de Reynolds (F) se calcula usando la correlación de Lockhart-Martinelli.

$$F = \begin{cases} 1 & \frac{1}{X_{tt}} \leq 0.1 \\ 2.35 \left(0.213 + \frac{1}{X_{tt}} \right)^{0.736} & \frac{1}{X_{tt}} > 0.1 \end{cases} \quad (3-9)$$

donde

$$\frac{1}{X_{tt}} = \left(\frac{x}{1-x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_g}{\mu_f} \right)^{0.1} \quad (3-10)$$

donde:

ρ_f es la densidad del líquido [kg/m³]

ρ_g es la densidad del vapor [kg/m³]

μ_f es la viscosidad del líquido [kg/m s]

μ_g es la viscosidad del vapor [kg/m s]

El término de ebullición nucleada se obtiene multiplicando la correlación de Foster-Zuber por un factor de supresión S :

$$h_{NB} = S(0.00122) \left[\frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_l^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \right] \left[\frac{h_{fg}}{T_{sat} v_{fg}} \right]^{0.75} (T_c - T_{sat})^{0.24} (P(T_c) - P(T_{sat}))^{0.75} \quad (3-11)$$

donde:

σ es la tensión superficial,

h_{fg} es la entalpía de vaporización [J/Kg],

v_{fg} es el volumen específico de vaporización en [m³/Kg].

El término de supresión S cuantifica el efecto de ebullición turbulenta y es función del número de Reynolds en dos fases:

$$S = \frac{1}{1 + 2.53 \times 10^{-6} R_{tp}^{1.17}} \quad (3-12)$$

en donde

$$R_{tp} = RF^{1.25} \quad (3-13)$$

3.2.4 Ebullición en transición (Región 4)

Esta región corresponde a la comprendida entre el punto de flujo de calor crítico CHF y el punto mínimo de ebullición de película MFB (Puntos C y D respectivamente de la Figura 3-1). Esta zona presenta un flujo de líquido intermitente en la superficie calentada, por lo que se convierte en una región inestable, donde el coeficiente de transferencia de calor es la suma de las contribuciones de la fase líquida y la fase vapor. La obtención de este valor no se encuentra dentro de los objetivos del código desarrollado. Las regiones 4, 5 y 6 no corresponden a la operación normal de un BWR, por lo que aquí no es de interés su análisis.

CAPÍTULO 4

TERMOHIDRÁULICA DE UN BWR.

Con el fin de describir el comportamiento de la termohidráulica del núcleo de un reactor es necesario resolver las ecuaciones de balance de masa, energía y momento. Dichas ecuaciones son resueltas primeramente considerando un canal de refrigerante representativo del núcleo con un diámetro equivalente, donde el fluido se mueve de forma ascendente y tiene una sola entrada en la base del canal. La solución se realiza para estado estacionario, condición que también aplica para las ecuaciones de transporte de calor en el combustible y el encamisado.

Para propósitos del modelado el canal se divide en nodos axiales, los parámetros que se determinan en cada nodo son: la fracción de vacíos (α), los flujos de fluido (W), las entalpías del líquido (h_l) y de vapor (h_v) y la temperatura del moderador (T_m).

4.1 Ecuaciones de conservación

El modelado del comportamiento del núcleo se logra usando un modelo propuesto de cuatro ecuaciones: dos de balance de masa, una para la fase líquida y una para la fase vapor, una ecuación de conservación de energía para la mezcla y una para la ecuación de momento para la mezcla.

El canal promedio se divide en nodos axiales de longitud ΔZ , en los cuales se calculan los parámetros termohidráulicos como se muestra en la Figura 4-1.

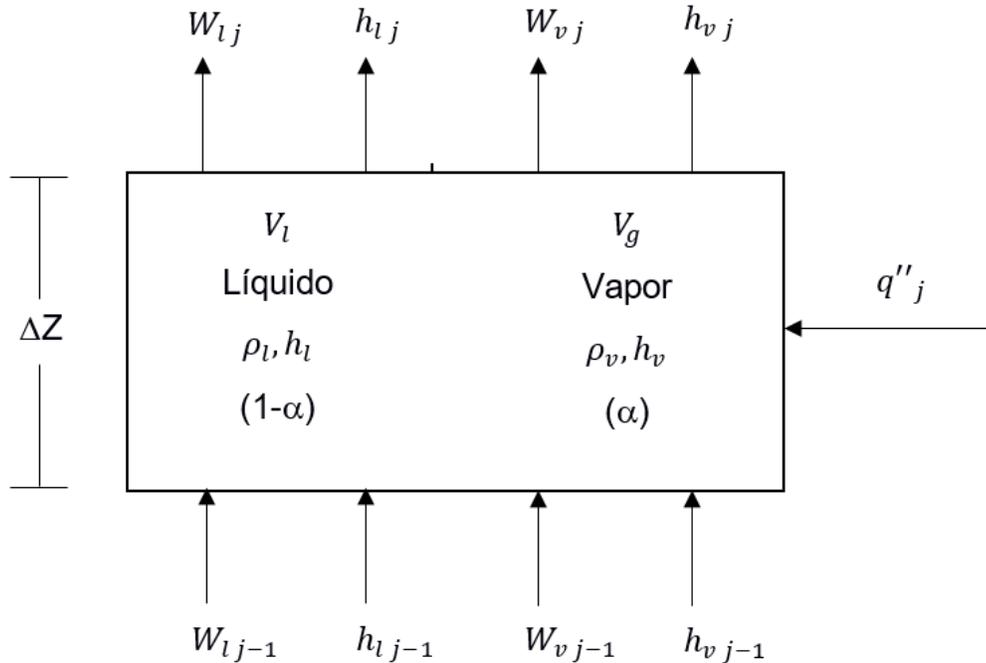


Figura 4-1 Diagrama esquemático de un nodo bifásico típico[6]

La solución al conjunto de ecuaciones que rigen la termohidráulica del núcleo hace uso de las siguientes suposiciones:

- Se considera un sistema unidimensional.
- Se supone un canal promedio representativo del núcleo reactor, de un conjunto de ensambles o un canal por ensamble.
- En ebullición subenfriada, se asume que el vapor se encuentra saturado a la presión del reactor y el líquido está subenfriado (no existe equilibrio termodinámico).
- Se considera un área de sección transversal uniforme a lo largo del canal de flujo, es decir, no hay variaciones del diámetro equivalente del canal considerado.
- Se supone equilibrio mecánico entre las fases ($P = P_v = P_l$).

La conducción de calor longitudinal en el flujo del refrigerante, las energías cinética y potencial, así como la disipación viscosa se desprecian en la ecuación de conservación de energía.

4.1.1 Formulación de las ecuaciones de flujo en una dimensión

A lo largo de este capítulo, el subíndice l se referirá a la fase líquida, v , a la fase vapor y m , a la mezcla de ambas fases. Las ecuaciones de transporte de masa, momento y energía son las siguientes:

Masa:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial G_m}{\partial z} = 0 \quad (4-1)$$

donde:

$$\rho_m = \rho_v \alpha + \rho_l (1 - \alpha) \quad (4-2)$$

$$G_m = \rho_v \alpha v_{vz} + \rho_l (1 - \alpha) v_{lz} \quad (4-3)$$

el término α es la fracción de vacíos definida por la ecuación 4-17, y v la velocidad.

Momento:

$$\frac{\partial G_m}{\partial t} + \frac{\partial G_m^2}{\partial z \rho_m^+} = \frac{-\partial p}{\partial z} - \frac{1}{A_z} \int_{P_z} \tau_w dP_z - \rho_m g \cos \theta \quad (4-4)$$

donde θ es el ángulo en la dirección z con el eje coincidente con la línea central del canal, τ_w es el esfuerzo cortante en la pared, A_z el área de flujo y ρ_m^+ se conoce como densidad dinámica de la mezcla definida:

$$\frac{1}{\rho_m^+} \equiv \frac{1}{G_m^2} [\rho_v \alpha v_{vz}^2 + \rho_l (1 - \alpha) v_{lz}^2] \quad (4-5)$$

Energía:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m h_m - p) + \frac{\partial}{\partial z} (G_m h_m^+) = q_m''' - \frac{1}{A_z} q_w''' P_w + \frac{G_m}{\rho_m} \left(F_{wz}''' + \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (4-6)$$

donde:

$$h_m = \frac{\alpha \rho_v h_v + \rho_l (1 - \alpha) h_l}{\rho_m} \quad (4-7)$$

$$h_m^+ = \frac{\alpha \rho_v h_v v_{vZ} + \rho_l (1 - \alpha) h_l v_{lZ}}{G_m} \quad (4-8)$$

$$F_{wz}''' = \frac{1}{A_z} \int_{P_z} \tau_w dP_z \quad (4-9)$$

Los términos para un área vertical en el canal constante, y bajo la condición de equilibrio mecánico, las ecuaciones de masa, momento y energía toman la forma:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial G_m}{\partial z} = 0 \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial G_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G_m^2}{\rho_m^+} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{f G_m |G_m|}{2D_e \rho_m} - \rho_m g \cos \theta \quad (4-11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_m h_m - p) + \frac{\partial}{\partial z} (h_m^+ G_m) = \frac{q'' P_h}{A_z} + \frac{G_m}{\rho_m} \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{f G_m |G_m|}{2D_e \rho_m} \right) \quad (4-12)$$

4.1.2 Definición la fracción de vacíos, calidad y coeficiente de deslizamiento

La fracción de vacíos puede definirse como:

$$\alpha = \frac{V_k}{V} \quad (4-13)$$

Donde V_k es el volumen que ocupa la fase de interés, (en este caso el vapor), y V es el volumen total del fluido. La calidad es un concepto semejante pero expresado en términos de masa:

$$x = \frac{m_v}{m_v + m_l} \quad (4-14)$$

donde m es la masa en [Kg]. Cuando las fases se encuentran en equilibrio termodinámico, esta variable se llama calidad en equilibrio y se calcula:

$$x_e = \frac{h_m^+ - h_f}{h_g - h_f} \quad (4-15)$$

donde h_g y h_f son las entalpías específicas de vapor y líquido.

Es posible relacionar la fracción de vacíos en cualquier posición axial con la calidad del flujo (x). Esto se logra definiendo una relación entre la velocidad del vapor $v_{v,i}$ y la velocidad del líquido $v_{l,i}$ conocido como coeficiente de deslizamiento y definido para la dirección i como:

$$S_i = \frac{v_{v,i}}{v_{l,i}} \quad (4-16)$$

Para un flujo unidimensional en dos fases a través de un canal caliente, la siguiente ecuación relaciona la calidad y el coeficiente de deslizamiento con la fracción de vacíos [7]

$$\alpha = \frac{x}{S(1 - \eta) + x(1 - S(1 - \eta))} \quad (4-17)$$

donde:

$$\eta = \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f} \quad (4-18)$$

El cociente, S , requerido en la ecuación 4-17 es calculado usando la correlación de Bankoff determinada por Jones [8]:

$$S = \frac{1 - \alpha}{k_s - \alpha + (1 - k_s)\alpha^r} \quad (4-19)$$

donde k_s y r son expresiones dependientes de la presión:

$$k_s = 0.71 + 1.2865 \times 10^{-3} p \quad (4-20)$$

$$r = 3.33 - 2.56021 \times 10^{-3} p + 9.30610 \times 10^{-5} p^2 \quad (4-21)$$

La Figura 4-2 representa el mismo fenómeno de las Figuras 3.1, 3.2, 3.3, mostrando las zonas importantes del comportamiento de la fracción de vacíos en función de la posición Z para las zonas de ebullición subenfriada y ebullición saturada.

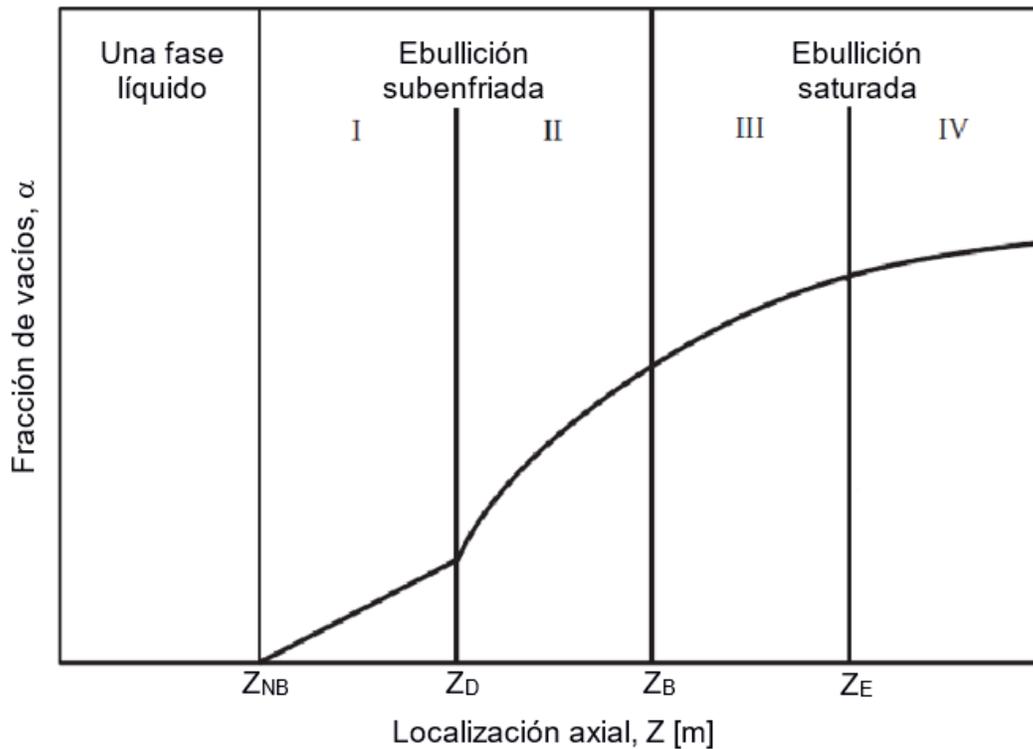


Figura 4-2 Fracción de vacíos en función de la posición

El punto Z_{NB} marca el inicio de la ebullición, las burbujas se generan en la superficie del canal y colapsan sin desprenderse, por lo que no hay una producción neta de vapor y la fracción de vacíos es tan pequeña que se puede despreciar (zona I). A medida que la temperatura media del refrigerante aumenta también crece la posibilidad de que las burbujas permanezcan, a partir del punto Z_D las burbujas se separan de la pared y condensan a medida que se mueven por el refrigerante, como lo muestra la Figura 4-2, la fracción de vacíos crece significativamente (zona II). Hasta este punto la temperatura media del refrigerante está por debajo de la saturación: $T_m < T_{sat}$. La zona III es cuando el fluido ha alcanzado la temperatura de saturación ($z=Z_B$), a partir de este punto las burbujas no colapsan y la fracción de vacíos sigue aumentando hasta el punto Z_E , donde inicia la zona IV, y las condiciones de no equilibrio térmico se han perdido

4.2 Flujo en dos fases para estado estacionario en un canal calentado bajo condiciones de no equilibrio.

La condición de no equilibrio significa que las fases se encuentran a diferentes temperaturas y tienen diferentes velocidades. Esencialmente la región de la fase líquida y las regiones I, II y III de la Figura 4-2 pueden existir a lo largo del canal, dependiendo del flujo de calor y de las condiciones a la entrada del refrigerante.

La forma en que el código encuentra estos diferentes puntos es de forma iterativa y haciendo uso de las características de cada región que se describen a continuación:

a. Punto de inicio de la ebullición subenfriada Z_{NB}

La posición axial donde inicia la ebullición, Z_{NB} , se puede determinar usando los coeficientes de transferencia de calor de una sola fase y de ebullición nucleada. Antes que la ebullición nucleada ocurra, la temperatura de la pared está gobernada por el coeficiente de transferencia de calor de una fase. Una vez que inicia la ebullición la temperatura de la pared es gobernada por la correlación de la ebullición subenfriada.

El cálculo de la calidad en esta región está dado por la relación de Levy [5]:

$$x(z) = x_e(z) - x_e(Z_D) \exp \left[\frac{x_e(z)}{x_e(Z_D)} - 1 \right] \quad (4-20)$$

b. Punto de transición hacia la ebullición con generación neta de vapor Z_D .

Saha y Zuber postularon que este punto es controlado hidrodinámica y térmicamente. Así para flujos másicos bajos la condensación está gobernada por un proceso de transferencia de calor [6] para el que se utiliza el número de Nusselt:

$$Nu = \frac{q'' D_H}{k_f (T_{sat} - T_D)} \quad (4-21)$$

mientras que para altos flujos el proceso es controlado tanto por la transferencia de calor como por la hidrodinámica, el número de interés para este caso es el de Stanton

$$St = \frac{q''}{G C p_f (T_{sat} - T_D)} \quad (4-22)$$

Por definición el número de Peclet:

$$Pe = \frac{Nu}{St} = \frac{G D_H C p_f}{k_f} \quad (4-23)$$

Experimentalmente se ha encontrado

para $Pe < 7 \times 10^4$

$$(Nu)_D = 455 \sqrt{T_{sat} - T_{bulk,D}} = 0.0022 \left(\frac{q'' D_H}{k_f} \right) \quad (4-24)$$

para $Pe < 7 \times 10^4$

$$(St)_D = 0.0065 \sqrt{T_{sat} - T_{bulk,D}} = 154 \left(\frac{q''}{G D_H C p_f} \right) \quad (4-25)$$

c. Punto de transición hacia la ebullición saturada Z_B

Este punto se obtiene a través de un método iterativo en la subrutina `idregs.for`.

4.2.1 Componentes de la caída de presión

La caída de presión total a través del canal se puede obtener sumando las contribuciones de cada región axial

$$\Delta p = \Delta p_{1\phi_l} + \Delta p_{SCB} + \Delta p_{BB} + \Delta p_{1\phi_v} \quad (4-26)$$

donde

$\Delta p_{1\phi_l}$ caída de presión en la región de una sola fase líquida

Δp_{SCB} caída de presión en la región de subenfriamiento

Δp_{BB} caída de presión en la región de ebullición

$\Delta p_{1\phi_v}$ caída de presión en la región una sola fase vapor

Para estado estacionario en un área constante de canal, es posible simplificar la ecuación 4-4 como:

$$-\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G_m^2}{\rho_m^+} \right) + \frac{1}{A_z} \int_{P_z} \tau_w dP_z - \rho_m g \cos\theta \quad (4-27)$$

En esta ecuación la variación radial de p dentro de la sección transversal se asume despreciable. La ecuación 4-28 la velocidad o el cambio de la presión estática en el canal como la suma debido a la aceleración, fricción y gravedad.

$$\frac{-dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{acc} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{fricc} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{gravity} \quad (4-28)$$

donde

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{acc} = \frac{d}{dz} \left(\frac{G_m^2}{\rho_m^+} \right) \quad (4-29)$$

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{fricc} = \frac{1}{A_z} \int_{P_z} \tau_w P_z \quad (4-30)$$

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{gravity} = \rho_m g \cos\theta \quad (4-31)$$

Para obtener la caída de presión se integra desde z_{in} hasta z_{out} la ecuación 4-28:

$$\Delta p = \Delta p_{acc} + \Delta p_{fricc} + \Delta p_{gravity} \quad (4-32)$$

donde:

$$\Delta p_{acc} = \left(\frac{G_m^2}{\rho_m^+} \right)_{out} - \left(\frac{G_m^2}{\rho_m^+} \right)_{in} \quad (4-33)$$

$$\Delta p_{fric} = \frac{1}{A_z} \int_{z_{in}}^{z_{out}} \tau_w P_z dz \quad (4-34)$$

$$\Delta p_{gravity} = \int_{z_1}^{z_2} \rho_m g \cos \theta dz \quad (4-35)$$

Donde z_1 y z_2 pueden tomar valores de 0, Z_{SC} , Z_{BB} o H. Para la región de no ebullición, ρ_m es dada por la densidad del fluido en fase líquida, ρ_l , evaluado a la temperatura local del refrigerante; para la región de ebullición de subenfriamiento, ρ_m es evaluada a la temperatura promedio $T(Z_{SC})$ y $T(Z_{BB})$, y para la región de ebullición de bulto ρ_m toma los valores de densidad del líquido saturado a la presión de operación.

La caída de presión por aceleración para la región de no ebullición está dada

$$\Delta P_{acc} = G_m^2 \left(\frac{1}{\rho_{z_{SC}}} - \frac{1}{\rho_{z=0}} \right) \quad (4-36)$$

Para la región de ebullición de subenfriamiento

$$\Delta P_{acc} = G_m^2 \left(\frac{1}{\rho_{z_{BB}}} - \frac{1}{\rho_{z_{SC}}} \right) \quad (4-37)$$

Y para la región de ebullición saturada

$$\Delta P_{acc} = G_m^2 \left(\left[\frac{(1-x)}{(1-\alpha)\rho_f} + \frac{x}{\alpha\rho_g} \right]_{z_H} - \left[\frac{(1-x)}{(1-\alpha)\rho_f} + \frac{x}{\alpha\rho_g} \right]_{z_{BB}} \right) \quad (4-38)$$

donde Z_H representa la caída del canal

El componente de caída de presión por fricción es programado con

$$\Delta p_{fric} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{f G_m^2}{2 \rho_m D_e} dz \quad (4-39)$$

donde para la región de no ebullición el factor f se calcula con la correlación Darcy-Weisbach [7].

$$f = 0.316 R^{-0.25} \quad (4-40)$$

El multiplicador de Martinelli-Nelson para dos fases es usado para calcular la caída de presión para flujo en dos fases. Jones aproxima los datos experimentales con el siguiente polinomio [7], válido para calidades menores o iguales a 0.70:

$$\phi^2 = \exp\left(\sum_{i=1}^4 a_i [\log(100x + 1)]^i\right) \quad (4-41)$$

donde

x es la calidad en la corriente

$$a_i = \sum_{j=1}^8 b_{ij} p_j$$

$$p_1 = 1; p_2 = 1.42234 \times 10^{-2}; p_j = p_2 p_{j-1}, 3 \dots 8$$

p_1 ≡ presión del sistema en Kg/cm².

b_{ij} = elementos de la matriz para los coeficientes B , dado por

$$B = \begin{bmatrix} 2.5448316000 & -0.5175675200 & 0.1019395600 & -0.0080606798 \\ -7.8896201000 & 1.9550200000 & -0.3723378500 & 0.0261608760 \\ 15.5758700000 & -0.9688616400 & -0.1902568500 & 0.0602887250 \\ -17.3409060000 & -4.6120079000 & 2.2654839000 & -0.3242687100 \\ 10.4098420000 & 8.4910340000 & -3.4925414000 & 0.4655384700 \\ -3.2044877000 & -5.9583098000 & 2.3299085000 & -0.3033348200 \\ 0.4248480500 & 1.8989183000 & -0.7253497300 & 0.0933798340 \\ -0.0108048710 & -0.2286768000 & 0.0861698470 & -0.0110219150 \end{bmatrix}$$

CAPÍTULO 5

DESCRIPCIÓN Y VALIDACIÓN DEL CÓDIGO TERMOHIDRÁULICO

Debido a la gran cantidad de ensambles de combustible en el núcleo del reactor, el análisis termohidráulico de cada canal de flujo de refrigerante representa una carga computacional elevada si se considera cada ensamble de combustible individualmente. Una forma de simplificar el cálculo es mediante el agrupamiento de ensambles de combustible de características similares, lo que resulta en un conjunto denominado canal termohidráulico. Para que la representación de un grupo de ensambles mediante un canal termohidráulico sea congruente es necesario establecer reglas o criterios de selección de ensambles combustible que formarán parte del agrupamiento. Estos criterios se centran básicamente en las características físicas de los componentes del ensamble, del nivel de potencia térmica del ensamble y de su ubicación en el núcleo del reactor.

El elemento básico con el cual se construye un canal termohidráulico consiste en un canal genérico, el cual se adecúa al transferirle datos de operación como área de flujo total, potencia generada, perfil axial de potencia, entre otros parámetros. Cada canal termohidráulico tiene asociado un número de ensambles de combustible, y se obtiene un promedio del perfil axial de vacíos ponderado con el perfil axial de potencia.

5.1 Proceso termohidráulico

El estado estacionario se obtiene al imponer como condición de frontera la misma caída de presión para todos los canales. Esta condición se satisface al iterar sobre el flujo de refrigerante en cada canal para igualar la caída de presión en todos los canales.

A continuación, se describe de manera resumida el proceso del cálculo termohidráulico basado en la convergencia de la caída de presión de todos los canales,

el perfil de potencia axial asociado a cada canal, la transferencia de calor del combustible y su encamisado, así como el cálculo del coeficiente de transferencia de calor de la barra de combustible hacia el refrigerante.

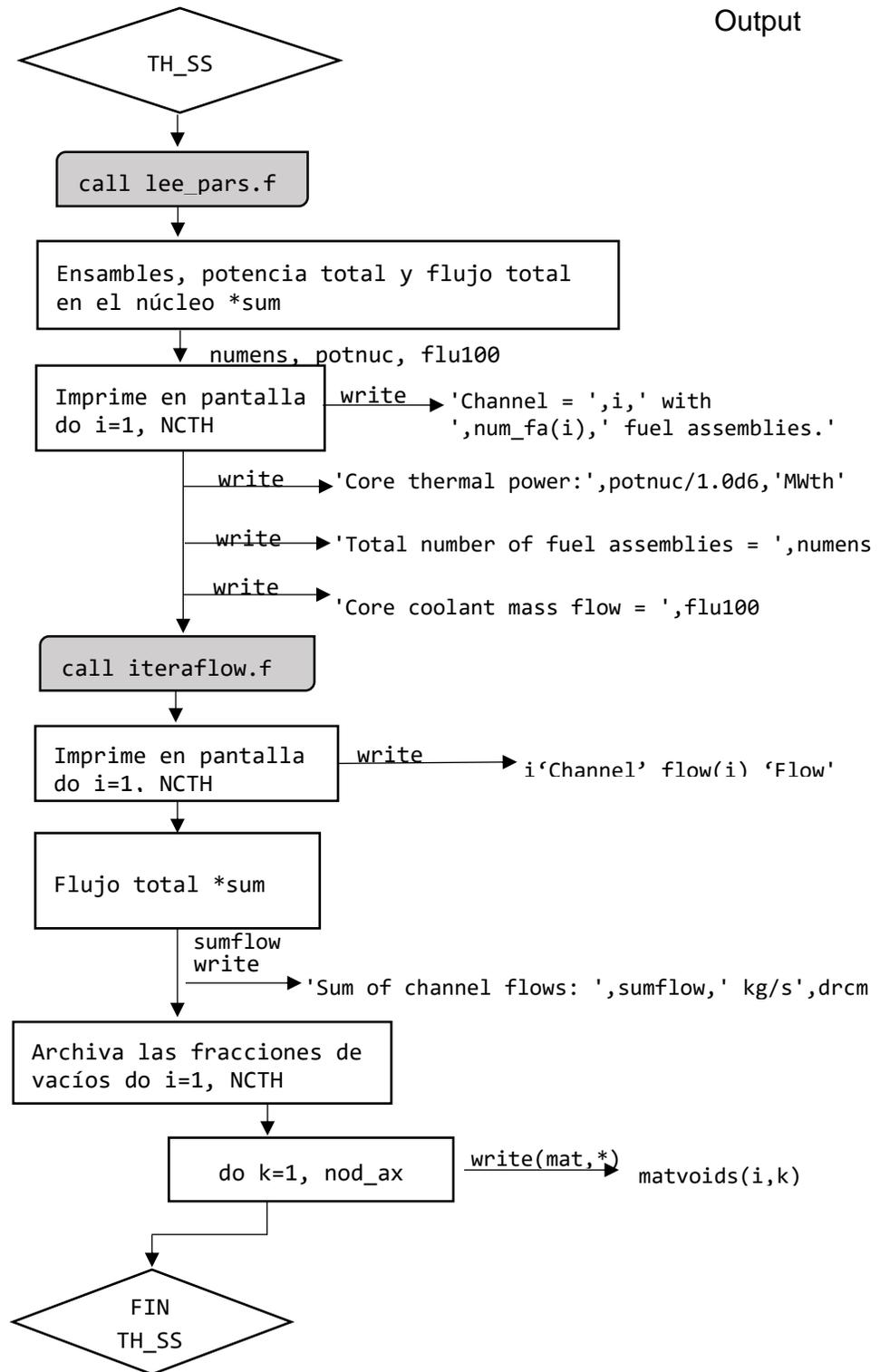
El código termohidráulico TH_SS.for es un extracto de código escrito en lenguaje FORTRAN 90/95 basado en el código descrito en la referencia [7], el cual fue desarrollado originalmente en lenguaje C/C++. El extracto consiste en utilizar únicamente la parte de estado estacionario del modelo termohidráulico, mientras que la parte de potencia térmica se utiliza a partir de datos del perfil de potencia axial inicial para cada canal.

El código tiene una rutina principal TH_SS.for, con cinco subrutinas idregs.for, steadyst.for, mdot_ss.for, lee_pars.for, iteraflow.for. Cada una de estas partes se describe a continuación con un diagrama de flujo. Los inputs representan las variables que se calculan dentro de las mismas subrutinas antes de iniciar cualquier ciclo iterativo, obtención de vectores u otro algoritmo de cálculo, las variables que son el objetivo de cálculo en cada subrutina aparecen como outputs. Los vectores y parámetros que se calculan, pero sólo se utilizan en la misma subrutina aparecen justo debajo de la parte en que son calculados. Dentro de los diagramas de flujo aparecen precedidas con un asterisco las funciones utilizadas con tal frecuencia que se optó por codificarse en una subrutina llamada f_void.for. Debido a la simplicidad de dichas funciones no se detallan en este trabajo, su algoritmo se encuentra descrito en la memoria de cálculo de los capítulos anteriores. De forma similar, existen otras dos subrutinas, tablasv.for y numrecc.for, la primera usada para obtener ciertas propiedades del refrigerante como temperatura de saturación, volumen específico, entalpía y demás propiedades del fluido que se requieran, y se recurre a ella muy frecuentemente en todo el código; la segunda contiene algunos algoritmos matemáticos, principalmente interpolaciones o parámetros estadísticos, extraídos de una librería para FORTRAN, así, también se omite señalar en los diagramas de flujo dónde son utilizadas.

La rutina principal TH_SS.for esta resumida en el siguiente diagrama de flujo:

Input

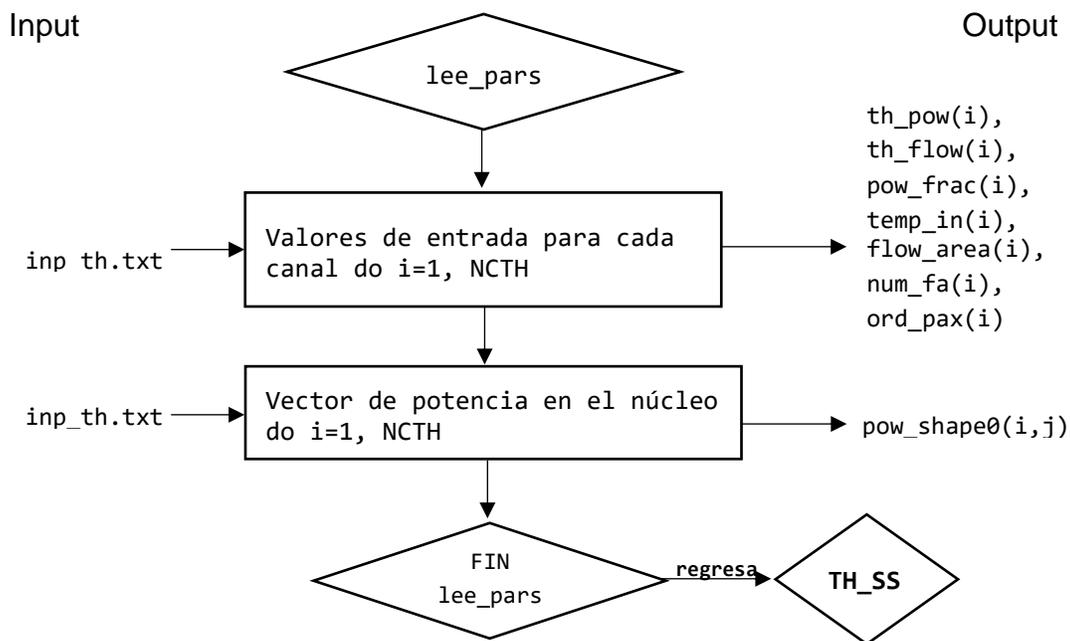
Output



Las subrutinas se describen a continuación.

lee_pars.for: Para cada canal i , esta subrutina lee el siguiente conjunto de variables:

- th_pow(i): Potencia térmica total en el canal.
- th_flow(i): Flujo del refrigerante a través del canal.
- pow_frac(i): Fracción de potencia del canal relativa a la potencia térmica total.
- temp_in(i): Temperatura del refrigerante a la entrada del canal.
- flow_area(i): Área de flujo del refrigerante en el canal.
- num_fa(i): Número de ensambles asignados al canal.
- pow_shape0(i, j): Conjunto de puntos que representan el perfil axial de potencia en el canal.



`iteraflow.for`: Usando una variable llamada `absoluto`, el proceso iterativo en esta subrutina llama a la subrutina `mdot_ss.for` para calcular la caída de presión en cada canal. El paso siguiente es comparar las caídas de presión de cada canal para preguntar si al finalizar el proceso iterativo se cumplen criterios de convergencia asignados. Mientras los criterios de convergencia no se cumplan, la siguiente iteración llama de nuevo a `mdot_ss.for` para cada canal, con el fin de obtener las nuevas caídas de presión y flujos de refrigerante en cada canal. Los resultados finales de la subrutina `iteraflow.for` son las temperaturas axiales en el combustible y en el encamisado, el flujo de refrigerante por canal y el último cálculo de la caída de presión que converge.

Para cada arreglo de canal, el estado estacionario se obtiene iterando el flujo de refrigerante en cada canal hasta obtener la misma caída de presión en cada uno de ellos. Esta iteración consiste en la corrección del flujo definido por la desviación de la caída de presión de canal con respecto al promedio de todos los canales.

$$G_i^{k+1} = G_i^k + wG_i^k \left(\frac{\bar{P}^k - P_i^k}{P_i^k} \right) \quad (5-1)$$

Donde G_i es el flujo para el canal i , el índice k representa el número de iteración, w es una longitud arbitraria para controlar la convergencia, y \bar{P}^k es la caída de presión promedio en la iteración k , obtenida como

$$\bar{P}^k = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_i^k \quad (5-2)$$

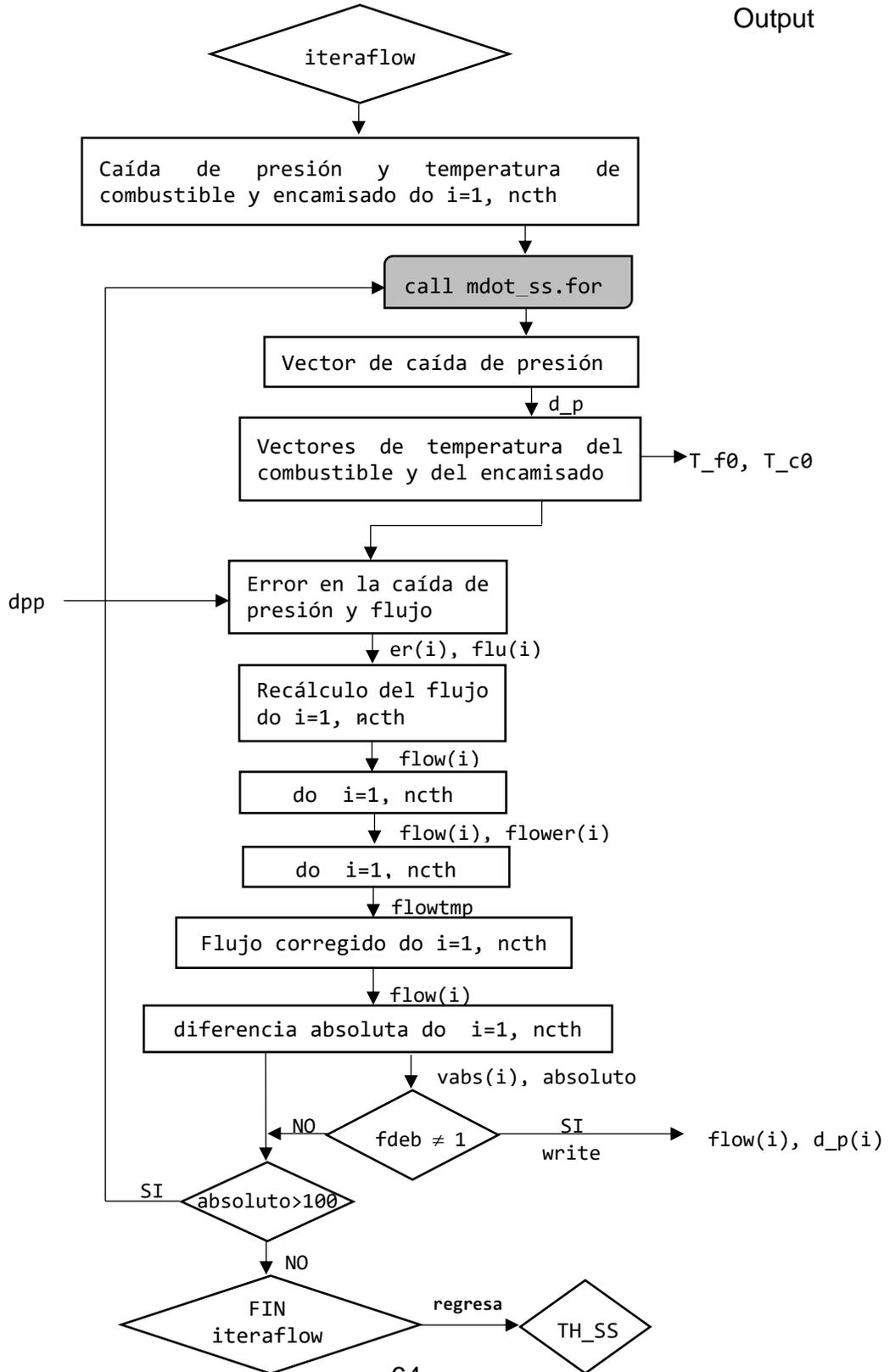
La convergencia se alcanza cuando la siguiente relación se cumple

$$\sum_{i=1}^N |\bar{P}^k - P_i^k| < \varepsilon \quad (5-3)$$

El siguiente diagrama muestra el algoritmo de cálculo de la subrutina iteraflow.for:

Input

Output



`mdot_ss.for`, para cada canal se realiza el siguiente proceso:

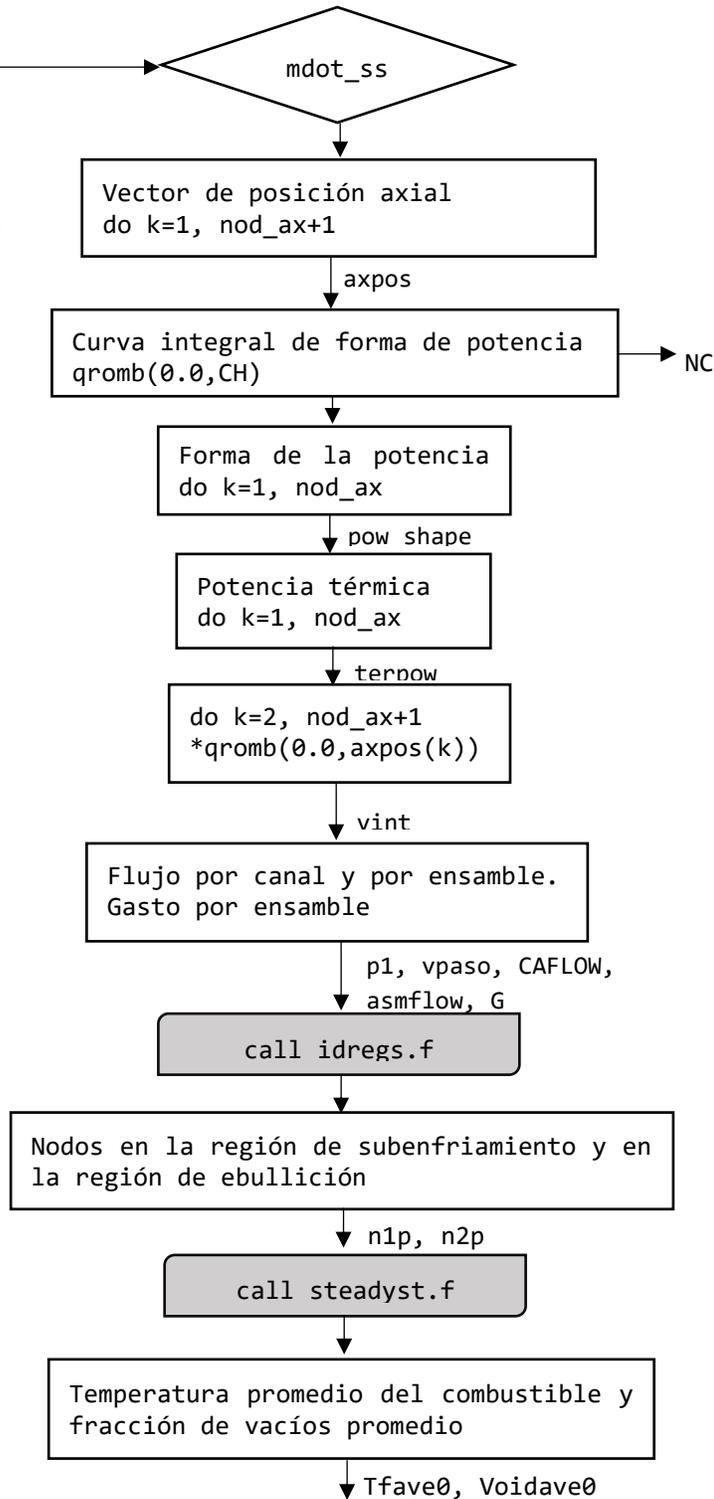
- i. Con la presión del sistema del reactor y la temperatura del refrigerante a la entrada del canal se calcula la entalpía de entrada haciendo uso de la función $h_{sub}(P, T)$.
- ii. El vector de posiciones axiales se calcula con DZ (tamaño uniforme de cada nodo axial). Usando la función $q_{romb}(\theta, CH)$ se calcula la potencia integrada para la altura total del canal, asignando el resultado a $NC(m)$ para cada canal m .
- iii. El perfil axial de potencia se calcula usando el vector $pow_shape\theta$ obtenido con la lectura de la subrutina `lee_pars`.
- iv. Para cada canal se calcula una potencia lineal promedio por barra ("pin") en cada nodo y se asigna al vector $p1(m)$.
- v. La subrutina `idregs.for` se usa entonces para calcular los regímenes axiales de flujo en el canal, dando las longitudes axiales para el flujo en una fase y para el flujo en dos fases
- vi. Después se utiliza la subrutina `steadyst.for` para calcular la caída de presión correspondiente a cada canal, entre otras variables como la densidad del refrigerante a la entrada del canal, el promedio de la fracción de vacíos y la temperatura promedio del combustible; finalmente, se genera una matriz del perfil de fracción de vacíos en todo el núcleo.

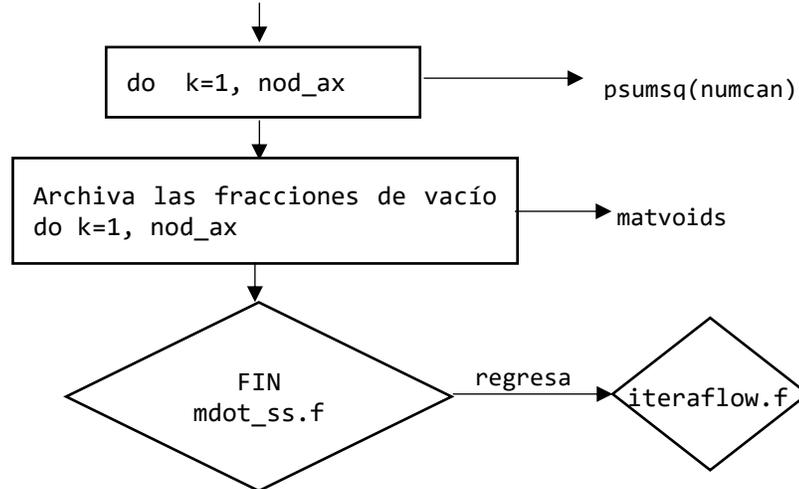
El siguiente diagrama muestra el algoritmo de cálculo de la subrutina mdot_ss.for:

Input

Ping, Pmet, Pref,
 POW, tempin, H_IN,
 AFLOW, NFA, CH, a,
 b, ordpax, hgap,
 hgap, rpa,
 kgrodo2, kgrodzr2,
 L, FAPOWER, asmfa,
 De, Deh, DOP, DZ

Output





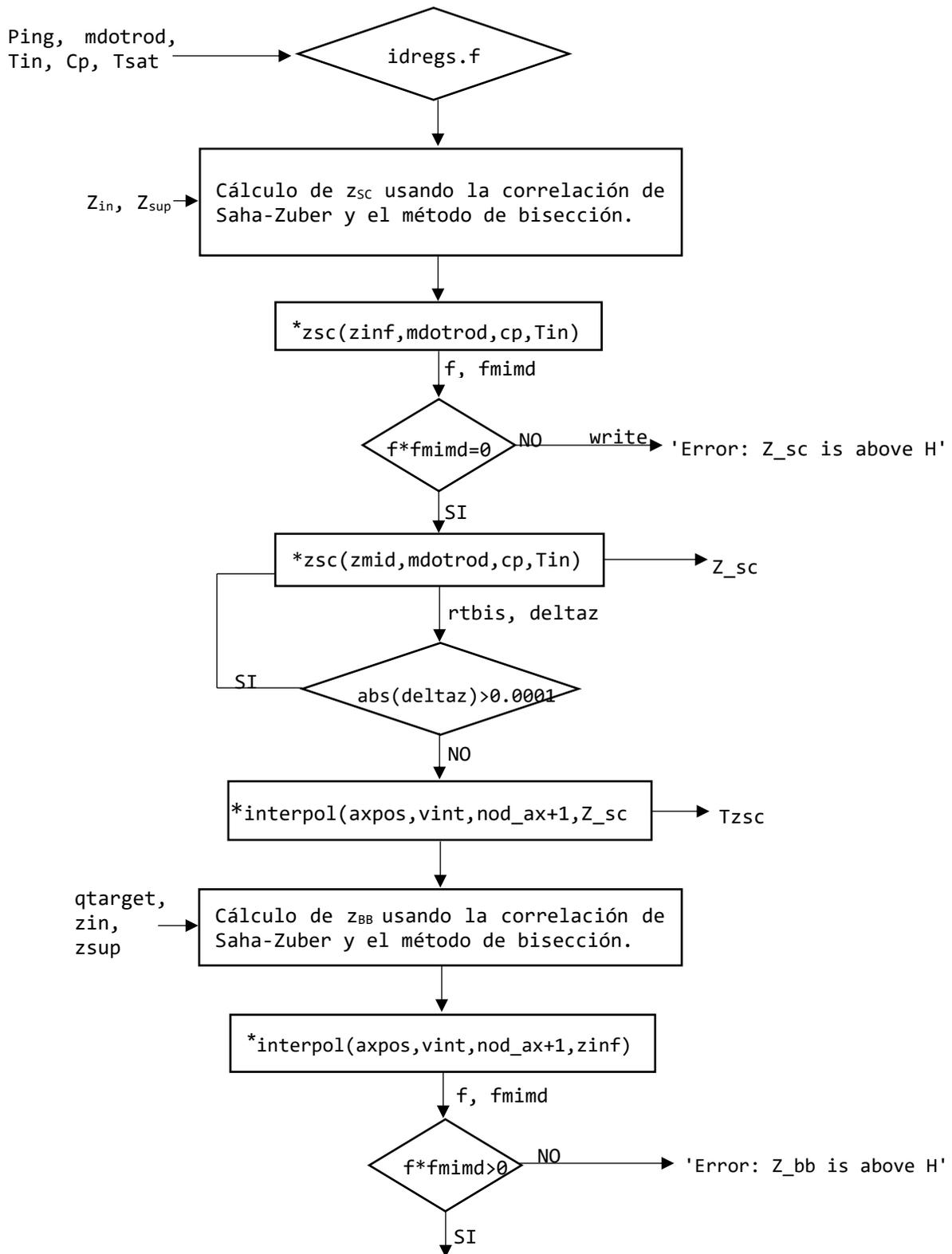
idregs.for: Con el fin de obtener las longitudes axiales para flujo en una fase y en dos fases, esta subrutina comienza calculando la temperatura del líquido subenfriado mediante la función `tsub()`, la capacidad calorífica con la función `liqsat()`, y la temperatura de saturación con la función `satsteam()`. Entonces, se ejecuta un proceso para calcular longitudes finitas axiales de flujo del refrigerante subenfriado y en ebullición usando la potencia integrada y la generación lineal de potencia por barra. El resultado final son Z_{sc} , Z_{bb} y las correspondientes temperaturas T_{zsc} y T_{zbb} .

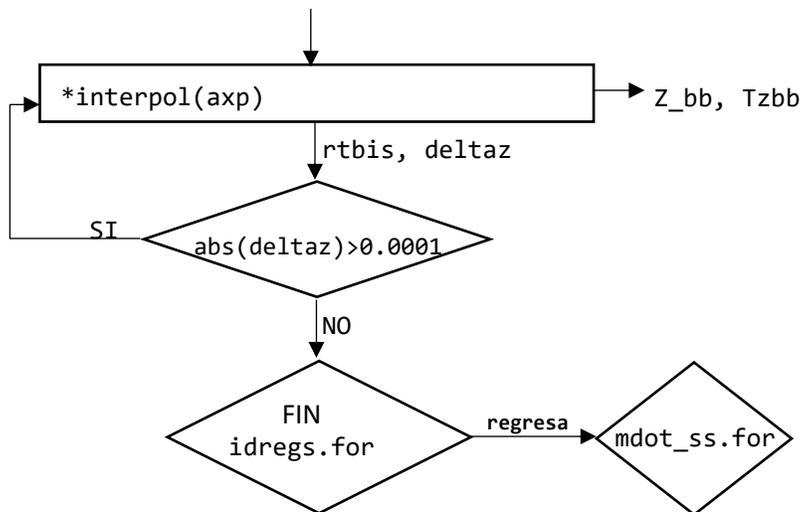
steadyst.for: El cálculo de las variables de estado estacionario comienza asumiendo temperaturas iniciales del combustible y del encamisado T_{fin} y T_{cin} . Usando la presión del sistema del reactor, se calculan las diferentes entalpías y las densidades (h_f , h_g , h_{fg} , ρ_{hf} , ρ_{hg}) con la función `satsteam()`. Con estas variables así calculadas, un recorrido axial de cálculo se efectúa para generar las calidades termodinámicas de la mezcla y las entalpías, considerando la potencia térmica lineal. El siguiente paso es calcular la calidad de equilibrio x_{ezsc} en el punto superior de la longitud de subenfriamiento $n1p(m)$. Considerando entonces una calidad cero del refrigerante se calculan las temperaturas de bulbo para todos los nodos en la región subenfriada; y comenzando con x_{ezsc} y calidad x de la mezcla se calcula la temperatura de bulbo en refrigerante para la región en ebullición, del nodo $n1p$ al $n2p$.

Previo al cálculo del perfil de la fracción de vacíos, se asume que ésta es igual al perfil de la calidad de la mezcla y T_{bulk} se fija igual a T_{sat} para la región comprendida entre el intervalo $n2p$ y el tope del canal que se está calculando. Así, un proceso iterativo es usado para calcular la fracción de vacíos real en cada nodo del canal con el uso del coeficiente de deslizamiento S , mediante las funciones `slip()` y `voidf()`.

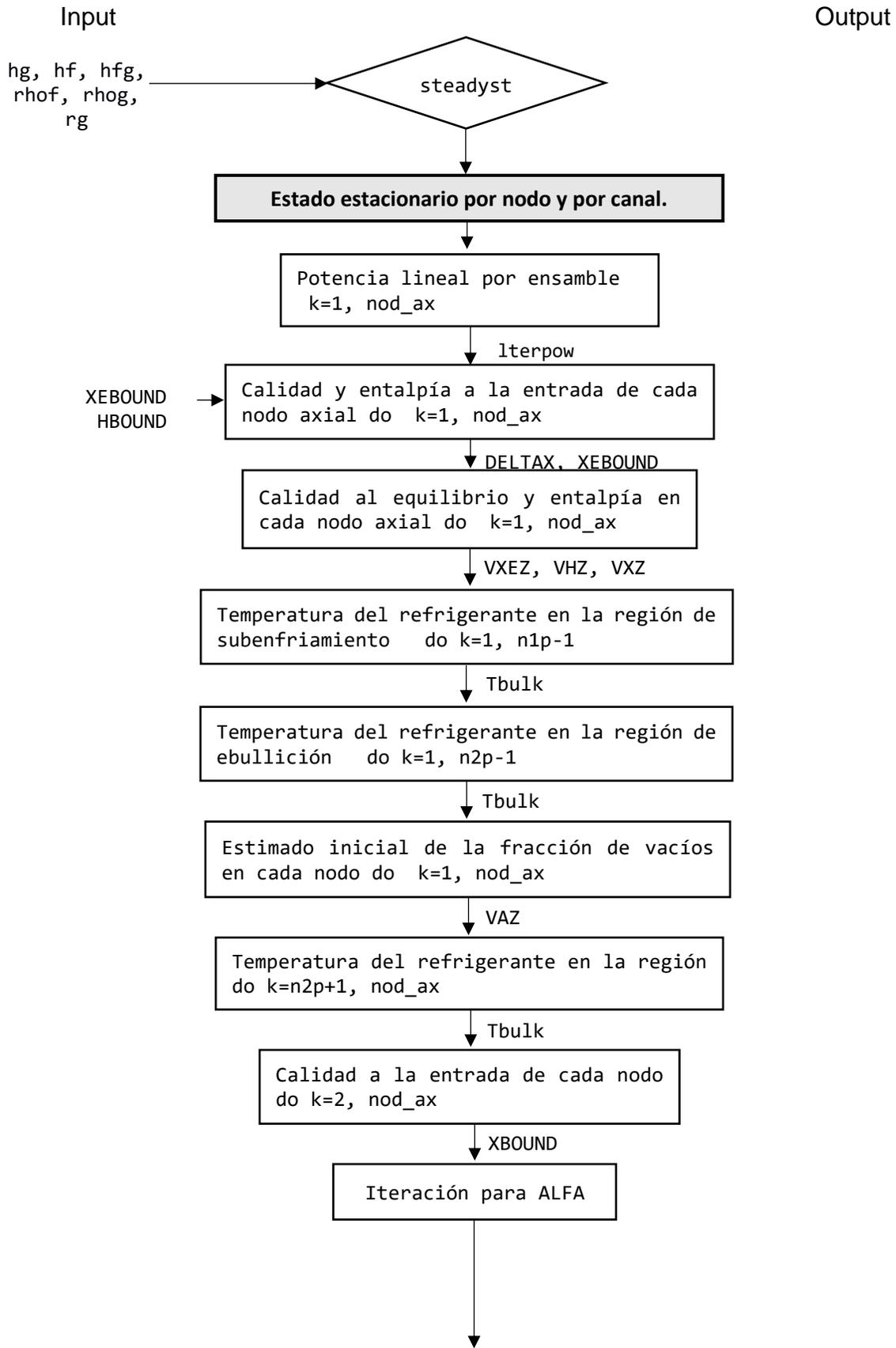
La parte final de todo el proceso en el cálculo de `steadyst` es obtener las temperaturas en estado estacionario $T_f(z)$ y $T_c(z)$, así como la conductividad térmica desde el combustible al encamisado, y del encamisado al refrigerante. Para cada nodo axial los coeficientes de conductividad térmica del combustible y del encamisado se calculan con las funciones `kuo2()` y `kzr2()` respectivamente. Para el cálculo final del coeficiente de transferencia de calor h desde las barras de combustible al refrigerante se aplican las correspondientes correlaciones de Chen o Dittus-Bolter dependiendo del régimen de flujo a lo largo del canal termohidráulico. En resumen, los resultados finales son la obtención axial de T_f , T_c , fracciones de vacío, y densidades de la mezcla; flujos en cada canal y la correspondiente caída de presión.

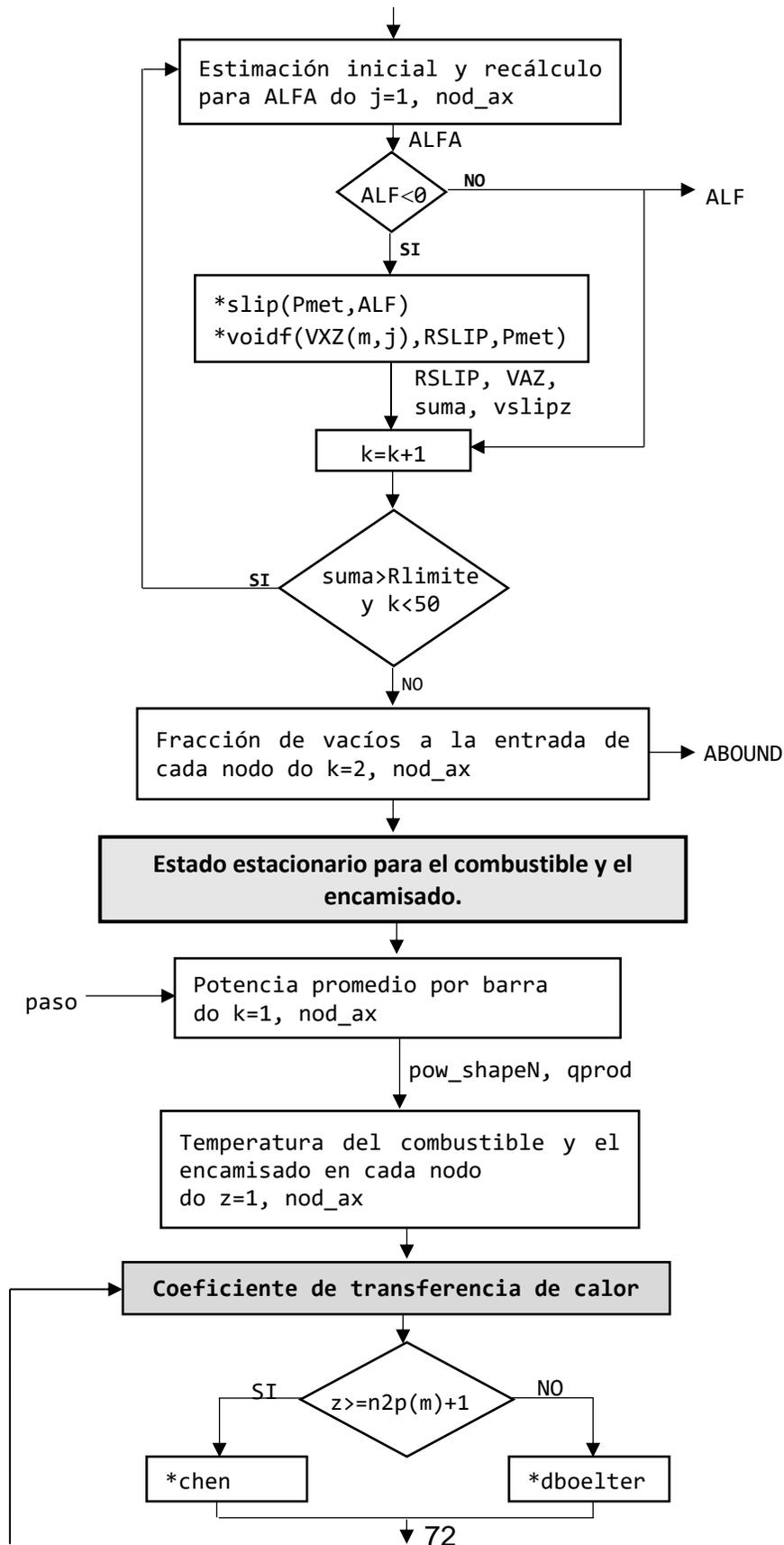
El siguiente diagrama muestra el algoritmo de cálculo de la subrutina idregs.for:

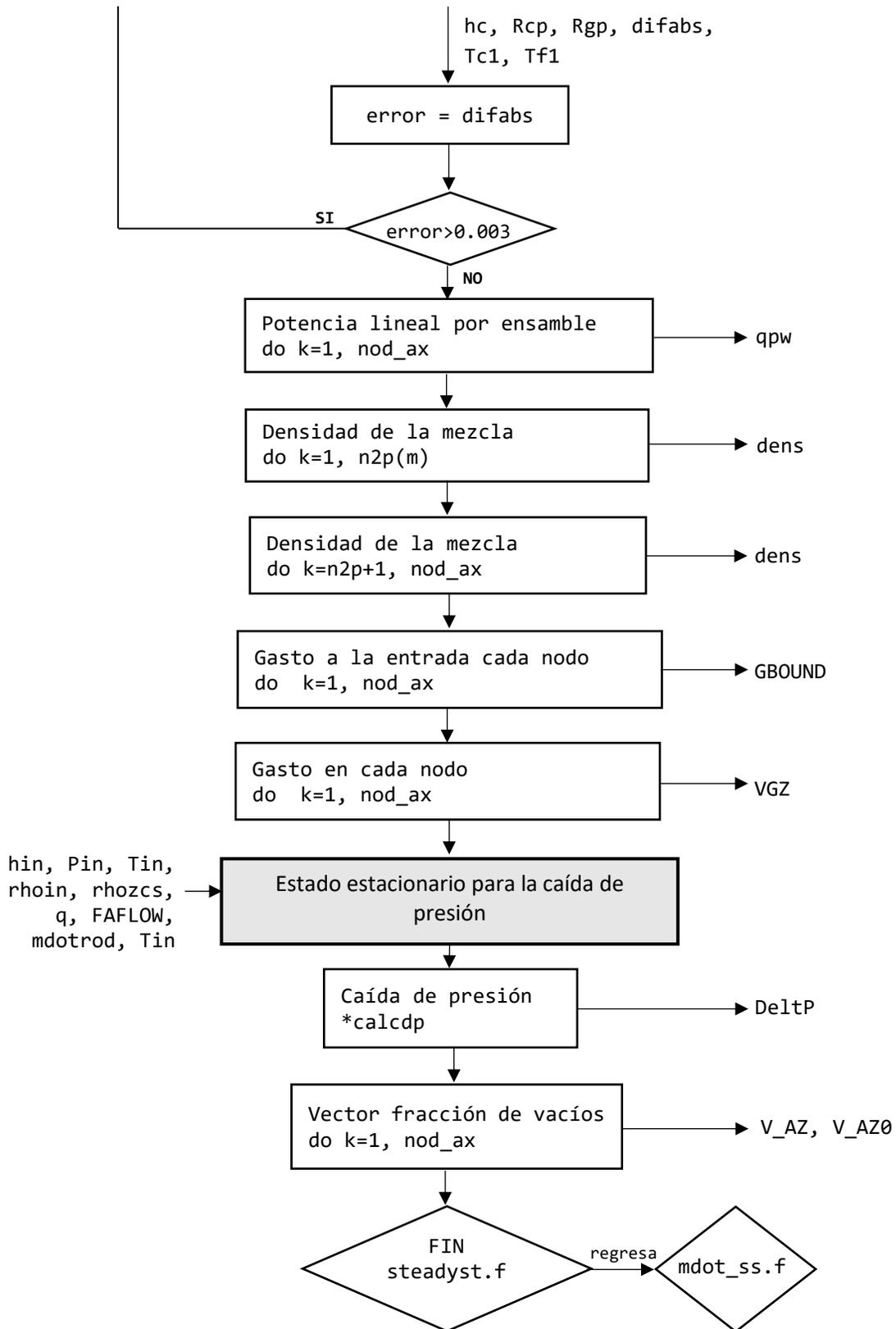




La descripción de la subrutina `stadyst.for` se muestra en la siguiente página.







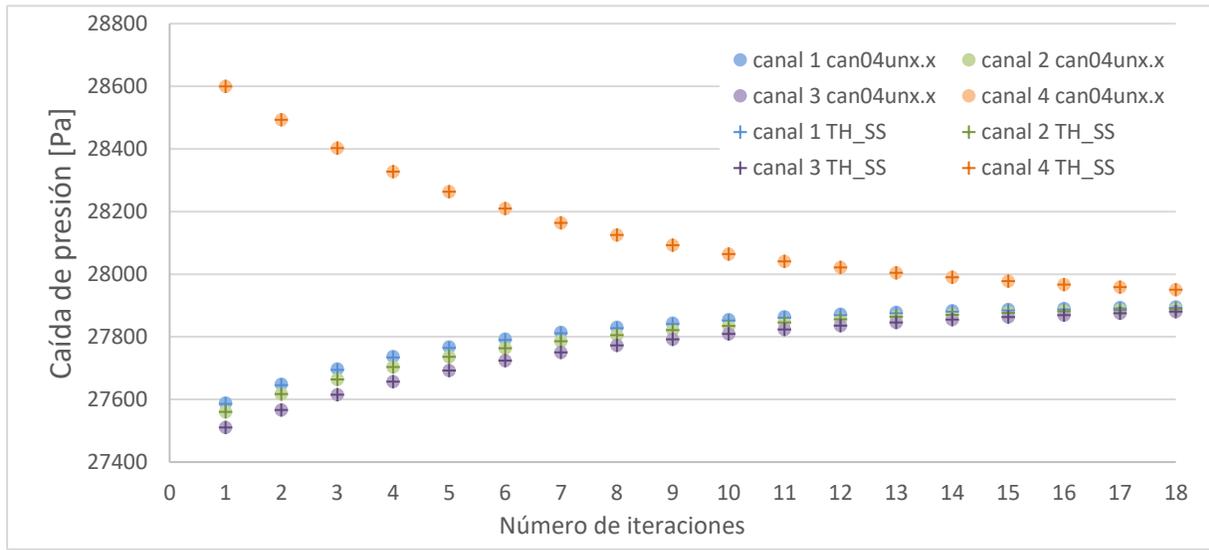
5.2 Validación del código

Para verificar que la traducción del código de C/C++ a Fortran se hizo correctamente, se comparan las iteraciones para igualar la caída de presión para todos los canales, el flujo másico en cada canal y la fracción de vacíos para cada nodo. El código original está programado para resolver cuatro canales termohidráulicos, que será la primera comparación; luego se obtendrán resultados para cuatro canales termohidráulicos iguales, se continúa el análisis con 36 canales termohidráulicos y se concluye con el núcleo colapsado a un canal.

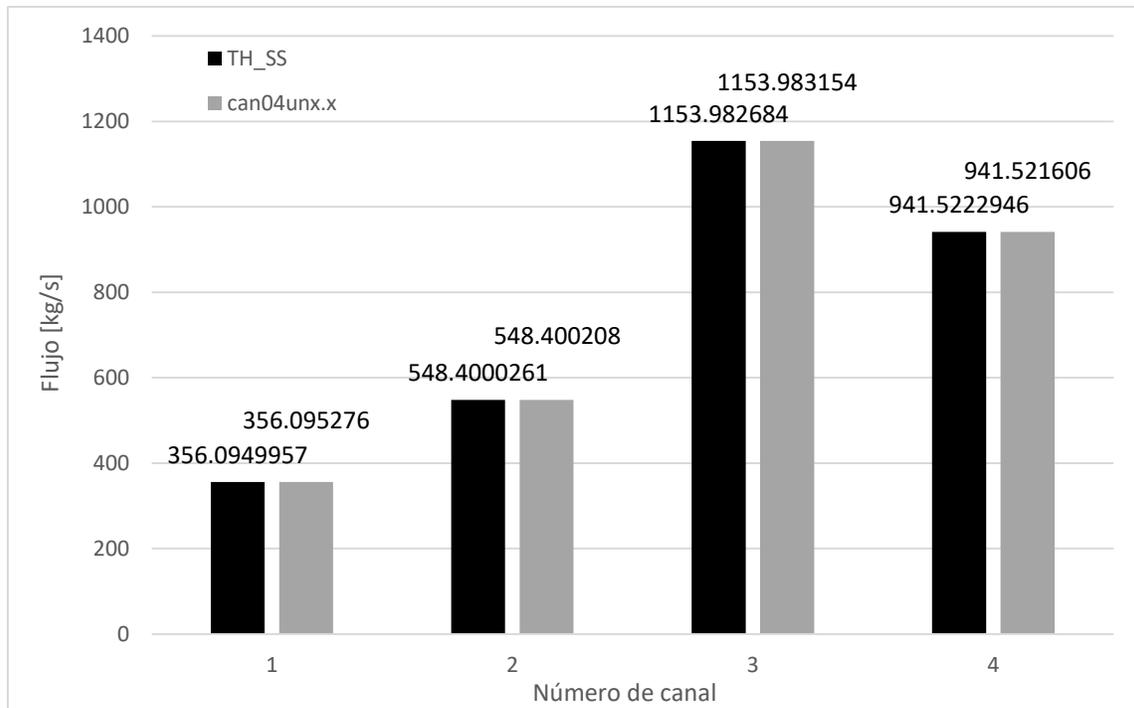
5.2.1 Caso 1. Núcleo con 4 canales termohidráulicos.

La Gráfica 5-1 muestra las diferentes iteraciones en los cuatro canales hasta la convergencia, los puntos son los resultados para `can04unx.x` (programa en C) y las cruces para TH_SS. En la gráfica es posible apreciar que los valores para ambos códigos se traslapan y que para ambos casos la convergencia se logra en 18 iteraciones.

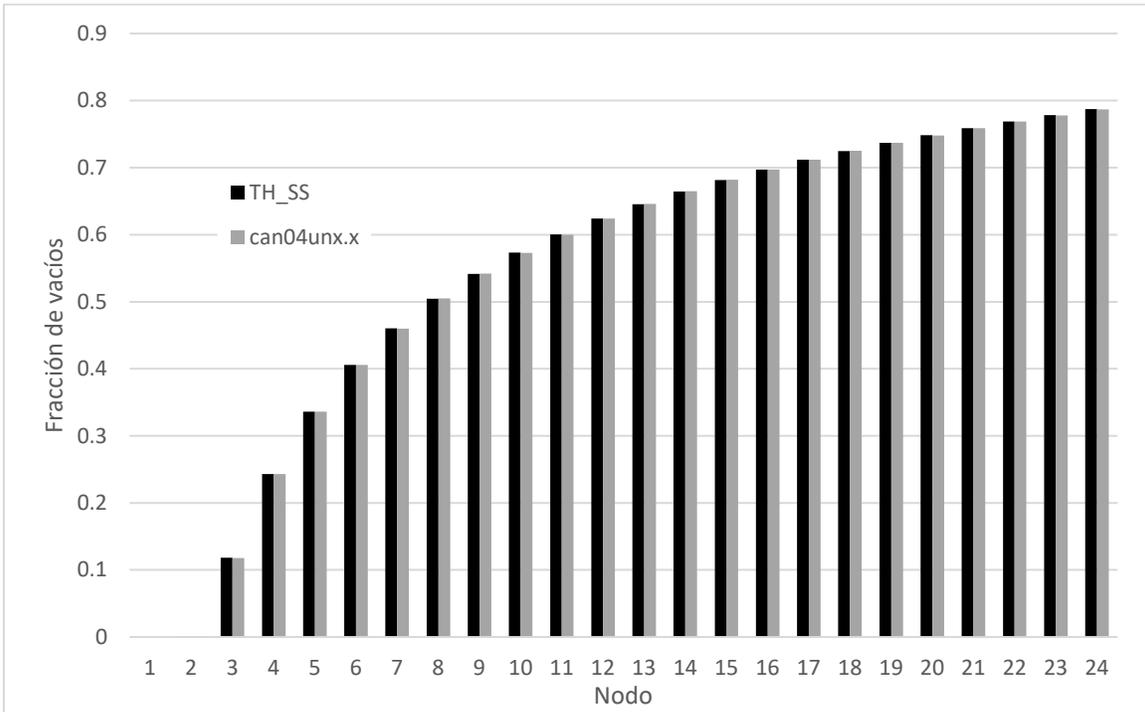
Los flujos másicos para cada canal se presentan en la Gráfica 5-2, nuevamente son valores muy semejantes con un error porcentual promedio de $5 \times 10^{-5} \%$. En la Gráfica 5-3, se muestran las fracciones de vacíos en los 24 nodos para el primer canal termohidráulico con un error porcentual promedio de 0.83 %. La Gráfica 5-4, Gráfica 5-5, y Gráfica 5-6 presentan el mismo parámetro para los canales 2, 3 y 4 respectivamente, el error porcentual para todo el núcleo es de 0.41%.



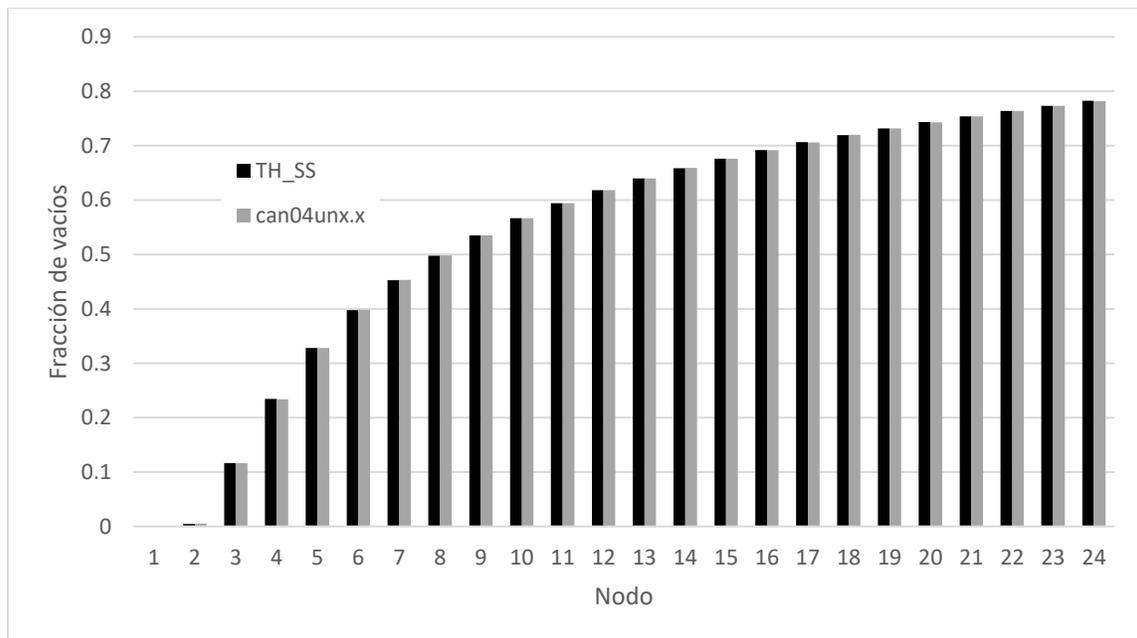
Gráfica 5-1 Iteraciones para la caída de presión.



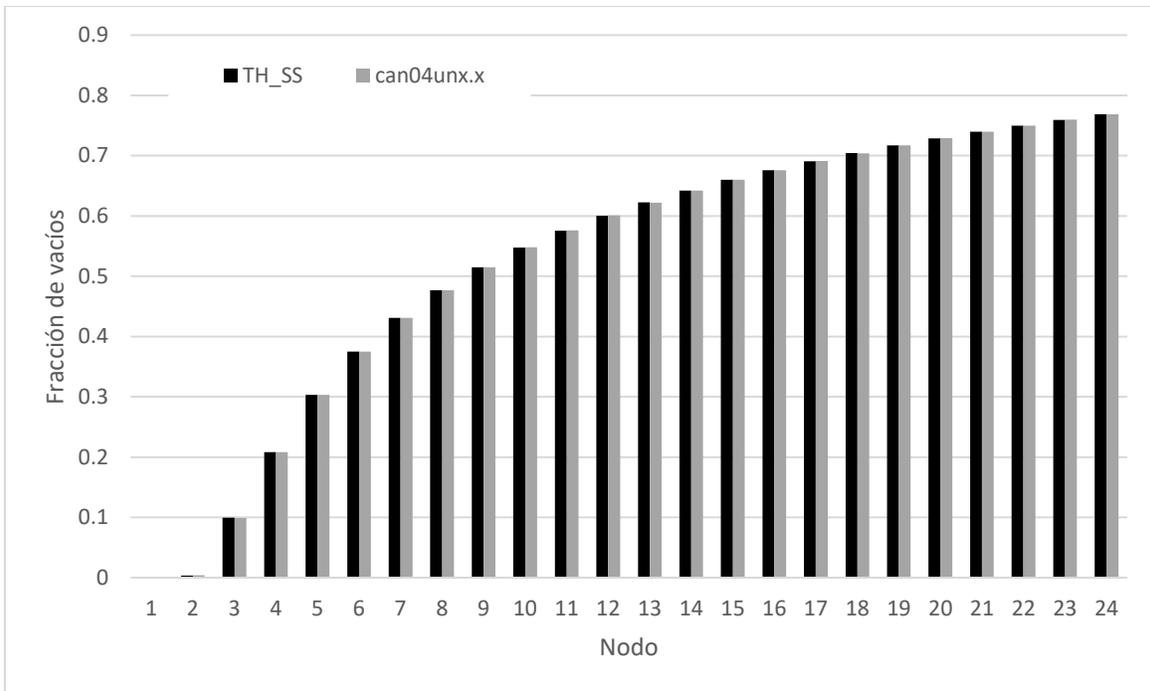
Gráfica 5-2 Comparación del flujo másico arrojado por cada código.



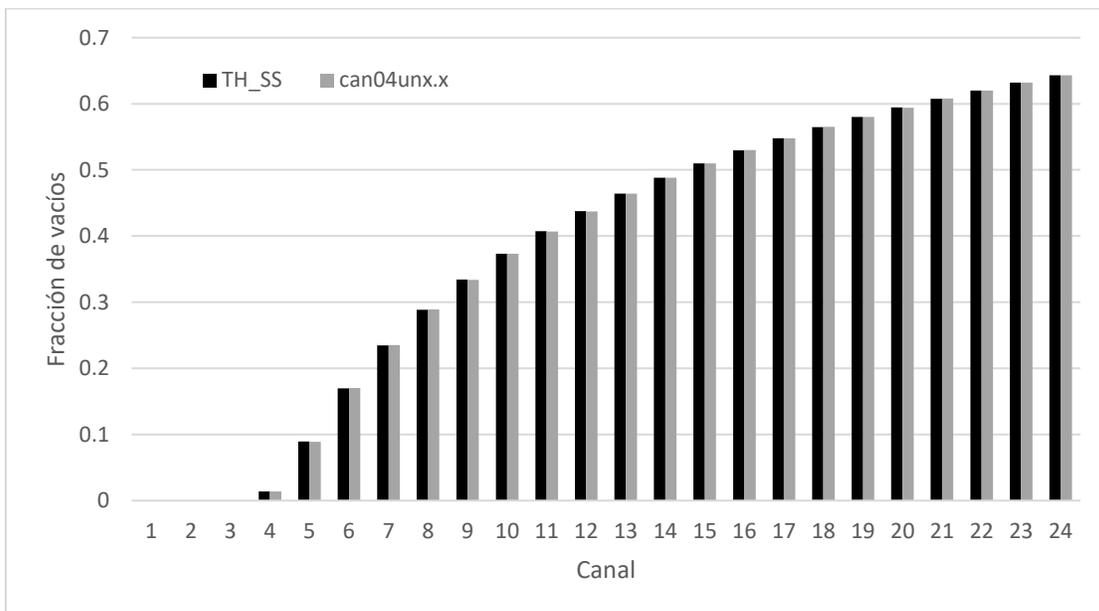
Gráfica 5-3 Fracción de vacíos para el primer canal.



Gráfica 5-4 Fracción de vacíos para el segundo canal.



Gráfica 5-5 Fracción de vacíos para el tercer canal.

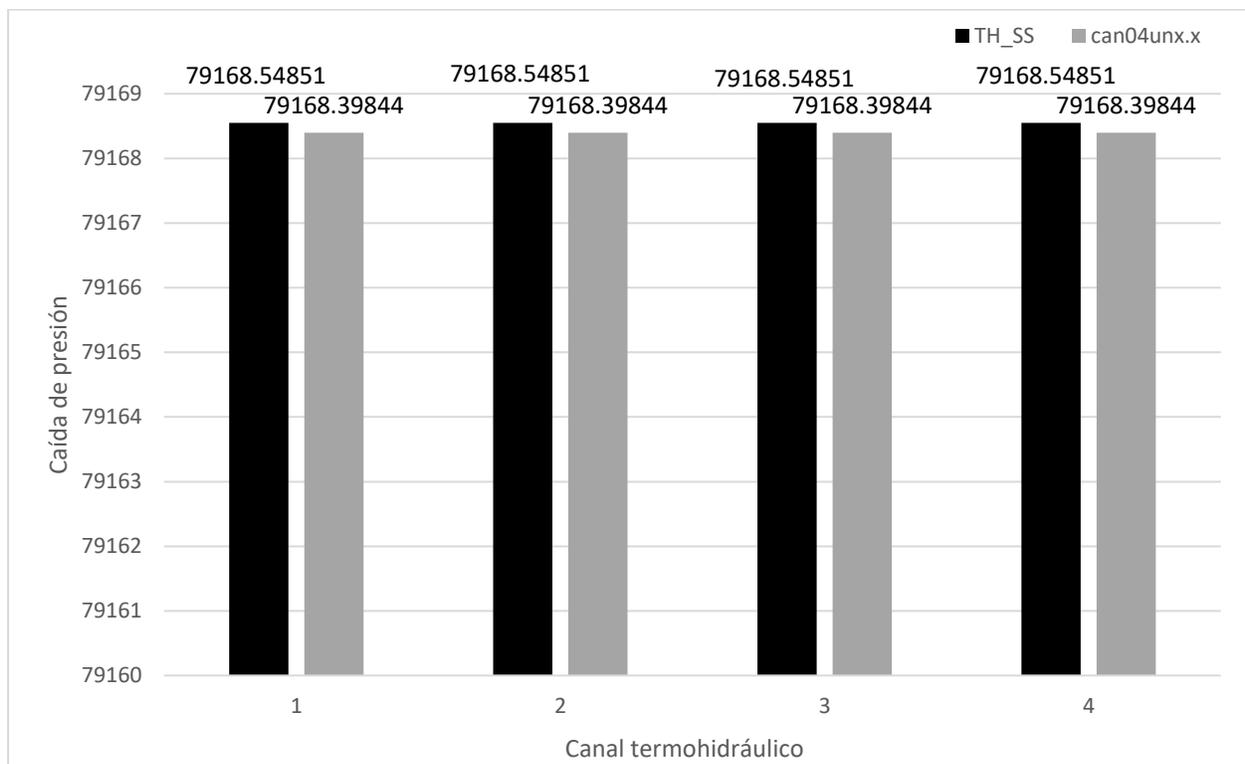


Gráfica 5-6 Fracción de vacíos para el cuarto canal.

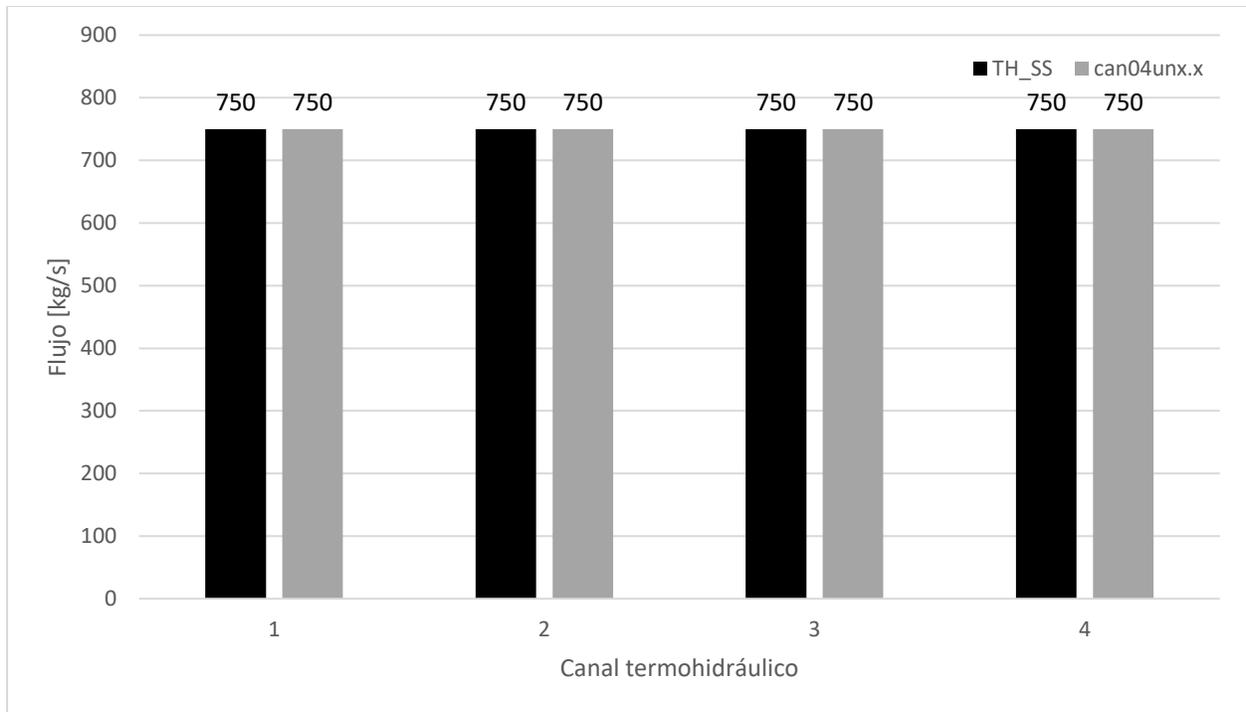
5.2.2 Caso 2. Núcleo con 4 canales termohidráulicos iguales.

La intención de esta configuración es probar que el código sea congruente con resultados esperados, para este caso, que los cuatro canales arrojen resultados idénticos y es de esperarse que se alcancen a la primera iteración. La Gráfica 5-7 presenta la caída de presión para el primer canal que resulta en cada código, el error porcentual es de 1.9×10^{-4} .

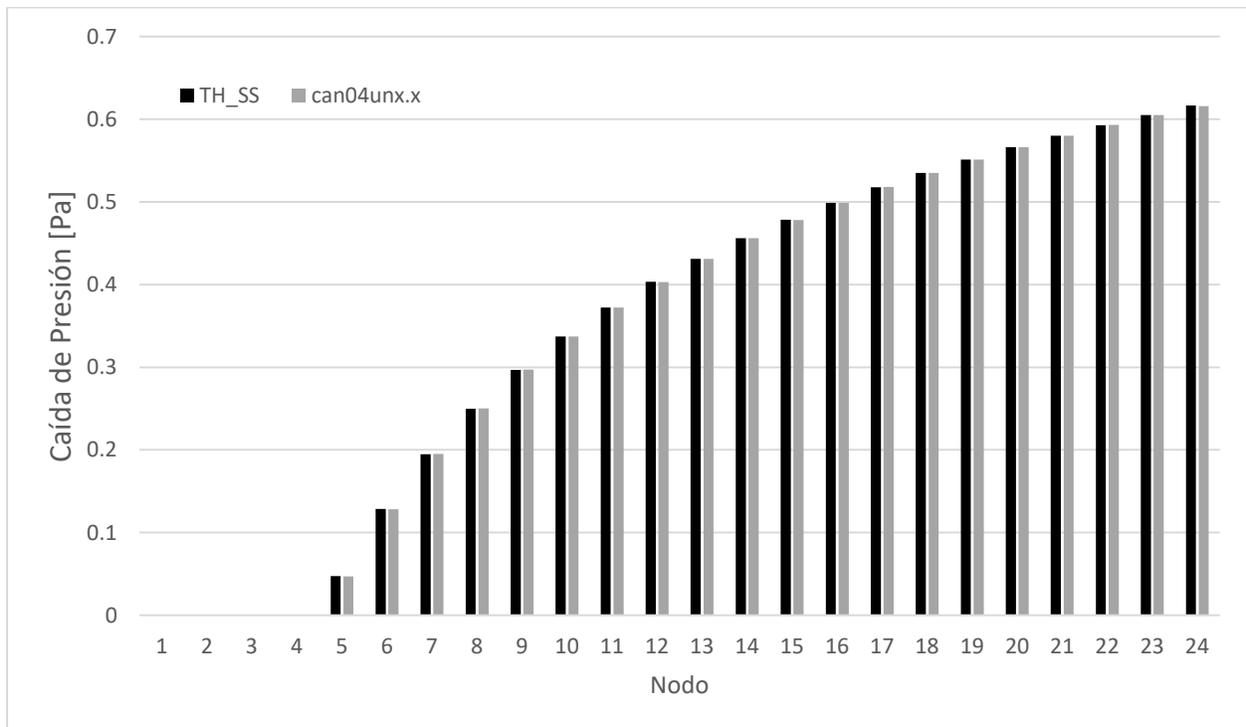
Debido a que los canales son idénticos en sus valores de entrada, el flujo también resulta en el mismo valor en los cuatro canales e idéntico para ambos códigos tal como lo muestra la Gráfica 5-8. La distribución de la fracción de vacíos para los cuatro canales también es la misma y se presenta en la Gráfica 5-9.



Gráfica 5-7 Caída de presión por canal para cada código.



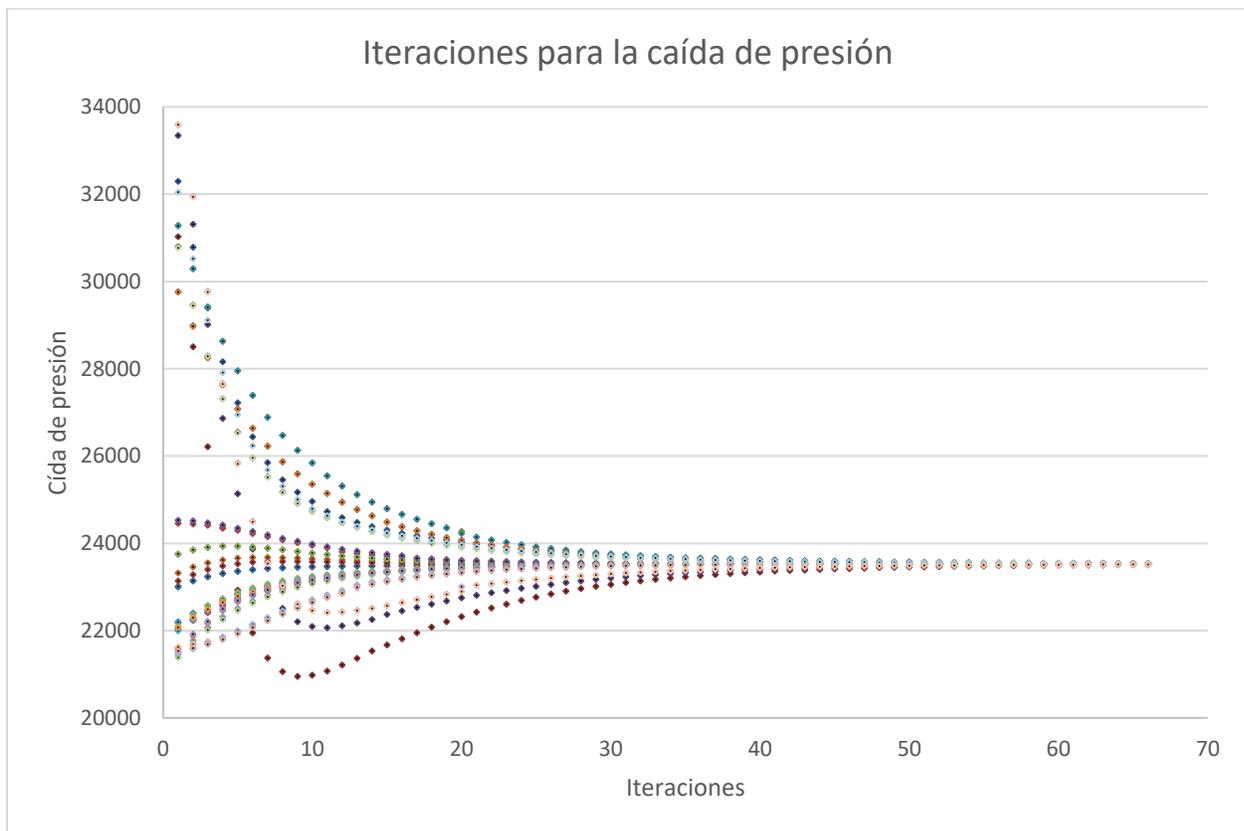
Gráfica 5-8 Flujo másico por canal para cada código.



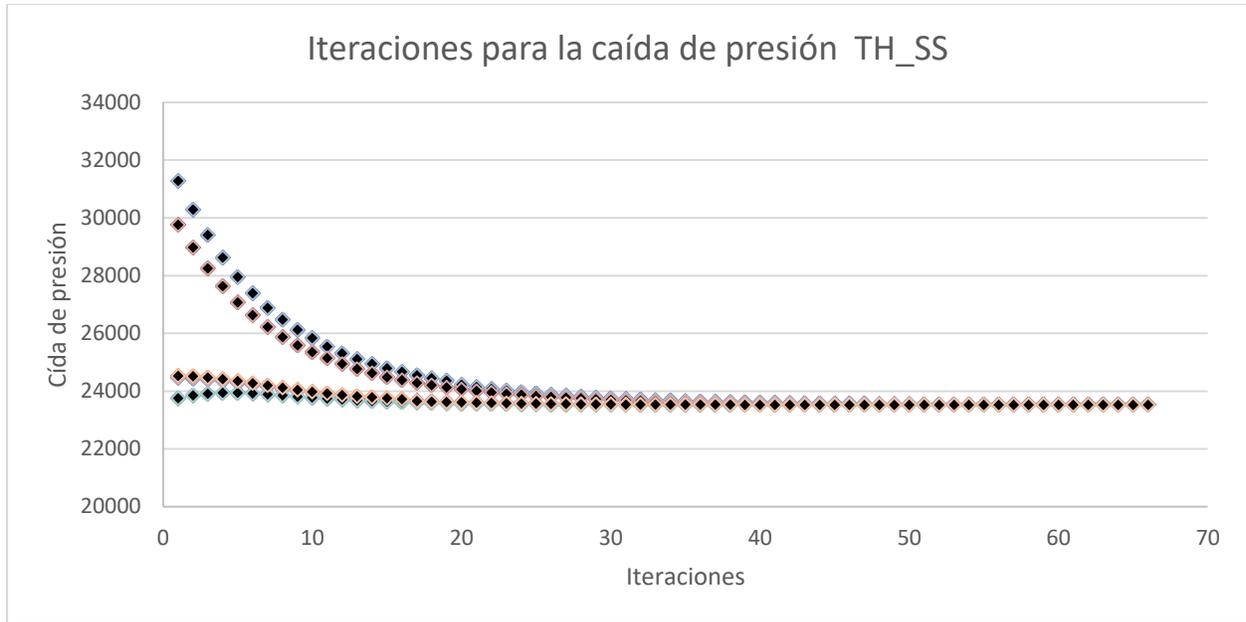
Gráfica 5-9 Distribución de fracción de vacíos para los canales del caso 2.

5.2.3 Caso 3. Núcleo con 36 canales termohidráulicos.

Esta configuración tiene la intención de mostrar el comportamiento del código para el caso en que cada canal difiere de los otros en forma significativa debido al número de canales presentes. Las iteraciones para la caída de presión arrojados por can36unx.x se muestran en la Gráfica 5-10 mientras que la Gráfica 5-11 muestra el comportamiento en TH_SS. Para el caso del código en FORTRAN los resultados de los 36 canales presentan la singularidad de estar agrupados en 4 tendencias en la iteración.

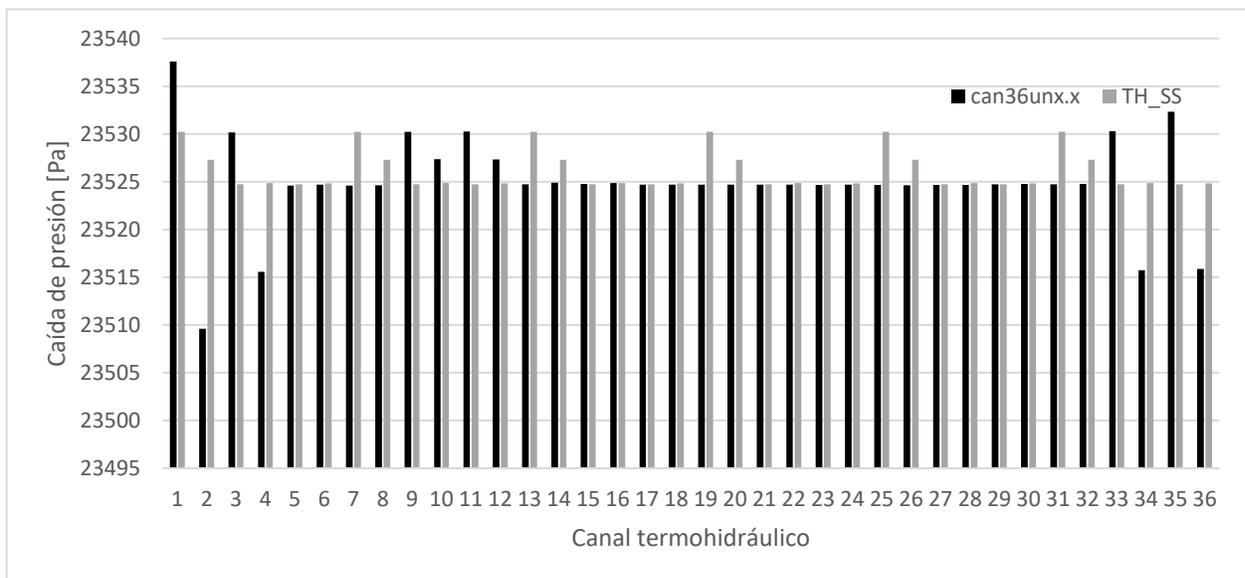


Gráfica 5-10 Iteraciones para la caída de presión can36unx.x

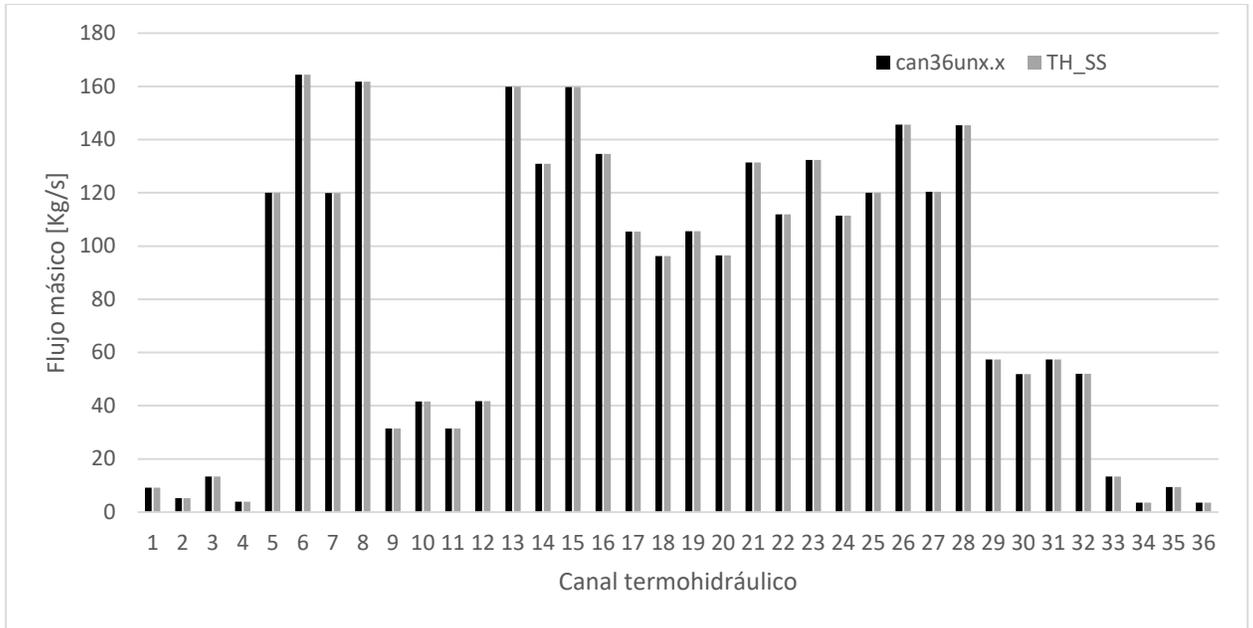


Gráfica 5-11 Iteraciones para la caída de presión TH_SS

La comparación para la caída de presión entre los dos códigos se muestra en la Gráfica 5-12. La mayor diferencia absoluta se muestra en el canal 2, con 16 unidades de diferencia para un valor de orden de decenas de miles y un error porcentual promedio de 0.015 %. La comparación para los flujos máscicos se presenta en la Gráfica 5-13, los valores son muy similares con una diferencia de sólo el 0.30% en promedio.



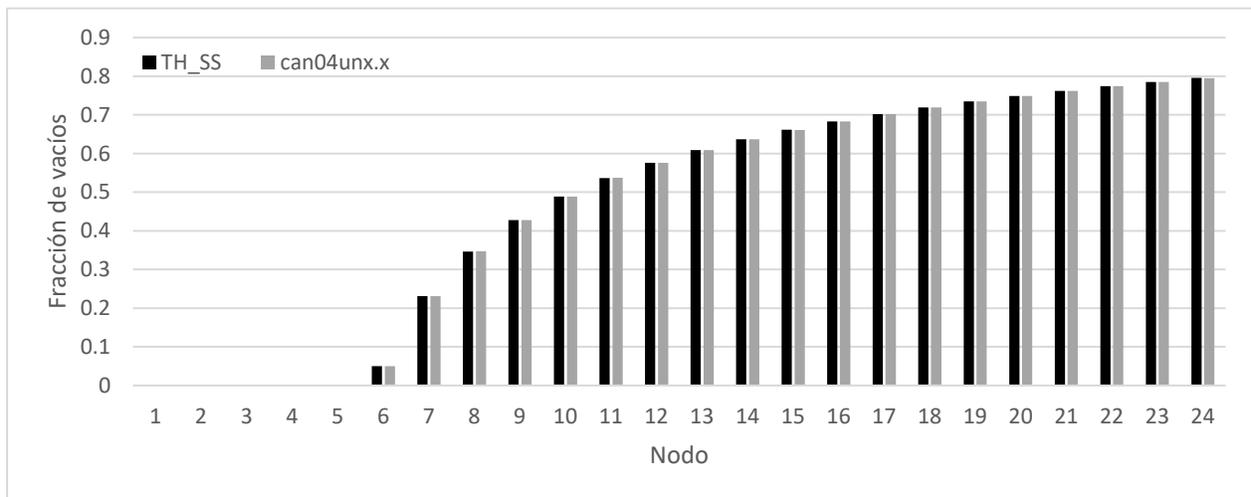
Gráfica 5-12 Flujos máscicos para cada canal.



Gráfica 5-13 Comparación de flujos másicos.

5.2.4 Caso 4. Núcleo colapsado a un canal

Este caso tiene la intención de probar que ambos códigos arrojan resultados idénticos, dado que todos los parámetros termohidráulicos los tiene un solo canal. Con un flujo total de 750 Kg/s, una caída de 27529.0096 Pa y fracciones de vacíos presentadas en la Gráfica 5-14, el error es del 0%.



Gráfica 5-14 Fracciones de vacíos para el caso del núcleo colapsado a un canal termohidráulico

CAPÍTULO 6

RETROALIMENTACIÓN NEUTRÓNICA-TERMOHIDRÁULICA

El comportamiento de un reactor nuclear BWR depende en gran medida del fenómeno de retroalimentación entre la neutrónica y la termohidráulica. La energía que adsorbe el refrigerante al pasar por los canales provoca que comience su ebullición, lo que resulta en un aumento en la fracción de vacíos. Esta disminución en la densidad del agua causará un decremento en la moderación de los neutrones, lo que llevará a una disminución en la potencia local. Debido a que el refrigerante fluye de forma ascendente, su distribución de densidad está cargada hacia la parte inferior del núcleo y se espera que haya un pico de potencia en esta zona.

El código AZKIND resuelve las ecuaciones de difusión de neutrones con dependencia en tiempo, para un reactor nuclear en tres dimensiones, en coordenadas cartesianas, con varios grupos de energía de los neutrones y varios grupos de precursores de neutrones retardados [10].

Actualmente, se están desarrollando varias técnicas para considerar la retroalimentación con un módulo termohidráulico (TH). Con el fin de obtener esquemas eficientes de acoplamiento, usualmente el modelo TH se realiza usando HPC. En el caso de AZKIND, un acoplamiento simplificado entre el modelo de cinética neutrónica (NK) y el modelo TH puede ser implementado para la simulación del núcleo del reactor con retroalimentación NK-TH, donde los datos de TH son usados para recalculer las secciones eficaces

Respecto al modelo NK, el modelo matemático que utiliza AZKIND está basado en la llamada teoría de difusión de neutrones [12] y hace uso del método de elementos nodales finitos (NFEM)[11], con el objetivo de obtener resultados en 3D del acoplamiento. El cálculo se hace en dos pasos: (i) se calcula una red en 2 dimensiones de un arreglo de barras o ensambles de combustible para la generación de redes homogenizadas con su correspondiente sección eficaz homogenizada y (ii), el cálculo tridimensional del núcleo completo, usando la teoría de difusión de neutrones y la información del paso anterior.

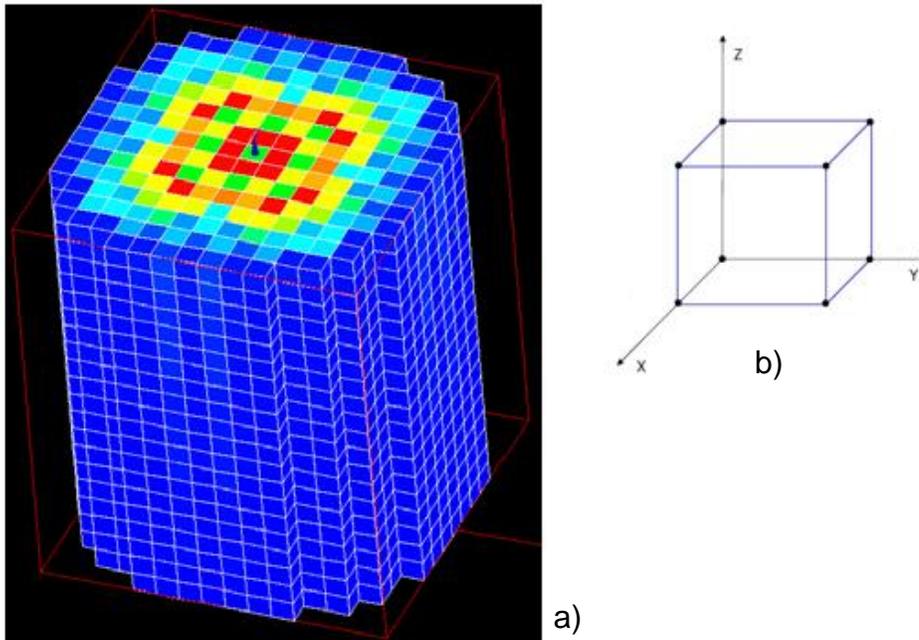


Figura 6-1 Ilustración del método NFEM [11]

El resultado del cálculo anterior es el flujo de neutrones cuya relación con la potencia térmica del reactor es como sigue. Para un núcleo como el que se muestra en la Figura 6-1 a), dividido en nodos de área $\Delta a = \Delta x \cdot \Delta y$ como el mostrado en la Figura 6-1 b), la potencia térmica puede expresarse como:

$$P_{th,tot} = \sum_{\Delta a} \int_{z_{in}}^{z_{out}} q_f'''(z) da \cdot dz, \quad dV = da \cdot dz; \quad (6-1)$$

donde q_f''' es la rapidez de generación volumétrica de calor en el combustible en unidades de $[W/cm^3]$; dV es el diferencial de volumen del combustible (Figura 6-1 b)), y los límites z_{in} y z_{out} refieren a las coordenadas del fondo y de la cima del núcleo del reactor respectivamente. Para un área dada Δa , la rapidez de generación de calor volumétrica $q_f'''(z)$ a cierta elevación z puede escribirse en términos de flujos neutrónicos como

$$q_f'''(z) = \phi_{norm} E_{fiss} \sum_{g'=1}^G \Sigma_f^{g'}(z) \phi^{g'}(z) da \cdot dz \quad (6-2)$$

donde ϕ_{norm} es un factor adimensional, E_{fiss} es la energía liberada en una reacción nuclear de fisión en $[MeV/fisión]$, y la suma sobre g' es la velocidad volumétrica de fisión en $[fisiones/cm^3s]$. Así la ecuación puede escribirse

$$P_{th,tot} = \sum_{\Delta a} \int_{z_{in}}^{z_{out}} \sum_{g'=1}^G \Sigma_f^{g'}(z) \phi^{g'}(z) da \cdot dz \quad (6-3)$$

En resumen, una vez que el modelo NK es usado para generar la distribución de flujo de neutrones en el núcleo del reactor, la expresión 6-3 puede usarse para calcular la potencia térmica generada a lo largo de los nodos en un canal termohidráulico de área Δa y altura H . Esta potencia térmica puede ser el perfil de potencia axial que necesita el modelo TH para producir el estado termohidráulico correspondiente a la potencia térmica generada.

6.1 Modelo de acoplamiento Neutrónico-Termohidráulico (NK-TH)

La forma más directa de acoplar un modelo neutrónico NK con un modelo termohidráulico TH es hacer que la malla axial para ambos módulos tenga la misma partición, es decir, que los canales axiales tengan igual número de nodos y nodos de la misma dimensión, haciendo posible asignar un nodo de NK en la posición z a uno de TH

en la misma posición. Esta es la manera en que AZKIND lleva a cabo el acoplamiento; este tipo de relación es conocida como de correspondencia uno a uno.

La Figura 6-2 muestra el proceso de retroalimentación neutrónico-termohidráulico en el programa AZKIND. Como puede apreciarse, antes de la retroalimentación valores conocidos como parámetros del núcleo y de la cinética neutrónica (XS), en donde destacan las secciones eficaces, son ingresados por medio de las subrutinas `read_burn`, `read_nemtab` e `inter_nemtab`.

El primero hace lectura del archivo de entrada `burn.txt`, que contiene la configuración del núcleo de la Figura 6-3, donde muestran los diferentes tipos de combustible en cada celda, distinguidos por un número y un color diferente, con excepción del número 1 que representa a la zona externa del núcleo, el significado del arreglo es el siguiente: debido al requerimiento de llevar una correcta administración del combustible y la necesidad de contar con una configuración del núcleo que permita manipular la potencia, los ensambles cuentan con diferentes tipos de combustibles, que varían en el grado de quemado, es decir, las veces que el combustible ya ha sido usado para generar potencia, y en su composición.

La subrutina `read_burn` lee este archivo y agrupa las celdas de un mismo tipo de combustible en un canal termohidráulico, y determina así los canales en que se divide el núcleo. En función de las temperaturas del combustible y del refrigerante, así como la densidad del moderador, obtenidas también del archivo `burn.txt`, las subrutinas `read_nemtab` e `inter_nemtab` obtienen por medio de interpolaciones las secciones eficaces de las tablas NEMTAB, que son justamente tablas con valores de secciones eficaces en función de estos tres parámetros.

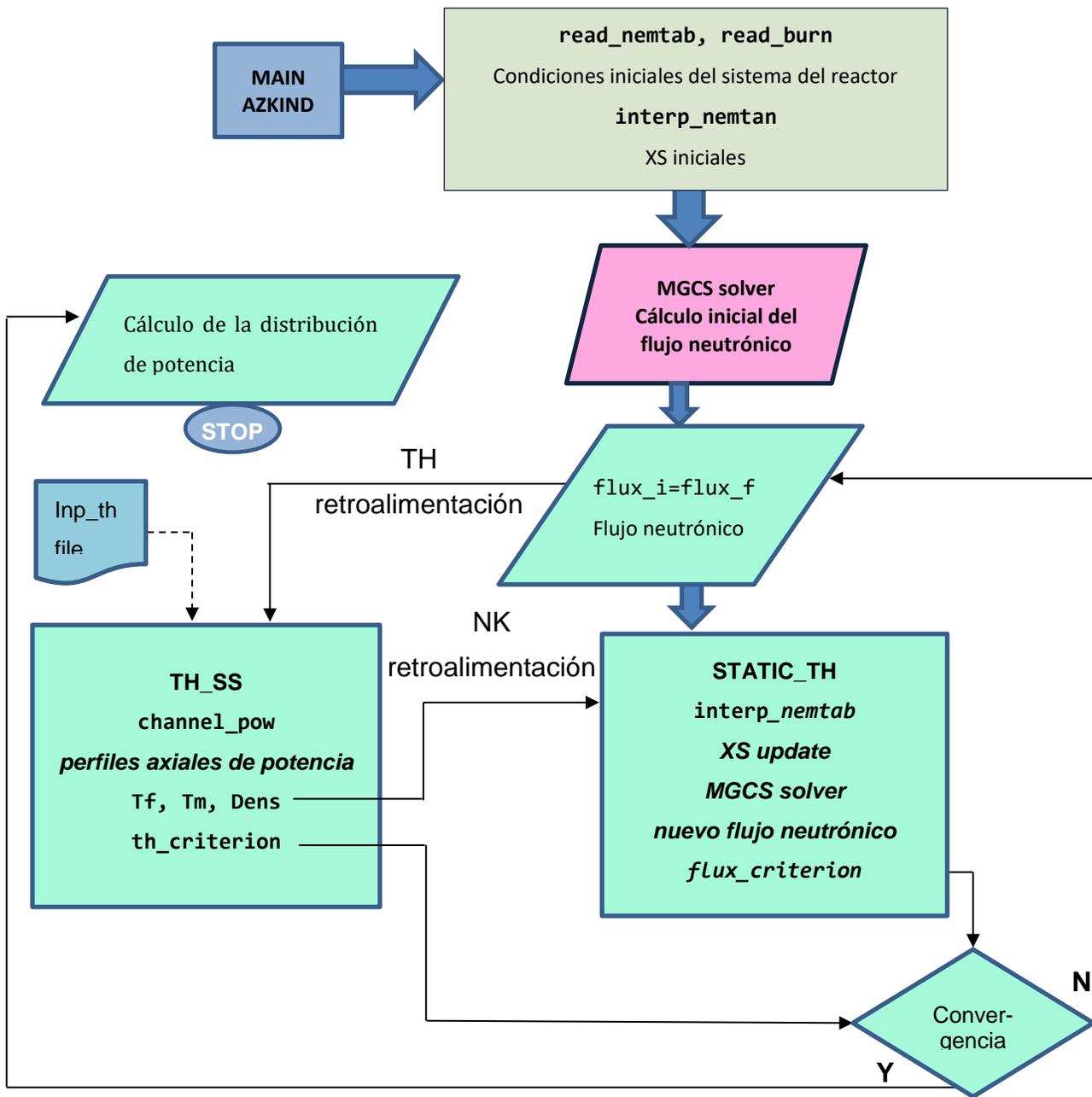


Figura 6-2 Proceso de retroalimentación TH-NK

Los perfiles de flujo de neutrones calculados por el código AZKIND, a partir de las secciones eficaces, para núcleos de reactor tridimensionales se transforman en distribuciones de potencia del reactor. Para obtener una potencia térmica total del reactor de referencia, este código proporciona al analista de núcleo de reactor perfiles de potencias radiales y axiales para todo el núcleo; así como la distribución de potencia

radial para cada altura del plano. Los resultados de estos cálculos que no contemplan al módulo TH, constituyen el caso base. La magnitud y la ubicación de los valores de potencia térmica máximos y mínimos en el núcleo del reactor también se calculan con este código [11].

El perfil de potencia axial es la fuente de calor para cada nodo en la dirección z. Una vez que los perfiles de potencia axial han sido construidos en el módulo TH, un estado termohidráulico inicial es calculado para cada nodo del fondo a la cima del núcleo, que en su conjunto constituyen el estado termohidráulico inicial del reactor.

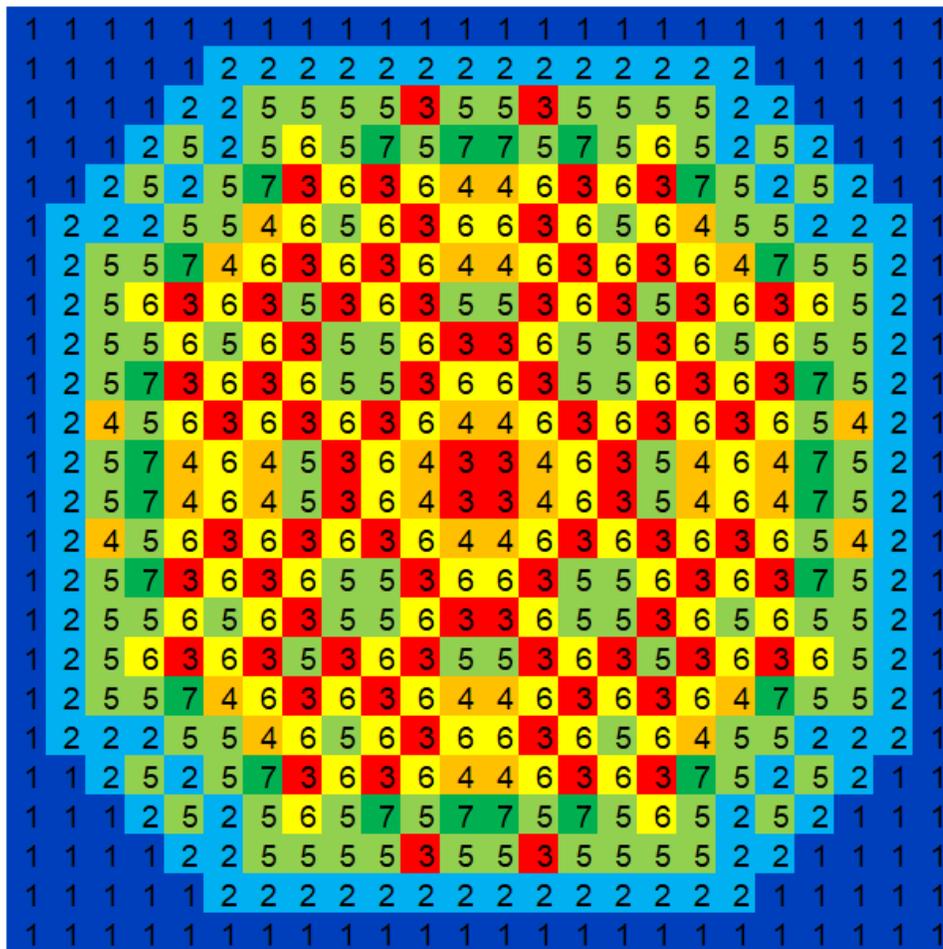


Figura 6-3 Vista transversal de los diferentes ensambles del núcleo

El modelo TH_SS descrito anteriormente se usa para calcular los parámetros termohidráulicos en estado estacionario del sistema (refrigerante y combustible) y envía

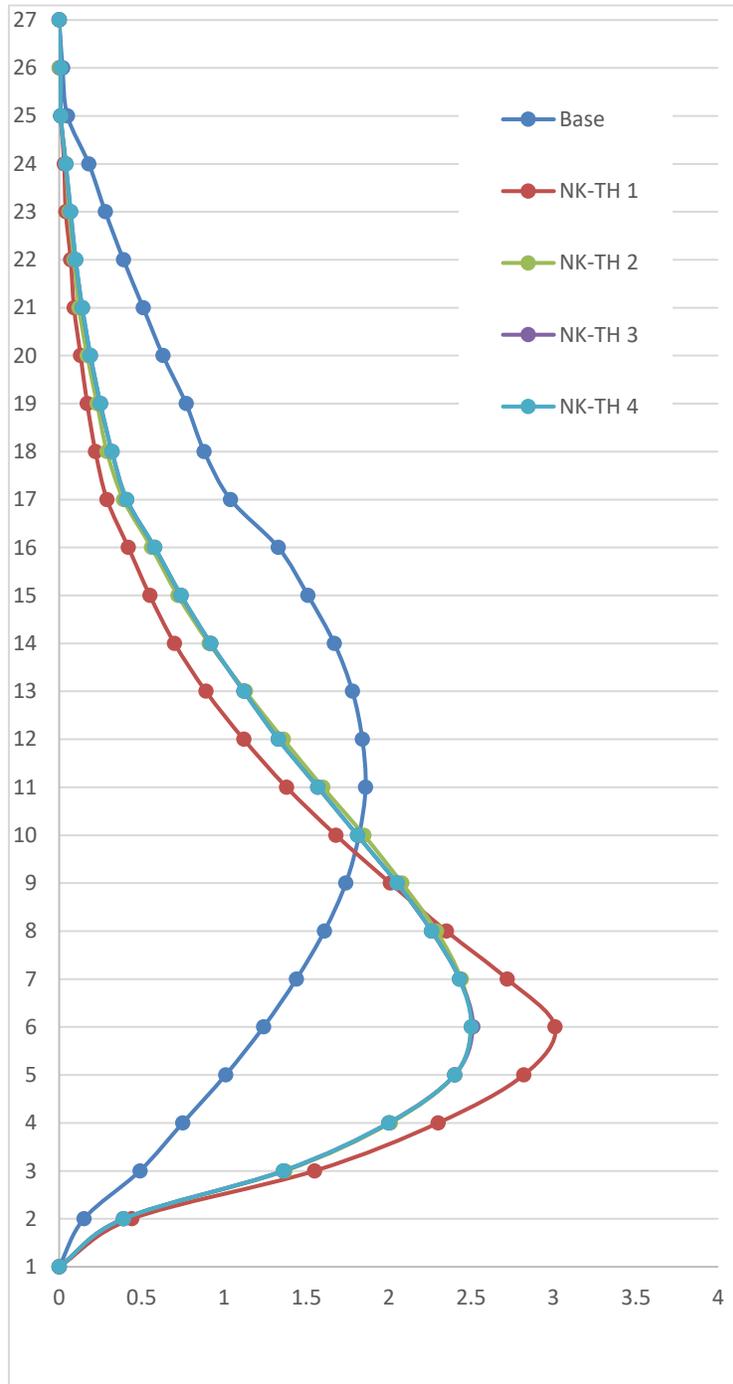
los parámetros térmicos y de flujo al modelo neutrónico para que actualice las condiciones físicas del reactor. Dependiendo del tipo de reactor que se analiza, los parámetros del modelo TH_SS que pasan al neutrónico (NK) son: temperatura del moderador, densidad de vapor y líquido, fracción de vacíos y temperatura promedio en la superficie del combustible. El modelo TH usa los perfiles axiales de potencia de NK como fuente de calor para realizar el análisis térmico descrito en el capítulo 2. El modelo NK usa las propiedades del moderador y del combustible para actualizar las secciones eficaces de los distintos fenómenos descritos en la sección 1.1.1. Después de eso, calcula el flujo de calor en 3D y envía la distribución de potencia por nodo al modelo TH.

Este ciclo de cálculo continúa y se detienen cuando los criterios de convergencia de TH y NK se alcanzan, el primero establece que en el nodo donde se encuentre la mayor diferencia entre los valores de la fracción de vacíos del último cálculo y el cálculo anterior, dicha diferencia no sea mayor de 10^{-10} . El criterio de convergencia neutrónico es similar, pero considerando los valores de la potencia.

6.2 Resultados

El caso base se caracteriza por tener un máximo de potencia aproximadamente en el centro del núcleo (nodo 11 de la Gráfica 6-1), y la potencia cae suavemente tanto hacia arriba como hacia abajo. El archivo de entrada corresponde a una configuración de inicio de ciclo de la Central Nuclear Laguna Verde (CNLV), donde las pastillas de combustible son acomodadas según sus características de quemado, enriquecimiento, composición y demás, de tal forma que la potencia se ubique en el centro del núcleo. El perfil de potencia base que se muestra en la Gráfica 6.1, es el perfil de entrada para que inicie el código TH_SS.for. El perfil de potencia que resulta de la primera

retroalimentación (NK-TH 1), muestra el efecto de considerar los parámetros termohidráulicos, principalmente la densidad del moderador.



Gráfica 6-1 Potencia normalizada para el caso base y para cada iteración

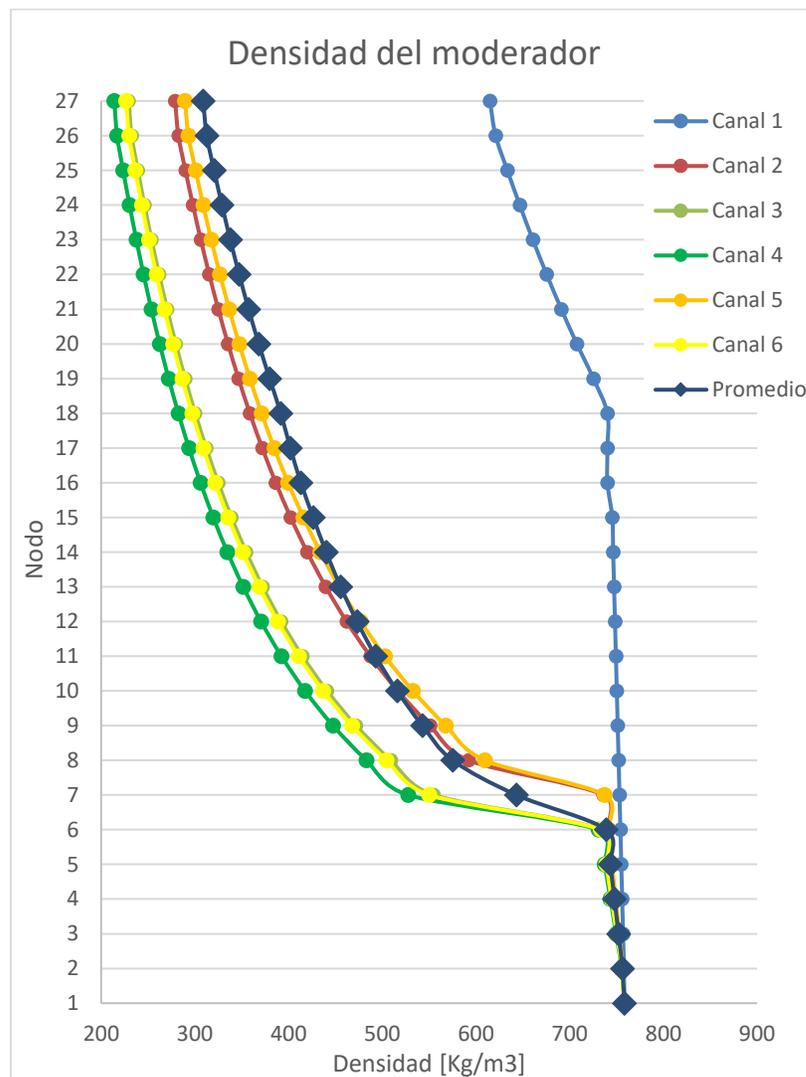
Como se explica en la sección 1.2.2, la potencia aumenta en las regiones de mayor densidad, para el caso de un BWR, esta región es la que está por debajo del punto de ebullición de saturación, pues al tener presente al refrigerante en fase condensada y a una menor temperatura se favorece la moderación de neutrones. Para este caso, el pico de potencia se muestra en el nodo 6, correspondiente a la zona de mayor densidad del refrigerante.

La distribución de densidad del moderador para cada canal en la primera iteración se muestra en la Gráfica 6-2, donde es posible apreciar tres tendencias, una correspondiente al primer canal, para el cual la ebullición saturada comienza en el nodo 18, la segunda tendencia la muestran los canales 2 y 5 donde la ebullición inicia en el nodo 7, y el resto de los canales muestran la tercera tendencia con el nodo 6 como punto de inicio de la ebullición saturada. Con el fin de mostrar el efecto de la distribución de la densidad sobre el perfil de potencia axial en la primera iteración, en esta misma gráfica se muestra con viñetas de rombos la distribución de la densidad promedio axial que, como es de esperarse, se asemeja a las dos últimas tendencias. Hasta esta primera iteración, y atendiendo la densidad promedio, la fase condensada predomina hasta el nodo 6, a partir del cual la densidad cae significativamente, esta diferencia de densidades se ve directamente reflejada en la distribución de potencia axial resultante de la primera iteración (Gráfica 6.1), donde el pico de potencia se ha desplazado del nodo 11, en el caso base, al nodo 6, y a partir del cual, junto con la fracción de vacíos, cae el valor de la potencia.

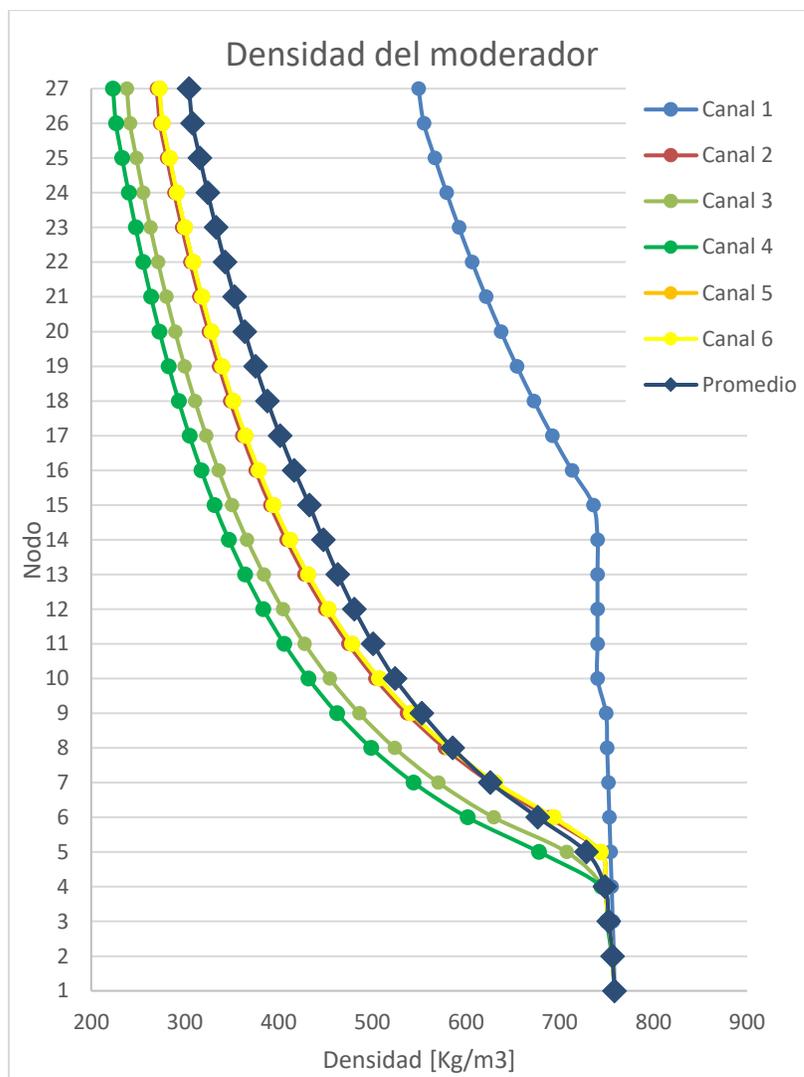
La tendencia ascendente del perfil de potencia del núcleo de la primera iteración en la Gráfica 6.1 hasta el sexto nodo, que es justamente donde, según la distribución de densidad promedio mostrada en la Gráfica 6-2, predomina la fase condensada se explica considerando que hasta este punto no hay una variación significativa de la densidad, por lo que la forma de la curva de potencia corresponde a la forma ascendente de la distribución de potencia para el caso base. Después de este nodo, la densidad del moderador disminuye significativamente, y con ella la potencia del núcleo.

Físicamente, con una disminución en su densidad, el agua baja su capacidad de moderación debido a que disminuye la probabilidad de que los neutrones colisionen y se

termalicen, lo que significa también una disminución en la cantidad de fisiones térmicas efectivas y en la potencia del reactor. Esta relación física se ve reflejada en la correlación que se aprecia entre la disminución de la densidad promedio del moderador de la Gráfica 6-2 y la disminución de la potencia en la Gráfica 6-1 para la primera iteración. Estas tendencias prueban que el código es capaz de reproducir los resultados esperados para un reactor BWR, y que es coherente tanto con sus propios resultados (perfiles de densidad y de potencia), como con los fenómenos físicos que ocurren dentro del núcleo.



Gráfica 6-2 Distribución de la densidad en la primera iteración



Gráfica 6-3 Densidad del moderador en la convergencia

El perfil de potencia resultante de la primera iteración, es el perfil de entrada para el segundo cálculo de TH_SS.for de donde se obtienen los nuevos parámetros termohidráulicos, dentro de ellos, un nuevo perfil de densidad y de fracción de vacíos, con el cual la neutrónica obtendrá un segundo perfil de potencia, mostrado en la Gráfica 6-1 con la etiqueta de segunda iteración. Este proceso se repite hasta que se alcance la convergencia, los valores resultante para la densidad del moderador se muestran en la Gráfica 6-3, donde a diferencia de los valores mostrados en la primera iteración, la ebullición comienza en el nodo 15 para el primer canal y en el 5 para el resto.

Respecto al perfil de potencia, el máximo se conserva en el nodo 6 en la convergencia mostrada como NK-TH 4 de la Gráfica 6-1, que sigue siendo coherente con el hecho de encontrarse en la zona de mayor densidad del moderador. Según la Gráfica 6-3, la disminución de la densidad del moderador inicia en el nodo 4, y se mantiene la correlación con la caída de potencia del núcleo a partir de este nodo. Las correlaciones existentes entre los parámetros termohidráulicos y el perfil de potencia son las mismas que las descritas para el caso de la primera iteración.

El resultado más destacado es precisamente el desplazamiento del máximo de potencia del nodo 11 para el caso base, al nodo 6 para la convergencia. La zona donde el refrigerante tiene mayor densidad es la parte inferior del núcleo, que es justamente donde se encuentra el pico de potencia.

La forma en que resultan los perfiles de potencia axial en cada iteración, tal como se aprecia en la Gráfica 6-1 se puede describir de la siguiente manera: la primera iteración muestra el máximo de potencia en un valor muy a la derecha del que se muestra para la convergencia, para la siguiente iteración, el máximo se muestra a la izquierda, es decir, es un pico con un valor menor, en la tercera iteración, este valor nuevamente se localiza a la derecha, y así consecutivamente hasta que se logra la convergencia.

Este comportamiento puede deberse al método numérico empleado, pero también es reflejo del fenómeno explicado en la sección 1.2.2, donde el perfil de potencia para la primera iteración llevará a una disminución en el valor de la densidad del moderador en el siguiente cálculo de TH; con una menor densidad, disminuye la capacidad de moderación y se obtienen una menor potencia que corresponde al perfil de la segunda iteración. El pico de potencia menor en esta zona, significa una mayor densidad, y después del cálculo de NK, un perfil de potencia desplazado a la derecha tal y como se aprecia para la iteración número tres. Este proceso se repite hasta que los criterios de convergencia se alcanzan. Con ello se aprecia que las variables en el código se comportan como se esperaría según los procesos físicos que las describen.

El valor de la potencia en los nodos 1 y 27 es cero debido a que en estos puntos no hay materia fisible ni fértil. Puede apreciarse entonces que el código es consistente con

los resultados tanto termohidráulicos como neutrónicos que arroja y con la capacidad de describir el comportamiento de un BWR.

CONCLUSIONES

El objetivo de esta tesis fue desarrollar el código TH_SS.for capaz de obtener los parámetros termohidráulicos de un BWR a partir de un perfil de potencia asignado por el código neutrónico. Los resultados de este cálculo, principalmente los perfiles de densidad y fracciones de vacío serán los valores termohidráulicos de entrada para que el código neutrónico obtenga un nuevo perfil de potencia, y este funja como valores de entrada en el siguiente cálculo termohidráulico. Este proceso de retroalimentación se repite hasta que el código alcance los criterios de convergencia. El resultado son los parámetros termohidráulicos y el perfil de potencia en estado estacionario para las condiciones dadas de temperatura de entrada del refrigerante y presión del núcleo.

El primer paso fue la traducción de un código termohidráulico preparado por Ceceñas [7], del lenguaje C++ a FORTRAN. En dicha traducción, se omitieron las partes que corresponden al transitorio (estado no estacionario) y que no son de interés en este trabajo, se cambió el uso de punteros por vectores y ciclos, además de diseñar el código de manera que obtenga los parámetros termohidráulicos en arreglos apropiados para que sirvan como valores de entrada en al cálculo neutrónico. Esta adecuación es la que permite la retroalimentación entre los códigos.

Las gráficas del capítulo 5 muestran que el código traducido reproduce los resultados del código original para estado estacionario, donde, para el caso de un mismo archivo de entrada con cuatro canales termohidráulicos y un perfil de potencia, los códigos convergen en el mismo valor de caída de presión y después del mismo número de iteraciones.

El programa TH_SS.for también tiene la flexibilidad de obtener parámetros para diferentes números de canales termohidráulicos, como se aprecia en las últimas 4 subsecciones del capítulo 5, con la característica de que, a mayor número de canales, por ejemplo 36, los parámetros obtenidos difieren significativamente entre canales, lo que

demuestra la capacidad del código de considerar las diferentes características de un canal. Las pruebas de un archivo de entrada con 4 canales termohidráulicos iguales y el núcleo colapsado a un canal, sirven para demostrar la consistencia del código con los valores esperados para estos dos casos.

Con estos resultados se da por hecho que el código ha sido traducido de manera adecuada para lograr la retroalimentación con su contraparte neutrónica. De esta forma, una vez que el módulo NK, ha dividido al núcleo en seis canales termohidráulicos, el módulo TH realiza adecuadamente los cálculos con este número de canales.

En el cálculo neutrónico, el caso base arroja un perfil de potencia axial con un máximo en la altura media del núcleo, propio de un arreglo de combustible a inicio de ciclo; como es posible apreciar en la Gráfica 6-1, después de la primera iteración el máximo de potencia se desplaza hacia el nodo 6, correspondiente a la zona del núcleo donde el moderador tiene la mayor densidad y es ésta la evidencia de que el código TH_SS.for contribuye adecuadamente a la obtención de valores que describan a un BWR.

Los perfiles de densidad para cada canal mostrados en la Gráfica 6-3, son consistentes con el perfil de potencia del núcleo en la convergencia, donde hasta el nodo 6, el aumento de la potencia se debe a la tendencia de la curva de potencia para el caso base dado que no hay una variación significativa en la densidad del moderador, la caída de potencia después del nodo 6 responde a la disminución en la densidad del refrigerante. En conclusión, los parámetros termohidráulicos y de potencia axial reproducen adecuadamente los fenómenos físicos del núcleo.

El comportamiento de los perfiles de potencia de la Gráfica 6-1 responden al fenómeno de retroalimentación, donde un alto perfil de potencia (iteración 1), corresponde un bajo valor en la densidad y una disminución en la potencia (iteración 2), luego, hay un aumento en la densidad y valores más altos para la potencia (iteración 3), este proceso se repite hasta lograr la convergencia.

Hasta antes de este proyecto, el código AZKIND obtenía los perfiles de potencia basados únicamente en las ecuaciones desarrolladas por la neutrónica, la contribución de este trabajo, fue desarrollar un código que le permitiera a AZKIND considerar los

parámetros termohidráulicos, donde la principal consecuencia es el desplazamiento del pico de potencia del nodo 11 al 6. El análisis de estos efectos de retroalimentación permitió demostrar, por un lado, que se obtuvo un código termohidráulico adecuado y capaz de reproducir resultados afines con el comportamiento de un BWR, y por otro, que AZKIND realiza un proceso de retroalimentación donde es posible apreciar el efecto de incluir la termohidráulica de una iteración a otra.

Como se menciona en el capítulo 6, en esta tesis se realizó un ejercicio de acoplamiento sencillo, formalmente, para la retroalimentación entre un código neutrónico y uno termohidráulico, es necesario un método de acoplamiento automatizado mediante el uso de herramientas computacionales. Queda así, para trabajos futuros, la tarea de realizar este formalismo en el acoplamiento, usando varios métodos y comparar los diferentes resultados para obtener el método más adecuado y capaz de simular el comportamiento de un reactor BWR.

REFERENCIAS

- [1] (2017) China – Nuclear Energy. Recuperado de <https://www.export.gov/article?id=China-Nuclear-Energy>.
- [2] (2018) Outline History of Nuclear Energy. Recuperado de <http://www.world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/outline-history-of-nuclear-energy.aspx>.
- [3] G. Espinosa-Paredes, R. Vázquez R., *Física de Reactores Nucleares I: Un Enfoque Conceptual*, OmniaScience, México (2016).
- [4] F. Castro Diaz-Balart. *Nuclear Energy, Enviromental Danger or Solution for the 21st Century?* LA&GO Ediciones. México (2011)
- [5] N. E. Todreas, M. S. Kazimi. *Nuclear systems volume 1. Thermal hydraulic Fundamentals*. Taylor & Francis Group. U.S.A. (2011).
- [6] Armando M. Gómez Torres. Tesis de Maestría, Instituto Politécnico Nacional, Mexico()
- [7] Miguel Cecenas-Falcon. *Stability Monitoring for Boiling Water Reactors*, Tesis de Doctorado, The Pennsylvania State University. U.S.A. (1999).
- [8] A.B. Jones, *Hydrodynamic Stability of a Boiling Channel*, KAPL-2170, 1961.
- [9] Todreas, N.E. *Heat Transfer and Fluid Flow in Nuclear Systems*. Oxford: Pergamon Press, (1981).
- [10] <http://www.aztlanplatform.mx/>
- [11] Andrés Rodríguez Hernández. *AZKIND: High Performance Computing Code Based on 3D Neutron Diffusion for Analysis and Simulation of Light Water Nuclear Reactors*. Tesis de Doctorado (en preparación), Instituto Politécnico Nacional, Mexico(2018)
- [12] Weston M. Stacey. *Nuclear Reactor Physics*. JONH WILEY & SONS, INC. USA (2001)