



UNIVERSITAT  
POLITÈCNICA  
DE VALÈNCIA



UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE VALÈNCIA

Escuela Técnica Superior de Ingeniería Industrial

Análisis de la Dinámica de Reactores de Agua Ligera  
(LWR) mediante un Modelo Reducido con Acoplamiento  
Termohidráulico-Neutrónico.

Trabajo Fin de Grado

Grado en Ingeniería de la Energía

AUTOR/A: Mondaray Muñoz, Diego

Tutor/a: Barrachina Celda, Teresa María

Cotutor/a: Miró Herrero, Rafael

Cotutor/a externo: VERDU MARTIN, GUMERSINDO JESUS

CURSO ACADÉMICO: 2022/2023

## **RESUMEN**

En el presente trabajo se pretende acoplar un modelo de orden reducido (ROM) de la termohidráulica (TH) de reactores de agua a presión (LWR) con la neutrónica (NK) en el dominio del tiempo mediante el uso de Matlab.

La primera parte del trabajo consiste en el desarrollo de un modelo TH ROM para reactores LWR, en este caso para reactores de agua a presión (PWR).

Posteriormente, se desarrolla el modelo NK mediante las ecuaciones de la cinética puntual reducidas a un solo grupo de precursores de neutrones diferidos.

Una vez validados, ambos modelos TN-NK se acoplan mediante los coeficientes de realimentación y la reactividad.

El modelo acoplado con la cinética puntual se resuelve mediante un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias no lineales, rígidas y de difícil solución. Esta resolución presenta sus limitaciones al asumir una función de forma del flujo constante durante todo el transitorio.

Este modelo se ha mejorado agregando las ecuaciones de evolución de los venenos neutrónicos, como el Xenón.

Este modelo TH-NK permite llevar a cabo simulaciones de transitorios de inserción de reactividad y estimar la evolución de la potencia en un tiempo de respuesta más corto que si se emplean códigos de mayor complejidad. Por ello, este modelo tiene una aplicación directa en la operación de la central, al poder dar una respuesta en tiempo real sobre la evolución de la potencia del reactor ante este tipo de transitorios que pueden suceder durante la operación normal.

**Palabras Clave:** LWR, BWR, PWR, MATLAB, cinética puntual, ROM, acoplamiento TH-NK, transitorios, reactividad.

## RESUM

En aquest treball es pretén acoblar un model d'ordre reduït (ROM) de la termohidràulica (TH) de reactors d'aigua lleugera (LWR) amb la neutrònica (NK) en el domini del temps mitjançant l'ús de Matlab.

La primera part del treball consisteix en el desenvolupament d'un model TH ROM per a reactors LWR, en aquest cas per a reactors de aigua lleugera (PWR).

Posteriorment, es desenvolupa el model NK mitjançant les equacions de la cinètica puntual reduïdes a un sol grup de precursors de neutrons diferents.

Un cop validats, tots dos models TN-NK s'acoblen mitjançant els coeficients de realimentació i la reactivitat.

El model acoblat amb la cinètica puntual es resol mitjançant un sistema d'equacions diferencials ordinàries no lineals, rígides i de difícil solució. Aquesta resolució presenta les seves limitacions en assumir una funció de forma del flux constant durant tot el transitori.

Aquest model s'ha millorat afegint les equacions d'evolució dels verins neutrònics, com ara el Xenó.

Aquest model TH-NK permet dur a terme simulacions de transitoris d'inserció de reactivitat i estimar l'evolució de la potència en un temps de resposta més curt que si es fan servir codis de més complexitat. Per això, aquest model té una aplicació directa a l'operació de la central, en poder donar una resposta en temps real sobre l'evolució de la potència del reactor davant aquest tipus de transitoris que poden succeir durant l'operació normal.

**Paraules clau:** LWR, BWR, PWR, MATLAB, cinètica puntual, ROM, acoblament TH-NK, transitoris, reactivitat.

## **ABSTRACT**

In the present work we intend to couple a reduced order model (ROM) of the thermohydraulics (TH) of light water reactors (LWR) with the neutronics (NK) in the time domain by using Matlab.

The first part of the work consists in the development of a TH ROM model for LWR reactors, in this case for pressurized water reactors (PWR).

Subsequently, the NK model is developed using the point kinetics equations reduced to a single group of delayed neutron precursors.

Once validated, both TN-NK models are coupled using feedback coefficients and reactivity.

The model, coupled with point kinetics, is solved by means of a system of non-linear ordinary differential equations, rigid and of complex solution. This resolution presents its limitations by assuming a constant flux shape function throughout the transient.

This model has been improved by adding the evolution equations of neutron poisons, such as Xenon.

This TH-NK model allows to carry out simulations of reactivity insertion transients and to estimate the evolution of the power in a shorter response time than more complex codes. For this reason, this model has a direct application in the operation of the plant, as it can give a real-time response on the evolution of the reactor power in the event of this type of transients that can occur during normal operation.

**Keywords:** LWR, BWR, PWR, MATLAB, point kinetics, ROM, TH-NK coupling, transients, reactivity.

# ÍNDICE

Documentos contenidos en el TFG

- Memoria
- Presupuesto
- Planos

## DOCUMENTO 1: MEMORIA

1.	Objetivo, metodología y estructura .....	1
2.	Introducción .....	2
2.1.	Motivación .....	2
2.2.	Justificación .....	2
2.3.	Relación con los objetivos de desarrollo sostenible de la agenda 2030.....	3
2.4.	Modelos de orden reducido (ROM).....	3
3.	Descripción de los PWR .....	4
3.1.	Descripción general de una central PWR.....	4
3.2.	Reactor PWR .....	5
3.2.1.	Vasija .....	5
3.2.2.	Presionador .....	6
3.2.3.	Elementos combustibles .....	7
3.2.4.	Barras de control .....	8
3.2.5.	Generador de vapor .....	9
4.	Modelos termohidráulicos del núcleo.....	11
4.1.	Conducción en la varilla de combustible .....	11
4.1.1.	Transferencia de calor en elementos de combustible cilíndricos .....	12
4.1.2.	Conducción a través del huelgo pastilla-vaina .....	14
4.1.3.	Conducción a través de la vaina .....	15
4.1.4.	Conducción de la vaina al refrigerante .....	16
4.2.	Modelo termohidráulico PWR.....	16
4.2.1.	Datos termohidráulicos.....	20

4.2.2.	Ajuste de la temperatura de referencia para el modelo termohidráulico.....	22
5.	Ecuación de la difusión neutrónica .....	26
5.1.	Ecuación de la continuidad .....	26
5.2.	Ley de Fick.....	26
5.2.1.	Condiciones para la aplicación de la ley de Fick .....	27
5.3.	Solución de la ecuación de la difusión neutrónica .....	28
5.4.	Ecuación de la difusión multigrupo .....	28
6.	Cinética puntual .....	30
6.1.	La ecuación de la cinética puntual temporal .....	30
6.1.1.	Medida de reactividad .....	31
6.1.2.	Importancia de los neutrones diferidos.....	32
6.2.	Limitaciones de las ecuaciones de la cinética puntual .....	35
7.	Realimentación .....	36
7.1.	Coeficientes de reactividad.....	36
7.1.1.	Coeficiente de reactividad del combustible (Efecto Doppler).....	38
7.1.2.	Coeficiente de reactividad del moderador y refrigerante.....	39
8.	Venenos neutrónicos.....	40
8.1.	Definición .....	40
8.2.	Efecto de los venenos en el núcleo .....	40
8.3.	Producción de Venenos .....	42
8.4.	Modelo de los Venenos .....	44
8.4.1.	Coeficiente de reactividad del $^{135}\text{Xe}$ .....	44
9.	Modelo neutrónico.....	45
9.1.	Datos neutrónicos .....	45
10.	Acoplamiento TH-NK.....	47
10.1.1.	Acoplamiento adimensional.....	47
10.2.	Cálculo del reactor crítico .....	48
10.2.1.	Reactor crítico sin venenos .....	49
10.2.2.	Reactor crítico con venenos .....	50
11.	Resultados y conclusiones .....	51
11.1.	Modelo TH-NK sin venenos neutrónicos.....	51
11.1.1.	Inserción repentina de barras de control.....	51
11.1.2.	Extracción progresiva de barras de control.....	56

11.2.	Modelo TH-NK con venenos neutrónicos .....	61
11.2.1.	SCRAM.....	61
11.2.2.	Reducción de potencia .....	62
11.3.	Conclusión y líneas futuras.....	68
12.	Bibliografía .....	70

## **ÍNDICE DEL PRESUPUESTO**

1.	Objetivo .....	72
2.	Coste mano de obra .....	72
3.	Coste hardware .....	73
4.	Coste software .....	73
5.	Presupuesto total .....	73

## **ANEXO**

1.	Modelo TH .....	76
1.1.	Modelo general .....	76
1.1.1.	Función sistema ecuaciones .....	77
1.1.2.	Valores de las variables .....	77
2.	Modelo neutrónico.....	79
2.1.	Modelo general .....	79
2.1.1.	Variables neutrónicas.....	79
3.	Modelo acoplado sin venenos .....	81
3.1.	Modelo entrada escalón .....	81
3.1.1.	Función sistema de ecuaciones .....	83
3.1.2.	Función cálculo equilibrio.....	83
3.1.3.	Función sistema ecuaciones para cálculo equilibrio.....	84
3.2.	Modelo entrada rampa.....	84
3.2.1.	Función sistema de ecuaciones .....	87
4.	Modelo acoplado con venenos .....	88
4.1.	Modelo entrada escalón SCRAM.....	88
4.1.1.	Función sistema ecuaciones .....	90
4.1.2.	Función cálculo equilibrio.....	91
4.1.3.	Función sistema ecuaciones para cálculo equilibrio.....	92
4.1.4.	Variables venenos neutrónicos.....	92

4.2. Modelo rampa con venenos .....92

## **ÍNDICE DE FIGURAS**

*Figura 1: Esquema de una Central PWR. (Foro Nuclear, 2014) .....5*

*Figura 2: Vista de la vasija de un PWR. (Nuclear Regulatory Commission) .....6*

*Figura 3: Vista de un presionador. (Nuclear Regulatory Commission) .....7*

*Figura 4: Esquema de un elemento combustible. (ENUSA, s.f.).....8*

*Figura 5: Esquema de barras de control en elemento combustible PWR. (M.Stacey, 1974) .....9*

*Figura 6: Generador de Vapor Westinghouse. (Nuclear Regulatory Commission).....10*

*Figura 7: Esquema de varilla de combustible. (James J.Duderstadt, 1976) .....12*

*Figura 8: Efecto del quemado en la superficie del combustible. (James J.Duderstadt, 1976) .....15*

*Figura 9: Evolución de la temperatura del combustible y la vaina  $t=200s$ . .....23*

*Figura 10: Evolución de la temperatura del moderador  $t=200s$ . .....23*

*Figura 11: Evolución de la temperatura adimensional de la vaina y el combustible  $t=200s$ . .....24*

*Figura 12: Inserción de reactividades para  $0 < \rho_0 < \beta$ . .....34*

*Figura 13: Inserción de reactividades para  $\rho_0 > \beta$ . .....34*

*Figura 14: Comparación de la resonancia de la sección eficaz de absorción de  $U_{238}$  a 293K y 1500K. (Yoshiaki Oka, 2008).....38*

*Figura 15: Espectro de productos de la fisión del  $^{235}U$ . (R.Lamarsh, 1961) .....42*

*Figura 16: Esquema de desintegración para  $A=135$ . (James J.Duderstadt, 1976).....43*

*Figura 17: Esquema de desintegración simplificado para  $A=135$ . (James J.Duderstadt, 1976) ..43*

*Figura 18: Modelo de realimentación para la cinética puntual. (Yoshiaki Oka, 2008) .....47*

*Figura 19: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t=100s$ . .....52*

*Figura 20: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t=100s$ . .....52*

*Figura 21: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t = 100s$ . .....53*

*Figura 22: Evolución del factor de multiplicidad efectivo para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t = 100s$ ...54*

*Figura 23: Estabilización de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t = 1h$ . .....55*

*Figura 24: Estabilización de las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = -0.34$  \$ y  $t = 100s$ . .....55*



<i>Figura 25: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 100s</math>.</i> .....	56
<i>Figura 27: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 100s</math>.</i> .....	57
<i>Figura 26: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para <math>\rho_{ext} = 0.14t</math> \$ y <math>t = 100s</math>.</i> .....	57
<i>Figura 28: Evolución del factor de multiplicidad efectivo para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 100s</math>...</i>	58
<i>Figura 29: Evolución de la temperatura del combustible, vaina y moderador ante una entrada escalón con la misma reactividad que en la simulación rampa.</i> .....	59
<i>Figura 31: Estabilización de las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 1h</math>.</i> .....	60
<i>Figura 30: Estabilización de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 1h</math>.</i> .....	60
<i>Figura 32: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos <math>\rho_{ext} = -3</math> \$ y <math>t = 120 h</math>.</i> .....	61
<i>Figura 33: Evolución del <math>^{135}I</math> y el <math>^{135}Xe</math> para <math>\rho_{ext} = -3</math> \$ y <math>t = 120 h</math>.</i> .....	62
<i>Figura 34: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 120s</math>.</i> .....	64
<i>Figura 35: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 120s</math>.</i> .....	64
<i>Figura 36: Evolución del <math>^{135}I</math> y el <math>^{135}Xe</math> para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 120 s</math>.</i> .....	65
<i>Figura 37: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 120s</math>.</i> .....	66
<i>Figura 38: Evolución del <math>^{135}I</math> y el <math>^{135}Xe</math> para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 150 h</math>.</i> .....	66
<i>Figura 39: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 150 h</math>.</i> .....	67
<i>Figura 40: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para <math>\rho_{ext} = 0.144t</math> \$ y <math>t = 150 h</math>.</i> .....	67
<i>Figura 41: Evolución de las reactividades en el caso 1. (B.Navarro, 2021)</i> .....	68

## **ÍNDICE DE TABLAS**

Tabla 1: Datos termohidráulicos utilizados en el modelo PWR. (Clarissa R.Regis, 2000) y (Neil E.Todreas, 2011) .....	20
Tabla 2: Temperaturas iniciales para calcular el estado de equilibrio. ....	22
Tabla 3: Temperaturas de equilibrio para el modelo termohidráulico .....	24

Desarrollo de un Modelo Reducido con Acoplamiento Termohidráulico-Neutrónico para el  
Análisis de la Dinámica de Reactores de Agua Ligera (LWR)

---

<i>Tabla 4: Datos cinemáticos utilizados. (M.Stacey, 1974) y (Yoshiaki Oka, 2008)</i> .....	45
<i>Tabla 5: Datos para la producción de <sup>135</sup>Xe. (M.Stacey, 1974)</i> .....	46
<i>Tabla 6: Datos neutrónicos generales. (Nicolás Olmo, 2018)</i> .....	46
<i>Tabla 7: Valores iniciales del modelo sin venenos</i> .....	49
<i>Tabla 8:Valores del reactor en estado crítico sin venenos</i> .....	49
<i>Tabla 9: Concentraciones iniciales de venenos</i> .....	50
<i>Tabla 10:Valores del reactor en estado crítico con venenos</i> .....	50
<i>Tabla 11: Horas dedicadas</i> .....	72
<i>Tabla 12: Precio mano de obra</i> .....	73
<i>Tabla 13: Precio del hardware</i> .....	73
<i>Tabla 14: Precio del Software</i> .....	73
<i>Tabla 15: Coste total</i> .....	74

**DOCUMENTO 1:**

**MEMORIA**

## **1. Objetivo, metodología y estructura**

Los modelos termohidráulico-neutrónicos tienen como objetivo el estudio de transitorios en el núcleo de los reactores con el fin de analizar el diseño del núcleo y como éste afecta a la neutrónica y a la termohidráulica.

Los modelos sencillos son muy útiles a la hora de poder analizar transitorios rápidos en poco tiempo y con un bajo coste computacional. En este trabajo, partiendo de la ecuación de la difusión y demostrando las ecuaciones de la cinética puntual, se pretende analizar la evolución temporal de la concentración de neutrones en diferentes transitorios a partir de un modelo de orden reducido desarrollado a partir de diferentes fuentes, donde las principales son (Clarissa R.Regis, 2000) y (Jian Su, 2001).

El modelo, aun siendo sencillo, ya que solo es capaz de predecir la evolución de la concentración de neutrones en el ámbito temporal y no en el ámbito espacial del núcleo, nos permite estudiar la evolución de la temperatura de diferentes componentes del núcleo.

El estudio de la temperatura de los diferentes materiales que componen el núcleo es de gran importancia puesto que las restricciones de operación no nos las proporciona la neutrónica si no la termohidráulica, ya que son los materiales los que deben soportar las temperaturas a las que va a operar el núcleo. Por ejemplo, el Zircaloy-4 del que están envueltas las vainas de los elementos combustibles en un PWR no debería superar temperaturas cercanas a los 1200 °C ya que comienza a oxidarse y produce hidrógeno en el interior de la vasija.

Posteriormente, se acoplan estas temperaturas con la neutrónica para poder ver el efecto de los diferentes parámetros termohidráulicos en la potencia del núcleo y viceversa.

Además, el modelo es especialmente polivalente ya que nos permite, cambiando tan solo inserciones de reactividades, generar simulaciones de diferentes transitorios; eyecciones e inyecciones de barras, aumento de la presión en el interior del núcleo etc.

Por lo tanto, los objetivos del trabajo pueden resumirse en:

1. Desarrollo de un modelo termohidráulico simplificado del núcleo de un reactor PWR.
2. Desarrollo de un modelo neutrónico basado en las ecuaciones de la cinética puntual temporales sin realimentación.
3. Acoplamiento de ambos modelos para poder analizar el efecto cruzado entre la termohidráulica y la neutrónica del reactor.
4. Introducir al modelo acoplado venenos neutrónicos que se van generando en el núcleo debido al quemado del combustible, permitiendo analizar transitorios más largos para ver los efectos en el núcleo.
5. Análisis de los resultados obtenidos con el modelo utilizado y su validación.

## **2. Introducción**

### **2.1. Motivación**

En la última década el cambio climático y la emisión de gases de efecto invernadero debido a la producción de energía está centrando el debate social y político. Países como Francia apuestan de manera férrea por una generación eléctrica basada en una fuerte presencia de la nuclear, mientras que países como Alemania abogan por una generación con ausencia de la energía nuclear.

Los países se están viendo presionados para reducir de manera drástica las emisiones de efecto invernadero. Las renovables están en pleno auge; pero presentan un problema: la intermitencia en la generación. Hoy en día no existe tecnología capaz de almacenar grandes cantidades de energía para paliar los efectos de estas intermitencias y por lo tanto la necesidad de una fuente de energía limpia y constante durante todas las horas del día es de vital importancia.

La nuclear es una fuente de energía que produce ingentes cantidades de energía durante las 24h del día sin interrupciones (exceptuando periodos de recarga y paradas por mantenimiento) y es una fuente libre de emisiones de dióxido de carbono. Es por estas razones que esta fuente de energía no debería ser ignorada a la hora de combatir el cambio climático.

Por todo lo anterior, además de mi entusiasmo por la física de reactores, he decidido realizar un Trabajo de Fin de Grado en el área de la Ingeniería Nuclear.

### **2.2. Justificación**

El desarrollo de modelos neutrónicos es de vital importancia a la hora de poder analizar los efectos de diferentes transitorios en la distribución de la potencia dentro del reactor; impidiendo en casos extremos la fusión del núcleo.

La neutrónica depende de manera directa de las condiciones termohidráulicas del reactor, por lo tanto, cualquier cambio en las condiciones de operación puede generar efectos no deseados dentro del núcleo poniendo en peligro la seguridad de la central nuclear. En la operación normal de los reactores se generan transitorios operacionales mediante la inserción o la extracción de barras, inyección o dilución de boro y debido a golpes de ariete causados por cierres de válvulas.

Los modelos TH-NK nos permiten estudiar los transitorios y conocer el comportamiento del núcleo ante los diferentes casos que se pueden dar. Además, los códigos de cálculo rápido permiten saber de manera menos exacta, pero más rápida, la evolución de transitorios más sencillos y de corta duración. Estos últimos tienen gran importancia en la operación a tiempo real de los reactores nucleares y pueden realizar cálculos prácticamente inmediatos del cambio de la potencia dentro del núcleo.

Por lo tanto, en el presente trabajo se procede a desarrollar un modelo de orden reducido para el cálculo de transitorios en los reactores de agua ligera.

### **2.3. Relación con los objetivos de desarrollo sostenible de la agenda 2030**

El código TH-NK desarrollado tiene una estrecha relación con los Objetivos de Desarrollo Sostenible (ODS) de la Agenda 2030.

En términos de energía asequible y no contaminante (ODS 7), mejora la eficiencia y seguridad de los reactores nucleares, lo que permite un suministro energético más sostenible. También promueve la innovación y la infraestructura resiliente (ODS 9) al mejorar la eficiencia de los reactores.

Además, ayuda en la acción contra el cambio climático (ODS 13) al ofrecer una fuente de energía limpia y libre de emisiones. Contribuye a la promoción de la paz, la justicia y las instituciones sólidas (ODS 16) al fortalecer la seguridad nuclear y garantizar una gestión responsable de la energía.

En resumen, el código TH-NK tiene un impacto significativo en varios ODS, incluyendo el acceso a una energía asequible y no contaminante, el fomento de la innovación y la infraestructura resiliente, la acción contra el cambio climático y la promoción de la paz y la seguridad.

### **2.4. Modelos de orden reducido (ROM)**

Un modelo de orden reducido es una aproximación simplificada de un sistema complejo que permite representarlo de manera más eficiente y computacionalmente viable. En el campo de la ingeniería nuclear, los modelos de orden reducido desempeñan un papel crucial en el modelado de la neutróica y la termohidráulica, siendo estos dos aspectos fundamentales para el funcionamiento y diseño seguro de reactores nucleares.

En el contexto de la neutróica, los modelos de orden reducido se utilizan para describir el comportamiento de los neutrones en el núcleo del reactor. Estos modelos simplifican las ecuaciones de transporte de neutrones, reduciendo la complejidad espacial y temporal. Al simplificarse, se obtiene un conjunto de ecuaciones de menor dimensión que capturan las características más relevantes del comportamiento de los neutrones, como la reactividad del núcleo. Esta simplificación permite realizar cálculos más rápidos y eficientes para evaluar la estabilidad y seguridad del reactor.

Por otro lado, en la termohidráulica, los modelos de orden reducido se centran en la simulación del flujo de calor y la transferencia de energía en el reactor. Estos modelos simplificados capturan las relaciones fundamentales entre los fenómenos termohidráulicos, como la convección, la conducción y la radiación térmica. Al reducir la complejidad de las ecuaciones de balance de energía y flujo de masa, los modelos de orden reducido permiten simular el comportamiento térmico del reactor de manera más eficiente.

Los modelos de orden reducido, al capturar los aspectos clave de los fenómenos nucleares y térmicos, son fundamentales para evaluar el comportamiento y la seguridad de los reactores nucleares, así como para apoyar el diseño y la optimización de nuevos sistemas nucleares.

### **3. Descripción de los PWR**

Los reactores comerciales de agua ligera más extendidos en los países con parques nucleares son los reactores de agua en ebullición (BWR) y los reactores de agua a presión (PWR). En ambos, tanto el refrigerante como el moderador utilizado es agua ligera, pero presentan diferencias importantes en el diseño debido al comportamiento del moderador a lo largo del núcleo.

En este apartado se nombran y explican las principales características de los reactores de agua a presión.

#### **3.1. Descripción general de una central PWR**

Las centrales PWR normalmente constan de tres circuitos de refrigeración: el primario, secundario y terciario.

El circuito primario se encuentra presurizado (alrededor de  $170 \text{ kg/cm}^2$ ) con el objetivo de evitar la ebullición del refrigerante. El fluido del circuito primario es agua ligera que refrigera de manera directa el núcleo. El agua del circuito primario tiene tanto la función de refrigerante como la de moderador; es por ello que el control de las características termohidráulicas del agua es muy relevante a la hora de operar el reactor. Es importante mantener el circuito primario totalmente cerrado y evitar fugas, ya que al pasar el agua por el núcleo ésta se activa ya que puede contener trazas de sustancias radioactivas.

El circuito secundario ya no se encuentra presurizado e intercambia calor con el circuito primario; el agua del secundario se evapora y tras un proceso de secado, el vapor hace girar las turbinas para generar electricidad.

Finalmente, para poder refrigerar el circuito secundario, un circuito abierto (el terciario) es el encargado de enfriar el refrigerante secundario a la salida de las turbinas. Este circuito coge agua del mar o de un río y se enfría en las torres de refrigeración.

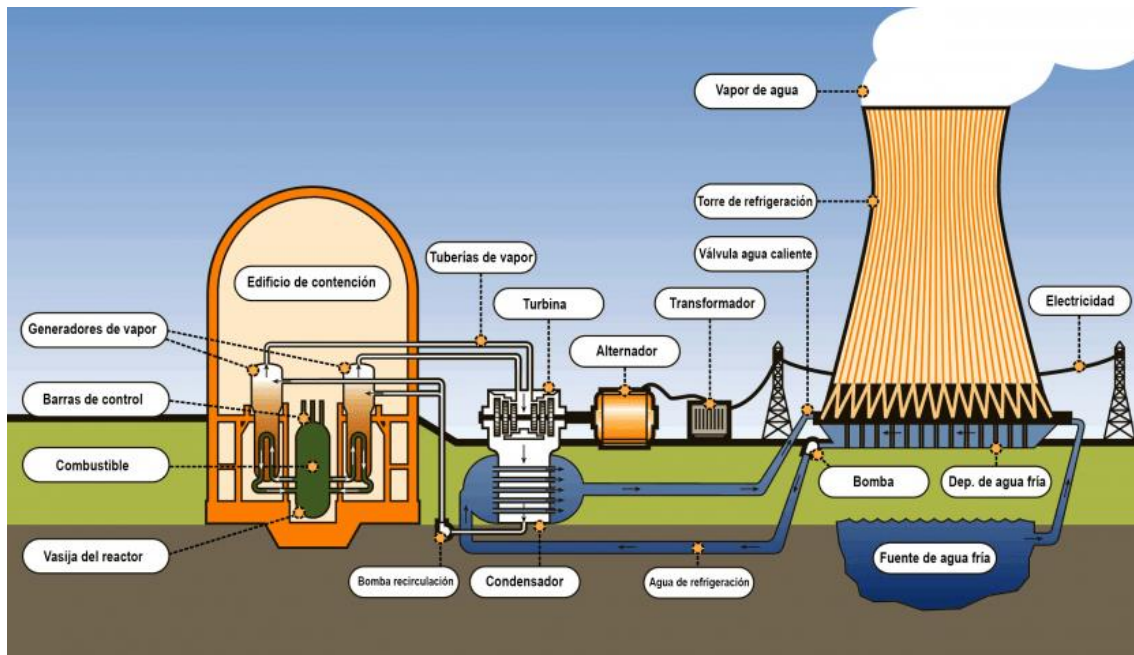


Figura 1: Esquema de una Central PWR. (Foro Nuclear, 2014)

## 3.2. Reactor PWR

El reactor es el lugar en el cual la reacción de fisión se lleva a cabo y por consiguiente donde se genera la energía térmica. Para controlar la reacción en cadena se usan barras de control y boro disuelto en el agua del circuito de refrigeración primario. Además, al tener que estar a presiones elevadas el refrigerante del circuito primario, es necesario un sistema de presurizadores.

### 3.2.1. Vasija

La vasija es la carcasa del núcleo que actúa como barrera de presión y protección del refrigerante primario.

En su interior se encuentran los elementos combustibles, los haces de barras de control, el blindaje térmico, el blindaje neutrónico y otros elementos.

La vasija tiene forma de cuerpo cilíndrico rematado en ambos extremos por casquetes semiesféricos, siendo la parte superior desmontable al disponer de una brida con pernos. Esto permite abrir la vasija para la retirada y redistribución de los elementos combustibles consumidos en las recargas.



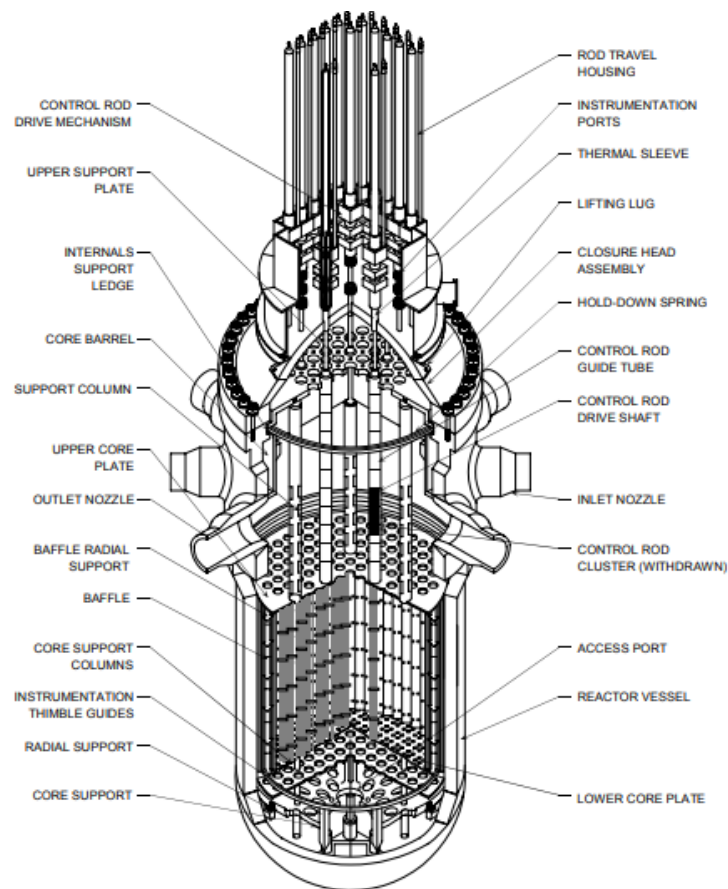


Figura 2: Vista de la vasija de un PWR. (Nuclear Regulatory Commission)

### 3.2.2. Presionador

El presionador es el elemento encargado de controlar la presión del circuito primario, asegurándose que no supera los valores permitidos. La presión se controla con el uso de calentadores eléctricos, rociadores, válvulas de alivio y de seguridad.

El presionador opera con una mezcla de agua y vapor en equilibrio; si la presión comienza a desviarse del valor deseado, los diferentes componentes actuarán para estabilizarla al punto deseado para la segura operación.

Las subidas de presión son causadas cuando aumenta la potencia y por lo tanto la temperatura del refrigerante que circula por el circuito primario. Un aumento de temperatura supone una reducción en la densidad del refrigerante y por consiguiente un mayor volumen ocupado por el agua; los rociadores se encargarían de rociar agua fría por la parte superior del presionador para reducir la cantidad de vapor y por consiguiente reducir la presión. Si la presión aumentara significativamente, las válvulas de alivio se abrirían y vaciarían el vapor en el tanque de alivio de vapor. En caso de no ser suficiente la medida para contener el aumento de presión en el circuito primario, las válvulas de seguridad se abrirían como último recurso.

En el caso opuesto, es decir, una reducción en la presión del circuito primario debido a un descenso en la temperatura del refrigerante, los calentadores eléctricos calentarán el agua hasta la ebullición para aumentar la cantidad de vapor y así evitar que la presión descendiera.

El control de la presión en los reactores PWR es de gran importancia ya que la reactividad del núcleo depende en cierta medida de la densidad del refrigerante.

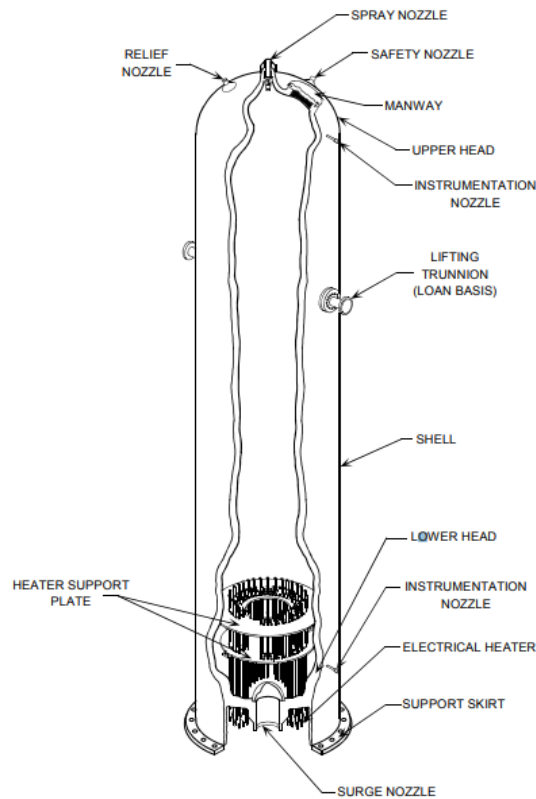


Figura 3: Vista de un presionador. (Nuclear Regulatory Commission)

### 3.2.3. Elementos combustibles

Los elementos combustibles están ubicados dentro de la vasija. Las pastillas de combustible de dióxido de uranio enriquecidas al 3-4% están contenidas en varillas de Zircaloy-4, conocidas como vainas. En cada extremo de las vainas hay un espacio vacío que sirve para acumular los productos en fase gas producidos en la fisión.

Las vainas se agrupan en unidades conocidas como elementos combustibles y pueden tener diferentes dimensiones dependiendo del reactor. En el caso de los reactores occidentales Westinghouse estas pueden variar entre 14x14, 15x15, 16x16 y 17x17. El conjunto de los elementos combustibles forma el núcleo del reactor y dependiendo de la potencia del reactor el número de elementos combustibles puede variar.

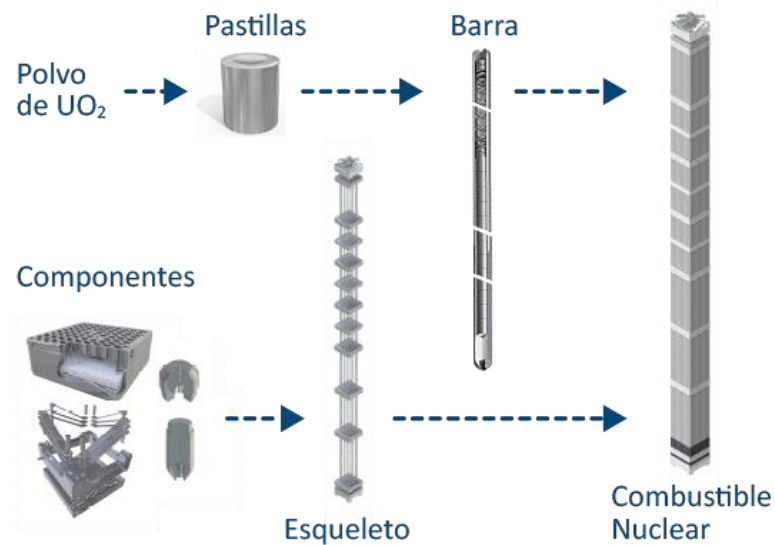


Figura 4: Esquema de un elemento combustible. (ENUSA, s.f.)

### 3.2.4. Barras de control

Las barras de control son un elemento utilizado para controlar la reactividad de núcleo, es decir, la población neutrónica. Son las encargadas de parar la reacción nuclear en caso necesario y de regular la potencia durante todo el ciclo.

Las barras de control suelen ser de una aleación de cadmio o de boro y se envainan en tubos de acero inoxidable que se deslizan por los alojamientos existentes (las guías) entre las vainas dentro del propio elemento combustible.

Las barras de control son un conjunto de varillas absorbentes de un único elemento combustible movidas también por un único mecanismo. Se agrupan en bancos, dos de parada y 4 de control, que se mueven conjuntamente. En los núcleos PWR tienen forma de araña y se insertan por arriba; su ubicación facilita que en caso de fallo del mecanismo de inserción puedan entrar por gravedad.

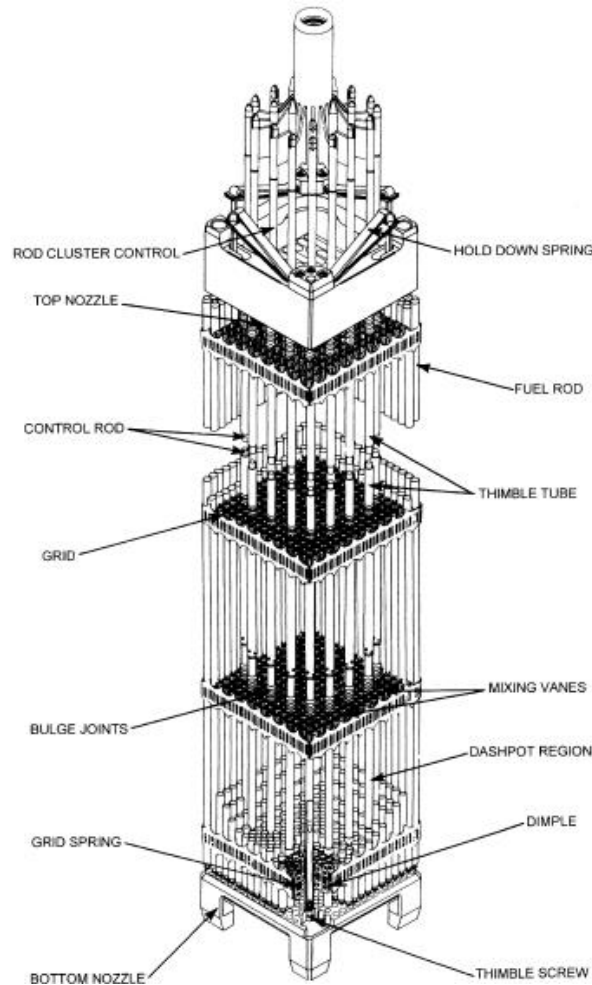


Figura 5: Esquema de barras de control en elemento combustible PWR.  
(M.Stacey, 1974)

### 3.2.5. Generador de vapor

El generador de vapor, como su nombre indica, es el elemento encargado de generar vapor en el circuito secundario a partir del calor extraído del núcleo por el circuito primario. Es, por lo tanto, un intercambiador de calor que produce vapor saturado; en él se pueden distinguir dos zonas: la zona de intercambio de calor, donde está situado el haz tubular, y la zona de separación y secado de vapor.

En la zona de intercambio de calor el circuito primario le cede calor al secundario generando vapor saturado. Posteriormente, el vapor saturado pasa a través de unos separadores de humedad y unos secadores situados en la parte superior del generador de vapor.

De esta manera, el generador de vapor obtiene vapor saturado seco que es conducido hacia las turbinas de la central nuclear para la producción de energía eléctrica.

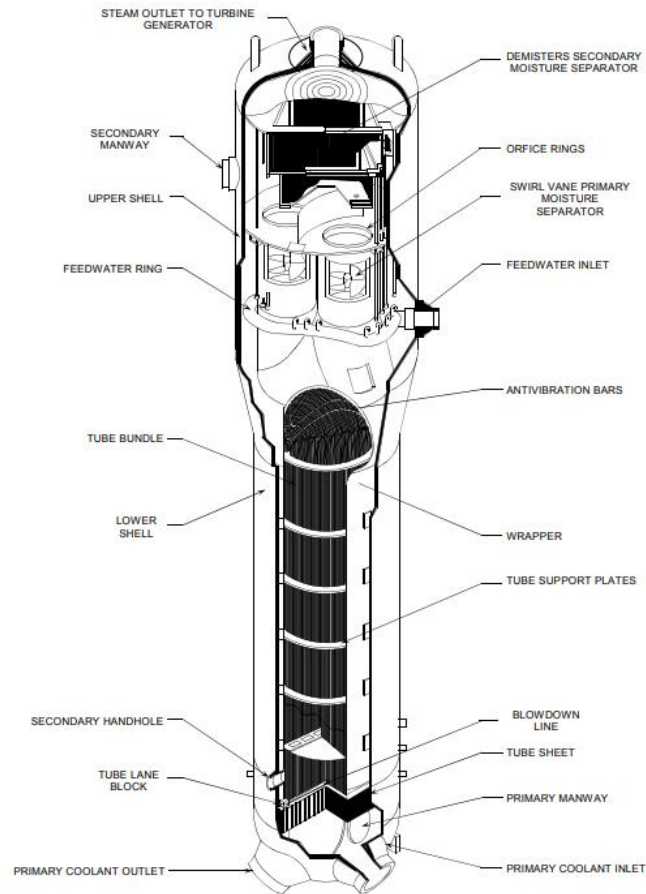


Figura 6: Generador de Vapor Westinghouse. (Nuclear Regulatory Commission)

## 4. Modelos termohidráulicos del núcleo

Los modelos termohidráulicos del núcleo son de gran importancia a la hora de conocer la distribución de la temperatura tanto del núcleo como de la varilla de combustible. Una descripción precisa de las distribuciones de temperatura del combustible y de los diferentes elementos del núcleo es esencial para conocer el comportamiento y el desgaste de estos materiales a lo largo del tiempo.

Por ejemplo, los gradientes térmicos son causantes de estrés térmico en los materiales que, junto a los esfuerzos mecánicos, contribuyen a la deformación plástica a altas temperaturas. Además, la temperatura del refrigerante en contacto con superficies sólidas tiene un importante efecto en las reacciones químicas, como la corrosión y, por lo tanto, en la vida de los materiales que se encuentran dentro del núcleo.

Las condiciones termohidráulicas del núcleo también tienen un efecto directo en la neutrónica, especialmente las temperaturas de la pastilla de combustible y del refrigerante debido a los mecanismos de realimentación. Un buen modelado de la termohidráulica permite conocer de manera precisa la evolución y distribución de la potencia en el interior del núcleo.

En este apartado se explican las ecuaciones y conceptos más generales para el modelado de los diferentes comportamientos termohidráulicos dentro del núcleo que suelen ser utilizadas en modelos termohidráulicos.

### 4.1. Conducción en la varilla de combustible

La ecuación de la energía describe la distribución de la temperatura en un sólido (el cual se asume incompresible con una expansión térmica despreciable) queda como (Neil E. Todreas, 2011):

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla k \nabla T + q''' \quad (1)$$

Expresada en función de la dependencia espacial y temporal:

$$\rho c_p(\vec{r}, t) \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = \nabla [k(\vec{r}, t) \nabla T(\vec{r}, t)] + q'''(\vec{r}, t) \quad (2)$$

En estado estacionario, la Ec. (2) queda como:

$$\nabla k(\vec{r}, t) \nabla T(\vec{r}) + q'''(\vec{r}) = 0 \quad (3)$$

Donde, por definición, el flujo de calor se expresa como  $q''(\vec{r}) = -k \nabla T$  quedando la Ec. (3) como:

$$-\nabla \vec{q}''(\vec{r}, t) + q'''(\vec{r}) = 0 \quad (4)$$

#### 4.1.1. Transferencia de calor en elementos de combustible cilíndricos

Hoy en día, la mayoría de los reactores hacen uso de barras de combustible cilíndricas. En este apartado, partiendo de las ecuaciones para la conducción en la varilla de combustible, se procede a demostrar las expresiones generales para la caída de temperatura, así como las ecuaciones de transferencia de energía, en los elementos combustibles cilíndricos. Para simplificar los cálculos se asumen las siguientes condiciones (James J. Duderstadt, 1976):

- Se desprecia la conducción de calor en la dirección axial. Esta aproximación es posible hacerla ya que el gradiente de temperatura es varios ordenes de magnitud mayor en la dirección radial.
- La energía procedente de la fisión dentro del combustible se supone uniforme a través de toda la varilla de combustible. En esta aproximación no se tiene en cuenta la variación espacial del flujo, pero esta variación espacial tiene lugar debido a las zonas de resonancia de los elementos que componen el combustible, las cuales son muy sensibles a las temperaturas. Esta aproximación suele llevarse a cabo en análisis térmicos del núcleo.
- Se considera solamente transferencia de calor en estado estacionario.

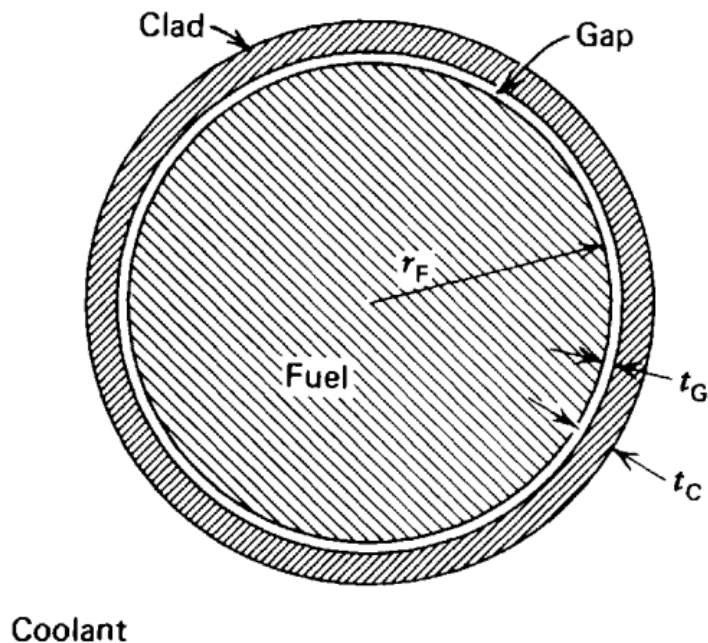


Figura 7: Esquema de varilla de combustible. (James J. Duderstadt, 1976)

La conducción cilíndrica para una varilla de combustible con una fuente de generación de calor volumétrica  $q'''$  y con las condiciones previamente establecidas tienen la forma de:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} k_F r \frac{dT}{dr} = -q''' \quad (5)$$

Donde  $k_f$  es la constante de conductividad térmica y es función de la temperatura (en el caso de considerarla constante se resuelve la Ec. (5) de manera inmediata). Primero se integra la Ec. (5) desde el centro del combustible  $r = 0$  hasta el radio  $r$ :

$$k_F r \frac{dT}{dr} = -\frac{r^2}{2} q''' \quad (6)$$

Dividiendo entre  $r$  e integrando todo desde  $r = 0$  hasta  $r = r_F$  (Figura 7), queda como:

$$\int_{T_0}^{T_F} k_F(T) dT = -\int_0^{r_F} dr \frac{r q'''}{2} = -\frac{r_F^2}{4} q''' \quad (7)$$

Donde  $T_0$  es la temperatura del centro del combustible y  $T_F$  la temperatura en el radio exterior del combustible. Si se define la conductividad térmica media del combustible como:

$$\bar{k}_F \equiv \frac{1}{T_0 - T_F} \int_{T_F}^{T_0} dT k_F(T) \quad (8)$$

Sustituyendo la Ec. (8) en la Ec. (7) y operando, se obtiene:

$$\Delta T|_{FUEL} \equiv T_0 - T_F = \frac{q''' r_F^2}{4 \bar{k}_F} \quad (9)$$

En el caso que se quiera expresar la Ec. (9) en función de la potencia generada por unidad de longitud  $q'$ :

$$q' \equiv \pi r_F^2 q''' \quad (10)$$

Finalmente, la Ec. (9) queda como:

$$\Delta T|_{FUEL} = \frac{q'}{4 \pi \bar{k}_F} \quad (11)$$

Es importante recalcar que, a partir de la Ec. (11), la caída de temperatura no depende del radio del combustible, si no de la conductividad del combustible y de la potencia generada por unidad de longitud.

La conducción térmica del combustible suele estar entre los  $0.020 - 0.030 \frac{W}{cm \cdot K}$ . Esta baja conductividad térmica provoca grandes diferencias de temperatura a través del combustible; por ejemplo, en un LWR donde la potencia por unidad de longitud suele ser de  $500 \frac{W}{cm}$ , la diferencia de temperatura sería de alrededor de los  $1400 \text{ }^\circ\text{C}$ .

La temperatura en el centro del combustible está limitada por el punto de fusión que suele estar en los  $2800 \text{ }^\circ\text{C}$  para el  $UO_2$ . Es importante limitar la potencia generada para evitar llegar a este punto.



#### 4.1.2. Conducción a través del huelgo pastilla-vaina

En el caso de los LWR, las pastillas de combustibles se encuentran dentro de la vaina. Normalmente existe un huelgo entre la vaina y el combustible del orden de milésimas de centímetro que suele estar lleno con un gas inerte (como puede ser el helio).

Aunque el huelgo es pequeño, la baja conductividad térmica de los gases provoca grandes saltos de temperatura a través de este. Como a través del huelgo no hay generación de calor basta resolver (James J.Duderstadt, 1976):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} k_G r \frac{dT}{dr} = -q''' \quad (12)$$

Donde  $k_G$  es la conductividad térmica del huelgo.

Asumiendo una conductividad térmica del huelgo constante y, teniendo en cuenta que se debe cumplir la continuidad del flujo de calor a través de la superficie del combustible, queda que:

$$-k_G \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=r_F} = q'' = \frac{q'}{2\pi r_F} = \frac{q''' r_F}{2} \quad (13)$$

Integrando la Ec. (13), se obtiene la caída de temperatura a través del huelgo:

$$\Delta T|_{GAP} \equiv T_F - T_C = \frac{q''' r_F^2}{2k_G} \ln \left( \frac{r_F + t_G}{r_F} \right) \quad (14)$$

Donde  $t_G$  es el tamaño del huelgo (Figura 7) y  $T_C$  la temperatura del interior de la vaina. Como los espesores del huelgo suelen ser pequeños ( $\sim 0.005 \text{ cm}$ ), se puede expandir el logaritmo y de esta manera obtener:

$$\Delta T|_{GAP} \cong \frac{q''' r_F}{2} \frac{t_G}{k_G} = \frac{q'}{2\pi r_F} \left( \frac{t_G}{k_G} \right) \quad (15)$$

Durante el quemado del combustible, algunos productos de fisión son gaseosos y, por lo tanto, la composición de los gases en el huelgo va cambiada a lo largo del ciclo. Los modelos más complejos tienen esto en cuenta, debido a que la conductividad del huelgo cambiará a lo largo del ciclo. De todas maneras, existe un efecto del quemado mucho más importante: la deformación de las pastillas de combustible. Las pastillas, al deformarse, entran en contacto con las paredes de la vaina generando puntos calientes. Estos efectos del quemado son de difícil predicción y por lo tanto los modelos suelen definir un coeficiente efectivo de convección para el huelgo  $h_G$  tal que la caída de temperatura a través del huelgo es:

$$\Delta T|_{GAP} = \frac{q''}{h_G} \quad (16)$$

Donde  $h_G$  se calcula en función del espesor medio del huelgo, la conductividad del gas, la presión de contacto entre la pastilla de combustible y la vaina, las irregularidades en la superficie, el material de la vaina y el quemado. Normalmente toma valores de entre  $0.5 - 1.1 \frac{W}{cm^2 K}$ .

En el caso de estar en estado estacionario, el flujo de calor producido en el combustible dividido por la superficie del combustible debe ser igual al flujo a través del huelgo, es decir:

$$q'' = \frac{q'''(\pi r_F^2 H)}{2\pi r_F H} = \frac{q''' r_F}{2} = \frac{q'}{2\pi r_F} \quad (17)$$

La caída de temperatura a través del huelgo queda finalmente como:

$$\Delta T|_{GAP} = \frac{q''' r_F}{2h_G} = \frac{q'}{2\pi r_F h_G} \quad (18)$$

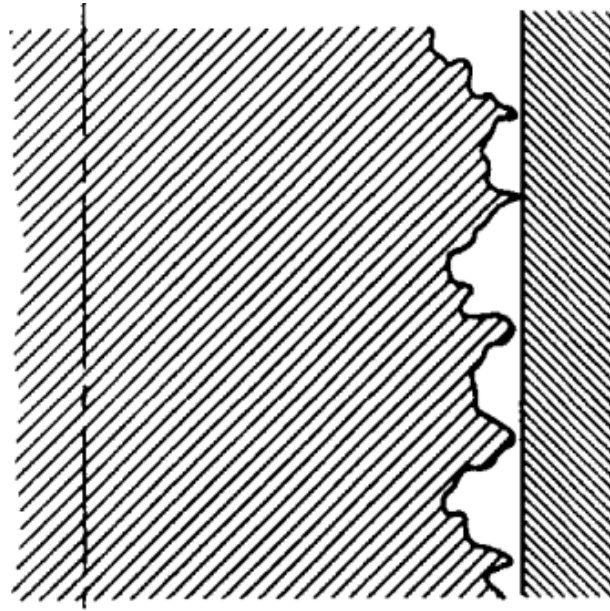


Figura 8: Efecto del quemado en la superficie del combustible. (James J.Duderstadt, 1976)

#### 4.1.3. Conducción a través de la vaina

Para el cálculo del flujo de calor a través de la vaina se asume que la conductividad de la vaina es constante (James J.Duderstadt, 1976), tal que:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r k_c \frac{dT}{dr} = 0 \quad (19)$$

Donde  $k_c$  representa la conductividad térmica de la vaina. La caída de temperatura se expresa como:

$$\Delta T|_{CLAD} \equiv T_C - T_s = \frac{q''' r_F^2}{2k_c} \ln\left(\frac{r_F - t_c}{r_F}\right) \quad (20)$$

Donde  $T_s$  es la temperatura del exterior de la vaina y  $t_c$  el grosor de esta (se ha ignorado el grosor del huelgo a la hora de integrar). Al ser  $t_c \ll r_F$  se puede expandir el logaritmo de nuevo, tal que:

$$\Delta T|_{CLAD} \cong \frac{q''' r_F t_c}{2 k_c} = \frac{q' t_c}{2\pi r_F k_c} \quad (21)$$

Al tener los materiales utilizados en la vaina grandes conductividades térmicas, permitiendo así la cesión de calor eficiente al refrigerante, los saltos de temperatura a través de la vaina son relativamente pequeños.

#### 4.1.4. Conducción de la vaina al refrigerante

La transferencia de calor hacia el refrigerante puede expresarse a partir de la ley de enfriamiento de Newton como:

$$q'' = h_s(T_s - T_M) \quad (22)$$

Donde  $h_s$  es el coeficiente de convección entre el exterior de la vaina y el refrigerante. Este coeficiente se calcula a partir de las condiciones de flujo del refrigerante, así como sus propiedades. Asumiendo que se conoce, se puede calcular el salto de temperatura como:

$$\Delta T|_{MOD} \cong T_s - T_M = \frac{q''}{h_s} = \frac{q''' r_F^2}{2h_s \cdot (r_F + t_c)} = \frac{q'}{2h_s \pi (r_F + t_c)} \quad (23)$$

El salto de temperatura de la vaina al moderador suele ser extremadamente pequeño, donde las conductividades térmicas suelen ser del orden de  $4.5 \frac{W}{cm^2K}$  para LWR, aunque pueden variar dependiendo del reactor y del estado de las vainas.

## 4.2. Modelo termohidráulico PWR

En este apartado se procede a explicar en detalle el modelo termohidráulico implementado en el PWR con todas las simplificaciones y demostraciones de las ecuaciones obtenidas a partir de (Clarissa R.Regis, 2000) y (Jian Su, 2001). Posteriormente, se acoplará a la neutrónica mediante la realimentación.

Para llevar a cabo el modelo TH de un PWR se considera la conducción de calor en una varilla de combustible. El sistema está compuesto por el combustible, la vaina y el moderador.

Para simplificar el modelo se hacen las siguientes suposiciones:

- Se asume simetría en la distribución de la temperatura
- La variación espacial de la generación de calor a través del combustible es ignorada.
- Las conductividades térmicas son constantes e independientes de la temperatura.
- La generación de calor en la vaina es despreciable.

Con las tres suposiciones anteriores, queda un sistema de ecuaciones para la conducción de calor con sus condiciones de contorno tal que:

$$\rho_f c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( k_f r \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) + g(t) \quad 0 < r < r_{fo} \quad (24)$$

$$T_f(r, 0) = T_{f0}(r) \quad (25)$$

$$-k_f \frac{\partial T_f}{\partial r} \Big|_{r=r_{fo}} = h_g \cdot (T_f(r_{fo}, t) - T_c(r_{ci}, t)) \quad (26)$$

$$\rho_c c_c \frac{\partial T_c}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( k_c r \frac{\partial T_c}{\partial r} \right) \quad r_{ci} < r < r_{co} \quad (27)$$

$$T_c(r, 0) = T_{c0}(r) \quad (28)$$

$$-k_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=r_{ci}} = h \cdot (T_f(r_{fo}, t) - T_c(r_{ci}, t)) \quad (29)$$

Donde  $T_f$  y  $T_c$  son las temperaturas del combustible y de la vaina,  $\rho_f$ ,  $\rho_c$  las densidades,  $c_f$ ,  $c_c$  los calores específicos,  $k_f$ ,  $k_c$  las conductividades térmicas. El coeficiente de transmisión de calor en el huelgo es  $h_g$  y  $h$  el coeficiente de transmisión de calor entre la vaina y el moderador. El subíndice “o” indica “exterior” y el subíndice “i” indica “interior”.

A continuación, se introducen las siguientes variables adimensionales:

$$\theta_f = \frac{T_f - T_{m0}}{T_{ref} - T_{m0}} \quad (30)$$

$$\theta_c = \frac{T_c - T_{m0}}{T_{ref} - T_{m0}} \quad (31)$$

$$R = \frac{r}{r_{co}} \quad (32)$$

$$\tau = \frac{k_f t}{\rho_f c_f r_{co}^2} \quad (33)$$

$$K = \frac{k_f \rho_c c_c}{k_c \rho_f c_f} \quad (34)$$

$$Bi = \frac{h r_{co}}{k_c} \quad (35)$$

$$Bi_{gc} = \frac{h_g r_{co}}{k_c} \quad (36)$$

$$Bi_{gf} = \frac{h_g r_{co}}{k_f} \quad (37)$$

$$G = \frac{r_{co}^2 g}{k_f (T_{ref} - T_m)} \quad (38)$$

Donde  $T_{ref}$  se ajustará en función de las temperaturas de equilibrio que alcanza el modelo termohidráulico y  $T_{m0}$  es la temperatura a la entrada del núcleo.

Sustituyendo los parámetros adimensionales en las ecuaciones Ec. (24), Ec. (26), Ec. (27) y Ec. (29), se obtiene el siguiente sistema con sus respectivas condiciones de contorno:

$$\frac{\partial \theta_f}{\partial \tau} = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \theta_f}{\partial R} \right) + G(\tau) \quad 0 < R < R_{fo} \quad (39)$$

$$\theta_f(R, 0) = \theta_{fo}(R) \quad (40)$$

$$-\frac{\partial \theta_f}{\partial R} \Big|_{R=R_{fo}} = Bi_{gf} \cdot (\theta_f(R_{fo}, \tau) - \theta_c(R_{ci}, \tau)) \quad (41)$$

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial \tau} = \frac{K}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left( R \frac{\partial \theta_c}{\partial R} \right) \quad R_{ci} < R < R_{co} \quad (42)$$

$$\theta_c(r, 0) = \theta_{co}(r) \quad (43)$$

$$-\frac{\partial \theta_c}{\partial R} \Big|_{R=R_{ci}} = Bi_{gc} \cdot (\theta_f(R_{fo}, \tau) - \theta_c(R_{ci}, \tau)) \quad (44)$$

$$-\frac{\partial \theta_c}{\partial R} \Big|_{R=1} = Bi_{\theta_c}(1, \tau) \quad (45)$$

El promedio espacial de las temperaturas adimensionales se define como:

$$\theta_{f,av}(\tau) = \frac{\int_0^{R_{fo}} 2\pi R \theta_f(R, \tau) dR}{\pi R_{fo}^2} = \frac{2}{R_{fo}^2} \int_0^{R_{fo}} R \theta_f(R, \tau) dR \quad (46)$$

$$\theta_{c,av}(\tau) = \frac{\int_{r_{ci}}^1 2\pi R \theta_c(R, \tau) dR}{\pi R_{ci}^2} = \frac{2}{(1 - R_{ci}^2)} \int_{r_{ci}}^1 R \theta_c(R, \tau) dR \quad (47)$$

Operando la Ec. (39) por  $\left(\frac{2}{R_{fo}^2}\right) \int_0^{R_{fo}} R dR$  y usando la definición de temperatura promedio de la Ec. (46) se obtiene:

$$\frac{d\theta_{f,av}(\tau)}{d\tau} = \frac{2}{R_{fo}} \frac{\partial \theta_f}{\partial R} \Big|_{R=R_{fo}} + G(\tau) \quad (48)$$

De igual manera, operando la Ec. (42) por  $\frac{2}{(1-R_{ci}^2)} \int_{r_{ci}}^1 R dR$  y usando la definición de la temperatura promedio en la Ec. (47) se obtiene:

$$\frac{d\theta_{c,av}(\tau)}{d\tau} = \frac{2K}{1 - R_{ci}^2} \left( R_{ci} \frac{\partial \theta}{\partial R} \Big|_{R=R_{ci}} - \frac{\partial \theta_c}{\partial R} \Big|_{R=1} \right) \quad (49)$$

Utilizando las condiciones de contorno definidas en la Ec. (41), Ec. (44) y Ec. (45) y sustituyendo se obtiene:

$$\frac{d\theta_{f,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2Bi_{gf}}{R_{fo}} \cdot (\theta_f(R_{fo}, \tau) - \theta_c(R_{ci}, \tau)) + G(\tau) \quad (50)$$

$$\frac{d\theta_{c,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2K}{1 - R_{ci}^2} \cdot [Bi_{gc}R_{ci}(\theta_f(R_{fo}, \tau) - \theta_c(R_{ci}, \tau)) - Bi\theta_c(1, \tau)] \quad (51)$$

Donde la Ec. (50) y Ec. (51) son equivalentes al modelo inicialmente propuesto sin ninguna aproximación hecha. Si asumimos que los gradientes de temperatura son suficientemente continuos en el dominio espacial, se asume que las temperaturas (en este caso adimensionales) pueden aproximarse a las temperaturas medias, es decir:

$$\theta_f(R_{fo}, \tau) \cong \theta_{f,av}(\tau) \quad (52)$$

$$\theta_c(R_{ci}, \tau) \cong \theta_{c,av}(\tau) \quad (53)$$

$$\theta_c(1, \tau) \cong \theta_{c,av}(\tau) \quad (54)$$

Finalmente, aplicando las nuevas condiciones de contorno, se obtiene el siguiente sistema simplificado:

$$\frac{d\theta_{f,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2Bi_{gf}}{R_{fo}} (\theta_{f,av}(\tau) - \theta_{c,av}(\tau)) + G(\tau) \quad (55)$$

$$\frac{d\theta_{c,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2K}{1 - R_{ci}^2} [Bi_{gc}R_{ci}(\theta_{f,av}(\tau) - \theta_{c,av}(\tau)) - Bi\theta_{c,av}(\tau)] \quad (56)$$

Que puede ser resuelto con unas condiciones iniciales de las temperaturas adimensionales medias:

$$\theta_{f,av}(0) = \theta_{f,av0} \quad (57)$$

$$\theta_{c,av}(0) = \theta_{c,av0} \quad (58)$$

El sistema obtenido con la Ec. (55) y Ec. (56), junto con las condiciones iniciales formuladas en la Ec. (57) y Ec. (58), describe la evolución de las temperaturas adimensionales de la vaina y el combustible. Para completar el modelo, es necesaria una ecuación que describa la transferencia de calor desde la vaina al moderador.

La ecuación de la energía en el circuito primario se expresa como (Todreas N.E, 1990):

$$M_c c_p \frac{dT_m(t)}{dt} = hS_c (T_c(r_{co}, t) - T_m(t)) - 2\dot{m}c_p (T_m(t) - T_{m0}) \quad (59)$$

Donde  $T_m(t)$  es la temperatura media del moderador en el núcleo,  $T_{m0}$  es la temperatura a la entrada del núcleo,  $T_c(r_{co}, t)$  es la temperatura del exterior de la vaina,  $M_c$  es la masa total del refrigerante primario,  $c_p$  es el calor específico del refrigerante,  $h$  el coeficiente de transmisión

de calor entre la vaina y el refrigerante y  $S_c$  la superficie total de transmisión de calor en el núcleo, que se calcula como:

$$S_c = 2\pi r_{co} L_c N_{elementos} D_{vainas} \quad (60)$$

Por lo tanto, el modelo TH se compone de un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias Ec. (55), Ec. (56) y Ec. (59) que se deberán resolver para obtener la evolución temporal de las temperaturas de los materiales que componen el modelo.

#### 4.2.1. Datos termohidráulicos

El modelo termohidráulico utiliza datos aportados por los artículos académicos utilizados para su mismo desarrollo. Al no contar con datos experimentales, la validación del modelo se hace en función de los resultados que exponen en esos mismos artículos (Clarissa R.Regis, 2000) y (Jian Su, 2001).

Los datos de los elementos a estudiar en el modelo termohidráulico (la vaina, el combustible y el refrigerante) expuestos en la Tabla 1 son geométricos y térmicos. Los valores no aportados por los artículos en los que el modelo está basado han sido obtenidos de bibliografía citada en las tablas. Las variables de ajuste han sido calculadas a partir de los demás datos conocidos y sus procesos de cálculo se explican más detalladamente en apartados posteriores.

En la Tabla 1 se presentan las variables con sus valores correspondientes siempre que estos sean constantes. La definición de la variable y las unidades con las que se incorporan al modelo termohidráulico también están incluidas en la citada tabla:

Tabla 1: Datos termohidráulicos utilizados en el modelo PWR. (Clarissa R.Regis, 2000) y (Neil E.Todreas, 2011)

$k_f$	Coeficiente de conductividad del combustible	$0.039472 \frac{W}{cm^{\circ}C}$
$\rho_f$	Densidad del combustible	$0.011 \frac{Kg}{cm^3}$
$c_f$	Calor específico del combustible	$268.76 \frac{J}{Kg^{\circ}C}$
$r_{fo}$	Radio del combustible	$0.5 \text{ cm}$
$k_c$	Coeficiente de conductividad de la vaina	$0.13 \frac{W}{cm^{\circ}C}$
$\rho_c$	Densidad de la vaina	$0.0065 \frac{Kg}{cm^3}$
$c_c$	Calor específico de la vaina	$330 \frac{J}{Kg^{\circ}C}$
$r_{co}$	Radio exterior de la vaina	$0.6 \text{ cm}$

Desarrollo de un Modelo Reducido con Acoplamiento Termohidráulico-Neutrónico para el  
Análisis de la Dinámica de Reactores de Agua Ligera (LWR)

$r_{ci}$	Radio interior de la vaina	0.51 cm
$L_c$	Longitud varilla de combustible en un PWR	340 cm
$Sc$	Área total de transferencia de calor dentro del núcleo	$3.0398 \times 10^7 \text{ cm}^2$
$\dot{m}$	Caudal másico de refrigerante en el circuito primario	$14000 \frac{\text{Kg}}{\text{s}}$
$M_c$	Masa total de refrigerante en el circuito primario	21000 Kg
$h_g$	Coefficiente de convección vaina-huelgo	$0.64695 \frac{\text{W}}{\text{cm}^\circ\text{C}}$
$g$	Generación de calor en el combustible	$482.256 \frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$
$K$	Ratio de las difusividades térmicas del entre la vaina y el combustible	—
$Bi_{gc}$	Número de Biot relativo entre la pared interior de la vaina y el huelgo	—
$Bi_{gf}$	Número de Biot relativo entre el combustible y el huelgo	—
$R_{ci}$	Ratio entre el radio interior de la vaina y el radio exterior de la vaina	—
$R_{fo}$	Ratio entre el radio del combustible y el radio exterior de la vaina	—
$Bi$	Número de Biot relativo entre la pared exterior de la vaina y el refrigerante	—
$h$	Coefficiente de convección entre la vaina y el refrigerante	$2.13166 \frac{\text{W}}{\text{cm}^\circ\text{C}}$
$T_f$	Temperatura del combustible	°C
$T_c$	Temperatura de la vaina	°C
$T_m$	Temperatura del moderador	°C
$T_{ref}$	Temperatura de referencia para el cálculo de las variables adimensionales	°C
$G$	Generación de calor adimensional	—
$\theta_{f,av}$	Temperatura media adimensional del combustible	—



$\theta_{c,av}$	Temperatura media adimensional de la vaina	—
$\tau$	Tiempo adimensional	—
$N_{elementos}$	Número de elementos combustibles	124
$D_{vainas}$	Número de varillas por elemento combustible	17 × 17

Los datos que lleven un subíndice cero se deben entender como un parámetro en el estado estacionario inicial menos  $T_{m0}$  que, como se menciona previamente, representa la temperatura del moderador a la entrada del núcleo.

Es de importancia apuntar que los valores de los transitorios no coincidirán exactamente con los de los modelos a los que se hace referencia ya que algunos valores de las variables de diseño del reactor son obtenidos de otros documentos debido a que no se muestran en los artículos.

#### 4.2.2. Ajuste de la temperatura de referencia para el modelo termohidráulico

El modelo utilizado se simplifica notablemente al introducir las variables adimensionales, pero para poder realizar el cambio de variables dimensionales a adimensionales, es necesario introducir una temperatura de referencia  $T_{ref}$ . Esta temperatura aparece en el denominador de las Ec. (30), Ec. (31) y Ec. (38) para hacer los cambios de las temperaturas de la vaina, el combustible y la generación de calor a adimensionales.

La temperatura de referencia debe ser escogida de tal manera que las temperaturas de la vaina y el combustible lleguen a un estacionario. El problema de coger una temperatura ya existente, como puede ser la temperatura del combustible inicial  $T_{f0}$  sugerida en (Clarissa R.Regis, 2000) para el modelo TH-NK, es que el denominador de la Ec. (30), con la que se obtiene la temperatura adimensional del combustible, siempre tomará el valor de la unidad cuando comience el transitorio y esté no se corresponde con el valor adimensional de equilibrio al que llega cuando se obtiene mediante una simulación.

A continuación, mediante diferentes gráficos se muestra de una manera más intuitiva el problema y se muestra la solución adoptada.

En primer lugar, fijando las temperaturas del estado estacionario inicial como:

*Tabla 2: Temperaturas iniciales para calcular el estado de equilibrio.*

$T_{f0}$	645 °C
$T_{c0}$	345 °C
$T_{m0}$	307 °C

Se simula un transitorio de suficiente duración ( $t = 200s$ ) para permitir que el modelo llegue al estado estacionario y se obtienen las temperaturas de equilibrio de los diferentes elementos.

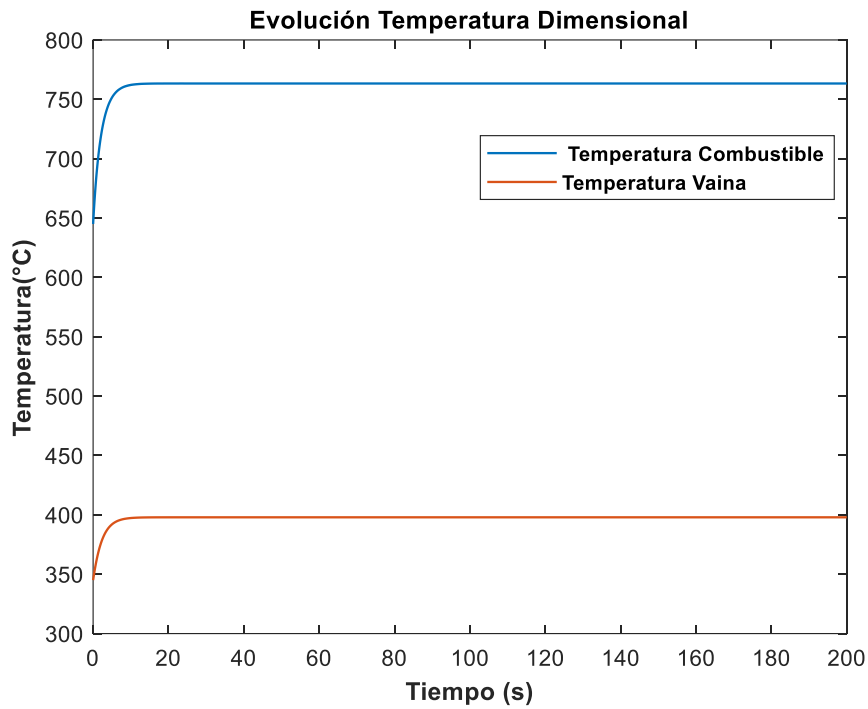


Figura 9: Evolución de la temperatura del combustible y la vaina  $t=200s$ .

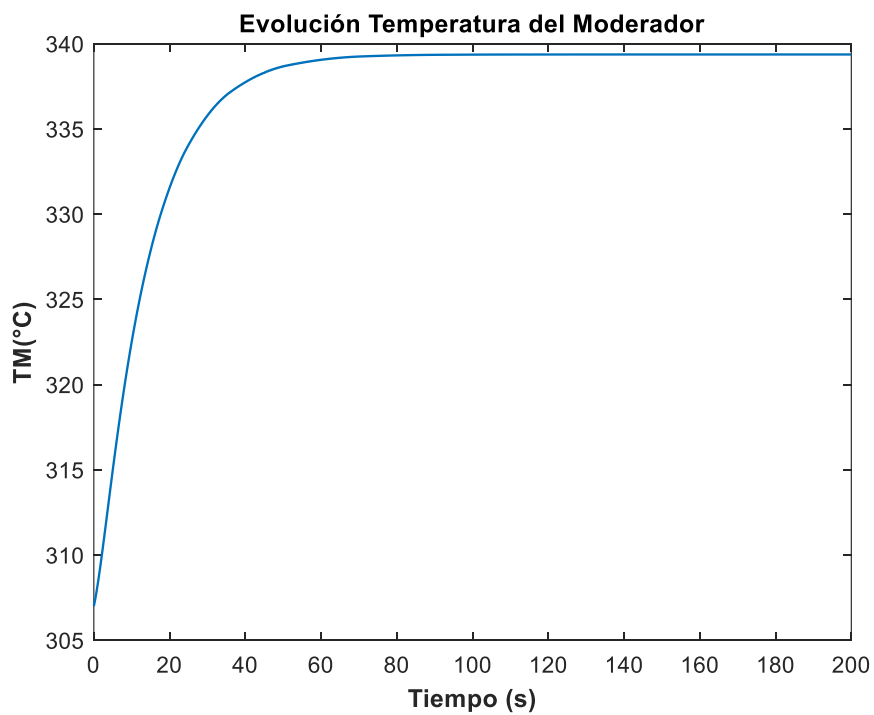


Figura 10: Evolución de la temperatura del moderador  $t=200s$ .

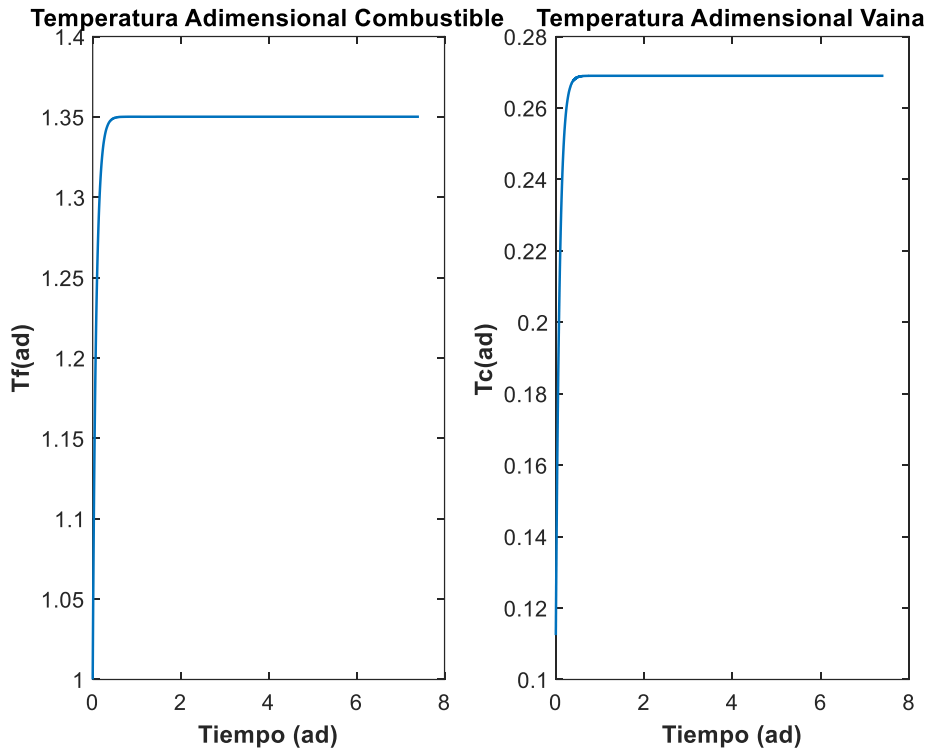


Figura 11: Evolución de la temperatura adimensional de la vaina y el combustible  $t=200s$ .

Si se observan las figuras anteriores y con la ayuda de Matlab, se puede apreciar que la temperatura adimensional del combustible se estabiliza en  $\theta_{f,av} = 1.35009$ , mientras que la temperatura adimensional de la vaina se estabiliza en  $\theta_{c,av} = 0.269003$  para una temperatura inicial del moderador definida en la Tabla 2.

Nuestra temperatura de referencia debe cumplir, a partir de Ec. (30) y Ec. (31), que:

$$T_{ref} = \frac{T_{c0} - Tm_0}{0.269003} + Tm_0 \quad (61)$$

$$T_{ref} = \frac{T_{f0} - Tm_0}{1.35009} + Tm_0 \quad (62)$$

Ambas condiciones deben cumplirse al mismo tiempo.

Tras la simulación, se puede afirmar que, para el modelo desarrollado, las temperaturas de equilibrio de ambos elementos quedan como:

Tabla 3: Temperaturas de equilibrio para el modelo termohidráulico

$T_{f,eq}$	763.33 °C
$T_{c,eq}$	397.923 °C

Se puede obtener la temperatura de referencia  $T_{ref}$  despejando una de las dos ecuaciones Ec. (61) o Ec. (62).

La temperatura de referencia depende de la temperatura de entrada del moderador y de las temperaturas iniciales del combustible y la vaina. En el caso de cambiar alguna condición inicial habría que repetir la primera simulación para llegar al estacionario y volver a obtener la nueva temperatura de referencia para estas nuevas condiciones.

La constante de ajuste aporta una gran versatilidad en el modelo TH, permitiendo simular diferentes condiciones iniciales. En el caso de que la temperatura del moderador entre a  $T_{m0}=305\text{ °C}$  se obtiene una temperatura de referencia tal que:

$$T_{ref} = \frac{T_{c,eq} - T_{m0}}{0.269003} + T_{m0} = 644.997 \cong 645\text{ °C} \quad (63)$$

Finalmente, se debe aclarar que la temperatura del moderador alcanzará las temperaturas de equilibrio en función de la temperatura que alcance la vaina, la cual depende indirectamente del calor generado en el interior del combustible. Esto puede comprobarse si se observa la ecuación que describe el comportamiento del moderador Ec. (59).

## 5. Ecuación de la difusión neutrónica

La ecuación de la difusión neutrónica es una simplificación de la ecuación del transporte de neutrones de Boltzmann aplicada a la población neutrónica de un reactor.

La ecuación de la difusión neutrónica calcula la distribución de la población de neutrones dentro del reactor sin tener en cuenta la dirección de estos, es decir, se asume isotropía.

### 5.1. Ecuación de la continuidad

Primero se define la ecuación de continuidad para un volumen arbitrario  $V$ , donde el número de neutrones dentro del volumen de referencia puede cambiar a lo largo del tiempo debido a interacciones o a fugas por los límites del mismo.

La ecuación de la continuidad establece que la variación en el tiempo del número de neutrones dentro del volumen de control es la diferencia entre la tasa de neutrones producidos y la tasa de neutrones perdidos. Por lo tanto, se puede expresar la ecuación de la continuidad como:

$$\text{Tasa de Producción} = \int_V S dV = \int_V \nu \Sigma_f dV + S_e \quad (64)$$

Donde  $S_e$  son fuentes de producción de neutrones externas a la fisión.

$$\text{Tasa de Absorción} = \int_V \Sigma_a \phi dV \quad (65)$$

$$\text{Tasa de Fugas} = \int_A \vec{j} \vec{n}_s dA \quad (66)$$

Utilizando el teorema de la divergencia y transformando la integral de área en una integral de volumen:

$$\int_A \vec{j} \vec{n}_s dA = \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{j} dV \quad (67)$$

Finalmente, la ecuación de la continuidad queda como:

$$\frac{1}{v} \int_V \frac{\partial \phi}{\partial t} = \int_V \frac{\partial n}{\partial t} = \int_V \nu \Sigma_f dV - \int_V \Sigma_a \phi dV - \int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{j} dV + S_e \quad (68)$$

### 5.2. Ley de Fick

Para obtener la ecuación de la difusión se debe definir una relación entre el flujo y la corriente neutrónica con la que poder resolver la ecuación de continuidad. Dicha relación viene dada por la Ley de Fick, que establece que los neutrones fluyen de zonas de mayor densidad neutrónica a zonas de menor densidad neutrónica.

La corriente neutrónica puede expresarse como:

$$\vec{J}_g(\vec{r}, t) = -D_g \vec{\nabla} \phi_g(\vec{r}, t) \quad (69)$$

Donde:

- $\vec{J}_g(\vec{r}, t)$  es la cantidad neta de neutrones que pasa por unidad de tiempo y unidad de área a través de los límites del volumen de control.
- $D_g$  es el coeficiente de difusión, el cual será diferente para cada grupo de energía.
- $\phi_g(\vec{r}, t)$  es la cantidad de neutrones que pasa por unidad de tiempo y área a través de los límites del volumen de control.

Aplicando la teoría del transporte, se puede demostrar que el coeficiente de difusión neutrónica se expresa en función del recorrido libre medio  $\lambda_{tr}$ :

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3} \quad (70)$$

El recorrido libre medio puede expresarse en función de la sección eficaz de transporte:

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\Sigma_{tr}} = \frac{1}{\Sigma_s(1 - \bar{\mu})} \quad (71)$$

Donde:

- $\Sigma_{tr}$  es la sección eficaz macroscópica de transporte.
- $\Sigma_s$  es la sección eficaz macroscópica de dispersión.
- $\bar{\mu}$  es un parámetro para las energías de los neutrones que se encuentran dentro de un reactor nuclear viene dado por:

$$\bar{\mu} = \frac{2}{3A} \quad (72)$$

Siendo A el peso atómico del elemento.

### 5.2.1. Condiciones para la aplicación de la ley de Fick

La ley de Fick es una aproximación que se cumple solo si se asume:

- Medio infinito: Suponer un medio infinito es necesario para realizar la integración de la ecuación de la ley de Fick. Sin embargo, es válida para puntos interiores de un medio finito si estos están entre 4 y 5 recorridos libres medios de los neutrones de la frontera del medio.
- Medio uniforme: La corriente neutrónica depende de la sección eficaz macroscópica de dispersión. Esta suposición es solo válida en las fronteras de aquellos medios en los que la sección eficaz macroscópica de absorción sea pequeña.
- Ausencia de fuentes: Es válida, aunque existan fuentes en el medio siempre que estas se encuentren entre 4 o 5 recorridos libres medios de los neutrones.

- Dispersión isotrópica: La dispersión no tiene dependencia angular. Solamente válido para bajas energías y en núcleos muy ligeros.
- Variación Lenta del Flujo: No es válida para medios muy absorbentes o grandes variaciones rápidas de material.
- Independencia temporal del flujo: Condiciones de estado estacionario.

A pesar de que muchas de estas suposiciones no son cumplidas dentro del núcleo de un reactor nuclear, la difusión es la aproximación básica para el cálculo del estado del núcleo. Existen mecanismos, como la homogenización, para hacer que el cálculo a partir de la difusión neutrónica sea correcto allí donde estas suposiciones no se cumplen.

### 5.3. Solución de la ecuación de la difusión neutrónica

Una vez aplicada la Ley de Fick para obtener una relación entre la corriente y el flujo neutrónico se integra la ecuación de la continuidad en el volumen de control obteniendo:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = v \Sigma_f \phi - \Sigma_a \phi - \vec{\nabla} \cdot (D \vec{\nabla} \phi) \quad (73)$$

Donde la Ec. (73) es la ecuación de la difusión para un solo grupo de energía. El término del coeficiente de la difusión neutrónica puede extraerse fuera del laplaciano si es considerado un reactor homogéneo ya que este depende del material.

### 5.4. Ecuación de la difusión multigrupo

Aplicando la ecuación de la difusión en un sistema con más de un grupo de energía, se puede reescribir como (M.Stacey, 1974):

$$-\nabla D^g \nabla \phi_g + \Sigma_a^g \phi_g = \sum_{g' \neq g}^G \Sigma_s^{g' \rightarrow g} \phi_{g'} + \chi^g \sum_{g'=1}^G v \Sigma_f^{g'} \phi_{g'} \quad g = 1, \dots, G \quad (74)$$

A partir de la ecuación de la difusión multigrupo se pueden aplicar algunas simplificaciones y obtener una ecuación mucho más manejable para solo dos grupos de energía, de la cual se parte para la demostración de las ecuaciones de la cinética puntual.

Algunas de las simplificaciones que se llevan a cabo son las siguientes:

- Se asume que no existe el fenómeno de “upscattering” y por lo tanto los neutrones que sufren dispersión solo pueden ir a grupos de menor energía. Los neutrones, tras sufrir dispersión, solo pueden ir del grupo rápido al térmico y no viceversa. Esto se puede expresar como:

$$\Sigma_{2 \rightarrow 1} = 0 \quad (75)$$

- Los neutrones, tras ser producidos a partir de la fisión solo pueden aparecer en el grupo rápido. Esta suposición es posible llevarla a cabo ya que la mayoría de los neutrones

producidos tras fisión aparecen en grupos de energía altos y por ello la moderación es necesaria. Esto se puede expresar como:

$$\chi_1 = 1, \quad \chi_2 = 0 \quad (76)$$

Por lo tanto, si se quiere expresar solo la ecuación de la difusión para dos grupos de energía se puede formular como un sistema de dos ecuaciones:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_1} \frac{\partial \phi_1(\vec{r}, t)}{\partial t} = & -\nabla \left( -D_1 \vec{\nabla} \phi_1(\vec{r}, t) \right) - (\Sigma_{a1} + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \phi_1(\vec{r}, t)) \\ & + (1 - \beta) v \Sigma_{f1} \phi_1(\vec{r}, t) + (1 - \beta) v \Sigma_{f2} \phi_1(\vec{r}, t) \\ & + \lambda C(\vec{r}, t) \end{aligned} \quad (77)$$

$$\frac{1}{v_2} \frac{\partial \phi_2(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \left( -D_2 \vec{\nabla} \phi_2(\vec{r}, t) \right) - \Sigma_{a2} \phi_2(\vec{r}, t) + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \phi_1(\vec{r}, t) \quad (78)$$

Este sistema de dos ecuaciones se conoce como la ecuación de la difusión para dos grupos de energía. A partir de estas ecuaciones se demuestran las ecuaciones de la cinética puntual que posteriormente se utilizan en el modelo.



## 6. Cinética puntual

### 6.1. La ecuación de la cinética puntual temporal

Las ecuaciones de la cinética puntual son ecuaciones diferenciales ordinarias usadas para describir la cinética de los reactores. Estas tienen en cuenta tanto los neutrones diferidos como los neutrones instantáneos.

Para poder describir los transitorios mediante las ecuaciones de la cinética puntual que se pueden dar dentro del núcleo se debe asumir una dependencia únicamente temporal del flujo neutrónico, así como la reducción a un solo grupo de energía. Por lo tanto, la distribución espacial del flujo se mantiene constante durante todo el periodo de estudio del transitorio.

Para demostrar las ecuaciones de la cinética puntual (James J. Duderstadt, 1976) se debe primero plantear la ecuación que describa la dependencia temporal de los precursores de neutrones diferidos. Por ello, se define la densidad de neutrones diferidos como:

$$C_i(r, t) \cdot dr^3 \equiv \text{número de precursores esperados del grupo } i \text{ en } dr^3$$

*que siempre se desintegran emitiendo un neutrón diferido.*

Posteriormente, se debe establecer un balance entre la producción de precursores de neutrones diferidos y la desintegración de los precursores. Para ello, se debe asumir que los precursores no migran antes de desintegrarse:

$$\lambda_i C_i(r, t) dr^3 \equiv \text{número de precursores decayendo en } \frac{dr^3}{s}$$

$$\beta_i v \Sigma_f \phi(r, t) dr^3 \equiv \text{número de precursores generados en } \frac{dr^3}{s}$$

La ecuación de balance de los precursores de neutrones diferidos es:

$$\frac{\partial C_i(t)}{\partial t} = -\lambda_i C_i(r, t) + \beta_i v \Sigma_f \phi(r, t) \quad (79)$$

Teniendo ya una ecuación que describe la evolución de la concentración de neutrones diferidos en el tiempo, se debe obtener una ecuación que describa la evolución del flujo en el tiempo. Para ello, a partir de la ecuación de la difusión reducida a un grupo de energía demostrada en el apartado anterior, se describe la generación de neutrones sin fuentes externas como:

$$S_f(r, t) = (1 - \beta) v \Sigma_f \phi(r, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(r, t) \quad (80)$$

Y el sistema de ecuaciones queda como:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} - D \nabla^2 \phi + \Sigma_a \phi(r, t) = (1 - \beta) v \Sigma_f \phi(r, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(r, t) \quad (81)$$

$$\frac{\partial C_i(t)}{\partial t} = -\lambda_i C_i(r, t) + \beta_i v \Sigma_f \phi(r, t) \quad i = 1, \dots, 6$$

Este sistema, para el caso de dos grupos de energía, pasa a tener tres ecuaciones: la Ec. (77), Ec. (78) y la Ec. (79).

A continuación, se supone una solución del flujo que admite la separación de variables; pudiendo diferenciar de esta manera un flujo temporal (función amplitud del flujo) y un flujo espacial (función de forma del flujo):

$$\phi(r, t) = vn(t)\psi_1(r) \quad (82)$$

$$C_i(r, t) = C_i(t)\psi_1(r) \quad (83)$$

Donde  $\psi_1$  es el modo fundamental de la función forma del flujo neutrónico que se mantiene constante y toma el valor de la unidad. Si la separación de variables se sustituye en el sistema de Ecs. (81) y se definen las siguientes variables cinéticas:

- Vida media del neutrón:

$$l \equiv [v\Sigma_a(1 + L^2B_g^2)]^{-1} \quad (84)$$

- Tiempo medio de generación de neutrones:

$$\Lambda \equiv \frac{l}{k} \quad (85)$$

- Reactividad:

$$\rho(t) \equiv \frac{k(t) - 1}{k(t)} \quad (86)$$

Donde  $k$  representa el cociente entre la producción de neutrones y la eliminación de estos y la reactividad la desviación de  $k(t)$  del estado crítico, es decir, para  $\rho > 0$  la potencia del reactor aumentará y para  $\rho < 0$  se reducirá. Finalmente, introduciendo los parámetros expresados en la Ec. (84), Ec. (85) y Ec. (86) en el sistema de Ecs. (81), nos queda que:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) \\ \frac{dC_i}{dt} &= \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, \dots, 6 \end{aligned} \quad (87)$$

Estas siete ecuaciones diferenciales ordinarias describen la dependencia temporal de la concentración de neutrones en el reactor y la desintegración de los precursores de neutrones diferidos.

### 6.1.1. Medida de reactividad

En las ecuaciones de la cinética puntual todos los transitorios analizados se simulan y se controlan con la reactividad. En principio, y como se observa en la Ec. (86), se expresa como un

parámetro adimensional; pero para poder explicar los diferentes transitorios en función de la fracción de precursores de neutrones diferidos se introduce la unidad “dólar” [\$], donde:

$$\rho[\$] = \frac{\rho}{\beta} \quad (88)$$

Por lo tanto, una reactividad equivalente a la fracción de precursores de neutrones diferidos tiene el valor de  $\rho = 1\$$ . Asimismo, una centésima parte del dólar tendrá unidades de céntimos.

### 6.1.2. Importancia de los neutrones diferidos

La Ec. (79) introducida previamente que describe la evolución de la concentración de neutrones diferidos permite ver el efecto que tienen estos en los transitorios, especialmente en los rápidos (del orden de segundos).

En los modelos neutrónicos, es habitual definir seis grupos de precursores de neutrones diferidos, pero por simplicidad, se suele definir un solo grupo.

Los neutrones diferidos son aquellos que aparecen a partir de la desintegración de los productos de fisión y no aparecen inmediatamente como productos directos de la reacción de fisión. Suelen ser clasificados dependiendo del tiempo de aparición o en función de la energía con la que son generados.

Los neutrones diferidos son de gran ayuda a la hora del control de reactores, ya que ralentizan los transitorios ante una inserción de reactividad, dando tiempo al operador y a los sistemas automáticos de protección del reactor a actuar ante el desequilibrio en el núcleo. Una manera didáctica de ver el efecto de los neutrones diferidos es mediante la solución general aproximada de las ecuaciones de la cinética puntual.

Partiendo de las Ecs. (87) para un grupo de neutrones diferidos, aplicando la transformada de Laplace:

$$sn(s) - n(0) = \frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda} n(s) + \lambda C(s) \quad (89)$$

$$sC(s) - C(0) = \frac{\beta}{\Lambda} n(s) - \lambda C(s) \quad (90)$$

De donde despejando se obtiene:

$$C(s) = \frac{C(0)}{s + \lambda} + \frac{\beta n(s)}{\Lambda s + \lambda} \quad (91)$$

$$n(s) = \frac{\lambda C(0) + (\lambda + s)n(0)}{s^2 + \left(\lambda - \frac{\rho - \beta}{\Lambda}\right)s - \frac{\rho_0 \lambda}{\Lambda}} \quad (92)$$

El sistema de ecuaciones compuesto por la Ec. (91) y Ec. (92) tiene solución solo si el denominador la tiene, tal que:

$$\Lambda s^2 + (\lambda\Lambda + \beta - \rho_0)s - \rho_0\lambda = 0 \quad (93)$$

De donde se obtiene una ecuación característica para  $s$ . En concreto existen dos valores de  $s$ :

$$s_{1,2} = \frac{1}{2\Lambda} \left[ -(\lambda\Lambda + \beta - \rho_0) \pm \sqrt{(\lambda\Lambda + \beta - \rho_0)^2 + 4\Lambda\lambda\rho_0} \right] \quad (94)$$

La solución general para Ec. (93) puede obtenerse como:

$$n(t) = n_1 e^{s_1 t} + n_2 e^{s_2 t} \quad (95)$$

En el caso de que se cumpla que  $(\lambda\Lambda + \beta - \rho_0)^2 \gg 4\Lambda\lambda\rho_0$  o que  $\frac{\lambda\Lambda}{\beta} \ll 1$  y que  $|\rho_0| \ll \beta$ . Se aproximan ambas raíces (James J. Duderstadt, 1976) como:

$$s_1 \cong \frac{\lambda\rho_0}{\beta - \rho_0}, \quad s_2 \cong -\left(\frac{\beta - \rho_0}{\Lambda}\right) \quad (96)$$

Y por lo tanto, la evolución de la concentración de neutrones queda como:

$$n(t) = n_0 \left[ \frac{\beta}{\beta - \rho_0} e^{\frac{\lambda\rho_0}{\beta - \rho_0} t} - \left(\frac{\rho_0}{\beta - \rho_0}\right) e^{\frac{\rho_0 - \beta}{\Lambda} t} \right] \quad (97)$$

Si la reactividad se corresponde con  $\rho_0 < \beta$ , la contribución de los neutrones diferidos es necesaria para mantener la criticidad del reactor y el tiempo de respuesta del reactor ante una perturbación está determinada en gran medida por el tiempo de desintegración del precursor. A este estado se le conoce como reactor en estado crítico retardado.

En el caso de que la reactividad sea  $\rho_0 \geq \beta$ , el reactor se conoce que está en un estado supercrítico inmediato, donde el tiempo de respuesta del reactor, al estar dominado por los neutrones instantáneos, es prácticamente inmediato y de difícil control.

En el caso de  $\rho_0 = \beta$  el reactor se encuentra en estado crítico en neutrones inmediatos, es decir, el reactor es mantenido en estado crítico solamente por los neutrones instantáneos.

El comportamiento asintótico que se muestra en la Figura 12 es debido a los neutrones diferidos, mientras que el salto inicial es debido a los neutrones instantáneos. Esto se debe a que la segunda exponencial, correspondiente a los neutrones instantáneos, tiene menor peso que la primera, correspondiente a los neutrones diferidos, la cual contrarresta la segunda exponencial y genera el comportamiento asintótico.

En la Figura 13 se puede observar como el comportamiento asintótico debido a la presencia de neutrones diferidos no tiene lugar y el reactor está supercrítico en neutrones inmediatos, lo cual hace que el aumento de la potencia sea mucho más rápido y por lo tanto de difícil control. Esto ocurre ya que el segundo término de la Ec. (97), el cual corresponde al efecto de los neutrones instantáneos, tiene mucho más peso que la primera exponencial, que corresponde al efecto de los neutrones diferidos.

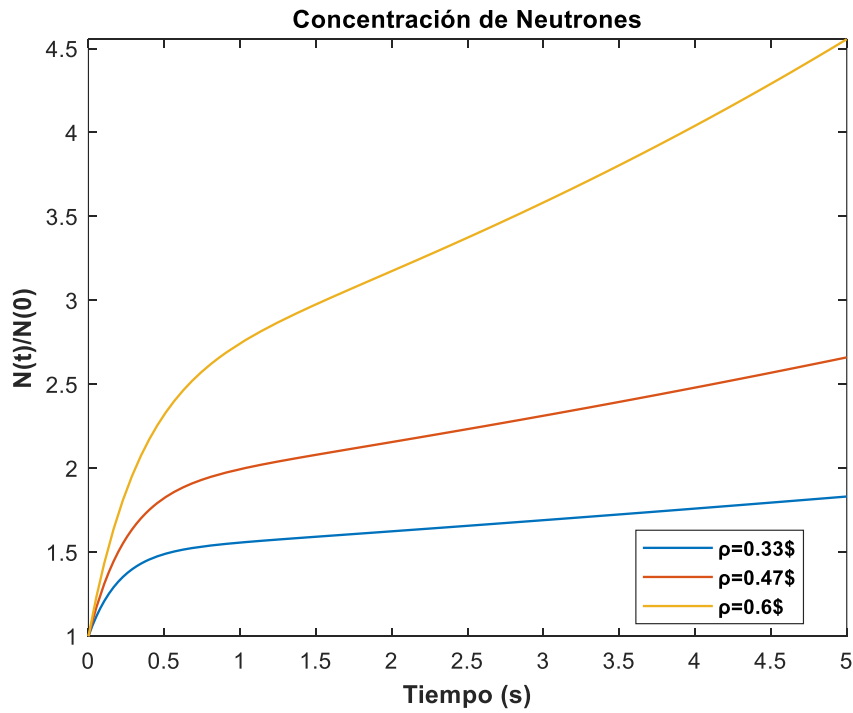


Figura 12: Inserción de reactividades para  $0 < \rho_0 < \beta$ .

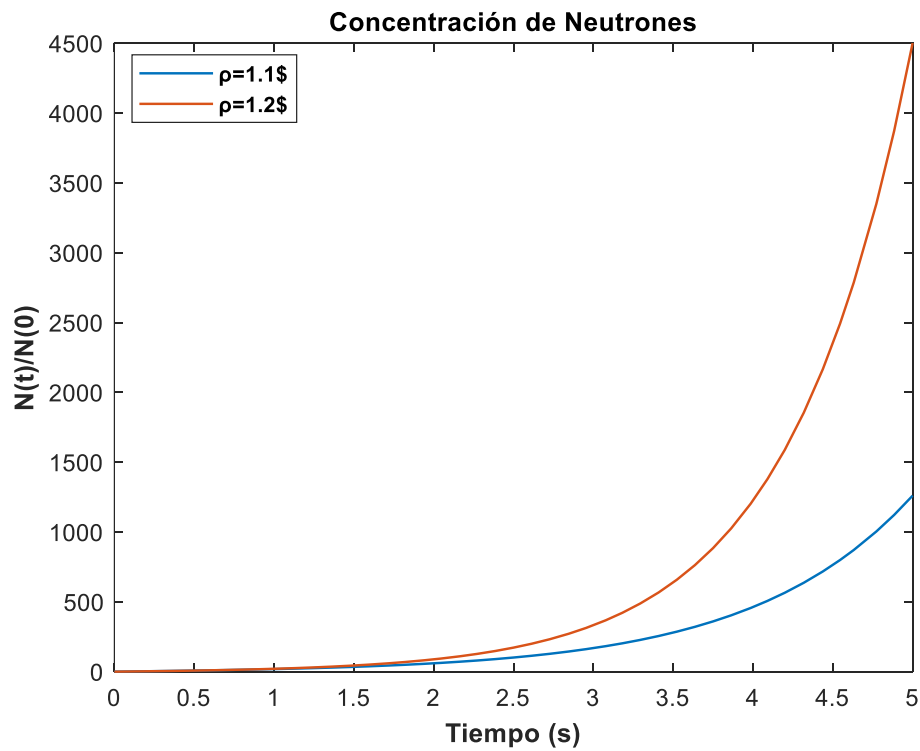


Figura 13: Inserción de reactividades para  $\rho_0 > \beta$ .

## **6.2. Limitaciones de las ecuaciones de la cinética puntual**

Las ecuaciones de la cinética puntual parten de simplificaciones y pueden comprometer el estudio de los transitorios si se requiere una mayor exactitud; se asume solo un grupo de energía y una independencia temporal de la función espacial. La cinética puntual recibe su nombre ya que trata al reactor como un solo punto donde la potencia, o en su caso la concentración de neutrones aumenta o disminuye a lo largo del tiempo, pero no puede analizar los efectos de la variación espacial de la potencia.

Esta suposición puede ser asumida cuando los transitorios son de larga duración (la función forma suele ser recalculada cada cierto tiempo y no compromete la exactitud del estudio el asumir una función de forma constante), pero para los transitorios de corta duración donde el efecto espacial es considerable se debe acudir a las ecuaciones de la difusión (con el coste computacional que eso supone).

## 7. Realimentación

Las ecuaciones de la cinética puntual dependen de la reactividad del núcleo  $\rho(t)$  y esta depende del flujo neutrónico. Esta dependencia existe porque la reactividad es función de las secciones eficaces macroscópicas, las cuales se calculan a partir de la densidad atómica de los materiales que componen el núcleo:

$$\Sigma(r, t) = N(r, t)\sigma(r, t) \quad (98)$$

Es evidente la relación de la densidad neutrónica  $N(r, t)$  con la potencia del reactor ya que:

- Las densidades de los materiales dependen de la temperatura  $T$ , la cual depende de la potencia del reactor y por lo tanto del flujo neutrónico.
- La concentración de los diferentes isótopos va a variar debido a la interacción de los neutrones (aumento de la concentración de venenos y quemado del combustible).

En este caso, al querer acoplar la cinética puntual con la termohidráulica, los efectos que son de interés son el de la temperatura del combustible ( $T_f$ ) y la temperatura del moderador ( $T_m$ ). La reactividad puede ser reescrita entonces como:

$$\rho(t) = \delta\rho_{ext}(t) + \delta\rho_f(t) \quad (99)$$

Donde la reactividad se mide respecto al nivel de potencia de equilibrio  $P_0$  para el cual se cumple que  $\rho \equiv 0$ . Además,  $\delta\rho_{ext}(t)$  representa la reactividad insertada; es decir, la reactividad que se controla, por ejemplo, con las barras de control. Por último,  $\delta\rho_f(t)$  se corresponde con el cambio de reactividad debido a los mecanismos de realimentación.

### 7.1. Coeficientes de reactividad

En el presente trabajo, como se ha mencionado previamente, se pretende estudiar los efectos más significativos del efecto de la temperatura en la reactividad del núcleo. Al aumentar la potencia, la temperatura del combustible y del moderador aumentan. Esto resulta en un cambio de las secciones eficaces macroscópicas.

Los efectos más importantes en la reactividad debido a la temperatura de los diferentes elementos del núcleo pueden resumirse en tres:

- Cambios en la resonancia de la sección eficaz de absorción debido al cambio de temperatura en el combustible (Efecto Doppler).
- Cambio en la distribución energética de los neutrones debido a los cambios en densidad del moderador y el refrigerante.
- Otros efectos como el pandeo de los vainas debido a la diferencia entre la expansión térmica del centro y de la periferia.

Este último efecto es especialmente considerador en reactores rápidos donde el efecto Doppler y el debido al moderador son pequeños.

El efecto de la temperatura en la reactividad se puede expresar mediante el coeficiente de reactividad de la temperatura  $\alpha_T$  como (Yoshiaki Oka, 2008):

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \quad (100)$$

Donde  $\rho$  representa la reactividad definida en Ec. (86), que sustituyendo en la Ec. (100) queda como:

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dt} \quad (101)$$

Donde sí  $k$  (coeficiente de multiplicidad) es próxima a la unidad puede escribirse como:

$$\alpha_T = \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} \quad (102)$$

Tanto la temperatura del moderador como la del combustible debe tenerse en cuenta. El coeficiente de la temperatura puede dividirse en  $\alpha_T^j$ , donde  $j$  representa el material al que se hace referencia. Por lo tanto, se puede expresar el coeficiente de temperatura como:

$$\alpha_T = \sum_j \alpha_T^j \equiv \sum_j \frac{\partial \rho}{\partial T_j} \quad (103)$$

El tiempo para que la respuesta de los coeficientes empiece a tener efecto depende de la transmisión de calor del elemento combustible al moderador. Mientras que el efecto debido a la temperatura del combustible debido al calor producido por las fisiones puede considerarse instantáneo.

El coeficiente de reactividad de la potencia es la relación entre el cambio en la potencia del reactor y el cambio de reactividad. Este coeficiente se expresa como la reactividad derivada respecto a la potencia. Además, puede expresarse a partir de los coeficientes de temperatura como:

$$\alpha_P \equiv \frac{d\rho}{dP} = \sum_j \left( \frac{\partial \rho}{\partial T_j} \right) \left( \frac{\partial T_j}{\partial P} \right) = \sum_j \alpha_T^j \left( \frac{\partial T_j}{\partial P} \right) \quad (104)$$

Este coeficiente es imprescindible tenerlo en cuenta para un correcto diseño del núcleo. Si el coeficiente de la potencia es positivo, es decir, realimentación positiva, ante un aumento de la potencia y un subsiguiente aumento de la temperatura da lugar a una realimentación que aumenta aún más la potencia, haciendo el núcleo inestable.

Esta situación no es deseable en un reactor nuclear, por lo tanto, actualmente, los núcleos se diseñan para que se den coeficientes de potencia negativos, es decir, realimentación negativa.



### 7.1.1. Coeficiente de reactividad del combustible (Efecto Doppler)

En los reactores de neutrones térmicos, el efecto que gana mayor peso es el coeficiente de reactividad de la temperatura (efecto Doppler). Cuando la temperatura del combustible aumenta, la vibración de los átomos de  $^{235}\text{U}$  y otros nucleidos que componen el combustible aumenta. Este aumento en la vibración provoca un aumento en la distribución de las velocidades relativas entre los neutrones y los nucleidos que componen el combustible. Esto, a su vez, causa un aumento en la reacción de absorción del  $^{238}\text{U}$  y disminuye la reactividad.

A efectos prácticos, se produce un ensanchamiento de la zona de resonancia del espectro de las secciones eficaces.

Al estar la zona de resonancia de absorción del  $^{238}\text{U}$  en energías más altas que la zona de resonancia del combustible  $^{235}\text{U}$  la mayoría de los neutrones son absorbidos en los niveles de energía más altos por los átomos de  $^{238}\text{U}$ , reduciendo significativamente la cantidad de fisiones producidas en el núcleo. Este efecto se ve con mayor claridad en la Figura 14; se puede observar como a mayor temperatura hay un claro ensanchamiento de la sección eficaz microscópica de absorción.

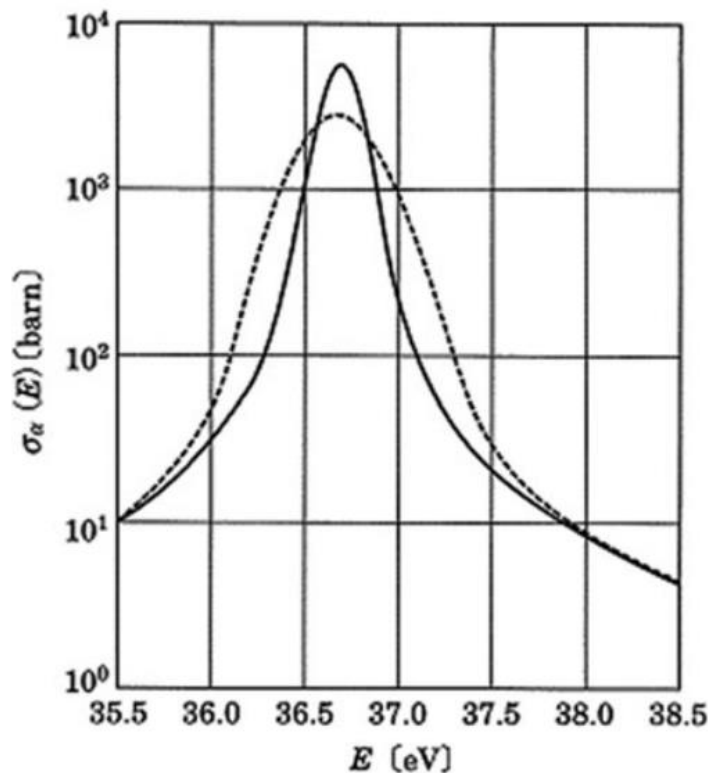


Figura 14: Comparación de la resonancia de la sección eficaz de absorción de  $U_{238}$  a 293K y 1500K. (Yoshiaki Oka, 2008)

Como los reactores de agua ligera (LWR) hacen uso de combustible poco enriquecido, el cual contiene una cantidad considerable de  $^{238}\text{U}$ , la reactividad disminuye cuando la resonancia de sección eficaz de absorción del  $^{238}\text{U}$  aumenta.

El efecto en la reactividad provocado por el efecto Doppler es inmediato y de valor negativo; es por lo tanto muy importante para la seguridad en la operación del reactor.

### **7.1.2. Coeficiente de reactividad del moderador y refrigerante**

Los coeficientes de reactividad del moderador y del refrigerante son debidos a los cambios en las densidades de estos producidos por los cambios de temperatura.

Cuando hay un aumento en la temperatura del moderador la densidad se reduce. Esto se traduce a una menor moderación de los neutrones por unidad de volumen. Al reducirse la moderación, la energía de los neutrones no se ve reducida y no llegan a termalizarse. Por consiguiente, las secciones eficaces de fisión son menores a mayores energías y la cantidad de fisiones se reducen.

Además, se añade ácido bórico al circuito primario y la concentración de este se va reduciendo a lo largo del ciclo para compensar el efecto del quemado y mantener así la reacción en cadena dentro del núcleo. Al aumentar la temperatura del moderador, la densidad del boro disuelto también disminuye y por lo tanto las secciones de absorción se ven reducidas. A bajas concentraciones de boro disuelto, este efecto es despreciable en comparación con la reducción de reactividad debida al aumento de densidad del moderador; pero a principios de ciclo, cuando las concentraciones de ácido bórico son altas en el agua del circuito primario, esto puede provocar un coeficiente de reactividad de temperatura del moderador positiva.

En cambio, en los reactores de agua en ebullición (BWR), los cuales no contienen boro disuelto, el agua experimenta un cambio de fase y la densidad de moderación cambia cuando el tamaño de las burbujas cambia. Para ello se introduce el coeficiente de vacío en los BWR.

## 8. Venenos neutrónicos

### 8.1. Definición

Durante la operación del reactor nuclear el combustible va experimentando un quemado. Por cada fisión, aparte de neutrones, aparecen diferentes productos de menor peso atómico. Para los cálculos de la evolución de la potencia del reactor a lo largo del ciclo de operación estos productos deben tenerse en cuenta ya que las secciones eficaces que presentan pueden afectar las condiciones dentro del núcleo y provocar fluctuaciones en la potencia.

Entre los diferentes productos de fisión, los que más atención presentan son el  $^{135}\text{Xe}$  y el  $^{149}\text{Sm}$ . A estos productos se les conoce como venenos neutrónicos ya que poseen unas secciones eficaces de absorción para bajas energías extremadamente elevadas.

El efecto que tienen los venenos neutrónicos en el núcleo es a largo plazo.

### 8.2. Efecto de los venenos en el núcleo

Para poder ilustrar la importancia de los venenos neutrónicos dentro del núcleo, se describe brevemente el cambio en la reactividad que provocarían (James J. Duderstadt, 1976). El efecto de los venenos se introduce en el factor de utilización térmica  $f$ , el cual se puede expresar como:

$$f = \frac{\Sigma_a^F}{\Sigma_a^F + \Sigma_a^M + \Sigma_a^P} \quad (105)$$

El factor de utilización térmica es el cociente entre los neutrones térmicos absorbidos por el combustible y el número total de neutrones absorbidos;  $\Sigma_a^M$  hace referencia a los absorbidos por el moderador y  $\Sigma_a^P$  hace referencia a los absorbidos por los venenos.

Se puede expresar el cambio en la reactividad partiendo del estado crítico, donde  $\Sigma_a^P = 0$ , como:

$$\Delta\rho \equiv \rho(\Sigma_a^P) - \rho(\Sigma_a^P = 0) = \rho' - \rho \quad (106)$$

Donde la reactividad se define en la Ec. (86). El factor de multiplicación que aparece en la ecuación para la reactividad se expresa a partir de la fórmula de los seis factores como:

$$k = \eta p f \epsilon P_{FNL} P_{TNL} \quad (107)$$

Cada variable que contiene esta expresión se define a continuación:

- Factor de reproducción:

$$\eta = v \frac{\text{número de neutrones que producen fisiones}}{\text{número de neutrones absorbidos por el combustible}} = v \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad (108)$$

- Factor de fisión rápida:

$$\epsilon = \frac{\text{número de neutrones producidos por fisiones}}{\text{número de neutrones producidos por fisiones térmicas}} \quad (109)$$

- Probabilidad de escape de resonancia:

$$p = \frac{\text{número de neutrones que llegan a térmicos}}{\text{número de neutrones rápidos generados}} \quad (110)$$

Por último, se define:

$$P_{FNL} = \text{Probabilidad de no fuga de neutrones rápidos} \quad (111)$$

$$P_{TNL} = \text{Probabilidad de no fuga de neutrones térmicos} \quad (112)$$

Para el cómputo del efecto de los venenos en el núcleo se observa que únicamente hay dos variables de la fórmula de los seis factores que experimentarán un cambio; estos son el factor de utilización térmica y la probabilidad de no fuga de los neutrones térmicos. Esto se ve con mayor claridad si se expresa  $P_{TNL}$  como:

$$P_{TNL} = \frac{1}{1 + L^2 B_g^2} \quad (113)$$

Pudiendo expresar la longitud de difusión como:

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} = \frac{1}{\Sigma_{tr} \Sigma_a} \quad (114)$$

Por lo tanto, un cambio en la sección de absorción total afectaría a la probabilidad de no fuga de los neutrones térmicos.

Por todo lo anterior, se puede expresar de nuevo el cambio de reactividad generado por los venenos como:

$$\Delta\rho = \frac{f' - f}{f'} + \frac{P'_{TNL} - P_{TNL}}{P'_{TNL}} \quad (115)$$

A continuación:

$$\frac{P'_{TNL} - P_{TNL}}{P'_{TNL}} = \frac{L^2 B_g^2}{1 + L^2 B_g^2} \left( \frac{\Sigma_a^P}{\Sigma_a} + \frac{\Sigma_{tr}^P}{\Sigma_{tr}} \right) \quad (116)$$

Finalmente, se formula el cambio en la reactividad inducido por la presencia de venenos como:

$$\Delta\rho = -\frac{\Sigma_a^P}{\Sigma_a} \frac{1}{1 + L^2 B_g^2} \left( 1 - L^2 B_g^2 \frac{\Sigma_{tr}^P}{\Sigma_a} \frac{\Sigma_a}{\Sigma_{tr}} \right) \cong \frac{\Sigma_a^P}{\Sigma_a} \quad (117)$$

El segundo término que aparece entre paréntesis es despreciable ya que coge valores del orden de  $<10^{-3}$ . Además, en los grandes reactores el término que representa las pérdidas por fugas es extremadamente pequeño  $L^2 B_g^2 \ll 1$  y por lo tanto el cambio de reactividad debido a la presencia del veneno solo tiene peso en la sección macroscópica total de absorción.

El cálculo de la sección macroscópica de absorción del veneno se obtiene a partir de la densidad atómica, tal que:

$$\Sigma_a^P = N_P \sigma_a^P \quad (118)$$

Por lo tanto, para poder computar el cambio de reactividad en el núcleo debido a la presencia del veneno se debe poder obtener una expresión que describa la evolución de la concentración de los venenos  $N_p(t)$  a lo largo del transitorio que se quiera evaluar.

### 8.3. Producción de Venenos

El producto más significativo es el  $^{135}\text{Xe}$  debido a su considerablemente alta tasa de producción y su gran sección eficaz de absorción para neutrones térmicos. De hecho, si se observa el espectro de los posibles productos de fisión del  $^{235}\text{U}$  se advierte la presencia de dos picos en  $A=95$  y otro en  $A=135$ ; este segundo coincide con el número másico del  $^{135}\text{Xe}$  y por lo tanto la producción de este no es nada despreciable.

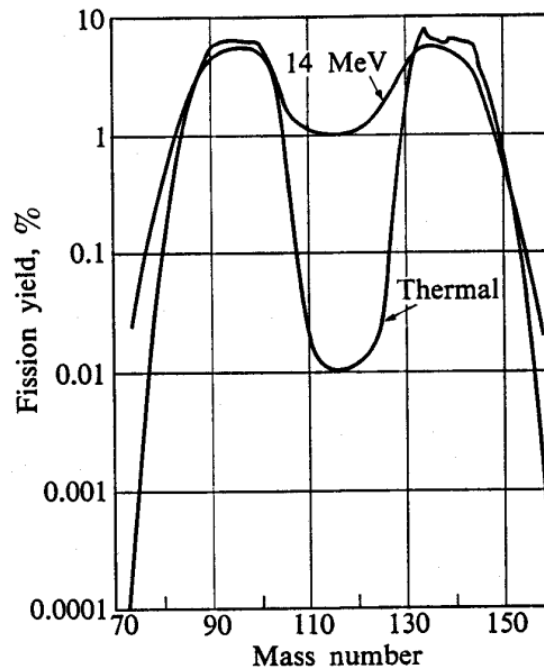


Figura 15: Espectro de productos de la fisión del  $^{235}\text{U}$ . (R.Lamarsh, 1961)

El  $^{135}\text{Xe}$  puede producirse por diferentes vías ya que puede ser producido directamente como un producto de fisión, a partir de la desintegración  $\beta^-$  del  $^{135}\text{I}$  o a partir de la desintegración del  $^{135\text{m}}\text{Xe}$  también producido directamente en la fisión.

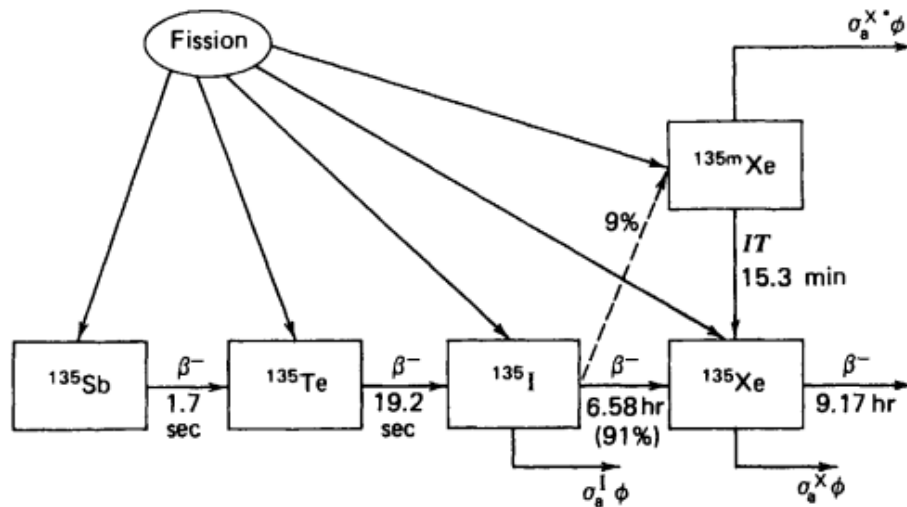


Figura 16: Esquema de desintegración para A=135. (James J.Duderstadt, 1976)

Teniendo en cuenta la Figura 16, se puede simplificar el esquema de desintegración a uno más sencillo para describir la evolución del  $^{135}\text{Xe}$  dentro del núcleo del reactor y de esta manera reducir el número de ecuaciones necesarias para describir la producción del  $^{135}\text{Xe}$ . Para ello deben hacer unas consideraciones previas; en primer lugar, se asume que la desintegración del  $^{135}\text{Te}$  al  $^{135}\text{I}$  es instantánea, de esta manera el  $^{135}\text{I}$  queda como un producto directo de la fisión. La anterior consideración se puede llevar a cabo debido a que el periodo de desintegración del telurio es de 19.2 segundos, mucho menor que el periodo de desintegración de 6.58 horas del yodo. Además, se desprecia el corto periodo de vida del  $^{135\text{m}}\text{Xe}$  y se asume que todo el xenón desintegrará a su estado fundamental.

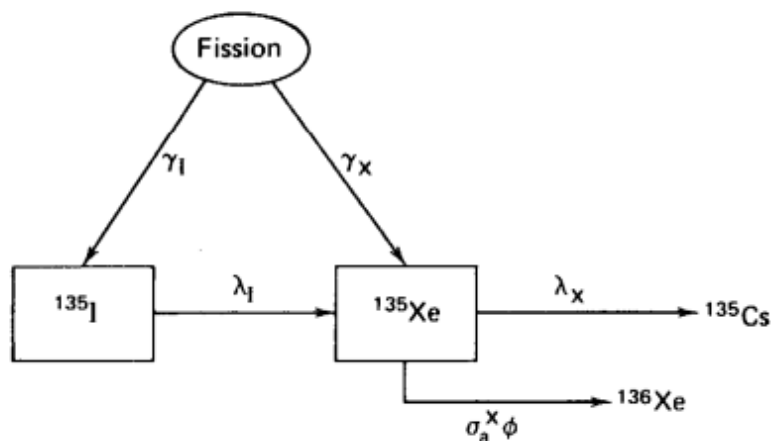


Figura 17: Esquema de desintegración simplificado para A=135. (James J.Duderstadt, 1976)

## 8.4. Modelo de los Venenos

Para computar la evolución de los venenos neutrónicos se expresa la variación de la concentración del  $^{135}\text{Xe}$  y la variación del  $^{135}\text{I}$  ya que parte del xenón es generado a partir de la desintegración del yodo.

Por lo tanto, se formula la evolución de los dos isótopos como:

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \gamma_I \Sigma_f \phi(r, t) - \lambda_I I(r, t) \quad (119)$$

Donde  $\gamma_I$  es la fracción de isótopos de yodo producidos por fisión y  $\lambda_I$  la constante de desintegración para el yodo.

$$\frac{\partial Xe}{\partial t} = \gamma_{Xe} \Sigma_f \phi(r, t) + \lambda_I I(r, t) - \lambda_{Xe} Xe(r, t) - \sigma_a^{Xe} \phi(r, t) Xe(r, t) \quad (120)$$

Donde en este caso  $\gamma_{Xe}$  es la fracción de isótopos de xenón producidos por fisión y  $\lambda_{Xe}$  la constante de desintegración para el yodo. En la Ec. (120) se observa que el primer término representa el xenón producido directamente en la reacción de fisión, el segundo término representa el xenón producido a partir de la desintegración  $\beta^-$  del yodo mientras que el tercer y cuarto término representan las pérdidas debidas a la desintegración de xenón por  $\beta^-$  y por la absorción de un neutrón.

Ambas ecuaciones forman un sistema de dos ecuaciones diferenciales que pueden acoplarse a un modelo TH-NK para modelar la evolución del xenón dentro del reactor.

### 8.4.1. Coeficiente de reactividad del $^{135}\text{Xe}$

Para el correcto modelado de los venenos y su correcto acoplamiento con la neutrónica, igual que previamente se ha definido un coeficiente de reactividad para las temperaturas del combustible y del moderador, se debe definir un coeficiente para la reactividad del xenón.

Se puede definir el cambio de reactividad producido por el xenón en cualquier momento durante un transitorio como (Rouben):

$$\Delta\rho_{Xe}(t) = -\frac{\sigma_a^X}{\nu\Sigma_f} [X_{eq} - X(t)] \quad (121)$$

Donde  $\sigma_a^X$  representa la sección eficaz microscópica de absorción del xenón,  $X_{eq}$  la concentración de xenón en equilibrio cuando el reactor se encuentra en estado crítico,  $X(t)$  la evolución temporal de la concentración de xenón y  $\nu\Sigma_f$  el producto de la sección eficaz macroscópica de fisión y la cantidad media de neutrones producidos por fisión.

En el modelo desarrollado se parte de un reactor en equilibrio con una concentración de veneno inicial. Por este motivo, partiendo de un reactor crítico el cambio de reactividad inducido por los venenos en el núcleo debe ser a partir de la concentración inicial.

## 9. Modelo neutrónico

El modelo neutrónico se dividirá en dos partes: un modelo sin venenos neutrónicos para analizar transitorios cortos del orden de segundos o minutos y otro que incluya los venenos neutrónicos para el análisis de transitorios largos del orden de hora o días.

Los códigos neutrónicos más complejos que modelan el núcleo en 3D suelen utilizar la ecuación del transporte; al ser la ecuación del transporte compleja de resolver y, estando desarrollando un ROM, en el presente trabajo se hará uso de ecuaciones más sencillas que permitan modelar el comportamiento del núcleo.

Para el comportamiento de la neutrónica se hace uso de las ecuaciones de la cinética puntual, cuya demostración se desarrolla previamente:

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

$$\frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t) \quad i = 1, \dots, 6$$

En el modelo que se presenta en este trabajo, para reducir la cantidad de ecuaciones diferenciales en el sistema a resolver, se asume un solo grupo de precursores de neutrones diferidos.

Además, en la segunda parte se incluyen las dos ecuaciones que describen la generación de venenos neutrónicos en el núcleo (Ec. (119) y Ec. (120)).

### 9.1. Datos neutrónicos

En este apartado se presentan todos los parámetros utilizados para el modelo neutrónico citando en cada tabla las respectivas fuentes. Asimismo, se incluye la definición y las unidades.

Tabla 4: Datos cinemáticos utilizados. (M.Stacey, 1974) y (Yoshiaki Oka, 2008)

$\beta$	Fracción de precursores de neutrones diferidos	0.0065
$\lambda$	Constante de desintegración de los precursores de neutrones diferidos	$0.1 \text{ s}^{-1}$
$\Lambda$	Tiempo medio de generación de neutrones instantáneos	0.001
$\alpha_F$	Coefficiente de reactividad del combustible	$-3.5 \times 10^{-5} (\Delta k/k)/^\circ\text{C}$



Desarrollo de un Modelo Reducido con Acoplamiento Termohidráulico-Neutrónico para el  
Análisis de la Dinámica de Reactores de Agua Ligera (LWR)

$\alpha_M$	Coeficiente de reactividad del moderador	$-5 \times 10^{-6} (\Delta k/k)/^\circ\text{C}$
------------	--	---

Además, también se deben definir los valores de los parámetros utilizados para poder acoplar los venenos neutrónicos.

*Tabla 5: Datos para la producción de  $^{135}\text{Xe}$ . (M.Stacey, 1974)*

$\gamma_{Xe}$	Fracción de nucleidos de $^{135}\text{Xe}$ producidos por fisión	0.00228
$\gamma_I$	Fracción de nucleidos de $^{135}\text{I}$ producidos por fisión	0.06386
$\lambda_{Xe}$	Constante de desintegración del $^{135}\text{Xe}$	$2.1158 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
$\lambda_I$	Constante de desintegración del $^{135}\text{I}$	$2.9173 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
$\sigma_a^X$	Sección microscópica de absorción del $^{135}\text{Xe}$	$2.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$

Finalmente, otros datos neutrónicos de interés utilizados en el desarrollo del modelo:

*Tabla 6: Datos neutrónicos generales. (Nicolás Olmo, 2018)*

$\nu$	Cantidad media de neutrones producidos por fisión	3
$\Sigma_f$	Sección eficaz macroscópica de fisión	$1.19 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$

## 10. Acoplamiento TH-NK

El acoplamiento de los códigos TH con los códigos NK se hace a través del calor generado en el combustible, el cual se pone en función de la concentración neutrónica.

El acoplamiento funciona de la siguiente manera: primero introducimos una perturbación con unas condiciones TH iniciales definidas, después se calcula la potencia y a continuación se recalculan todos los parámetros TH del sistema; estos nos sirven para recalculer las condiciones neutrónicas y con estas nuevas condiciones se repite el ciclo.

En el acoplamiento mediante la cinética puntual, la realimentación se lleva a cabo con los coeficientes de reactividad; esto quiere decir que todos los cálculos se hacen en función de la reactividad (parámetro definido en la Ec. (86)).

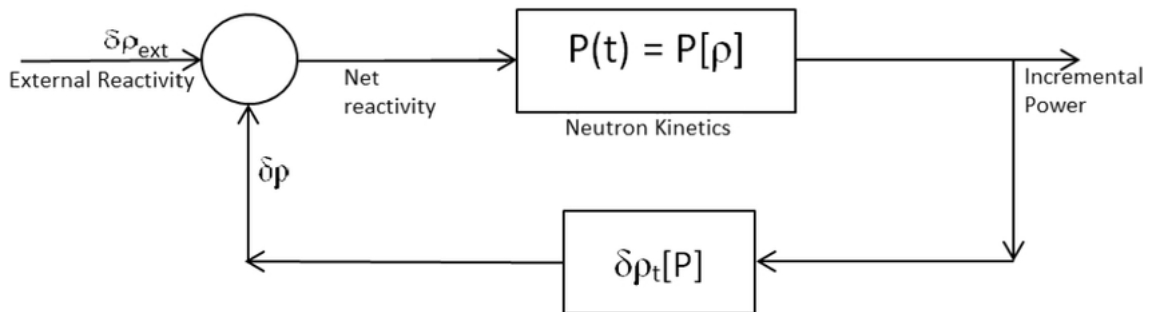


Figura 18: Modelo de realimentación para la cinética puntual. (Yoshiaki Oka, 2008)

Los modelos basados en las ecuaciones de la cinética puntual permiten simular diferentes tipos de comportamientos haciendo inserciones de reactividad positivas o negativas dependiendo del transitorio que interese simular.

Para el caso de que se quiera simular una extracción de barras de control del núcleo, se entra al modelo con un escalón de valor  $\rho > 0$  mientras que si se da el caso de una inserción de barras de control repentina se entra al modelo con un escalón de valor  $\rho < 0$ . Además, el modelo también puede permitirnos simular transitorios más largos, por ejemplo, la evolución de los venenos tras un apagado del reactor.

A parte de movimientos de barras, con la reactividad se pueden simular otros transitorios como puede ser el aumento o la disminución de caudal a través del núcleo.

### 10.1.1. Acoplamiento adimensional

Para el caso del reactor de agua a presión, los coeficientes utilizados para realimentación son el coeficiente de reactividad del moderador  $\alpha_T^M$  y el coeficiente de reactividad del combustible  $\alpha_T^F$ .

Para poder llevar a cabo el acoplamiento es necesario introducir la concentración total de neutrones  $n(t)$  dentro de la expresión de la generación de calor adimensional definida en la Ec. (38) ya que estos son proporcionales al calor generado dentro de la varilla de combustible. Para ello es necesario encontrar un factor de conversión tal que:

$$G(\tau) = An(t) \quad (122)$$

Donde  $A$  es el factor de conversión. Para definir el factor de conversión, este tiene que ser coherente con el calor adimensional para el cual está dimensionado el modelo TH (Jian Su, 2001). Por lo tanto, se define el factor de conversión  $A$  como:

$$A = \frac{2G(0)k_f(T_{f0} - T_{m0})}{n(0)r_{c0}^2} \quad (123)$$

Donde  $G(0)$  se define como el calor generado en el instante inicial y  $A$  tiene unidades de Vatios; al ser multiplicado por  $n(t)$  se obtiene  $\frac{W}{cm^3}$  y por lo tanto operando con las demás variables se obtiene un calor generado en la varilla de combustible adimensional.

Con todo esto, nos queda un sistema de cinco ecuaciones diferenciales ordinarias:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda C_i(t) \quad (124)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} n(t) - \lambda C(t) \quad (125)$$

$$\frac{d\theta_{f,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2Bi_{gf}}{R_{fo}} (\theta_{f,av}(\tau) - \theta_{c,av}(\tau)) + An(t) \quad (126)$$

$$\frac{d\theta_{c,av}(\tau)}{d\tau} = -\frac{2K}{1 - R_{ci}^2} [Bi_{gc}R_{ci} (\theta_{f,av}(\tau) - \theta_{c,av}(\tau)) - Bi\theta_{c,av}(\tau)] \quad (127)$$

$$M_c c_p \frac{dT_m(t)}{dt} = hS_c (T_c(r_{co}, t) - T_m(t)) - 2\dot{m}c_p (T_m(t) - T_{m0}) \quad (128)$$

A continuación, para poder observar y analizar el comportamiento de los venenos neutrónicos en los transitorios más largos, se incorporan al modelo las dos ecuaciones diferenciales que expresan la evolución temporal del  $^{135}\text{X}$  y del  $^{135}\text{I}$  explicadas anteriormente. De esta manera, el sistema incorpora las dos siguientes ecuaciones:

$$\frac{\partial I}{\partial t} = \gamma_I \Sigma_f \phi(r, t) - \lambda_I I(r, t) \quad (129)$$

$$\frac{\partial Xe}{\partial t} = \gamma_{Xe} \Sigma_f \phi(r, t) + \lambda_I I(r, t) - \lambda_{Xe} Xe(r, t) - \sigma_a^{Xe} \phi(r, t) Xe(r, t) \quad (130)$$

## 10.2. Cálculo del reactor crítico

Para los dos modelos con realimentación desarrollados en este trabajo se partirá de un reactor crítico en estado estacionario.

Debido a que las temperaturas iniciales y las concentraciones del modelo neutrónico pueden no ser las adecuadas para un reactor crítico se ha desarrollado un parte del modelo que ejecute un

transitorio inicial que llegue a las condiciones estacionarias del reactor sin introducirle al modelo ninguna perturbación exterior.

### 10.2.1. Reactor crítico sin venenos

En el caso del modelo sin venenos neutrónicos el transitorio para obtener un reactor crítico y estacionario comenzará con unos datos de entrada y se obtendrán unos datos de equilibrio. Los datos de entrada utilizados no son arbitrarios y se obtienen de (Clarissa R.Regis, 2000) y (Nicolás Olmo, 2018; B.Navarro, 2021).

*Tabla 7: Valores iniciales del modelo sin venenos*

$T_{f0}$	Temperatura inicial del combustible	645 °C
$T_{c0}$	Temperatura inicial de la vaina	307°C
$T_{m0}$	Temperatura inicial del moderador	345°C
$n_{e0}$	Concentración inicial de neutrones	$1.1452 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
$c_0$	Concentración inicial de precursores	$7.433 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

A continuación, tras simular un transitorio largo de  $t \cong 3 \text{ h}$  se obtienen los datos del reactor en el estado crítico.

*Tabla 8: Valores del reactor en estado crítico sin venenos*

$T_{f,eq}$	Temperatura en equilibrio del combustible	640.73°C
$T_{c,eq}$	Temperatura en equilibrio de la vaina	373.50°C
$T_{m,eq}$	Temperatura en equilibrio del moderador	336.86°C
$n_{e,eq}$	Concentración en equilibrio de neutrones	$8.38 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
$c_{eq}$	Concentración en equilibrio de precursores	$5.44 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$

### 10.2.2. Reactor crítico con venenos

Para el modelo con venenos, los datos iniciales para el cálculo del estacionario son iguales que los del anterior modelo, pero incluyen concentraciones iniciales de los venenos a modelar.

Tabla 9: Concentraciones iniciales de venenos

$Xe_0$	Concentración inicial de $^{135}\text{Xe}$	$0 \text{ cm}^{-2}$
$I_0$	Concentración inicial de $^{135}\text{I}$	$0 \text{ cm}^{-2}$

Después de simular el transitorio lo suficientemente largo se obtienen las concentraciones de equilibrio para el xenón y yodo además de todos los demás valores de equilibrio.

Tabla 10: Valores del reactor en estado crítico con venenos

$T_{f,eq}$	Temperatura en equilibrio del combustible	450.20 °C
$T_{c,eq}$	Temperatura en equilibrio de la vaina	319.81°C
$T_{m,eq}$	Temperatura en equilibrio del moderador	335.53°C
$n_{e,eq}$	Concentración en equilibrio de neutrones	$3.59 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
$c_{eq}$	Concentración en equilibrio de precursores	$2.34 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$
$Xe_{eq}$	Concentración en equilibrio del $^{135}\text{Xe}$	$9.27 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
$I_{eq}$	Concentración en equilibrio del $^{135}\text{I}$	$9.36 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$

## **11. Resultados y conclusiones**

### **11.1. Modelo TH-NK sin venenos neutrónicos**

Con el modelo desarrollado en el presente trabajo se simulan distintos escenarios que podrían suceder en una central PWR durante su operación normal. En este aparatado, al excluir los venenos neutrónicos, se analizan transitorios de corta duración donde la concentración de  $^{135}\text{Xe}$  no varía y por lo tanto no hay un efecto en la reactividad por parte de los venenos. Esto se comprobará con mayor profundidad en el modelo con los venenos incorporados.

#### **11.1.1. Inserción repentina de barras de control**

Durante la operación normal del reactor nuclear las barras de control son insertadas y extraídas del núcleo para controlar la potencia que este genera.

En este caso se simulará una inserción de barras de control repentina de reactividad  $\rho_{ext} = -0.34 \$$  a partir del reactor crítico. Para ello se hará uso del modelo desarrollado sin venenos y se simulará un transitorio de corta duración para ver el efecto que tiene en el núcleo esta maniobra.

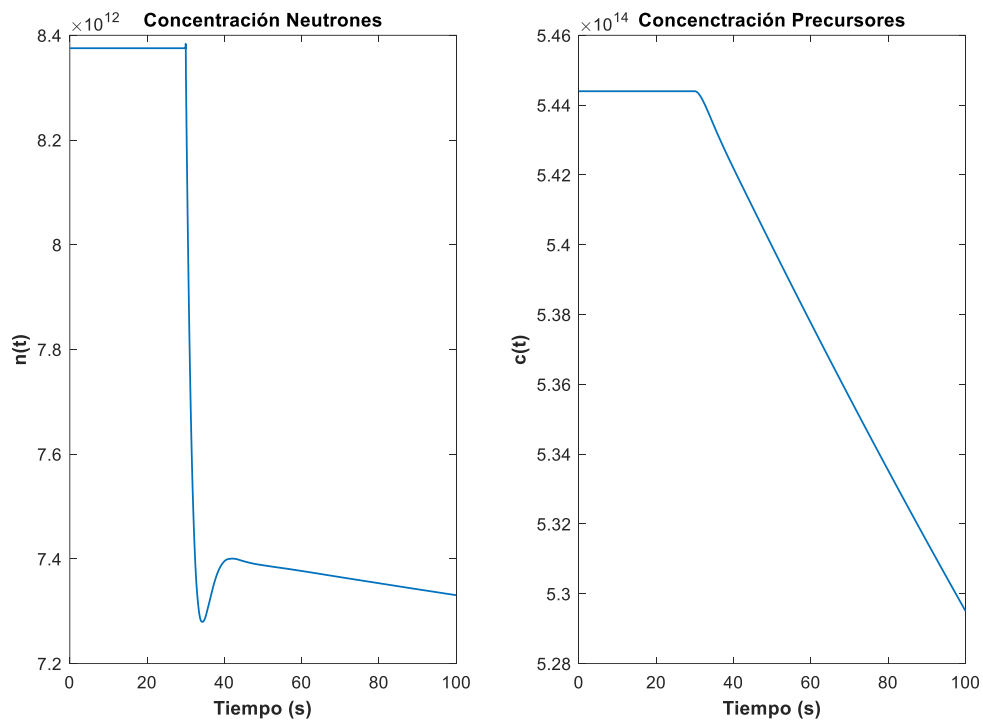


Figura 19: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t=100s$ .

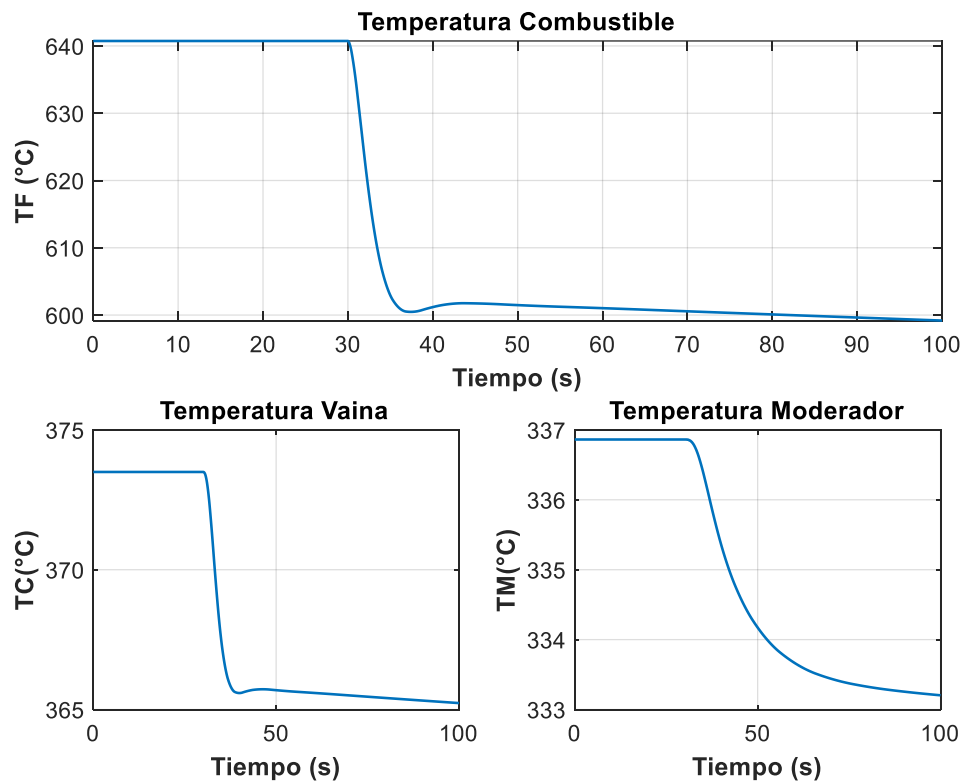


Figura 20: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t=100s$ .

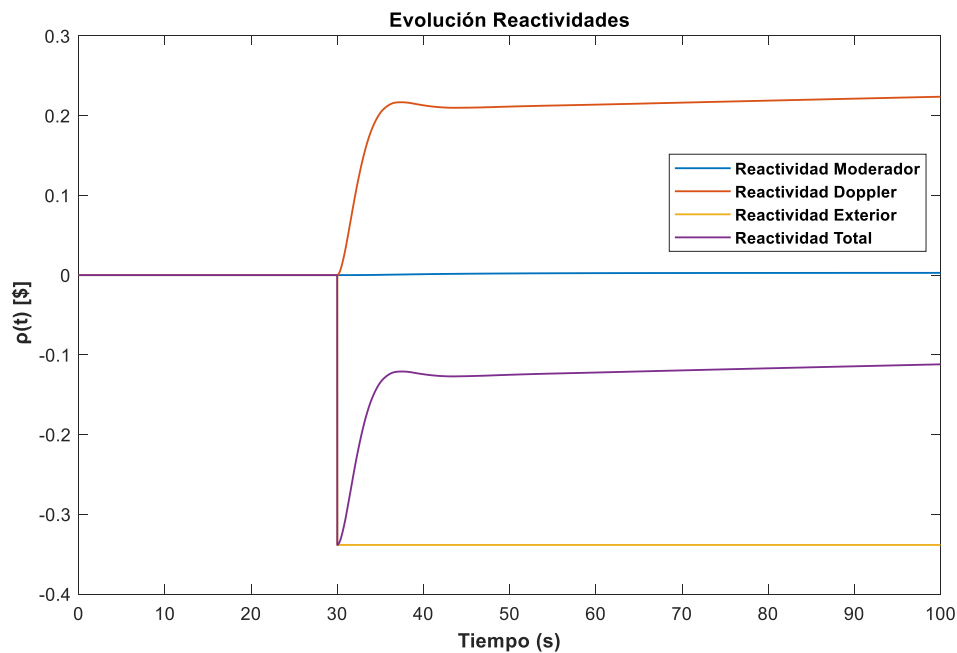


Figura 21: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t = 100s$ .

En la Figura 19 se observa que, partiendo de un reactor crítico, al insertar en  $t = 30$  s una reactividad negativa en escalón la concentración total de neutrones (la cual es directamente proporcional a la potencia del reactor) se reduce drásticamente de manera instantáneamente para luego entre  $t = 30 - 40$  s experimentar un pequeño repunte y finalmente a partir de  $t = 40$  s comenzar a reducirse de manera constante. Estos comportamientos de la concentración total de neutrones se pueden explicar perfectamente con los mecanismos de realimentación; a continuación, analizamos cada intervalo mencionado.

En  $t = 30s$  se observa en la Figura 21 que la reactividad total se vuelve muy negativa (con valor de la reactividad insertada) coincidiendo con la reducción de la concentración de neutrones. Al mismo tiempo, los mecanismos de realimentación comienzan a tener lugar.

El efecto Doppler comienza a tener efecto coincidiendo con la reducción de la temperatura del combustible (efecto casi inmediato al reducir la potencia) e insertando un valor positivo de reactividad. Esta respuesta produce que la reactividad total aumente y es el causante del pequeño repunte en potencia entre  $t = 30 - 40$  s.

A partir de  $t = 40$  s la reactividad total sigue siendo negativa, lo que causa que la potencia del reactor siga disminuyendo ligeramente (reactor subcrítico), pero la reactividad total cada vez se aproxima más a cero conforme los mecanismos de realimentación se siguen equilibrando.

En el caso del mecanismo de realimentación debido al moderador (Figura 21), el efecto es muy pequeño debido a que, como se puede observar en la Figura 20, la temperatura del moderador varía muy poco (del orden de  $6^{\circ}C$ ).



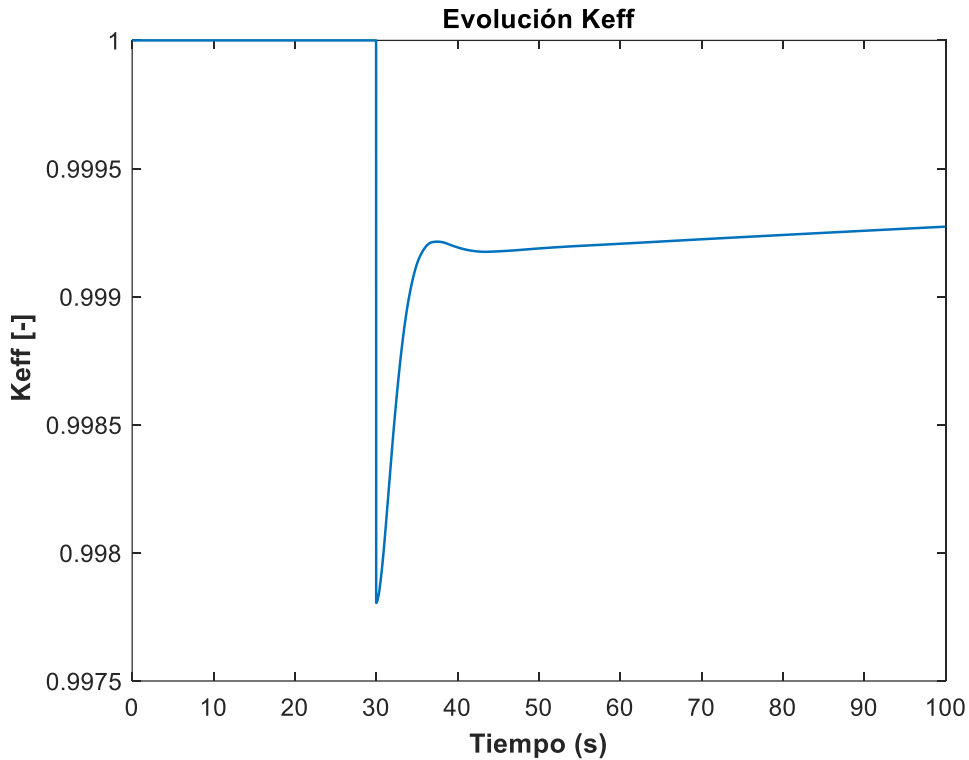


Figura 22: Evolución del factor de multiplicación efectivo para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t = 100$ s.

Para entender mejor el estado del núcleo en todo momento, en la Figura 22 se observa que, partiendo de un reactor en estado crítico ( $k_{eff} = 1$ ), al introducir un escalón de reactividad negativa en  $t = 30$ s el reactor se hace subcrítico. El repunte que se observa entre  $t = 30 - 40$  s es porque el factor de multiplicación efectivo está directamente relacionado con la reactividad del núcleo, ya que esta última es la desviación de  $k_{eff}$  del punto de criticidad.

Finalmente, se simula un transitorio de mayor duración ( $t = 1h$ ) para ver en qué punto se vuelve a estabilizar el núcleo. Evidentemente, este nuevo punto de operación será a menor concentración de neutrones y a menores temperaturas de los elementos que componen el núcleo ya que la maniobra realizada es de reducción de potencia.

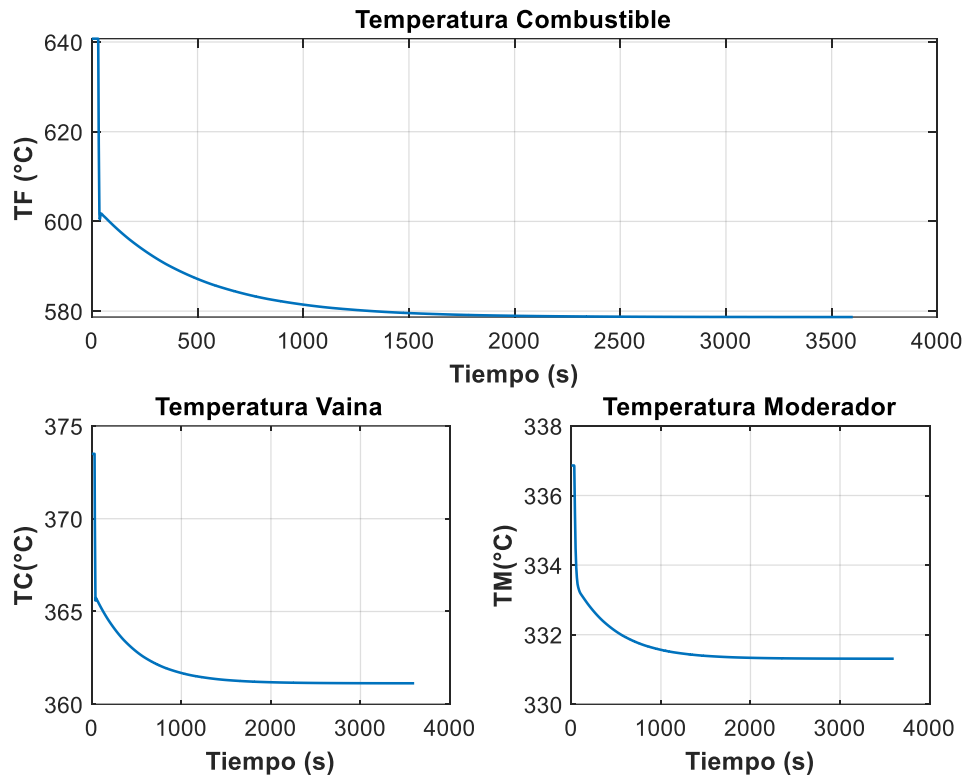


Figura 23: Estabilización de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t = 1h$ .

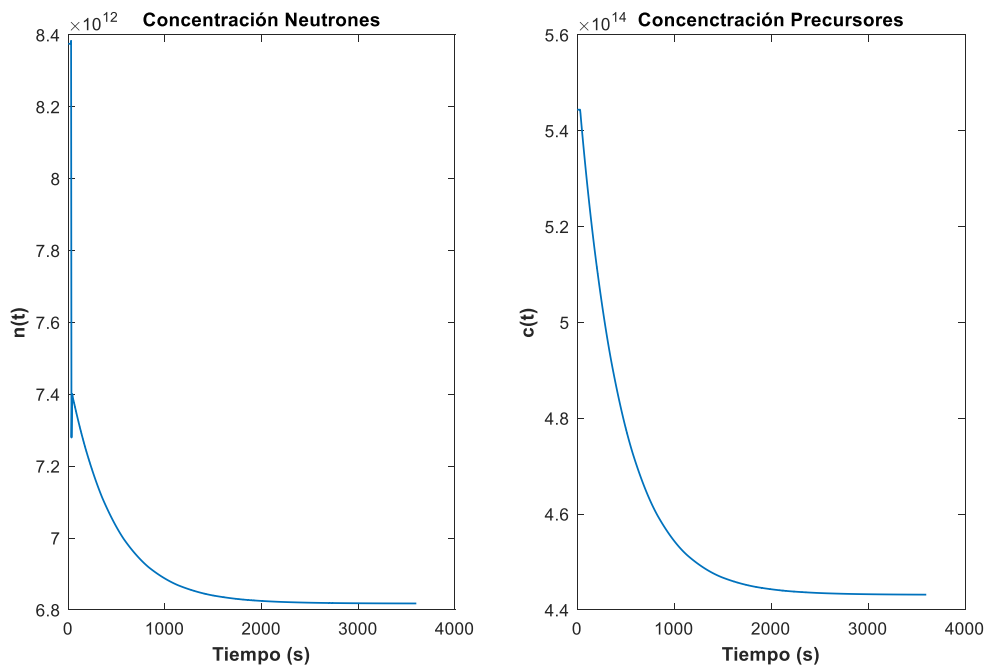


Figura 24: Estabilización de las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = -0.34$  y  $t = 100s$ .

### 11.1.2. Extracción progresiva de barras de control

Un caso muy común es la maniobra progresiva de barras de control, como puede ser una inserción o extracción lenta de las barras de control. En este apartado se simula el comportamiento del núcleo ante este transitorio.

Para poder llevar a cabo la simulación se modelará la extracción progresiva de barras como una función rampa en la forma:

$$f(x) = m \cdot t + c \quad (131)$$

Donde  $m$  será el valor de la reactividad extraída por unidad de longitud y segundo. En este caso, la reactividad extraída será  $\rho_{ext} = 0.14 \frac{\$}{cm s}$  (M.Stacey, 1974) y se extraerán las barras durante 20 s a una velocidad de  $\frac{1 cm}{4 s}$  para posteriormente permanecer en la nueva posición.

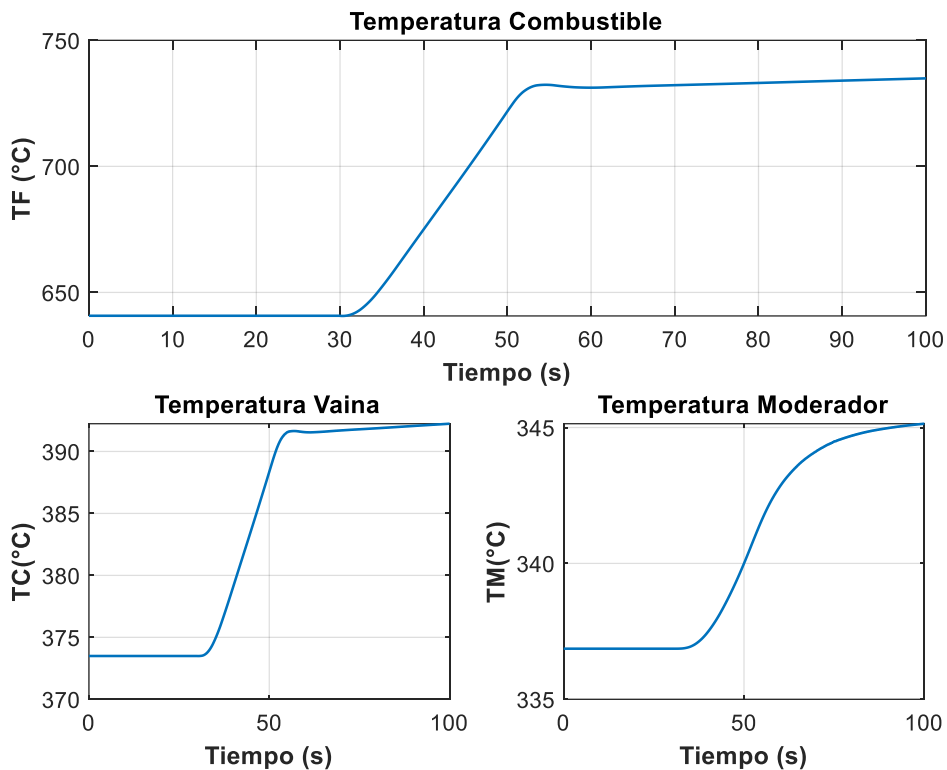


Figura 25: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4} t$  y  $t = 100s$ .

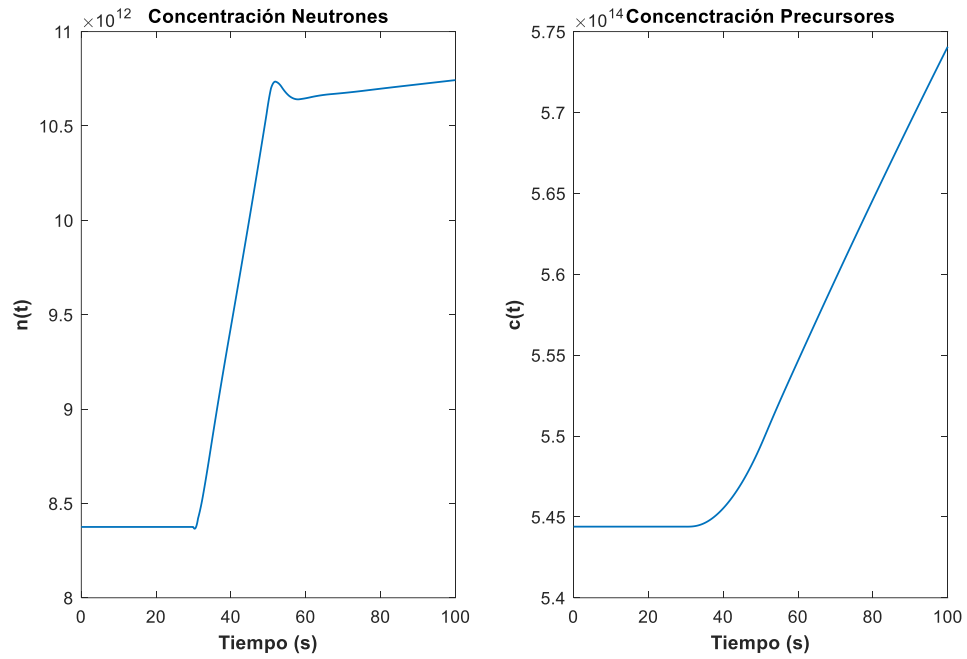


Figura 27: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = 0.14t$  y  $t = 100s$ .

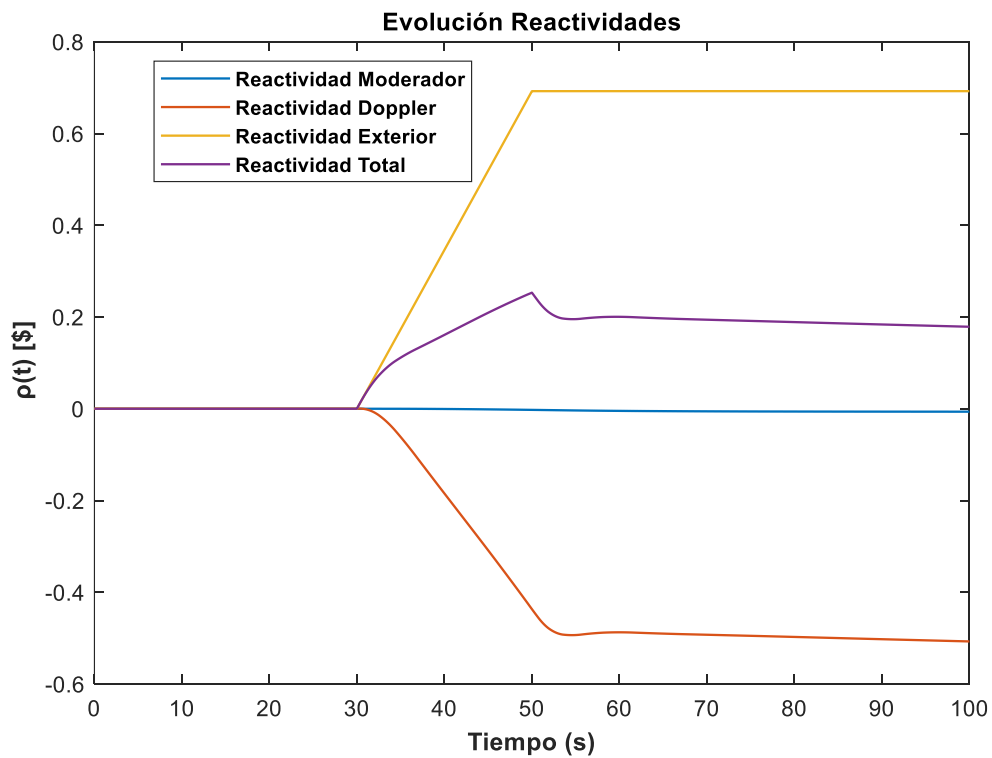


Figura 26: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 100s$ .

En la Figura 26 se puede observar que, partiendo del reactor en estado estacionario, al comenzar a insertar una reactividad positiva en rampa la concentración total de neutrones comienza a aumentar en rampa durante los 20 s que dura la inserción de reactividad. Una vez finalizada la inserción de reactividad en rampa la reactividad exterior permanece constante e igual al último valor de la reactividad en rampa, es decir:

$$\rho_{ext}(t = 50s) = 20 \times \frac{0.0009}{\beta} \frac{1}{4} \cong 0.69 \text{ \$} \quad (132)$$

Como en el anterior caso, se puede ver en la Figura 27 que el mecanismo más importante de realimentación es el debido al efecto Doppler, el cual introduce una reactividad negativa en el momento en que la reactividad total en el núcleo (y por ende la potencia) comienza a aumentar. El valle provocado en la evolución de la potencia en  $t \approx 50$  s es debido al valle que se observa en la evolución de la reactividad del combustible en la Figura 27 provocado a su vez por la evolución de la temperatura del combustible en la Figura 25.

A diferencia de la anterior simulación, la reactividad del moderador, aun siendo muy pequeña, toma mayor peso debido a que el incremento de la temperatura del moderador es mayor ya que la inserción de reactividad es mayor que en el apartado anterior. La realimentación provocada por el moderador no es instantánea ya que dependerá de la transmisión de calor del combustible al refrigerante a través del huelgo y la vaina; es por esta razón que el efecto no es apreciable hasta bien entrado el transitorio.

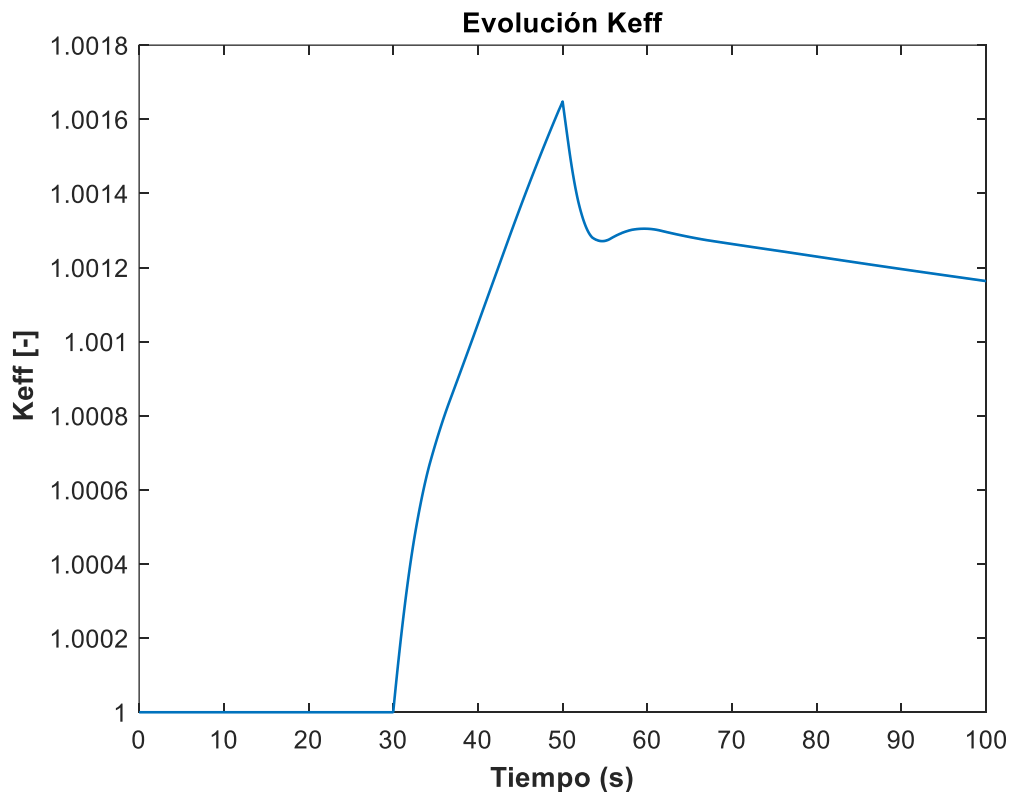


Figura 28: Evolución del factor de multiplicidad efectivo para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  \$ y  $t = 100s$ .

Al igual que en el anterior caso, para ver mejor el estado del núcleo en todo momento, en la Figura 28 se observa que, partiendo de un reactor en estado crítico, al introducir la inserción de reactividad positiva en rampa en  $t = 30s$ , cuya duración es hasta  $t = 50 s$ , el reactor se hace supercrítico. Además, se advierte que el aumento en  $k_{eff}$  es progresivo y no inmediato, al contrario que en la inserción del escalón.

Otro aspecto que es importante recalcar es la evolución de la realimentación. En el anterior caso, donde se insertaba una reactividad negativa en escalón, al ser la inserción de reactividad inmediata, la reactividad total seguía en ese primer instante al escalón ya que no daba tiempo a que la reactividad del combustible compensará este escalón hasta pasados  $\sim 10 s$  tras la inserción. En este caso, la perturbación, al ser progresiva, da tiempo a que la reactividad debido al combustible consiga seguirla y compensarla desde el primer instante, evitando así que siga a la reactividad exterior que se inserta y reduciendo el pico de potencia (y por lo tanto temperaturas) al que se llegaría (Figura 29).

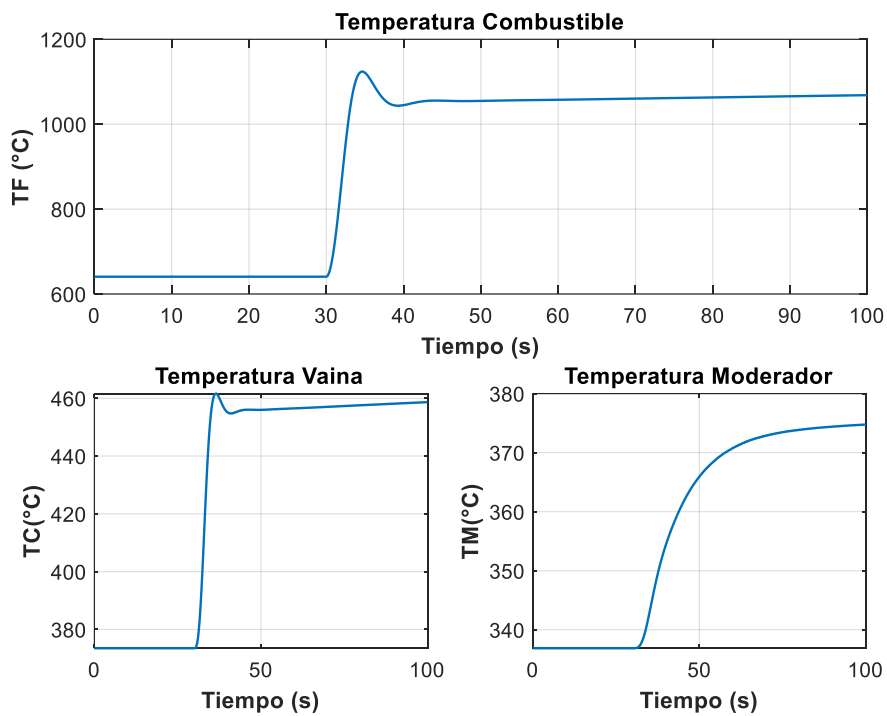


Figura 29: Evolución de la temperatura del combustible, vaina y moderador ante una entrada escalón con la misma reactividad que en la simulación rampa.

Finalmente, para ver el punto en el que el núcleo vuelve a estabilizarse y ser crítico, como en el anterior caso, se simula un transitorio de mayor duración ( $t = 1h$ ). Evidentemente, los valores de temperatura se estabilizarán en un punto más alto que en el primer reactor crítico, al igual que los valores de la concentración de neutrones, ya que se ha experimentado un aumento de potencia.

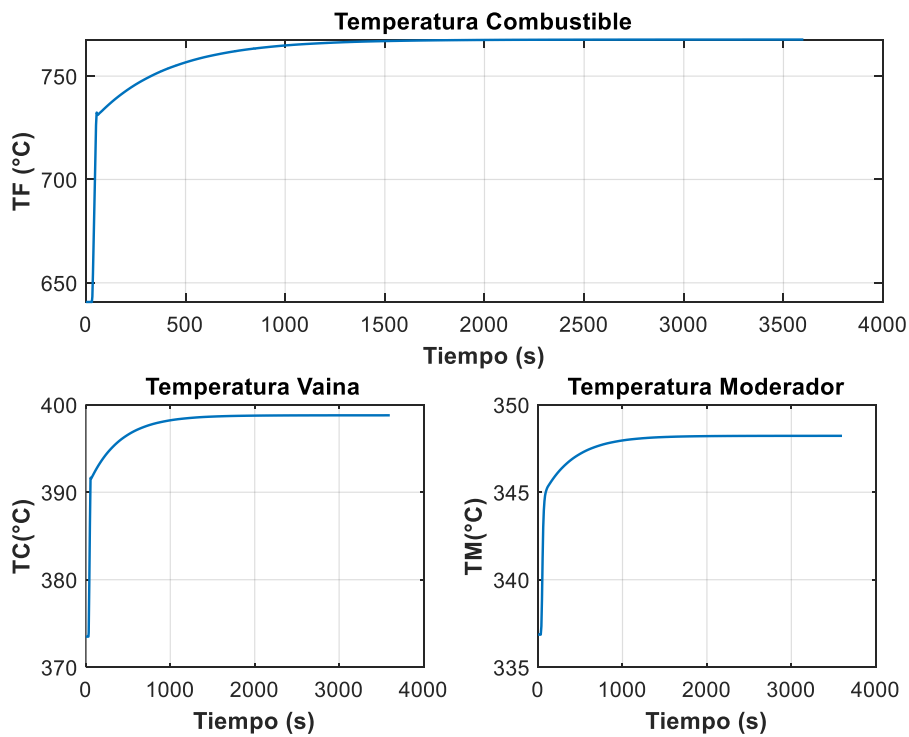


Figura 31: Estabilización de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 1h$ .

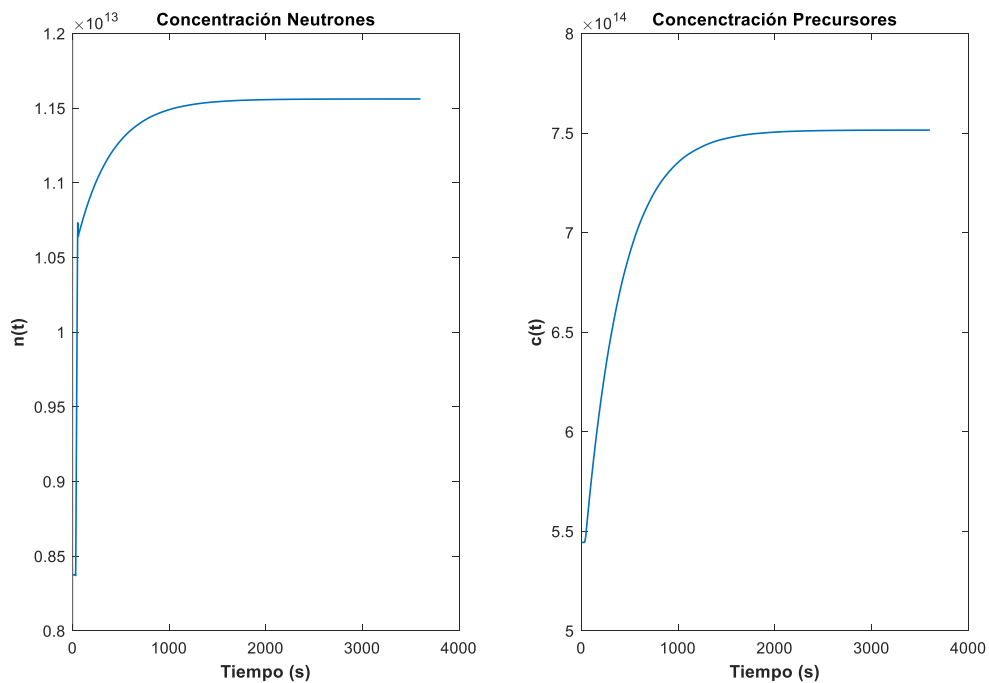


Figura 30: Estabilización de las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 1h$ .

## 11.2. Modelo TH-NK con venenos neutrónicos

Este segundo modelo, partiendo del modelo TH-NK sin venenos neutrónicos, implementa las dos ecuaciones que describen la generación del  $^{135}\text{Xe}$  en el núcleo. Para el correcto análisis del efecto del  $^{135}\text{Xe}$  en el núcleo se deben analizar transitorios de larga duración debido a la larga vida media del  $^{135}\text{Xe}$  de 9.1 h (M.Stacey, 1974). En este modelo se pone énfasis en la evolución del  $^{135}\text{Xe}$  y su efecto en el núcleo.

### 11.2.1. SCRAM

Una maniobra en la que se tiene en cuenta la evolución del  $^{135}\text{Xe}$  es al apagar completamente el reactor con la bajada al completo de las barras de control. Para simular una maniobra SCRAM, donde se hace un apagado de emergencia del reactor, se introduce una reactividad negativa en escalón de  $\rho_{ext} = -3 \$$  en  $t = 30$  s. En este apartado se analiza la evolución del  $^{135}\text{Xe}$  tras apagar el reactor.

Para poder apreciar la evolución de la concentración del xenón se simulará un transitorio de larga duración con valor de  $t = 120$  h.

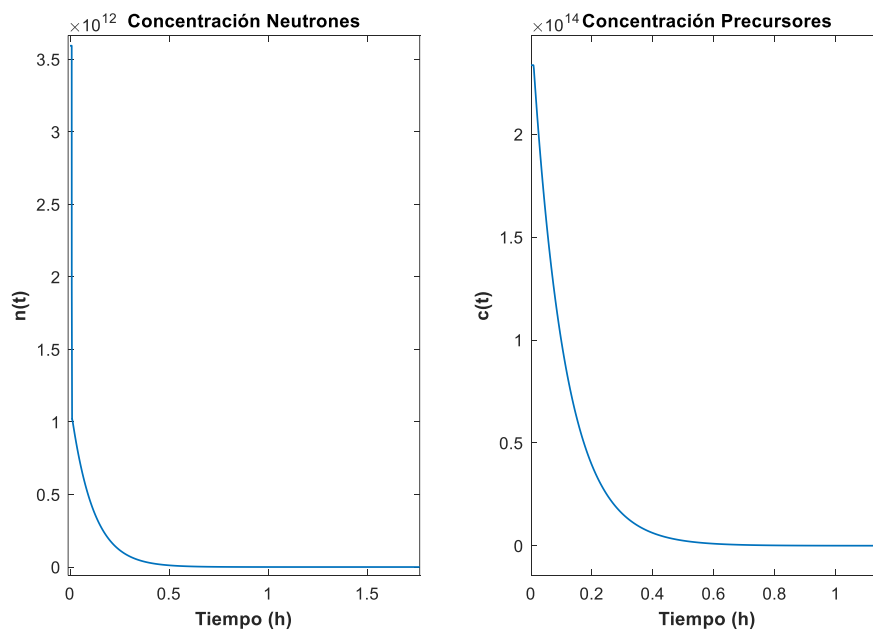


Figura 32: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos  $\rho_{ext} = -3 \$$  y  $t = 120$  h.



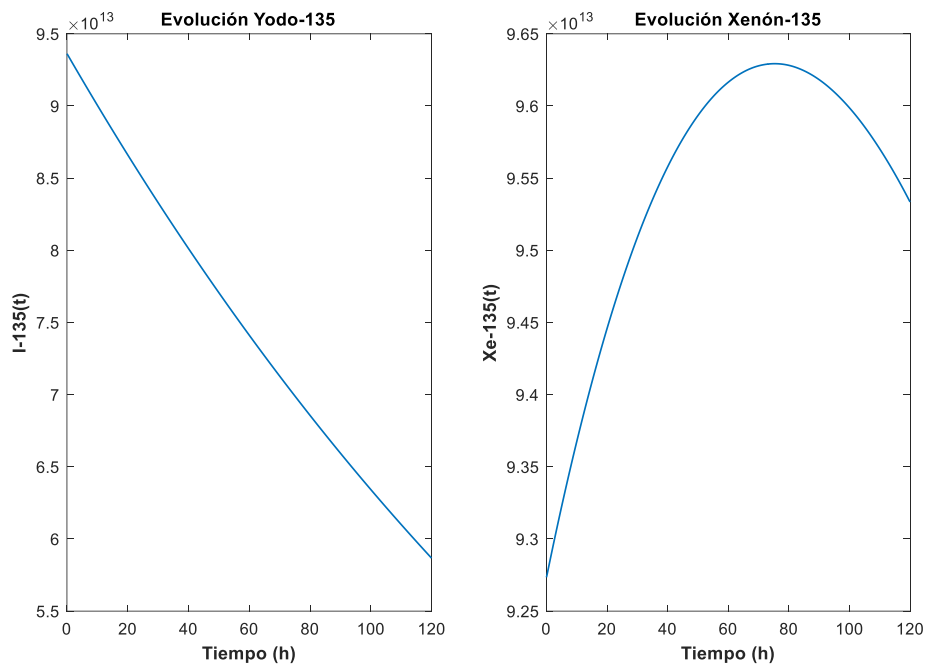


Figura 33: Evolución del  $^{135}\text{I}$  y el  $^{135}\text{Xe}$  para  $\rho_{ext} = -3$  y  $t = 120$  h.

En la Figura 32 se observa que la concentración de neutrones y la concentración de precursores de neutrones diferidos se hace nula tan pronto como  $t \approx 30$  min. En cambio, como en el estacionario el núcleo tenía una concentración de  $^{135}\text{I}$  en equilibrio (se producía la misma cantidad por fisión y se desintegraba la misma cantidad en  $^{135}\text{Xe}$ ), al no estar el núcleo produciendo fisión, el yodo acumulado ahora solo se desintegra. Es por esta razón que la concentración del xenón en la Figura 33 experimenta un aumento debido a su producción a partir de la desintegración del yodo y la falta de destrucción de xenón a partir de la absorción de un neutrón.

La concentración de xenón llega a un máximo en  $t \approx 70$  h, punto a partir del cual la concentración del xenón se empieza a reducir ya que la desintegración del xenón supera a la producción debido a la desintegración del yodo.

En este transitorio el reactor pasa de estar crítico a estar subcrítico cuando se provoca el apagado de emergencia o SCRAM y no puede volver a ponerse en marcha hasta que la concentración de xenón vuelve a situarse en valores cercanos a los que tenía en el estado estacionario. A este tiempo de parada se le conoce por el nombre de "reactor dead time" o tiempo de reactor muerto.

### 11.2.2. Reducción de potencia

La reducción de potencia progresiva suele ser una maniobra muy común en la operación normal de los reactores nucleares; un ejemplo muy habitual es en los periodos de recarga cuando apagan el reactor de manera progresiva, y en el caso contrario cuando vuelven a aumentar la potencia del reactor apagado hasta la nominal. Además, un correcto estudio de este tipo de

maniobra permite la variación de potencia de los reactores en periodos de menor demanda eléctrica.

En esta simulación tendrá lugar un transitorio corto de  $t = 120 \text{ s}$ , donde se podrá observar la evolución de los venenos a corto plazo y un transitorio largo de  $t = 150 \text{ h}$  en el que se podrá observar la estabilización de los venenos tras la maniobra.

La reactividad negativa insertada tendrá la forma de la Ec. (131) y el valor de la reactividad insertada por unidad de tiempo y longitud de barra será, como en el anterior caso, de  $\rho_{ext} = -0.14 \frac{\$}{\text{cm s}}$ . Se extraen las barras de control en  $t = 30 \text{ s}$  durante  $20 \text{ s}$  a una velocidad de  $\frac{1 \text{ cm}}{4 \text{ s}}$ . El valor tras la extracción de las barras de control permanecerá, como se ha demostrado en la Ec. (132), en  $\rho_{ext} = 0.69 \text{ \$}$ .

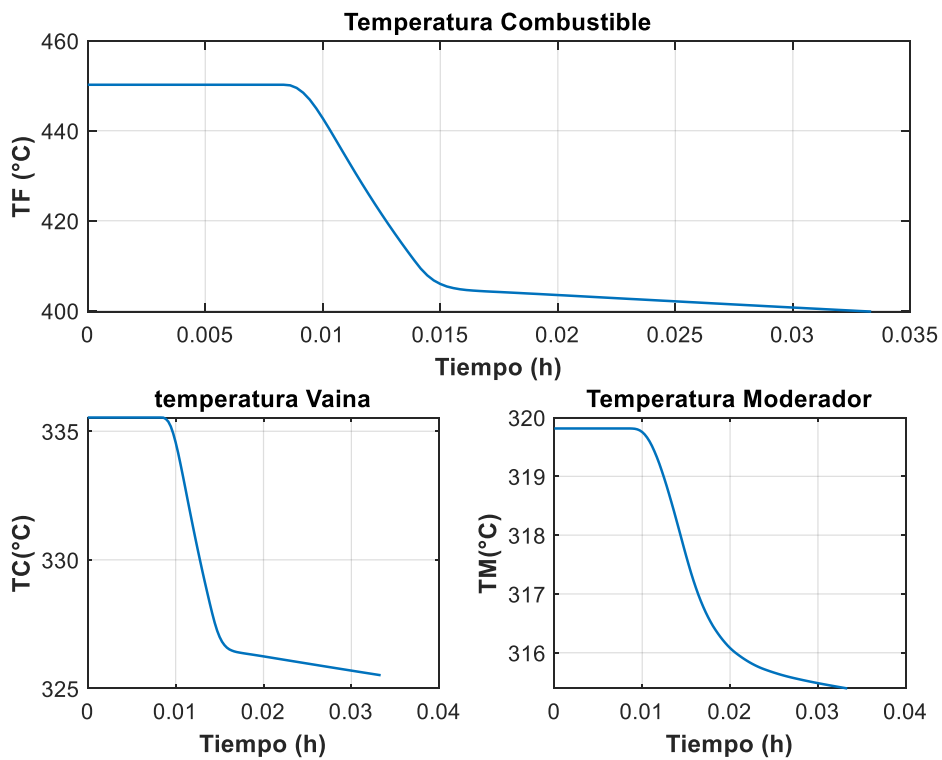


Figura 34: Evolución de las temperaturas el combustible, vaina y moderador para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 120s$ .

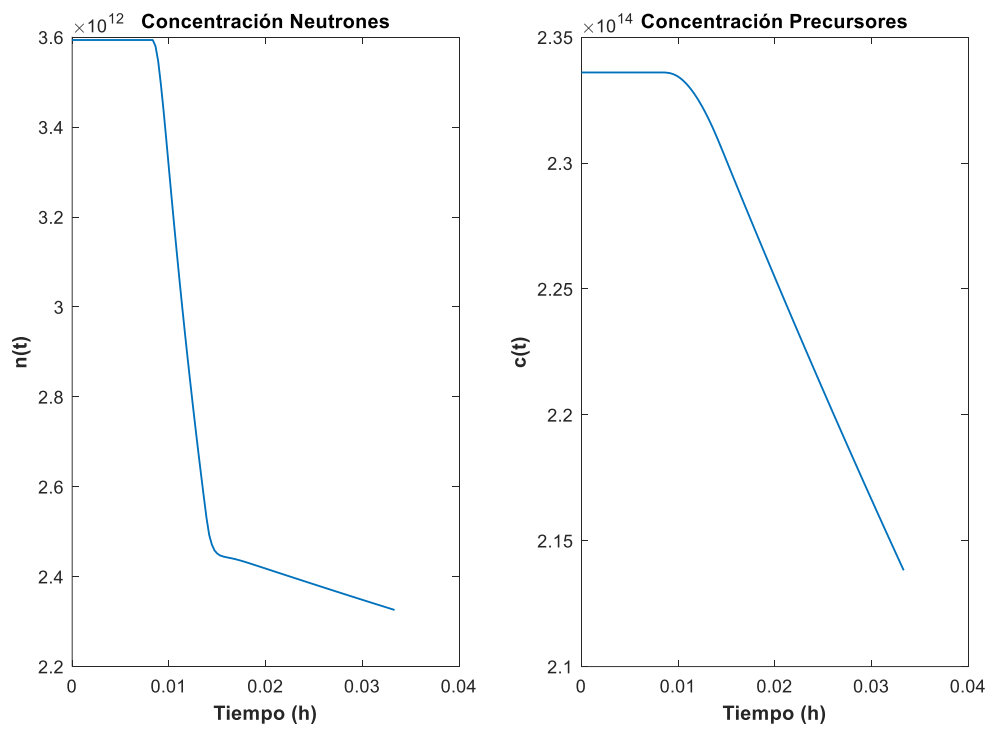


Figura 35: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 120s$ .

En la Figura 34 se observa, como es de esperar teniendo en cuenta los anteriores casos analizados con el modelo sin venenos, que ante una inserción de reactividad negativa en rampa en  $t = 40$  s las temperaturas se ven reducidas debido a la reducción en concentración de neutrones y por consiguiente la reducción en potencia.

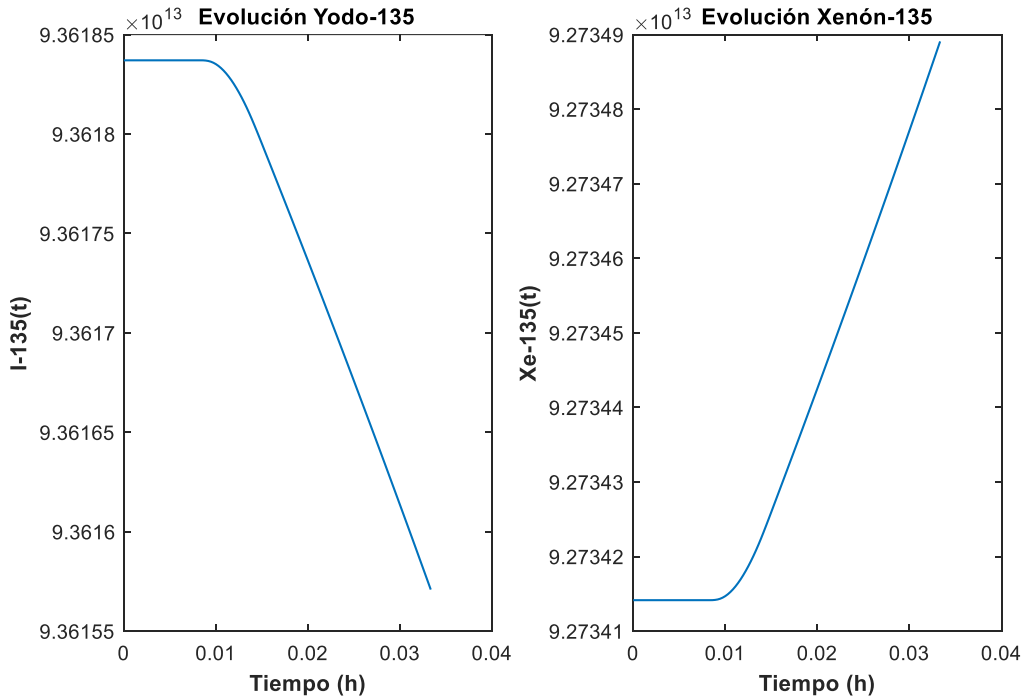


Figura 36: Evolución del  $^{135}\text{I}$  y el  $^{135}\text{Xe}$  para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  y  $t = 120$  s.

Asimismo, se observa al igual que en el caso de SCRAM, que el  $^{135}\text{Xe}$  comienza a aumentar debido al desequilibrio entre su producción y su destrucción. Al ser la variación de xenón a corto plazo muy pequeña, el efecto del veneno en la reactividad del núcleo es completamente despreciable. Es por ello que, para llegar a apreciar la evolución de los venenos después de un cambio en potencia, se debe simular un transitorio más largo. En la Figura 37 se aprecia la evolución de las diferentes reactividades y ver el efecto totalmente despreciable de la reactividad del xenón.

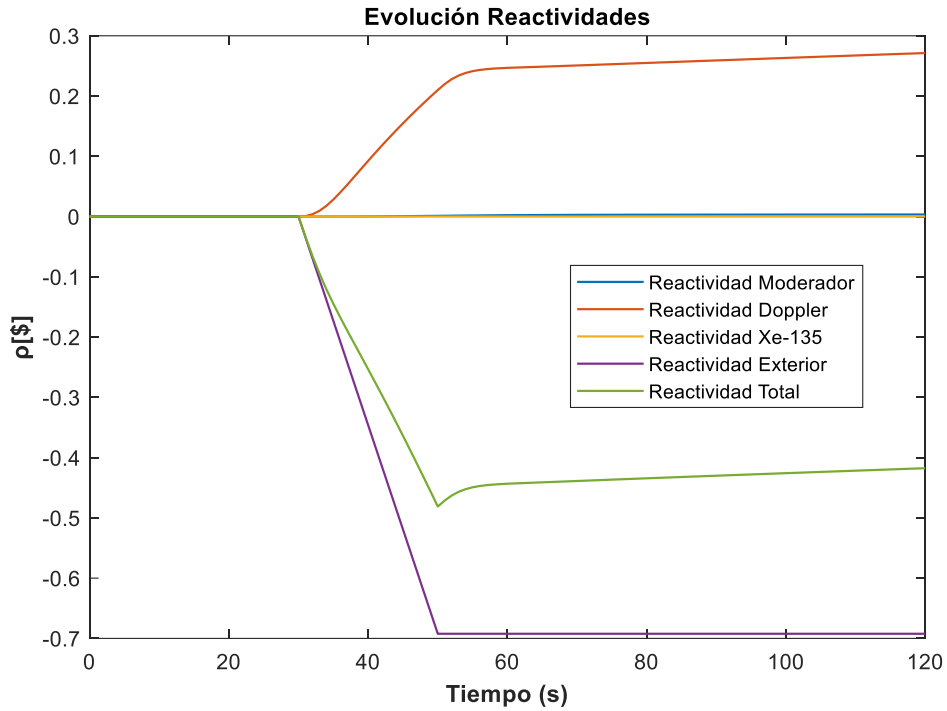


Figura 37: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  \$ y  $t = 120s$ .

A continuación, se simula un transitorio largo de duración  $t = 150 h$  y se procede a analizar los efectos del  $^{135}\text{Xe}$  en la reactividad del núcleo.

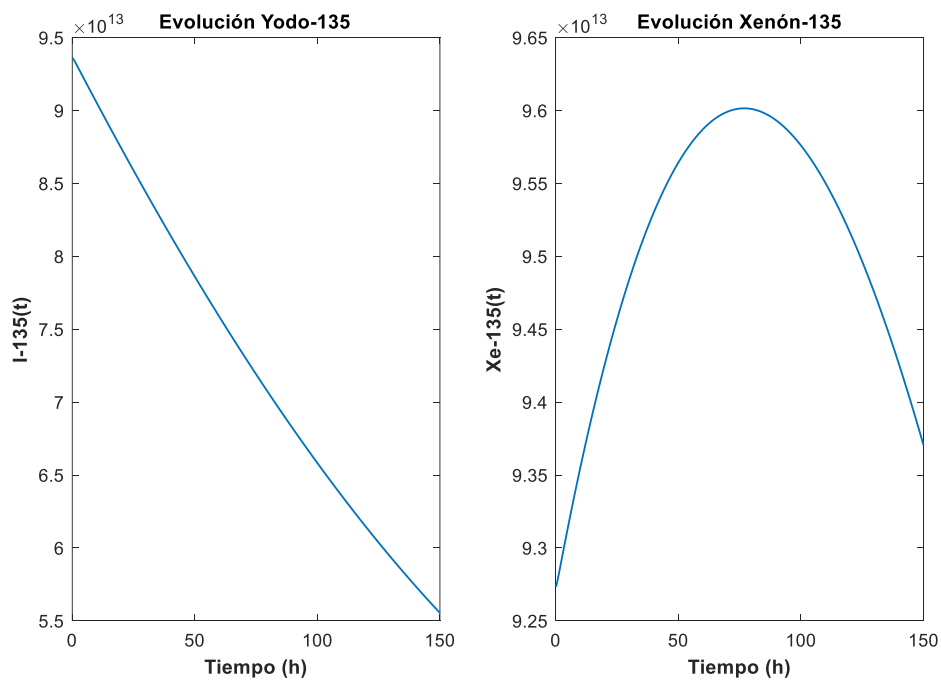


Figura 38: Evolución del  $^{135}\text{I}$  y el  $^{135}\text{Xe}$  para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4}t$  \$ y  $t = 150 h$ .

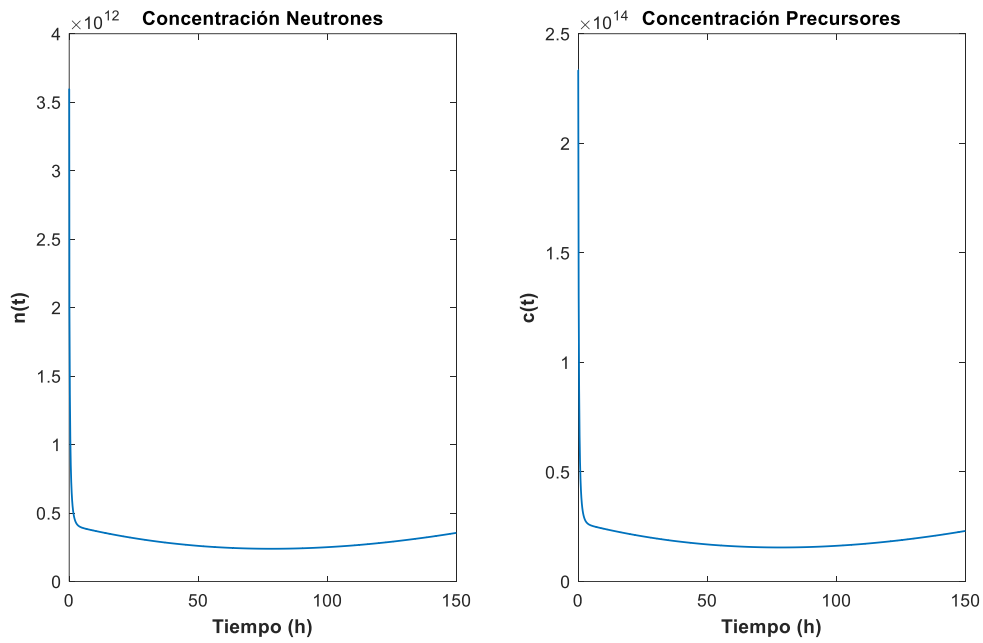


Figura 39: Evolución en las concentraciones de neutrones y precursores de neutrones diferidos para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4} t$  y  $t = 150 h$ .

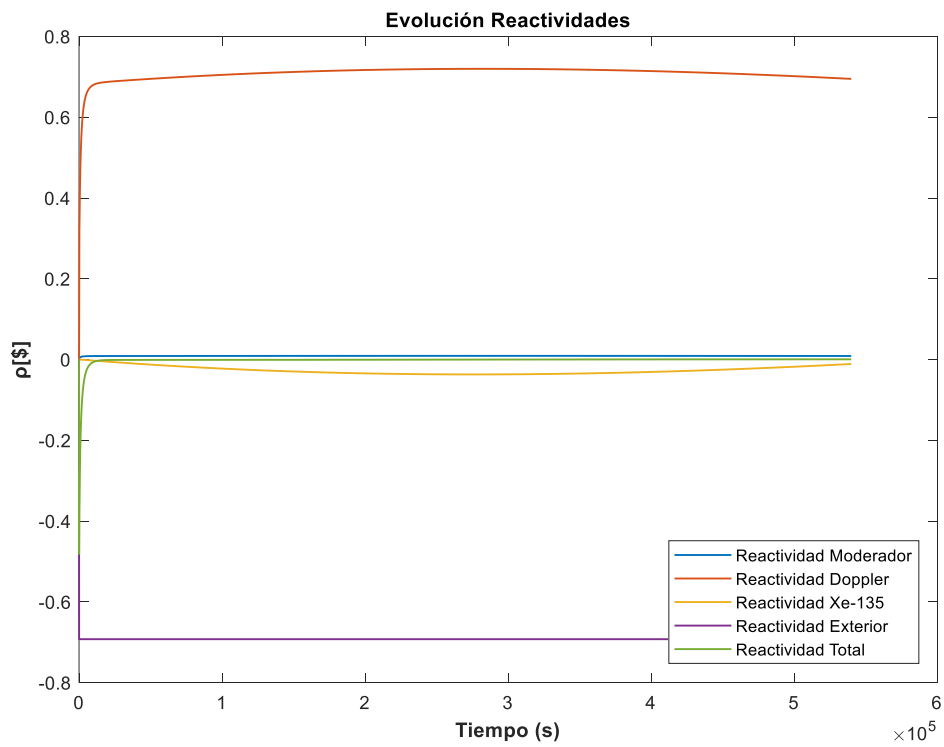


Figura 40: Evolución de las reactividades dentro del núcleo para  $\rho_{ext} = \frac{0.14}{4} t$  y  $t = 150 h$ .

En esta segunda simulación más larga se observa que alrededor de  $t \approx 90 \text{ h}$  la concentración de xenón alcanza un máximo y procede a reducirse a partir de este punto. Asimismo, la reactividad negativa inducida por el xenón sigue una curva en forma de campana que se va haciendo negativa conforme la concentración de xenón aumenta. Es importante recalcar que el efecto más decisivo es el debido al efecto Doppler, el cual es capaz de compensar tanto la reactividad exterior como la provocada por el xenón.

Por otra parte, la reactividad del moderador apenas es apreciable y su efecto en la reactividad total del núcleo es prácticamente nulo (Figura 40).

El efecto del xenón también se puede apreciar en la Figura 39, donde se puede ver la ligera curva que traza la concentración de neutrones en el núcleo. La reducción es debido a la reactividad negativa inducida por el xenón, ya que al aumentar la concentración comienza a absorber mayor cantidad de neutrones.

### 11.3. Conclusión y líneas futuras

El presente trabajo proporciona una manera sencilla, eficaz y rápida de predecir el comportamiento del núcleo.

Tras comprobar los resultados de las simulaciones, se puede afirmar que el efecto que proporciona una gran seguridad en la operación de los reactores nucleares es el debido al efecto Doppler. En cambio, el efecto de realimentación negativo debido a la temperatura del moderador es muy débil y no es inmediato, apreciado solo ante cambios grandes en la temperatura del moderador. Finalmente, el efecto del xenón tarda varias horas en afectar a la reactividad y su efecto no es despreciable en los transitorios largos y apagados del reactor.

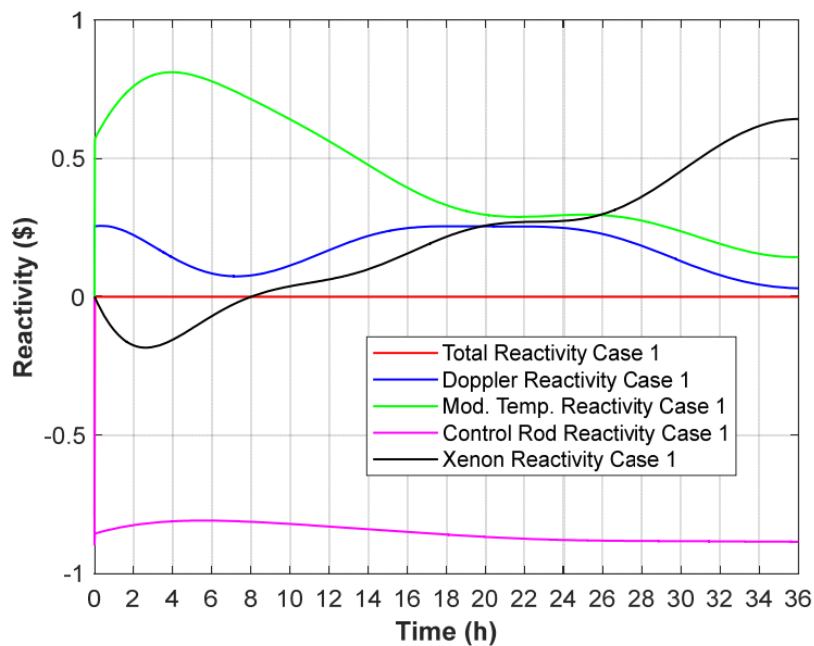


Figura 41: Evolución de las reactividades en el caso 1. (B.Navarro, 2021)

Si se comprueban los resultados del modelo desarrollado con los obtenidos, aun con diferentes parámetros termohidráulicos y neutrónicos, en RELAP5/PARCSv3.2 se aprecia que el modelo describe de manera correcta el comportamiento del núcleo.

En la Figura 41 se comprueba que las reactividades obtenidas en el modelo desarrollado en el presente trabajo se comportan correctamente. Se ve claramente como ante una inserción de reactividad negativa el efecto Doppler genera una reactividad positiva al igual que el moderador. Asimismo, se observa el pico negativo de reactividad debida al xenón al principio del transitorio al igual que en nuestro modelo (Figura 40).

Cabe destacar que, a diferencia del modelo que se presenta en este trabajo, la realimentación por parte de la reactividad del moderador coge mayor peso. Esto puede deberse a que los parámetros utilizados son diferentes entre ambos modelos acoplados.

En los códigos acoplados desarrollados se ha basado la neutrónica en las ecuaciones de la cinética puntual; estas ecuaciones solo permiten modelar la evolución de la concentración de neutrones total en el interior del reactor, pero no permiten ver su distribución en el interior del núcleo y por lo tanto analizar transitorios en los que se tenga en cuenta su efecto espacial.

En el futuro se debería desarrollar a partir de este código inicial uno que utilizara la ecuación de la difusión para dos grupos de energía y analizara tanto los efectos espaciales y temporales que se pueden dar en el interior del núcleo.

Asimismo, la incorporación de nuevas ecuaciones para fluidos bifásicos permitiría analizar un reactor BWR con los efectos de los huelgos en la reactividad y por lo tanto en los transitorios.



## 12. Bibliografía

- B.Navarro, T. R.-F. (2021). *Análisis de la evolución de la concentración de Xe-135 en un reactor*.
- Clarissa R.Regis, R. M. (2000). Improved Lumped Analysis of Transient Heat Conduction in a Nuclear Fuel Rod. *Int.Comm. Heat Mass Transfer, Vol.27, No.3*, 357-366.
- ENUSA. (s.f.). Obtenido de <https://www.enusa.es/areas-de-negocio/nuclear/fabricacion/>
- Foro Nuclear. (2014). *¿Cuáles son los distintos componentes de una central nuclear?*
- James J.Duderstadt, L. J. (1976). *Nuclear Reactor Analysis*. Ann Arbor.
- Jian Su, R. M. (2001). Improved Lumped Parameter Formulation for simplified LWR Thermohydraulic Analysis. *Annals of Nuclear Energy 28*, 1019-1031.
- M.Stacey, W. (1974). *Nuclear Reactor Physics*.
- Neil E.Todreas, M. S. (2011). *Nuclear Systems, Thermal Hydraulic Fundamentals Vol.1*. Taylor & Francis Group.
- Nicolás Olmo, T. B. (2018). *Revisión y mejora del modelo de venenos de fisión en el código neutrónico PARCS v3.2*.
- Nuclear Regulatory Commission. (s.f.). *Pressurized Water Reactor (PWR) Systems*.
- R.Lamarsh, J. (1961). *Introduction to Nuclear Reactor Theory*.
- Rouben, B. (s.f.). *The Essential CANDU-Chapter 5-Reactor Dynamics*. McMaster University.
- Todreas N.E, K. M. (1990). *Nuclear Systems II, Elements of Thermal Hydraulic Design*. New York.
- Yoshiaki Oka, K. S. (2008). *Nuclear Reactor and Plant Control*.

## **DOCUMENTO 2:**

# **PRESUPUESTO**

## 1. Objetivo

En esta segunda parte del presente trabajo se detallan los gastos económicos que ha tenido la ejecución del trabajo. Se hará un desglose del coste de la mano de obra y los costes materiales. Debido a que se trata de un trabajo situado más en el área de investigación el presupuesto será algo más escueto.

## 2. Coste mano de obra

El coste de la mano de obra tendrá en cuenta el sueldo que ha tenido el alumno durante la ejecución del trabajo, ya que se ha llevado a cabo en el marco de prácticas de empresa en el Departamento de Ingeniería Química y Nuclear de la Universidad Politécnica de Valencia.

Tabla 11: Horas dedicadas

	Horas Alumno	Horas Tutora	Horas Cotutor
<b>1. PLANIFICACIÓN DEL PROYECTO</b>	3	3	7
Reuniones planificación	3	3	3
Revisiones		10	4
<b>2. PREPARACIÓN DEL ALUMNO</b>	50	2	5
Estudio neutrónica	20	2	3
Estudio termohidráulica	10	-	2
Formación MATLAB	20	-	-
<b>3. Búsqueda Artículos</b>	15	-	-
<b>4. Desarrollo del Modelo</b>	172	15	-
Modelo sin realimentación	5	-	-
Modelo termohidráulico	35	3	-
Modelo con realimentación	60	6	-
Modelo con venenos	72	6	-
<b>5. Redacción del trabajo</b>	100	-	-
<b>Número total de horas</b>	<b>325</b>	<b>20</b>	<b>12</b>

Las horas remuneradas incluidas en el presupuesto son las del alumno, ya que no se puede saber de manera cierta la remuneración de los tutores que dirigen el presente trabajo. Teniendo en cuenta el sueldo del alumno durante la ejecución del trabajo, se puede obtener un valor aproximado del coste de la mano de obra.

Tabla 12: Precio mano de obra

Designación	Precio(€/mes)	Meses	Total
Alumno	500	3	1,500 €
<b>Coste total</b>			<b>1,500 €</b>

### 3. Coste hardware

En el presupuesto se incluye el ordenador del alumno, el cual se ha utilizado para el total desarrollo del trabajo. El ordenador tiene una vida útil de aproximadamente 15 años y la duración del trabajo ha sido de alrededor de 4 meses, por lo tanto, se obtiene una amortización del 2.22%, En la Tabla 13 se muestra el cálculo:

Tabla 13: Precio del hardware

Producto	Cantidad	Coste	Amortización	Depreciación
HP Pavilion Notebook 15-bc5xxx	1u	800 €	3.33	21.33 €
<b>Coste total</b>				<b>21.33 €</b>

### 4. Coste software

En este apartado se desglosa el coste de los diferentes softwares utilizados para el desarrollo del trabajo. Al haber utilizado softwares cuyos costes están cubiertos por la universidad, el coste de este apartado es nulo. De todas maneras, se procede a citar los softwares utilizados.

Tabla 14: Precio del Software

Software	Cantidad	Coste(€)
Licencia Microsoft Office 365	1u	-
Licencia Microsoft Excel 365	1u	-
Licencia MATLAB R2022b	1u	-
<b>Coste total</b>		<b>0 €</b>

### 5. Presupuesto total

Finalmente, en la Tabla 15 se muestra el presupuesto total donde se han tenido en cuenta los costes desglosados en los apartados anteriores.

*Tabla 15: Coste total*

<b>Coste total</b>	
Mano de obra	1,500 €
Software	-
Hardware	21.33 €
<b>Total</b>	<b>1,521 €</b>

## **DOCUMENTO 3:**

# **ANEXO**

# 1. Modelo TH

## 1.1. Modelo general

```

%LANZADOR TH_PWR%
%% Inicialización
clear all
format long
datos_TH_PWR;
J=1; %Variable para hacer graficar estacionarios o transitorios
%% Intervalo de tiempo
t_0=0;
t_fin=5000;
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Expresión para convertir tiempo adimensional
tspan=(t_0:0.01:t_fin)*A;

%% Cálculo estacionario
[TF_ad_eq,TC_ad_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq]=TH_CALC_EQ(Rhof,cf,rc0,Tf0,Tm0,Tc0,G,Rf
0,Bigf,Bigc,K,Mc,cp,m,Bi,hi,Rci,Sc,kf); %Obtener datos estacionario
Tref=(TF_eq-Tm0)/TF_ad_eq + Tm0; %Cálculo de la temperatura de referencia
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tref-Tm0)); %Cálculo de generación de calor adimensional con
la temperatura de referencia

%% RESOLVER ODEs adimensionales
if J==1
    y0=[(TF_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); (TC_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); TM_eq]; %Valores
    iniciales
else
    y0=[(Tf0-Tm0)/(Tref-Tm0); (Tc0-Tm0)/(Tref-Tm0); Tm0];
end
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Modelo_TH_PWR_SINSEP(t,y,G,Rf0,Bigf,Bigc,K,Tref,Tm0,Mc,cp,m,Bi,hi,Rci,Sc),
tspan, y0);
TF_ad=Y(:,1); %Temperatura adimensional del combustible
TC_ad=Y(:,2); %Temperatura adimensional de la vaina

%% Graficar temperaturas adimensionales de la vaina y el combustible
figure
subplot(1,2,1)
plot(t,TF_ad,'Linewidth', 1);
xlabel('Tiempo (ad)','fontweight','bold')
ylabel('Tf(ad)','fontweight','bold')
title('Temperatura Adimensional Combustible')
subplot(1,2,2)
h2=plot(t,TC_ad,'Linewidth', 1);
xlabel('Tiempo (ad)','fontweight','bold')
ylabel('Tc(ad)','fontweight','bold')
title('Temperatura Adimensional Vaina')

%% Convertir variables dimensionales
TF=Y(:,1)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Temperatura dimensional del combustible
TC=Y(:,2)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Temperatura dimensional de la vaina
TM=Y(:,3);
t=linspace(t_0,t_fin,length(TC_ad));
%% Graficar variables dimensionales
figure

```

```

plot(t,TF,'Linewidth', 1);
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('Temperatura(°C)','fontweight','bold')
hold on
plot(t,TC,'Linewidth', 1);
title('Evolución temperatura dimensional')
legend({' Temperatura Combustible', 'Temperatura Vaina'},'Location','Best','fontweight','bold')

figure
plot(t,TM,'Linewidth', 1);
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TM(°C)','fontweight','bold')
title('Evolución Temperatura Moderador')

```

### 1.1.1. Función sistema ecuaciones

```

function
[dy]=Modelo_TH_PWR_SINSEP(t,y,G,Rf0,Bigf,Bigc,K,Tref,Tm0,Mc,cp,m,Bi,hi,Rci,Sc
)
format long
neq = 3;           % Número de ecuaciones
dy=zeros(neq,1);

%% ODEs TERMOHIDRÁULICA
dy(1)= -2*Bigf*(y(1)-y(2))/Rf0 + 2*G;
dy(2)=2*K*(Bigc*Rci*(y(1)-y(2))-Bi(1)*y(2))/(1-Rci^2);
dy(3)=(hi(1)*Sc*((y(2)*(Tref-Tm0) + Tm0) - y(3))-2*m*cp*(y(3)-Tm0))/(Mc*cp);

end

```

### 1.1.2. Valores de las variables

```

%%DATOS TERMOHIDRÁULICOS PWR%%
format long

%% PARAMETROS COMBUSTIBLE
kf=0.039472; %Coeficiente de conductividad combustible
Rhof=0.011; %Densidad del combustible
cf=268.76; %Calor específico del combustible
rf0=0.5; %Radio del combustible
g=482.256; %Generación de calor (W/cm^2) en estacionario
Tf0=645; %Temperatura inicial del combustible

%% PARAMETROS VAINA
kc=0.13; %Coeficiente de conductividad vaina
Rhoc=0.0065; %Densidad vaina
cc=330.0; %Calor específico vaina
rc0=0.6; %Radio exterior vaina
rci=0.51; %Radio interior vaina
hg=0.64695; %Coeficiente de convección combustible-vaina (huelgo)
Lc=340; %Longitud barra de combustible
Sc=2*pi*rc0*Lc*17*17*121; %Área de transferencia calor total del núcleo
%Sc=3e7;
Tc0=345; %Temperatura inicial de la vaina

%% PARÁMETROS MODERADOR

```



```
m=14000; %Flujo másico de refrigerante kg/s
cp=4186; %Calor específico del agua
Tm0=307; %Temperatura refrigerante entrada
Mc=21000; %Masa total de refrigerante en el circuito primario

%% PARAMETROS ADIMENSIONALES
betac=rci/rf0; %Ratio entre radio interior de la vaina y radio del
combustible
betaf=rf0/rci; %Ratio entre radio del combustible y radio interior de la
vaina
K=kf*Rhoc*cc/(kc*Rhof*cf); %Ratio de las difusividades térmicas entre la
vaina y el combustible
Bigc=hg*rc0/(betac*kc); %Número de Biot relativo entre pared interior de la
vaina y el huelgo
Bigf=hg*rc0/(betaf*kf); %Número de Biot relativo entre combustible y el
huelgo
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tf0-Tm0)); %Generación de calor adimensional
Rci=rci/rc0; %Ratio entre radio interior de la vaina y radio exterior de la
vaina
Rf0=rf0/rc0; %Ratio entre el radio del combustible y el radio exterior de la
vaina

%% COEFICIENTES DE TRANSMISIÓN DE CALOR VAINA-MODERADOR
Bi1=10; %Número de Biot relativo entre la pared exterior de la vaina y el
refrigerante caso 1
Bi2=15; %Número de Biot relativo entre la pared exterior de la vaina y el
refrigerante caso 2
Bi3=20; %Número de Biot relativo entre la pared exterior de la vaina y el
refrigerante caso 3
h1=2.13166; %Coeficiente de convección entre la vaina y el refrigerante caso
1
h2=3.19749; %Coeficiente de convección entre la vaina y el refrigerante caso
2
h3=4.26332; %Coeficiente de convección entre la vaina y el refrigerante caso
3
Bi=[Bi1 Bi2 Bi3];
hi=[h1 h2 h3];
```

## 2. Modelo neutrónico

### 2.1. Modelo general

```
%% MODELO CINÉTICA PUNTUAL SIN REALIMENTACIÓN
clear all

%% LLamada datos
datos_TH_PWR; %Datos Termohidráulicos
datos_PK; %Datos Neutrónica Cinética Puntual

%% Intervalo tiempo
tstart=0;
tend=5;
tspan = [tstart tend];

%% Inicialización
n0=ne; %Concentración inicial de neutrones
c0=yield/(dconst*LAMBDA)*n0; %Concentración inicial de precursores de
neutrones diferidos
y0 = [n0;c0];

%% Solución ODEs
dn_dt = @(t,y) (rhoC-yield)/LAMBDA*y(1) + dconst*y(2);
dc_dt = @(t,y) yield/LAMBDA*y(1) - dconst*y(2);

fun = @(t,y)[dn_dt(t,y);dc_dt(t,y)];
[t,Y] = ode23s(fun,tspan,y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos

%% Graficar resultados
figure('Name','Evolución Parámetros')
subplot(1,2,1)
plot(t,n);
ylabel('n(t)')
xlabel('Tiempo (s)')
title('Concentración Neutrones')

subplot(1,2,2)
plot(t,c);
ylabel('c(t)')
xlabel('Tiempo(s)')
title('Concentración Precursores')
```

#### 2.1.1. Variables neutrónicas

```
%% DATOS NEUTRÓNICOS PARA CINÉTICA PUNTUAL
format long
yield=0.0065; %Fracción de precursores de neutrones diferidos
dconst=0.1; %Constante de desintegración de los precursores de neutrones
diferidos
LAMBDA=0.001; %Tiempo medio de generación de neutrones instantáneos
ne=1.1452*10^13; %Concentración inicial de neutrones
```

```
alphaF=-3.5e-5; %Coeficiente de reactividad del combustible  
alphaM=-5e-6; %Coeficiente de reactividad del moderador  
aF=2*G*kf*(Tf0-Tm0)/(ne*rc0^2); %Constante para transformar la neutronica a  
adimensional  
rhoC=0.0022; %Inserción reactividad modelo sin veneno
```

### 3. Modelo acoplado sin venenos

En este apartado se prescinde de añadir el código de los valores de las variables ya que son iguales que las citadas en el modelo neutrónico, con excepción de las reactividades, que se ajustarán al caso que se quiera analizar.

#### 3.1. Modelo entrada escalón

```
%% MODELO CINÉTICA PUNTUAL CON REALIMENTACIÓN ESCALÓN%
clear all
format long

%% Llamada de datos
datos_TH_PWR; %Datos Termohidráulicos
datos_PK; %Datos Neutrónica Cinética Puntual

rhoC_eq=0.0; %Para el cálculo del equilibrio (estacionario)
[n_eq,c_eq,TF_ad_eq,TC_ad_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq]=VALORES_EQ_TREF(Rhof,cf,LAMBDA
A,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alpha
F,rhoC_eq,m,Sc,ne,Tc0); %Llamada función para ajuste
Tref=(TF_eq-Tm0)/TF_ad_eq + Tm0; %Temperatura de referencia
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tref-Tm0)); %Generación de calor adimensional en función de
la temperatura de referencia
aF=2*G*kf*(Tref-Tm0)/(ne*rc0^2); %Constante para conversión a n(t)
adimensional

%% Intervalo de tiempo
t=linspace(0,5000); %Intervalo temporal para estabilización
t=linspace(0,100); %Intervalo temporal para transitorio corto
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
step=0.01; %Paso de integración
tspan = (tstart:step:tend)*A;
t_est=30; %Tiempo del reactor en estado crítico (estacionario)

%% Solución ODEs
n0=n_eq;
c0=c_eq;%yield/(dconst*LAMBDA)*n0;
y0 = [n0; c0; (TF_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); (TC_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); TM_eq]; %Datos
Iniciales de las variables a estudiar
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Feedback_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,B
i,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,m,Sc,Tref,TF_eq,TC_eq,TM_eq,A,t_est,rhoC), tspan, y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos
TF=Y(:,3)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
del combustible
TC=Y(:,4)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador

%% Cálculo Reactividades
rho_tot=[];
```

```

rho_M=alphaM.*(TM-TM_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del moderador
rho_F=alphaF.*(TF-TF_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del
ccombustible

for i=1:t_est/step+1
rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i); %Evolución reactividad total
end

for i=(t_est)/step+1:(t(end)/A)/step+1
    rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rhoC/yield;
end
rho_tot=transpose(rho_tot);

%% Graficar Reactividades
figure('Name', 'Reactividades')
plot(t/A,rho_M,'Linewidth', 1)
hold on
plot(t/A,rho_F,'Linewidth', 1)
hold on
aplot = @(x) 0*(x>=0 & x<=t_est) + rhoC/yield*(x>t_est & x<=tend);
fplot(aplot, [0 tend],'Linewidth', 1)
hold on
plot(t/A,rho_tot,'Linewidth', 1)
title('Evolución Reactividades')
legend({'Reactividad Moderador', 'Reactividad Doppler', 'Reactividad
Exterior', 'Reactividad Total'}, 'Location', 'Best', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
ylabel('  $\rho(t)$  [$]', 'fontweight', 'bold')
hold off

%% Graficar Keff
figure('Name', 'Keff')
plot(t/A,1./(1-rho_tot*yield),'Linewidth', 1)
title('Evolución Keff')
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
ylabel(' Keff [-]', 'fontweight', 'bold')

%% Graficar Neutrónica
figure('Name', 'Neutrónica')
subplot(1,2,1)
plot(t/A,n,'Linewidth', 1);
ylabel('n(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
title('Concentración Neutrones')

subplot(1,2,2)
plot(t/A,c,'Linewidth', 1);
ylabel('c(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
title('Concenctración Precursores')

%% Graficar temperaturas dimensionales
figure('Name', 'Evolución Temperaturas')

subplot(2, 2, [1, 2])
plot(t/A,TF,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
ylabel('TF (°C)', 'fontweight', 'bold')

```

```

title('Temperatura Combustible')

subplot(2,2,3)
plot(t/A,TC,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TC(°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Vaina')

subplot(2,2,4)
plot(t/A,TM,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TM(°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Moderador')

```

### 3.1.1. Función sistema de ecuaciones

```

function
[dy]=Feedback_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,
Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,m,Sc,Tref,TF_eq, TM_eq,A,t_est,rhoC)
format long
dy=zeros(5,1);

%% inserción/extracción repentina de CR
if t/A<= t_est
    rho_FD=0.0;
else
    rho_FD=rhoC;
end

%% Resolvedor del sistema
rho = rho_FD + alphaM*(y(5) - TM_eq) + alphaF*(y(3)*(Tref-Tm0) + Tm0 -
TF_eq);
dy(1) = y(1)*(rho-yield)/LAMBDA + dconst*y(2);
dy(2) = y(1)*yield/LAMBDA - dconst*y(2);
dy(3)= -2*Bigf*(y(3)-y(4))/Rf0 + (y(1)*aF*(rc0^2))/(kf*(Tref-Tm0));
dy(4)= 2*K*(Bigc*Rci*(y(3) - y(4))-Bi(1)*y(4))/(1-Rci^2);
dy(5)= (hi(1)*Sc*((y(4)*(Tref-Tm0) + Tm0) - y(5))-2*m*cp*(y(5)-Tm0))/(Mc*cp);

end

```

### 3.1.2. Función cálculo equilibrio

```

function
[n_eq,c_eq,TF_ad_eq,TC_ad_eq,TF_eq,TC_eq, TM_eq]=VALORES_EQ_TREF(Rhof,cf,LAMBDA
A,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alpha
F,rhoC,m,Sc,ne,Tc0)
format long
%% Intervalo de tiempo
t=linspace(0,10000,100000); %Intervalo temporal para estabilización
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
tspan = (tstart:0.01:tend)*A;

%% Inicialización Parámetros
n0=ne; %Concentración inicial de neutrones

```

```

c0=yield/(dconst*LAMBDA)*ne; %Concentración inicial precursores de neutrones
diferidos
y0 = [n0; c0; (Tf0-Tm0)/(Tf0-Tm0); (Tc0-Tm0)/(Tf0-Tm0); Tm0]; %Datos
Iniciales de las variables a estudiar

%% Solución ODEs
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Feedback_STEP_EQ(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rc
i,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC,m,Sc),tspan,y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos
TF_ad=Y(:,3);
TC_ad=Y(:,4);
TF=Y(:,3)*(Tf0-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
del combustible
TC=Y(:,4)*(Tf0-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador

%% Asignar valores eq. a variables
n_eq=n(end);
c_eq=c(end);
TF_ad_eq=TF_ad(end);
TC_ad_eq=TC_ad(end);
TF_eq=TF(end);
TC_eq=TC(end);
TM_eq=TM(end);
end

```

### 3.1.3. Función sistema ecuaciones para cálculo equilibrio

```

function
[dy]=Feedback_STEP_EQ(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bi
gc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC,m,Sc)
format long
dy=zeros(5,1);

rho = rhoC + alphaM*(y(5) - Tm0) + alphaF*(y(3)*(Tf0-Tm0) + Tm0 - Tf0);

dy(1) = y(1)*(rho-yield)/LAMBDA + dconst*y(2);
dy(2) = y(1)*yield/LAMBDA - dconst*y(2);
dy(3)= -2*Bigf*(y(3)-y(4))/Rf0 + (y(1)*aF*(rc0^2))/(kf*(Tf0-Tm0));
dy(4)= 2*K*(Bigc*Rci*(y(3) - y(4))-Bi(1)*y(4))/(1-Rci^2);
dy(5)= (hi(1)*Sc*((y(4)*(Tf0-Tm0) + Tm0) - y(5))-2*m*cp*(y(5)-Tm0))/(Mc*cp);

end

```

## 3.2. Modelo entrada rampa

En este apartado se prescinde de añadir el código para el cálculo del equilibrio debido a que es el mismo que en el caso anterior.

```

% MODELO CINÉTICA PUNTUAL CON REALIMENTACIÓN RAMPAS%
clear all

```

```

format long

%% Llamada de datos
datos_TH_PWR; %Datos Termohidráulicos
datos_PK; %Datos Neutrónica Cinética Puntual

rhoC_eq=0.0; %Para el cálculo del equilibrio
[n_eq,c_eq,TF_ad_eq,TC_ad_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq]=VALORES_EQ_TREF(Rhof,cf,LAMBD
A,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alpha
F,rhoC_eq,m,Sc,ne,Tc0); %Llamada función para ajuste
Tref=(TF_eq-Tm0)/TF_ad_eq + Tm0; %Temperatura de referencia
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tref-Tm0)); %Generación de Calor adimensional
aF=2*G*kf*(Tref-Tm0)/(ne*rc0^2); %Constante para el cálculo de n(t)
adimensional

%% Intervalo de tiempo
t=linspace(0,3600*1); %Intervalo temporal para estabilización
%t=linspace(0,100); %Intervalo temporal para transitorio corto
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
step=0.01; %Intervalo de integración
tspan = (tstart:step:tend)*A;
t_est=30; %Tiempo del reactor crítico (estacionario)
t_fins=50; %Tiempo de maniobra de CR

%% Solución ODEs
n0=n_eq;
c0=c_eq;%yield/(dconst*LAMBDA)*n0;
y0 = [n0; c0; (TF_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); (TC_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); TM_eq]; %Datos
Iniciales de las variables a estudiar
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Feedback_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi
,Mc,cp,alphaM,alphaF,m,Sc,Tref,TF_eq,TC_eq,TM_eq,A,t_est,rhoC,t_fins), tspan, y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos
TF=Y(:,3)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
del combustible
TC=Y(:,4)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador

%% Cálculo Reactividades
rho_tot=[];

rho_M=alphaM.*(TM-TM_eq)./yield; %evolución de la reactividad del moderador
rho_F=alphaF.*(TF-TF_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del combustible

for i=1:t_est/step
rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i);
end

for i=(t_est)/step+1:t_fins/step -1
rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + (rhoC*((i-1)*step-(t_est)))/yield;
end

for i= t_fins/step:(tspan(end)/A)/step+1

```



```

    rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + (rhoC*(t_fins-t_est))/yield;
end
rho_tot=transpose(rho_tot);

%% Graficar Reactividades
figure('Name','Reactividades')
plot(t/A,rho_M,'Linewidth', 1)
hold on
plot(t/A,rho_F,'Linewidth', 1)
hold on
aplot=@(x) (0*(x>=0 & x<=t_est) + rhoC*(x-(t_est))*(x>t_est & x<t_fins) +
rhoC*(t_fins-(t_est))*(x>=t_fins))/yield;
fplot(aplot, [0 tend],'Linewidth', 1)
hold on
plot(t/A,rho_tot,'Linewidth', 1)
hold on
title('Evolución Reactividades')
legend({'Reactividad Moderador', 'Reactividad Doppler','Reactividad
Exterior', 'Reactividad Total'},'Location','Best','fontweight','bold')
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel(' ρ(t) [$]','fontweight','bold')
hold off

%% Graficar Keff
figure('Name', 'Keff')
plot(t/A,1./(1-rho_tot*yield),'Linewidth', 1)
title('Evolución Keff')
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel(' Keff [-]','fontweight','bold')

%% Graficar Neutrónica
figure('Name', 'Neutrónica')
subplot(1,2,1)
plot(t/A,n,'Linewidth', 1);
ylabel('n(t)','fontweight','bold')
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
title('Concentración Neutrones')

subplot(1,2,2)
plot(t/A,c,'Linewidth', 1);
ylabel('c(t)','fontweight','bold')
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
title('Concentración Precursores')

%% Graficar temperaturas dimensionales
figure('Name','Evolución Temperaturas')

subplot(2, 2, [1, 2])
plot(t/A,TF,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TF (°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Combustible')

subplot(2,2,3)
plot(t/A,TC,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TC(°C)','fontweight','bold')

```

```
title('Temperatura Vaina')

subplot(2,2,4)
plot(t/A,TM,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (s)','fontweight','bold')
ylabel('TM(°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Moderador')
```

### 3.2.1. Función sistema de ecuaciones

```
function
[dy]=Feedback_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tm0,K,Bigc,Rci,
Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,m,Sc,Tref,TF_eq,TM_eq,A,t_est,rhoC,t_fins)
format long
dy=zeros(5,1);

%% Extracción lenta CR
if t/A<=t_est
    rho_FD=0.0;
elseif t/A>t_est && t/A<t_fins
    rho_FD=rhoC*(t/A-(t_est));
elseif t/A>=t_fins
    rho_FD=rhoC*(t_fins-(t_est));
end
%% Sistema
rho = rho_FD + alphaM*(y(5) - TM_eq) + alphaF*(y(3)*(Tref-Tm0) + Tm0 -
TF_eq);
dy(1) = y(1)*(rho-yield)/LAMBDA + dconst*y(2);
dy(2) = y(1)*yield/LAMBDA - dconst*y(2);
dy(3) = -2*Bigf*(y(3)-y(4))/Rf0 + (y(1)*aF*(rc0^2))/(kf*(Tref-Tm0));
dy(4) = 2*K*(Bigc*Rci*(y(3) - y(4))-Bi(1)*y(4))/(1-Rci^2);
dy(5) = (hi(1)*Sc*((y(4)*(Tref-Tm0) + Tm0) - y(5))-2*m*cp*(y(5)-Tm0))/(Mc*cp);

end
```

## 4. Modelo acoplado con venenos

### 4.1. Modelo entrada escalón SCRAM

```
%% MODEL CINÉTICA PUNTUAL CON REALIMENTACIÓN + VENENOS%
clear all
format long

%% Llamada de datos
datos_TH_PWR; %Datos Termohidráulicos
datos_PK; %Datos Neutrónicos Cinética Puntual
datos_Xe_I; %Datos Venenos Neutrónicos

%% Cálculo valores estacionario
rhoC_eq=0.0; %Para el cálculo del estacionario

[n_eq,c_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq,I_eq,Xe_eq]=VALORES_EQ_TREF_VEN(LAMBDA,yield,dco
nst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_eq,m
,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yield_X,dconst_X,alphaX,micro_X,ne,Rhof,cf,Tc0);
Tref=(TF_eq-Tm0)/((TF_eq-Tm0)/(Tf0-Tm0)) + Tm0;
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tref-Tm0));
aF=2*G*kf*(Tref-Tm0)/(ne*rc0^2);

%% Intervalo de tiempo
%t=linspace(0,5000); %Intervalo temporal para estabilización venenos
t=linspace(0,20*3600); %Intervalo temporal para transitorio corto
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
step=1;
tspan = (tstart:step:tend)*A;
t_est=30;

%% Solución ODEs
rhoC_V=-0.0065*3;%Xe_eq*micro_X/(n_f*sigma_f);

n0=n_eq; %Concentración inicial de neutrones
c0=c_eq; %Concentración inicial precursores de neutrones diferidos
I0=I_eq; %Concentración inicial de Yodo-135
X0=Xe_eq; %Concentración inicial de Xenon-135
y0 = [n0; c0; (TF_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); (TC_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); TM_eq; I0; X0];
%Datos Iniciales de las variables a estudiar
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Feedback_Ven_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tm0,Tf0,K,Bigc,R
ci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_V,m,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yield_X,dco
nst_X,alphaX,micro_X,Tref,A,t_est,Xe_eq,TM_eq,TF_eq), tspan, y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos
TF=Y(:,3)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
del combustible
TC=Y(:,4)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador
I=Y(:,6); %Evolución temporal del Yodo-135
Xe=Y(:,7); %Evolución temporal del Xe-135
```

```

%% Cálculo Reactividades
rho_tot=[];

rho_M=alphaM.*(TM-TM_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del moderador
rho_F=alphaF.*(TF-TF_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del
ccombustible
rho_Xe=alphaX.*(Xe-Xe_eq)./yield; %Evolución de la reactividad de Xe-135

for i=1:t_est/step
rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rho_Xe(i);
end

for i=(t_est)/step+1:(t(end)/A)/step+1
rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rho_Xe(i) + rhoC_V/yield;
end
transpose(rho_tot);

%% Graficar Reactividades
figure('Name','Reactividades')
plot((t/A)/3600,rho_M,'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A)/3600,rho_F,'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A)/3600,rho_Xe,'Linewidth', 1)
hold on
aplot = @(x) 0*(x>=0 & x<=t_est) + rhoC_V/yield*(x>t_est & x<=tend);
fplot(aplot, [0 tend],'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A)/3600,rho_tot,'Linewidth', 1)
title('Evolución Reactividades')
legend({'Reactividad Moderador', 'Reactividad Doppler', 'Reactividad Xe-
135', 'Reactividad Exterior', 'Reactividad Total'}, 'Location', 'Best')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
ylabel('ρ[$]', 'fontweight', 'bold')
hold off

%% Graficar Keff
figure('Name', 'Keff')
plot((t/A)/3600,1./(1-rho_tot*yield),'Linewidth', 1)
title('Evolución Keff')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
ylabel(' Keff [-]', 'fontweight', 'bold')

%% Graficar Neutrónica

figure('Name','Neutrónica')
subplot(1,2,1)
plot((t/A)/3600,n,'Linewidth', 1);
ylabel('n(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
title('Concentración Neutrones', 'fontweight', 'bold')

subplot(1,2,2)
plot((t/A)/3600,c,'Linewidth', 1);
ylabel('c(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
title('Concentración Precursores')

```

```

%% Graficar temperaturas dimensionales
figure('Name','Evolución temperaturas dimensionales')

subplot(2,2,[1,2])
plot((t/A)/3600,TF,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')
ylabel('TF (°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Combustible')

subplot(2,2,3)
plot((t/A)/3600,TC,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')
ylabel('TC(°C)','fontweight','bold')
title('temperatura Vaina')

subplot(2,2,4)
plot(t/A,TM,'Linewidth', 1);
grid on
xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')
ylabel('TM(°C)','fontweight','bold')
title('Temperatura Moderador')

```

```

%% Graficar Venenos Neutrónicos
figure('Name','Venenos')
subplot(1,2,1)
plot((t/A)/3600,I,'Linewidth', 1);
ylabel('I-135(t)','fontweight','bold')
xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')
title('Evolución Yodo-135')

subplot(1,2,2)
plot((t/A)/3600,Xe,'Linewidth', 1);
ylabel('Xe-135(t)','fontweight','bold')
xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')
title('Evolución Xenón-135')

```

#### 4.1.1. Función sistema ecuaciones

```

function
[dy]=Feedback_Ven_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tm0,Tf0,K,B
igc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_V,m,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yield_
X,dconst_X,alphaX,micro_X,Tref,A,t_est,Xe_eq,TM_eq,TF_eq)
format long
dy=zeros(7,1);

%% Inserción/extracción repentina CR
if t/A<= t_est
    rho_FD=0.0;
else
    rho_FD=rhoC_V;
end

%% Solución sistema
rho = rho_FD + alphaX*(y(7)-Xe_eq) + alphaM*(y(5) - TM_eq) +
alphaF*(y(3)*(Tref-Tm0) + Tm0 - TF_eq);

```

```

dy(1) = y(1)*(rho-yeild)/LAMBDA + dconst*y(2);
dy(2) = y(1)*yeild/LAMBDA - dconst*y(2);
dy(3)= -2*Bigf*(y(3)-y(4))/Rf0 + (y(1)*aF*(rc0^2))/(kf*(Tref-Tm0));
dy(4)= 2*K*(Bigc*Rci*(y(3) - y(4))-Bi(1)*y(4))/(1-Rci^2);
dy(5)= (hi(1)*Sc*(y(4)*(Tref-Tm0) + Tm0 - y(5))-2*m*cp*(y(5)-Tm0))/(Mc*cp);
dy(6)=yeild_I*sigma_f*y(1) - dconst_I*y(6);
dy(7)=dconst_I*y(6) + yeild_X*sigma_f*y(1) - dconst_X*y(7) -
micro_X*y(7)*y(1);

```

end

#### 4.1.2. Función cálculo equilibrio

```

function
[n_eq,c_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq,I_eq,Xe_eq]=VALORES_EQ_TREF_VEN(LAMBDA,yeild,dco
nst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_V,m,
Sc,dconst_I,yeild_I,sigma_f,yeild_X,dconst_X,alphaX,micro_X,ne,Rhof,cf,Tc0)
format long
%% Intervalo de tiempo
t=linspace(0,18000000); %Intervalo temporal para estabilización venenos
%t=linspace(0,50); %Intervalo temporal para transitorio corto
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
tspan = (tstart:2:tend)*A;

%% Inicialización Parámetros
n0=ne; %Concentración inicial de neutrones
c0=yeild/(dconst*LAMBDA)*n0; %Concentración inicial precursores de neutrones
diferidos
I0=0; %3.92e10; %Concentración inicial de Yodo-135
X0=0; %3.16e10;%Concentración inicial de Xenon-135
y0 = [n0; c0; (Tf0-Tm0)/(Tf0-Tm0); (Tc0-Tm0)/(Tf0-Tm0); Tm0; I0; X0]; %Datos
Iniciales de las variables a estudiar

%% Solución ODEs
[t,Y]=ode23s(@t,y)
Feedback_Ven_STEP_EQ(t,y,LAMBDA,yeild,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Big
c,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_V,m,Sc,dconst_I,yeild_I,sigma_f,yeild_X,
dconst_X,alphaX,micro_X), tspan, y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones
diferidos
TF=Y(:,3)*(Tf0-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
del combustible
TC=Y(:,4)*(Tf0-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional
de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador
I=Y(:,6); %Evolución temporal del Yodo-135
Xe=Y(:,7); %Evolución temporal del Xe-135

%% Valores equilibrio
n_eq=n(end); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c_eq=c(end); %Evolución temporal de la concentración de precursores de
neutrones diferidos
TF_eq=TF(end); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del
combustible

```

```
TC_eq=TC(end); %Evolución temporal de la temperatura dimensional de la vaina
TM_eq=TM(end); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del
moderador
I_eq=I(end); %Evolución temporal del Yodo-135
Xe_eq=Xe(end); %Evolución temporal del Xe-135

end
```

#### 4.1.3. Función sistema ecuaciones para cálculo equilibrio

```
function
[dy]=Feedback_Ven_STEP_EQ(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,
K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_V,m,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yie
ld_X,dconst_X,alphaX,micro_X)
format long
dy=zeros(7,1);

rho = rhoC_V + alphaM*(y(5) - Tm0) + alphaF*(y(3)*(Tf0-Tm0) + Tm0 - Tf0) +
y(7)*alphaX;

dy(1) = y(1)*(rho-yield)/LAMBDA + dconst*y(2);
dy(2) = y(1)*yield/LAMBDA - dconst*y(2);
dy(3) = -2*Bigf*(y(3)-y(4))/Rf0 + (y(1)*aF*(rc0^2))/(kf*(Tf0-Tm0));
dy(4) = 2*K*(Bigc*Rci*(y(3) - y(4))-Bi(1)*y(4))/(1-Rci^2);
dy(5) = (hi(1)*Sc*(y(4)*(Tf0-Tm0) + Tm0 - y(5))-2*m*cp*(y(5)-Tm0))/(Mc*cp);
dy(6)=yield_I*sigma_f*y(1) - dconst_I*y(6);
dy(7)=dconst_I*y(6) + yield_X*sigma_f*y(1) - dconst_X*y(7) -
micro_X*y(7)*y(1);

end
```

#### 4.1.4. Variables venenos neutrónicos

```
%% DATOS XENON-135 e YODO-135
format long
yield_X=0.00228; %Número de nucleidos de Xenon-135 producidos por fisión ST.
%yield_X=0.00079; %Del resumen de Teresa
yield_I=0.06386; % Número de nucleidos de Yodo-135 producidos por fisión '
%yield_I=0.02927; %Del Resumen de Teresa
dconst_X=log(2)/(9.1*3600); %Constante de desintegración de Xenon-135 ST
dconst_I=log(2)/(6.6*3600); %Constante de desintegración de Yodo-135 ST
sigma_f=1.19e-2; %Sección eficaz de absorción para cadena de desintegración
del Xenon-135 Teresa
micro_X=2.6*10^-18; %Sección microscópica de absorción del Xenon-135 ST
n_f=3; %Neutrones producidos por fisión
%alphaX=-(yield_X+yield_I)/n_f; %Reactividad debido a la concentración de
Xenon-135
alphaX=-micro_X/(sigma_f*n_f);
```

## 4.2. Modelo rampa con venenos

Finalmente, añadimos solo el código principal del último caso, ya que todas las funciones y datos que utiliza están en el modelo escalón con venenos.

```
%% MODEL CINÉTICA PUNTUAL CON REALIMENTACIÓN RAMPA+VENENOS%
clear all
```

```

format long

%% Llamada de datos
datos_TH_PWR; %Datos Termohidráulicos
datos_PK; %Datos Neutrónicos Cinética Puntual
datos_Xe_I; %Datos Venenos Neutrónicos

%% Cálculo valores estacionario
rhoC_eq=0.0; %Para el cálculo del estacionario

[n_eq,c_eq,TF_eq,TC_eq,TM_eq,I_eq,Xe_eq]=VALORES_EQ_TREF_VEN(LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tf0,Tm0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_eq,m,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yield_X,dconst_X,alphaX,micro_X,ne,Rhof,cf,Tc0);
Tref=(TF_eq-Tm0)/((TF_eq-Tm0)/(Tf0-Tm0)) + Tm0;
G=(rc0^2*g)/(kf*(Tref-Tm0));
aF=2*G*kf*(Tref-Tm0)/(ne*rc0^2);

%% Intervalo de tiempo
t=linspace(0,120); %Intervalo temporal para estabilización venenos
t=linspace(0,900*3600); %Intervalo temporal para transitorio corto
A=kf/(Rhof*cf*rc0^2); %Variable transformación tiempo adimensional
tstart=t(1);
tend=t(end);
step=1;
tspan = (tstart:step:tend)*A;
t_est=30;
t_fins=50;

%% Solución ODEs
n0=n_eq; %Concentración inicial de neutrones
c0=c_eq; %Concentración inicial precursores de neutrones diferidos
I0=I_eq; %Concentración inicial de Yodo-135
X0=Xe_eq; %Concentración inicial de Xenon-135
y0 = [n0; c0; (TF_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); (TC_eq-Tm0)/(Tref-Tm0); TM_eq; I0; X0];
%Datos Iniciales de las variables a estudiar
[t,Y]=ode23s(@(t,y)
Feedback_Ven_STEP(t,y,LAMBDA,yield,dconst,Bigf,Rf0,aF,rc0,kf,Tm0,Tf0,K,Bigc,Rci,Bi,hi,Mc,cp,alphaM,alphaF,rhoC_eq,m,Sc,dconst_I,yield_I,sigma_f,yield_X,dconst_X,alphaX,micro_X,Tref,A,t_est,Xe_eq,TM_eq,TF_eq,t_fins), tspan, y0);

n=Y(:,1); %Evolución temporal de la concentración total de neutrones
c=Y(:,2); %Evolución temporal de la concentración de precursores de neutrones diferidos
TF=Y(:,3)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional del combustible
TC=Y(:,4)*(Tref-Tm0) + Tm0; %Evolución temporal de la temperatura dimensional de la vaina
TM=Y(:,5); %Evolución temporal de la temperatura dimensional del moderador
I=Y(:,6); %Evolución temporal del Yodo-135
Xe=Y(:,7); %Evolución temporal del Xe-135

%% Cálculo de Reactividades
rho_tot=[];

rho_M=alphaM.*(TM-TM_eq)./yield; %evolución de la reactividad del moderador
rho_F=alphaF.*(TF-TF_eq)./yield; %Evolución de la reactividad del combustible
rho_Xe=alphaX.*(Xe-Xe_eq)./yield; %Evolución de la reactividad de Xe-135

```



```

for i=1:t_est/step
    rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rho_Xe(i);
end

for i=(t_est)/step+1:t_fins/step-1
    rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rho_Xe(i) + (rhoC_V*((i-1)*step-
(t_est)))/yield;
end

for i= t_fins/step:(tspan(end)/A)/step+1
    rho_tot(i)=rho_F(i) + rho_M(i) + rho_Xe(i) + (rhoC_V*(t_fins-
t_est))/yield;
end
rho_tot=transpose(rho_tot);

%% Graficar Reactividades
figure('Name','Reactividades')
plot((t/A),rho_M,'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A),rho_F,'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A),rho_Xe,'Linewidth', 1)
hold on
aplot=@(x) (0*(x>=0 & x<=t_est) + rhoC_V*(x-(t_est))*(x>t_est & x<t_fins) +
rhoC_V*(t_fins-(t_est))*(x>=t_fins))/yield;
fplot(aplot, [0 tend],'Linewidth', 1)
hold on
plot((t/A),rho_tot,'Linewidth', 1)
title('Evolución Reactividades')
legend({'Reactividad Moderador', 'Reactividad Doppler','Reactividad Xe-
135', 'Reactividad Exterior', 'Reactividad Total'}, 'Location', 'Best')
xlabel('Tiempo (s)', 'fontweight', 'bold')
ylabel('ρ[$]', 'fontweight', 'bold')
hold off

%% Graficar Keff
figure('Name', 'Keff')
plot((t/A)/3600,1./(1-rho_tot*yield),'Linewidth', 1)
title('Evolución Keff')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
ylabel(' Keff [-]', 'fontweight', 'bold')

%% Graficar Neutrónica
figure('Name', 'Neutrónica')
subplot(1,2,1)
plot((t/A)/3600,n,'Linewidth', 1);
ylabel('n(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
title('Concentración Neutrones', 'fontweight', 'bold')

subplot(1,2,2)
plot((t/A)/3600,c,'Linewidth', 1);
ylabel('c(t)', 'fontweight', 'bold')
xlabel('Tiempo (h)', 'fontweight', 'bold')
title('Concentración Precursores')

%% Graficar temperaturas dimensionales

```

```
figure('Name','Evolución temperaturas dimensionales')
```

```
    subplot(2,2,[1,2])  
    plot((t/A)/3600,TF,'Linewidth', 1);  
    grid on  
    xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')  
    ylabel('TF (°C)','fontweight','bold')  
    title('Temperatura Combustible')
```

```
    subplot(2,2,3)  
    plot((t/A)/3600,TC,'Linewidth', 1);  
    grid on  
    xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')  
    ylabel('TC(°C)','fontweight','bold')  
    title('temperatura Vaina')
```

```
    subplot(2,2,4)  
    plot(t/A/3600,TM,'Linewidth', 1);  
    grid on  
    xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')  
    ylabel('TM(°C)','fontweight','bold')  
    title('Temperatura Moderador')
```

```
% Graficar Venenos Neutrónicos
```

```
figure('Name','Venenos')
```

```
    subplot(1,2,1)  
    plot((t/A)/3600,I,'Linewidth', 1);  
    ylabel('I-135(t)','fontweight','bold')  
    xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')  
    title('Evolución Yodo-135')
```

```
    subplot(1,2,2)  
    plot((t/A)/3600,Xe,'Linewidth', 1);  
    ylabel('Xe-135(t)','fontweight','bold')  
    xlabel('Tiempo (h)','fontweight','bold')  
    title('Evolución Xenón-135')
```