

15
29



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

SIMULACION DEL COMPORTAMIENTO DINAMICO DEL
REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE
MEXICO CON LOS CODIGOS AIREK-JEN Y PLANKIN

T E S I S
Que para obtener el Título de
F I S I C O
p r e s e n t a

LUIS FELIPE GALLARDO SANVICENTE

México, D. F.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1990



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

INDICE

INTRODUCCION	4
CAPITULO 1. -CINETICA PUNTUAL, RETROALIMENTACION Y MODELO DE FUCHS-NORHEIM	5
1.1. -APROXIMACION DE DIFUSION	5
1.2. -DEDUCCION DE LAS ECUACIONES DE CINETICA PUNTUAL	8
1.3. -ECUACIONES DE RETROALIMENTACION	11
1.4. -MODELO DE FUCHS-NORHEIM	16
CAPITULO 2. -DESCRIPCION DE LOS CODIGOS AIREK-JEN Y PLANKIN	20
2.1. -CODIGO AIREK-JEN	20
2.2. -CODIGO PLANKIN	22
CAPITULO 3. -REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO	26
3.1. -CARACTERISTICAS DEL REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO	26
3.2. -NUCLEO DEL REACTOR	26
3.3. -ELEMENTOS COMBUSTIBLE MODERADOR	31
CAPITULO 4. -SIMULACION DE INSERCIONES DE REACTIVIDAD EN EL REACTOR TRIGA MARK III	34
4.1. -INSERCIONES DE REACTIVIDAD REGISTRADAS EN LA BITACORA DE OPERACION	34
4.2. -CALCULO DEL VALOR PROMEDIO DE LA CAPACIDAD CALORIFICA DE LOS ELEMENTOS COMBUSTIBLES MEDIANTE EL MODELO DE FUCHS-NORHEIM	35
4.3. -SIMULACION CON EL CODIGO AIREK-JEN	37
4.4. -SIMULACION CON EL CODIGO PLANKIN	40
CONCLUSIONES	45

BIBLIOGRAFIA

47

APENDICE A

48

INTRODUCCION

El estudio teórico del comportamiento temporal de un reactor nuclear es de gran importancia, ya que permite conocer de antemano las condiciones a las que se verá sujeto el reactor.

En el presente trabajo se analiza la confiabilidad de dos programas de cómputo CAIREK-JEN y PLANKIND diseñados para reproducir el comportamiento temporal de reactores, generalmente de potencia, al aplicarlos para reproducir el comportamiento dinámico del reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México.

En los primeros capítulos se deducen las ecuaciones fundamentales que resuelven estos programas de cómputo, las características del reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear y los datos necesarios para correr estos programas; después se comparan los resultados que se obtienen con los programas con los resultados experimentales reportados en la bitácora de operación del reactor, concluyéndose que dichos programas de cómputo son aplicables para el estudio temporal del reactor de investigación TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México.

CAPITULO 1

CINETICA PUNTUAL, RETROALIMENTACION Y MODELO DE FUCHS-NORDHIEM 1.1 APROXIMACION DE DIFUSION

El comportamiento temporal de la población de neutrones dentro del núcleo de un reactor, determina tanto la generación de energía, como los cambios de temperatura, a los cuales están sometidos los elementos combustibles y demás componentes del núcleo. En este trabajo estamos interesados en el comportamiento temporal a corto plazo (con tiempos asociados de hasta minutos) cuyas causas son debidas a inserciones de reactividad ya sean voluntarias o involuntarias.

Además, concentramos nuestra atención en aquellos neutrones cuya energía está por debajo de 0.4eV los cuales son llamados neutrones térmicos, ya que éstos son los que principalmente ocasionan las reacciones de fisión.

Usando la aproximación de difusión es posible deducir las ecuaciones que describen el comportamiento de la población de neutrones como función de la posición y el tiempo.

Para obtener estas ecuaciones, se establece un balance entre la razón de producción de neutrones y la razón de pérdida de neutrones en el elemento de volumen dv , alrededor del punto \vec{r} al tiempo t .

Considerando un solo grupo de neutrones (el grupo térmico), la ecuación de difusión para este grupo esta dada por la siguiente expresión: ⁽¹⁾

$$\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t) = \nabla \cdot D \nabla \phi(\vec{r}, t) - \Sigma_a \phi(\vec{r}, t) + (1 - \beta) \nu \Sigma_f \phi(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^n \lambda_i C_i(\vec{r}, t) + S_0 \quad (1.1)$$

y la expresión para la concentración de precursores, de

neutrones retardados es

$$\frac{\partial}{\partial t} C_i(\bar{r}, t) = \beta_i \Sigma_f \phi(\bar{r}, t) + \lambda_i C_i(\bar{r}, t) \quad (1.2)$$

En las ecuaciones (1.1) y (1.2) cada término representa lo siguiente:

$\phi(\bar{r}, t) = v n(\bar{r}, t)$ es el flujo de neutrones térmicos,

$n(\bar{r}, t) dv$, es la densidad de neutrones en el elemento de volumen dv , alrededor del punto \bar{r} al tiempo t ,

v , es la magnitud de la velocidad de los neutrones en consideración,

$\nabla \cdot D \nabla \phi(\bar{r}, t) dv$, es el número de neutrones que escapan o se difunden dentro del elemento de volumen dv , alrededor del punto \bar{r} al tiempo t , por unidad de tiempo, mpo,

$\Sigma_a \phi(\bar{r}, t) dv$, es el número de neutrones absorbidos en el elemento de volumen dv , alrededor del punto \bar{r} , al tiempo t , por unidad de tiempo, mpo,

$(1-\beta) \nu \Sigma_f \phi(\bar{r}, t)$, es el número de neutrones inmediatos producidos en el elemento de volumen dv , alrededor del punto \bar{r} , al tiempo t , por unidad de tiempo, mpo,

$\sum_n \lambda_i C_i(\bar{r}, t) dv$, es el número de neutrones retardados producidos en el elemento de volumen dv , alrededor del punto \bar{r} , al tiempo t , por unidad de tiempo, mpo,

S_0 , es la fuente externa de neutrones térmicos ,

D , es el coeficiente de difusión,

Σ_a y Σ_f , son las secciones macroscópicas de absorción y fisión respectivamente,

ν , es el número promedio de neutrones (tanto inmediatos como retardados) producidos por fisión,

β_i , es la fracción de neutrones que son producidos debido al decaimiento de los "precursores del i -ésimo grupo,

β , es la fracción total de neutrones que son retardados,

λ_i , es la constante de decaimiento del i -ésimo grupo de precursores de neutrones retardados.

$C_i(\bar{r}, t)dv$, es el número de precursores del i -ésimo grupo en el elemento de volúmen dv , alrededor del punto \bar{r} , al tiempo t .

El concepto de precursores de neutrones retardados se puede aclarar observando la figura 1, que muestra el decaimiento del isótopo $^{87}_{35}\text{Br}$, el cual es un producto de fisión.

El $^{87}_{35}\text{Kr}$ decae, ya sea emitiendo una partícula beta (con probabilidad 97.1 %) ó emitiendo un neutrón (con probabilidad 2.9%). De manera que el número promedio de átomos de $^{87}_{35}\text{Br}$ producidos por fisión *no es igual* al número promedio de precursores de neutrones retardados.

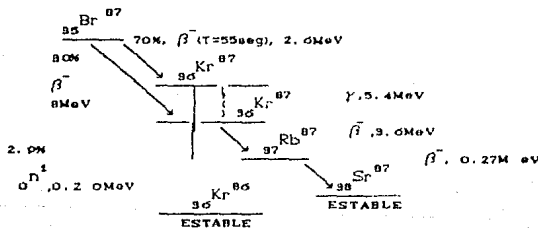


FIGURA 1.1.-ESQUEMA DEL DECAIMIENTO DEL $^{87}_{35}\text{BR}$

La concentración de precursores correspondiente al $^{87}_{35}\text{BR}$ es calculado de la siguiente manera

$$C(\bar{r}, t) = (0.70)(0.029)N_{87}(\bar{r}, t) + 0.0203N_{87}(\bar{r}, t)$$

donde $N(\vec{r}, t)$ es la densidad de átomos de $^{95}\text{Br}^{07}$ alrededor del punto \vec{r} al tiempo t .

12.- DEDUCCIÓN DE LAS ECUACIONES DE CINÉTICA PUNTUAL

Las ecuaciones (1.1) y (1.2) son la base para estudiar el comportamiento espacio-temporal de la población de neutrones térmicos dentro de la teoría de difusión.

En estado estacionario (régimen estable) la densidad de neutrones y precursores es independiente del tiempo. En ausencia de fuentes externas de neutrones, la densidad de neutrones y precursores deben satisfacer las siguientes ecuaciones:

$$\nabla \cdot D \nabla \phi_0(\vec{r}) - \Sigma_a \phi_0(\vec{r}) + (1 - \beta) \nu \Sigma_f \phi_0(\vec{r}) + \sum_{i=1}^n \lambda_i C_i(\vec{r}) = 0 \quad (1.3)$$

$$\beta \Sigma_f \phi_0(\vec{r}) + \lambda_i C_i(\vec{r}) = 0 \quad (1.4)$$

donde $\phi_0(\vec{r})$ representa el flujo de neutrones para este estado

Definamos ahora un producto interno de la siguiente manera:

$$\langle S(\vec{r}, t) | R(\vec{r}, t) \rangle = \int S(\vec{r}, t) \cdot R(\vec{r}, t) d\vec{r} \quad (1.5)$$

para cualquier par de funciones $S(\vec{r}, t)$ y $R(\vec{r}, t)$, donde el volumen de integración es el volumen ocupado por el sistema.

Supongamos ahora que la función $\phi(\vec{r}, t)$ de la ecuación (1.1) se puede expresar como el producto de dos funciones, una de ellas función solamente del tiempo llamada "función de amplitud" $P(t)$ y otra función principalmente de la posición llamada "función de forma" $\psi(\vec{r}, t)$ la cual varía muy lentamente con el tiempo, en comparación con la función de amplitud.

$$\phi(\vec{r}, t) = P(t) \psi(\vec{r}, t) \quad (1.6)$$

Además se impone la siguiente condición a la función de forma:

$$\frac{d}{dt} \langle \phi_0(\vec{r}) | \psi(\vec{r}, t) \rangle = 0 \quad (1.7)$$

Sustituyendo la ecuación (1.6) en (1.1), multiplicando por $\phi_0(\vec{r})$ y ν , e integrando sobre todo el volumen del sistema obtenemos la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P(t) \langle \phi_0 | \psi \rangle &= \nu \langle \phi_0 | \nabla \cdot D \nabla - \Sigma_a + (1-\beta) \nu \Sigma_f | \psi \rangle P(t) \\ &+ \sum_i \lambda_i \nu \langle \phi_0 | C_i \rangle + \nu \langle \phi_0 | S_0 \rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

mientras que al sustituir la ecuación (1.8) en la ecuación (1.2), multiplicar por ν , y ϕ_0 , e integrando respecto a la posición obtenemos la siguiente ecuación¹:

$$\frac{d}{dt} \nu \langle \phi_0 | C_i \rangle = \nu \langle \phi_0 | \beta_i \nu \Sigma_f | \psi \rangle P(t) - \nu \langle \phi_0 | \lambda_i C_i \rangle \quad (1.9)$$

Tanto en la ecuación (1.8) como en la ecuación (1.9) se ha usado la definición de producto interno, así como la ecuación (1.7).

Definamos las siguientes cantidades:

Concentración efectiva de precursores de neutrones retardados del i -ésimo grupo,

$$\bar{C}_i(t) = \nu \langle \phi_0 | C_i \rangle \langle \phi_0 | \psi \rangle$$

Reactividad,

$$\rho(t) = \langle \phi_0 | \nabla \cdot D \nabla - \Sigma_a + \nu \Sigma_f | \psi \rangle \langle \phi_0 | \nu \Sigma_f | \psi \rangle$$

¹ A partir de la ecuación (1.8) se omite la dependencia espacial en las funciones ϕ y ψ . Las derivadas son totales debido a que se a integrado con respecto a la posición.

Fracción efectiva de neutrones retardados (suponiendo monoenergéticos),

$$\bar{\beta}_i = \beta_i$$

Tiempo de generación promedio efectivo de neutrones,

$$l_g = \langle \phi_0 | \psi \rangle / \nu \langle \phi_0 | \nu \Sigma_f | \psi \rangle$$

Fracción efectiva total de neutrones retardados,

$$\bar{\beta} = \sum_i^n \bar{\beta}_i$$

Fuente externa efectiva de neutrones.

$$\bar{S}_0 = \nu \langle \phi_0 | S_0 \rangle / \langle \phi_0 | \psi \rangle$$

Entonces dividiendo las ecuaciones (1.8) y (1.9) entre $\langle \phi | \psi \rangle$ y utilizando las cantidades definidas anteriormente, se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d}{dt} P(t) = \left[\frac{\rho(t) - \bar{\beta}}{l_g} \right] P(t) + \sum_i^n \lambda_i \bar{c}_i(t) + \bar{S}_0 \quad (1.10)$$

$$\frac{d}{dt} \bar{c}_i(t) = \frac{\beta_i}{l_g} P(t) - \lambda_i \bar{c}_i(t) \quad (1.11)$$

conocidas como las ecuaciones de cinética puntual.

Las ecuaciones (1.10) y (1.11) son válidas tanto para sistemas homogéneos como heterogéneos.

La reactividad es un concepto muy útil en cinética de reactores y constituye una medida de qué tan lejos está el sistema de criticidad. En base a esta cantidad se clasifica el estado de un reactor de la siguiente manera:

Cuando $\rho(t) = 0$, se dice que el reactor es crítico y la producción de neutrones es igual a la pérdida de ellos por unidad de tiempo. Cuando $\rho(t) > 0$, se dice que el reactor es supercrítico y la producción es mayor que la pérdida de neutrones por unidad de

tiempo. Y cuando $\rho(t) < 0$, se dice que el reactor es subcrítico y la pérdida de neutrones es mayor que la producción de los mismos por unidad de tiempo.

La reactividad generalmente se define en términos del llamado factor de multiplicación efectiva, K_{eff} , de la siguiente manera:

$$\rho(t) = (K_{eff} - 1) / K_{eff}$$

Usando la definición de reactividad dada anteriormente se obtiene que el factor de multiplicación efectiva está dado por:

$$K_{eff} = \langle \phi_0 | \nu \Sigma_f | \psi \rangle / \langle \phi_0 | \nu \Sigma_f | \psi \rangle - \langle \phi_0 | \nabla \cdot D \nabla + \Sigma_a + \nu \Sigma_f | \psi \rangle$$

Es común expresar la reactividad, para un reactor dado en unidades de dólares definido como:

$$\rho(t)_{\text{dólares}} = \rho(t) / \beta(t)$$

En la siguiente sección se analizan los cambios que ocurren en la reactividad, debido a cambios en las características internas del núcleo del reactor.

1.3.- ECUACIONES DE RETROALIMENTACION

Como se menciona en la sección anterior la reactividad es un concepto muy útil. En general la reactividad total de un sistema se puede expresar de la siguiente manera: ⁽²⁾

$$\rho_{total}(t) = \rho_{ext}(t) + \rho_{int}(t) \quad (1.12)$$

Donde $\rho_{total}(t)$ es la reactividad total.

$\rho_{ext}(t)$ es la contribución a la reactividad total debido a causas externas, tales como inserción o extracción de

barras de combustible o de control.

$\rho_{int}(t)$ es la contribución a la reactividad total debido a cambios en las características internas de los componentes de reactor, tales como cambios de fase de refrigerante ó cambios en la densidad de los elementos combustibles y por tanto, de sus distintas secciones macroscópicas eficaces.

Por ejemplo, cuando un reactor de investigación como el del Centro Nuclear de México es pulsado, podemos definir como $\rho_{ext}(t)$ a la contribución a la reactividad total debida a la extracción súbita de la barra de control "transitoria". La extracción de esta barra origina un aumento muy rápido de la potencia generada en el núcleo del reactor, al aumentar la potencia también aumenta la temperatura de los elementos combustibles, cambiando tanto su densidad como otras propiedades tales como sus secciones eficaces. Entonces, en este caso definimos $\rho_{int}(t)$ como la contribución a la reactividad total debido a los cambios en las propiedades internas de los elementos combustibles, así como del moderador del núcleo del reactor.

En particular, los elementos combustible-moderador del reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México, contienen la molécula de hidruro de circonio, lo cual permite el apagado del reactor de manera natural. Esto se debe a que a la molécula tiene niveles de energía cuantizados de forma tal que a temperaturas cuya energía de vibración están por abajo de la región térmica (0.4eV) la molécula se comporta como moderador; los neutrones rápidos que chocan con ella ceden parte de su energía a la molécula, mientras que los neutrones de la región térmica están en equilibrio con ella.

Cuando la temperatura de los elementos combustibles aumenta de tal manera que la energía de vibración es mayor de 0.4 eV la molécula es excitada y la región de equilibrio térmico es desplazada a otra región donde se reducen las reacciones de fisión consiguiéndose el apagado del reactor.

A los efectos que causan que $\rho_{int}(t)$ sea distinta de cero se les llama efectos de retroalimentación.

Los modelos más sencillos de retroalimentación son aquellos que únicamente consideran los efectos debidos a los cambios en la temperatura. Los diferentes modelos pueden ser obtenidos como casos especiales de una ecuación general de retroalimentación dada por :

$$\rho_{int}(t) = \int_c^t H(t-t')(P(t') - P_0) dt' \quad (1.13)$$

Donde $\rho_{int}(t)$ es la reactividad interna del sistema,

$P(t)$ es la potencia del reactor,

$H(t)$ es llamado el kernel de retroalimentación.

Diferentes kernels de retroalimentación generan distintos modelos de transferencia de calor, como se verá mas adelante.

La reactividad interna del sistema, cuando sólo depende de los cambios de temperatura, se puede expresar como:

$$\rho_{int}(t) = \alpha(T - T_0) \quad (1.14)$$

Donde α es el coeficiente de reactividad por temperatura dado por:

$$\alpha = \frac{1}{K_{eff}} \frac{d}{dT} K_{eff} \quad (1.15)$$

K_{eff} es el factor de multiplicación efectiva . T_0 es la

temperatura promedio de referencia para la cual la reactividad de retroalimentación es cero. T es la temperatura promedio del reactor.

Dado que la temperatura depende de la potencia de operación del reactor, es necesario encontrar la relación entre la potencia y la temperatura. La ley de enfriamiento de Newton es adecuada para representar la variación de la temperatura T cuando usa el modelo de cinética puntual:

$$\frac{d}{dt} T = \frac{1}{C_p} P(t) - \gamma (T - T_v) \quad (1.16)$$

donde $P(t)$ es la potencia del reactor, C_p es la capacidad calorífica del combustible, $1/\gamma$ es el tiempo promedio de transferencia de calor del combustible al refrigerante y T_v es la temperatura promedio del refrigerante.

Sea T_0 la temperatura promedio de equilibrio, tal que $\frac{dT_0}{dt} = 0$, entonces para $T = T_0$, a la potencia de operación P_0 , de la ecuación (1.16) se obtiene:

$$\frac{1}{C_p} P_0 - \gamma (T_0 - T_v) = 0 \quad (1.17)$$

restando las ecuaciones (1.16) y (1.17) tenemos

$$\frac{d}{dt} T = \frac{1}{C_p} (P - P_0) - \gamma (T - T_0) \quad (1.18)$$

Postulemos ahora otro estado de equilibrio a T'_0 y P'_0 tal que

$$\frac{1}{C_p} P'_0 - \gamma (T'_0 - T_v) = 0 \quad (1.19)$$

de esta ecuación y de la (1.18) se obtiene

$$\frac{1}{C_p} (P'_0 - P_0) = \gamma (T'_0 - T_0) \quad (1.20)$$

si definimos $\Delta T = T'_o - T_o$ y $\Delta P = P'_o - P_o$, entonces la ecuación anterior se puede reescribir como:

$$\Delta T = \Delta P / C_p \gamma$$

sustituyendo en la ecuación (1.14) la expresión anterior se obtiene:

$$\begin{aligned} \rho_{int}(t) &= \alpha \Delta T_o \\ &= \alpha \Delta P_o / C_p \gamma \end{aligned} \quad (1.21)$$

Como se ve el valor de $\rho_{int}(t)$ es distinta de cero, por lo tanto para que $\rho_{total}(t)$ sea igual a cero, cuando ocurre un cambio entre dos estados de equilibrio a diferentes niveles de potencia, debe introducirse una reactividad exterior tal que :

$$\begin{aligned} \Delta \rho_{total}(t) &= \Delta \rho_{ext}(t) + \Delta \rho_{int}(t) = 0 \\ \Delta \rho_{ext}(t) &= - \Delta \rho_{int}(t) \end{aligned}$$

Para transitorios muy lentos, es adecuado suponer que la ecuación (1.21) se cumple ya que hay tiempo para remover el calor del combustible al refrigerante y la reactividad de retroalimentación se puede escribir como:

$$\rho_{int}(t) = cte \cdot (P(t) - P_o)$$

Un extremo opuesto puede ser una excursión muy rápida durante la cual la pérdida de calor sea despreciable. Este es el modelo adiabático de transferencia de calor:

$$\frac{d}{dt} T = \frac{1}{C_p} F(t) \quad (1.22)$$

si esta ecuación se cumple, entonces :

$$\frac{d}{dt} \rho_{int}(t) = \alpha \frac{1}{C_p} F(t) \quad (1.23)$$

Otro modelo muy usado es el modelo de remoción constante de calor dado por la ecuación:

$$\frac{d}{dt} T = \frac{1}{C_p} (P(t) - P(0)) \quad (1.24)$$

Como se mencionó al principio todos estos modelos pueden ser considerados como casos especiales de la ecuación (1.13). Por ejemplo para la ley de enfriamiento de Newton el kernel de retroalimentación es:

$$H(t) = \frac{\alpha}{C_p} \exp(-\gamma t)$$

mientras que para el modelo de remoción constante de calor (el cual se usará en los capítulos siguientes) el kernel es:

$$H(t) = \frac{\alpha}{C_p}$$

El valor del coeficiente de reactividad por temperatura α lo obtenemos de la referencia (3) mientras que la capacidad calorífica del combustible en esta misma referencia está dada como una función lineal de la temperatura del combustible del reactor.

Dado que es difícil calcular la temperatura promedio del combustible durante un transitorio, es necesario calcular por algún medio la capacidad calorífica promedio del combustible durante el transitorio. Un método consiste en obtener el valor de este parámetro usando el modelo de Fuchs-Nordheim, el cual se describe en la siguiente sección.

1.4.- MODELO DE FUCHS-NORDHEIM

El modelo de Fuchs-Nordheim es utilizado para el análisis de la respuesta de un reactor nuclear a una inserción de reactividad positiva grande. Este modelo no describe la distribución espacial de la potencia en un reactor, sino la potencia máxima alcanzada

Otro modelo muy usado es el modelo de remoción constante de calor dado por la ecuación:

$$\frac{d}{dt} T = \frac{1}{C_p} (P(t) - P(0)) \quad (1.24)$$

Como se mencionó al principio todos estos modelos pueden ser considerados como casos especiales de la ecuación (1.13). Por ejemplo para la ley de enfriamiento de Newton el kernel de retroalimentación es:

$$H(t) = \frac{\alpha}{C_p} \exp(-\gamma t)$$

mientras que para el modelo de remoción constante de calor (el cual se usará en los capítulos siguientes) el kernel es:

$$H(t) = \frac{\alpha}{C_p}$$

El valor del coeficiente de reactividad por temperatura α lo obtenemos de la referencia (3) mientras que la capacidad calorífica del combustible en esta misma referencia está dada como una función lineal de la temperatura del combustible del reactor.

Dado que es difícil calcular la temperatura promedio del combustible durante un transitorio, es necesario calcular por algún medio la capacidad calorífica promedio del combustible durante el transitorio. Un método consiste en obtener el valor de este parámetro usando el modelo de Fuchs-Nordheim, el cual se describe en la siguiente sección.

14.- MODELO DE FUCHS-NORDHEIM.

El modelo de Fuchs-Nordheim es utilizado para el análisis de la respuesta de un reactor nuclear a una inserción de reactividad positiva grande. Este modelo no describe la distribución espacial de la potencia en un reactor, sino la potencia máxima alcanzada

por el sistema, la temperatura final al término de la excursión, así como la energía total liberada. También mediante este modelo se puede obtener el valor de la capacidad calorífica promedio del combustible del reactor durante las inserciones.

El modelo de Fuchs-Nordheim supone que la producción de neutrones debido al decaimiento de los precursores de neutrones retardados, así como la fuente externa de neutrones es despreciable comparada con la contribución de los neutrones inmediatos:

$$\lambda_i C_i \ll \rho(t) \quad \text{para toda } i$$

Con lo cual las ecuaciones de cinética puntual se reducen a:

$$\frac{d}{dt} P(t) = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P(t) \quad (1.25)$$

En este modelo el reactor se supone crítico ó subcrítico a una potencia muy baja y se produce una inserción de reactividad en forma de "escalón".

La reactividad puede escribirse como²:

$$\rho(t) = \rho_0 - \alpha T(t) \quad (1.26)$$

donde

ρ_0 es la inserción positiva de reactividad.

α es el coeficiente de reactividad por temperatura.

$T(t)$ es la temperatura del combustible.

En el análisis se usa el modelo adiabático de transferencia de calor:

$$\frac{d}{dt} T(t) = \frac{1}{C_p} P(t) \quad (1.27)$$

² Se considera explícitamente que el coeficiente de reactividad por temperatura es negativo

donde C_p es la capacidad calorífica.

Sustituyendo la ecuación (1.26) en la (1.25) se obtiene:

$$\frac{d}{dt} P(t) = \left[\frac{\rho_0 - \alpha T(t) - \beta}{l_g} \right] P(t) \quad (1.28)$$

Usando la ecuación (1.27) se elimina la dependencia temporal explícita de la ecuación (1.28):

$$\frac{d}{dT} P = \frac{C_p}{l_g} (\rho_0 - \alpha T - \beta) \quad (1.29)$$

cuya solución es:

$$P(T) = \frac{C_p}{l_g} \left((\rho_0 - \beta) T - \frac{\alpha T^2}{2} \right) \quad (1.30)$$

La potencia máxima que se alcanza se determina igualando a cero la ecuación (1.29), lo cual implica que el valor de la temperatura cuando la potencia es máxima está dado por

$$T_M = (\rho_0 - \beta) / \alpha \quad (1.31)$$

sustituyendo en la ecuación (1.30) obtenemos la expresión para la potencia máxima:

$$\hat{P} = \frac{C_p (\rho_0 - \beta)^2}{2 \alpha l_g} \quad (1.32)$$

Por lo tanto el valor más adecuado para la capacidad calorífica de los elementos combustibles cuando ocurre una inserción de reactividad es:

$$C_p = \frac{\hat{P} 2 \alpha l_g}{(\rho_0 - \beta)^2} \quad (1.33)$$

Este cálculo de la capacidad calorífica es necesario, porque los programas de cómputo que en este trabajo se usan para simular el comportamiento del reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear,

utilizan un valor constante de este parámetro el cual podemos calcular a partir de datos experimentales disponibles y la ecuación anterior.

En el siguiente capítulo se analiza brevemente estos programas de cómputo y los datos necesarios para correrlos.

CAPITULO 2

DESCRIPCION DE LOS CODIGOS AIREK-JEN Y PLANKIN

Las ecuaciones de cinética puntual, así como las ecuaciones de retroalimentación, forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas. Para resolver este sistema se han desarrollado programas de cómputo que emplean métodos numéricos para obtener su solución. Dos de ellos son: El código AIREK-JEN y el código PLANKIN.

Solos códigos no han sido diseñados expresamente para modelar el comportamiento del reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México sino, mas bien, para reactores de potencia. De ahí el interés en el estudio de confiabilidad de los resultados que se obtienen con estos códigos, en la simulación del reactor TRIGA MARK III.

En este capítulo presentamos una descripción breve de cada uno de estos códigos.

2.1-CODIGO AIREK-JEN⁽³⁾

El código AIREK-JEN es un programa diseñado para cualquier tipo de reactor, ya que las ecuaciones de retroalimentación no están definidas explícitamente, las ecuaciones que este código resuelve son las siguientes

$$\frac{d}{dt} P(t) = \frac{\bar{\beta}}{\lambda} \left[(\rho(t) - 1)P(t) + \sum f_i W_i(t) + S^M \right]$$

donde

$P(t)$ es la densidad neutrónica (n/cm^2) ó la potencia (watts).

$\bar{\beta}$ es la fracción efectiva de neutrones retardados.

t_g es el tiempo de generación (s).

$\rho(t)$ es la reactividad total en dolares (\$).

$f_i = \frac{\beta_i}{\bar{\beta}}$ es la fracción de $\bar{\beta}$ para cada grupo de precursores de neutrones retardados.

$$W_i(t) = \frac{t_g \lambda_i}{\bar{\beta}} C_i(t)$$

λ_i es la constante de decaimiento del i -ésimo grupo de precursores de neutrones retardados.

$C_i(t)$ es la concentración del i -ésimo grupo de precursores de neutrones retardados.

El código permite considerar la contribución de hasta 25 grupos de precursores de neutrones retardados mediante las siguientes ecuaciones:

$$\frac{d}{dt} W_i(t) = \lambda_i f_i P(t) - \lambda_i W_i(t)$$

$$i = 1, 2, \dots, j \leq 25$$

Las ecuaciones de retroalimentación que maneja el código pueden ser acopladas ó no. Estas ecuaciones son llamadas ecuaciones de retroalimentación especiales (con variables acopladas) ó normales (sin acoplamiento de variables) respectivamente. Estas ecuaciones son las siguientes:

Retroalimentación normal:

$$\frac{d}{dt} X_m(t) = Y_m X_m(t) + U_m P(t) + Z_m P(t)$$

Retroalimentación especial:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} X_{k-5}(t) &= Y_{k-5} X_{k-5}(t) + U_{k-5} P(t) + Z_{k-5} P(t) \\ &+ Q_1 X_{k-4}(t) + \dots + Q_5 X_k(t) \end{aligned}$$

$$\frac{d}{dt} X_k(t) = Y_k X_k(t) + U_k P(t) + Z_k P(t) + Q_{2\sigma} X_{k-4}(t) + \dots + Q_{9\sigma} X_{k-1}(t)$$

con Y_m , U_m , Z_m , y Q_m constantes a determinar de acuerdo al modelo de retroalimentación que se desee emplear y las X_m son las variables de retroalimentación.

Además el código cuenta con cuatro modos diferentes de inserciones de reactividad exterior y la posibilidad de introducir varios coeficientes de reactividad por temperatura, uno por cada material de interes del núcleo y del refrigerante.

2.2 CODIGO PLANKIN⁽⁴⁾

El código PLANKIN es un programa diseñado para la simulación del comportamiento dinámico de reactores de agua a presión, en la figura 2.1 se muestra el modelo empleado en la simulación de este tipo de reactores.

El núcleo del reactor esta representado por un solo canal nominal con hasta 10 regiones axiales, la temperatura del combustible y del moderador son calculadas para cada segmento, usando un modelo de conducción simple, cada segmento ó región se representa por un nodo, la transferencia de calor entre la superficie combustible camisa y el refrigerante está representada ya sea por convección forzada o ebullición nucleada, segun sea el flujo de calor y las condiciones del refrigerante.

El código resuelve las ecuaciones de cinética puntual con hasta seis grupos de neutrones retardados, considera inserciones de reactividad por movimiento de barras y debido al cambio de

esquema usado por el
codigo plankin

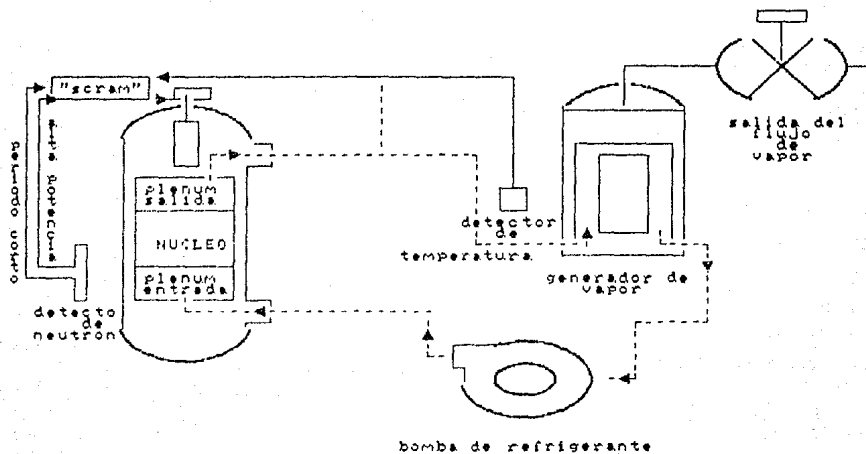


figura 2.1

esquema usado por el
codigo plankin

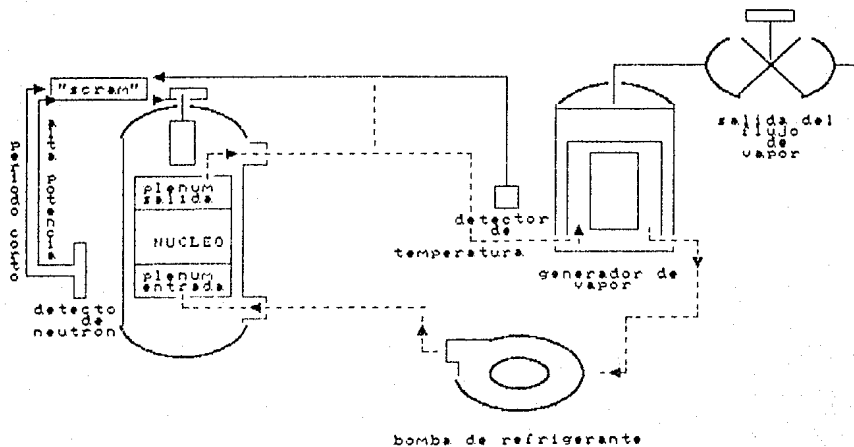


figura 2.1

temperatura del combustible y el moderador. Se considera constante el flujo del refrigerante en todas las posiciones, modela una rama fría y otra caliente representadas por un retardo de transporte.

Un solo generador de vapor esta representado por un modelo de lazo, describiendo la capacidad calorífica y la transferencia de calor del sistema primario al secundario, esto es, se supone que la relación presión temperatura del sistema secundario del generador de vapor sigue la curva de saturación y que el flujo de calor es directamente proporcional a la presión del vapor y el área de extrangulamiento o abertura.

En este código, el "scram" (apagado rápido del reactor) puede ser iniciado por alguna de las siguientes funciones: Periodo corto del reactor, alta potencia del reactor ó alta temperatura a la salida de la vasija. Un solo retardo de tiempo es usado para la respuesta instrumentada y una constante de tiempo de primer orden es empleada en el detector de la temperatura de salida.

Las principales ecuaciones que resuelve este código son las siguientes:

Ecuaciones de cinética puntual:

$$\frac{d}{dt} \rho(t) = \frac{1}{\lambda} (\rho(t) - \bar{\beta}) \rho(t) + \sum \lambda_i C_i(t) + S$$

$$\frac{d}{dt} C_i(t) = \frac{\beta_i}{\lambda} \rho(t) - \lambda_i C_i(t)$$

Reactividad:

$$\rho = \rho(t) + \rho_0$$

$$\rho(t) = \sum_{n=1}^m \alpha_n \gamma_n [\bar{T}_{vn} - \bar{T}_{vn}(0)] + \sum_{n=1}^m \alpha_n \beta_n [\bar{T}_{fn} - \bar{T}_{fn}(0)]$$

Ecuaciones de transferencia de calor:

$$\frac{d}{dt} \bar{T}_{f,n} = \frac{(1-f)F_{z,n}}{C_{f,n}} P - \frac{(UA)_n}{C_{f,n}} (\bar{T}_{f,n} - \bar{T}_{v,n})$$

$$\frac{d}{dt} \bar{T}_{v,n} = \frac{f F_{z,n}}{C_{v,n}} P + \frac{(UA)_n}{C_{v,n}} (\bar{T}_{f,n} - \bar{T}_{v,n}) - 2\dot{w}(\bar{T}_{v,n} - \bar{T}_{v,n-1})$$

En donde

$\bar{T}_{f,n}$ es la temperatura promedio del combustible en la región n,

$\bar{T}_{v,n}$ es la temperatura promedio del refrigerante en la región n,

$C_{f,n}$ es la capacidad calorífica del combustible en la región n,

$C_{v,n}$ es la capacidad calorífica del refrigerante en la región n,

f es la fracción de calor generado directamente en el refrigerante,

$(UA)_n$ es el coeficiente de transferencia de calor combustible-refrigerante en cada región,

$F_{z,n}$ es la razón entre la potencia media en la sección axial y la potencia media en el núcleo,

α_T y α_D son los coeficientes de reactividad por temperatura, y

γ_n es la fracción pesada de reactividad en la región n.

En el apéndice A aparecen los métodos numéricos que emplea cada código para resolver el sistema de ecuaciones.

CAPITULO 3

REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO^(51,6)

3.1-CARACTERISTICAS DEL REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO.

El reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México (C.N.N.), es un reactor tipo alberca, moderado y refrigerado por agua ligera, como combustible utiliza elementos combustible-moderador de uranio e hidruro de circonio al 20 % de enriquecimiento en ^{235}U .

Esta diseñado para operar en regimen permanente a una potencia máxima de 1 Mw y en regimen transitorio o pulsado a una potencia máxima de 1500 Mw, la duración del pulso es de 0.01 s.

El reactor TRIGA Mark III es inherentemente seguro, lo cual estriba en su muy alto coeficiente negativo de reactividad por temperatura, de los elementos combustible-moderador. Este coeficiente permite que cuando haya inserciones repentinas de reactividad (planeadas ó no) el exceso de reactividad sea compensado automáticamente, debido a que la temperatura del combustible sube simultáneamente en tal forma que el reactor regresa rápidamente a un nivel estacionario de potencia normal, antes de que se transfiera calor al refrigerante.

3.2- NUCLEO DEL REACTOR.

El núcleo del reactor tiene una geometría cilíndrica en la que se encuentran acomodados los elementos combustible-moderador, las barras de control y una fuente de neutrones de berilio-polonio.

Todos los componentes tienen forma de barra y se encuentran

en posición paralela al eje del cilindro. Estos componentes están soportados por dos placas de aluminio, una en el fondo y otra en la parte superior. La de arriba tiene 126 agujeros arreglados en 6 anillos concéntricos; en estos agujeros es donde entran los elementos combustibles y las barras de control. (ver figura 3.1)

Dentro del núcleo en el espacio que queda entre los elementos, circula el agua de la alberca. Una tercera parte del volumen del núcleo está ocupado por agua. (ver figura 3.2)

Las principales instalaciones que tiene el reactor TRIGA Mark III son:

- a).- Un cuarto de exposición con un volumen muy grande en el que se pueden irradiar sistemas biológicos, electrónicos, químicos.
- b).- Cuatro tubos radiales de 15 cm de diámetro para obtener haces de neutrones.
- c).- Dos tubos tangenciales de 20 cm de diámetro.
- d).- Una columna térmica vertical y una horizontal, con cuatro accesos para obtener haces de neutrones térmicos y con un espacio interno para irradiación.
- e).- Un sistema rotatorio de irradiación, con capacidad para cientos de muestras simultáneas, es útil en la producción de radioisótopos y análisis por activación.
- f).- Un sistema neumático, con el fin de transferir muestras al núcleo.
- g).- Espacio dentro del núcleo destinados a experimentos con muestras hasta de 11 cm de diámetro.

La figura 3.3 muestra el arreglo general del núcleo del reactor.

En el núcleo del reactor se alcanzan flujos de $\approx 3 \times 10^{13}$

DISPOSICION DE LOS ELEMENTOS DEL NUCLEO DEL REACTOR TRIGA MARK III

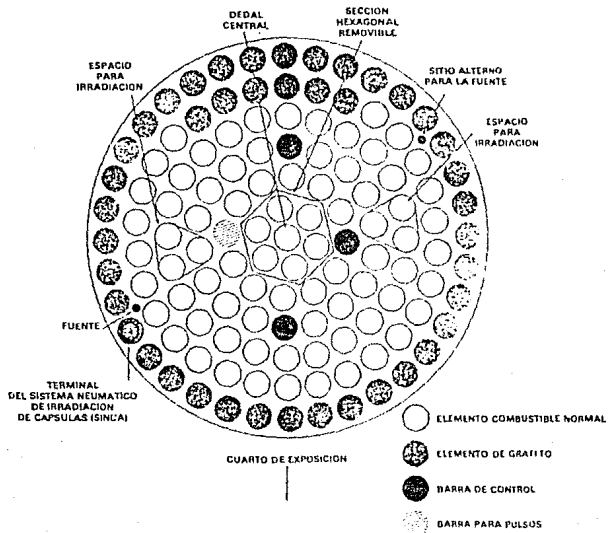


FIGURA 1.1

NUCLEO DEL REACTOR

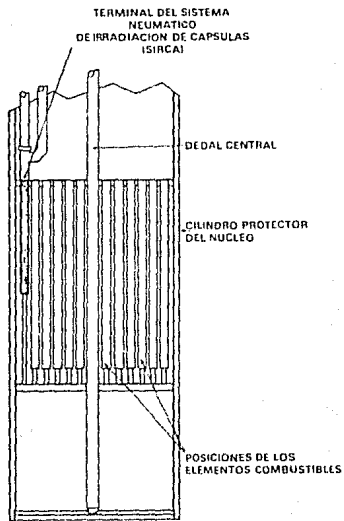
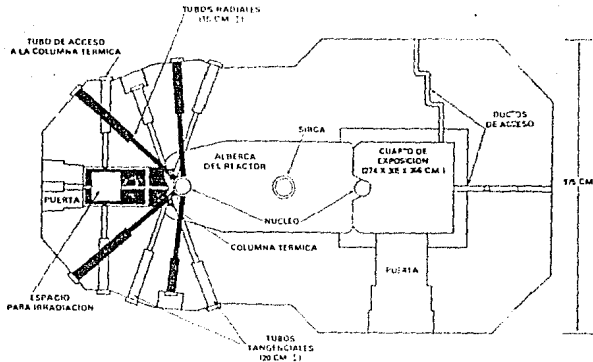


FIGURA 3.2

VISTA DE PLANTA DEL REACTOR TRIGA MARK III



ELEVACION DEL REACTOR TRIGA MARK III

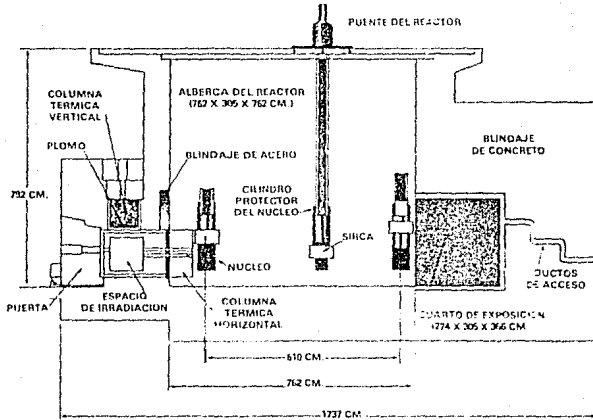


FIGURA 3.3

$n/cm^2 - s$ a la potencia de operación de 1.0 Mw y un flujo máximo de $\approx 4.5 \times 10^{16} n/cm^2 - s$ cuando es pulsado.

Rodeando el cilindro se encuentra el sistema de irradiación para producción de radioisótopos. Este sistema llamado SIRCA (sistema de irradiación rotatorio para cápsulas) tiene la forma de un toroide con sección transversal rectangular, en el que se encuentran 41 contenedores; 40 de ellos con capacidad de dos tubos de ensaye, donde se introducen las muestras que se irradian.

El reactor puede operar en varias posiciones dentro de la alberca ; posición central , columna térmica y cuarto de irradiación.

Cuando el reactor opera en el extremo del cuarto de irradiación , este sistema debe ser levantado para permitir que el núcleo entre en el nicho de la tina, quedando el núcleo a una distancia de 2 cm de la pared exterior del cuarto.

Para levantar el SIRCA, este tiene en su parte superior un tanque, normalmente lleno de agua , la cual se puede expulsar con aire a presión, provocando que el SIRCA flote.

3.3.- ELEMENTOS COMBUSTIBLE-MODERADOR

Los elementos combustible-moderador del reactor TRIGA Mark III son una mezcla homogénea de hidruro de circonio y uranio enriquecido al 20 % en ^{235}U , la relación de átomos de hidrógeno átomos de circonio es de 1.7, la camisa de los elementos combustible-moderador es de acero inoxidable 304 (SS-304), el peso de cada elemento combustible es de aproximadamente de 3.4 kg. con un contenido promedio de 38 g. de ^{235}U cada uno.

Como se muestra en la figura 3.4 el elemento esta compuesto

**ELEMENTO COMBUSTIBLE
ENCAMISADO EN ACERO
INOXIDABLE
DEL REACTOR TRIGA MARK III**

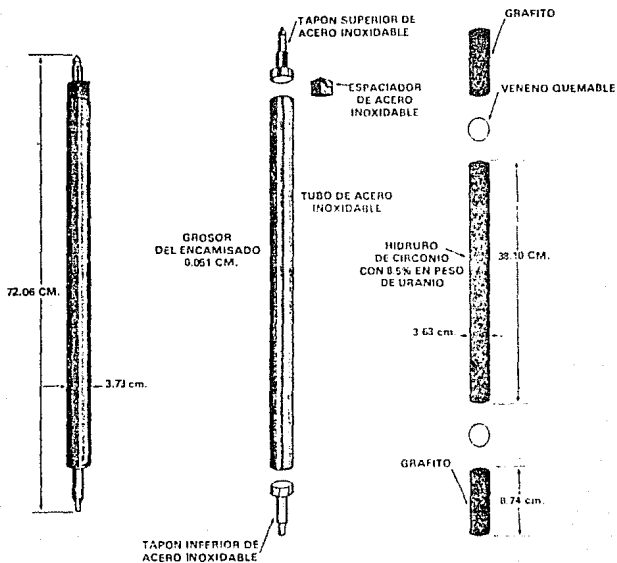


FIGURA 3.4

de cinco secciones. En los extremos tiene secciones de grafito las cuales sirven de reflector superior e inferior.

CAPITULO 4.- SIMULACION DE INSERCIONES DE REACTIVIDAD EN EL REACTOR TRIGA MARK III DEL C.N.M.

4.1 INSERCIONES DE REACTIVIDAD REGISTRADAS EN LA BITACORA DE OPERACION DEL REACTOR TRIGA MARK III DEL C.N.M

Durante la operación normal del reactor TRIGA Mark III del C.N.M., se han llevado a cabo inserciones de reactividad bruscas operando el reactor en modo pulsado, partiendo de un estado crítico a baja potencia y con 79 elementos combustibles en su núcleo.

Los resultados experimentales registrados en la bitácora de operación del reactor para inserciones de reactividad de \$ 1.25 a \$ 2.25 son los siguientes:⁽⁷⁾

TABLA 4.1

ρ (\$)	P_0 (WATTS)	P_{MAX} (MW)	T_{MAX} (c)
1.25	5.2	24	167
1.50	4.8	93	210
1.75	5.8	213	252
2.00	7.6	366	252
2.25	5.8	560	---

En donde

P_0 es la potencia inicial.

P_{MAX} es la potencia máxima.

T_{MAX} es la temperatura máxima detectada por el elemento combustible instrumentado.

ρ es el valor de la inserción de la reactividad en dolares..

La forma en la cual se mide la potencia máxima que se alcanza

en un transitorio es la siguiente:

Todos los instrumentos de monitoreo para potencias bajas son desconectados y la cámara gamma es usada para medir los niveles de potencia hasta por arriba de 2000 Mw. Esta cámara provee una señal lineal que es almacenada por un circuito el cual determina unos segundos después el pico de potencia que se alcanzó durante el transitorio. En la figura 4.1 se muestra el diagrama de estos dispositivos de medición.⁽¹⁹⁾

La exactitud de los instrumentos de medición que se reporta en la referencia 13 es de 1.5 % en el intervalo de 10w a 1 Mw.

Dado que las inserciones de reactividad ocurren en periodos de tiempo cortos y son mayores que $\beta(\Delta k/k)$, se utilizan las ecuaciones del modelo de Fuchs-Noordheim, para obtener el valor más adecuado de la capacidad calorífica de los elementos combustibles (\bar{C}_p) que será empleado más adelante en las simulaciones de inserciones de reactividad del reactor TRIGA Mark III efectuadas con los códigos AIREK-JEN y PLANKIN, los cuales utilizan un valor constante de la capacidad calorífica.

4.2.-CALCULO DEL VALOR PROMEDIO DE LA CAPACIDAD CALORIFICA DE LOS ELEMENTOS COMBUSTIBLES MEDIANTE EL MODELO DE FUCHS-NORDHIEM.

De los resultados experimentales que aparecen en la tabla 4.1 conocemos cual es la potencia máxima que se alcanzó para cada inserción de reactividad, entonces apartir de la ecuación (1.32) se tiene:

$$\bar{C}_p = \frac{2\alpha \hat{P}}{(\rho - \beta)^2} \quad (4.1)$$

Los valores de los parámetros cinéticos que aparecen en la

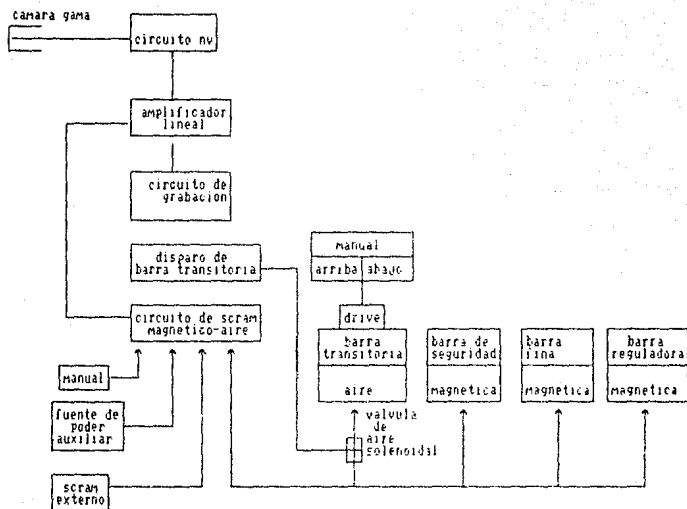


figura 4.1 Instrumentacion asociada en un transitorio

ecuación (4.1) para el reactor TRIGA Mark III son los siguientes:

Coefficiente de reactividad inmediato por temperatura del combustible⁽⁵⁾.

$$\alpha_c = 1.260 \times 10^{-4} \Delta k/k-C \quad (4.2)$$

Tiempo de generación de neutrones inmediatos.⁽⁵⁾

$$\lambda_g = 38 \mu s. \quad (4.3)$$

Fración efectiva de neutrones retardados.⁽⁵⁾

$$\bar{\beta} = 0.007 \quad (4.4)$$

Número de elementos combustibles en el núcleo.⁽⁷⁾

$$n = 79 \quad (4.5)$$

Considerando estos datos y calculando \bar{C}_P para cada inserción de reactividad y su respectiva potencia máxima, se obtuvieron los resultados mostrados en la tabla 4.2.

TABLA 4.2

ρ (\$)	P _{MAX} (MW)	\bar{C}_P (NUCLEO) (J/C)	\bar{C}_P (ELEMENTO) (J/C-ELEM)
125	28	87552.0	1108.2532
150	93	72699.3	920.2445
175	213	74002.2	936.7377
2.00	366	71526.8	905.3032
2.25	560	70041.5	886.6025

El valor promedio de la capacidad calorífica por elemento combustible es:

$$\bar{C}_P = 951.44 \left[\frac{J}{C - ELEM} \right] \quad (4.6)$$

4.3.- SIMULACION CON EL CODIGO AIREK-JEN

Utilizando el código AIREK-JEN se simuló el comportamiento temporal de la potencia del reactor TRIGA Mark III.

La simulación se hizo usando el modelo de transferencia de calor de remoción constante de potencia (ecuación 1.23).

$$\bar{C}_p \frac{d}{dt} T_c = P(t) - P_0$$

donde T_c es la temperatura promedio del combustible.

P_0 es la potencia al inicio del transitorio.

Los parámetros de entrada del programa fueron los siguientes:

Potencia del reactor al inicio de la inserción de reactividad

$$P_0 = 5 \text{ watts} \quad (4.7)$$

Parámetros de los neutrones retardados ⁽⁸⁾

GRUPO	λ (s)	β (10^{-3})
1	0.0124	0.24
2	0.0305	141
3	0.1114	1255
4	0.3013	2.525
5	11360	0.737
6	3.0130	0.266

Los valores de α_c , ℓ_g y β son los mismo que se usaron para el cálculo del valor promedio de la capacidad calorífica de los elementos combustibles.

La ecuación de transferencia de calor (1.23) explícitamente queda como sigue:

$$-\frac{d}{dt} T_c = 1.33 \times 10^{-5} P(t) - 1.33 \times 10^{-5} P_0 \quad (4.8)$$

donde se han utilizado los valores correspondientes de P_0 y \bar{C}

La ecuación anterior tiene la forma lineal del modelo de retroalimentación normal empleado por el código.

$$\frac{d}{dt} X_m(t) = Y_m X_m(t) + U_m P(t) + Z_m P(t) \quad (4.9)$$

Comparando las ecuaciones (4.8) y (4.9) se ve que los valores de los coeficientes de la ecuación de realimentación son:

$$Y_m = 0.0 \text{ C/J}$$

$$U_m = 1.33 \times 10^{-5} \text{ C/J}$$

$$Z_m = 1.33 \times 10^{-5} \text{ C/J}$$

La inserción de reactividad se simuló como:

$$\rho(t) = \rho_{\text{ext}}(t) + \rho_{\text{int}}(t) \quad (4.10)$$

$$\rho_{\text{ext}}(t) = \rho_0 \quad \text{para } t > 0$$

y

$$\rho_{\text{int}}(t) = \alpha_c T_c(t)$$

en donde

$\rho_{\text{ext}}(t)$ es la reactividad exterior ($\Delta k/k$)

$\rho_{\text{int}}(t)$ es la reactividad intrínseca del sistema

α_c es el coeficiente de reactividad por temperatura del combustible

Los resultados que se obtuvieron para cada inserción de reactividad de \$1.25 a \$12.25 se muestran en la tabla 4.3, mostrándose la diferencia que se obtuvo con respecto a los resultados experimentales.

TABLA 4.3

ρ (\$)	P _{MAX(AIREK-JEN)} (MW)	P _{MAX(EXP)} (MW)	DIF. %
1.25	26	24	8.3
.50	107	93	15
1.75	231	213	8
2.00	410	366	12
2.25	544	560	2

Como se ve la máxima diferencia que se obtiene es del 15 % con respecto a los resultados experimentales, mientras que la diferencia promedio es del 8.8 %.

4.4 SIMULACION CON EL CODIGO PLANKIN

El modelo de transferencia de calor que emplea el código PLANKIN, esta basado en la ley de enfriamiento de Newton, en el cual se considera la transferencia de calor desde el centro de el elemento combustible hasta el refrigerante del núcleo del reactor.

Los parámetros de entrada necesarios para la simulación con el código PLANKIN de las inserciones de reactividad efectuadas en el reactor TRIGA Mark III (tabla 4.1) son los siguientes.

Características geométricas del núcleo y de los elementos combustibles ⁽⁵⁾

Diametro activo del núcleo	47.5000 cm
Longitud activa del núcleo	38.1000 cm
Radio interior de la camisa	1.8161 cm
Radio exterior de la camisa	1.8689 cm
Capacidad calorífica de los elementos combustibles	

$$\bar{C}_p = 951.44 \text{ J/c-elem.}$$

Capacidad calorífica del agua en el núcleo. ⁽⁶⁾

$$C_v = 860 \text{ J/c elem.}$$

Conductividad térmica del elemento combustible U-HZr ⁽⁷⁾

$$K_c = (0.2156 - 1.291 \times 10^{-5} \cdot T_c) \text{ J/cm}^2 \cdot \text{c}$$

Conductividad térmica de la camisa (acero inoxidable SS-304)

$$K_{ca} = 1.229 \text{ J/cm}^2 \cdot \text{c}$$

A diferencia de el código AIREK-JEN, en el código PLANKIN es posible considerar el coeficiente de reactividad por temperatura

del refrigerante como función explícita de la temperatura del mismo. Para ello se introduce la siguiente tabla de valores del coeficiente de reactividad por temperatura del refrigerante.⁽⁴⁾

TABLA 4.4

T_v F°	$\alpha_v (10^{-4})$ ($\Delta K/K - F^\circ$)
71	-0.772
86	-0.887
95	-0.991
104	-1.100
213	-1.200

lo cual permite una simulación mas adecuada del efecto de retroalimentación, al considerar el efecto del cambio de temperatura del refrigerante.

El coeficiente de transferencia de calor para combustible y camisa homogenizados esta dado por :⁽⁴⁾

$$U = \frac{A}{4/K + 1/h}$$

donde A es el área de transferencia de calor ,

h es el coeficiente de película camisa - refrigerante,

$4/K$ es el coeficiente de transferencia de calor de superficie.

El reactor TRIGA Mark III es refrigerado por convección natural de agua, por lo tanto para una temperatura de 23 C⁽¹⁰⁾

$$A = 0.3530 \text{ m}^2$$

$$h = 2379.24 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$$

y $4/K$ es calculado por el código.

Dado que el código simula un canal axial hasta con 10 nodos, fué necesario calcular la razón ($F_{z,n}$) entre la potencia media en

la sección axial n y la potencia media del núcleo y la fracción pesada de la reactividad en la sección axial n ($\gamma_{z,n}$) para cada nodo, esto se realiza de la siguiente manera.

La distribución axial de potencia para cada elemento combustible se puede expresar como⁽¹²⁾.

$$P(z) = P_{\text{máx}} \text{sen}(\pi z/L)$$

donde

$P_{\text{máx}}$ = potencia máxima que alcanza la zona central del elemento combustible. (Ver figura 4.1)

L = longitud activa del elemento combustible.

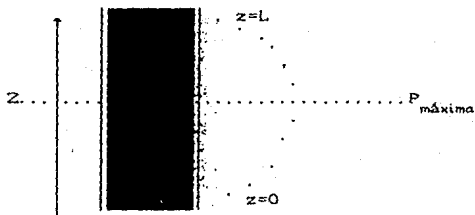


FIGURA 4.1. - DISTRIBUCION AXIAL DE POTENCIA

Si se divide el elemento combustible en 7 nodos o zonas axiales, entonces la potencia en cada nodo está dada por

$$P_{z,n} = P_{\text{máx}} \text{sen}(\pi n/B)$$

Conociendo la potencia en cada zona axial se calcula $F_{z,n}$ el cual está dado en cada región por:

$$F_{z,n} = \frac{P_{z,n}}{\bar{P}}$$

donde

$$\bar{P} = \frac{\sum P_{z,n}}{N} \quad \text{Con } N = 7$$

Una vez obtenidos los valores de $F_{z,n}$ calculamos los valores

de $\gamma_{z,n}$ para cada región mediante la ecuación

$$\gamma_{z,n} = \frac{F_{z,n}^2}{\sum_{I=1}^z F_{z,n}^2}$$

Así utilizando las ecuaciones anteriores se obtuvieron los datos que se muestran en la tabla 4.5.

TABLA 4.5

n	$P_{z,n}$	$F_{z,n}$	$\gamma_{z,n}$
1	0.3826	0.5627	0.03936
2	0.7071	0.9846	0.13448
3	0.9238	1.2864	0.22956
4	1.0000	1.3924	0.26890
5	0.9238	1.2864	0.22956
6	0.7071	0.9846	0.13448
7	0.3826	0.5627	0.03936

La inserción de reactividad se simuló como:

$$\rho_{ext}(t) \begin{cases} \gamma t_1 & \text{para } 0 < t \leq t_1 \\ \rho_0 & \text{para } t > t_1 \end{cases}$$

donde

$$\gamma = \rho_0 / t_1$$

y

$$\rho_{int}(t) = \alpha_c T_c + \alpha_v T_v$$

Los parámetros cinéticos α , β , y t_g conservan los mismos valores antes mencionados.

Para 79 elementos combustibles e inserciones de reactividad de \$ 1.25 a \$ 2.25 se obtuvieron los siguientes resultados con el código PLANKIN.

TABLA 4.6

ρ	t_1	P_{max} (PLANKIN)	P_{max} (EXP)	DIF.
\$	S	MW	MW	%
125	0.51	22.5	24.0	6.2
150	0.15	96.6	93.0	3.8
1.75	0.10	215.0	213.0	0.9
2.00	0.07	360.0	366.0	1.6
2.25	0.05	565.0	560.0	0.1

donde

t_1 es el tiempo que tarda la inserción de reactividad en alcanzar su máximo valor.

Como se observa los resultados obtenidos con el código PLANKIN aproximan bien a los resultados experimentales de máxima potencia.

CONCLUSION

De los resultados mostrados en las tablas 4.3 y 4.6 podemos concluir que los códigos AIREK-JEN y PLANKIN en general sobre estiman (es decir predicen valores por arriba de los que se miden experimentalmente) el comportamiento del reactor TRIGA Mark III, bajo condiciones de inserciones bruscas de reactividad, lo cual es deseable sobre todo en análisis de accidentes que resultan de inserciones bruscas de reactividad en los cuales se pretende determinar las condiciones a las que se verá sujeto el núcleo del reactor .

Los resultados experimentales tienen un error de $\pm 1.5\%$ tal como se reporta en la referencia 13 para el intervalo de validez de 10w a 1Mw de potencia. El margen de error aumenta hasta el $\pm 10\%$ cuando la potencia disminuye al intervalo de 0.1w a 3w de acuerdo con dicha referencia. De esto podemos ver que es a potencias bajas donde el detector tiene menor resolución mientras que a potencias mayores el error se mantiene constante. Entoces en el intervalo medido en los transitorios se puede suponer que mantienen su linealidad los dispositivos de medición y por tanto el error experimental asociado.

En general el procedimiento que se siguió fue la siguiente

- 1.)- Se calculó la capacidad calorífica de los elementos combustibles mediante el uso del modelo de Fuchs-Norheim y datos experimentales disponibles.
- 2.)- Se utilizó este valor para la simulación de inserciones de reactividad con los códigos AIREK-JEN y PLANKIN.
- 3.)- Se compararon los resultados obtenidos de los códigos con los resultados experimentales correspondientes.

Respecto al código AIREK-JEN es mucho más sencillo de usar que el código PLANKIN y se obtienen resultados que en la mayoría de los casos cubren las necesidades de cálculo para inserciones de reactividad en el reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México, sobrevalorando parámetros tales como la potencia y la temperatura máxima que se alcanzan

Si se desean resultados más exactos entonces es recomendable usar el código PLANKIN.

BIBLIOGRAFIA

- 1.-Ziya Akcasu, Gerald S. Lellouche, Louis M. Shotkin, "MATHEMATICAL METHODS IN NUCLEAR REACTOR DYNAMICS", Academia Press, 1971.
- 2.-David L. Hetrick, "Dynamic of Nuclear Reactors", The University Chicago Press, 1971.
- 3.-R. Martínez F. "Programa AIREK-JEN Descripción para el Usuario", Memo, JEN/A. 70/01/1979.
- 4.-Programa PLANKIN.
- 5.-A. Morales, F. Razo, "Reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México, Descripción, Construcción, Montaje y Operación" Revista Mexicana de Física, 19(1970), s27, s78.
- 6.-Antonio Ponce M., "El Reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México" , # 5 Serie de Divulgación, ININ, Septiembre, 1980
- 7.- "Bitacora # 1 de Operación del Reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear" 1968-1972
- 8.-"Eight European Conference of TRIGA Reactor Users", TOC-17, ESPOO Finland, August, 21-23, 1984.
- 9.- Gulf General Atomic GA-6469, "TRIGA MARK III REACTOR HAZARD ANALYSIS", For COMISION NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR, MEXICO, June 14, 1965.
- 10.-Frank Kreith, "Principles of Heat Transfer", Intext Educational Publishers, New York and London, 1973
- 11.-Comunicación interna, ININ
- 12.-Ram K. S., "basic Nuclear Engineering", John Wiley & sons New York, 1977.
- 13.-Gulf General Atomic GA-6585, "TRIGA MARK III REACTOR INSTRUMENTATION MAINTENANCE MANUAL" FOR COMICION NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR, México, June 1, 1968.

APENCICE A

METODOS NUMERICOS QUE EMPLEAN LOS CODIGOS AIREK-JEN Y PLANKIN

El sistema formado por las ecuaciones de cinética puntual y retroalimentación es difícil de resolver analíticamente. Por ello se recurre al empleo de métodos numéricos para hallar la solución de dicho sistema de ecuaciones.

El método de solución que emplea el código AIREK-JEN es un método de RUNGE-KUTTA de tercer orden, mientras que el código PLANKIN utiliza un método de diferencias finitas.

El código AIREK-JEN utiliza el siguiente algoritmo para la resolución del sistema de ecuaciones.

A través del método de RUNGE- KUTTA se define la siguiente función $D_k(X)$ como sigue

Para $X < 1$

$$D_3(X) = C \dots (X/10 + 1)(X/9+1) \dots (X/4+1)1/3 \quad (A.1)$$

$$D_2(X) = 1/2(D_3(X+1) \quad (A.2)$$

$$D_1(X) = D_2(X) + 1 \quad (A.3)$$

Para $X > 1$

$$D_1(X) = (e^X - 1)/X \quad (A.3)$$

$$D_2(X) = (D_1(X) - 1)/X \quad (A.5)$$

$$D_3(X) = (2D_2(X) - 1) \quad (A.6)$$

Se definen los siguientes cambios de variables

$r(t) = \rho(t)/\beta$; $W_i(t) = t_g \lambda_i C_i / \beta_i f_i$; $S_o^W = t_g S_o / \beta_i$
con $\rho(t)$ (reactividad) dada en $\Delta k/K$.

Así se obtienen las siguientes ecuaciones

$$\dot{P} = \alpha_P P(t) + R_P(P(t), t) \quad (A.7)$$

$$W_i = \alpha_{W_i} W_i(t) + R_{W_i}(W_i(t), t) \quad (A.8)$$

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

$$\dot{F}_j = \alpha_{Fj} F_j(t) + R_{Fj} F_j(t)$$

donde las F_j son las variables de retroalimentación, además se

usan las siguientes definiciones

$$\begin{aligned} \alpha_p &= \beta / \ell_g [r(t) - 1] \\ \alpha_{vi} &= -\lambda_i \\ \alpha_{Fj} &= Y_j \\ R_p &= \beta / \ell_g [(r(t) - z) - r(t)] P(t - z) + \sum_{i=1}^n f_i W_i(t) + S^* \\ R_{vi} &= \lambda_i P(t) \\ R_{Fj} &= Z_j P(t) + U_j P(t) \end{aligned}$$

donde $0 \leq z \leq h$ sobre el intervalo h .

El algoritmo que emplea el PLANKIN es el siguiente;

la ecuación

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\ell_g} P(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S \quad (A.10)$$

usando el método de diferencias finitas quedando de la siguiente manera

$$P(n) = \frac{P(n-1) \ell_g + \Delta t (\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(t) + S) \ell_g}{1 - (P(n) - \beta) \Delta t} \quad (A.11)$$

Aplicando este mismo método a la ecuación de neutrones retardados se obtiene

$$C_i(n) = \frac{\Delta t \beta_i}{\ell_g} P(n) + (1 - \Delta t \lambda_i) C_i(n-1) \quad (A.12)$$

Por otro lado las ecuaciones de transferencia de calor al aplicar el método de diferencias finitas quedan como sigue;

Para el combustible

$$T_c(n) = \frac{P(n-1) \Delta t}{C_c} - \frac{hA(T_c(n-1) - T_w(n-1))}{C_c} + T_c(n-1) \quad (A.13)$$

Para el refrigerante (simplificando)

$$T_v(n) = \frac{hA}{C_v} (T_c(n) - T_v(n-1))\Delta t \quad (A.14)$$

Por último la reactividad queda expresada como

$$\rho(n) = \rho_0 + \rho_{\text{ext}}(t) + \alpha_c T_c(n-1) + \alpha_v T_v(n-1) \quad (A.15)$$

Donde Δt es el paso de tiempo $\Delta t = t_n - t_{n-1}$, $T_{c,v}(n)$ es la temperatura promedio ya sea del combustible o del refrigerante al tiempo t_n .

El "tamaño" del paso de tiempo Δt está determinado por el valor que va tomando $\rho_n - \beta / \lambda_g$, lo cual requiere que en cada iteración se compare este cosiente para optimizar Δt . Entoces dados los valores iniciales de $P(t)$, $C_c(t)$, T_c , T_v y $\rho(t)$ podemos calcular los valores de estas variables para tiempos futuros.