



CALCULO DE LOS PARAMETROS FUNDAMENTALES PARA EL ESTUDIO DINAMICO DEL REACTOR TRIGA MARK-III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO (NUCLEO MIXTO)

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

F I S I C O

P R E S E N T A .

JORGE VIAIS JUAREZ



MEXICO, D. F.

1994

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION POSGRADO

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



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.



FACULTAD DE CIENCIAS
División de Estudios
Profesionales
Exp. Núm. 55

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE
Jefe de la División de Estudios Profesionales
Universidad Nacional Autónoma de México.
P r e s e n t e .

Por medio de la presente, nos permitimos informar a Usted, que habiendo
revisado el trabajo de tesis que realiz ó el pasante Vials

Juárez Jorge

con número de cuenta 7645600-2 con el título: "CALCULO DE LOS
PARAMETROS FUNDAMENTALES PARA EL ESTUDIO DINAMICO DEL REACTOR TRIGA MARK III
DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO (NUCLEO MIXTO)".

Consideramos que reúne los méritos necesarios para que pueda conti-
nuar el trámite de su Examen Profesional para obtener el título de -
Físico.

GRADO NOMBRE Y APELLIDOS COMPLETOS

FIRMA

FIS. MARCO ANTONIO LUCATERO

Director de Tesis

DR. JAVIER VITELA ESCAMILLA

DR. JEAN PIERRE HENNART BOUDET

DRA. ALICIA OLIVER GUTIERREZ

Suplente

M. EN C. FERMIN CASTILLO MEJIA

Suplente

Ciudad Universitaria, D.F., a 7 de Febrero de 1994.

RESUMEN.

En el presente trabajo se desarrolla un método de cálculo secuencial e iterativo de códigos nucleares que permite la obtención de los parámetros cinéticos del Reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México. Se uso este método para evaluar las configuraciones 8 y 9, propuestas,⁽²¹⁾ de núcleo mixto, ambas constituidas de dos tipos de elementos combustible: estándar (20% de enriquecimiento) y FLIP (Fuel Life Improvement Program), estos últimos con 70% de enriquecimiento en U-235.

Se usan los códigos WIMS-D4, DTF-IV y DAC1 para obtener los valores del factor de multiplicación (k_{eff}), el tiempo de absorción (α), la fracción efectiva de neutrones retardados (β), el tiempo de vida media de los neutrones inmediatos (l) y el tiempo de generación de neutrones (Λ).

Posteriormente mediante un procedimiento iterativo para varias temperaturas del combustible y para varias temperaturas del moderador se obtienen el coeficiente de reactividad inmediato por temperatura (α_f) y el coeficiente de reactividad del moderador (α_m).

El procedimiento es validado aplicandolo a la configuración de núcleo estándar y comparando los resultados con los datos reportados en la literatura.

Los núcleos mixtos analizados están constituidos por, a lo más, 46 elementos FLIP, el procedimiento se usa para determinar una configuración adecuada, que contenga ambos tipos de combustible, y que permita seguir usando el reactor en capacitación, producción de radio-isótopos, etc., además la configuración adecuada quedará determinada por la configuración que tenga máximo exceso de reactividad, el tiempo de absorción más grande y los coeficientes de reactividad que hagan más segura la operación del reactor.

Según los resultados y aplicando estos criterios la configuración 9 es la más adecuada para el núcleo mixto.

INDICE

Resumen	II
Introducción.	V
Capítulo I.	
Teoría	1
Secciones Eficaces	3
Conceptos Introdutorios	5
Ecuación de Transporte	8
Teoría de Perturbación	14
Neutrones retardados	18
Ecuaciones Cinéticas	19
Coefficientes por temperatura	22
Técnicas de solución de la ec. de transporte	23
Método de Ordenadas Discretas S_n	25
Capítulo II.	
Descripción de los Códigos	30
WIMS-D4.	30
DTF-IV	30
DAC1	31
LOLA3.	31
Capítulo III.	
Descripción del Reactor TRIGA Mark-III	32
Capítulo IV.	
Métodos de Cálculo	41
Parámetros en Frío	41

Coefficientes de Reactividad por Temperatura.	43
Validación de los Métodos de Cálculo	43

Capítulo V.

Modelo para la configuración 8	47
Resultados	49
Modelo para la configuración 9	52
Resultados	52

Capítulo VI

Conclusiones	56
Recomendaciones.	56
Bibliografía	57

Apéndices.

- A.-Fracción de Neutrones Retardados por Grupo.
- B.-Cálculo del Coeficiente de Reactividad.
- C.-Parámetros Generales para el Método S_n .

INTRODUCCION.

Debido al uso que se ha dado al Reactor TRIGA Mark III del Centro Nuclear de México, puesto en operación en 1968, y a las diferentes recargas que ha tenido con el reciclado de sus elementos combustibles, a dado como resultado la reducción del contenido de material fisible, en los elementos de combustible estándar, y con ello la reactividad disponible es insuficiente para cumplir los fines con que fué creado: capacitación, producción de radioisótopos, etc.

Con el fin de aprovechar los elementos combustibles FLIP y aumentar el exceso de reactividad disponible se analiza la posibilidad de contar con un núcleo mixto, manteniendo las condiciones necesarias de operación y seguridad. En este trabajo se proponen dos configuraciones del núcleo mixto y para evaluarlas se desarrolla un método de cálculo de los parámetros cinéticos, y con el determinar cual de ellas tiene el máximo exceso de reactividad, el tiempo de absorción más grande así como los coeficientes de reactividad que hagan más segura la operación del reactor y decidir cual de las configuraciones es la más adecuada.

El método de cálculo está basado en el uso de dos códigos de transporte y uno de perturbación, que también usa la ecuación de transporte: WIMS-D4, DTF-IV y DAC1.

El código WIMS-D4 se usa para obtener las constantes de celda, las cuales son usadas por DTF-IV para obtener los valores del factor de multiplicación efectiva (k_{ef}), el tiempo de absorción (α) y los flujos neutrónicos adjunto y directo. Estos flujos neutrónicos son usados en el código DAC1 que con teoría de perturbación nos da la fracción efectiva de neutrones retardados (β), el tiempo de vida media de los neutrones inmediatos (l) y el tiempo de generación de neutrones (Λ).

Posteriormente mediante un procedimiento iterativo para varias temperaturas del combustible y varias temperaturas del moderador con la secuencia WIMS-D4 y DTF-IV se obtienen los factores de multiplicación efectiva correspondientes y con ellos los coeficientes de reactividad inmediato por temperatura (α_r) y del moderador (α_m) respectivamente.

Las configuraciones del núcleo mixto usan dos tipos de elementos combustible: el primero es el elemento combustible estándar; tipo TRIGA, compuesto de una mezcla de hidruro de circonio y uranio enriquecido al 20% en U^{235} y el segundo, es el elemento combustible tipo FLIP, del cual sólo se cuenta con 46

elementos. Este último tipo de combustible, es similar al primero pero con un enriquecimiento de 70% en U^{235} además de contar con erbio como veneno consumible.

El cálculo de los parámetros cinéticos para estos núcleos es necesario para hacer el análisis de seguridad requerido, para otorgar la licencia de operación, por la Comisión Nacional de Seguridad Nuclear y Salvaguardias (CNSNS).

La validación del método se realiza calculando los parámetros cinéticos: fracción efectiva de neutrones retardados (β_{eff}), tiempo de generación de neutrones (Λ) y el coeficiente de reactividad inmediato por temperatura (α_T), del núcleo estándar con elementos combustible nuevos, del cual se tienen los valores de los parámetros reportados por el fabricante, obteniéndose una buena aproximación.

La presentación se inicia con una revisión de la teoría de transporte y del método DS, en el Capítulo I, para seguir con una descripción de los códigos de cómputo en el Capítulo II. El Capítulo III da una descripción del reactor TRIGA Mark-III del Centro Nuclear de México. Los métodos de cálculo, de los parámetros cinéticos, y su validación con el núcleo estándar nuevo se dan en el Capítulo IV. Los resultados para las configuraciones 8 y 9 del núcleo mixto se dan en el Capítulo V, las conclusiones y recomendaciones se dan en el Capítulo VI. Finalmente se presentan los apéndices y la bibliografía.

CAPITULO I

TEORIA.

La física de reactores trata con la determinación de la distribución de neutrones en el espacio, el tiempo y la energía. Para determinar esta distribución se usa: la interacción de los neutrones con los materiales del sistema en consideración y la ecuación de transporte, donde las propiedades de los materiales, representadas por sus secciones eficaces, entran como coeficientes.

Los neutrones pueden considerarse como partículas puntuales de masa constante con posiciones y velocidades bien definidas⁽¹⁾. Aunque en realidad, los neutrones tienen spin y momento magnético, y se comportan no sólo como partículas de tamaño finito sino también como ondas sujetas a las relaciones de incertidumbre de Heisenberg; estos aspectos están incluidos en las secciones eficaces de neutrones de los núcleos de los materiales con los cuales los neutrones interactúan.

A un tiempo t , un neutrón queda completamente especificado por su posición \vec{r} y su velocidad \vec{v} .

El vector velocidad está descrito por su magnitud (en m/s), la rapidez $v = |\vec{v}|$, y por su dirección $\hat{\Omega}$,

$$\vec{v} = v\hat{\Omega} \quad (I-1)$$

donde $\hat{\Omega}$ es un vector unitario adimensional en la dirección del movimiento del neutrón. Si $\hat{\Omega}$ se define por el ángulo polar θ y el ángulo azimutal ϕ , como se muestra en la Figura I.1, las componentes cartesianas son:

$$\Omega_x = \text{sen } \theta \cos \phi \quad (I-2)$$

$$\Omega_y = \text{sen } \theta \text{ sen } \phi \quad (I-3)$$

$$\Omega_z = \cos \theta \quad (I-4)$$

El elemento de ángulo sólido $d\hat{\Omega}$ relacionado a $\hat{\Omega}$, tiene las dimensiones de steradianes y es un elemento de superficie sobre una esfera unitaria normal a $\hat{\Omega}$, que en términos de θ y ϕ queda expresado como :

de 2200 m/s:

$$E = 0.0253 \text{ eV}^2 \quad (\text{I-8})$$

SECCIONES EFICACES.

Para describir las propiedades de los materiales se usan sus probabilidades de interacción con los neutrones. En un material dado, $\Sigma_x(E)$ denota la probabilidad por unidad de distancia de viaje de que un neutrón con energía E sufra una colisión produciendo una reacción del tipo x, donde x puede ser absorción (a), fisión (f), dispersión (s), etc. Supondremos que no hay una dirección preferente en el material, así que $\Sigma_x(E)$ no depende de la dirección de viaje de los neutrones, Ω . En caso de que

$\Sigma_x(E) > 1$, no se invalida su carácter de probabilidad por distancia unitaria de viaje del neutrón, usualmente por cm, y sólo representa el hecho de que el neutrón no viajará un centímetro sin sufrir una colisión del tipo x. Consideremos la probabilidad de interacción para cualquier reacción $\Sigma(E)$. Si la probabilidad de viajar una distancia s sin colisionar es p(s), la disminución de p(s) en ds está dada por:

$$dp(s) = -p(s) \Sigma(E) ds \quad (\text{I-9})$$

Con p(0) = 1 si el neutrón inicia en s = 0 la solución es:

$$p(s) = \exp(-\Sigma s) \quad (\text{I-10})$$

Así $\exp(-\Sigma s)$ es la probabilidad de que un neutrón viaje una distancia s sin sufrir colisión alguna. La distancia media de viaje, antes de que ocurra una colisión, también llamada trayectoria libre media está dada por:

$$\lambda = \frac{\int s p(s) \Sigma ds}{\int p(s) \Sigma ds} = \frac{1}{\Sigma} \quad (\text{I-11})$$

λ tiene unidades de cm. y nos da el espaciamiento promedio entre los núcleos a lo largo de la trayectoria de vuelo del neutrón. En analogía, para cualquier reacción se tiene:

$$\lambda_x = \frac{1}{\Sigma_x} \quad (I-12)$$

Σ_x depende de las densidades numéricas (N_i) de los diferentes isótopos del material y de la superficie efectiva que un núcleo del isótopo i ofrece al neutrón para que sufra una reacción del tipo x , la sección eficaz microscópica ($\sigma_{x,i}$). Entonces para un material que consiste de un número $IMAX$ de isótopos i , con densidades numéricas N_i , tenemos:

$$\Sigma_x(E) = \sum_I^{IMAX} N_i \sigma_{x,i}(E) \quad (I-13)$$

Las unidades prácticas para $\sigma_{x,i}$ y N_i son barns por núcleo y 10^{24} núcleos por cm^3 , respectivamente, donde :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (I-14)$$

Las secciones eficaces microscópicas están relacionadas por:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_v + \sigma_f + \dots \quad (I-15)$$

donde el subíndice t representa la sección eficaz total y γ la sección eficaz de captura radiativa.

La densidad numérica N_i del isótopo i puede encontrarse mediante la fórmula:

$$N_i = W_i \rho \frac{N_{AVO}}{A_i} \quad (I-16)$$

donde ρ (g/cm^3) es la densidad del material, W_i es la fracción de peso del isótopo i , A_i su peso atómico en mol, y $N_{AVO} = 0.6023$ es el número de Avogadro en unidades de 10^{24} núcleos por mol.

La probabilidad de que los neutrones puedan emerger de una colisión del tipo x con una distribución angular y energética definida, se describe mediante la sección eficaz diferencial:

$$\Sigma_x(\mu_0, E \rightarrow E') = \Sigma_x(E) f_x(\mu_0, E \rightarrow E') \quad (\text{I-17})$$

donde $\mu_0 = \hat{\Omega} \cdot \hat{\Omega}'$ es el coseno del ángulo entre las direcciones de los neutrones entrante y saliente, Σ_x es la sección eficaz macroscópica y f_x describe los neutrones emergentes. De hecho, Σ_x está definida de la sección eficaz diferencial como:

$$\Sigma_x(E) = \frac{1}{n_x(E)} \iint \Sigma_x(\mu_0, E \rightarrow E') d\hat{\Omega}' dE' \quad (\text{I-18})$$

donde $n_x(E)$ es el número de neutrones emergentes del proceso x , si éste es inducido por neutrones de energía E ,

$$n_x = \iint f_x(\mu_0, E \rightarrow E') d\hat{\Omega}' dE' \quad (\text{I-19})$$

En particular para dispersión $n_g = 1$, para la reacción $(n, 2n)$ tenemos $n_{2,2n} = 2$ y para fisión $n_f = \nu(E)$, que es el número promedio de neutrones producidos por fisión.

Para la obtención de las secciones eficaces microscópicas existen bibliotecas de cómputo que contienen los datos de estas secciones así como los códigos para su procesamiento, por ejemplo la biblioteca ENDF/B, la cual contiene conjuntos únicos y completos de secciones eficaces, en un rango de 10^{-5} eV a 20 MeV, para su uso en diseño nuclear. Sin embargo, para comparar modelos de cálculo diferentes o para comparar la evaluación de diferentes diseños del reactor por los mismos métodos, es imperativo que se use el mismo conjunto de secciones eficaces.

CONCEPTOS INTRODUCTORIOS.

Para determinar la distribución de neutrones en el núcleo del reactor nuclear. Se determinan primero las variables que caracterizan el estado de un neutrón individual. Y en seguida se establece una serie de definiciones que caracterizan a grupos de neutrones. Empezaremos con la densidad angular de neutrones $n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$, tal que el número esperado de neutrones en d^3r alrededor de \vec{r} , energía dE alrededor de E moviéndose en dirección $\hat{\Omega}$ en el ángulo sólido $d\hat{\Omega}$ al tiempo t está dado por:

$$n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d^3r dE d\hat{\Omega} \quad (I-20)$$

Considerando ésto se define el flujo angular de neutrones, multiplicando la densidad angular por la rapidez del neutrón:

$$\Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) = v n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \quad (I-21)$$

cantidad a la que se relaciona el concepto de densidad de corriente angular, definida por:

$$\begin{aligned} \vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) &= v \hat{\Omega} n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \\ &= \hat{\Omega} \Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (I-22)$$

notece que como $\hat{\Omega}$ es un vector unitario

$$|\vec{j}| = |\hat{\Omega}| \Phi = \Phi$$

La densidad de corriente angular tiene una útil interpretación física. Considerando una pequeña área $d\vec{A}$ en el punto \vec{r} , se puede identificar el número esperado de neutrones que pasan a través de una área $d\vec{A}$ por unidad de tiempo con energía E en dE , dirección $\hat{\Omega}$ en $d\hat{\Omega}$ al tiempo t , como:

$$\vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \cdot d\vec{A} dE d\hat{\Omega} \quad (I-23)$$

También podemos definir una razón de interacción angular:

$$\begin{aligned} f(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) &= v \Sigma(\vec{r}, E) n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \\ &= \Sigma(\vec{r}, E) \Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \end{aligned} \quad (I-24)$$

Todas estas cantidades angularmente dependientes se pueden integrar con respecto al ángulo para obtener los flujos, densidades y corrientes de neutrones dependientes sólo de la energía y la posición:

$$\Phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \Phi(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega} \quad (I-25)$$

$$N(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega} \quad (I-26)$$

$$\bar{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \bar{J}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega} \quad (I-27)$$

o bien dependientes sólo de la posición:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} \phi(\vec{r}, E, t) dE \quad (I-28)$$

$$N(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} N(\vec{r}, E, t) dE \quad (I-29)$$

$$\bar{J}(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} \bar{J}(\vec{r}, E, t) dE \quad (I-30)$$

donde:

$N(\vec{r}, t) d^3r$ es el número esperado de neutrones en d^3r alrededor de \vec{r} al tiempo t . Y $N(\vec{r}, E, t) d^3r dE$ es el número esperado de neutrones en d^3r alrededor de \vec{r} , con energía dE alrededor de E al tiempo t y si tenemos un área pequeña $d\vec{A}$ en la posición \vec{r} , entonces $\bar{J}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A}$ es la razón neta a la cual pasan los neutrones a través de la superficie de área $d\vec{A}$. Las unidades de $\bar{J}(\vec{r}, t)$ y $\phi(\vec{r}, t)$ son idénticas ($1/(\text{cm}^2\text{s})$). Sin embargo, \bar{J} es una cantidad vectorial que caracteriza la razón neta a la cual los neutrones pasan a través de una superficie orientada, mientras que ϕ simplemente caracteriza la razón total a la cual los neutrones pasan a través de una unidad de área independientemente de la orientación.

Las densidades de corriente parcial, $J_i(\vec{r}, t)$ que corresponden a la razón total en la cual los neutrones fluyen a través de una área unitaria de izquierda a derecha (J_x) o de derecha a izquierda (J_x) (Figura I.2), están dadas por:

$$J_i(\vec{r}, t) = \int_0^{\infty} dE \int_{2\pi^*} \hat{e}_s \cdot \vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d\hat{\Omega} \quad (\text{I-31})$$

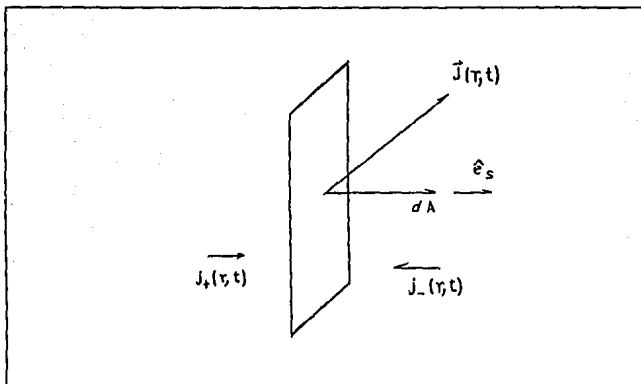


Figura I.2.- Densidad de corriente parcial.

donde $2\pi^*$ indica que la integración angular se realiza sólo sobre las direcciones con componentes a lo largo de la superficie normal ($2\pi^+$) o en la dirección opuesta ($2\pi^-$). Como \hat{e}_s es un vector unitario normal a la superficie se tiene que:

$$\hat{e}_s \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) = J_+(\vec{r}, t) - J_-(\vec{r}, t) \quad (\text{I-32})$$

Así, \vec{J} es conocida como la densidad de corriente neta ya que puede construirse de la diferencia de las corrientes parciales.

ECUACION DE TRANSPORTE.

Para determinar la distribución de neutrones en un reactor, es necesario analizar el proceso de transporte, es decir, el movimiento de los neutrones en el reactor, ya que estos están sujetos a reacciones como absorción, dispersión y fugas durante su vida dentro del reactor. La ecuación que analiza éstos procesos es la ecuación de transporte o ecuación de Boltzmann, esta ecuación es relativamente fácil de derivar, sin embargo es bastante difícil de

resolver, aun para los problemas más simples.

Esta ecuación no es otra cosa que una ecuación de balance que toma en cuenta los mecanismos por los cuales los neutrones se producen, escapan o entran a un volumen arbitrario del sistema.

El número de neutrones en un volumen V con energía E en dE y viajando en una dirección $\hat{\Omega}$ en $d\hat{\Omega}$ dentro de este volumen, está dado por:

$$\int_V n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, T) d^3r dE d\hat{\Omega} \quad (I-33)$$

La razón de cambio de este número está dado por la relación de balance:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d^3r dE d\hat{\Omega} = \text{ganancia en } V - \text{pérdida de } V \quad (I-34)$$

Ahora se clasificarán las diversas formas en que los neutrones pueden aparecer o desaparecer de V ,⁽²⁾ y se escribirán expresiones matemáticas para cada uno de estos mecanismos en términos de la densidad angular $n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$.

1.- Fuente de neutrones en V (ganancia).

Si se define, la razón de fuente de neutrones que aparecen en d^3r alrededor de \vec{r} , con dE alrededor de E y $d\hat{\Omega}$ alrededor de $\hat{\Omega}$ como:

$$s(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d^3r dE d\hat{\Omega} \quad (I-35)$$

entonces el término fuente es:

$$\left\{ \int_V s(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) d^3r \right\} dE d\hat{\Omega} \quad (I-36)$$

2.- Neutrones de diferentes energías E' y diferentes direcciones $\hat{\Omega}'$ que sufriendo una dispersión en V cambian de una energía E' y una dirección $\hat{\Omega}'$ a la energía E y dirección $\hat{\Omega}$ de

interés.

Como la probabilidad de dispersión de energía E' y dirección $\hat{\Omega}'$ a energía E y dirección $\hat{\Omega}$ está dado en términos de una doble diferencial de la sección eficaz de dispersión; entonces la razón a la cual los neutrones son dispersados es:

$$\left[\int_V v' \Sigma_s(E'-E, \hat{\Omega}'-\hat{\Omega}) n(\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t) d^3r \right] dE d\hat{\Omega}$$

y como se deben considerar las contribuciones de cualquier energía E' y dirección $\hat{\Omega}'$, este término está dado por :

$$\left[\int d^3r \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' v' \Sigma_s(E'-E, \hat{\Omega}'-\hat{\Omega}) n(\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t) \right] dE d\hat{\Omega} \quad (\text{I-37})$$

este término se conoce como término de dispersión hacia dentro ya que caracteriza los neutrones dispersados de otras energías y direcciones hacia la energía y dirección de interés.

3.- Neutrones que entran (ganancia) o que salen (pérdida) de V a través de una superficie \vec{S} .

Estos términos se combinan para calcular el escape neto a través de la superficie. Si se usa el concepto de la densidad de corriente angular $\vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t)$, se puede escribir la razón a la cual los neutrones de energía E y dirección $\hat{\Omega}$ escapan por una parte de la superficie, $d\vec{S}$, como:

$$\vec{j}(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \cdot d\vec{S} = v \hat{\Omega} n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \cdot d\vec{S} \quad (\text{I-38})$$

con lo que la contribución de escape sobre el área superficial total, que encierra al volumen V , es:

$$\int_S d\vec{S} \cdot v \hat{\Omega} n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, t) \quad (\text{I-39})$$

y usando el teorema de Gauss:

$$\int_S d\vec{S} \cdot \vec{A}(\vec{r}) = \int_V d^3r \nabla \cdot \vec{A}(\vec{r}) \quad (\text{I-40})$$

se tiene:

$$\int_{\bar{r}} d\bar{S} \cdot v \hat{\Omega} n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) dE d\hat{\Omega} = \int_V d^3r \nabla \cdot v \hat{\Omega} n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) dE d\hat{\Omega} \\ = \int_V d^3r v \hat{\Omega} \cdot \nabla n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) dE d\hat{\Omega} \quad (I-41)$$

notece que $\nabla \cdot v \hat{\Omega} = v \hat{\Omega} \cdot \nabla$ porque $\hat{\Omega}$ no depende de \bar{r} .

4.- Pérdidas debido a colisiones en V.

La razón a la cual los neutrones sufren una colisión en el punto \bar{r} es:

$$f_c(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) = v \Sigma_c(\bar{r}, E) n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) \quad (I-42)$$

integrando sobre V, este término, obtenemos:

$$\left\{ \int_V v \Sigma_c(\bar{r}, E) n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) d^3r \right\} dE d\hat{\Omega} \quad (I-43)$$

Si ahora combinamos las ecuaciones (I-36), (I-37), (I-41) y (I-43) en una ecuación de balance, se encuentra que:

$$\int_V d^3r \left\{ \frac{\partial}{\partial t} n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) + v \hat{\Omega} \cdot \nabla n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) + v \Sigma_t n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) \right\} dE d\hat{\Omega} \\ - \int_V d^3r \left\{ \int_0^{\infty} dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' v' \Sigma_s(E'-E, \hat{\Omega}'-\hat{\Omega}) n(\bar{r}, E', \hat{\Omega}', t) - s(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) \right\} dE d\hat{\Omega} = 0 \quad (I-44)$$

Como el volumen es arbitrario el integrando debe ser idénticamente cero, obteniéndose la ecuación de transporte de neutrones:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) + v \hat{\Omega} \cdot \nabla n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) + v \Sigma_t n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) \\ = \int_0^{\infty} dE' \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' v' \Sigma_s(E'-E, \hat{\Omega}'-\hat{\Omega}) n(\bar{r}, E', \hat{\Omega}', t) + s(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) \quad (I-45)$$

Esta es una ecuación integro-diferencial, con la variable dependiente $n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t)$ como incógnita, con 7 variables

independientes ($\vec{r} = (x, y, z)$; E ; $\hat{\Omega} = (\theta, \varphi)$; t); para la solución de esta ecuación se deben especificar condiciones iniciales y de frontera adecuadas para la densidad angular.

Como sólo aparece una derivada temporal simple en la ecuación (I-45), se puede elegir la condición inicial como una especificación del valor inicial de la densidad angular para todas las posiciones, energías y direcciones:

Condición inicial:

$$n(\vec{r}, E, \hat{\Omega}, 0) = n_0(\vec{r}, E, \hat{\Omega}), \quad \text{para todo } \vec{r}, E, \hat{\Omega}. \quad (\text{I-46})$$

Las condiciones de frontera dependerán del problema de interés. Por ejemplo, si el sistema está rodeado por un vacío infinito de tal forma que un neutrón que sale de él no pueda regresar, se requiere que la densidad angular de neutrones se anule para todas las direcciones entrantes al sistema, es decir:

$$n(\vec{r}_s, E, \hat{\Omega}, t) = 0 \quad \text{si } \hat{\Omega} \cdot \hat{e}_s < 0, \text{ para todo } \vec{r}_s \text{ en } \vec{S}. \quad (\text{I-47})$$

donde \vec{r}_s denota un punto en la superficie \vec{S} .

Generalizando el término fuente para tomar en cuenta los neutrones de fisión, considerando que la razón en la cual los neutrones con energía E' y dirección $\hat{\Omega}'$ inducen eventos de fisión es $\Sigma_f(E') \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t)$. Y si $\nu(E')$ es el número promedio de neutrones producidos por fisión debido a un neutrón de energía E' , entonces la razón total a la cual nacen los neutrones de fisión en la posición \vec{r} es:

$$\int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' \nu(E') \Sigma_f(E') \Phi(\vec{r}, E', \hat{\Omega}', t) \quad (\text{I-48})$$

Estos neutrones de fisión tiene una distribución energética dada por el espectro de fisión $\chi(E)$, el cual se supone independiente de la energía del neutrón que produce la fisión. Si además suponemos que ellos son emitidos isotrópicamente, el término de fuente de fisión que debemos incluir en la ecuación de transporte es:

$$s_f(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) = \frac{\chi(E)}{4\pi} \int_{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^{\infty} dE' v(E') \Sigma_f(E') \Phi(\bar{r}, E', \hat{\Omega}', t) \quad (I-49)$$

En ausencia de fuentes externas la ecuación de transporte puede escribirse como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) = L[\Phi(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t)] \quad (I-50)$$

donde L es un operador lineal independiente del tiempo. Suponiendo que esta ecuación tiene una solución del tipo $\Phi(\bar{r}, E, \hat{\Omega}, t) = \Phi(\bar{r}, E, \hat{\Omega}) e^{\alpha t}$, e insertandola en la ecuación (I-50), se obtiene un problema de eigenvalores:

$$L[\Phi_n(\bar{r}, E, \hat{\Omega})] = \alpha_n \Phi_n(\bar{r}, E, \hat{\Omega}) \quad (I-51)$$

donde α_n y Φ_n son independientes del tiempo. Si los eigenvalores α_n se arreglan en orden decreciente de sus partes reales $Re(\alpha_n) \geq Re(\alpha_{n+1})$ para $n=0, 1, 2, \dots$, entonces para tiempos grandes prevalecerá el término $n=0$ sobre todos los demás. Es decir, para tiempos grandes la solución es proporcional a $\Phi_0 e^{\alpha_0 t}$, donde Φ_0 debe ser positiva, ya que las densidades negativas no tiene sentido físico, y α_0 debe ser real para evitar oscilaciones que lleven periódicamente a soluciones negativas. El signo de α_0 determina si la población de neutrones crece ($\alpha_0 > 0$), permanece constante ($\alpha_0 = 0$) o disminuye ($\alpha_0 < 0$); el sistema es entonces supercrítico, crítico o subcrítico respectivamente. Los eigenvalores α_n son conocidos como eigenvalores de tiempo de decaimiento o de tiempo dinámico.

Si $\alpha_0 \neq 0$ la configuración debe ser cambiada hasta obtener criticidad. Sin embargo, como el reactor tiene que ser crítico, es más conveniente considerar de una vez el estado estacionario y tratar el problema de criticidad mediante un eigenvalor estático, el factor de multiplicación efectiva, k_{eff} o simplemente k . Esto consiste en reemplazar el número de neutrones emitidos por

fisión, v , por $\frac{v}{k}$ con $k > 0$ y variar k hasta que la condición de criticidad, $\alpha_0 = 0$ sea satisfecha para $k = k_{of}$. Con esto la ecuación de transporte queda de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi_k(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \Phi_k(\vec{r}, E, \hat{\Omega}) = \\ \int_{4\pi} \int_0^{\infty} \Sigma_s(E' \rightarrow E, \hat{\Omega}' \rightarrow \hat{\Omega}) \Phi_k(\vec{r}, E', \hat{\Omega}') d\hat{\Omega}' dE' + \\ \frac{\chi(E)}{k} \int_{4\pi} \int_0^{\infty} \frac{v(\vec{r}, E')}{4\pi} \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi_k(\vec{r}, E', \hat{\Omega}') d\hat{\Omega}' dE' \end{aligned} \quad (I-52)$$

donde los términos de la izquierda representan; el primero las fugas del sistema y el segundo las pérdidas por absorción o dispersiones hacia otras direcciones y/o grupos energéticos. Y los términos de la derecha representan; el primero las dispersiones hacia la dirección y energía de interés y el segundo los neutrones producidos por fisión en el rango de energía y la dirección de interés.

Esta ecuación tiene muchos eigenvalores k , el más pequeño de ellos es k_{of} . Comúnmente k_{of} se visualiza como la razón del número de neutrones entre dos generaciones sucesivas. El sistema es crítico si $k_{of} = 1$, mientras que para $k_{of} < 1$ o $k_{of} > 1$ es subcrítico o supercrítico respectivamente.

TEORIA DE PERTURBACION.

El cálculo de perturbaciones del reactor se ha aplicado para cálculo de: valor de barras, coeficientes de vacío y por temperaturas, valor de las trazas contaminantes en materiales del reactor, para la obtención de: tiempo de generación de neutrones, fracción efectiva de neutrones retardados y coeficientes de reactividad por retroalimentación.

Esta teoría se usa frecuentemente para calcular el cambio en la constante de multiplicación del núcleo debido a un pequeño cambio en la geometría o composición. Describiremos esta constante de multiplicación por el problema de eigenvalores de criticidad ⁽²⁾:

$$T\Phi(\vec{r}, E) = \frac{1}{k} v \Sigma(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E) \quad (I-53)$$

de tal forma que $\phi(\vec{r}, E)$ cumpla la condición $\phi(\vec{r}_s, E) = 0$ en la superficie del núcleo.

Definiendo el producto interno (f, g) entre dos funciones $f(\vec{r})$ y $g(\vec{r})$ como:

$$(f, g) = \int_V f^*(\vec{r}) g(\vec{r}) d^3r \quad (\text{I-54})$$

donde $f^*(\vec{r})$ denota el conjugado complejo de $f(\vec{r})$.

Se usará el producto interno para definir el operador T^* adjunto al operador T para el cual:

$$(T^*f, g) = (f, Tg) \quad (\text{I-55})$$

para cada $f(\vec{r})$ y $g(\vec{r})$ que satisfagan $f(\vec{r}_s) = 0 = g(\vec{r}_s)$.

Consideremos, por ejemplo, el operador $F^* = v \Sigma_t^*$, si escribimos:

$$\begin{aligned} (f, Fg) &= \int_V f^* v \Sigma_t g d^3r = \int_V (v \Sigma_t f)^* g d^3r \\ &= (v \Sigma_t f, g) = (F^* f, g) \end{aligned} \quad (\text{I-56})$$

donde sólo se ha desplazado $v \Sigma_t$ alrededor de la integral para identificar:

$$F^* = v \Sigma_t^* \quad (\text{I-57})$$

es decir, F^* y F son idénticas, por lo cual se conocen como operadores autoadjuntos.

Ahora consideremos la derivada parcial:

$$(f, \nabla g) = \int_V f^* \nabla g d^3r = f^* g|_{s_1} - f^* g|_{s_2} - \int_V \nabla f^* g d^3r \quad (\text{I-58})$$

como ambas funciones son idénticamente cero en la superficie tenemos que:

$$(f, \nabla g) = (-\nabla f, g) \quad (\text{I-59})$$

por lo tanto:

$$\nabla^* = -\nabla \quad (\text{I-60})$$

Definiendo el flujo adjunto ϕ^* como la solución correspondiente a

$$T^* \phi^* = \frac{1}{k} F^* \phi^* \quad (\text{I-61})$$

Ahora definimos la reactividad del núcleo como:

$$\rho = \frac{k - 1}{k}, \quad (\text{I-62})$$

la cual esencialmente mide la desviación de la multiplicación del núcleo de la unidad. Con esto una perturbación en la reactividad está representada por:

$$\Delta \rho = \rho' - \rho = \frac{k' - 1}{k'} - \frac{k - 1}{k} = \left(\frac{1}{k'} - \frac{1}{k} \right) \quad (\text{I-63})$$

Cada perturbación del reactor puede representarse como una suma de cambios en las secciones eficaces macroscópicas del tipo:

$$\delta \Sigma(\vec{r}, E) = \Sigma'(\vec{r}, E) - \Sigma(\vec{r}, E) \quad (\text{I-64})$$

Los cambios en las secciones eficaces macroscópicas pueden ser ocasionados por cambios en las densidades atómicas, por cambios en las secciones eficaces microscópicas o por ambas circunstancias.

Suponiendo que la perturbación es causada por un cambio en la sección eficaz de absorción:

$$\Sigma'_a(\vec{r}, E) = \Sigma_a(\vec{r}, E) + \delta \Sigma_a(\vec{r}, E) \quad (\text{I-65})$$

y suponiendo que esta perturbación es pequeña, calcularemos el cambio correspondiente en k para el problema de criticidad perturbado

$$T^* \phi' = \frac{1}{k'} F^* \phi' \quad (\text{I-66})$$

Para calcular el cambio en k tomamos la ecuación (I-66) y obtenemos su producto escalar con el flujo adjunto que caracteriza

el flujo no perturbado, esto es:

$$(\phi^*, T\phi') = (T^*\phi^*, \phi') = \left(\frac{1}{k} F^*\phi^*, \phi' \right) = \frac{1}{k} (\phi^*, F\phi') \quad (I-67)$$

así encontramos que:

$$\left(\frac{1}{k'} - \frac{1}{k} \right) = \frac{(\phi^*, \delta T\phi')}{(\phi^*, F\phi')} \quad (I-68)$$

donde $\delta T = T' - T = \delta \Sigma_a$ es la perturbación en la absorción del núcleo. Finalmente de (I-63) tenemos que:

$$\delta \rho = - \frac{(\phi^*, \delta \Sigma_a \phi')}{(\phi^*, F\phi')} = - \frac{\int_V \phi^* \delta \Sigma_a \phi' d^3r}{\int_V \phi^* \nu \Sigma_f \phi' d^3r} \quad (I-69)$$

Ahora bien, si el cambio en la sección de absorción es pequeña, la perturbación correspondiente en el flujo $\delta\phi = \phi' - \phi$ es similarmente pequeña y podemos escribirla como:

$$\Delta \rho = - \frac{(\phi^*, \delta \Sigma_a \phi)}{(\phi^*, F\phi)} - \frac{(\phi^*, \delta \Sigma_a \delta \phi)}{(\phi^*, F\phi)} + \frac{(\phi^*, \delta \Sigma_a \phi) (\phi^*, F\delta \phi)}{(\phi^*, F\phi)^2} + \dots \quad (I-70)$$

y despreciando los términos de segundo y mayor orden tenemos:

$$\Delta \rho = - \frac{(\phi^*, \delta \Sigma_a \phi)}{(\phi^*, F\phi)} \quad (I-71)$$

Para obtener una interpretación física del flujo adjunto supongamos que insertamos un absorbente en el núcleo del reactor, en el punto \vec{r}_0 tal que $\delta \Sigma_a(\vec{r}, E) = \xi \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ con ξ representando la intensidad efectiva del absorbente, entonces:

$$\Delta \rho = - \frac{\xi}{\Psi} \phi^*(\vec{r}_0, E) \phi(\vec{r}_0, E) \quad (I-72)$$

donde Ψ es una constante que denota el denominador (ya que es independiente de la perturbación). Y como $\xi \phi(\vec{r}_0, E)$ es la razón de

absorción en \bar{F}_0 entonces:

$$\phi'(\bar{F}_0, E) = \frac{-\Delta \rho}{\xi \phi(\bar{F}_0, E)} \quad (\text{I-73})$$

el flujo adjunto es proporcional al cambio en reactividad por neutrón absorbido en \bar{F}_0 por segundo. Así, el flujo adjunto es una medida de la efectividad de cambio en la reactividad del núcleo, de un absorbente insertado en la posición \bar{F} . Por tanto, $\phi'(\bar{F}, E)$ se conoce como función de importancia.

NEUTRONES RETARDADOS^{(2), (20), (22)}

Los núcleos, fragmentos de fisión, son usualmente inestables y algunas veces ricos en neutrones y subsecuentemente decaerán en general mediante emisión beta. Estas reacciones de decaimiento radioactivo producen neutrones que pueden ser usados para propagar la reacción de fisión en cadena.

Entre los neutrones de fisión se conocen como inmediatos aquellos que aparecen instantáneamente (dentro de los primeros 10^{-14} segundos) en un evento de fisión y retardados los que se producen por un decaimiento subsecuente de los productos de fisión. Aunque estos neutrones retardados forman una fracción muy pequeña de los neutrones de fisión es importante tomarlos en cuenta para el control efectivo de la fisión en cadena.

Para la descripción de los neutrones retardados, los precursores se agrupan en 6 clases o grupos caracterizados por vidas medias aproximadas de 55, 22, 6, 2, 0.5 y 0.2 segundos respectivamente. Ahora definimos:

λ_i = Constante de decaimiento (beta) del i -ésimo grupo precursor.

β_i = fracción de todos los neutrones de fisión (inmediatos y retardados) que aparecen en el i -ésimo grupo de precursores.

$\beta = \sum_i \beta_i$ = fracción total de neutrones retardados de fisión.

Para establecer un conjunto de ecuaciones que describan la dependencia temporal de los neutrones retardados, definimos el

número esperado de precursores del i -ésimo grupo en d^3r alrededor de \vec{r} que siempre decaen emitiendo un neutrón retardado como $C_i(\vec{r}, t) d^3r$. Con lo que definimos el número de precursores retardados en d^3r/s como $\lambda_i C_i(\vec{r}, t) d^3r$ y suponiendo que los precursores no migran ni se difunden antes de decaer, el número de precursores producidos en d^3r/s como $\beta_i v \Sigma_r(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) d^3r$.

Con esto la ecuación de balance de la concentración de precursores está dada por:

$$\frac{\partial C_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\lambda_i C_i(\vec{r}, t) + \beta_i v \Sigma_r(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) \quad (I-74)$$

y para considerar la concentración de precursores en la ecuación de transporte escribimos el término fuente de fisión como:

$$S_r(\vec{r}, t) = (1 - \beta) v \Sigma_r(\vec{r}) \phi(\vec{r}, t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i(\vec{r}, t) \quad (I-75)$$

ECUACIONES CINÉTICAS. ^{(144), (145)}

Para un reactor en estado estacionario, el comportamiento temporal está descrito por una combinación de las ecuaciones (I-45) e (I-49) y la ecuación (I-74) en la siguiente forma:

$$\begin{aligned} T(t) \left\{ -\Omega \cdot \nabla \Phi - \Sigma_c \Phi + \iint \Sigma'_s \phi \, d\Omega' \, dE' \right\} + \\ T(t) \left\{ \iint \frac{1}{k} \sum_j \{ f^j(E) (1 - \beta^j) v^j(E') \} \Sigma'_f(\vec{r}, E') \phi \, d\Omega' \, dE' \right\} + \\ \sum_i \lambda_i C_i(\vec{r}, t) F_i(E) = \frac{\Phi}{v} \frac{\partial T(t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (I-76)$$

$$\frac{\partial C_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = \iint d\Omega' \, dE' \frac{1}{k} \sum_j v^j(E') \beta_i^j \Sigma'_f(\vec{r}, E', t) \cdot \quad (I-77)$$

$$T(t) \Phi(\vec{r}, E, \Omega, t) - \lambda_i C_i(\vec{r}, t)$$

donde el flujo se supone que está dado

por $\Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) = \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t) T(t)$.

En la ecuación (I-76) la interpretación de los primeros tres términos de la izquierda son los mismos que para la ecuación (I-52), el cuarto término representa la producción de neutrones inmediatos por fisión y el quinto término representa los neutrones retardados producidos por decaimiento de los precursores. Finalmente el término de la derecha es la variación temporal de la población de neutrones en el sistema.

En los términos de fuente de fisión el eigenvalor $(1/k)$ proporciona un medio de ajuste para tener un estado estacionario y puede usarse en la ecuación (I-76) para predecir el comportamiento temporal si el sistema es perturbado subsecuentemente, el superíndice j distingue los isótopos fisiónables, es decir, $\nu^j(E')$ es el número total de neutrones emitidos de una fisión del j -ésimo elemento; el cual tiene un espectro $f^j(E)$ tal que $\int f^j(E) dE = 1$ y $f_1(E)$ representa el espectro (normalizado a la unidad) de los neutrones retardados.

Con el fin de hacer más tratables las ecuaciones (I-76) e (I-77) se introduce una ecuación adjunta libre de fuentes adecuada para alguna condición crítica en el reactor (generalmente el estado inicial o final) esta ecuación es:

$$\begin{aligned} \hat{\Omega} \cdot \nabla \Phi^* - \Sigma_t \Phi^* + \iint \Sigma_s \Phi^* d\hat{\Omega}' dE' + \\ \frac{1}{k} \iint \sum_j f_1^j(E') \nu^j(E) \Sigma_f^j(\vec{r}, E) \Phi^* d\hat{\Omega}' dE' = 0 \end{aligned} \quad (I-78)$$

en este caso el término $f_1^j(E') = \sum_i [f^j(E') (1 - \beta^j) + f_1(E') \beta^j]$ y el flujo adjunto, que corresponde a una condición de estado estacionario, es proporcional al nivel de potencia que se obtiene si se introducen neutrones de energía E con dirección $\hat{\Omega}$ en el punto \vec{r} en un reactor inicialmente crítico a potencia cero.

Considerando las tres últimas ecuaciones, las operaciones:

$$\iint \left[\Phi^*(\vec{r}, E) \int (ec. (I-76)) d\Omega - T(t) \phi(\vec{r}, E, t) \int (ec. (I-78)) d\Omega \right] d^3r dE$$

Y

$$\iint \Phi^*(\vec{r}, E) f_1(E) (ec. (I-77)) d^3r dE$$

se obtiene:

$$\frac{\partial T(t)}{\partial t} = \frac{\rho - \bar{\rho}}{\Lambda} T(t) + \sum_I \lambda_i C_i(t) \quad (I-79)$$

Y

$$\frac{\partial C_i(t)}{\partial t} = \frac{\bar{\beta}_i}{\Lambda} T(t) - \lambda_i C_i(t) \quad (I-80)$$

donde:

$$\begin{aligned} \rho = \rho(t) = & \frac{1}{F} \iint \left[-\Phi^*(\vec{r}, E) \int \Omega \cdot \nabla \Phi(\vec{r}, \Omega, E, t) d\Omega \right] d^3r dE - \\ & \frac{1}{F} \iint \left[\phi(\vec{r}, E, t) \int \Omega \cdot \nabla \Phi^*(\vec{r}, \Omega, E) d\Omega \right] d^3r dE - \\ & \frac{1}{F} \iint \delta \Sigma(\vec{r}, E, t) \phi^*(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, t) d^3r dE + \\ & \frac{1}{F} \iint \delta \left[\Sigma_s(\vec{r}, E', E, t) + \frac{1}{K} \sum_J f_c^j(E) \nu^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \right] \cdot \\ & \phi^*(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E', t) dE' d^3r dE \end{aligned} \quad (I-81)$$

$\delta \Sigma(\vec{r}, E, t)$, etc., representan la diferencia entre cantidades perturbadas (ec. (I-76)) y no perturbadas (ec. (I-78)),

$$\begin{aligned} F = F(t) = & \iint \sum_J f_c^j(E) \nu^j(E') \Sigma_f^j(\vec{r}, E', t) \cdot \\ & \phi^*(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E', t) d^3r dE dE' \end{aligned} \quad (I-82)$$

$$\Lambda = \Lambda(t) = \frac{1}{F} \iint \frac{\Phi^*(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, t)}{v(E)} d^3r dE \quad (I-83)$$

$$\bar{\beta}_1 = \bar{\beta}_1(t) = \frac{1}{F} \iiint \frac{1}{k} \sum_j v^j(E') f_1(E) \beta_1^j \Sigma_f^j(\bar{r}, E', t) + \phi^*(\bar{r}, E) \phi(\bar{r}, E', t) d^3r dE dE' \quad (I-84)$$

$$C_1 = C_1(t) = \frac{1}{\Lambda F} \iiint C_1(\bar{r}, t) f_1(E) \phi^*(\bar{r}, E) d^3r dE \quad (I-85)$$

La definición de F es arbitraria. Esto es, aunque las magnitudes de ρ , $\bar{\beta}$ y Λ sean alteradas por cambios en F, las ecuaciones cinéticas (I-79) e (I-80) son completamente independientes de F.

COEFICIENTES POR TEMPERATURA.⁽²⁰⁾

Durante la operación del reactor pueden cambiar varias de sus propiedades. Por ejemplo, cambios en la temperatura de los componentes del reactor llevan a cambios en la reactividad, la cual debe ser adecuadamente controlada. Para este propósito definimos el coeficiente por temperatura, como:

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} \quad (I-86)$$

donde ρ es la reactividad y T es la temperatura de un componente específico. Cuando T es la temperatura del combustible, α_T se conoce como coeficiente por temperatura del combustible; pero si T es la temperatura del moderador α_T se conoce como coeficiente por temperatura del moderador, etc.

De acuerdo a la ecuación (I-62):

$$\alpha_T = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{dT} \quad (I-87)$$

Como en todos los casos de interés k está cercana a la unidad podemos aproximar

$$\alpha_T \approx \frac{1}{k} \frac{dk}{dT} \quad (I-88)$$

y tomarla como la definición de α_T .

Como k siempre es positiva, se sigue que $\frac{dk}{dT}$ tiene el mismo

signo que α_r . Entonces si α_r es positiva, el factor de multiplicación del reactor incrementa cuando incrementa la temperatura. Por otro lado, si es negativo el factor de multiplicación disminuye cuando la temperatura aumenta. En cuanto a la potencia, ésta es afectada en la misma forma que el factor de multiplicación. Por ejemplo, si el coeficiente es positivo al aumentar la temperatura la potencia del reactor aumentará hasta que se controle por intervención externa o el núcleo se funda. Pero si la temperatura original se reduce, k tendrá que disminuir, reduciendo también la potencia lo que a su vez también ocasionará otra disminución de temperatura y el reactor se apagará por sí mismo. Este tipo de reactor se dice que es inestable ante cambios de temperatura.

Un reactor con coeficiente por temperatura negativo es totalmente diferente. Un incremento en la temperatura reduce la potencia, pero una disminución de temperatura incrementa la potencia y en ambos casos la temperatura tiende a regresar a su valor original. Este tipo de reactor es estable con respecto a cambios en temperatura.

TECNICAS DE SOLUCION DE LA ECUACION DE TRANSPORTE.⁽¹⁾

Para la solución de la ecuación de transporte se usan diversas técnicas. Para cada una de las variables que participan en la ecuación se emplean tratamientos específicos para simplificar la solución de la ecuación de transporte. En seguida se da una breve descripción de estas técnicas.

TRATAMIENTO ENERGETICO.

El rango de energía de interés, para reactores térmicos, es de 0 a 10 MeV y se divide normalmente en grupos o intervalos energéticos. Dentro de cada grupo, las secciones eficaces se consideran constantes, energéticamente. Desde el punto de vista del diseño del reactor térmico, se distinguen tres rangos de energía con aspectos especiales determinados por la magnitud y naturaleza de las secciones eficaces.

Estos tres rangos son:

a.- La región rápida que es de 10 MeV hasta cerca de los 100 keV. Aquí las secciones eficaces son pequeñas lo que ocasiona que la trayectoria libre media de los neutrones sea grande y éstos viajen distancias relativamente grandes sin colisionar. En estos reactores térmicos un 10 % de la potencia es inducida por neutrones en este rango de energía, principalmente por fisión rápida del

b.- La región de resonancia de los 100 keV hasta 1 eV es donde las secciones eficaces de los isótopos resonantes pueden cambiar por varios ordenes de magnitud. Esto produce problemas no sólo con las tablas de integrales de resonancia, sino también con su uso en los cálculos de diseño. También en este rango de energías la trayectoria libre media es grande, al menos entre las resonancias y se produce aproximadamente otro 10 % de la potencia inducida por neutrones.

Comunmente las regiones rápida y resonante juntas se conocen como la región epitérmica. En cálculos globales, esta región se representa por un sólo grupo, llamado grupo epitérmico o grupo rápido.

c.- La región térmica, abajo de 1 eV. Aquí son importantes el movimiento térmico y los enlaces moleculares de los átomos moderadores. Los efectos de termalización se toman en cuenta por los kernels de dispersión. En esta región ocurren dispersiones con ganancia de energía (up-scattering), lo cual requiere una atención especial en las iteraciones de multigrupos. En este rango la ecuación de transporte se resuelve con más detalle, debido a que:

- 1.- Las secciones eficaces varían suavemente, pero son más grandes que en el rango epitérmico, por lo que la trayectoria libre media es más corta y pueden ocurrir fuertes variaciones del flujo local.
- 2.- Aproximadamente el 80 % de la potencia se genera en este rango.

TRATAMIENTO ESPACIAL.

El sistema se divide en regiones pequeñas llamadas celdas. Dentro del área de cada malla las secciones eficaces se consideran constantes por grupo energético con lo cual se homogeneizan posibles heterogeneidades internas.

TRATAMIENTO ANGULAR.

La variable angular es tratada mediante diversos métodos que están directamente identificados con la física de reactores. Aquí sólo trataremos con el método S_N o método de ordenadas discretas, el cual será descrito en seguida. En este método la ecuación de transporte se resuelve con pocas direcciones discretas Ω_m , y la integración sobre Ω se reemplaza por una cuadratura.

METODO DE ORDENADAS DISCRETAS S_m .⁽¹⁾

El método de ordenadas discretas S_m , ha encontrado amplia aplicación en física de reactores y cálculo de blindajes. Con este método se resuelve la ecuación de Boltzmann para un número determinado de direcciones discretas $\hat{\Omega}_m$, cada una de las cuales tiene asociado un peso W_m . Cada peso representa un segmento (de ahí el nombre S_m) o área $\Delta\hat{\Omega}$ sobre la esfera direccional unitaria (Figura I.3). Normalmente esas áreas se expresan en unidades de 4π , tal que :

$$W_m = \frac{\Delta\hat{\Omega}}{4\pi} \quad (I-89)$$

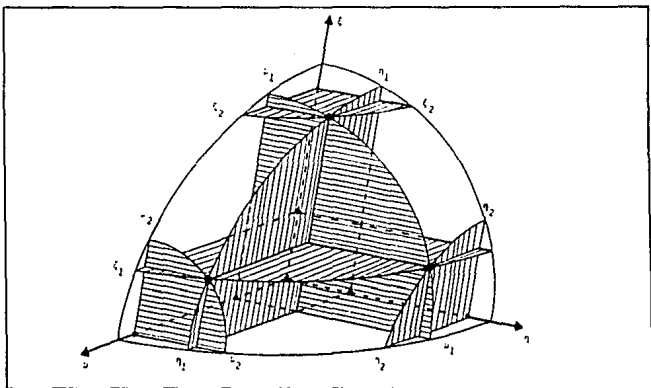


Figura I.3.- Esfera direccional unitaria.

y

$$\sum_m W_m = 1 \quad (I-90)$$

con esto, se aproximan el flujo y la corriente total como :

$$\Phi(\vec{r}, E) = \int \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) d\hat{\Omega} = \sum_m W_m \Phi_m(\vec{r}, E) \quad (\text{I-91})$$

$$\vec{J}(\vec{r}, E) = \int \hat{\Omega} \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E) d\hat{\Omega} = \sum_m W_m \hat{\Omega}_m \Phi_m(\vec{r}, E) \quad (\text{I-92})$$

donde la variable temporal es omitida y el subíndice m indica :

$$\Phi_m(\vec{r}, E) = 4\pi \Phi(\vec{r}, \hat{\Omega}_m, E) \quad (\text{I-93})$$

soluciones de la ecuación de Boltzmann para la dirección discreta $\hat{\Omega}_m$.

Para una dirección arbitraria $\hat{\Omega}_m$ la ecuación de Boltzmann queda de la siguiente forma :

$$\hat{\Omega}_m \cdot \nabla \Phi_m(\vec{r}, E) + \Sigma(\vec{r}, E) \Phi_m(\vec{r}, E) = S_m(\vec{r}, E) + \frac{\chi(\vec{r}, E)}{k} \int \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \Phi(\vec{r}, E') dE' \quad (\text{I-94})$$

y la fuente de dispersión es :

$$S_m(\vec{r}, E) = \int \Sigma_{s_0}(\vec{r}, E' \rightarrow E) \Phi(\vec{r}, E') dE' + 3\hat{\Omega}_m \cdot \int \Sigma_{s_1}(\vec{r}, E' \rightarrow E) \vec{J}(\vec{r}, E') dE' \quad (\text{I-95})$$

Con aproximación de multigrupos la anterior ecuación en ordenadas discretas proporciona el siguiente conjunto de ecuaciones :

$$\Phi_g(\vec{r}) = \sum_m W_m \Phi_{mg}(\vec{r}) \quad (\text{I-96.A})$$

$$\vec{J}_g(\vec{r}) = \sum_m W_m \hat{\Omega}_m \Phi_{mg}(\vec{r}) \quad (\text{I-96.B})$$

$$\hat{\Omega}_m \cdot \nabla \Phi_{mg}(\vec{r}) + \Sigma_{mg}(\vec{r}) \Phi_{mg}(\vec{r}) = S_{mg}(\vec{r}) + \frac{1}{k} \chi_g(\vec{r}) F(\vec{r}) \quad (\text{I-96.C})$$

$$F(\vec{r}) = \sum_g v \Sigma_{t,g}(\vec{r}) \phi_g(\vec{r}) \quad (\text{I-96.D})$$

$$S_{mg}(\vec{r}) = \sum_g \Sigma_{s_0,g'-g}(\vec{r}) \phi_{g'}(\vec{r}) + \\ 3\hat{\Omega}_m \cdot \sum_g \Sigma_{s_1,g'-g}(\vec{r}) \vec{J}_{g'}(\vec{r}) \quad (\text{I-96.E})$$

donde se han denotado las siguientes integrales :

$$\Phi_{mg} = \int_g \Phi_m dE; \quad \phi_g = \int_g \phi dE; \quad \vec{J}_g = \int_g \vec{J} dE; \quad \chi_g = \int_g \chi dE$$

Además $v\Sigma_t$ y Σ_{s_0} son pesadas por el flujo mientras que la primer componente de Legendre de la dispersión está pesada por la corriente.

$$v\Sigma_{t,g} = \frac{\int_g v \Sigma_t(E') \phi(E') dE'}{\phi_g} \quad (\text{I-97})$$

$$\Sigma_{s_0,g'-g} = \frac{\int_{g'} \int_g \Sigma_{s_0}(E'-E) \phi(E') dE' dE}{\phi_{g'}} \\ \Sigma_{s_1,g'-g} = \frac{\int_{g'} \int_g \Sigma_{s_1}(E'-E) \vec{J}(E') dE' dE}{\vec{J}_{g'}} \quad (\text{I-98})$$

En la ecuación (I-96.C) surge un problema con la sección eficaz total que está pesada con el flujo angular y por tanto depende del ángulo $\hat{\Omega}_m$:

$$\Sigma_{mg} = \frac{\int \Sigma \Phi_m dE}{\Phi_{mg}}$$

pero suponiendo que todas los Φ_m tienen la misma dependencia energética dentro del grupo ΔE_g :

$$\Sigma_{ng} = \Sigma_g = \frac{\int_g \Sigma \phi \, dE}{\phi_g} \quad (I-99)$$

Con lo anterior la solución de la ecuación de transporte se reduce a la solución de la ecuación (I-96.C) con Σ_{ng} reemplazada por Σ_g , y esta solución se obtiene para varias direcciones Ω .

La solución se obtiene por medios iterativos (Figura I.4), comenzando con un flujo precedente (o hipótesis inicial) el cual se usa para calcular el término fuente de fisión (ec. (I-96.D)) y substituyendo esta fuente en la ecuación (I-96.C) obtener una mejor estimación del flujo para calcular una nueva y mejor estimación de la fuente de fisión.

Cuando el número de iteraciones es grande se puede anticipar que $\phi^{(n+1)}$ convergerá a la verdadera eigenfunción $\phi(r)$. Sin embargo, para una n finita, es altamente improbable que $\phi^{(n+1)}$ y $k^{(n+1)}$ satisfagan la ecuación (I-96.C) exactamente. En la práctica esta iteración continua hasta que el error en k y/o S disminuye por debajo de una cantidad especificada:

$$\left| \frac{k^{(n)} - k^{(n-1)}}{k^{(n)}} \right| < e_k \quad \text{y/o} \quad \max_r \left| \frac{S^{(n)} - S^{(n-1)}}{S^{(n)}} \right| < e_s \quad (I-100)$$

donde e_k y e_s son los criterios de convergencia para el factor de multiplicación y la fuente de fisión respectivamente.

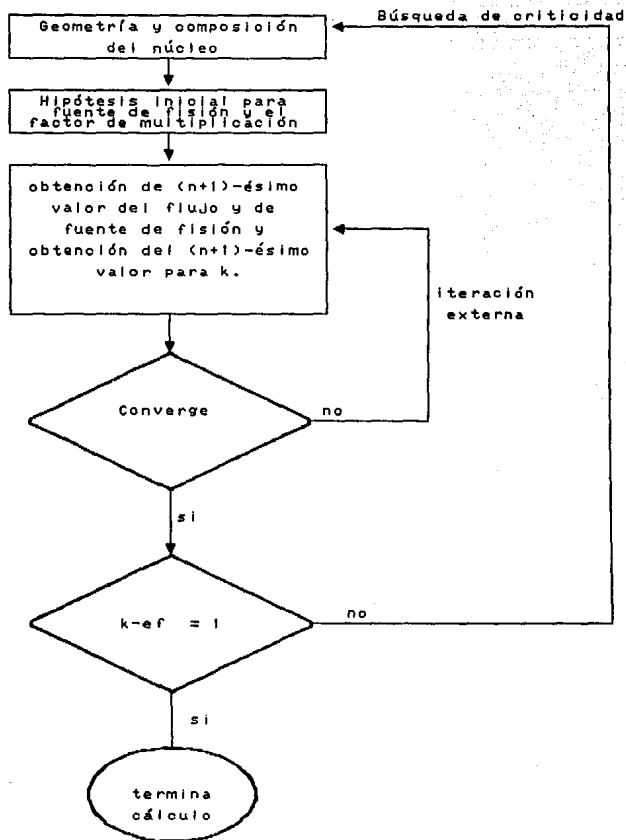


Figura I.4.- Estrategia para resolver la ecuación de transporte.

CAPITULO II

DESCRIPCION DE LOS CODIGOS.

En seguida se da una descripción de los códigos: WIMS-D4, DTF-IV, DAC1 y LOLA3, usados en la evaluación, indicando también los parámetros que la salida de estos códigos proporcionan. En general, para los códigos que usan el método DS_n , el problema queda especificado por los parámetros listados en el apéndice C.

a) WIMS-D4⁽¹⁾ es un código para cálculos de arreglos de combustible, de una amplia variedad de modelos del reactor. En particular, acepta barras o placas de combustible en arreglo regular o por haces y la estructura de grupos de energía es apta para reactores térmicos o rápidos. Tiene una biblioteca de secciones eficaces a 69 grupos; 14 grupos rápidos, 13 de resonancia y 42 térmicos. Pero tiene la opción de elegir el número de grupos que se requiera de acuerdo a la aproximación y/o rapidez de cálculo deseada, para realizar el cálculo central de transporte. Cuenta con matrices de dispersión térmica dependientes de la temperatura para varias leyes de dispersión para los moderadores: hidrógeno, hidrógeno en la molécula de hidruro de circonio, grafito y berilio. También cuenta con una biblioteca de integrales de resonancia para sistemas homogéneos a varias temperaturas.

El procedimiento de cálculo empieza con la teoría de colisión SPECTROX, la cual realiza un cálculo de espectro aproximado en los 69 grupos de la biblioteca, para las principales regiones del modelo usando una representación geométrica simplificada, a una celda unitaria (Figura II.1); compuesta sólo de combustible, camisa y refrigerante. Los espectros calculados se usan para la condensación de secciones eficaces al número de grupos seleccionados para la solución de la ecuación de transporte en geometría detallada. La solución de la ecuación de transporte se realiza ya sea por el método DS_n de Carlson o por el método de probabilidades de colisión.

La salida del código da eigenvalores para el caso donde un sólo modo de buckling es aplicable a los parámetros de celda promedio corregidos por escapes, donde es requerido se da para su uso en cálculos del reactor total. Además se editan razones de reacción para una comparación directa con medidas experimentales y las constantes de celda homogeneizadas correspondientes a los grupos de interés.

b) El código DTF-IV,⁽²⁾ del Laboratorio de Los Alamos, resuelve la ecuación de transporte en su forma de multigrupos por el método de ordenadas discretas, para las geometrías unidimensionales; plana, cilíndrica y esférica. Es capaz de resolver cálculos de fuente independiente, factor de multiplicación efectiva por fisión,

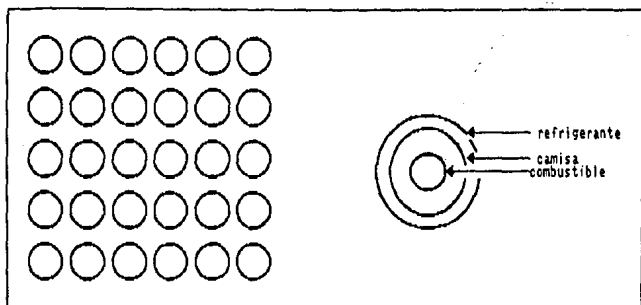


Figura II.1.- Representación de celda unitaria usada en el código SETS.

tiempo de absorción y búsqueda de criticidad en : concentraciones de materiales, anchos de zonas y dimensiones totales del sistema. En la versión JEN (TRACA) se anexan dos nuevos cálculos de eigenvalor, el factor de multiplicación efectiva por colisión y la búsqueda de criticidad con el valor del buckling.

c) DAC1⁽³⁾ es un código de perturbación unidimensional que usa el método DS_n. Además usa los flujos directos y adjuntos calculados por el código DTF-IV para calcular perturbaciones de reactividad, fracción efectiva de neutrones retardados (ecuación (I.84)) y tiempos de generación de neutrones (ecuación (I.83)) en reactores.

d) LOLA3⁽⁴⁾ es un código que eslabona los códigos DTF-IV y DAC1 y realiza en cada ejecución:

i) Cálculo directo con el eigenvalor de tiempo dinámico, del sistema de referencia que se haya descrito.

ii) Cálculo adjunto con el eigenvalor k .

iii) Cálculos adicionales :

Fijos : Tiempo medio de generación de neutrones inmediatos y β efectiva.

Opcionales: Colapsamiento de secciones eficaces, de velocidades y espectro. Efectos de perturbaciones.

CAPITULO III

DESCRIPCION DEL REACTOR TRIGA Mark-III.

El reactor TRIGA Mark-III (Training Research and Isotope Production Reactor General Atomic) del Centro Nuclear de México es un reactor de investigación, tipo alberca con núcleo móvil, con una potencia máxima de operación en estado estacionario de 1 MW, que usa agua ligera como moderador, refrigerante y blindaje, y barras de combustible sólido tipo TRIGA⁽⁷⁾. Se usa para propósitos de capacitación, investigación básica y producción de radioisótopos de vida media corta. La principal característica de este reactor es que es intrínsecamente seguro.

El núcleo móvil del reactor está inmerso en una alberca de cemento forrada con aluminio, descubierta en su parte superior y llena con agua desmineralizada. En la parte superior de la alberca hay una plataforma con rieles sobre los cuales corre un puente, que se opera manualmente, del cual está suspendida la estructura del núcleo. El núcleo se encuentra muy cerca del fondo de la alberca, de manera que la radiación es casi completamente absorbida por el agua. Y cuando el reactor está operando en uno de los extremos de la alberca, la radiación en el otro extremo es lo suficientemente baja, en cualquier punto, para que permita a una persona trabajar en la preparación de otros experimentos. La Figura III.1 muestra el arreglo general del reactor.

El núcleo está diseñado para operar:

- a).- Continuamente, en estado estacionario a 1 MW de potencia térmica en cualquier posición de la alberca.
- b).- En onda cuadrada (inserción de reactividad transitoria para alcanzar instantáneamente un régimen permanente), a un nivel de potencia entre 300 y 1000 KW térmicos.
- c).- Con pulsos, con un pico de potencia térmica de hasta 2000 MW.

El núcleo puede funcionar en cualquier lugar a lo largo de la alberca, debido a que es enfriado por convección natural.

El núcleo del reactor Figura III.2 es un arreglo cilíndrico, que consta de 6 círculos concéntricos alrededor del dedal central. En este arreglo están distribuidos los elementos combustibles, barras de control y barras de reflector. 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 donde entran los mencionados componentes. Dentro del núcleo, en el espacio entre los elementos, circula el agua refrigerante. Finalmente, el núcleo tiene una coraza de aluminio.

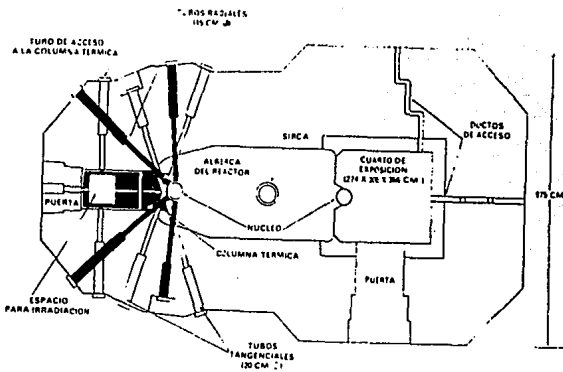


Figura III.1.- Arreglo general del reactor

TERMINAL DEL SISTEMA
NEUMÁTICO
DE IRRADIACIÓN DE CAPSULAS
(SIRCA)

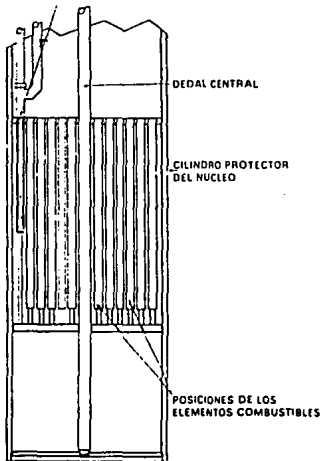


Figura III.2.- Núcleo del reactor

Material	Aluminio
Diámetro externo	54.134 cm.
Espesor	0.635 cm.
Longitud	107.63 cm.

Material	Aluminio
Material que llena el tubo	H ₂ O
Diámetro externo	3.815 cm.
Espesor	0.21 cm.

La seguridad intrínseca del reactor es una consecuencia de la composición isotópica de los elementos combustible-moderador. Ya que éstos, producen un valor negativo muy alto del coeficiente inmediato de reactividad por temperatura.

Para iniciar la reacción en cadena dentro del reactor se utiliza una fuente de neutrones de Polonio-Berilio.

Los elementos combustible-moderador (Figura III.3), tienen secciones de grafito en los extremos, que sirven como reflectores superior e inferior de neutrones, y en la parte media está el combustible-moderador cuyas características se muestran en la Tabla III.3:

Material combustible-moderador	U-ZrH _{1.6}
Material de la camisa	SS-304
Diámetro externo del combustible	3.6322 cm.
Diámetro externo de la camisa	3.7338 cm.
Longitud del combustible	38.1 cm.
Longitud de los tapones de grafito	8.84 cm.
Contenido promedio de Uranio	8.5 w/o
Enriquecimiento en U-235	20 %
Contenido de U-235	39.1 gr

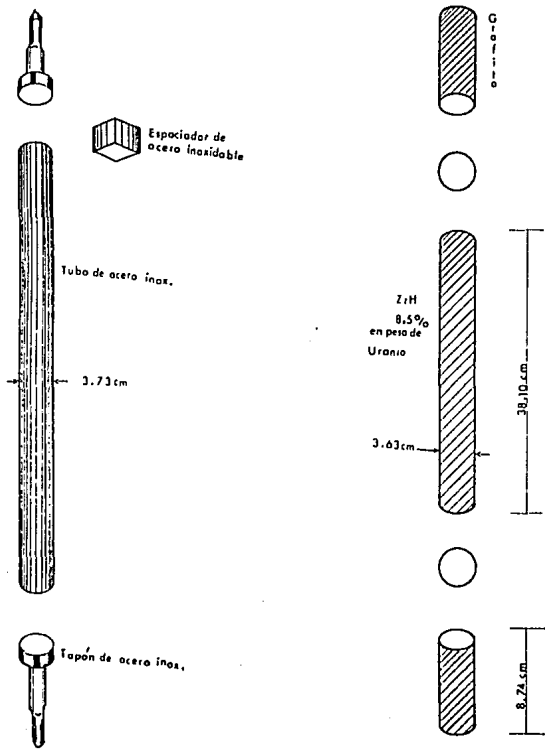


Figura 111.3-Elemento combustible-moderador

Material combustible-moderador	Er-U-ZrH _{1.6}
Material de la camisa	SS-304
Diámetro externo del combustible	3.6322 cm.
Diámetro externo de la camisa	3.7338 cm.
Longitud del combustible	38.1 cm.
Longitud de los tapones de grafito	8.84 cm.
Contenido promedio de Uranio	8.5 w/o
Enriquecimiento en U-235	70 %
Contenido de U-235	136.9 gr
Contenido de Er natural	36.25 gr
Contenido de Er-167	8.32 gr

Además el núcleo cuenta con 4 barras de control, una para operación en pulso (barra transitoria), otra para seguridad y las otras dos para ajuste. Las barras de ajuste son para mantener la potencia en un nivel deseado, insertando o sacando del núcleo sólo lo necesario. Las barras de seguridad y de ajuste están unidas a un elemento combustible-moderador, llamado seguidor de combustible, (Figura III.4) de forma que, cuando el combustible-moderador está dentro del núcleo el absorbente queda fuera y al ir insertando el absorbente el combustible-moderador va saliendo.

Material absorbente	C ₄ B
Material combustible moderador	Estándar o FLIP
Material de la camisa	SS-304
Diámetro exterior del absorbente	2.9464 cm.
Espesor de la camisa	0.0508 cm.
Longitud de la zona absorbente	38.1 cm.
Diámetro exterior del combustible	3.3274 cm.
Diámetro exterior de la camisa	3.4925 cm.
Longitud del combustible	38.1 cm.
Longitud de los tapones de grafito	8.84 cm.

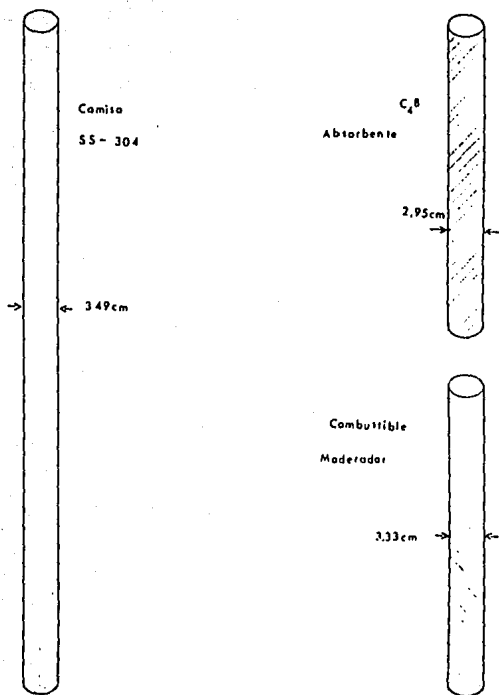


Figura III.4.- Barra de control con seguidor de combustible

En cuanto a la barra transitoria, ésta tiene un seguidor de vacío, Figura III.5. Y se utiliza, ya sea, para la operación en onda cuadrada o para la operación en pulsos.

En seguida se describen las barras reflectoras (Tabla III.6 y Figura III.6), y las posiciones de irradiación que hay dentro del núcleo; la cámara gamma (Tabla III.7) y el rabbit (Tabla III.8) que se usa para el estudio de radioisótopos de vida corta colocado en el último anillo del reactor, entre el reflector.

Tabla III.6.- Barras reflectoras	
Material reflector	Grafito
Material de la camisa	Aluminio
Diámetro externo del grafito	3.6322 cm
Diámetro externo de la camisa	3.7338 cm.
Longitud del reflector	55.78 cm.

Tabla III.7.- Cámara gamma	
Material	Aluminio
Material que llena el tubo	Aire
Diámetro externo	1.92 cm.
Espesor	0.165 cm.

Tabla III.8.- Descripción del rabbit	
Material	Aluminio
Tubos concéntricos	2
Diámetro externo del primer tubo	3.175 cm.
Diámetro exterior del segundo tubo	3.81 cm.
Espesor (el mismo para ambos tubos)	0.21082 cm.

La refrigeración del núcleo se realiza por convección natural del agua desmineralizada de la alberca del reactor. El sistema de enfriamiento de la alberca del reactor toma agua de la alberca y la bombea a través de un filtro desmineralizador y unidades refrigerantes, para posteriormente regresar el agua a la alberca. El sistema secundario de enfriamiento está formado por una torre de enfriamiento comunicada con el sistema primario mediante una tubería de acero al carbón, parcialmente empotrada en el blindaje del reactor.

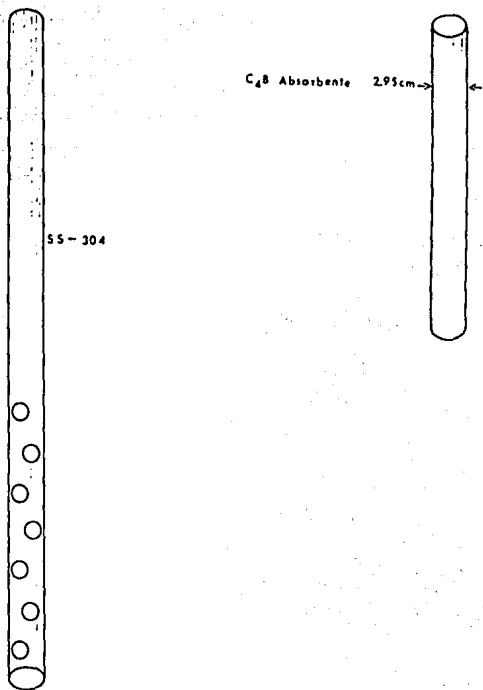


Figura III.5 - Barra de control (TRANSITORIA)

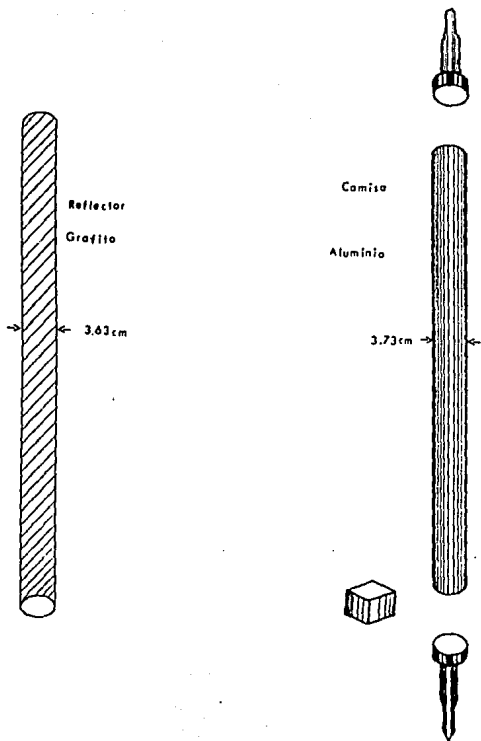


Figura III.6.- Barra reflectora

CAPITULO IV

METODOS DE CALCULO.

En seguida se discute el método de cálculo así como la validación a que se somete, usando la configuración inicial del reactor TRIGA Mark-III con núcleo de combustible estándar nuevo.

PARAMETROS EN FRIO.

Con una descripción geométrica y material del núcleo completo (Figura IV.1) se realiza una corrida con el código WIMS-D4 con: opción DS, para un haz de barras. En representación del anillo G que contiene las barras del reflector se encuentra una mezcla de agua, grafito y aluminio. La región que representa la envolvente del núcleo es una mezcla homogénea de agua y aluminio y las zonas más externas son del agua que rodea el núcleo.

Para esta ejecución se establece condición de frontera libre para la zona externa de la representación del sistema, es decir se usa flujo cero en esta frontera, además de considerar un buckling axial de 0.005 cm^2 para el ajuste de fugas axiales.

Con esta representación se realiza una corrida a 22 grupos de energía para obtener las constantes de celda colapsadas a 7 grupos energéticos por cada región.

Usando la misma representación se realiza un colapsado a 2 grupos energéticos para obtener los valores de: $v\Sigma_f^f$ y $v\Sigma_f^t$.

Valores correspondientes al grupo rápido (f) y térmico (t), usados para calcular la fracción de neutrones retardados (ver apéndice A):

$$\beta_g = \frac{v\Sigma_f^f A_{gr}^{25} \bar{\beta}^{25} + v\Sigma_f^t (A_{gr}^{25} \bar{\beta}^{25} e^{25} + A_{gr}^{28} \bar{\beta}^{28} e^{28})}{(v\Sigma_f^f + v\Sigma_f^t)} \quad (\text{IV-1})$$

donde los índices 25 y 28 indican la correspondencia a U^{235} y U^{238} , además:

A_i .- son las producciones fraccionales de neutrones retardados para el grupo g.

$\bar{\beta}^i$.- fracción de neutrones retardados del i-ésimo isótopo.

e^i .- enriquecimiento del i-ésimo isótopo, tal que, para:

Elementos combustible estándar: $e^{25} = 0.2$ y $e^{28} = 0.8$

Elementos combustible FLIP : $e^{25} = 0.7$ y $e^{28} = 0.3$

Los valores de los parámetros están dados en la tabla IV.1.

Tabla IV.1.- Producciones fraccionales y fracción total de neutrones retardados en 6 grupos para U-235 y U-238 ^(*)				
Isótopo	β'_i	g	A_{gr}	A_{gt}
U-235	6.5×10^{-3} 6.4×10^{-3}	1	0.038	0.033
		2	0.213	0.219
		3	0.188	0.196
		4	0.407	0.395
		5	0.128	0.115
		6	0.026	0.042
U-238	14.7×10^{-3}	1	0.013	
		2	0.137	
		3	0.162	
		4	0.388	
		5	0.225	
		6	0.075	

(*.- 6.5×10^{-3} corresponde a fisiones térmicas y 6.4×10^{-3} a fisiones rápidas).

Con los valores de las β'_i s y de las constantes de celda se genera un archivo de entrada para el código LOLA3, es decir, archivo de entrada DTF-IV con las especificaciones de perturbación para el código DAC1.

En este caso se usan las siguientes condiciones: Dispersión isotrópica, cuadratura DS₁, condición de reflexión a la izquierda del arreglo y vacío a la derecha y DY = BUCKLING HEIGHT = 38.1 centímetros, que es la longitud activa del núcleo.

De esta ejecución se obtienen : α , β_g , β , Λ , k_{gr} y l .

COEFICIENTES DE REACTIVIDAD POR TEMPERATURA.

En seguida se realizan corridas consecutivas de los códigos WIMS-D4 y DTF-IV a diferentes temperaturas para obtener los valores de k_{eff} . Los valores de k_{eff} y de la temperatura promedio del núcleo se usan en el programa COCAL (ver Apéndice B) para obtener los valores del coeficiente de reactividad para cada 3 pasos de temperatura y finalmente obtener el coeficiente de reactividad promedio.

Las temperaturas máximas usadas son calculadas con el programa AIREK-III⁽¹⁰⁾, para cada anillo a una potencia de 1 MW.

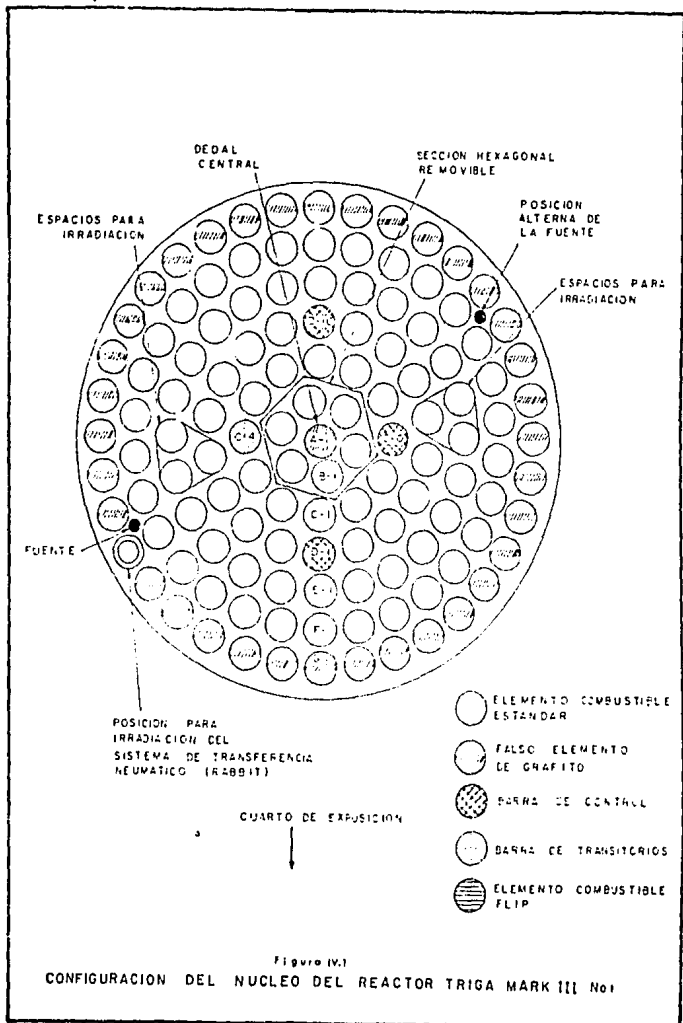
Los incrementos de temperatura se obtienen dividiendo el rango entre la máxima temperatura y 296°K entre el número de cálculos deseado. Usando estos incrementos en el programa CALCAL⁽¹¹⁾ se obtienen los radios de la camisa y del combustible en caliente así como los factores de corrección para las densidades isotópicas correspondientes, densidades y radios que se suministran al código WIMS-D4 para obtener las secciones eficaces que, a su vez, se usan en DTF-IV, con la opción de cálculo de k_{eff} .

Para el moderador se dejan constantes la temperatura de los materiales estructurales y la del combustible y sólo se varía la correspondiente al refrigerante. Y para el cálculo de la k_{eff} se procede de igual forma, con la secuencia WIMS-D4 y DTF-IV. Sólo que para el cálculo de las densidades para cada temperatura se usan interpolaciones de las reportadas en la referencia No.12.

VALIDACION DE LOS METODOS DE CALCULO.

La validación del método se realiza con el cálculo de los parámetros correspondientes al núcleo con elementos-combustible estándar nuevos, ya que se tienen los resultados para comparar, esta configuración se muestra en la Figura IV.1. El anillo G se simula como una mezcla homogénea de grafito, aluminio y agua, y la coraza se diluye en agua con un espesor total de 2 cm. Obteniendo como resultados :

Tiempo de absorción (flujo directo)	1.5394794E+03
k_{eff} (flujo adjunto)	1.0535500E+00
Tiempo de producción media (segundos)	3.3016470E-05
β_{eff}	7.0676300E-03
Λ (perturbación)	3.5609400E-05



y además:

Tabla IV.2.- Fracción de neutrones retardados por grupo, para la configuración estándar nueva.	
Grupo i	β_i
1	2.68088E-04
2	1.46834E-03
3	1.32759E-03
4	2.86377E-03
5	9.38459E-04
6	2.01379E-04

Para el coeficiente de reactividad inmediato por temperatura se tiene :

Tabla IV.3.- Resultados del coeficiente de reactividad inmediato por temperatura del combustible, para la configuración estándar nueva.		
T(°K)	k_{or}	α_f
296.	1.0535500	-4.5056E-05
346.	1.0488723	-1.3294E-04
396.	1.0444450	-1.8039E-04

De donde obtenemos $\alpha_f = -1.1946E-04 \delta k / (k \text{ } ^\circ\text{C})$

Los valores reportados en la referencia No.13 son:

$$\Lambda = 36.0 \text{ } \mu\text{seg}$$

$$\beta_{or} = 0.007$$

$$\alpha_r = -12.6E-05 \delta k / (k \text{ } ^\circ\text{C})$$

Lo cual usando la fórmula de error porcentual:

$$e(\%) = \frac{X_r - X}{X_r} \quad (\text{IV-2})$$

donde X_r es el valor de referencia y X el valor obtenido, nos produce los siguientes errores:

para Λ es de 1.09 %

para β_{of} es de 0.95 %

y para α_r del 5.4 %

De estos errores se desprende que el método es aceptable por lo que se procede a realizar los cálculos del núcleo mixto.

CAPITULO V

Para determinar la configuración adecuada se seleccionan, de 9 configuraciones propuestas las configuraciones 8 y 9,⁽²¹⁾ cuyas características se resumen en la Tabla V.1. En seguida, para cada configuración, se presenta una descripción del modelo usado y los resultados obtenidos.

Tabla V.1.- Características de las configuraciones 8 y 9.		
ANILLO	CONF. 8	CONF. 9
A	DC	DC
B	6 ECEQ	6 ECEQ
C	10 ECF + BT + BR	10 ECF + BT + BR
D	16 ECF + BS + BF	10 ECF + BS + BF
E	20 ECF + 4 ECEQ	24 ECEQ
F	30 ECEQ	30 ECEQ
G	34 ERG	34 ERG

donde:

- DC : Dedal central
- ECEQ : Elemento Combustible Estándar Quemado
- ECF : Elemento Combustible FLIP nuevo
- BT : Barra de Transitorios con seguidor de aire
- BR : Barra Reguladora con seguidor de combustible FLIP
- BS : Barra de Seguridad con seguidor de combustible FLIP
- BF : Barra Fina con seguidor de combustible FLIP
- ERG : Elemento Reflector de Grafito

MODELO PARA LA CONFIGURACION 8.

Para la configuración 8 (Figura V.1), el núcleo se divide en 12 regiones anulares. La primera comprende el dedal central con una mezcla homogénea de H₂O y Al. La segunda contiene 6 barras de elementos combustible estándar con 36.9038 gramos de U-235 por barra (combustibles quemados). La tercera contiene 10 elementos combustible FLIP, un seguidor de combustible FLIP y la representación de la barra transitoria. La cuarta 16 elementos combustible y dos seguidores todos FLIP. La quinta tiene 20 elementos combustible FLIP, 3 estándar con 34.817 gramos de U-235 y la representación de la cámara gamma. La sexta región tiene 30 elementos combustible estándar con 34.4451 gramos de U-235 por

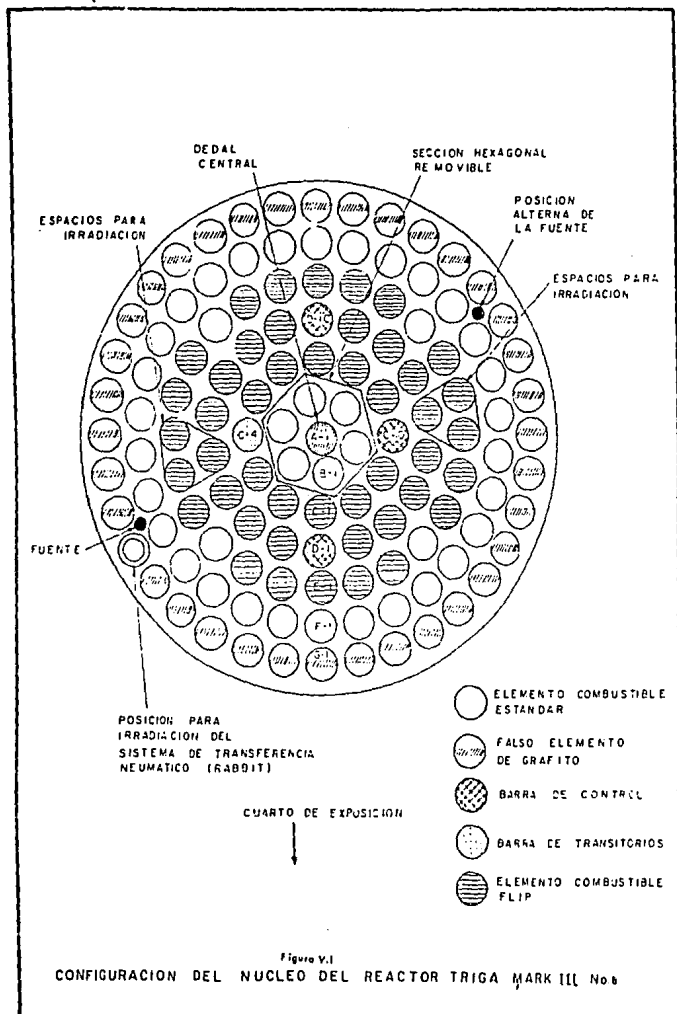


Figura V.1
 CONFIGURACION DEL NUCLEO DEL REACTOR TRIGA MARK III No. 6

barra. En las zonas 7 y 8 hay una mezcla homogénea de H₂O, grafito y aluminio representando el anillo de reflector, que contenía 35 barras de grafito con camisa de aluminio.

Todos los elementos combustible estándar son quemados y su contenido de uranio fué calculado usando el programa MACTRI⁽¹⁴⁾. En estas barras el contenido de los demás elementos componentes del combustible-moderador se dejan igual al original, es decir, se supone que sólo el uranio es afectado durante el uso en operación.

RESULTADOS.

Para este caso se obtiene:

Tiempo de absorción (flujo directo) 2.1958477E+03

k_{ef} (flujo adjunto) 1.0402612E+00

Tiempo medio de producción (segundos) 1.7625521E-05

β_{ef} 7.04712E-03

Λ (perturbación) 1.83779E-05

para la fracción de neutrones retardados se obtiene la siguiente tabla:

Tabla V.2.- Fracción de neutrones retardados, para la configuración 8.	
GRUPO	β_i
1	2.35003E-04
2	1.50707E-03
3	1.37812E-03
4	2.77857E-03
5	8.45309E-04
6	3.03048E-04

En cuanto a los coeficientes de reactividad se tiene la siguiente tabla. Donde se presentan las temperaturas para cada anillo del núcleo, la temperatura promedio para el núcleo y finalmente los valores de k-ef obtenidos de la secuencia WIMS- DTF-IV.

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

Tabla V.3.- Temperaturas por anillo, temperatura promedio del núcleo completo y valores de k-ef.

N	TEMPERATURAS EN CADA ANILLO (°K)					\bar{T} (°K)	k-ef
	B	C	D	E	F		
1	296.00	296.00	296.00	296.00	296.00	296.00	1.0402422
2	313.00	315.00	313.00	311.50	307.80	312.60	1.0394997
3	330.00	334.00	330.00	327.00	319.60	328.12	1.0388053
4	347.00	353.00	347.00	342.50	331.40	344.18	1.0379659
5	364.00	372.00	364.00	358.00	343.20	360.24	1.0372166
6	381.00	391.00	381.00	373.50	355.00	376.30	1.0364712
7	398.00	410.00	398.00	389.00	366.80	392.36	1.0356544
8	415.00	429.00	415.00	404.50	378.60	408.42	1.0345142
9	432.00	448.00	432.00	420.00	390.40	424.48	1.0332670
10	449.00	467.00	449.00	435.50	402.20	440.54	1.0320139
11	466.00	486.00	466.00	451.00	414.00	456.60	1.0306850
12	483.00	505.00	483.00	466.50	425.80	472.66	1.0293791
13	500.00	524.00	500.00	482.00	437.60	488.72	1.0280775
14	517.00	543.00	517.00	497.50	449.40	504.78	1.0267718
15	534.00	562.00	534.00	513.00	461.20	520.84	1.0254656
16	551.00	581.00	551.00	528.50	473.00	536.90	1.0241647

De la corrida del código COCAL se obtiene:

Tabla V.4.- Coeficientes de reactividad inmediatos por temperatura para la configuración 8.

T(°K)	$\alpha(\delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C}))$	T(°K)	$\alpha(\delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C}))$
296.00	-4.58859E-05	424.48	-7.53365E-05
312.60	-4.30345E-05	440.54	-7.78953E-05
328.12	-4.59716E-05	456.60	-7.95869E-05
344.18	-4.76502E-05	472.66	-7.88629E-05
360.24	-4.48651E-05	488.72	-7.89570E-05
376.30	-4.69266E-05	504.78	-7.91768E-05
392.36	-5.88394E-05	520.84	-7.91517E-05
408.42	-7.18515E-05	536.90	-7.89305E-05

De estos resultados se obtiene: $\alpha_r = -6.45589E-05 \delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C})$

Para el coeficiente de reactividad por temperatura del H₂O moderador se obtienen los siguientes resultados:

Tabla V.5.- Temperaturas, densidades y k-ef para el moderador de la configuración 8.		
T (°K)	ρ_{H_2O} (gr/cc)	k_{ef}
296.00	0.99757	1.0402422
300.00	0.99655	1.0401410
304.00	0.99537	1.0397234
308.00	0.99406	1.0395362
312.00	0.99263	1.0393589
316.00	0.99107	1.0391710
320.00	0.98940	1.0389339
324.00	0.98762	1.0386755
328.00	0.98573	1.0384190
333.00	0.98324	1.0380568
338.00	0.98059	1.0376644

De la ejecución del programa COCAL para el moderador se tiene:

Tabla V.6.- Coeficientes de reactividad por temperatura del moderador de la configuración 8.	
\bar{T} (°K)	α_r ($\delta k/k$ °C)
300.00	-6.23568E-05
304.00	-7.27036E-05
308.00	-4.38294E-05
312.00	-4.39215E-05
316.00	-5.11237E-05
320.00	-5.96170E-05
324.00	-6.19659E-05
328.00	-6.53125E-05
333.00	-7.26946E-05

De la tabla anterior se obtiene: $\alpha_r = -5.92805E-05$ $\delta k/(k$ °C)

MODELO PARA LA CONFIGURACION 9.

Para la configuración 9 (Figura V.2) se modela el reactor en 11 regiones las primeras cuatro regiones son similares a las de la configuración 8, pero ahora la quinta zona contiene 23 elementos combustible estándar con 34.8173 gr de U-235 por barra, el resto del núcleo se representa igual, sólo que las dos regiones en que se dividía la zona de reflector ahora es una sola.

RESULTADOS

Los resultados correspondientes son:

Tiempo de absorción (flujo directo)	1.8159372E+03
k_{ef} (flujo adjunto)	1.0405026E+00
Tiempo medio de producción (segundos)	2.1435768E-05
β_{ef}	7.01032E-03
Λ (perturbación)	2.25207E-05

para la fracción de neutrones retardados se tiene:

GRUPO	β_i
1	2.35138E-04
2	1.50548E-03
3	1.37388E-03
4	2.76386E-03
5	8.31860E-04
6	3.00098E-04

Nuevamente se asignan las temperaturas para los combustibles en cada anillo del núcleo, modelado en el Código WIMS y se usa la temperatura promedio del combustible en el núcleo para el Código DTF-IV y así obtener el valor de k_{ef} del núcleo con la configuración 9, Tabla V.8.

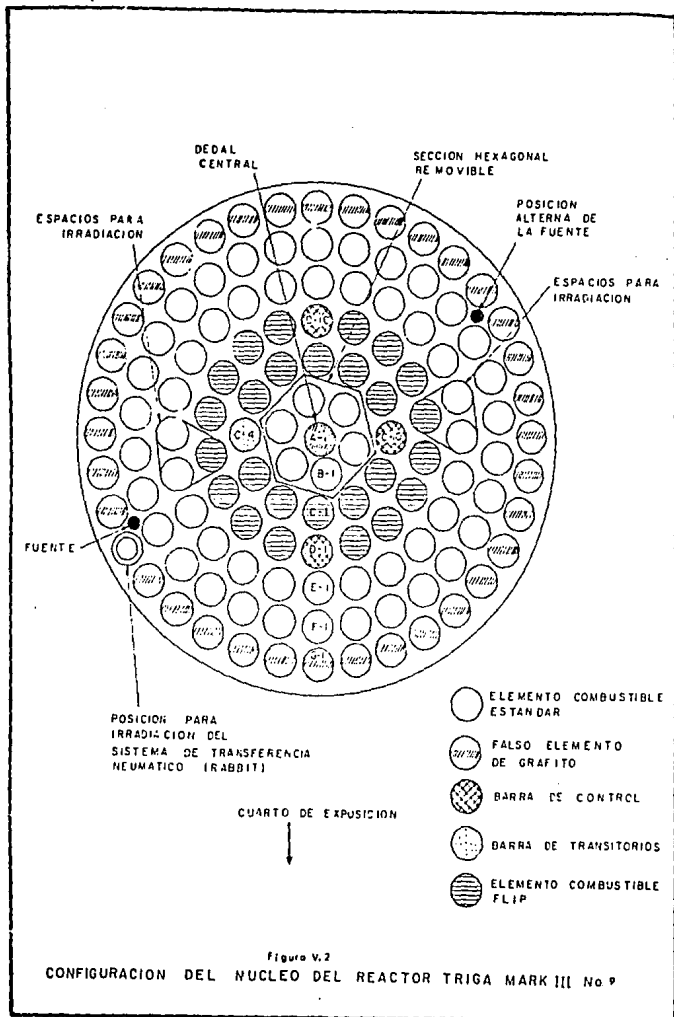


Tabla V.8.- Temperaturas promedio del combustible y valores de k-ef para la configuración 9.

N	TEMPERATURA EN CADA ANILLO (°K)					\bar{T} (°K)	k-ef
	B	C	D	E	F		
1	296.16	296.16	296.16	296.16	296.16	296.16	1.0405026
2	312.85	315.38	313.99	308.11	307.60	311.59	1.0380284
3	329.54	334.63	331.82	320.05	319.04	327.02	1.0378394
4	346.22	353.87	349.65	332.00	330.49	342.45	1.0368675
5	362.91	373.11	367.48	343.94	341.93	357.87	1.0354685
6	379.60	392.35	385.31	355.82	353.37	373.30	1.0341587
7	396.28	411.58	403.14	367.83	364.81	388.73	1.0334275
8	412.97	430.82	420.97	379.78	376.25	404.16	1.032043
9	429.66	450.06	438.80	391.72	387.70	419.59	1.0302726
10	446.35	469.29	456.63	403.67	399.14	435.02	1.0293060
11	463.04	488.53	474.46	415.51	410.58	455.44	1.0277506
12	479.73	507.77	492.29	427.55	422.02	465.87	1.0264614
13	496.41	527.01	510.12	439.50	433.47	475.90	1.0245614
14	513.10	546.24	527.95	451.45	444.91	496.73	1.023235
15	529.78	565.48	545.78	463.39	456.35	512.13	1.0220448

Con los datos anteriores el código COCAL nos proporciona :

Tabla V.9.- Coeficiente de reactividad por temperatura del combustible de la configuración 9.

\bar{T} (°K)	$\alpha_r(\delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C}))$	\bar{T} (°K)	$\alpha_r(\delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C}))$
296.16	-2.01192E-04	419.588	-8.60536E-05
311.588	-8.20171E-05	435.016	-7.94302E-05
327.016	-4.18793E-05	450.444	-8.99997E-05
342.446	-4.28323E-05	465.874	-1.43683E-04
357.874	-8.47645E-05	475.902	-1.44269E-04
373.304	-9.52136E-05	496.730	-6.98094E-05
388.728	-6.63663E-05	512.156	-8.10853E-05
404.158	-9.90771E-05		

De donde obtenemos $\alpha_e = -9.3844827E-05 \delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C})$

Para el moderador se usan las densidades reportadas en la referencia No.15 y se obtiene :

Tabla V.10.- Temperatura promedio, k-ef y coeficiente de reactividad por temperatura del moderador de la configuración 9.

$\bar{T}(^\circ\text{K})$	k-ef	$\alpha_m (\delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C}))$
296.16	1.0405026	-1.55252E-04
297.166	1.0402036	-1.37720E-04
298.178	1.0401580	-4.62251E-05
299.186	1.0401065	-4.10382E-05
300.192	1.0400720	-3.93210E-05
301.202	1.0400240	-4.50294E-05
302.212	1.0399774	-4.17122E-05
303.216	1.0399366	-4.67787E-05
304.228	1.0398792	-5.80941E-05
305.236	1.0398146	-5.36664E-05
306.244	1.0397667	-4.62419E-05
307.654	1.0396978	-6.57794E-05
308.262	1.0396511	-6.80186E-05
309.272	1.0395899	-1.08882E-05
310.280	1.0394229	-2.09875E-04

De la tabla anterior se obtiene: $\alpha_e = -9.09088E-05 \delta k/(k \text{ } ^\circ\text{C})$

CAPITULO VI

CONCLUSIONES.

De los resultados obtenidos en la validación del método se desprende que es aceptable para obtener los parámetros fundamentales del reactor TRAIGA Mark-III.

En cuanto a los resultados de las configuraciones del núcleo mixto, tenemos que la configuración 8 tiene un tiempo de absorción más grande que la 9, dando más oportunidad a que los neutrones sean usados en procesos de fisión, pero un exceso de reactividad más pequeño ya que la 8 tiene 5.4920 Dólares y la 9 tiene 5.5527 Dólares, lo cual no es recomendable para la introducción de muestras a irradiar, ya que debido a las absorciones de éstas bajará el exceso de reactividad y se podría apagar el reactor. En cuanto a los coeficientes de reactividad por temperatura, los de la configuración 9 muestran más seguridad para el reactor. De esto podemos decir por el momento que la configuración 9 es la más recomendable .

RECOMENDACIONES.

Se recomienda para trabajos futuros: realizar los cálculos para la obtención de las secciones eficaces por tipos de barras diferentes y posteriormente realizar el cálculo de reactor completo con un código tridimensional. Ya que con esto, se tendrán valores de flujo más adecuados por puntos de malla y se puede hacer un tratamiento más fino de las perturbaciones. Además de que estos valores locales de flujo se usarán para obtener la distribución de potencia.

BIBLIOGRAFIA.

- 1.- STAMM'LER R.J.J., ABBATE M.J. "METHODS OF STEADY-STATE REACTOR PHYSICS IN NUCLEAR DESIGN" ACADEMIC PRESS, 1983.
- 2.- DUDERSTADT J.J., HAMILTON L.J. "NUCLEAR REACTOR ANALYSIS" JOHN WILEY & SONS, 1942.
- 3.- CARMICHAEL B.M. "DAC1, UN CODIGO DE PERTURBACION Sn UNIDIMENSIONAL" LA-4342, APRIL 1, 1970.
- 4.- ROTH, M.J., MACDOUGAL J. D., KEMSHILL P.B. "THE PREPARATION OF INPUT DATA FOR WIMS" AEEW R-538, 1967.
- 5.- AHNERT C. "THE NEUTRON TRANSPORT CODE DTF-TRACA USER'S MANUAL AND INPUT DATA" J.E.N. 448, MADRID, 1979.
- 6.- MARTINEZ-VAL J.M. "CODIGO LOLA PARA COLAPSAMIENTO BILINEAL DE SECCIONES EFICACES, CALCULO DE FUNCIONALES Y EFECTOS DE PERTURBACIONES" DIVISION DE TEORIA Y CALCULO DE REACTORES, J.E.N., ESPAÑA, ABRIL, 1977.
- 7.- PONCE ANTONIO "EL REACTOR TRIGA MARK-III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO" 5 SERIE DIVULGACION, I.N.I.N., SEPTIEMBRE, 1980.
- 8.- FRANCOISE, J.L. "ESTUDIO NEUTRONICO DE UN NUCLEO MIXTO PARA EL REACTOR TRIGA MARK-III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO" I.N.I.N., MAYO, 1988.
- 9.- KEPPIN G.R., WIMETT T.F. AND ZEIGLER R.K. "DELAYED NEUTRON FROM FISSIONABLE ISOTOPES OF URANIUM, PLUTONIUM AND THORIUM" J. NUCLEAR ENERGY, VOL. 6, PP. 1-21, 1967.
- 10.- LUCATERO M. A. Y GALLARDO L.F. "ANALISIS DE TRANSIENTES" I.N.I.N., REPORTE INTERNO, 1988.
- 11.- FRANCOISE J.L. "DETERMINACION DE LAS DIMENSIONES Y DENSIDADES EN CALIENTE PARA EL COMBUSTIBLE TRIGA" INFORME TECNICO IT.SN/DFR/001, MAYO, 1988.
- 12.- PERRY R.H., CHILTON C.H. "CHEMICAL ENGINEER'S HANDBOOK" MCGRAW-HILL BOOK Co. 5a. ED.
- 13.- "INFORME DE SEGURIDAD DEL REACTOR TRIGA MARK III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO." I.N.I.N., JUNIO, 1986.
- 14.- AGUILAR H.F. "PROGRAMA MACTRI" CENTRO NUCLEAR DE MEXICO, REPORTE INTERNO, AGOSTO, 1985.
- 15.- "AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS HANDBOOK" MCGRAW-HILL BOOK Co., 3a. ED.

- 16.- TODT F.W. "TEMCO:A FORTRAN PROGRAM FOR COMPUTING TEMPERATURE COEFFICIENTS" GENERAL ATOMIC GULF, GA-6734, DEC., 1965.
- 17.- LUCATERO M.A. "REPORTE DE ACTIVIDADES DEL TRIMESTRE ABRIL-JUNIO DE 1981" J.E.N., MADRID, 1981.
- 18.- HENRY A.F. "THE APPLICATION OF REACTOR KINETICS TO THE ANALYSIS OF EXPERIMENTS" NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING, Vol. 3, pp. 52-70, 1958.
- 19.- HANSEN G.E. AND MAIER C. "PERTURBATION THEORY OF REACTIVITY COEFFICIENTS FOR FAST-NEUTRON CRITICAL SYSTEMS" NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING, Vol.8, pp. 532-542, 1960.
- 20.- LAMARSH J. "NUCLEAR REACTOR THEORY" ADDISON WESLEY, 1965.
- 21.- LUCATERO M.A. "RESULTADOS DE LOS ANALISIS NEUTRONICOS Y DEL COMPORTAMIENTO TERMICO DE LAS CONFIGURACIONES DEL NUCLEO MIXTO PROPUESTAS PARA EL REACTOR TRIGA MARK-III DEL CENTRO NUCLEAR DE MEXICO" RT.SN/AZ36/001, ININ, MEXICO, JULIO, 1988.
- 22.- HETRICK, DAVID L."DYNAMICS OF NUCLEAR REACTORS" THE UNIVERSITY OF CHICAGO PRESS, 1971.

APENDICES.

Apéndice A

FRACCION DE NEUTRONES RETARDADOS POR GRUPO.

Para obtener la fracción de neutrones retardados por grupo se hace un balance, de las contribuciones de cada isótopo, considerando que las fisiones rápidas se producen tanto en el U-235 como en el U-238, ya que las térmicas sólo se producen en el U-235. Tomando en cuenta la existencia de cada isótopo, se tienen las siguientes producciones:

i.-fisiones térmicas en U-235.

$$\frac{\nu \Sigma_f^t A_{gt}^{25} \bar{\beta}^{25}}{\nu \Sigma_f^t + \nu \Sigma_f^f} \quad (\text{A-1})$$

ii.-fisiones rápidas en U-235.

$$\frac{\nu \Sigma_f^f A_{gt}^{25} \bar{\beta}^{25} e^{25}}{\nu \Sigma_f^t + \nu \Sigma_f^f} \quad (\text{A-2})$$

iii.-fisiones rápidas en U-238.

$$\frac{\nu \Sigma_f^f A_{gt}^{28} \bar{\beta}^{28} e^{28}}{\nu \Sigma_f^t + \nu \Sigma_f^f} \quad (\text{A-3})$$

Donde A_{gt}^{25} y A_{gt}^{28} son las producciones fraccionales de neutrones retardados para el grupo g en los rangos de energía rápido y térmico respectivamente. Los demás parámetros están definidos previamente en el texto.

Considerando las contribuciones para cada grupo tenemos:

$$\bar{\beta}_g = \frac{\nu \Sigma_f^t A_{gt}^{25} \bar{\beta}^{25} + \nu \Sigma_f^f (A_{gt}^{25} \bar{\beta}^{25} e^{25} + A_{gt}^{28} \bar{\beta}^{28} e^{28})}{\nu \Sigma_f^t + \nu \Sigma_f^f} \quad (\text{A-4})$$

Apéndice B.

Para obtener el coeficiente de reactividad por temperatura es necesario obtener:

$$\frac{d \ln(EFK)}{dx} \quad (B-1)$$

donde EFK es el valor del factor de multiplicación efectiva del sistema que se está tratando y x es la temperatura.

El programa obtiene el valor mediante la fórmula de interpolación de Lagrange si se conocen x_i y $EFK(x_i)$ para $i \geq 3$.

Si se tiene 3 puntos, se resuelven las siguientes ecuaciones, para $i = 1, 2, 3$:

$$\begin{aligned} D \ln(EFK(x_i)) &= \ln(EFK(x_i)) \frac{(x_j - x_3) + (x_j - x_2)}{(x_1 - x_3)(x_1 - x_2)} + \\ \ln(EFK(x_2)) &\frac{(x_j - x_3) + (x_j - x_1)}{(x_2 - x_1)(x_2 - x_3)} + \quad (B-2) \\ \ln(EFK(x_3)) &\frac{(x_j - x_1) + (x_j - x_2)}{(x_3 - x_2)(x_3 - x_1)}. \end{aligned}$$

Para en seguida hacer un promedio y finalmente reportar:

$$\alpha = \overline{D \ln(EFK)} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{D \ln(EFK(x_i))}{3} \quad (B-3)$$

Esto se hace a gusto del usuario, ya que éste decide cuantos puntos tomar para el cálculo de $D \ln EFK$.

Este proceso fué tomado de la subrutina LAGDER del programa TEMCO-7⁽¹⁴⁾ y los datos de entrada son:

NL Número de puntos del arreglo en formato (I6).

IL1 Número de puntos a usar por interpolación formato (I6).

Temperaturas (I=1,NL) en formato (6E12.5).

k-ef (I=1,NL) en Formato (6F12.8).

Y la salida proporciona los valores de :

TEMPERATURAS

k-ef

D ln EFK(x_i) para $i = 1, NL$ y

α

Para verificar su funcionamiento se usaron los datos de la referencia No.17 y se reprodujeron los resultados ahí reportados.

Apéndice C.

Para los códigos que usan el método DS_n , el problema queda especificado por los siguientes parámetros:

- 1.- Identificación del problema.
 - 2.- Tipo de problema (real o adjunto, reactividad, dependientes del tiempo, concentración o dimensión)
 - 3.- Geometría (plana, cilíndrica o esférica)
 - 4.- Condiciones de frontera.
 - 5.- Hipótesis de fuente inicial
 - 6.- Orden de aproximación DS_n .
 - 7.- Número de regiones.
 - 8.- Número de intervalos de malla.
 - 9.- Primera y segunda hipótesis del eigenvalor.
 - 10.- Criterios de convergencia.
 - 11.- Número de grupos de energía y especificación de un grupo base.
 - 12.- Índices para especificar la matriz de secciones eficaces.
 - 13.- Composición material a través del reactor.
 - 14.- Opciones y especificaciones para la fuente externa de neutrones.
 - 15.- Especificaciones para α o k , si se desea.
- Propiedades del material.

- 1.- Valores de $\nu\Sigma_f$, Σ_{tr} y $\Sigma_a^{g-\sigma}$ para cada material y cada grupo de energía.
- 2.- Espectro de fisión, para cada grupo.
- 3.- Velocidades por grupo, si se desea un cálculo α .
- 4.- Modificaciones de concentración o dimensión si se desea un problema de éstos.

- 5.- Segunda matriz de transferencia, $\Sigma_{n,c}^{g-g'}$, si se incluye dispersión anisotrópica lineal.

Salida disponible.

- 1.- Información de entrada.
- 2.- Eigenvalor.
- 3.- Tablas de balance de neutrones.
- 4.- Sección eficaz efectiva.
- 5.- Para cada punto de malla; el punto medio del intervalo de malla, densidad de fisión, elemento de volumen y flujo de neutrones asociado con el intervalo.