

1N15-mf.-5915

MX 8000007

**UNIVERSIDAD AUTONOMA DE ZACATECAS**

---

**ESCUELA DE CIENCIAS QUIMICAS**



**CALCULOS SOBRE REACTORES DE URANIO NATURAL  
ENCAMISADOS CON ZIRCALOY-2 Y MODERADOS  
CON AGUA PESADA.**

**T E S I S :  
DE LICENCIATURA EN INGENIERIA QUIMICA**

**JOSE LUIS PINEDO VEGA**

**ZACATECAS, ZAC.**

**JUNIO DE 1979**

MX8000027

**UNIVERSIDAD AUTONOMA DE ZACATECAS**

---

**ESCUELA DE CIENCIAS QUIMICAS**



**CALCULOS SOBRE REACTORES DE URANIO NATURAL  
ENCAMISADOS CON ZIRCALOY-2 Y MODERADOS  
CON AGUA PESADA.**

**T E S I S :  
DE LICENCIATURA EN INGENIERIA QUIMICA**

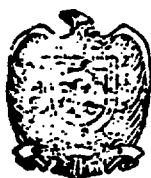
**JOSE LUIS PINEBO VEGA**

**ZACATECAS, ZAC.**

**JUNIO DE 1979**

CLAVE No. 3211893 ESC. DE C.Q. U.A.Z.

Universidad Autónoma de Zacatecas



Exp. N-  
Of. No. 406/79

ESCUELA DE CIENCIAS  
QUÍMICAS  
ANTONIO DOVALI JAIME  
ZACATECAS, ZAC.  
MÉXICO

JOSE LUIS PINEDO VEGA  
CALLE PRIMAVERA 300  
ZACATECAS, ZAC.

En contestación a su solicitud de fecha 24 de agosto de 1978, manifiesto a usted que la Junta revisora integrada por:

Presidente: Ing. Q. Jorge Guillermo Velazquez C.  
V o c a l : Ing. Q. Raymundo Cárdenas Hernández  
V o c a l : Fisico. Humberto Rodríguez Padillo

En contestaciones de fecha 1º. de junio del presente año, y después de haber revisado el trabajo de Tesis que usted desarrolló y que lleva por título "CALCULOS SOBRE REACTORES DE URANIO NATURAL ENCAJISADOS CON ZIRCALOY - 2 Y MODERADOS CON AGUA PESADA" lo encontraron satisfactorio habiéndolo aprobado.

Por lo que está usted facultado por esta Dirección para imprimirla y realizar los trámites necesarios ante la Rectoría de la Universidad Autónoma de Zacatecas.

A t e n t a m e n t e .  
Zacatecas, Zac., 4 de junio de 1979  
EL COORDINADOR DE LA ESCUELA  
DE CIENCIAS QUÍMICAS.

  
ING. Q. RAYMUNDO CARDE



Escuela de  
CIENCIAS QUÍMICAS

REALIZADA EN:

INSTITUTO NACIONAL DE INVESTIGACIONES NUCLEARES DE MEXICO  
(ININ)

ASESOR:

BENJAMIN REYES ANDRADE

## TESIS

### CALCULOS SOBRE REACTORES DE URANIO NATURAL ENCAMISADOS CON ZIRCALOY-2 Y MODERADOS CON AGUA PESADA

#### JUSTIFICACION

El presente trabajo contribuye con un estudio que se realiza en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares de México (ININ) sobre diseño de Reactores Nucleares.

Un Reactor de Potencia de Uranio Natural usa como materiales componentes: Uranio Natural de Combustible, Zircaloy-2 en la camisa y agua pesada en el moderador.

Uno de los Códigos con que el ININ cuenta para cálculos de diseño de Reactores Nucleares es el Código LEOPARD. Y, el presente trabajo tiene el objeto de estudiar el grado de confiabilidad de dicho código en cálculos de Diseño de Reactores cuyos materiales componentes son materiales característicos de Reactores de Potencia de Uranio Natural.

CALCULOS SOBRE REACTORES DE URANIO NATURAL ENCAMISADOS CON  
ZIRCALOY-2 Y MODERADOS CON AGUA PESADA

INDICE

INTRODUCCION

CAPITULO I GENERALIDADES.

- 1.- REACCIONES CON NEUTRONES
- 2.- CONSTANTE DE MULTIPLICACION INFINITA
- 3.- FLUJO DE NEUTRONES
- 4.- ECUACION DE DIFUSION
- 5.- SIMPLIFICACION DE LA ECUACION DE  
DIFUSION PARA UN REACTOR TERMICO

CAPITULO II MODELOS

- 1.- MODELO DE DIFUSION DE UNA VELOCIDAD
- 2.- MODELO DE CELDA UNITARIA

CAPITULO III DESCRIPCION DEL CODIGO LEOPARD

- 1.- GENERALIDADES DEL CODIGO LEOPARD
- 2.- DATOS DE ENTRADA
- 3.- DATOS DE SALIDA

CAPITULO IV CONFIABILIDAD DEL CODIGO LEOPARD RESPECTO A  
RESULTADOS EXPERIMENTALES

- 1.- CELDA CARACTERISTICA DE ZED-2
- 2.- DATOS DE CALCULO

- 3.- RESULTADOS DE ZED-2
- 4.- CELDA CARACTERISTICA DE R3/Adam
- 5.- DATOS DE CALCULO
- 6.- RESULTADOS DE R3/Adam

#### REFERENCIAS

#### CONCLUSIONES

#### APENDICES

- A HOJA DE CODIFICACION PARA EL CALCULO DE ZED-2  
(paso de 24 cm)
- B HOJA DE CODIFICACION PARA EL CALCULO DE R3/Adam  
(paso de 24 cm, temperatura de 20°C)
- C CRITERIOS DE PRECISION REQUERIDA PARA CALCULOS  
DE  $B_m^2$

#### BIBLIOGRAFIA



## INTRODUCCION

Historicamente, el Reactor Nuclear surgió una vez establecidas las condiciones del conocimiento de la Fisión del Uranio y para comprobar las posibilidades de utilización de la enorme cantidad de energía liberada durante la fisión. Se calculaba que tal energía era liberada en un lapso de tiempo menor a un centesimo de segundo y por tanto era necesario un mecanismo que sirviera para regular y frenar a voluntad la velocidad del proceso.

La Fisión Nuclear producida por neutrones fué descubierta por Otto Hahn y Strassmann en 1939. En este tipo de reacción ciertos núcleos atómicos (nuclidos) al ser bombardeados por neutrones se rompen en dos o tres nuevos núcleos atómicos llamados productos de fisión, y se emiten simultáneamente dos o tres neutrones instantaneos, radiación gamma y neutrinos.

Una reacción en cadena puede ser definida como un conjunto de reacciones de fisión producidas en secuencia por los neutrones emitidos en otras reacciones de fisión previamente inducidas. Si el número de neutrones en un ensamble de material fisionable puede ser mantenido constante, existe una reacción en cadena autosostenida. Esto es posible en vista de que cada neutrón que produce una reacción de fisión produce más de un neutrón.

Un Reactor Nuclear puede definirse como un aparato en el cual la Energía Nuclear es Liberada como resultado de una reacción en cadena producida por neutrones.

El entendimiento de las propiedades y comportamiento de un Reactor en el que ocurre una reacción en cadena es llevado a cabo a través del estudio de la población de neutrones -- que sostiene la cadena. Los detalles de la reacción en cadena son determinados por todos los procesos nucleares que ocurren entre los núcleos y los neutrones libres. Los neutrones una vez producidos tienen interacciones, en las cuales pierden energía por choques con los núcleos de los materiales, o son absorbidos y producen o no fisión.

La ecuación de Difusión es una ecuación diferencial que representa el balance de pérdida y ganancia de los neutrones monoenergéticos dentro del Reactor.

El Buckling Material  $B_m^2$  es una constante implícita en la ecuación de Difusión. Su nombre se debe a que todos los términos agrupados en ésta constante dependen de las características de los materiales o de las propiedades del Núcleo de un Reactor.

El Buckling Geométrico  $B_g^2$  bajo ciertas restricciones es una constante implícita en la solución de la ecuación de Difusión. Su nombre se debe a que es una constante que depende del tamaño y forma del núcleo de un Reactor.

## CAPITULO I

En este capítulo se definen los conceptos mediante los cuales se manejan los procesos que simultáneamente ocurren en el interior de un Reactor. Esto constituye la base del lenguaje usado en el tratamiento de problemas de Reactores.

En éste capítulo se deriva la ecuación General de Difusión con el objeto de explicar la relación que existe entre los procesos determinantes en el comportamiento de un Reactor.

## CAPITULO II

El Modelo de Difusión de una Velocidad, es prototipo de otros modelos que existen para estudiar el comportamiento de un Reactor en general. Cada Modelo tiene un grado de precisión y su utilización responde al grado de exigencia necesaria. En contraste con El Modelo de Difusión de una Velocidad, existen otros modelos como el llamado Multigrupos en el cual la energía de los neutrones es clasificada en varios grupos, y se considera que un neutrón de determinado grupo posee la energía promedio de las energías del grupo. La ecuación de Difusión en Multigrupos se plantea a cada grupo de energía.

Un Modelo de Celda Unitaria en el cual existen varias regiones físicas (combustible, camisa, moderador, etc)\* es un método de cálculo de Reactores Heterogeneos. Un cálculo específico de un Reactor Heterogeneo efectuado por un Modelo de Celda Unitaria, no descarta el uso ya sea de Modelo de Difusión de una Velocidad o Multigrupos. El Modelo de Celda Unitaria se plantea para tratar diferentemente cada una de las regiones físicas, y, el planteamiento de la ecuación de Difusión se hace a cada energía (según los grupos del modelo) y en cada región

\* El material fisil y/o fisionable de un Reactor Nuclear se llama combustible; el material que contiene el combustible se llama camisa; y el material cuya función es reducir la energía de los neutrones se llama moderador.

### CAPITULO III

El estudio de las características nucleares de un -- Reactor en el que las fisiones son producidas por neutrones de una variedad de energías y en el que existen varias regiones -- físicas, se hace casi imposible sin recurrir a una maquina computadora.

LEOPARD es un código usado para calcular las caracte-- rísticas nucleares de Reactores utilizando el método de Multi-- grupos para las diferentes regiones. Está limitado a Reactores cuyos núcleos son moderados con agua ligera, aunque es posible incorporarlo a Reactores cuyos núcleos son moderados con agua-- pesada.

El uso del código sólo requiere una adecuada prepara-- ción de datos de entrada.

### CAPITULO IV

ZED-2 es un Reactor experimental usado para estudiar las características nucleares de un ensamble de combustible a diferentes pasos o distancias entre centro y centro de cada ba-- rra de combustible. La vasija (calandria) de éste Reactor es -- un tanque cilíndrico de diametro interno 336 cm y altura 333 -- cm. Los grupos de combustibles están arreglados en forma hexa-- gonal

R3/Adam es un Reactor experimental usado para estu-- diar los efectos de las características nucleares de un ensam-- ble de combustible a diferentes pasos, a diferentes temperatu-- ras. La vasija de éste Reactor es un cilindro de diametro in-- terno 152.4 cm y la altura es de 225 cm. Los grupos de combus--

tibles estén arreglados en forma cuadrada.

Los datos propuestos para los diferentes cálculos de LEOPARD fueron tomados de los Reactores anteriores, puesto que de ellos se conoce el Buckling material medido experimentalmente y, esto permite tener una referencia y así poder comperar - los valores de Buckling material calculados por LEOPARD.

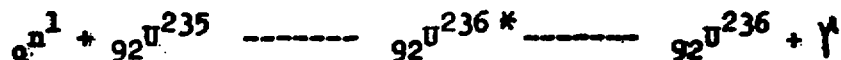
Una vez establecidas las características de ambos ca-  
sos (ZED-2 y R3/Adam) se obtienen los datos de entrada requeri-  
dos por LEOPARD. Posteriormente al cálculo se presentan los re-  
sultados, y la comparación de resultados experimentales y re-  
sultados de LEOPARD se establece mediante las diferencias y --  
error relativo.

**CAPITULO I GENERALIDADES**

- 1.- REACCIONES CON NEUTRONES
- 2.- CONSTANTE DE MULTIPLICACION INFINITA
- 3.- FLUJO DE NEUTRONES
- 4.- ECUACION DE DIFUSION
- 5.- SIMPLIFICACION DE LA ECUACION DE DIFUSION PARA UN REACTOR TERMICO

## 1.- REACCIONES CON NEUTRONES

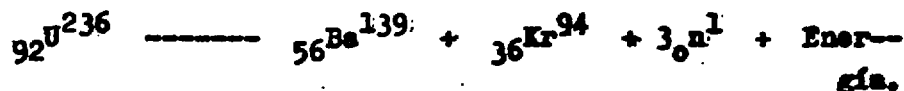
Los Neutrones juegan un papel central en la operación de un Reactor Nuclear, puesto que sirven de agentes para que las reacciones de Fisión ocurran. El proceso de Fisión -- consiste en la división de un núcleo tal como U-235, en dos - (o mas) fragmentos pesados de mucho menor masa y número atómico que el elemento original. El paso inicial es la absorción de un Neutrón por un núcleo de material fisiónable (U-235)



donde: \* indica el núcleo en estado excitado

$\gamma$  indica un fotón de radiación gamma

El 16% de U-236 queda intacto, mientras que el restante 84% - producirá la fisión:



Las Fisiones pueden ser inducidas por Neutrones de alta o baja energía, con alta probabilidad de efectuarse para Neutrones -- lentos. Los Neutrones emitidos (entre dos y tres) son rápidos -- ó de energía alta. Los fragmentos de Fisión, que pueden ser -- más de dos, tienen alta energía cinética y son radiactivos -- puesto que poseen un exceso de Neutrones sobre el número del -- elemento de igual número atómico.

Paralelamente a las reacciones de Fisión, ocurren en el Reactor otros tipos de reacciones e interacciones, que dependen de la energía de los Neutrones y la naturaleza de los -- Núcleos:

i) Colisiones ó Dispersiones Elásticas: Choques entre Neutrones y Núcleos, con conservación de momento y energía cinética en cada colisión, transferencia de parte de la energía cinética del Neutrón al Núcleo, y, cambio en la dirección del movimiento del Neutrón.

ii) Colisiones ó Dispersiones Inelásticas: Choque entre un Neutrón y un Núcleo pesado, tal como el Hierro ó Uranio en el cual el Neutrón de energía cercana a 1 MeV transfiere parte de la energía al Núcleo, excitándolo. El Núcleo regresa a su estado basal por emisión de un rayo gamma.

iii) Captura Radiactiva: El Núcleo absorbe a un Neutrón convirtiéndose en un isótopo. Ejemplo la formación de Co-60 a partir de Co-59. El exceso de la Energía resultante de la absorción es liberada casi instantáneamente por el Núcleo, como un rayo gamma. El isótopo, que es radiactivo decae por emisión de una partícula beta y radiación gamma.

#### Secciones Transversales.

Los cálculos del número de interacciones entre Neutrón y Núcleo son basados en un conocimiento de las probabilidades de interacción.

La medida numérica de las probabilidades de interacción es dada por las secciones transversales microscópicas de notadas por  $\sigma$ , que se considera ser el area efectiva de blanco que presenta un Núcleo. Sus unidades son ( $\text{cm}^2$ ).

$\sigma_a$  es la sección transversal microscópica de absorción  $\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$



donde los subindices e y f indican absorción por captura o fisión.  $\sigma_s$  es la sección transversal microscópica de dispersión:

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_{in}$$

donde los subindices e, in, indican dispersión elástica e inelástica.  $\sigma_t$  es la sección transversal microscópica total:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s = \sigma_c + \sigma_f + \sigma_e + \sigma_{in}$$

Los valores de las secciones transversales dependen de la velocidad ó energía de los Neutrones y del Núcleo bombardeado. En algunos materiales disminuye para aumentos de energía de los Neutrones:  $\sigma \sim \frac{1}{v}$

Si N es la densidad de los Núcleos; el producto  $N\sigma$  denotado por  $\Sigma$  es llamado sección transversal macroscópica. y es la medida por unidad de trayectoria viajada por el Neutrón, de que haya interacción. Se considera también que  $\Sigma$  es el area efectiva de blanco que presenta una unidad de volumen de Núcleos de un material. Sus unidades son:  $(\text{cm}^2/\text{cm}^3)$  ó  $(\text{cm}^{-1})$ .

$\Sigma_a$  es la probabilidad por unidad de longitud de que ocurra una reacción de absorción (captura ó fisión).

$$\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_f$$

$\Sigma_t$  es la sección transversal macroscópica total

$$\Sigma_t = \Sigma_a + \Sigma_s$$

La distancia promedio que un Neutrón viaja sin interaccionar con un Núcleo es llamada camino libre medio:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t}$$

## 2.- CONSTANTE DE MULTIPLICACION INFINITA

El criterio para que exista una reacción en cadena en un sistema que contiene material fisionable, es que el número promedio de Neutrones producidos por unidad de volumen por unidad de tiempo sea constante.

La población de Neutrones en un Reactor, cubre una gama muy amplia de energías; desde un mínimo de cero, hasta un máximo de 10 MeV. Los Neutrones se pueden clasificar de acuerdo a la energía ó a la velocidad que poseen. Los Neutrones con energías desde 0.025 eV ( que están en equilibrio con la materia a 20°C) hasta 1 eV, se llaman Neutrones térmicos (por su energía) ó lentos (por su velocidad). Los Neutrones con energías entre 10 eV y 500 eV, se llaman Neutrones de resonancia. Los Neutrones con energías mayores de 1 MeV se llaman epitermicos (por su energía) ó rápidos (por su velocidad)

Un Reactor en operación puede ser descrito como un continuo ciclo de producción y destrucción de Neutrones. Los eventos principales que constituyen el ciclo son: fisión, dispersión y captura. Los Neutrones de alta energía están continuamente apareciendo por fisiones, mientras que Neutrones de todas las energías están desapareciendo por reacciones de captura y por escape de los límites del sistema. Los Neutrones de alta energía experimentan muchas colisiones de dispersión disminuyendo su energía cinética.

El ciclo empieza con  $n_0$  neutrones producidos por unidad de volumen por unidad de tiempo, una fracción de ellos causarán fisiones y producirán  $n_1$  Neutrones. La razón de población de Neutrones entre dos sucesivas generaciones, tales como  $n_0$  y  $n_1$ , es usada para describir las características de la reacción en cadena y es llamada constante de multiplicación:

$$K = \frac{n_1}{n_0} = \text{razón del número de Neutrones de una generación, al de la generación anterior.}$$

El ciclo de neutrones para un Reactor Térmico, podemos analizarlo comenzando con  $n_0$  neutrones rápidos producidos por fisiones térmicas. El número de neutrones  $n_0$  es incrementado en un factor  $\epsilon$ , llamado factor rápido de fisión debido a las fisiones rápidas de U-235 y U-238, y el total de neutrones rápidos será  $n_0 \epsilon$ . Del total de neutrones rápidos una fracción escapa del sistema, permaneciendo  $n_0 \epsilon P_f$ , donde  $P_f$  es la probabilidad de no escape de neutrones rápidos del sistema. De los neutrones rápidos que permanecen en el sistema, una fracción son absorbidos en la región de resonancia del U-238, llegando a térmicos los neutrones que escapan a la absorción en resonancia  $n_0 \epsilon P_f p$ , donde  $p$  es la probabilidad de escape a la resonancia. Del total de neutrones térmicos una fracción escapa del sistema, permaneciendo  $n_0 \epsilon P_f p P_{th}$ , donde  $P_{th}$  es la probabilidad de no escape de neutrones térmicos del sistema. De los neutrones térmicos que permanecen en el sistema, solo una fracción son absorbidos en el combustible, si  $f$  es el factor de utilización térmica o sea la fracción de absorciones en el combustible respecto al total de absorciones, el número de neutrones térmicos absorbidos en el combustible es  $n_0 \epsilon P_f p P_{th} f$ . Si  $\eta$  es el número de neutrones producidos por neutrón absorbido en el combustible, el número de neutrones empezando otra generación es  $n_0 \epsilon P_f p f \eta$ , donde  $P = P_f P_{th}$ . La Constante de Multiplicación Efectiva es

$$K = \frac{n_0 \epsilon P f \eta}{n_0} = \epsilon P f \eta$$

Un sistema está en estado estacionario cuando  $K = 1$ , en éste caso la generación de neutrones se autoreproduce y existe una población fija. El caso  $K = 1$  corresponde a la condición de Criticidad. Si  $K > 1$ , las subsecuentes generaciones de neutrones aumentarán la población de neutrones y el sistema es supercrítico. Si  $K < 1$ , las subsecuentes generaciones -

### 3.- FLUJO DE NEUTRONES

El flujo de Neutrones es un término que describe la población de Neutrones de un medio. Para Neutrones de una energía específica (velocidad) se define como el número de Neutrones  $n(\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^3\text{seg}})$  multiplicado por su velocidad  $v(\frac{\text{cm}}{\text{seg}})$

$$\phi = nv(\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2\text{seg}})$$

que se considera ser el número de Neutrones que atraviesan un centímetro cuadrado en un segundo en cualquier dirección.

Corriente de Neutrones  $\vec{J}$ .

La corriente  $\vec{J}$  es una cantidad vectorial caracterizada por la razón neta a la cual los Neutrones pasan a través de una superficie orientada en una dirección dada. Con tales interpretaciones:

$\vec{J}$  es una cantidad más conveniente para describir el escape de Neutrones (ó flujo a través de la superficie del Núcleo de un Reactor).

$\phi$  es más útil para caracterizar las razones de reacción.

Las unidades de  $\vec{J}(\vec{r}, t)$  y  $\phi(\vec{r}, t)$  son iguales  $(\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2\text{seg}})$ .

La letargia  $u$ , es un concepto usual como sustituto de la energía y se define por:

$$du = -d(\ln E) = -\frac{dE}{E}$$

ó.

$$u = \ln \frac{E_0}{E}$$

de neutrones disminuirán la población de neutrones, y el sistema es subcrítico.

La Constante de Multiplicación Infinita, se define para un sistema hipotético que no tiene límites físicos. En tales condiciones  $P = F_f P_{th} = 1$  y  $K_{\infty} = \epsilon p f \eta$  también llamada - formula de los cuatro factores.

En base a esto la constante de Multiplicación Efectiva puede definirse como

$$K = K_{\infty} P$$

donde  $E_0$  es una energía arbitraria de referencia, que comunmente es igual a 10 MeV puesto que es una energía alta a la cual existen pocos Neutrones de fisión. La letargia de un Neutrón incrementa al describir una disminución de energía. El espectro de Neutrones como una distribución del flujo en función de la letargia se representa en la figura I-A.

La Dispersión Elástica de un Neutrón con un Núcleo produce una pérdida discreta de Energía de los Neutrones de acuerdo con las leyes de Conservación del Momentum y Energía. El cambio logaritmico de Energía por colisión es:

$$\xi = \frac{\int \Delta(\ln E) dn}{n}$$

donde  $dn$  es el número diferencial de colisiones con cambio logaritmico de Energía  $\Delta(\ln E)$ .

La función  $\xi$  puede ser usada para calcular el número promedio de colisiones que ocurren en la disminución de Energía de  $E_0$  a  $E_1$  de los Neutrones. El cambio total logaritmico es:

$$\ln E_0 - \ln E_1 = \ln \frac{E_0}{E_1}$$

el número de colisiones es el cambio total dividido entre  $\xi$ .

$$c = \frac{\ln (E_0/E_1)}{\xi}$$

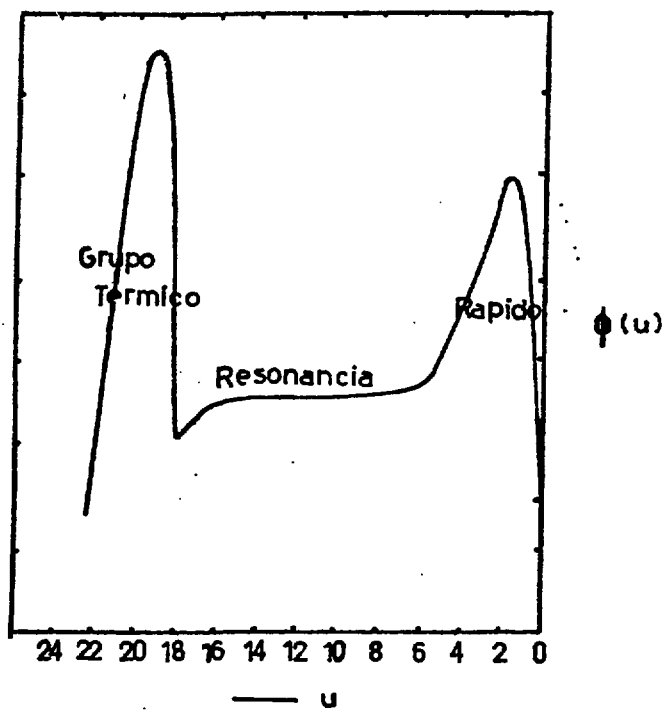


fig. 1-A Distribucion de flujo de Neutrones  
(Energia de 0 a 10MeV)

#### 4.- ECUACION DE DIFUSION

Si examinamos un volumen pequeño del Reactor en cualquier instante, encontraremos Neutrones de todas las energías correspondientes a ciclos diferentes. La situación física en cualquier parte del Reactor es extremadamente compleja.

El cambio en la población de Neutrones por unidad de volumen por unidad de tiempo, se puede generalizar por la ecuación:

$$\left[ \begin{array}{c} \text{Cambio de} \\ \text{Neutrones} \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{c} \text{Número de} \\ \text{Neutrones} \\ \text{Producidos} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{c} \text{Número de} \\ \text{Neutrones} \\ \text{Absorbidos} \end{array} \right] - \left[ \begin{array}{c} \text{Número de} \\ \text{Neutrones} \\ \text{que Escapan} \end{array} \right] \quad \text{Ec. I-A}$$

Cambio de Neutrones

Si  $n(\vec{r}, t)$  es la población de Neutrones en función de la posición en un tiempo dado entonces, la población de Neutrones en todo el medio de volumen  $V$  es:

$$\int_V d\vec{r}^3 n(\vec{r}, t)$$

Si el flujo es:  $\phi(\vec{r}, t) = n(\vec{r}, t)v$  entonces, la población de Neutrones en función del flujo es:

$$\int_V d\vec{r}^3 \frac{1}{v} \phi(\vec{r}, t)$$

y el cambio en la población de Neutrones respecto al tiempo es:

$$\frac{d}{dt} \int_V d\vec{r}^3 \frac{1}{v} \phi(\vec{r}, t) = \int_V d\vec{r}^3 \frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad \text{Ec. I-B}$$

Neutrones producidos

Si  $S(\vec{r}, t)$  es la producción de Neutrones en función



de la posición en un tiempo dado entonces, la producción de Neutrones en el volumen V es:

$$\int_V d\mathbf{r}^3 S(\vec{r}, t)$$

Neutrones absorbidos

Si  $\phi$  ( $\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \text{seg}}$ ) es el flujo de Neutrones y  $\Sigma_a$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) es la sección macroscópica de absorción entonces, - - - - -  $\phi \Sigma_a$  ( $\frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^3 \text{seg}}$ ) es el número de Neutrones absorbidos por unidad de volumen por unidad de tiempo y, el número de absorciones en el volumen V es:

$$\int_V d\mathbf{r}^3 \phi \Sigma_a$$

Escape de Neutrones

si  $\vec{J}$  indica el vector de densidad de corriente de Neutrones (ó simplemente corriente), el escape de Neutrones a través de una superficie S es:

$$\int_S dS \cdot \vec{J}$$

y el escape de Neutrones a través de la superficie total de un volumen V es:

$$\int_V d\mathbf{r}^3 \nabla \cdot \vec{J}$$

donde  $\nabla$  es el operador gradiente:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \text{ para coordenadas cartesianas}$$

Así, la Ec. I-A se expresa en forma general como:

$$\int_V d\mathbf{r}^3 \frac{1}{V} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = \int_V d\mathbf{r}^3 s(\vec{r}, t) - \int_V d\mathbf{r}^3 \phi \Sigma_a - \int_V d\mathbf{r}^3 \nabla \cdot \vec{j}$$

$$\phi = \int_V d\mathbf{r}^3 \left[ s(\vec{r}, t) - \phi \Sigma_a - \nabla \cdot \vec{j} - \frac{1}{V} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right]$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t} = s(\vec{r}, t) - \phi \Sigma_a - \nabla \cdot \vec{j}$$

conocidas como ecuación general de difusión

5.- SIMPLIFICACION DE LA ECUACION DE DIFUSION PARA UN REACTOR-  
TÉRMICO EN ESTADO ESTACIONARIO

La Ecuación de Difusión para un Reactor Térmico en -  
Estado Estacionario (en que no hay variación de flujo respecto  
al tiempo) es pues:

$$S = \phi \Sigma_a + \nabla \cdot \vec{J}$$

La corriente  $\vec{J}$  se relaciona con el flujo en forma —  
aproximada, por la ley Fick para difusión de gases:

$$\vec{J} = - D \nabla \phi$$

donde  $D$  es una constante de proporcionalidad llamada coeficien  
te de difusión que es función de las propiedades nucleares del  
medio y de la velocidad de los Neutrones.  $D$  tiene unidades de-  
longitud:

$$D = \frac{\lambda_{tr}}{3}$$

donde  $\lambda_{tr}$  es llamado: camino libre medio de transporte; y así,  
 $\Sigma_{tr} = 1/\lambda_{tr} = \Sigma_t - \Sigma_s \bar{\mu}_0$ ; y,  $\bar{\mu}_0 = 2/3A$ , y  $A$  es el peso -  
molecular.

La ecuación de difusión es entonces:

$$S = \phi \Sigma_a - D \nabla^2 \phi$$

el ciclo de Neutrones empieza con la fisión. La fuente de Neu-  
trones rápidos es  $S_f = \phi \Sigma_f \nu$ , donde  $\nu$  es el número de Neutro-  
nes rápidos por fisión. Suponemos que el factor de fisión rápi-  
do ó aumento de Neutrones rápidos producidos por Neutrones rá-  
pidos es  $\epsilon = 1$ .

Si  $\eta = \frac{(\Sigma_f)U}{(\Sigma_a)U}$  es el número de neutrones rápidos - por absorciones en el uranio y,  $f = \frac{(\Sigma_a)U}{\Sigma_a}$  es la fracción de neutrones absorbidos en el uranio entre las absorciones totales o utilización térmica, entonces la fuente de neutrones rápidos puede ser expresada por

$$S_f = \frac{\phi(\Sigma_f)U\eta f \Sigma_a}{(\Sigma_f)U} = \phi \Sigma_a f \eta$$

de los cuales una fracción  $P_f$  no escapan del sistema siendo - rápidos, y si el Reactor contiene materiales absorbedores en la región de resonancia y  $p$  es la probabilidad de escape a la resonancia,  $S_f P_f p$  es la fracción de neutrones rápidos que llegan a térmicos, y la fuente térmica será  $S_t = \phi \Sigma_a f \eta P_f p = \frac{K \phi \Sigma_a f \eta P_f p}{K}$ , donde  $K$  es el factor de multiplicación infinita. Sustituyendo en la ecuación de Difusión:

$$D \nabla^2 \phi + \phi \Sigma_a (K P_f - 1) = 0$$

donde las constantes dependientes de los materiales son agrupadas en un solo término llamado Buckling Material

$$B_M^2 = \frac{\Sigma_a}{D} (K P_f - 1)$$

La ecuación se reduce a:

$$\nabla^2 \phi + B_M^2 \phi = 0$$

La solución de ésta ecuación se establece una vez - fijada la geometría del sistema en el operador  $\nabla^2$ .

CAPITULO II MODELOS

1.- MODELO DE DIFUSION DE UNA VELOCIDAD

2.- MODELO DE CELDA UNITARIA

## 1.- MODELO DE DIFUSION DE UNA VELOCIDAD.

La mayoría de los Neutrones de alta energía que se producen como resultado de las reacciones de fisión, dado que las secciones transversales de absorción son relativamente bajas para altas energías, sufren reacciones de dispersión en las cuales pierden energía transformándose en Neutrones de Baja Energía. Eventualmente los Neutrones de Baja Energía se absorben o se pierden del sistema, y una fracción de los Neutrones absorbidos producen reacciones de fisión que conducen a la producción de nuevos Neutrones con Alta Energía. Cuando todos los procesos están balanceados de tal manera que la producción Neutronicas es igual a la perdida total ya sea por escape o absorción, se dice que el Reactor es Crítico.

Dentro de un Reactor Nuclear Crítico hay una compleja distribución de energías neutronicas que se extienden desde las altas energías de los Neutrones de Fisión hasta aquellas de los Neutrones que están en equilibrio con los materiales del Reactor.

Puesto que las probabilidades para los diferentes eventos Nucleares es altamente dependiente de la Energía Neutrónica, es difícil describir la razón a la cual estos eventos se desarrollan, y por lo tanto es conveniente tratar los procesos que ocurren en el interior de un Reactor Nuclear de tal manera que se utilice un promedio para cada evento sobre el rango total de Energía Neutrónica. Cuando se utiliza un promedio para cada evento Nuclear, se dice que se utiliza Teoría de Difusión de una Velocidad o Teoría de Difusión de un Grupo.

El Modelo de Difusión de una Velocidad considera que todos los Neutrones tienen una misma velocidad (ó energía) y --

trata el transporte de estos como un proceso de difusión de un punto a otro. En vista de esto, no puede esperarse que el modelo produzca una estimación cuantitativa muy precisa. Sin embargo, si las secciones transversales que aparecen en este modelo se seleccionan adecuadamente, se puede utilizar el Modelo de Difusión de una velocidad para realizar estimaciones preliminares de diseño. Muchas de las Técnicas Matemáticas que se utilizan para resolver y analizar este modelo son de hecho idénticas a las aplicadas en modelos más sofisticados como la Teoría de Difusión de Multigrupos que se utiliza en el diseño actual de Reactores Nucleares.

El Modelo de Difusión de una Velocidad es muy importante en el estudio de la Teoría de Reactores puesto que es suficientemente simple y realista para poder realizar cálculos detallados y permitir el estudio de los más importantes conceptos que urgen en el Análisis de Reactores Nucleares. El Modelo de Difusión de una Velocidad es particularmente útil y dá buenos resultados para reactores grandes. En estos Reactores la distribución Maxwelliana de las Energías Neutronicas es esencialmente un buen modelo, puesto que una gran proporción del Reactor es Reactor Térmico. La Teoría de Difusión de una Velocidad es una herramienta útil, aún para Reactores en los cuales los Neutrones no están bien termalizados; es útil para hacer estimaciones iniciales; las teorías más avanzadas a menudo consumen mucho tiempo de máquina y solo son económicamente ventajosas en las últimas etapas del Diseño de Reactores. Para iniciar el estudio del comportamiento de un Reactor Nuclear, la Teoría de Difusión de una Velocidad es simplemente fundamental.

## 2.- MODELO DE CELDA UNITARIA

### 1) Ecuación de Difusión para el Combustible en Coordenadas Cilindricas.

Los Reactores Nucleares pueden ser clasificados de acuerdo a dos criterios: al arreglo geométrico de los materiales combustibles y moderador, y a la energía cinética de los Neutrones que causan el total de reacciones de Fisión.

Los Reactores Heterogeneos son caracterizados por la separación geométrica de los combustibles y moderador. En sistemas de éste tipo el combustible puede aparecer en forma de placas, barras, etc., que son distribuidos de acuerdo a una configuración específica entre el moderador.

Un conveniente criterio para seleccionar una configuración heterogenea es la maximización de la constante de multiplicación. La atención en el análisis de Reactores es dirigida hacia la determinación de los factores que entran en la relación de criticidad.

Un método matemático simple para el tratamiento de barras de combustible hace uso de una Celda Unitaria Cilindrica, y es llamado el Modelo de la Celda Unitaria de Wigner. El área cuadrada ó hexagonal asociada con cada barra, es reemplazada por un círculo de área igual. El flujo se asume, no varía a lo largo del eje de la barra, reduciéndose el problema a una dimensión con coordenada  $r$ , radio de la barra  $r_0$ , y radio de la celda  $r_1$ .

La ecuación de Difusión para el combustible en coordenadas cilíndricas es:



$$\frac{d^2 \phi_0}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\phi_0}{dr} - k_0^2 \phi_0 = 0$$

Si se hace la sustitución  $x = k_0 r$ :

$$\frac{d^2 \phi_0}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d\phi_0}{dx} - \phi_0 = 0$$

que es la ecuación de Bessel modificada de orden cero. Tiene -- dos posibles soluciones  $I_0(x)$  y  $K_0(x)$  ó funciones de Bessel de 1ª y 2ª clase respectivamente, donde la segunda solución puede ser excluida inmediatamente porque su valor se hace infinito a  $x = 0$ , como se ve graficamente (II-1, II-2).

La solución general para el flujo en el combustible -- es pues:

$$\phi_0(r) = AI_0(k_0 r)$$

donde A es una constante arbitraria.

La ecuación de Difusión para el Moderador es:

$$\frac{d^2 \phi_1}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\phi_1}{dr} - k_1^2 \phi_1 = - \frac{S_1}{D_1}$$

teniendo por solución la suma de las soluciones, característi-- cas de la ecuación homogénea  $K_0(k_1 r)$  y  $I_0(k_1 r)$ , y la integral -- particular  $S_1/\phi_1$ .

$$\phi_1(r) = CK_0(k_1 r) + GI_0(k_1 r) + \frac{S_1}{D_1}$$

donde G y C son constantes arbitrarias.

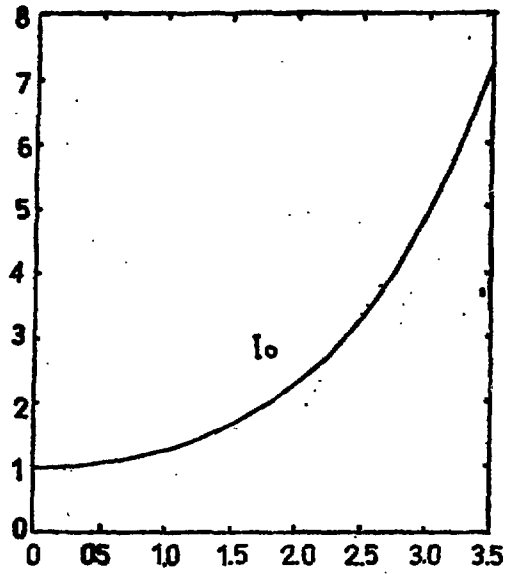


fig II-1 Primera solución de la ecuación de Bessel modificada de orden cero

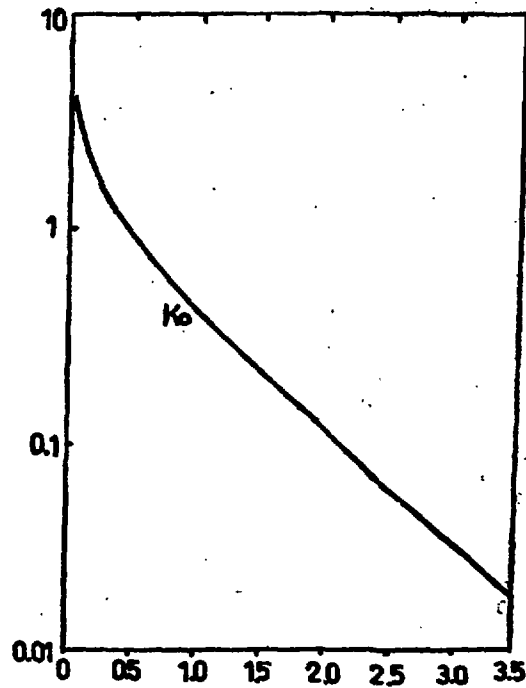


fig. II-2 Segunda solución de la ecuación de Bessel modificada de orden cero

La distribución de flujo puede ser graficada conociendo los valores de las constantes arbitrarias.

ii) Utilización Térmica.

El flujo térmico diferirá en los medios separados físicamente, hay de hecho una depresión en la población de Neutrones en la región del combustible. Si  $\phi_i(r)$  denota el flujo térmico en la región  $i$  de la celda ( $i =$  combustible, moderador), - podemos definir la Utilización Térmica como:

$$f = \frac{\int_{V_0} \sum_{a0} \phi_0(r) dr}{\int_{V_1} \sum_{a1} \phi_1(r) dr + \int_{V_0} \sum_{a0} \phi_0(r) dr}$$

donde  $V_0$  y  $V_1$  son los volúmenes del combustible y el moderador.

Si el combustible y moderador son separadamente homogéneos y uniformes, entonces  $\sum_{ai} = N_i \sigma_{ai}$  son constantes ( $N_i$  denota la densidad de núcleos en el material puro  $i$ ). La expresión anterior puede ser escrita entonces por:

$$f = \frac{\sum_{a0} V_0 \bar{\phi}_0}{\sum_{a0} V_0 \bar{\phi}_0 + \sum_{a1} V_1 \bar{\phi}_1}$$

donde  $\bar{\phi}_1$  es el flujo promedio. Y la razón de flujo promedio:

$$\frac{\bar{\phi}_1}{\bar{\phi}_0}$$

Se llama factor de desventaja, puesto que el combustible está en desventaja si el flujo promedio es menor que a través del mo

derador, en la región del combustible.  $f$  puede ser reducido a:-

$$f = \frac{\sum_{a0}}{\sum_{a0} + \sum_{a1} \gamma (v_1/v_0)}$$

donde  $\gamma$  es el factor de desventaja.

Para calcular el factor de Utilización Térmica es necesario pues, conocer los flujos promedios.

### iii) Probabilidad de Escapa a la Resonancia.

El número fraccional de Neutrones que son eliminados por captura en un rango de Letargia  $du$ , es el producto del número de colisiones ( $du/\xi$ ) y la oportunidad relativa de ser absorbidos ( $\frac{\sum_a}{\sum_s + \sum_a}$ ):

$$\frac{dn}{n} = \frac{du}{\xi} \frac{\sum_a}{\sum_a + \sum_s} = \frac{du}{\xi} \frac{\sum_a}{\sum_t}$$

Integrando desde  $u=u_0$  hasta:

$$\frac{n}{n_0} = \text{EXP} \left[ - \int_{u=u_0}^u \frac{\sum_a du}{\sum_t \xi} \right]$$

que es la fracción de Neutrones que escapan a la captura, ó es la probabilidad de escape a la captura entre el rango de Letargia desde  $u=u_0$  hasta  $u=u$ . La probabilidad de escape en función de la Energía entre  $E_{th}$  (energía térmica) y  $E$ , es:

$$p = \text{EXP} \left[ - \int_{E_{th}}^E \frac{\sum_a dE}{\sum_t E} \right]$$

La expresión integral tiene muchas aproximaciones que comúnmente se dan como función Integral de Resonancia.

iv) Factor Rápido de Fisión.

Entre los muchos Neutrones de Fisión que se producen, unos pocos causan además fisión rápida, incrementando así el número de Neutrones Disponibles. La cantidad de fisiones rápidas en materiales combustibles está relacionada con la oportunidad de que un Neutrón rápido liberado en el combustible sea capaz de interactuar con Núcleos del combustible antes de escapar al moderador (en arreglo heterogeneo).

El Factor Rápido de Fisión  $\epsilon$  es mejor definido por la relación:

$\epsilon - 1 =$  Ganacia de Neutrones rápidos por Neutrones de fisión empezando el ciclo.

CAPITULO III DESCRIPCION DEL CODIGO LEOPARD

1.- GENERALIDADES DEL CODIGO LEOPARD

2.- DATOS DE ENTRADA

3.- DATOS DE SALIDA

## 1.- GENERALIDADES DEL CODIGO LEOPARD

El código LEOPARD se usa para calcular las secciones transversales de un ensamble de combustible. LEOPARD considera los parametros del Núcleo de un Reactor dentro de dos grupos:- el Grupo Térmico (correspondiente a energías bajas de los neutrones) y el Grupo Rápido (correspondiente a energías altas de los neutrones).

El Código LEOPARD engloba dos códigos: MUFT y SOFOCA TE. MUFT es un código que calcula las secciones transversales del grupo Rápido usando 54 subgrupos y, SOFOCA TE es un código que calcula las constantes promedio del grupo Térmico usando 172 subgrupos, clasificados de acuerdo a las energías de los neutrones. El límite entre los grupos Rápido y Térmico corresponde a la energía de 0.625 eV. El límite inferior del grupo Térmico es 0 eV mientras que el límite superior del grupo Rápido es 10 MeV. Los rangos de energía de cada subgrupo del grupo Rápido se presentan en la fig (III-1) (se observará que los cambios de letargia entre subgrupos es  $u = 0.25$ ). El grupo Térmico es dividido en 172 subgrupos: de 0 a 0.006 eV, hay 61 grupos con rango de energía para cada grupo de 0.0001 eV; de 0.006 a 0.06 eV, hay 54 grupos en rangos de energía para cada grupo de 0.01 eV; de 0.06 eV a 0.63 eV hay 57 grupos divididos en 0.01 eV. El último punto de energía es actualmente 0.625 y el cálculo de éste es una interpolación lineal entre 0.62 y 0.63 eV.

LEOPARD contiene una subrutina de agotamiento BURN, que calcula el cambio en las secciones transversales como función del material combustible quemado. Es posible pues obtener una colección completa de secciones transversales para un ensamble de combustible tomando en cuenta el tiempo del ensamble dentro del Núcleo del Reactor.

ENERGIA	LETARGIA (u)	Au	SUBGRUPO N°	
10 MeV	0	0.25	1	GRUPO RAPIDO
•	•	"	•	
•	•	"	•	
0.821 MeV	2.5	"	10	
•	•	"	•	
•	•	"	•	
5.53 KeV	7.5	"	30	
•	•	"	•	
•	•	"	•	
0.625 eV	15.588	"	53 54	
•	•	"	•	
0 eV	$\infty$	"	•	

FIG. III-1 ESQUEMA DE LA ESTRUCTURA DEL GRUPO RAPIDO CLASIFICADO EN LEOPARD.

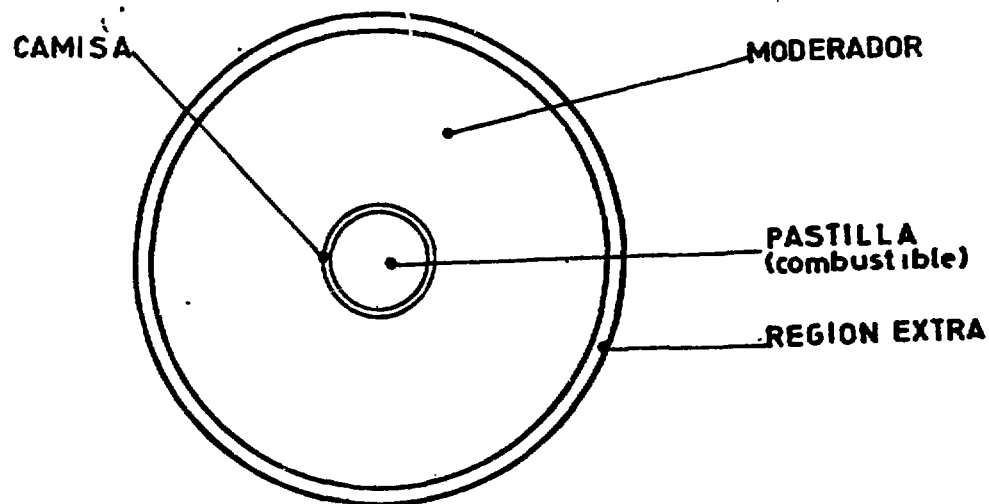


FIG. III-2 CELDA UNITARIA DEFINIDA EN LEOPARD



LEOPARD asume que el ensamble de combustible consiste de un arreglo grande de Celdas Unitarias de combustible en distribución cuadrada o hexagonal.

Una Celda Unitaria consiste de una barra cilíndrica de combustible protegida por una camisa y ambas rodeadas por una región moderadora y una región extra, que se usa para tomar en cuenta la porción del Núcleo que no está representada por la Celda Unitaria, fig (III-2).

Puesto que LEOPARD uso 172 subgrupos Térmicos, las secciones transversales son homogeneizadas para cada uno de los 172 subgrupos, y posteriormente son colapsadas en un solo grupo Térmico, promediándolas sobre el espectro de energías de los neutrones. Similarmente se homogeniza y colapsa el coeficiente de Difusión Térmico. Las secciones transversales de energías rápidas por otro lado, son colapsadas en tres grupos y en un solo grupo fig(III-1).

## 2.- DATOS DE ENTRADA

Los datos básicos que LEOPARD requiere para ejecutar un cálculo son llamados datos de entrada. La preparación de los datos de entrada se hace de acuerdo al orden y simbología de tres formas especiales llamadas Hojas (A, B y C), en las que se clasifican los datos característicos, que son la forma como LEOPARD acepta la información de entrada. La forma de introducir los datos es, trasladando la simbología de una Hoja de Codificación llenada en el orden indicado en dichas Hojas, a LEOPARD.

Mediante la Hoja A, fig (III-3), se especifica: si el caso para el que se plantea el cálculo es de referencia o es una modificación de un caso previo; las unidades en que se presentan los datos de temperatura; las unidades en las que se presentan los datos de longitudes; el tipo de arreglo; y, las opciones de cálculo en general.

Mediante la Hoja B, fig (III-4), se describe: la composición volumétrica de cada región, indicando los elementos componentes mediante los índices presentados en la fig (III-5); los factores de los elementos traza, abundancia de los isotopos importantes; temperaturas regionales, Buckling Geométrico; radio de la pastilla; radio externo de la camisa, paso; presión de  $H_2O$ , presión de  $D_2O$  y densidad de  $UO_2$ .

Mediante la Hoja C se describen los datos necesarios para cálculos de Quemado y Venenos.

En la fig (III-6) se presenta la descripción de una Hoja de Codificación.

HOJA - A

Título:

a. Caso cambio		0
Caso referencia		1
b. Temperatura	F <sup>o</sup>	0
	R <sup>o</sup>	1
	K <sup>o</sup>	2
	C <sup>o</sup>	3
c. Longitud en	Centímetros	0
	Pulgadas	1
d. Celda	Cuadrada	0
	Hexagonal	1
e. Calcula L-238		0
L-238 Dato		1
f. Ajuste por Temperature	No	0
	Si	1
g. $G_{rem}$ Ajuste por Elemento; Índice *		-
h - m. (imprima ceros)		0
n. Quemado	No	0
	Si	1
o y p. (imprima ceros)		0
q. Calcula $B_m^2$ en Criticidad	Si	0
	No	-
Investiga venenos térmicos		-
" venenos con t % de absorción rápida (t=entero)		+1
r. Ajusta $B_g^2$ con Quemado	Si	1
	No	-

\* Esta opción se ignora si se introduce (0)

fig (III-3)

Hoja - B

Descripción de Composición

Indice	Pastilla	Camisa	Moderador	R. Extra
777	0.0	0.0	0.0	0.0

Elementos Traza

Indice	Factor
77	0.0

Nota

- a. Para U-235 entra + at/o 6 gr/o
- b. Para B-10 entra + ppm rel. a  $H_2O$   
- ppm rel. a  $UO_2$
- c. Para  $D_2O$  entra D/H
- d. Otros entra at/o rel. a  $UO_2$
- e. Usar decimales (ejem: 3at/o - 0.03)

Temper. de Resonancia	Temper. de la Pastilla	Temper. de la Camisa	Temper. del Moderador	Buckling Geom. $cm^{-2}$	Fac. de Fico en R. Extra Blanco - 1.0

Radio/E de la Pastilla	Radio/E de la Camisa	Paso en cm	S e I g n o r a n	Fracción de R. Extra

Presión de $H_2O$	Presión de $D_2O$	Densidad de $UO_2$ $gr/cm^{36\%}$	Densidad de $PuO_2$ $gr/cm^{36\%}$	Densidad de $ThO_2$ $gr/cm^{36\%}$	(+) Corte Cd (-) ---L-238

fig (III-4)

INDICE	ELEMENTO	DENSIDAD (at/A <sup>3</sup> )
1	H	1.0
2	O	1.0
3	Zr-2	0.04326
4	C	0.0803
6	Fe	0.0848
7	Ni	0.0913
9	Al	0.0598
11	Cr	0.0822
15	Mn	0.07897
18	U-235	1.0
19	U-236	1.0
20	U-238	1.0
21	Fu-239	1.0
22	Pu-240	1.0
23	Pu-241	1.0
24	Pu-242	1.0
25	I-135	1.0
26	Sm-149	1.0
27	Xe-135	1.0
28	F. P.	1.0
29	B-10	1.0
38	D	1.0
50	U-233	1.0
51	U-234	1.0
62	Th-232	1.0
65	Pa-233	—
75	Pr-149	—
97	ThO <sub>2</sub>	0.02288
98	FuO <sub>2</sub>	0.02547
99	UO <sub>2</sub>	0.02442
100	H <sub>2</sub> O	0.03344
101	D <sub>2</sub> O	0.03322
304	SS-304	0.08807
316	SS-316	0.08691
348	SS-348	0.08791

fig (III-5) Indices de los elementos en  
LEOPARD

TITULO						
1	3	8	8	1	1	8 1 OPCIONES
INDICE	PASTILLA	CAMISA	MODERADOR	REG. EXTRA		
777	8.8	8.8	8.8	8.8		
INDICE	FACTOR					
777	8.8					
TEMP. RESON.	TEMP. PAST.	TEMP. CAMISA	TEMP. MODER.	BUCKLING G.		
R.E. PASTILLAR	R.E. CAMISA	PASO	SE IGNORAN	FRACR. EXTRA		
PRESION H <sub>2</sub> O	PRESION D <sub>2</sub> O	DENSIDAD VO <sub>2</sub>	DENSIDAD PaD <sub>2</sub>	DENSIDAD THO <sub>2</sub>	±CORTE C8	-L-238
VOLUMEN (cm <sup>3</sup> )	POTENCIA (WATTS)	URANIO	QUEMADO INICIAL	FACE SC. PROD. FIS		
PASO #	TEMP	VENENOS				
777	8.8	8.8				

FIG III-6 DESCRIPCION DE UNA HOJA  
DE CODIFICACION DE LEOPARD

### 3.- DATOS DE SALIDA

Los datos y resultados obtenidos despues de la ejecución de un cálculo son llamados datos de salida. Los datos de salida se presentan impresos en un listado de diez páginas.

En la página 1 se presentan los datos de entrada en la misma forma como entraron.

En la página 2 se presentan: las fracciones volumétricas de cada región; los factores de los elementos traza; y, la fracción de región extra.

En la página 3 se presentan: las temperaturas en la misma forma en que entraron; la geometría de la celda, corregida por temperatura si esa fué la opción; el factor de multiplicación efectiva, el factor de multiplicación infinita; flujo rápido, flujo térmico; Buckling Material.

En la página 4 se presentan: las densidades atómicas de los elementos componentes, promediados por flujo y por volumen; las secciones transversales diferenciales de eliminación por elemento en los tres grupos rápidos.

En la página 5 se presentan las secciones transversales microscópicas de transporte por elemento, en los tres grupos rápidos y el grupo térmico.

En la página 6 se presentan las secciones transversales microscópicas de absorción por elemento, en los tres grupos rápidos, el grupo de resonancia y el grupo térmico.

En la página 7 se presentan las secciones transver-

sales microscópicas de fisión por elemento, y las secciones transversales microscópicas de nu-fisión.

En la página 8 se presentan las secciones transversales microscópicas por elemento colapsadas en un grupo rápido.

En la página 9 se presenta el balance de neutrones usando Buckling Material: capturas rápidas por elemento, fisiones rápidas por elemento, capturas lentas por elemento, fisiones lentas por elemento, balance total por elemento.

En la página 10 se presentan las secciones transversales macroscópicas homogeneizadas de cada uno de los tres -- grupos rápidos, de un grupo rápido, del grupo térmico; razones de reacción.



CAPITULO IV CONFIABILIDAD DEL CODIGO LEOPARD RESPECTO A  
RESULTADOS EXPERIMENTALES

1.- CELDA CARACTERISTICA DE ZED-2

2.- DATOS DE CALCULO

3.- RESULTADOS DE ZED-2

4.- CELDA CARACTERISTICA DE R3/Adam

5.- DATOS DE CALCULO

6.- RESULTADOS DE R3/Adam

REFERENCIAS

1.- CELDA CARACTERISTICA DE ZED-2

Sección Transversal de la Celda, fig (IV-1), Ref 1

Pastilla.- grupo de 19 barras: Uranio Natural ( $UO_2$ ), Ref 1  
    diametro de cada barra           1.42 cm  
    densidad del  $UO_2$                10.45 gr/cm<sup>3</sup>  
camisa de cada barra: Zr-2  
    diametro interno                 1.43 cm  
    espesor                           0.45 mm  
refrigerante:  $D_2O$ , 99.63 % de pureza

Camisa.- tubo de presión: Zr-2  
    diametro interno                 8.28 cm  
    espesor                           0.428 cm  
tubo de calandria: Al  
    diametro interno                 10.16 cm  
    espesor                           0.142 cm

Moderador.-  $D_2O$ , 99.63 % de pureza.

2.- DATOS DE CALCULO

Pastilla.- Volumenes parciales unitarios

$$V(UO_2) = \frac{\pi}{4} (1.42)^2 (19) = 30.0898$$

$$V(Zr-2) = \frac{\pi}{4} (1.52^2 - 1.42^2) (19) = 3.9619$$

$$V(D_2O) = \frac{\pi}{4} (8.28)^2 - V(UO_2) - V(Zr-2) (0.9963) = 19.2968$$

$$V(H_2O) = \frac{\pi}{4} (8.28)^2 - V(UO_2) - V(Zr-2) (0.0037) = 0.07166$$

Fracciones:

$$fr(UO_2) = 0.5588$$

$$fr(Zr-2) = 0.0814$$

$$fr(D_2O) = 0.3583$$

$$fr(H_2O) = 0.00026$$

Camisa.- Volumenes parciales unitarios

$$V(Zr-2) = \frac{\pi}{4} (9.136^2 - 8.28^2) = 11.7087$$

$$V(Al) = \frac{\pi}{4} (10.444^2 - 10.16^2) = 4.5957$$

Fracciones:

$$fr(Zr-2) = 0.3679$$

$$fr(Al) = 0.1441$$

Moderador.-Fracciones:

$$fr(D_2O) = 0.9963$$

$$fr(H_2O) = 0.0037$$

### Buckling Geométrico

$$B_g^2 = \left(\frac{J_0}{R'}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H'}\right)^2$$

$$R' = R + d ; H' = H + 2d ; d = 0.71 \text{ tr}$$

$$R = 168 \text{ cm} ; H = 333 \text{ cm} ; R' = 172 \text{ cm} ; H' = 341.3 \text{ cm}$$

$$J_0 = 2.4041$$

$$B_g^2 = 2.8 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$$

3.- RESULTADOS DE ZED-2: fig (IV-2) y fig (IV-3)

BUCKLING MATERIAL [m<sup>2</sup>]  
4  
3  
2  
1

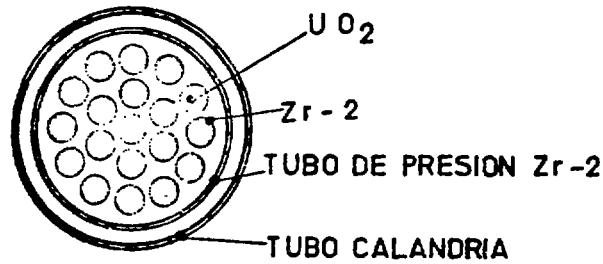


FIG IV-1 SECCION TRANSVERSAL DEL GRUPO DE 19 BARRAS CARACTERISTICO DE LA CELDA ZED-2

Paso (cm)	$B_m^2$ Calculado LEOPARD	$B_m^2$ Experimental	$\Delta B_m^2$	error% = $\frac{\Delta B_m^2}{B_m^2} \cdot 100$
18	0.4911 $m^2$	1.19 $m^2$	0.698 $m^2$	58.65 %
24	3.7991 "	3.89 "	0.0909 "	2.336 "
28	3.7906 "	3.80 "	0.0094 "	2.473 "
36	2.768 "	2.64 "	-0.0128 "	-4.848 "

fig. IV-2 Comparación del Buckling Experimental (Ref. 1 ) y Buckling Calculado por LEOPARD, Celda ZED-2.

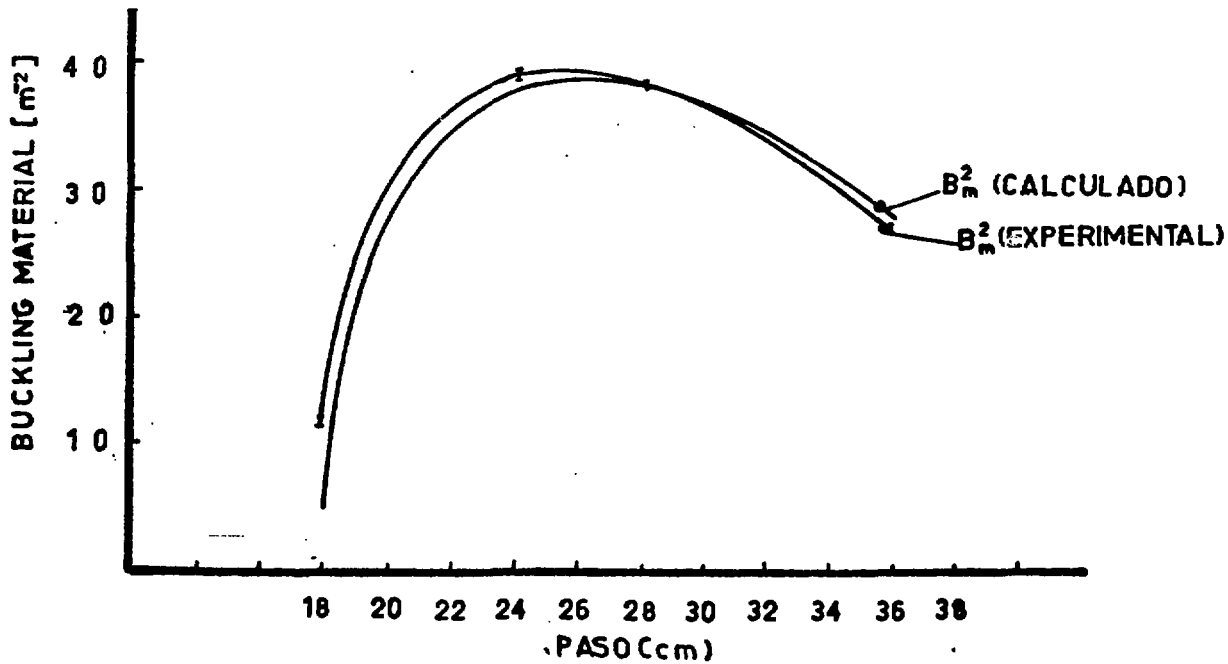


FIG. IV-3 GRAFICA (PASO  $B_m^2$ ) T-25°C, ZED-2

4.- CELDA CARACTERISTICA DE R3/Adam

Sección transversal del grupo de barras de combustible:  
fig (IV-4), Ref 3 y Ref 4

Pastilla.- grupo de 19 barras de Uranio Natural ( $UO_2$ ), Ref 5

diámetro de cada barra	1.7 cm
densidad de $UO_2$	10.5 gr/cm <sup>3</sup>
camisa de cada barra: Zr-2	
diámetro interno	1.72 cm
espesor	0.07 cm

Camisa.- hipotética:  $D_2O$ , 99.75 % mol de pureza

radio interno	4.835 cm
radio externo	4.836 cm

Moderador.-  $D_2O$ , 99.75 % mol de pureza.

T = 20°C: R. E. = 4.836 cm

T = 80°C: R. E. = 4.839 cm

5.- DATOS DE CALCULO

Pastilla.- Volúmenes parciales unitarios:

$$V(UO_2) = \frac{\pi}{4} (1.7)^2 (19) = 43.1263$$

$$V(Zr-2) = \frac{\pi}{4} (1.86^2 - 1.7^2) (19) = 8.4998$$

$$V(D_2O) = \frac{\pi}{4} (4.835)^2 - V(UO_2) - V(Zr-2) (0.9975) = 19.4443$$

$$V(H_2O) = \frac{\pi}{4} (4.835)^2 - V(UO_2) - V(Zr-2) (0.0025) = 0.04873$$

Fracciones:

$$fr(UO_2) = 0.2963$$

$$fr(H_2O) = 0.00074$$

$$fr(Zr-2) = 0.1157$$

Camisa.- Fracciones:

$$fr(D_2O) = 0.9975$$

$$fr(H_2O) = 0.0025$$

Moderador.-Fracciones:

$$fr(D_2O) = 0.9975$$

$$fr(H_2O) = 0.0025$$

Buckling Geométrico.-

$$B_g^2 = \left(\frac{J_0}{R^2}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H^2}\right)^2; \quad j_0 = 2.4041$$

$$R = 76.2 \text{ cm}; H = 225 \text{ cm}; R^2 = 78.84 \text{ cm}; H^2 = 228.79 \text{ cm}$$

$$B_g^2 = 0.0001119 \text{ cm}^{-2}$$

6.- RESULTADOS DE R<sub>3</sub>/Adam: fig (IV-5); fig (IV-6); fig (IV-7);  
fig (IV-8)

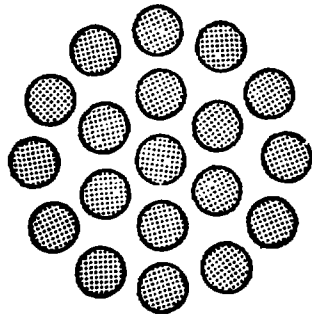


FIG. IV-4 SECCION TRANSVERSAL DEL GRUPO DE  
19 BARRAS CARACTERISTICO DE LA  
CELDA DE R 3 / Adam

temperatura del ensamble: 20°C	Paso 24 cm	Paso 27 cm	Paso 30 cm
Buckling Calculado $ \bar{m}^2 $	5.4511	5.254	4.7906
Buckling Experimental $ \bar{m}^2 $	5.42	5.35	4.71
$\Delta B_m^2  \bar{m}^2 $	-0.0311	0.096	-0.0806
$(\Delta B_m^2 / B_m^2)(100)$	-0.5738%	1.8085%	-1.7112%

fig. IV-5 Comparación del Buckling Experimental (Ref. 3 )  
y Buckling Calculado por LEOPARD, Celda R3/Adam,  
T = 20°C

temperatura del ensamble: 80°C	Paso 24 cm	Paso 27 cm	Paso 30 cm
Buckling Calculado $ \bar{m}^2 $	4.8275	4.7063	4.3245
Buckling Experimental $ \bar{m}^2 $	4.82	4.71	4.37
$\Delta B_m^2  \bar{m}^2 $	-0.0075	0.0037	0.0455
$(\Delta B_m^2 / B_m^2)(100)$	-0.1556	0.0785	1.0411

fig. IV-6 Comparación del Buckling Experimental (Ref. 3 )  
y Buckling Calculado por LEOPARD, Celda R3/Adam,  
T = 80°C



fig. IV-7 Grafica (Paso- $B_m^2$ ) R3/Adam, T = 20°C

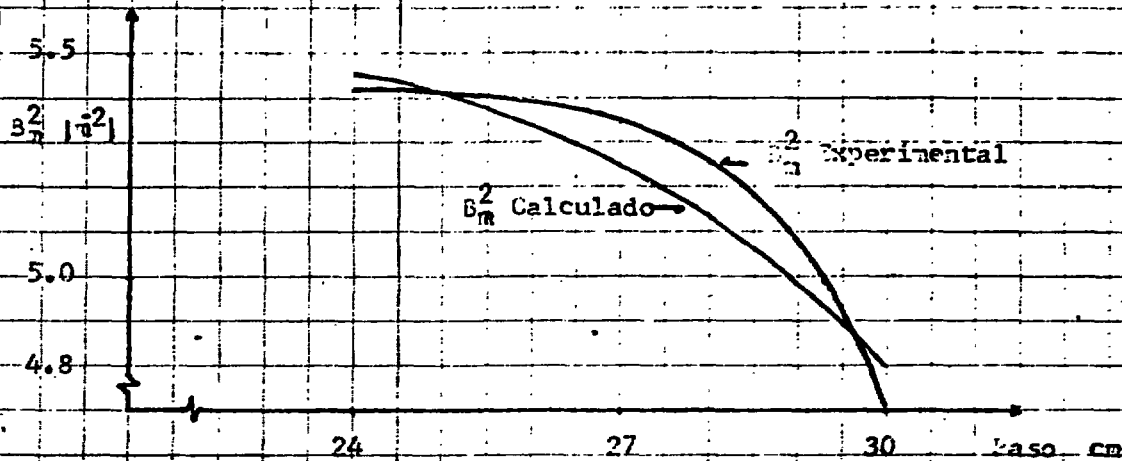
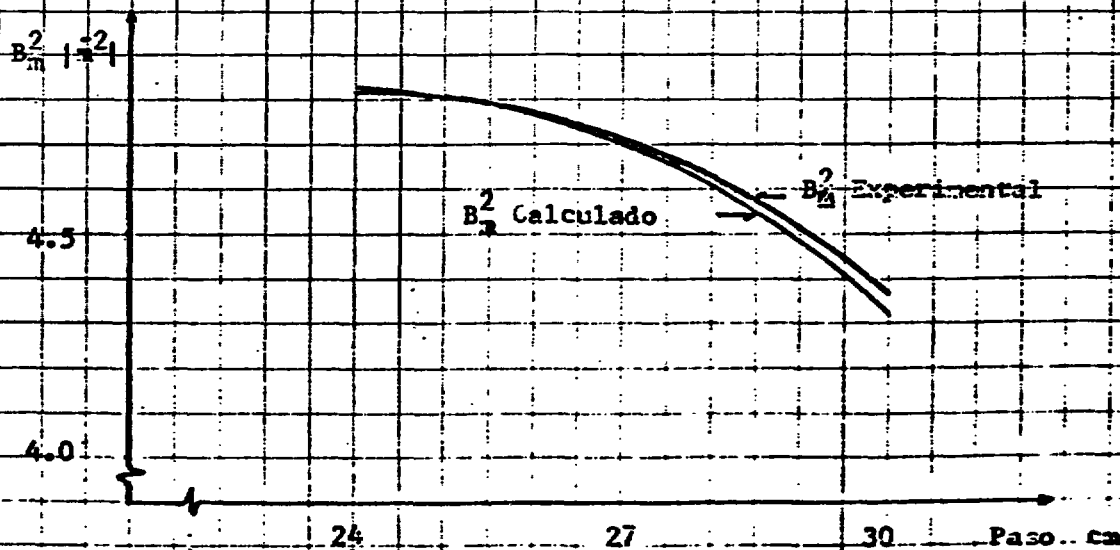


fig. IV-8 Grafica (Paso- $B_m^2$ ) R3/Adam, T = 80°C



## REFERENCIAS

- [1] R. E. GREEN et al., ZED-2 Measurements, HIGHLIGHTS OF CHALK RIVER WORK, HEAVY WATER LATTICES, Second Panel Report, (1963) 53-54
- [2] R. E. GREEN et al., RESULTS OF ZED-2 MEASUREMENTS, HIGHLIGHTS OF CHALK RIVER WORK, HEAVY WATER LATTICES, Second Panel Report (1963) 61
- [3] BAUMANN, N. P., GRAVES, W. E., HENNELLY, E. J. and O'NEILL G. F., High temperature exponential measurements and room-temperature critical substitution measurements on Swedish-R3/Adam fuel Assemblies in heavy water, NUKLEONIK band 4 - heft 5 (Juli 1962) 200
- [4] APPENDIX VI, 19 rod hot moderator experiments (R3 fuel), Heavy Water Lattice calculations in Sweden, HEAVY WATER LATTICES, Second Panel Report, (1963) 300
- [5] APPENDIX V, 19 rod cluster experiments (R3 fuel) Heavy Water Lattice calculations in Sweden, HEAVY WATER LATTICES Second Panel Report (1963) 299

## CONCLUSIONES

De los resultados de 3ED-2 y R3/Adam se comprueba — que para cualquier Reactor, cuyas pastillas están constituidas por grupos de barras de Uranio Natural en tubos de Zircaloy-2- y alternadas en agua pesada, cuyas camisas no existen o tienen Zircaloy-2, y cuyo moderador es agua pesada, existe un conjunto de valores de Buckling Material calculados por LEOPARD aproximados a los valores del Buckling Material experimental.

La aproximación entre los valores de Buckling Material calculado por LEOPARD y valores de Buckling Material experimental varía para diferentes valores de paso (distancia entre centro y centro de cada celda). La diferencia aumenta cuando el paso tiende a ser cero y cuando el paso tiende a ser grande, habiendo una región intermedia donde la diferencia tiene valores mínimos.

El Intervalo de Confianza de Calculos de Diseño puede definirse como el conjunto de valores de paso para los cuales la correspondiente diferencia de valores de Buckling Material calculado por LEOPARD y experimental, es mínima y menor — que el error relativo de valores de Buckling Material en la etapa de Cálculo de Diseño de un Reactor Nuclear (ver Apéndice-C).

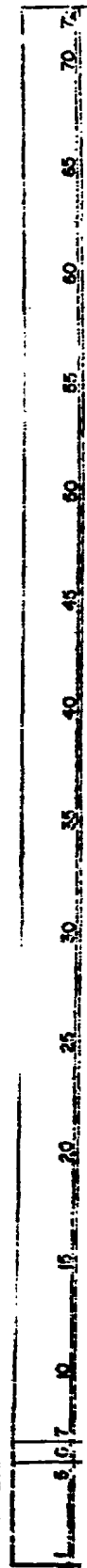
Para cualquier Reactor, el Intervalo de Confianza se obtiene de la definición de error relativo

$$\pm 4\% = \frac{\Delta B_m^2 (100)}{B_m^2}$$

y la gráfica (paso- $B_m^2$ ). Escogiendo sucesivamente valores de  $B_m^2$  (calculado) se calcula  $\Delta B_m^2$  mediante la definición, hasta a-

justar con el  $\Delta B_m^2$  leído en la gráfica.

La aproximación de los valores de Buckling Material-  
calculado por LEOPARD y Buckling Material experimental se ob--  
serva a cualquier temperatura.



	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	70	75
APENDICE A															
CELDA CARACTERISTICA DE ZED 2															
1	3	8	1	8	1	3	8								
	99			5588											
	100			00026					0037						
	101			3583					9953						
	3			0814				3679							
	9							1444							
	777			00				00							00
	18			0070				00							00
	777			00				00							00
	2500			2500				2500							00028
	4506			5222				2400							
	1400			1400				9543							525



APENDICE C

Presición requerida para el cálculo de  $B_m^2$  en las diferentes etapas de Diseño del Núcleo de un Reactor Nuclear.

ETAPA	$B_m^2 \text{ m}^{-2}$	$B_m^2/B_m^2 \%$
Calculos Preliminares	$\pm 0.8$	$\pm 11.0$
Calculos de Diseño	$\pm 0.3$	$\pm 4.0$
Calculos de Operación	$\pm 0.1$	$\pm 1.4$

-Benjamín Reyes Andrade, basado en:  
 International Atomic Energy Agency  
 Vienna (1960)  
 Heavy Water Lattices

BIBLIOGRAFIA

- REACTOR ANALYSIS

Robert V. Meghreblian  
Oak Ridge National Laboratory  
David K. Holmes  
Oak Ridge National Laboratory  
McGRAW-HILL BOOK COMPANY, INC.  
New York Toronto London  
1960

- NUCLEAR REACTOR PHYSICS

Raymond L. Murray  
Professor of Physics  
North Carolina State College  
of Agriculture and Engineering  
PRENTICE-HALL, INC.  
Englewood Cliffs, N.J.  
1957

- MANUAL DEL CODIGO LEOPARD

- HEAVY WATER LATTICES

Second Panel Report  
Report of the Second Panel on Heavy Water Lattices  
Held in Vienna, 18-22 February 1963  
INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY  
Vienna  
1963



- NUCLEAR REACTOR THEORY

Lamarsch J.R.

ADISON

1966

