

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

Facultad de Ciencias

Escuela Profesional de Física



Tesis para optar por el Título Profesional de:

Licenciado en Física

Titulada:

Determinación de la Fracción Efectiva de Neutrones

Retardados mediante las Técnicas de Ruido Neutrónico y Activación

Neutrónica para el Reactor Peruano de Investigación de Potencia Cero (RP-0)

Presentada por:

Magaly Rosa Zapata Balcázar

Asesor:

Dr. Heriberto Sánchez Córdova

LIMA – PERU

2010

Dedicatoria

El presente trabajo está dedicado a mi familia a quienes agradezco todo su apoyo, amor y comprensión brindados.

A mi madre que con su ejemplo me enseñó a luchar por conseguir mis metas con esfuerzo y dedicación.

A mi hermano, por el ánimo y su fe en mí.

A Javier quien fue mi soporte constante en todo momento.

TABLA DE CONTENIDOS

INTRODUCCIÓN.....	1
1. CONCEPTOS BÁSICOS: TEORÍA DE REACTORES	
1.1 BALANCE DE LA POBLACIÓN NEUTRÓNICA EN EL REACTOR.....	3
1.2 NEUTRONES INSTANTANEOS Y RETARDADOS.....	4
1.3 FRACCIÓN EFECTIVA DE NEUTRONES RETARDADOS.....	5
1.4 HIPOTESIS DEL MODELO DEL REACTOR PUNTUAL (MRP).....	7
1.4.1 Evolución de la Población Neutrónica.....	7
1.4.2 Definición de Parámetros Cinéticos.....	8
1.4.3 Balance de la Población Instantánea.....	9
1.4.4 Importancia de los Neutrones Retardados en el Control del Reactor.....	10
1.4.5 Balance de la Población Neutrónica Retardada y Concentración de Precursores.....	11
1.4.6 Balance de la Población Neutrónica y Concentración de Precursores.....	11
1.5 EL RP-0.....	11
1.5.1 El Combustible del Reactor Nuclear RP-0.....	12
1.5.2 Elemento Combustible Normal.....	13
1.5.3 Elemento Combustible de Control.....	14

2. FUNDAMENTO TEÓRICO: TÉCNICAS DE ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA Y RUIDO NEUTRÓNICO

2.1	ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA.....	16
2.1.1	Sección Eficaz de Activación.....	16
2.1.2	Flujo Neutrónico.....	16
2.1.3	Espectro Neutrónico.....	17
2.1.3.1	Región Térmica.....	18
2.1.3.2	Región Epitérmica.....	19
2.1.3.3	Región Rápida.....	20
2.1.4	Medida del Flujo Neutrónico.....	21
2.1.4.1	La relación de cadmio y la integral de resonancia.....	21
2.1.5	Determinación de la Potencia.....	23
2.1.5.1	Correcciones en la Medición de Potencia.....	26
2.2	RUIDO NEUTRÓNICO.....	27
2.2.1	Técnica de Ruido en Reactores Nucleares.....	27
2.2.1.1	Motivación de las técnicas de ruido en mediciones de reactores nucleares.....	27
2.2.1.2	Técnicas de Contaje de Neutrones en Reactores Nucleares...27	
2.2.2	Distribución de probabilidad de los neutrones de fisión.....	28
2.2.3	Técnicas de análisis de correlación.....	29
2.2.3.1	Medición de las funciones de correlación.....	30
2.2.4	Características espectrales de los procesos aleatorios.....	32
2.2.4.1	La densidad espectral de potencia.....	32
2.2.4.2	La densidad espectral de Potencia Cruzada.....	34

2.2.5	Aplicación de la Técnica de Ruido Neutrónico.....	35
2.2.5.1	Auto densidad espectral (APSD) de la densidad neutrónica normalizada.....	35
2.2.5.2	NAPSD de la señal proveniente de un detector de neutrones.....	38

3. DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE LA FRACCIÓN EFECTIVA DE NEUTRONES RETARDADOS

3.1	INTRODUCCIÓN.....	41
3.2	EQUIPOS, MATERIALES Y PROGRAMAS UTILIZADOS.....	42
3.2.1	Activación Neutrónica.....	42
3.2.1.1	Monitores de Flujo Térmico y Epitérmico.....	42
3.2.1.2	Cadena de Espectrometría Gamma.....	43
3.2.1.3	Programa de Adquisición y Análisis de Espectros Gamma, GENIE 2000.....	44
3.2.2	Ruido Neutrónico.....	46
3.2.2.1	Sistema de Medición de Ruido Neutrónico.....	46
3.2.2.2	Cámaras de ionización compensada.....	47
3.2.2.3	Programas de Aplicación de la Técnica de Ruido Neutrónico.....	49
3.3	PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.....	52
3.4	DETERMINACIÓN DE LA TASA DE FISIÓN.....	55
3.4.1	Determinación del Flujo Térmico y Epitérmico.....	55
3.4.2	Masa Combustible del Reactor RP0.....	58

3.4.3	Determinación de la Potencia Térmica.....	58
3.4.4	Cálculo de la Tasa de Fisión.....	59
3.5	DETERMINACIÓN DE LA EFICIENCIA DEL DETECTOR DE NEUTRONES.....	60
3.6	ESTIMACIÓN DE LA FRACCIÓN EFECTIVA DE NEUTRONES RETARDADOS.....	62
4	CONCLUSIONES.....	63
5	BIBLIOGRAFIA.....	64
 APENDICES		
A.	NEUTRONES Y REACCIONE NUCLEARES.....	68
B.	INTERACCIÓN DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA.....	72
C.	MEDIDA DEL FLUJO TÉRMICO Y EPITÉRMICO.....	74
D.	DEFINICIÓN DE UNA VARIABLE ALEATORIA.....	77

PROLOGO

El primer capítulo del presente trabajo hace una descripción de los conceptos básicos de teoría de reactores. En primer lugar se describe el balance de la población neutrónica en un reactor, y los tipos de neutrones que se producen en el mismo.

Asimismo, se define teóricamente la fracción efectiva de neutrones retardados, y se detalla el modelo del reactor puntual en el cual se basan las técnicas de medición empleadas.

El segundo capítulo, nos proporciona las bases fundamentales de las dos técnicas utilizadas en el presente trabajo: activación neutrónica y ruido neutrónico.

En el caso de la técnica de activación neutrónica, se definen conceptos fundamentales como son la sección eficaz de activación y el espectro neutrónico; así como también la definición y medida del flujo neutrónico, parámetro importante que nos permite determinar la potencia del reactor.

La técnica de ruido neutrónico por otro lado, se basa en la correlación de señales provenientes de detectores nucleares, por tal motivo en este capítulo se definen los procesos aleatorios, las técnicas de contaje, distribución de probabilidades, y las técnicas de análisis de correlación de señales.

El tercer y último capítulo resume los equipos, materiales, y el procedimiento utilizado en las técnicas de activación neutrónica y ruido neutrónico.

Se presentan los resultados de las mediciones de los parámetros obtenidos por cada una de las técnicas y el valor de la fracción efectiva de neutrones retardados determinada de la combinación de ambas.

Finalmente, quiero agradecer a todas aquellas personas que contribuyeron con sus opiniones y comentarios en la elaboración del presente trabajo. Mi agradecimiento especial a quien fuera mi asesor en el Instituto Peruano de Energía Nuclear, Msg Rubén Bruna Mercado y a mis colegas Mariano, Claudia y Eusebio.

De igual manera, quiero hacer extensiva mi gratitud a todo el personal de operación del RP-0 que cooperó con las mediciones realizadas en el reactor.

INTRODUCCIÓN

El propósito del presente trabajo es determinar la fracción efectiva de neutrones retardados (en adelante β_{eff}) para el reactor de investigación de potencia cero (en adelante RP-0). La importancia de los neutrones retardados es fundamental debido a que permite controlar la dinámica del reactor (dependencia temporal de las variables del reactor). En ausencia de los mismos un ligero aumento de la población neutrónica crearía un descontrol sobre la potencia lo cual haría inoperable el reactor. El conocimiento de este valor nos permite saber si la operación del reactor se está realizando bajo condiciones seguras. Por tal motivo se diseñó una metodología de trabajo basada en la combinación de dos técnicas nucleares de medición: Activación Neutrónica y Ruido Neutrónico, las cuales han sido implementadas y se vienen usando en forma paralela para las mediciones de flujo neutrónico (Activación Neutrónica) y medición de la reactividad y potencia térmica (Ruido Neutrónico).

Con la primera metodología, se determinó el mapa de flujos (térmico y epitérmico) de la configuración de núcleo 7A5 del RP0 mediante la exposición de monitores (hojuelas de indio) en el reactor. La medida del flujo neutrónico es proporcional a la activación de las hojuelas; y conocida la masa del combustible, se puede calcular la tasa de fisiones en el volumen del reactor.

Con la segunda técnica se realizaron mediciones de la potencia térmica en estado estacionario. La técnica de ruido neutrónico se basa en la correlación de dos o más señales provenientes de detectores nucleares (en nuestro caso dos cámaras de ionización compensada), con las que se obtienen parámetros de correlación que nos permiten determinar la potencia térmica del reactor. En la fórmula de la potencia aparece como parámetro la fracción efectiva de neutrones retardados y la tasa de fisiones del núcleo (la cual fue previamente obtenida por activación), así por combinación de ambas técnicas se puede determinar β_{eff} del reactor.

Finalmente, se constató que el valor obtenido se encuentra dentro de los márgenes de valores típicos para un reactor como el RP-0, lo que verifica la operación segura del reactor.

i **TEORÍA DE REACTORES**

1.1 Balance de la Población Neutrónica en el Reactor

En una reacción de fisión en cadena se producen y desaparecen neutrones. Para neutrones de una energía dada (E), en un instante de tiempo (t) y en un punto del reactor caracterizado por el vector posición \mathbf{r} , se definen la siguientes magnitudes:

$N(\mathbf{r}, E, t)$ [Densidad neutrónica ($1/\text{cm}^3$)]

$\phi(\mathbf{r}, E, t)$ [Flujo neutrónico ($1/\text{cm}^2 \text{ s}$)]

$p_v(\mathbf{r}, E, t)$ [Densidad de potencia (W/cm^3)]

Si integramos las magnitudes arriba descritas en (\mathbf{r}, E) se obtiene, los parámetros mostrados en la tabla 1.1:

Tabla 1.1 Parámetros que intervienen en el balance de la población neutrónica

$\mathcal{P}(t)$	Tasa de producción de neutrones debido a la fisión [1/s]
$\mathcal{D}(t)$	Tasa de destrucción de neutrones $= \mathcal{A} + \mathcal{E}_v$ [1/s]
\mathcal{A}	Absorción de neutrones
\mathcal{E}_v	Escape de Neutrones
$N(t)$	Densidad neutrónica [$1/\text{cm}^3$]
$P(t)$	Potencia [Watts]

La evolución de la población neutrónica en el reactor está determinada por la siguiente ecuación de balance para la densidad neutrónica:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{P} - \mathcal{D} \quad 1.1$$

De acuerdo a la relación entre ρ y β se diferencian tres estados característicos [4]:

$\rho < \beta$: reactor subcrítico

$\rho = \beta$: reactor crítico

$\rho > \beta$: reactor hipercrítico

1.2 Neutrones Instantáneos y Retardados

Los neutrones instantáneos aparecen en un tiempo de 10^{-14} segundos después de la fisión, con una energía del orden de los MeV. Tienen una vida media en el reactor llamada “*vida media de los neutrones instantáneos*” l_p , tal que $l_p = 2.1 \times 10^{-4}$ s. Los neutrones retardados aparecen como consecuencia del decaimiento radiactivo de los productos de fisión (~ 13 s después de la fisión). Un ejemplo de ello es el producto de fisión ^{87}Br , el cual decae a ^{87}Kr emitiendo un neutrón de ~ 0.3 MeV de energía. Este neutrón aparece a los 55.72 segundos, tiempo que corresponde a la vida media del ^{87}Br . Un núcleo como el ^{87}Br se denomina *precursor de neutrones retardados*. Los precursores se han dividido en seis grupos, cada uno con su vida media característica. Los grupos con períodos 55.72 y 22.72 segundos han sido asociados definitivamente a los precursores ^{87}Br y ^{137}I , respectivamente, cuyos correspondientes emisores son ^{87}Kr y ^{137}Xe . Los otros cuatro precursores no han sido definitivamente identificados. En la tabla 1.2 se observan los grupos de precursores con su vida media para la fisión del U-235. Sea $\bar{\nu}_n$, el número promedio de neutrones producidos en el reactor, la cantidad β_i es definida como la fracción de todos los neutrones liberados en la fisión que aparecen como neutrones retardados en el i-ésimo grupo. La suma de todos los β_i es la llamada *fracción nuclear de neutrones retardados* (β_N) [2, 3, 4].

Tabla 1.2 Grupos de Precursores de Neutrones Retardados para la Fisión del U-235

Grupo	Vida media (s)	Constante de decaimiento λ_i (s^{-1})	Energía (MeV)	Producción neutrones/fisión	Fracción β_i
1	55.72	0.0124	0.250	0.00052	0.000215
2	22.72	0.0305	0.560	0.00346	0.001424
3	6.22	0.111	0.405	0.00310	0.001274
4	2.30	0.301	0.450	0.00624	0.002568
5	0.61	1.14	—	0.00182	0.000748
6	0.23	3.01	—	0.00066	0.000273
Producción Total: 0.0158					
Fracción Nuclear de Neutrones retardados (β_N): 0.0065					

1.3 Fracción efectiva de neutrones retardados

Durante el proceso de moderación, el neutrón interacciona con los átomos del medio disminuyendo su energía hasta la energía térmica, con la cual vuelve a tener alta probabilidad de producir la fisión. Dado que la energía de los neutrones instantáneos (E_p) y retardados (E_d) es diferente $E_p \neq E_d$ (para el U-235: $E_p \approx 2$ MeV; $E_d \approx 0.4$ MeV), la probabilidad de escape durante este proceso será distinta para los neutrones instantáneos y retardados, siendo necesario definir la “*fracción efectiva de neutrones retardados* β_{eff} ”, como la fracción de estos neutrones que llegan a energía térmica:

$$\beta_{eff} = \frac{N^\circ \text{ de neutrones retardados térmicos}}{N^\circ \text{ de neutrones (inst. + ret.) térmicos}} \quad 1.2$$

Para encontrar la relación entre β_{eff} y β_N , partimos de la definición de la fracción efectiva de los neutrones retardados para el grupo “i”:

$$\beta_i = \frac{\beta_N p_i p_{FNL}^{(i)}}{(1 - \beta_N) p^{(p)} p_{FNL}^{(p)} + \sum_{i=1}^6 \beta_N p_i p_{FNL}^{(i)}} \quad 1.3$$

β_{Ni} : Fracción de neutrones retardados del grupo i

p_i : Probabilidad de escape a la resonancia de neutrones retardados del grupo i

$p^{(p)}$: Probabilidad de escape a la resonancia de neutrones instantáneos

$p_{FNL}^{(p)}$ y $p_{FNL}^{(i)}$: Probabilidades de no fuga durante la moderación para neutrones instantáneos y retardados del grupo i respectivamente

Asumiendo: $p_i \approx p^{(p)} \approx p$, resulta:

$$\beta_i = \frac{\beta_{Ni} p_{FNL}^{(i)}}{(1 - \beta_N) p_{FNL}^{(p)} + \beta_N p_{FNL}^{(i)}} = \frac{\beta_{Ni} p_{FNL}^{(i)}}{p_{FNL}^{(p)} + \beta_N (p_{FNL}^{(i)} - p_{FNL}^{(p)})} \quad 1.4$$

Siendo $p_{FNL}^{(p)} \gg \beta_N (p_{FNL}^{(i)} - p_{FNL}^{(p)})$, resulta:

$$\bar{\beta}_i = \beta_{Ni} \frac{p_{FNL}^{(i)}}{p_{FNL}^{(p)}} \quad 1.5$$

Asumiendo $p_{FNL}^{(i)} = p_{FNL}^{(d)}$ para todo i, siendo $p_{FNL}^{(d)}$ la probabilidad de no fuga durante la moderación de los neutrones retardados, tenemos:

$$\beta_{eff} = \sum \beta_i \approx \beta_N \frac{p_{FNL}^{(d)}}{p_{FNL}^{(p)}} \quad 1.6$$

Para un reactor térmico $p_{FNL}^{(d)} > p_{FNL}^{(p)}$, en consecuencia $\beta_{eff} > \beta_N$. Por lo tanto podemos inferir que el valor de la fracción efectiva de neutrones retardados será: $\beta_{eff} > 0.0065$.

Para el caso ideal: reactor grande (medio infinito), $p_{FNL}^{(p)} = p_{FNL}^{(d)} = 1 \Rightarrow \beta_{eff} = \beta_N$ [4]

1.4 Hipótesis del Modelo del Reactor Puntual (MRP)

1.4.1 Evolución de la Población Neutrónica

Consideremos un reactor crítico, estacionario ($N(t < 0) = \text{constante}$), a baja potencia.

Para cierto instante ($t = 0$), se produce un desbalance tal que $\mathcal{P} / \mathcal{D} \neq 1$; ($t \geq 0$).

La evolución de la densidad neutrónica en (\bar{r}, E) a partir de $t = 0$,

$$N(\bar{r}, E, t) = N^{(p)}(\bar{r}, E, t) + N^{(d)}(\bar{r}, E, t) \quad 1.7$$

$N^{(p)}$: densidad neutrónica de neutrones instantáneos

$N^{(d)}$: densidad neutrónica de neutrones retardados

Cada una de estas densidades se puede escribir:

$$N^{(p)}(\bar{r}, E, t) = \varphi^{(p)}(\bar{r}, E, t) \cdot p^{(p)}(t)$$

$$N^{(d)}(\bar{r}, E, t) = \varphi^{(d)}(\bar{r}, E, t) \cdot p^{(d)}(t)$$

donde $\varphi^{(p)}$ y $\varphi^{(d)}$ son las funciones de forma y $p^{(p)}(t)$ y $p^{(d)}(t)$ las evoluciones de la potencia proveniente de las fisiones producidas por neutrones instantáneos y retardados. La evolución de la densidad neutrónica de neutrones instantáneos mas retardados se puede escribir:

$$N(\bar{r}, E, t) = \varphi(\bar{r}, E, t) \cdot p(t) \quad 1.8$$

Si las funciones $\varphi^{(p)}$ y $\varphi^{(d)}$ son independientes del tiempo y se cumple *al menos una de las siguientes condiciones*:

(i) Las funciones de forma son iguales: $\varphi^{(p)}(\bar{r}, E) = \varphi^{(d)}(\bar{r}, E)$

(ii) Las evoluciones de la potencia son proporcionales, $p^{(p)}(t) = \text{Cte} \cdot p^{(d)}(t)$

$$N(\bar{r}, E, t) = \varphi(\bar{r}, E) \cdot p(t) \quad 1.9$$

La ecuación 1.9 significa que existe separabilidad espacio-energético temporal, pues la función de forma $\varphi(\vec{r}, E)$ permanece constante y por tanto la evolución de la densidad neutrónica es la misma en cualquier punto del reactor, para cualquier energía y coincide con la evolución de la potencia. Esta es la *hipótesis del Modelo del Reactor Puntual (MRP)*.

1.4.2 Definición de Parámetros Cinéticos

Para escribir las ecuaciones de balance que describen la evolución de la densidad neutrónica $N(t)$ según el MRP, definiremos los siguientes parámetros cinéticos:

Tabla 1.3 Parámetros cinéticos.

$l \equiv N / \mathcal{D}$	Vida media de los neutrones en el reactor
$f = \frac{\Sigma_a^{(C)}}{\Sigma_a^{(C)} + \Sigma_a^{(M)}}^1$	Factor de utilización térmica
$k \equiv \mathcal{P} / \mathcal{D}$	Constante de multiplicación efectiva
$\Lambda = \frac{N}{\mathcal{P}} = \frac{l}{k}$	Tiempo entre reproducciones
$\rho = \frac{\mathcal{P} - \mathcal{D}}{\mathcal{P}} = \frac{k - 1}{k}$	Reactividad absoluta
$\$ = \rho / \beta_{eff}$	Reactividad en dólares
$\Lambda^* = \Lambda / \beta_{eff}$	Tiempo entre reproducciones reducido

La ecuación de balance para la densidad neutrónica para $t \geq 0$ es:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN^{(p)}(t)}{dt} + \frac{dN^{(d)}(t)}{dt} = \mathcal{P}(t) + \mathcal{D}(t) \quad 1.10$$

¹ $\Sigma_a^{(C)}$: Fracción de neutrones que son absorbidos por el combustible; $\Sigma_a^{(M)}$: Fracción de neutrones que son absorbidos por el moderador.

Para obtener las ecuaciones de balance para la población neutrónica, consideraremos por separado las variaciones en las poblaciones de neutrones instantáneos y retardados, con el fin de analizar su contribución a la cinética del reactor.

1.4.3 Balance de la Población Instantánea

$$\frac{dN^{(p)}(t)}{dt} = (1 - \beta_{eff})k \frac{N^{(p)}(t)}{l} + (1 - \beta_{eff})k \frac{N^{(d)}(t)}{l} - \frac{N^{(p)}(t)}{l} \quad 1.11$$

En el segundo miembro tenemos:

Primer término: producción de neutrones instantáneos, a partir de la desaparición de neutrones instantáneos.

Segundo término: producción de neutrones instantáneos, a partir de la desaparición de neutrones retardados.

Tercer término: desaparición de neutrones instantáneos.

Si eliminamos el segundo término de 1.11, lo que significa no considerar la contribución de la población retardada a la producción de neutrones instantáneos:

Agrupando términos resulta:

$$\frac{dN^{(p)}(t)}{dt} = \frac{(\beta - 1)}{\Lambda^*} N^{(p)}(t) \quad 1.12$$

Considerando las condiciones iniciales, la solución de esta ecuación, para $t \geq 0$:

$$N^{(p)}(t) = N_0^{(p)} e^{\left[\frac{\beta-1}{\Lambda^*}\right]t} = N_0^{(p)} e^{\alpha_p t} \quad 1.13$$

$$\alpha_p = \frac{(\beta - 1)}{\Lambda^*} \quad 1.14$$

α_p : constante de evolución de los neutrones instantáneos.

1.4.4 Importancia de los Neutrones Retardados en el Control del Reactor

Para comprender la importancia que una fracción (β_{eff}) tan pequeña de neutrones aparezca con “cierto retardo” ($t \approx 1/\lambda \approx 13$ s para U^{235}) después de la fisión, consideremos que ocurriría si todos los neutrones aparecieran como instantáneos. Esto es, $\beta_{eff} = 0$ en la ecuación 1.11 y reemplazar $N^{(p)}(t)$ por $N(t)$, con lo cual:

$$N(t) = N_0 e^{\frac{\rho}{\Lambda} t} \quad 1.15$$

Siendo el período:

$$T = \frac{\Lambda}{\rho} \quad 1.16$$

Veamos un ejemplo sobre la importancia de los neutrones retardados.

Supongamos un reactor crítico al tiempo $t = 0$, luego se incrementa k de 1.000 a 1.001, calcularemos la respuesta del reactor a este cambio de k .

Solución: En ausencia de neutrones retardados, el tiempo entre generaciones (Λ) es igual a la vida media de los neutrones instantáneos (l_p), que como ya hemos visto en la sección 1.4, para el U-235, este tiene un valor $\sim 10^{-4}$ s.

$$\rho = \frac{k-1}{k} = \frac{1.001-1}{1.001} \approx 10^{-3}$$

$$T = \frac{10^{-4}}{10^{-3}} = 0.1 \text{ segundos}$$

Esto implicaría que la población neutrónica (y la potencia) se incrementaría un factor e^{10t} con t en segundos, lo cual para $t = 1$ seg, la potencia se incrementaría un factor de $e^{10} = 22000$; lo cual haría inoperable al reactor.

$$N(t) = N_0 e^{\frac{\rho}{\Lambda} t} = N_0 e^{10t}$$

1.4.5 Balance de la población neutrónica retardada y concentración de precursores

$$\frac{dN^{(d)}(t)}{dt} = \lambda C(t) - \frac{N^{(d)}(t)}{l} \quad 1.17$$

$$\frac{dC(t)}{dt} = \beta_{\text{eff}} k \frac{N(t)}{l} - \lambda C(t) \quad 1.18$$

En el segundo miembro de la ecuación 1.17 tenemos:

Primer término: producción de neutrones retardados.

Segundo término: desaparición de neutrones retardados.

En el segundo miembro de la ecuación 1.18 tenemos:

Primer término: producción de precursores.

Segundo término: desaparición de precursores.

1.4.6 Balance de la población neutrónica y concentración de precursores

Definiendo la densidad neutrónica y concentración de precursores normalizadas:

$$n(t) = \frac{N(t)}{N_0} \quad ; \quad c(t) = \frac{C(t)}{N_0} \quad 1.19$$

$N_0 = N(t=0)$, teniendo en cuenta las Ecs. 1.7, 1.10, 1.11, 1.17 y 1.18, las ecuaciones de balance para la población neutrónica y la concentración de precursores [2, 3, 4]:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{(\beta - 1)}{\Lambda^*} n(t) + \lambda c(t) \quad 1.20$$

$$\frac{dc(t)}{dt} = \frac{n(t)}{\Lambda^*} - \lambda c(t) \quad 1.21$$

1.5 El reactor nuclear RP0

El Reactor Nuclear RP0 es un reactor de 10 W de potencia térmica. El tanque principal es tipo piletta, de forma cilíndrica dispuesto verticalmente (2 metros de diámetro por 1.5 metros de profundidad), revestido con acero inoxidable de 5 mm de

espesor. En el interior del tanque se aloja el núcleo del reactor apoyado sobre una base de acero inoxidable de sección cuadrada con orificios circulares para fijar los elementos combustibles; se encuentra lleno de agua desmineralizada, la misma que cumple tres funciones importantes: moderar los neutrones de fisión, refrigeración del núcleo y componentes estructurales, y como blindaje biológico. El núcleo del RP0 está conformado de nueve (9) elementos combustibles normales (ECN) y cuatro (4) elementos combustibles de control (ECC).

1.5.1 El combustible del reactor nuclear RP0

Es un óxido de uranio, U_3O_8 , en su isótopo ^{235}U enriquecido al 19.75 % en uranio natural y disperso en una matriz de aluminio. Este preparado de material físil y material dispersante se denomina “MEAT”, y se encuentra dentro de dos láminas paralelas de una aleación aluminio magnesio, denominadas vainas de enclavamiento, cuya función es proteger al combustible del medio refrigerante, impedir la salida de productos de fisión y de estructura para conformar una placa combustibles y en conjunto los elementos combustibles.

MEAT:	U_3O_8 -Al
Enriquecimiento:	$19,75 \pm 0,2 \%$
^{235}U por placa:	$17,5 \pm 0,26 \text{ g}$
Densidad del Uranio del MEAT:	$2,296 \text{ g cm}^{-3}$
Densidad del compuesto:	$4,3585 \text{ g cm}^{-3}$

De donde tenemos las siguientes fracciones en peso para el MEAT:

Tabla 1.4 Composición del combustible del reactor RP-0

Elemento	Fracción (%)
U-235	10.41
U-238	42.29
Al	37.70
O	9.60

Cada elemento combustible del RP0 es un arreglo de placas combustibles dispuestas en forma paralela y con un espacio libre entre cada placa para permitir el paso del refrigerante. En conjunto es de forma tetragonal y por su función en el núcleo del reactor son clasificados en ECN y ECC.

1.5.2 Elemento Combustible Normal (ECN)

Cada elemento combustible normal consiste de:

- a) Dos placas estructurales paralelas externas de aluminio con ranuras longitudinales para fijar y sostener las placas combustibles.
- b) Catorce placas combustible internas paralelas y perpendiculares a las placas soporte de iguales dimensiones. Cada una dentro de un marco y cubierto por dos láminas de aluminio que protegen a la placa de combustible.
- c) Dos placas combustible externas paralelas a las catorce anteriores con un revestimiento de aluminio de mayor espesor que a su vez sirve de estructura y protección del elemento combustible.

La carga total de ^{235}U para cada elemento combustible normal es 280 gramos contenido en las 16 placas combustible que conforma dicho elemento (Fig. 1.3.a).

En un elemento combustible normal, dispuesto verticalmente se observa lo siguiente:

- ✓ En la parte superior se encuentra un asa puente que une a las placas soporte y sirve como medio de manipulación (Fig.1.3.b).
- ✓ En la parte central, además de las placas combustible, entre cada placa existe un canal laminar por donde circula agua desmineralizada para moderar los neutrones de fisión y refrigerar las placas combustible (ver Fig. 1.3.c).
- ✓ En la parte inferior se encuentra una boquilla tubular de forma cilíndrica unida a las placas combustibles mediante una base de transición que sostiene a las placas

laterales. Su función es fijar el elemento a la grilla del núcleo y llevar el agua que refrigera las placas combustibles hacia el circuito de refrigeración primario.

1.5.3 Elemento Combustible de Control (ECC)

Son elementos combustibles cuya composición química del MEAT es igual a la de un elemento combustible normal; se le denomina de control porque en estos elementos se inserta las barras de control del reactor (Fig. 1.3.d).

Cada elemento combustible de control consiste de:

- a) Dos placas estructurales paralelas externas similar a las de un elemento combustible normal.
- b) Doce placas combustible internas paralelas y perpendiculares a las placas soporte, de igual dimensiones que las de un elemento combustible normal,
- c) Cuatro placas de aluminio paralelas a las placas combustibles internas que cumplen la función de soporte y forman un canal guía para el recorrido de las barras de control.

La carga total de ^{235}U para cada elemento combustible de control es 210 gramos contenido en las 12 placas combustible que conforma dicho elemento. En un elemento combustible de control, dispuesto verticalmente se observa lo siguiente:

- ✓ En la parte superior existe una prolongación de las placas estructurales que sirven de guía para las barras de control.
- ✓ En la parte central, entre cada placa combustible, existe un canal laminar y cumple las mismas funciones que en un elemento combustible normal.
- ✓ En la parte inferior se encuentra una boquilla tubular similar que la de un elemento combustible normal. Sus funciones son las mismas de la boquilla de un elemento combustible normal.

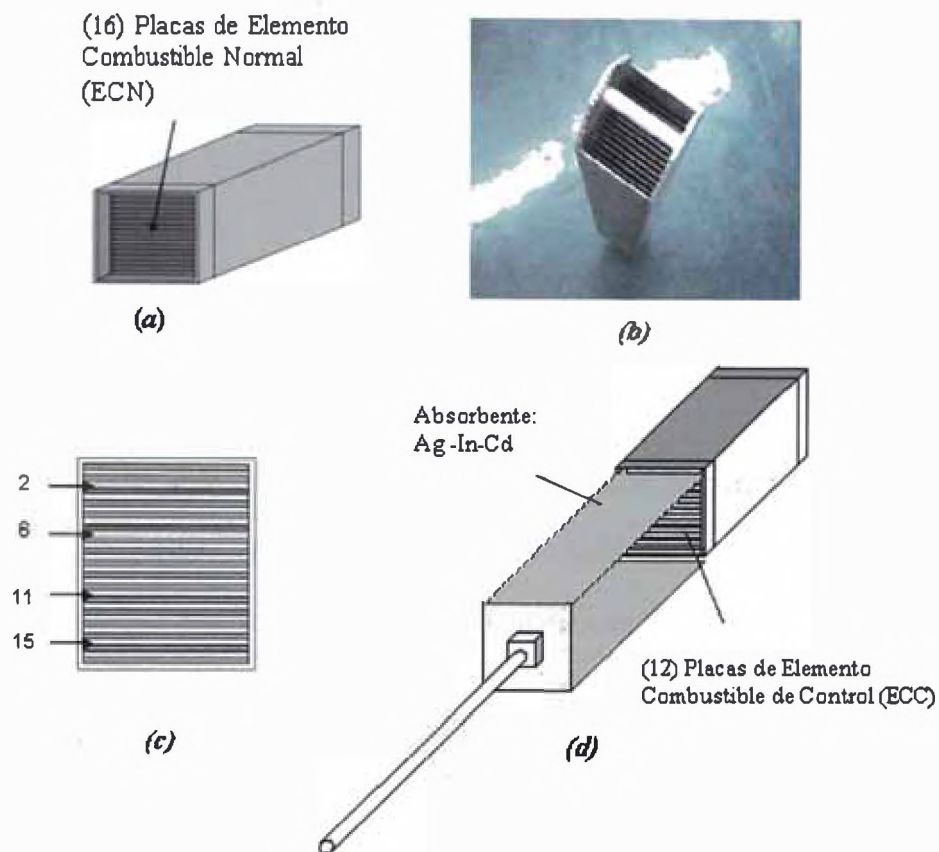


Fig. 1.3 (a) Esquema de un ECN (b) ECN del RP-0 (c) Vista superior de las placas combustibles de un ECN (d) Esquema de un ECC.

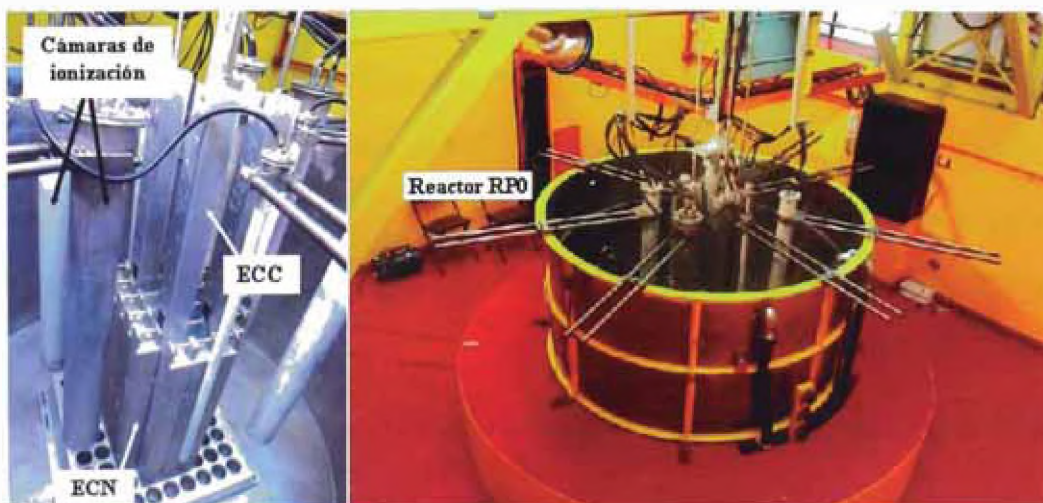


Fig. 1.4. Núcleo y Tanque del RP-0.

2 TÉCNICAS DE ACTIVACIÓN NEUTRÓNICA Y RUIDO NEUTRÓNICO

2.1 Activación neutrónica

2.1.1 Sección eficaz de activación

Se define la *sección eficaz de activación*, de gran importancia en el análisis por activación neutrónica, como la suma de las secciones eficaces de todas las reacciones nucleares que producen la formación de un nucleido radiactivo. Esta sección eficaz puede corresponder a una reacción nuclear de activación específica, que conduce a un producto radiactivo dado. Esto ocurre generalmente porque se trabaja con neutrones dentro de un rango de energía, en el cual una determinada reacción nuclear predomina sobre las posibles reacciones restantes que tienen muy poca probabilidad de ocurrir por tener secciones eficaces muy pequeñas con los neutrones del rango de energía empleado.

Otra sección eficaz de interés es la *sección eficaz de absorción* de neutrones, que se refiere a la sección eficaz para todo tipo de reacciones, excepto dispersión elástica o inelástica y que nos permite calcular la atenuación del flujo de neutrones en su paso a través de una muestra del elemento, dato de interés para el análisis por activación [1].

2.1.2 Flujo neutrónico

El flujo de neutrones se define como el número de neutrones que pasa a través de una superficie de un 1 cm^2 durante un 1 segundo y se representa como (ϕ) . También se

puede considerar como el producto de la densidad de neutrones N (cm^{-3}) por su velocidad v en centímetros por segundo (cm/s).

$$\phi = Nv \quad 2.1$$

Las dimensiones del flujo son: ϕ ($cm^{-3} cm.s^{-1}$) = ϕ ($cm^{-2}.s^{-1}$)

Podemos definir el flujo neutrónico matemáticamente de la forma:

$$\phi = \int_0^{+\infty} vN(v)dv \quad 2.2$$

v : Velocidad de los neutrones.

$N(v)dv$: Número de neutrones por unidad de volumen que tienen velocidad comprendida entre v y $v + dv$ con dirección arbitraria.

Al término $N(v)$ también se le llama densidad neutrónica en función de la velocidad. La expresión (2.2) se puede escribir como:

$$\phi = \int_0^{+\infty} vN(v)dv = \bar{v}N(v) \quad 2.3$$

\bar{v} es la velocidad media de los neutrones [1,5,6].

2.1.3 Espectro neutrónico

El espectro neutrónico en un reactor es complejo, por ello es conveniente dividirlo en tres regiones, todas ellas acopladas entre sí. Se puede decir que en el núcleo del reactor coexisten tres clases de neutrones dependiendo de su distribución espacial y energía:

- | | |
|----------------------|-----------------------|
| a) Región térmica | $0.002eV < E < 0.1eV$ |
| b) Región epitérmica | $0.1eV < E < 100eV$ |
| c) Región rápida | $100eV < E < 10MeV$ |

A continuación la Fig. 2.1 muestra el Espectro Neutrónico de un Reactor.

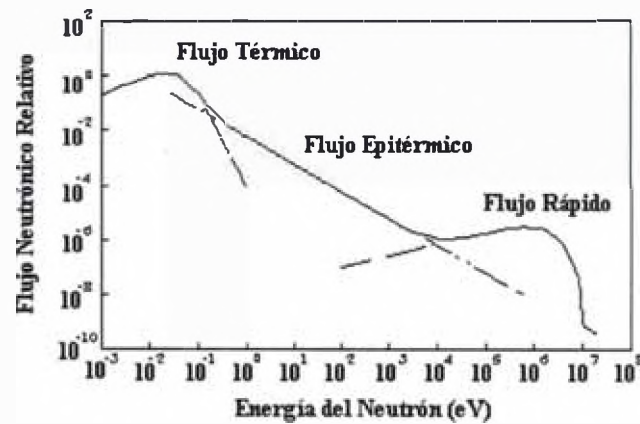


Fig. 2.1 Espectro Neutrónico en un Reactor

2.1.3.1 Región térmica

Los neutrones producidos durante la fisión en un reactor térmico tienen una energía promedio de 2 MeV; estos neutrones son frenados por los átomos del moderador hasta alcanzar el equilibrio térmico y una energía de 0.025 eV, lo que corresponde a la región térmica del espectro. Cuando los neutrones alcanzan el equilibrio térmico en el moderador, la distribución de energías de los neutrones es determinada por la distribución de Maxwell.

De acuerdo a la distribución de Maxwell, la densidad neutrónica en función de la velocidad viene dada por:

$$N(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2k_B T}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} \quad 2.4$$

La velocidad más probable se puede determinar derivando $N(v)$ con respecto a su velocidad e igualando a cero, entonces obtenemos:

$$v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad 2.5$$

Para $T = 293.6 \text{ }^\circ\text{K}$ ($20.4 \text{ }^\circ\text{C}$), $E = k_B T = 0.0253 \text{ eV}$; la velocidad más probable para estos valores es $v_T = 2200 \text{ m/s} = v_o$, donde v_o es la velocidad más probable. La distribución de la densidad de flujo de neutrones térmicos puede ser representado por la densidad de flujo en función de su energía como:

$$\phi(E) = \frac{E}{(k_B T)^{3/2}} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad 2.6$$

Los resultados de la medición de flujo neutrónico y densidad de flujo en la región térmica son casi siempre interpretadas usando un modelo de espectro; el más común emplea un factor que para un gran número de materiales la sección eficaz de absorción de neutrones, varía aproximadamente con la inversa de la velocidad.

$$\sigma(v) = \frac{\sigma_o v_o}{v} \quad 2.7$$

σ_o : Sección eficaz microscópica a la velocidad más probable.

2.1.3.2 Región Epitérmica

La sección eficaz en esta región de energía es compleja debido a que presenta resonancias en el proceso de moderación y termalización. Considerando la absorción de neutrones despreciable, el número de colisiones por cm^3 y por segundo a una energía E dada es:

$$D(E) = \phi(E) N_B \sigma_s \quad 2.8$$

$\phi(E)$: densidad de flujo neutrónico

N_B : número total de núcleo blanco por unidad de volumen

σ_s : sección eficaz de dispersión microscópica

El número de neutrones que pasan a una energía menor que E por cm^2 por segundo y tomando la pérdida de energía por colisión como (ΔE) entonces:

$$q(E) = D(E)\Delta(E) = \phi(E)N_B\sigma_s\Delta E \quad 2.9$$

El cambio promedio en el logaritmo de la energía es constante para todas las energías por encima de la región térmica $\xi = \Delta \ln E = \Delta E / E$, por lo tanto:

$$q(E) = \phi(E)N_B\sigma_s\xi E \quad 2.10$$

Si no hay fugas ni absorciones, el número de neutrones con energía E que se moderan es constante e igual al número de neutrones emitidos por la fuente, q_0 , por lo que la densidad de flujo epitérmico es:

$$\phi(E) = \frac{q_0}{\xi N_B \sigma_s} \frac{1}{E} \quad 2.11$$

2.1.3.3 Región rápida

El rango de energía varía desde 100 eV a 10 MeV y su espectro de fisión es la distribución de neutrones rápidos o rápidos emitidos en el proceso de fisión. Se han propuesto diversas representaciones semi-empíricas del espectro de fisión entre ellas las propuestas por Watt, Cranberg y Grundl-Usner. El espectro de fisión propuesto por Watt es representado por la ecuación:

$$\phi(E) = Ce^{-E} \text{Senh}(2E)^{1/2} \quad 2.12$$

E está en unidades de MeV para una distribución normalizada, C es igual a 0.484.

La ecuación de Cranberg es:

$$\phi(E) = Ce^{-E^{0.965}} \text{Senh}(2.29E)^{1/2} \quad 2.13$$

donde C = 0.453.

En el método de Grundl y Usner el espectro de fisión se representa por la ecuación:

$$\phi(E) = Ce^{1/2} \exp(-BE) \quad 2.14$$

donde B = 0.776, y C = 0.77.

El espectro de un reactor es similar al espectro de fisión para energías superiores a los 3 Mev, por debajo de esta energía el espectro es muy dependiente del material del reactor y la geometría [1, 5, 6].

2.1.4 Medida del flujo neutrónico

Cuando se irradian muestras en un reactor nuclear, el flujo neutrónico varía, no solo en las diferentes irradiaciones, sino también en una misma irradiación, durante la duración de la misma, y para las diferentes posiciones ocupadas por las muestras. Para obtener resultados correctos es necesario conocer el flujo neutrónico recibido mediante algún tipo de detector. Un detector que mida el flujo neutrónico se llama monitor de flujo y consiste generalmente de hojuelas metálicas de distintos materiales, cuya actividad inducida es proporcional al flujo neutrónico recibido.

Para conocer los valores del flujo se mide la actividad de los monitores irradiados en un detector previamente calibrado. El resultado de la medida del flujo neutrónico se expresa como el número de neutrones por cm^3 multiplicado por su velocidad y se pueden expresar refiriéndose a los tres grupos de neutrones: neutrones térmicos, neutrones epitérmicos y neutrones rápidos.

2.1.4.1 La relación de cadmio y la integral de resonancia

El flujo de neutrones térmicos se miden con monitores que se activan mediante reacciones nucleares tipo (n, γ) produciendo isótopos radiactivos del mismo elemento. Sin embargo este tipo de reacciones también es producido por los neutrones epitérmicos. En consecuencia, si un monitor de este tipo se coloca en un flujo compuesto de neutrones térmicos y epitérmicos, se activará por ambos tipos de neutrones conduciendo al mismo producto radiactivo. La relación existente entre la

activación por ambos tipos de neutrones es la llamada “relación de cadmio”, que nos expresa cuantitativamente la acción de los neutrones epitérmicos.

Si el monitor se coloca dentro de un envase de cadmio adecuado, el mismo estará blindado de los neutrones térmicos, pero no de los neutrones epitérmicos. Ello es debido a que el cadmio tiene una sección eficaz de absorción de neutrones térmicos muy alta, bastando una lámina de cadmio de 0.75 mm de espesor para absorber totalmente los neutrones con energías inferiores a 0.4 eV. Por el contrario la sección eficaz de absorción del cadmio para neutrones epitérmicos es muy baja y los transmite completamente al monitor encerrado en su interior.

Al irradiar un monitor blindado con cadmio la actividad inducida corresponde a la intensidad del flujo epitérmico I_{epi} . En cambio, si el monitor se irradia sin blindar con cadmio, en las mismas condiciones, la actividad inducida en el mismo corresponde a la intensidad del flujo neutrónico debido a los neutrones térmicos y epitérmicos $I_{epi} + I_{th}$. Entonces la relación de cadmio se puede definir como:

$$R_{Cd} = \frac{I_{epi} + I_{th}}{I_{epi}} \quad 2.15$$

La relación entre los valores de las intensidades del flujo I_{epi} y I_{th} y los valores reales de ambos flujos ϕ_{epi} y ϕ_{th} expresados en neutrones por su velocidad, depende de las propiedades del monitor usado. Como monitor se emplea una lámina metálica de un elemento activable por ambos tipos de neutrones, midiéndose la actividad del mismo irradiado blindado y sin blindar.

Si la sección eficaz de activación para neutrones térmicos es σ_{th} , y la sección eficaz de activación para neutrones epitérmicos es $\sigma(E)$ (función de la energía de los

neutrones), la dependencia entre la relación de cadmio determinada experimentalmente y el flujo real de neutrones térmicos y de resonancia viene dada por la siguiente expresión:

$$R_{Cd} = \frac{\phi_{th} \sigma_{th} + \phi_{epi} \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E}}{\phi_{epi} \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E}} \quad 2.16$$

La relación anterior puede también expresarse de una forma más conveniente como:

$$R_{Cd} - 1 = \frac{\phi_{th} \sigma_{th}}{\phi_{epi} \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E}} \quad 2.17$$

$$I_r = \int_{E_1}^{E_2} \frac{\sigma(E) dE}{E} \quad 2.18$$

La integral 2.18 se conoce como la integral de resonancia, y nos define la sección eficaz de activación del elemento para el espectro total de neutrones epitérmicos. El límite inferior de integración E_1 es la energía más baja de los neutrones que pasan a través del filtro de cadmio (0,4 eV), mientras que el límite superior E_2 debería ser la máxima energía de los neutrones del espectro neutrónico del reactor, (20 MeV) pero en la práctica es suficiente emplear 1 MeV como límite superior de integración, dado que el valor de la sección eficaz del monitor es despreciable para altas energía de los neutrones [1, 6,7].

2.1.5 Determinación de la potencia

La potencia nuclear o de fisión de un reactor esta definida por la siguiente relación:

$$P = N_f \varepsilon_f \quad 2.19$$

N_f : Número de fisiones por segundo

ε_f : Energía liberada en la fisión

$$P = \frac{N_a \epsilon_f}{P_A} \int_V \int_{E=0}^{\infty} \sigma_f(E) \phi(\bar{r}, E) \rho(\bar{r}) dV dE \quad 2.20$$

N_a : Número de avogadro

P_A : Peso atómico del material fisionable

Si están presentes diferentes isótopos fisionables:

$$P = \sum_i \frac{N_a \epsilon_{if}(E)}{P_{Ai}} \int_V \int_0^{\infty} \sigma_{if}(E) m_i(r) \phi(\bar{r}, E) dV dE \quad 2.21$$

i : Índice del i -ésimo isótopo fisionable y m_i la masa del isótopo fisionable i .

Sin embargo no se puede considerar constante la potencia, debido a que ciertos parámetros dependerán del tiempo:

- Los materiales fisionables sufren consumo (quemado) y pueden aparecer nuevos materiales fisionables.
- La densidad de flujo neutrónico, la cual está relacionada a la potencia y al material fisionable es inversamente variable con el cambio de contenido del combustible; tal densidad del flujo aumentará con el tiempo. De aquí que cuando, la potencia es monitoreada mediante detectores de flujo, debe de ser calibrada continuamente.

Si se asume que el material fisionable está uniformemente distribuido en el combustible del reactor, la sección transversal macroscópica de fisión será independiente de la tasa de reacción y de la posición; y la tasa total de fisión en el reactor será:

$$\int_V \int_{E=0}^{\infty} \sum_f(E) \phi(\bar{r}, E) dE dV \text{ fisiones / seg} \quad 2.22$$

Siendo V , el volumen de la región con combustible en el reactor.

$$P = \epsilon_f \int_V \int_{E=0}^{\infty} \Sigma(E) \phi(\bar{r}, E) dE dV \quad 2.23$$

Si la masa total del material fisionable en el reactor es M_f entonces la densidad atómica N_f para el caso de un sólo isótopo estará dada por:

$$N_f = M_f N_a / P_A \quad 2.24$$

Donde N_a es el número de avogadro y P_A es número másico del isótopo fisionable.

La potencia térmica puede ser escrita entonces como:

$$P = \frac{\epsilon_f M_f N_a}{P_A} \int_V \int_{E=0}^{\infty} \sigma_f(E) \phi(\bar{r}, E) dE dV \quad 2.25$$

Con los valores promedios de $\phi(\bar{r}, E)$ en el combustible del reactor, definidos como:

$$\phi(E) = \frac{1}{V} \int_V \phi(\bar{r}, E) dV \quad 2.26$$

La potencia llega a estar dada por:

$$P = \frac{\epsilon_f M_f N_a}{P_A} \int_{E=0}^{\infty} \sigma_f(E) \phi(E) dE \quad 2.27$$

Para el caso de un reactor térmico, sin embargo si todas las fisiones son inducidas por neutrones térmicos y es posible asumir que $\phi(E)$ es Maxwelliano, la integral de la ecuación (2.27) puede ser evaluada con el siguiente resultado:

$$P = \left(\frac{\epsilon_f M_f N_a}{P_A} \right) g(T) \sigma_{f(E_0)} \bar{\phi}_0 \quad 2.28$$

$$P = \left(\frac{\epsilon_f M_f N_a}{P_A} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} g(T) \frac{\sqrt{T_0}}{\sqrt{T}} \sigma_{f(E_0)} \bar{\phi}_{th} \quad 2.29$$

Donde $\bar{\phi}_0$ y $\bar{\phi}_{th}$ son los flujos medios en todo el volumen para $v = 2200 \text{ m/s}$ y térmico respectivamente, $g(T)$ es el factor de Westcott que considera el

apantamiento de la ley $1/V$, $\sigma_f(E_0)$ es la sección transversal de fisión térmica, T es la temperatura neutrónica en k_B y $T_0 = 293.61 \text{ } ^\circ K$.

2.1.5.1 Correcciones en la medición de potencia

Para una mejor determinación de la potencia se debe tener en cuenta que esta se incrementa por efecto de la contribución de fisiones en el rango epitérmico, en función del flujo térmico medido, por tanto, se debe calcular la razón de la tasa de fisiones epitérmica a la tasa de fisiones térmicas en el combustible.

$$\alpha_{epi} = \frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}} I_r(U - 235) \quad 2.30$$

donde $\frac{\phi_{epi}}{\phi_{th}}$ se puede conocer desde la razón de cadmio. La integral de resonancia

$I_r(U - 235)$ puede obtenerse de tablas. Igualmente puede determinarse α_{rap} (tasa de fisiones rápida a la tasa de fisiones térmicas), pero se considera despreciable.

Debido a que las mediciones de los flujos se realizan en los canales de agua de las cajas de los elementos combustibles, se debe corregir por el denominado *Factor de Desventaja*, el cual es la razón entre el flujo en el moderador y el flujo en el combustible. El flujo medido en el moderador es mayor que el medido en el combustible debido a un efecto de apantallamiento que contribuye con una disminución del valor del flujo. Este factor se determina de las propiedades del medio y del modelo de transporte. De acuerdo con esto, la potencia del reactor queda determinada de la siguiente manera:

$$P = 1.602 \times 10^{-13} \times \left(\frac{\varepsilon_f M_f N_a}{P_A} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_{(T)} \frac{\sqrt{T_0}}{\sqrt{T}} \sigma_{f(E_0)} \bar{\phi}_{th} f_D (1 + \bar{\alpha}_{epi}) \text{ Watios} \quad 2.31$$

donde f_D es el factor de desventaja, el cual es obtenido por calculo [8].

2.2 Ruido Neutrónico

2.2.1 Técnica de Ruido en Reactores Nucleares

En una fisión nuclear, los neutrones sufren un número de colisiones con los materiales moderadores o refrigerantes antes de ser eventualmente absorbidos o escapar del reactor. Cada etapa en la vida del neutrón (la cual es fuertemente influenciada por la cantidad, sección eficaz nuclear y un arreglo geométrico de los materiales presentes) puede ser tratado de manera probabilística, el número de neutrones liberados en la fisión es una cantidad que varía entre 0 y 6, con un valor medio de cerca de 2.5 para la fisión del U-235.

2.2.1.1 Motivación de las Técnicas de Ruido en Mediciones de Reactores Nucleares

1. Medir el comportamiento dinámico o monitorear el estado de un sistema nuclear con un mínimo de perturbaciones en la operación normal.
2. Tomar ventaja de las fluctuaciones de la población neutrónica que ocurren de manera natural para evaluar los parámetros del sistema.
3. Utilizar técnicas especiales o equipo especial que facilita el experimento y/o su adquisición y procesamiento de datos.
4. Describir y explicar mejor la naturaleza de los fenómenos que producen fluctuaciones.
5. Usar la teoría de fluctuaciones para evaluar los errores en las mediciones.

2.2.1.2 Técnicas de contaje de neutrones en reactores nucleares

Las técnicas de ruido pueden dividirse en técnicas *microscópicas* (basadas en la estadística de la variación de la población neutrónica) y técnicas *macroscópicas* (basadas en el comportamiento del sistema). Se tratará principalmente con técnicas microscópicas, que tienen que ver con la probabilidad de detección del neutrón, el

cambio de la razón media, la distribución de los intervalos de tiempo entre las cuentas, y otros fenómenos similares [9].

2.2.2 Distribución de probabilidad de los neutrones de fisión

Consideremos la producción de neutrones a partir de la fisión de U-235. La probabilidad de producir p_{ν_n} neutrones, donde ν_n es un entero entre cero y seis, y la función de distribución de probabilidad asociada está dada en la tabla 2.1 [9].

Tabla 2.1. Probabilidad de producir ν neutrones en la fisión del U-235

ν_n	$p(\nu_n)$	$\mathcal{P}(\nu_n)$	$\nu_n p(\nu_n)$	$\nu_n^2 p(\nu_n)$
0	0.03	0.03	0	0
1	0.16	0.19	0.16	0.16
2	0.33	0.52	0.66	1.32
3	0.30	0.82	0.90	2.70
4	0.15	0.96	0.60	2.40
5	0.03	1.00	0.15	0.75
6	0	1.00	0	0
	1.00		$\bar{\nu}_n = 2.47$	$\bar{\nu}_n^2 = 7.33$

El ancho relativo D_x de una distribución de probabilidad está definido como:

$$D_x = \frac{\psi_x^2 - \mu_x}{\mu_x^2} \quad 2.32$$

Diven, indicó que el ancho relativo D_ν , algunas veces llamado parámetro de Diven, es un promedio normalizado apropiado para el número de neutrones instantáneos por fisión:

$$D_\nu = \frac{\psi_{\nu_n}^2 - \mu_{\nu_n}}{\mu_{\nu_n}^2} = \frac{\langle \nu_n^2 \rangle - \langle \nu_n \rangle}{\langle \nu_n \rangle^2} = \frac{\bar{\nu}_n^2 - \bar{\nu}_n}{\bar{\nu}_n^2} \quad 2.33$$

Para el U-235, usando los valores de la tabla 2.1, obtenemos:

$$D_v = \frac{\overline{v_n^2} - \overline{v_n}^2}{\overline{v_n}^2} = \frac{7.33 - 2.47}{(2.47)^2} = 0.796 \quad 2.34$$

2.2.3 Técnicas de análisis de correlación

La función de correlación cruzada $R_{xy}(\tau)$, de la cual la función de autocorrelación $R_{xx}(\tau)$ es un caso especial donde $x = y$ es un proceso estacionario y podemos expresarla en términos de la función densidad de probabilidad asociada:

$$R_{xy} = \mathcal{E}[x(t)y(t+\tau)] = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)y(t+\tau) p[x(t), y(t+\tau)] dt \quad 2.35$$

Donde $\mathcal{E}[x(t), y(t+\tau)]$ es la esperanza matemática o valor esperado y $p[x(t), y(t+\tau)]$ es la función de probabilidad que el evento x ocurra al tiempo t y el evento y ocurra al tiempo $t + \tau$. Sea x la detección de un neutrón por el detector 1, y la detección de un neutrón por el detector 2 (o por el detector 1 para el caso especial donde $x = y$), entonces rápidamente podemos ver que la función de correlación es la probabilidad de un par de cuentas que ocurren en el tiempo t y en el tiempo $t + \tau$, de aquí

$$R_{xy}(\tau) = p(t, t+\tau) = p_C(t, t+\tau) + p_R(t, t+\tau) \quad 2.36$$

Donde $p(t, t + \tau)$ es la probabilidad de una cuenta al tiempo t seguida por una cuenta al tiempo $t + \tau$ y los subíndices C y R se refieren a eventos correlacionados y aleatorios (random), respectivamente. Si se usa un detector, entonces la ecuación 2.36 puede ser escrita como:

$$R_{xx}(\tau) = F^2 \epsilon^2 + F \epsilon^2 \frac{D_v k^2}{2(1-k)} e^{-\alpha} + F \epsilon \delta(\tau) \quad 2.37$$

$$= A^2 + A B e^{-\alpha} + A \delta(\tau) = A(A + B e^{-\alpha}) + A \delta(\tau)$$

$$A = F \epsilon \quad 2.38$$

$$B = \frac{\overline{\varepsilon \nu_n (\nu_n - 1) k^2}}{2 \nu^{-2} (1 - k) l} = \frac{\varepsilon D_v k^2}{2 \alpha_p l^2} \quad 2.39$$

ε : Eficiencia del detector en cuentas por fisión.

k : Constante de multiplicación efectiva

ν_n : Número de neutrones emitidos por fisión al tiempo t_0 .

$\delta(\tau)$: Término delta de Dirac en $\tau = 0$.

Esto es conocido como la *técnica de análisis de autocorrelación*. Nótese que el término aleatorio o de fondo es dependiente del cuadrado de la tasa de fisión F (o de potencia), mientras que la amplitud del término exponencial depende únicamente de F , de aquí que tales técnicas están limitadas a tasas de fisiones muy bajas. Si se usan dos detectores con las mismas eficiencias, ε , la cuenta aleatoria colectada es independiente y de aquí no correlacionada ya que los neutrones son detectados por absorción. La ecuación 2.37 resulta:

$$R_{xy}(\tau) = F^2 \varepsilon^2 + F \varepsilon^2 \frac{D_v k^2}{2(1-k)l} e^{-\alpha \tau} = A^2 + A B e^{-\alpha \tau} = A(A + B e^{-\alpha \tau}) \quad 2.40$$

y es conocida como la técnica de análisis de correlación cruzada, La eliminación del término delta de Dirac en la ecuación 2.40 es la diferencia principal cuando se usa la técnica de correlación cruzada de dos detectores en el dominio del tiempo.

2.2.3.1 Medición de las funciones de correlación

En realidad nunca medimos las verdaderas funciones de correlación de dos procesos aleatorios $X(t)$ y $Y(t)$ debido a que no tenemos a nuestra disposición *todas* las funciones muestrales del conjunto. Sólo tenemos disponibilidad de medir una porción de una función muestral para cada proceso. Así, nuestro único recurso es determinar los tiempos promedios basados en porciones de tiempo finitas de

funciones muestrales únicas, tomadas lo suficientemente grandes para aproximar los resultados verdaderos para procesos ergódicos (ver apéndice C).

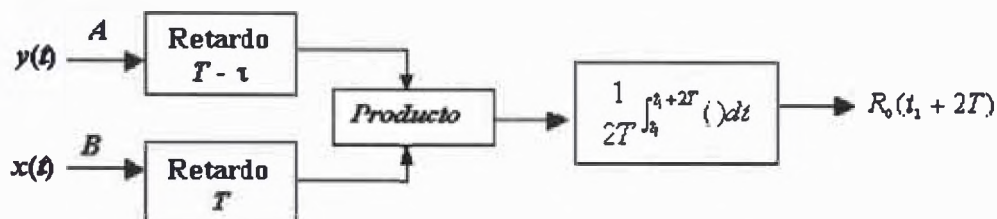


Fig. 2.2. Un sistema de medición de función de correlación cruzada.

La Fig. 2.2 ilustra el diagrama de bloques de un posible sistema para medir la función de correlación cruzada de dos procesos aleatorios conjuntamente ergódicos $X(t)$ e $Y(t)$. Las funciones muestrales $x(t)$ y $y(t)$ están retardadas por las cantidades T y $T - \tau$, respectivamente. El producto es entonces integrado para formar la salida igual a la integral al tiempo $t_1 + 2T$, donde t_1 es arbitrario y $2T$ es el periodo de integración.

Si suponemos que $x(t)$ y $y(t)$ existen al menos en el intervalo $-T < t$ y t_1 es un tiempo arbitrario excepto $0 \leq t_1$, entonces la salida es fácilmente encontrada

$$R_0(t_1 + 2T) = \frac{1}{2T} \int_{t_1 - T}^{t_1 + T} x(t)y(t + \tau)dt \quad 2.41$$

Ahora si elegimos $t_1 = 0$ y suponemos que T es grande, entonces tenemos

$$R_0(2T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)y(t + \tau)dt \approx \mathfrak{R}_{XY}(\tau) = R_{XY}(\tau) \quad 2.42$$

Así, para procesos ergódicos, el sistema de la fig. 2.2 puede medir su función de correlación cruzada (τ es variado para obtener la función completa). Claramente, conectando los puntos A y B y aplicando ya sea $x(t)$ o $y(t)$ al sistema, podemos además medir las funciones de autocorrelación $R_{XX}(\tau)$ y $R_{YY}(\tau)$ [9,10].

2.2.4 Características espectrales de los procesos aleatorios

2.2.4.1 La densidad espectral de potencia

Las propiedades espectrales de una señal *determinística* $x(t)$ están contenidas en su *transformada de Fourier* $X(\omega)$ dada por:

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-j\omega t} dt \quad 2.43$$

La función $X(\omega)$, es llamada el *espectro de $x(t)$* , tiene unidades de voltios por Hz y describe la forma en la cual una señal relativa de voltaje es distribuida con la frecuencia. La transformada de Fourier $X(\omega)$, puede considerarse como un *espectro de la densidad de voltaje* aplicable a $x(t)$. Tanto las amplitudes como las fases de las frecuencias presentes en $x(t)$ son descritas por $X(\omega)$. Por lo tanto, si $X(\omega)$ es conocido entonces $X(t)$ puede ser recuperado por medio de la transformada inversa de Fourier,

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega)e^{j\omega t} d\omega \quad 2.44$$

El Espectro de la Densidad de Potencia

Para un proceso aleatorio $X(t)$, sea $x_T(t)$ definido como una porción de una función muestral $x(t)$ que existe entre $-T$ y T ; o sea,

$$x_T(t) = \begin{cases} x(t) & -T < t < T \\ 0 & \text{los demás} \end{cases}$$

tendrá una transformada de Fourier, denotada por $X_T(\omega)$, dada por:

$$X_T(\omega) = \int_{-T}^T x_T(t)e^{-j\omega t} dt = \int_{-T}^T x(t)e^{-j\omega t} dt \quad 2.45$$

La energía contenida en $x(t)$ en el intervalo $(-T, T)$ es:

$$\mathcal{E}(T) = \int_{-T}^T x_T^2(t)dt = \int_{-T}^T x^2(t)dt \quad 2.46$$

Como $x_T(t)$ es transformable por Fourier, su energía debe estar además relacionada con $X_T(\omega)$; así, de 2.45 y 2.46

$$\mathcal{E}(T) = \int_{-T}^T x^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |X_T(\omega)|^2 d\omega \quad 2.47$$

Si dividimos 2.47 por $2T$, obtenemos la potencia promedio $P(T)$ en $x(t)$ sobre el intervalo $(-T, T)$:

$$P(T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x^2(t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|X_T(\omega)|^2}{2T} d\omega \quad 2.48$$

La potencia resulta de la integración de la densidad de potencia $|X_T(\omega)|^2/2T$. Podemos obtener la potencia promedio P_{XX} para el proceso aleatorio, tomando el límite cuando $T \rightarrow \infty$ del valor esperado en 2.48:

$$P_{XX}(T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \mathcal{E}[X^2(t)] dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{E}[|X_T(\omega)|^2]}{2T} d\omega \quad 2.49$$

Definimos la *densidad espectral de potencia* (PSD) para el proceso aleatorio por:

$$S_{XX}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{E}[|X_T(\omega)|^2]}{2T} \quad 2.50$$

la integral aplicable es

$$P_{XX}(T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{XX}(\omega) d\omega \quad 2.51$$

La PSD y el tiempo promedio de la función de autocorrelación forman una transformada de Fourier par. Si $X(t)$ es estacionario, y $M[R_{XX}(t, t + \tau)] = R_{XX}(\tau) \forall M$ constante, entonces:

$$S_{XX}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{XX}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau \quad 2.52$$

$$R_{XX}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{XX}(\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad 2.53$$

El conocimiento de la PSD de un proceso permite la recuperación completa de la función de autocorrelación cuando $X(t)$ es estacionario; para un proceso no estacionario, solo el promedio de tiempo de la función de autocorrelación es recuperable.

2.2.4.2 La Densidad Espectral de Potencia Cruzada

Para dos procesos aleatorios reales $X(t)$ e $Y(t)$, definimos $x_T(t)$ e $y_T(t)$ como:

$$x_T(t) = \begin{cases} x(t) & -T < t < T \\ 0 & \text{los demás} \end{cases}$$

$$y_T(t) = \begin{cases} y(t) & -T < t < T \\ 0 & \text{los demás} \end{cases}$$

Se asume que $x_T(t)$ e $y_T(t)$ son magnitudes integrables en el intervalo $(-T, T)$ y poseen transformadas de Fourier que denotaremos por $X_T(\omega)$ y $Y_T(\omega)$, respectivamente:

Definimos la *potencia cruzada* $P_{XY}(T)$ de los dos procesos en el intervalo $(-T, T)$ por:

$$P_{XY}(T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x_T(t)y_T(t)dt = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)y(t)dt \quad 2.54$$

Como $x_T(t)$ e $y_T(t)$ son transformables por Fourier, el lado derecho es el mismo que

2.54. Así, podemos escribir

$$P_{XY}(T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T x(t)y(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X_T^*(\omega)Y_T(\omega)}{2T} d\omega \quad 2.55$$

Formamos la potencia cruzada promedio, denotada por $\bar{P}_{XY}(T)$, tomando el valor esperado en 2.55. El resultado es:

$$\bar{P}_{XY}(T) = \frac{1}{2T} \int_{-T}^T R_{XY}(t,t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathcal{E}[X_T^*(\omega)Y_T(\omega)]}{2T} d\omega \quad 2.56$$

Finalmente, formamos la potencia cruzada promedio total P_{XY} haciendo $T \rightarrow \infty$:

$$\bar{P}_{XY}(T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T R_{XY}(t, t) dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{E}[X_T^*(\omega)Y_T(\omega)]}{2T} d\omega \quad 2.57$$

Está claro que el integrando que envuelve ω puede ser definido como una *densidad espectral de potencia cruzada (CPSD)*; es una función de ω [9,10].

$$S_{XY}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{E}[X_T^*(\omega)Y_T(\omega)]}{2T} \quad 2.58$$

$$P_{XY} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{XY}(\omega) d\omega \quad 2.59$$

2.2.5 Aplicación de la técnica de ruido neutrónico

2.2.5.1 Auto densidad espectral (APSD) de la densidad neutrónica normalizada

Para obtener la auto densidad espectral de la densidad neutrónica normalizada (NAPSD), suponemos un reactor crítico estacionario. Los valores $n(t)$ y $c(t)$ de equilibrio, tienen fluctuaciones estadísticas que pueden explicarse, considerando que las fluctuaciones estadísticas en los procesos neutrónicos que ocurren dentro del reactor (fisión, absorción, fuga y decaimiento de precursores), producen fluctuaciones en los valores de la producción y destrucción de manera que la reactividad puede escribirse como la suma del valor medio más una parte fluctuante:

$$\mathcal{S}(t) = \mathcal{S} + \delta \mathcal{S}(t) \quad 2.60$$

Estas fluctuaciones producen en los valores $n(t)$ y $c(t)$ de equilibrio:

$$n(t) = n_0 + \delta n(t)$$

$$c(t) = c_0 + \delta c(t)$$

$$\delta n(t) = \frac{\delta N(t)}{N(t)}$$

$$\delta c(t) = \frac{\delta C(t)}{C(t)}$$

Asumiendo válida la hipótesis del MRP, reemplazamos $n(t)$, $c(t)$, y $\$ (t)$ en las ecuaciones 1.20 y 1.21 que representan el balance para la densidad neutrónica y la concentración de precursores normalizadas:

$$\frac{d[\delta n(t)]}{dt} = \frac{\$ - 1}{\Lambda^*} \delta n(t) + \lambda \delta c(t) + x(t) \quad 2.61$$

$$\frac{d[\delta c(t)]}{dt} = \frac{\delta n(t)}{\Lambda^*} - \lambda \delta c(t) \quad 2.62$$

$$x(t) = \frac{\delta \$ (t)}{\Lambda^*} + \frac{\delta \$ (t) \delta n(t)}{\Lambda^*} \text{ se denomina "fuente equivalente de ruido".}$$

Aplicando la transformada de Laplace en las ecuaciones (2.61) y (2.62), resulta:

$$s \delta n(s) = \frac{\$ - 1}{\Lambda^*} \delta n(s) + \lambda \delta c(s) + x(s) \quad 2.63$$

$$s \delta c(s) = \frac{\delta n(s)}{\Lambda^*} - \lambda \delta c(s) \quad 2.64$$

Considerando la *transformada de Fourier* \mathfrak{F} , sea $s = j \omega$ siendo "j" la unidad imaginaria y $\omega = 2 \pi f$ con f = frecuencia, resulta:

$$\left[\frac{\$ - 1}{\Lambda^*} - j \omega \right] \delta n(\omega) = -\lambda \delta c(\omega) - x(\omega) \quad 2.65$$

$$(j \omega + \lambda) \delta c(\omega) = \frac{\delta n(\omega)}{\Lambda^*} \quad 2.66$$

$$\text{siendo: } x(\omega) = \frac{\delta \$ (\omega)}{\Lambda^*} + \frac{\delta \$ (\omega) \delta n(\omega)}{\Lambda^*}$$

de la ecuación 2.66 resulta:

$$\delta c(\omega) = \frac{\delta n(\omega)}{\Lambda^* (\lambda + j \omega)} \quad 2.67$$

Reemplazando la ecuación 2.67 en 2.65 y realizando operaciones con números complejos, se obtiene la \mathfrak{F} de la densidad neutrónica según el MRP:

$$\delta n(\omega) = \frac{-x(\omega)}{\frac{1}{\Lambda^*} \left[(\beta - 1 + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \omega^2}) - j\omega \left(\Lambda^* + \frac{\lambda}{\lambda^2 - \omega^2} \right) \right]} \quad 2.68$$

$$\delta n(\omega) = \mathfrak{F}[\delta n(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \delta n(t) e^{-j\omega t} dt \quad \text{transformada de Fourier de } \delta n(t).$$

$$\delta \beta(\omega) = \mathfrak{F}[\delta \beta(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \beta(t) e^{-j\omega t} dt \quad \text{transformada de Fourier de } \delta \beta(t).$$

Unidades: $[\delta n(\omega)] = [\delta \beta(\omega)] = 1 / \text{Hz} = \text{seg}.$

$$\delta n(\omega) = G_o(\omega) \delta \beta(\omega) \quad 2.69$$

$G_o(\omega)$: Función transferencia que relaciona la fluctuación de la densidad neutrónica con la fluctuación de la reactividad (a “potencia cero”)

$$G_o(\omega) \equiv \frac{1}{(1 + j\omega \Lambda^*)} \quad 2.70$$

En el dominio de tiempo, se define la función de correlación:

$$R_{\delta n, \delta n}(\tau) = \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \delta n(t) * \delta n(t + \tau) dt \quad 2.71$$

Pasando al dominio de frecuencia mediante la Transformada de Fourier, se obtiene la autodensidad espectral de la densidad neutrónica normalizada:

$$NAPSD(\omega) = \mathfrak{F}[R_{\delta n, \delta n}(\tau)] \quad 2.72$$

Para un proceso aleatorio estacionario, la NAPSD se puede escribir en función de

$\delta n(\omega)$:

$$NAPSD(\omega) = 2 \lim_{T_0 \rightarrow \infty} \frac{\delta n(\omega)^* \delta n(\omega)}{T_0} \quad 2.73$$

$\delta n(\omega)^*$ es el conjugado de $\delta n(\omega)$. Considerando las ecuaciones 2.68 y 2.61 se obtiene:

$$NAPSD(\omega) = \frac{2 x(\omega)^* x(\omega) (\Lambda^*)^2}{(\beta - 1 + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + \omega^2})^2 + \omega^2 (\Lambda^* + \frac{\lambda}{\lambda^2 + \omega^2})^2} \quad 2.74$$

La unidad de $NAPSD(\omega)$ es $1/s = Hz$. Para $\omega \gg \lambda$, se obtiene la “aproximación instantánea”:

$$NAPSD(\omega) \approx \frac{2 x(\omega)^* x(\omega)}{\frac{1}{(\Lambda^*)^2} [(\beta - 1)^2 + \omega^2 (\Lambda^*)^2]} \approx \frac{A}{1 + \frac{\omega^2}{\alpha_p^2}} \quad 2.75$$

donde: $A = \frac{2 x(\omega)^* x(\omega)}{\alpha_p^2}$

La misma expresión se obtiene para un reactor crítico estacionario ($\beta=0$) con

$$\alpha_p = -\frac{1}{\Lambda^*}$$

2.2.5.2 NAPSD de la señal proveniente de un detector de neutrones

Consideremos una cámara de ionización, ubicada en una posición definida por el vector \bar{r} y asumiendo que para el reactor considerado, se verifican las hipótesis del MRP. La cámara produce una corriente $I(t)$ proporcional al flujo neutrónico integrado sobre la misma. Esta corriente tiene dos componentes, la componente media $\bar{I}(t)$ y la fluctuación $\delta I(t)$. Siendo $\delta n^{(1)}(t) = \frac{\delta I(t)}{\bar{I}}$ la componente fluctuante de la corriente de cámara normalizada, con $\bar{I} = \bar{I}(t)$, la correspondiente auto densidad espectral normalizada, según el MRP, resulta:

$$NAPSD^{(1)}(\omega) = \frac{APSD^{(1)}}{(\bar{I})^2} = \frac{A}{(1 + \frac{\omega^2}{\alpha_p^2})} + R_d \quad 2.76$$

$APSD^{(I)}(\omega)$ es “la auto densidad espectral” de $\delta I(t)$. El término R_d se denomina “ruido de detección normalizado” y aparece como consecuencia del proceso mismo de detección. Este proceso involucra la absorción del neutrón, lo cual implica la suma de un término proporcional a la “delta de Dirac $\delta(\tau)$ ” en la función de correlación. En la $NAPSD(\omega)$ implica sumar una constante ya que $\mathfrak{I}[\delta(\tau)] = 1$.

Al primer término de 2.76 se le denomina “parte correlacionada” y al segundo “parte no correlacionada”. Correlacionando las señales correspondientes a dos cámaras de ionización se obtendrá la densidad espectral cruzada normalizada $NCPSD^{(I)}(\omega)$. Con el MRP resulta una expresión similar a la ecuación 2.76. En este caso $R_d = 0$ debido a que los procesos de detección de ambas cámaras son independientes entre sí. La definición de eficiencia absoluta para la cámara de ionización:

$$\varepsilon(\bar{r}) = \frac{\frac{N^\circ \text{ de neutrones detectados}}{1s}}{F} \quad 2.77$$

Siendo F la tasa de fisiones en el reactor, resulta:

$$\bar{I}(t) = \varepsilon F \bar{q} \quad 2.78$$

Donde \bar{q} representa el valor medio de la carga eléctrica de la cámara, por neutrón detectado. Para un reactor crítico estacionario:

$$A = \frac{2(1 - \beta_e) D_v L_1}{F \beta_{eff}^2} \quad 2.79$$

$$D_v = \frac{\bar{v}_n(v_n - 1)}{v_n^2}; \quad \text{factor de Diven}$$

L_1 : factor que depende de la geometría del reactor.

$$R_d = \frac{2 B_e}{\varepsilon F} \quad 2.80$$

$B_e = q^2 / (\bar{q})^2 \approx 1$: factor de Bennett

Considerando que la potencia se expresa:

$$P = \varepsilon_f F \quad 2.81$$

sea ε_f el valor medio de energía liberada por fisión, de la ecuación 2.79 se obtiene:

$$P = \frac{2 \varepsilon_f D_v (1 - \beta_{eff}) L_1}{A \beta_{eff}^2} \quad 2.82$$

A partir de las ecuaciones 2.79 y 2.80, se obtiene:

$$\varepsilon = \frac{A \beta_{eff}^2 B_e}{R_d (1 - \beta_{eff}) D_v L_1} \approx \frac{A}{R_d} \beta_{eff}^2 \quad 2.83$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones 2.78 y 2.80, se define;

$$f^{(q)} = \frac{R_d I}{2} \quad 2.84$$

Si la cadena de detección (cámara, cables y amplificador), funcionan adecuadamente de manera que se verifican las relaciones dadas en las ecuaciones 2.78 y 2.80, resulta:

$$f^{(q)} = \frac{\bar{q}^2}{q} \quad 2.85$$

Siendo \bar{q}^2 el segundo momento de la distribución de la carga eléctrica producida por neutrones detectados. Considerando que la expresión dada en la ecuación 2.85 depende solo del proceso de detección, su valor es característico de la cámara y en consecuencia, el parámetro $f^{(q)}$ es un estimador muy sensible del "buen funcionamiento" de la cadena de detección [4,11].

3 DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE LA FRACCIÓN EFECTIVA DE NEUTRONES RETARDADOS

3.1 Introducción

Activación Neutrónica

Se presentan los resultados de la medición de flujos neutrónicos (térmico y epitérmico) para la configuración 7A5 del reactor RP-0, y un nivel de potencia dado (Potencia = 5 W). Se irradió monitores de flujo (hojuelas de indio), colocados en portamuestras de aluminio (espadas) las que a su vez se ubicaron entre las placas de los elementos combustibles normales y de control por espacio de una hora. Para la determinación del flujo se utilizó una cadena de espectrometría gamma, cuyos datos fueron tratados vía formulismo de Westcott. Finalmente, con los valores de flujo se estimó la Tasa de Fisión para el reactor RP-0.

Ruido Neutrónico

Con la aplicación de esta técnica basada en el análisis del ruido proveniente de las señales de detectores de neutrones (cámaras de ionización), se determinaron los parámetros \bar{I}_i , F_q , ϵ / β_{eff}^2 (siendo este último la razón de la eficiencia absoluta del detector entre la fracción efectiva de neutrones retardados y que aparece en el análisis en el dominio de la frecuencia del ruido neutrónico). Las mediciones fueron realizadas para las mismas condiciones de irradiación de las hojuelas de indio. Los valores mencionados fueron obtenidos directamente del programa FERCIN-3

desarrollado por el grupo de física experimental de reactores del Centro Atómico de Constituyentes (Argentina).

En la aplicación de la técnica de ruido neutrónico los parámetros arriba mencionados se encuentran íntimamente ligados a la fracción efectiva de neutrones retardados y el valor de la tasa de fisiones. Así, reemplazando este último valor obtenido por activación, se estimó la fracción efectiva de neutrones retardados β_{eff} .

3.2 Equipos, Materiales y Programas Utilizados

3.2.1 Activación Neutrónica

3.2.1.1 Monitores de Flujo Térmico y Epitérmico

Los monitores de flujo usados fueron hojuelas de *indio* de alta pureza (99 %), debido a su alta sección eficaz de activación por neutrones térmicos. La tabla 3.1 muestra los valores característicos de las secciones eficaces de absorción, activación y dispersión por neutrones térmicos ($v_0 = 2200 \text{ m/s}$) para los isótopos del indio.

Tabla 3.1 Secciones eficaces por neutrones térmicos para el indio

Elemento	$\sigma_a (\text{barn})$	Abundancia isotópica (%)	$\sigma_{act} (\text{barn})$	Vida media del isótopo radiactivo
${}_{49}\text{In}$	194 ± 2	In^{113} (4.23)	56 ± 12	In^{114m_1} (49 d)
			2.0 ± 0.6	In^{114} (72 s)
		In^{115} (95.77)	162.3 ± 0.7	In^{116m_1} (54.12 m)
			42 ± 1	In^{116} (14.1 s)

La reacción de interés con neutrones térmicos y epitérmicos es:



La energía del fotón producto del decaimiento del In-116 es 1293.4 keV y su vida media es 54.12 minutos. Sin embargo durante el análisis espectroscópico se observan fotopicos correspondiente al decaimiento secundario del In-116 [12].

Tabla 3.2 Energía e Intensidad de la radiación Gamma (decaimiento In-116)

E (keV)	Intensidad Fotopico (%)
1293.4	84.4
1097.3	56.2
416.8	27.7
2112.3	15.5
818.7	11.5
1507.67 4	10.0
138.327 8	3.29

3.2.1.2 Cadena de Espectrometría Gamma

La detección de la radiación gamma producida por el decaimiento de los estados excitados del In-116, se mide a través de un detector de centelleo de yoduro de sodio con impurezas de talio (NaI(Tl)). La radiación incidente pierde energía en el material centellador, los fotones de luz pasan a un fotomultiplicador cuya función es transformarlos en fotoelectrones y acelerarlos hacia un conjunto de dínodos para producir la multiplicación electrónica. Los pulsos de carga producidos son enviados a un preamplificador cuyo objetivo es entregar una señal de tensión de crecimiento y decrecimiento exponencial, la cual es llevada al amplificador que adecua la forma de los pulsos y eleva el nivel de señal entregada por el preamplificador. Estos pulsos de tensión son procesados por el sistema analizador de pulsos multicanal (MCA), con el objetivo de obtener el espectro de energía procesando los pulsos de tensión del amplificador, para lo cual cuenta con un conversor Análogo-Digital (Tarjeta de adquisición de datos ACCUSPEC). La distribución de amplitudes de los pulsos

permite la discriminación energética de las radiaciones incidentes al contar el número de veces que pulsos de determinada altura son producidos [13].

A continuación los componentes de la cadena de espectrometría gamma utilizada:

- Detector de yoduro de sodio [NaI(Tl)] de 2" × 2" con tubo fotomultiplicador: Canberra, modelo 802.
- Pre-amplificador: Canberra, modelo 2007P.
- Tarjeta de adquisición de datos: ACUSSPEC (2048 canales) con amplificador y fuente de alto voltaje incorporado (rango de voltaje de trabajo 700-900 V).
- Computadora personal con software Genie 2000.

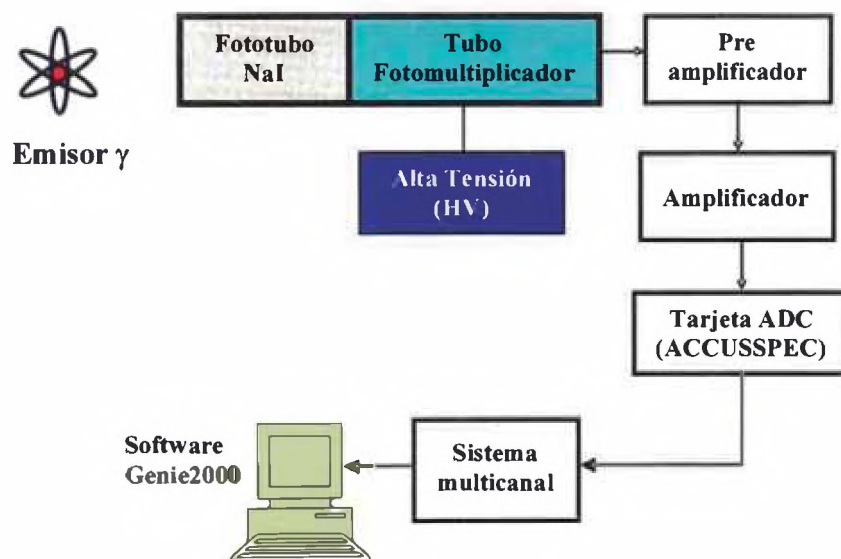


Fig. 3.1. Cadena de espectrometría gamma

3.2.1.3 Programa de Adquisición y Análisis de Espectros Gamma, GENIE 2000

El GENIE 2000 es un programa de espectroscopia gamma básico, el cual cuenta con una ventana interactiva que permite al usuario controlar la adquisición, procesamiento y análisis de espectros. Como primer paso se procede a la calibración energética del detector mediante el uso de patrones de calibración los cuales emiten

radiación con energías características, en nuestro caso los patrones de fuentes radiactivas utilizadas son mostrados en la tabla 3.3.

Tabla 3.3 Energías características de las fuentes patrones Cs-137 y Co-60

Patrón	E (keV)	Actividad [kBq]
Cs-137	661.7	443.3 (01/10/1993)
Co-60	1173.2	332.0 (01/10/1993)
	1332.5	

Luego de calibrada la cadena de espectrometría, esta se encuentra lista para analizar la radiación gamma emitida por las hojuelas de indio activadas por los flujos de neutrones térmicos y epitérmicos. A continuación en la figura 3.2 se observa los fotopicos emitidos en el decaimiento del In-116, siendo el de interés el que corresponde a una energía de 1293.4 keV.

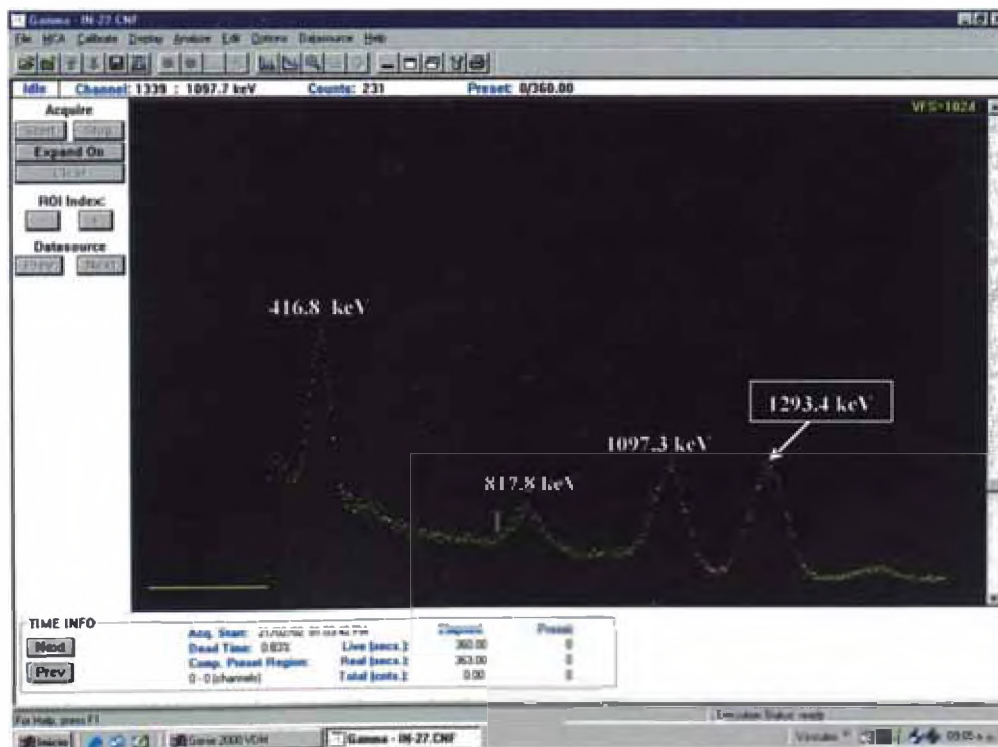


Fig 3.2 Ventana del Genie 2000 – Fotopico del In-116 (1293.4 keV)

Con los valores de contaje obtenidos de las hojuelas de indio con y sin blindaje de cadmio se determina mediante el formulismo de Westcott los flujos térmicos y epitérmicos (Ver anexo B) [14].

3.2.2 Ruido Neutrónico

3.2.2.1 Sistema de Medición de Ruido Neutrónico

Se utilizó un sistema de detección, adquisición y procesamiento de señales, constituido por cámaras de ionización, amplificadores, filtros de bajo ruido eléctrico y computadora personal con tarjeta conversora analógica / digital. A continuación, se detalla el instrumental utilizado en el sistema de medición en la figura 3.3.

- Dos cámaras de ionización compensada (CIC1, CIC2).
- Dos fuentes de alta tensión (HV) de bajo ruido eléctrico para polarización de la cámaras (CANBERRA Modelo 3002).
- Dos amplificadores lineales corriente – tensión (AIV) modelo CNEA – K330.
- Dos Filtros antialiasing (FA) modelo CNEA – K231, con dos anchos de banda cada uno: $BW = 40 \text{ Hz}$ y $BW = 200 \text{ Hz}$.
- Una PC ($> 40 \text{ MHz}$) con tarjeta conversora analógica – digital (TCAD) PCL818H [11,15,16].

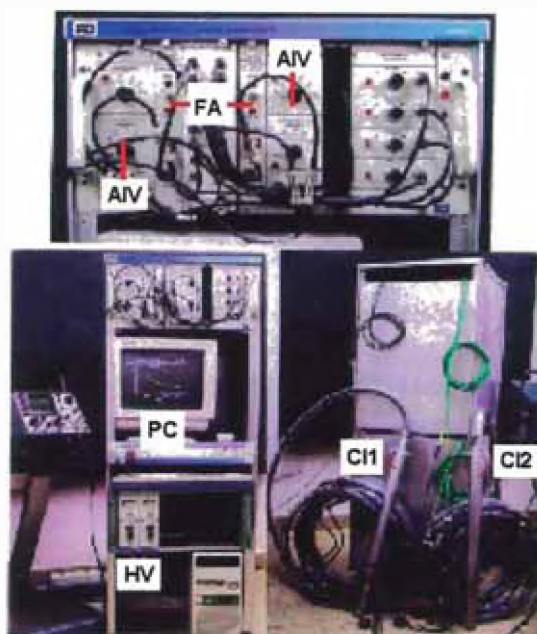
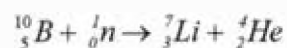


Fig. 3.3 Sistema de Medición de Ruido Neutrónico

3.2.2.2 Cámaras de ionización compensada

Los detectores de neutrones CIC1 y CIC2 son cámaras de ionización con compensación gamma, diseñadas para la medición del flujo de neutrones térmicos en reactores nucleares. Para la detección de neutrones se utiliza la reacción:



El boro es incorporado como capa delgada sobre electrodos internos del sector sensible a neutrones y gamma del dispositivo. Otro sector, sensible sólo a gamma, es físicamente equivalente al anterior, pero sin boro y se utiliza para sensor el nivel de esta radiación y deducir su efecto de la señal generada en el sector sensible a neutrones.

El material estructural principal del dispositivo es aluminio de alta pureza. En la construcción del dispositivo no se utilizan materiales que se degraden por radiación o temperatura y/o se activen por largo tiempo.

En el dispositivo un electrodo medio definen el sector n (sensible a neutrones y gamma); un electrodo interno y el electrodo medio definen el sector g , sensible sólo a gamma. Polarizando respecto a tierra el sector n (o sector g), el electrodo medio da lugar a una corriente eléctrica I_n (I_g), originada por la colección de las cargas formadas por el campo de radiación mixto que incide sobre el dispositivo.

Aplicando tensiones de polaridad opuesta a los electrodos externo e interno, la corriente neta I , generada por el electrodo medio será::

$$I = I_n - I_g = I_{nn} + I_{gn} - I_{gg} = I_m + (I_{gn} - I_{gg})$$

donde I_{jk} es la corriente producida por la radiación j en el sector k del dispositivo. El detector es compensado gamma si $I_{gn} \sim I_{gg}$, de donde resulta: $I \approx I_m$ [17].

Tabla 3.4 Características Técnicas de las Cámaras de Ionización Compensada

Mecánicas	
Diámetro máximo:	40 mm
Longitud:	450 mm
Longitud sensible:	261 mm
Conectores:	BNC
Materiales	
Contenedor externo:	Aluminio (99 % Al típico)
Electrodos internos:	Aluminio
Aisladores internos:	Cerámica de alúmina, Vidrio de sílica
Convertidor:	Boro, enriquecido 92 % B ¹⁰
Gas:	76 cm de Nitrógeno (típico)
Valores máximos permitidos	
Tensión:	600 Volts
Temperatura:	300 °C (80 °C para conectores)
Humedad:	100 %
Características típicas de operación	
Sensibilidad neutrónica:	10^{-14} A. n ⁻¹ .cm ⁻² .s ⁻¹
Sensibilidad gamma:	10^{-11} A. R ⁻¹ .H
Rango de medición:	10^4 a 10^{11} n.cm ² .s ⁻¹
Rango de polarización:	200 a 700 Volts
Rango de compensación:	-150 a -300 Volts

3.2.2.3 Programas de Aplicación de la Técnica de Ruido Neutrónico

El software utilizado fue desarrollado en el Grupo de Física Experimental de Reactores de la CNEA y está constituido por los programas FERCIN-3/5.

Programas "FERCIN-3.EXE" y "FERCIN-5.EXE"

Con el reactor en estado estacionario, en convección natural a una potencia (P) y con el programa "FERCIN-3", se miden simultáneamente los valores medios (\bar{V}_i) y las componentes fluctuantes ($\delta V_{i,t}(t)$) en un ancho de banda BW durante un tiempo

$$T_M = M \frac{n_p}{BW} \quad (M \approx 100; n_p = 256; BW = 40 \text{ Hz } \text{ó} \text{ } 200 \text{ Hz}).$$

El programa almacena los datos ($\delta V_{i,t}(t)$, \bar{V}_i , K_i) en el disco duro de la PC y llama luego al programa "PSD1.EXE", que los lee del disco y mediante la Transformada Rápida de Fourier (FFT) obtiene las densidades espectrales de potencia (PSD) de $\delta V_{i,t}(t)$ en el dominio de frecuencia y las almacena en el disco junto con los valores de \bar{V}_i y la ganancia K_i .

Finalmente "FERCIN-3" llama al programa "POTE1.EXE" que a partir de las PSD

obtiene P , $\alpha_p = \frac{\beta_{eff}}{\Lambda}$, $\varepsilon_1 / \beta_{eff}^2$, $\varepsilon_2 / \beta_{eff}^2$ y una estimación del buen funcionamiento de

las cadenas de medición a través del parámetro ($f^{(q)}$). Al final de cada medición, introduciendo simplemente un carácter, es posible guardar en disco los valores de α_p en una fila "ALFA.EST" y al final de la serie de mediciones realizar un análisis estadístico con el programa "ESTADIS.EXE" y obtener el valor medio con su error. También pueden guardarse los valores de (P, I_i) en filas "P-Ii.LIN" lo que permite al

final de la serie de mediciones a diferentes niveles de potencia, realizar regresiones lineales p vs I_i con el programa "LIN-1.EXE" y obtener factores de calibración $\frac{P}{I_i}$ de las cámaras CIC1 y CIC2.

A partir de los datos de las PSD grabados en el disco, se puede realizar con posterioridad un análisis más detallado con el programa "FERCIN-5". Son datos de entrada β_{eff} y L_1 obtenidos del cálculo [11,15,16].

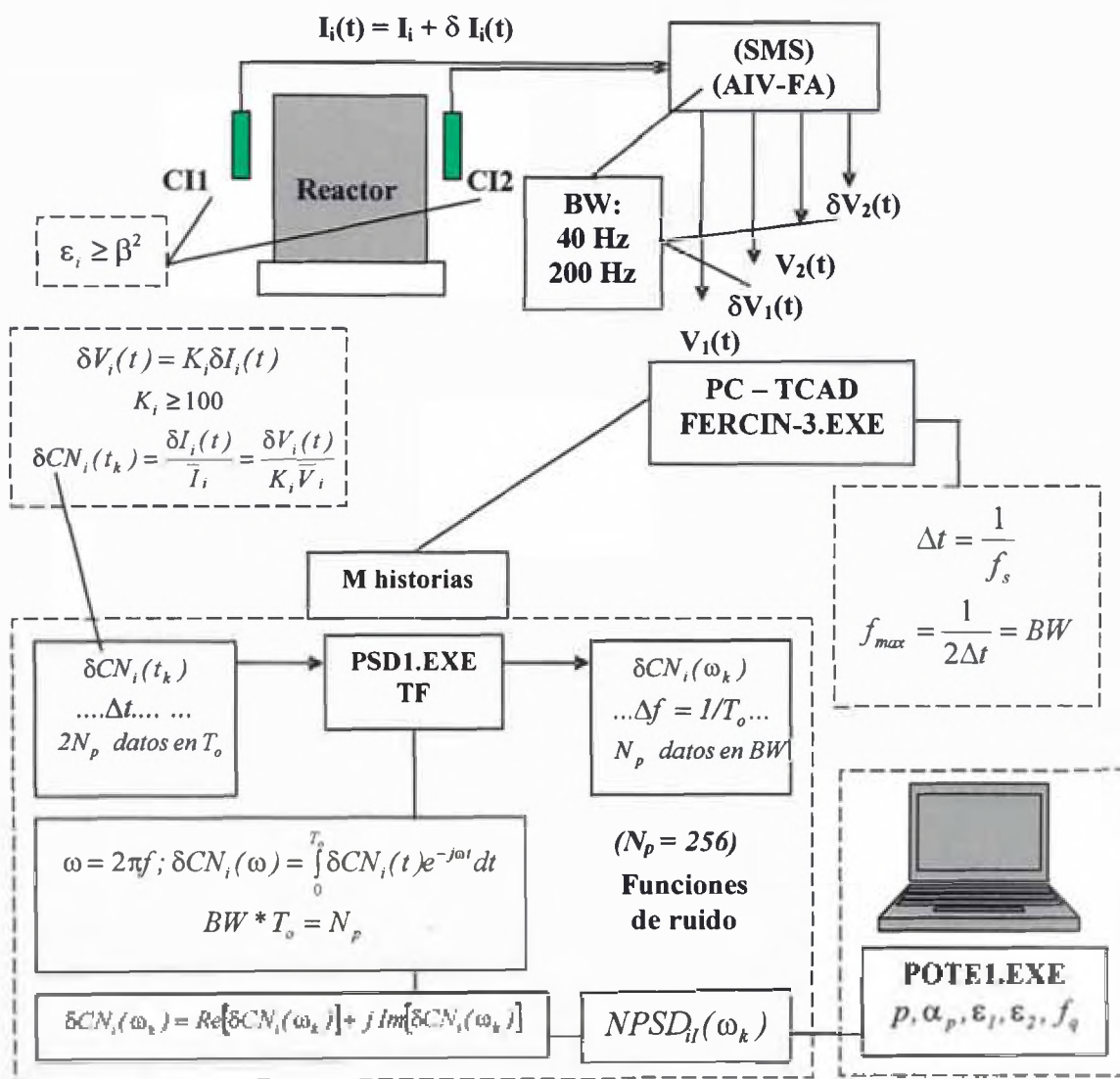


Fig. 3.4. Funcionamiento del programa FERCIN-3

3.3 Procedimiento experimental

Activación Neutrónica

Se procedió a la preparación de hojuelas de indio con y sin cobertores de cadmio en portamuestras de aluminio (ver Fig. 3.5) para su ubicación entre las placas de los elementos combustibles normales y de control y su posterior irradiación por espacio de una hora.

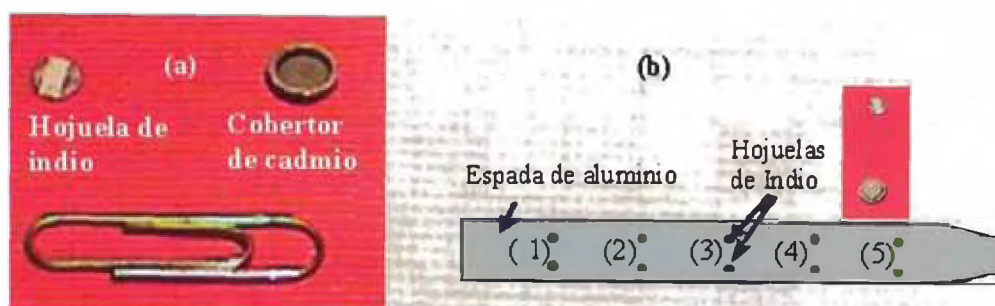


Fig. 3.5 (a) Hojuela de indio y cobertor (b) Ubicación de hojuelas en portamuestras de aluminio.

Las condiciones de irradiación fueron las siguientes:

- a) Potencia del reactor = 5 W.
- b) Monitor: hojuelas de Indio de aproximadamente 25 mg.
- c) Tiempo de irradiación: 60 minutos
- d) Posiciones de las barras de control: BC1= Crítico (% Extracción); BC2 = BC3 = BC4 = 100 (% Extracción).
- e) Monitor Testigo en el cabezal de irradiación.

Las mediciones realizadas en el núcleo del reactor constaron de catorce irradiaciones, y en cada irradiación se ubicaron cuatro espadas entre las placas de los elementos combustibles. Por cada elemento se tomaron cuatro medidas según posición de irradiación por placas las cuales se muestra en la tabla 3.5, la Fig. 3.6 muestra la

configuración del núcleo 7A5 y la Fig. 3.7 el esquema de ubicación de los portamuestras en el núcleo del reactor [18,19].

Tabla 3.5. Posiciones de irradiación de espadas entre placas de ECN.

Posición de Irradiación	Placas de ECN
1	(2-3)
2	(5-6)
3	(11-12)
4	(15-16)

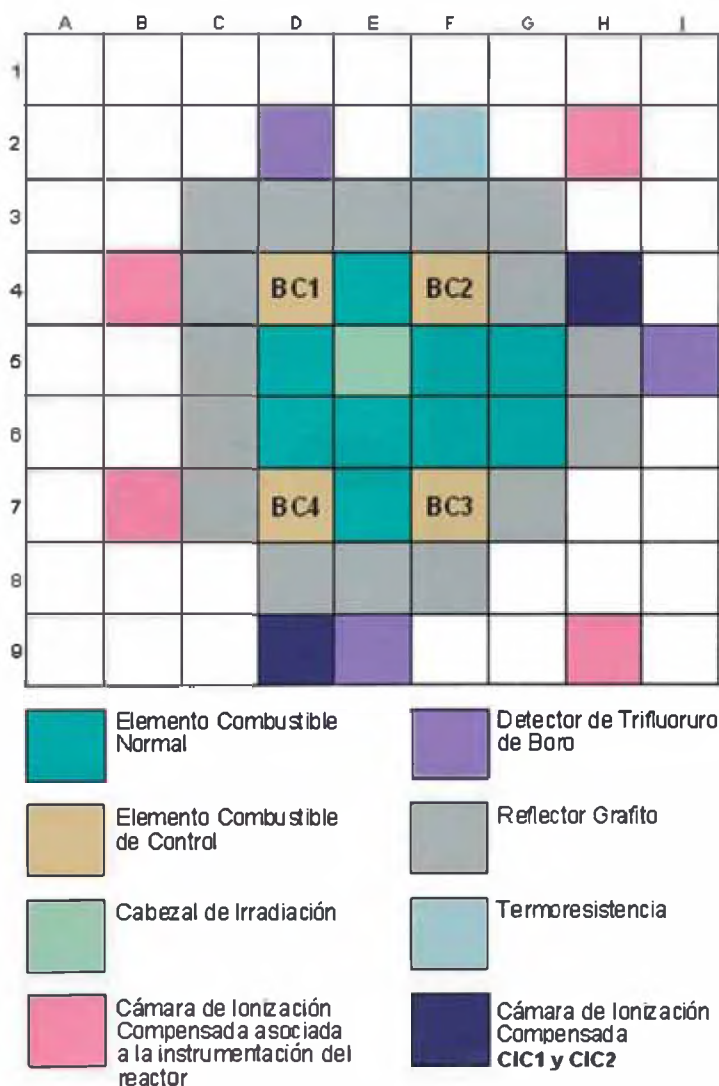


Fig. 3.6. Configuración de núcleo 7A5 del reactor del RP-0.

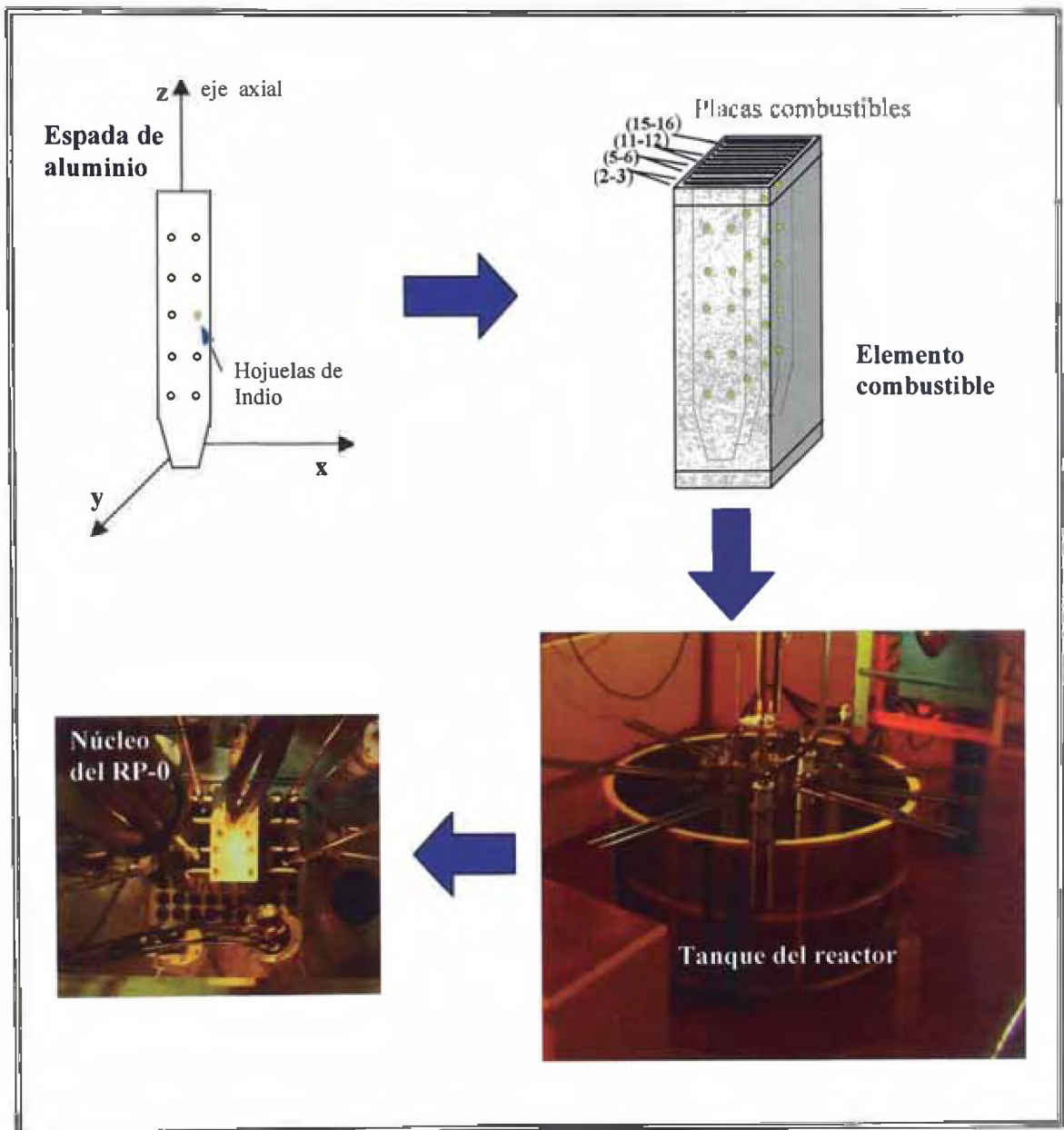


Fig. 3.6. Esquema de ubicación de las espadas portamuestras en el núcleo del reactor del RP-0.

Ruido Neutrónico

Se realizaron mediciones de α_p , P , $f^{(a)}$, $\varepsilon_1/\beta_{\text{eff}}^2$, $\varepsilon_2/\beta_{\text{eff}}^2$, con las cámaras de ionización compensada ubicadas en el núcleo 7A5 del RP-0 simultáneo a las irradiaciones de espadas en los elementos combustibles y de control [20]. Las condiciones de medición fueron las siguientes:

- $\text{ICM4} = 0.1 \times 10^{-6}$ Amperios
- Ubicación de las cámaras en el núcleo: $\text{CIC1} = \text{D9}$, $\text{CIC2} = \text{H4}$
- $\text{BC1} = \text{Crítico}$, $\text{BC2} = \text{BC3} = \text{BC4} = 100\%$

3.4 Determinación de la tasa de fisión

3.4.1. Determinación del flujo de neutrones térmico y epitérmico

El mapa de flujos térmicos y epitérmicos de la configuración de núcleo 7A5 del RP-0 fue determinado. A continuación, la tabla 3.6 muestra el flujo térmico y epitérmico promedio por ECN y ECC y las Fig. 3.7 y Fig. 3.8 muestran los mapas de flujo térmico y el flujo térmico medio para la configuración de núcleo 7A5 del RP-0 respectivamente [19,21].

Tabla 3.6. Flujos Térmicos y Epitérmicos correspondientes al núcleo 7A5.

Elemento Combustible	Flujo Térmico (n/cm ² s)	Flujo Epitérmico (n/cm ² s)
D5	4.85 x 10 ⁷ (0.74 %)	6.12 x 10 ⁶ (4.55 %)
D6	4.18 x 10 ⁷ (0.83 %)	6.26 x 10 ⁶ (5.73 %)
E4	4.40 x 10 ⁷ (0.81 %)	5.98 x 10 ⁶ (5.32 %)
E6	4.99 x 10 ⁷ (0.82 %)	7.90 x 10 ⁶ (5.64 %)
E7	3.63 x 10 ⁷ (0.87 %)	6.39 x 10 ⁶ (6.17 %)
F5	4.83 x 10 ⁷ (0.83 %)	7.27 x 10 ⁶ (5.53 %)
F6	4.83 x 10 ⁷ (0.82 %)	7.83 x 10 ⁶ (5.50 %)
G5	3.59 x 10 ⁷ (0.87 %)	5.57 x 10 ⁶ (6.13 %)
G6	4.02 x 10 ⁷ (0.80 %)	5.78 x 10 ⁶ (5.47 %)
BC1	2.86 x 10 ⁷ (0.84 %)	5.72 x 10 ⁶ (3.21 %)
BC2	3.32 x 10 ⁷ (0.99 %)	6.37 x 10 ⁶ (5.73 %)
BC3	3.32 x 10 ⁷ (0.99 %)	6.37 x 10 ⁶ (5.73 %)
BC4	3.32 x 10 ⁷ (0.99 %)	6.37 x 10 ⁶ (5.73 %)

	C	D	E	F	G	H
3	Grafito	Grafito	Grafito	Grafito	Grafito	
4	Grafito	2.86×10^6 (0.84%)	4.40×10^7 (0.81%)	3.32×10^7 (0.99%)	Grafito	
5	Grafito	4.06×10^7 (0.74%)	CABEZAL DE IRRADIACION	4.83×10^7 (0.83%)	3.69×10^7 (0.87%)	Grafito
6	Grafito	4.18×10^7 (0.83%)	4.20×10^7 (0.82%)	4.83×10^7 (0.82%)	4.02×10^7 (0.80%)	Grafito
7	Grafito	3.32×10^7 (0.99%)	3.83×10^7 (0.87%)	3.32×10^7 (0.99%)	Grafito	
8		Grafito	Grafito	Grafito		

Fig. 3.7. Mapa de flujos térmicos para configuración de núcleo 7A5.

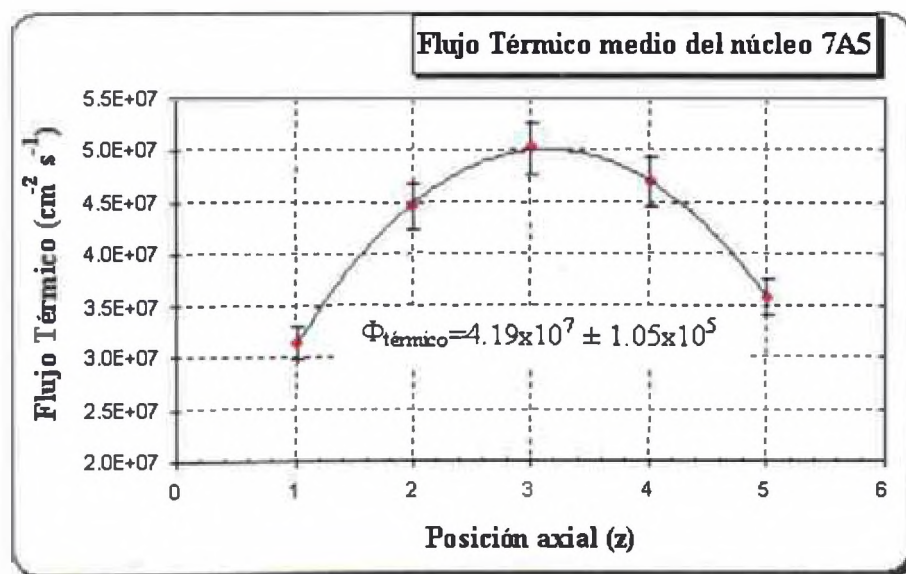


Fig. 3.8. Distribución y flujo térmico promedio de núcleo 7A5.

Similarmente, las Fig. 3.9 y Fig. 3.10 muestran los mapas de flujo epitérmico y el flujo epitérmico medio para la configuración de núcleo 7A5 del RP-0.

	C	D	E	F	G	H
3	Grafito	Grafito	Grafito	Grafito	Grafito	
4	Grafito	5.72×10^6 (3.21%)	5.98×10^6 (5.32%)	6.37×10^6 (5.73%)	Grafito	
5	Grafito	6.12×10^6 (4.55%)	CABEZAL DE IRRADIACIÓN	7.27×10^6 (5.53%)	5.57×10^6 (6.13%)	Grafito
6	Grafito	6.26×10^6 (5.73%)	7.90×10^6 (5.64%)	7.83×10^6 (5.50%)	5.78×10^6 (5.47%)	Grafito
7	Grafito	6.37×10^6 (5.73%)	6.39×10^6 (6.17%)	6.37×10^6 (5.73%)	Grafito	
8		Grafito	Grafito	Grafito		

Fig. 3.9. Mapa de flujos epitérmicos para configuración de núcleo 7A5.

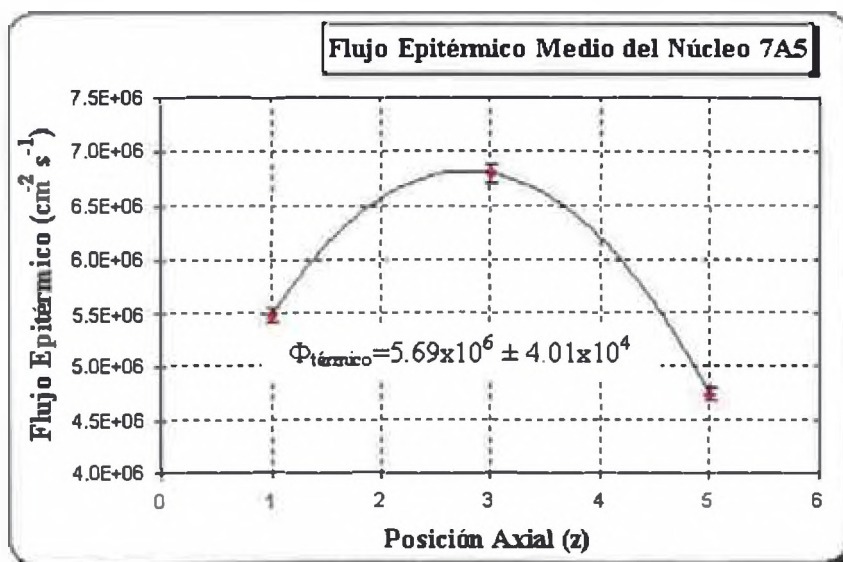


Fig. 3.10. Distribución y flujo epitérmico promedio de núcleo 7A5.

3.4.2. Masa Combustible del reactor RP0

La distribución de masa de Uranio-235 por elemento combustible normal y de control (gramos), para la configuración de núcleo 7A5 es mostrada en la Fig. 3.11.

	C	D	E	F	G	H
3	GRAFITO	GRAFITO	GRAFITO	GRAFITO	GRAFITO	
4	GRAFITO	209.8	279.52	209.7	GRAFITO	
5	GRAFITO	279.71	CABEZAL DE IRRADIACION	279.1	278.7	GRAFITO
6	GRAFITO	278.4	279.1	279.6	279.6	GRAFITO
7	GRAFITO	209.6	279.6	209.6	GRAFITO	
8		GRAFITO	GRAFITO	GRAFITO		

Fig. 3.11. Distribución de masa de Uranio-235 (g) por elemento combustible.

3.4.3. Determinación de la potencia térmica

En el capítulo 2, se determinó la fórmula de la potencia térmica, la cual involucra los flujos térmico y epitérmico promedios del núcleo.

De acuerdo con el apartado 2.1.5 del Cap2, la potencia del reactor queda determinada de la siguiente manera:

$$P = 1.602 \times 10^{-1} \times \left(\frac{\epsilon_f M_f N_a}{P_A} \right) \frac{\sqrt{\pi}}{2} g_{(T)} \frac{\sqrt{T_o}}{\sqrt{T}} \sigma_{f(Eo)} \bar{\phi}_{th} f_D (1 + \bar{\alpha}_{epi}) \quad \text{Watts}$$

Los valores establecidos para la determinación de la potencia térmica se muestran en la tabla 3.7 [8,20].

Tabla 3.7 Parámetros utilizados para el cálculo de la potencia térmica.

ε_f	192.9 (MeV)	Energía que se libera por fisión
N_a	$6.02252 \times 10^{23} \text{ (mol}^{-1}\text{)}$	Número de avogadro
M_f	3351.99 g	Masa actual del combustible del reactor
P_A	235.0442 (g/mol ⁻¹)	Masa atómica del U-235
f	0.99825	Factor de desventaja
σ_f	582.26 b	Sección eficaz microscópica de fisión del U-235
$\phi_{\text{térm}}$	$4.02 \times 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$	Flujo neutrónico térmico medio del núcleo del reactor
$g(T)$	0.9832	Factor de Westcott para el U-235
$\bar{\alpha}_{\text{epi}} = I_r \cdot \lambda_r / f \cdot \sigma_f$	0.07	Razón de la tasa de fisiones epitérmica a la tasa de fisiones térmicas en el U-235
I_r	276.3 b	Integral de resonancia de fisión del U-235
λ_r	0.14	Razón entre flujo epitérmico y térmico

El valor de la potencia promedio determinada fue:

$$P = 6.06 \pm 0.26 \text{ Watts}$$

3.4.4. Cálculo de la tasa de fisión

Una vez determinada la potencia térmica, se procedió a calcular la tasa a la cual ocurre la fisión por segundo en todo el volumen del reactor. Para ello primero se debe tomar en cuenta la *energía efectiva* liberada en la fisión del U-235 por neutrones térmicos, cuyo valor se muestra resaltado en la tabla 3.8.

Tabla 3.8. Energía efectiva liberada por neutrones térmicos por isótopo fisible.

Uranio-233	190.0 \pm 0.5 MeV
Uranio-235	192.9 \pm 0.5 MeV
Plutonio-239	198.5 \pm 0.8 MeV
Plutonio-241	200.3 \pm 0.8 MeV

La tasa de fisión viene dada por la ecuación:

$$\text{Tasa de fisión} = P \text{ (W)} \times \frac{1 \text{ J}}{\text{W.s}} \times \frac{\text{fisión}}{192.9 \text{ MeV}} \times \frac{\text{MeV}}{1.60 \times 10^{-13} \text{ J}}$$

Reemplazando el valor de la potencia de 6.06 W en la ecuación anterior, tenemos el valor de la tasa de fisión [3].

$$F = 1.97 \times 10^{11} \pm 3.80 \times 10^9 \text{ n/s}^{-1}$$

3.5 Determinación de la eficiencia del detector de neutrones

Se realizaron mediciones de α_p , P , $f^{(q)}$, $\epsilon_1/\beta_{\text{eff}}^2$, $\epsilon_2/\beta_{\text{eff}}^2$ a partir de las corrientes I1 y I2 provenientes de las cámaras CIC1, CIC2; se realizó también el ajuste de los datos experimentales de las densidades espectrales de potencia normalizadas (NAPSD) de las componentes fluctuantes, obtenidas en $BW = 200$. En la Fig. 3.12 se muestra el ajuste de una NAPSD en $BW = 200\text{Hz}$ para la CIC1. También en el gráfico se observa algunos picos debidos a la contribución de frecuencias de línea que no son tomados en cuenta en el ajuste.

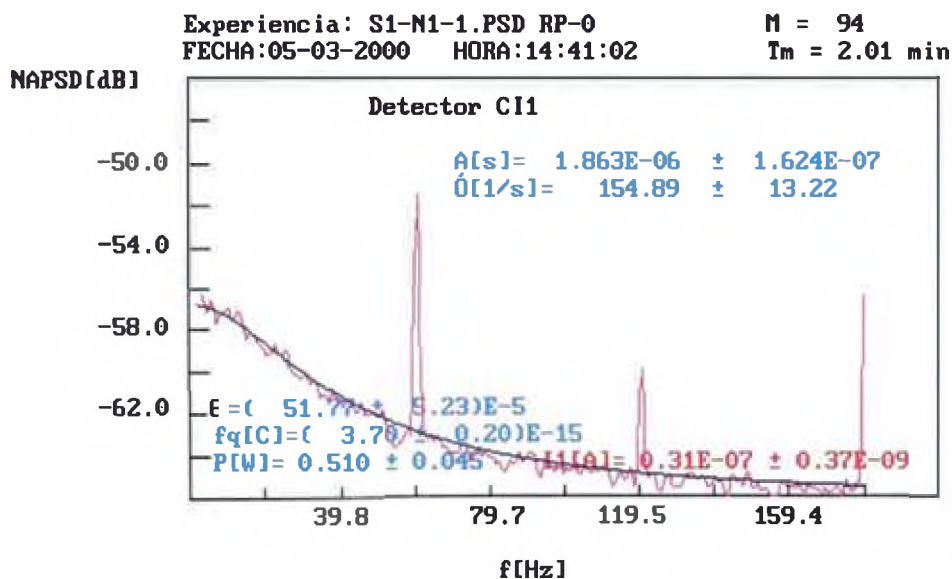


Fig. 3.12 Ajuste de la NAPSD en $BW = 200$ Hz

Se realizó un promedio de dos mediciones en $BW = 200$ Hz por irradiación, siendo el número de irradiaciones igual a dieciséis; esto da un total de aproximadamente treinta y dos mediciones, lo que nos permite obtener una buena estadística de los

parámetros α_p , P , $f^{(q)}$, $\varepsilon_1/\beta_{\text{eff}}^2$, $\varepsilon_2/\beta_{\text{eff}}^2$. La tabla 3.9 muestra el promedio de estos parámetros por irradiación [22,23,24].

Tabla. 3.9. Parámetro promedios por irradiación obtenido del ajuste de la NAPSD.

BW 200		F_q (C)	I_i (A)	$\varepsilon/\beta_{\text{eff}}^2$
Irradiación 1	CIC1	3.72×10^{-15} (2.25 %)	2.45×10^{-7} (1.94 %)	7.42 (0.17 %)
	CIC2	3.90×10^{-15} (2.46 %)	6.86×10^{-7} (1.92 %)	19.75 (0.49 %)
Irradiación 2	CIC1	3.79×10^{-15} (1.66 %)	2.51×10^{-7} (1.01 %)	6.65 (0.19 %)
	CIC2	3.54×10^{-15} (1.83 %)	7.05×10^{-7} (1.00 %)	18.03 (0.44 %)
Irradiación 3	CIC1	3.68×10^{-15} (1.62 %)	2.49×10^{-7} (1.01 %)	6.80 (0.18 %)
	CIC2	3.63×10^{-15} (1.86 %)	7.00×10^{-7} (1.01 %)	18.59 (0.49 %)
Irradiación 4	CIC1	3.64×10^{-15} (1.70 %)	2.55×10^{-7} (1.14 %)	7.29 (0.19 %)
	CIC2	3.60×10^{-15} (1.83 %)	7.16×10^{-7} (1.13 %)	19.06 (0.45 %)
Irradiación 5	CIC1	3.64×10^{-15} (1.61 %)	2.53×10^{-7} (1.02 %)	7.21 (0.18 %)
	CIC2	3.52×10^{-15} (1.88 %)	7.09×10^{-7} (1.01 %)	18.83 (0.48 %)
Irradiación 6	CIC1	3.59×10^{-15} (1.62 %)	2.45×10^{-7} (1.13 %)	7.16 (0.16 %)
	CIC2	3.38×10^{-15} (1.90 %)	6.84×10^{-7} (1.11 %)	19.33 (0.47 %)
Irradiación 7	CIC1	3.68×10^{-15} (1.65 %)	2.45×10^{-7} (1.00 %)	6.92 (0.19 %)
	CIC2	3.59×10^{-15} (1.88 %)	6.90×10^{-7} (1.00 %)	18.00 (0.46 %)
Irradiación 8	CIC1	3.64×10^{-15} (1.63 %)	2.40×10^{-7} (1.00 %)	6.94 (0.18 %)
	CIC2	3.47×10^{-15} (1.80 %)	6.75×10^{-7} (1.00 %)	18.94 (0.44 %)
Irradiación 9	CIC1	3.67×10^{-15} (1.58 %)	2.48×10^{-7} (1.00 %)	7.27 (0.18 %)
	CIC2	3.49×10^{-15} (1.80 %)	6.93×10^{-7} (1.01 %)	19.60 (0.48 %)
Irradiación 10	CIC1	3.70×10^{-15} (1.72 %)	2.50×10^{-7} (1.02 %)	6.94 (0.21 %)
	CIC2	3.62×10^{-15} (1.81 %)	7.01×10^{-7} (1.01 %)	18.77 (0.47 %)
Irradiación 11	CIC1	3.74×10^{-15} (1.60 %)	2.48×10^{-7} (1.00 %)	6.86 (0.18 %)
	CIC2	3.56×10^{-15} (1.85 %)	6.95×10^{-7} (1.00 %)	18.84 (0.47 %)
Irradiación 12	CIC1	3.62×10^{-15} (1.59 %)	2.19×10^{-7} (1.01 %)	6.78 (0.17 %)
	CIC2	3.67×10^{-15} (1.77 %)	6.58×10^{-7} (1.01 %)	18.06 (0.43 %)
Irradiación 13	CIC1	3.63×10^{-15} (1.57 %)	2.24×10^{-7} (1.01 %)	7.03 (0.17 %)
	CIC2	3.57×10^{-15} (1.98 %)	6.67×10^{-7} (1.00 %)	19.86 (0.57 %)

Luego se obtuvieron los valores promedio de los parámetros por cámara de ionización los que son mostrados en la tabla 3.10.

Tabla. 3.10. Parámetros promedios por cámara de ionización.

CIC1			
Promedio	Fq (C)	I _i (A)	ε/β _{eff} ²
	3.70 × 10 ⁻¹⁵ (0.32 %)	2.40 × 10 ⁻⁷ (0.10 %)	7.10 (0.04 %)
CIC2			
Promedio	Fq	I _i	ε/β _{eff} ²
	3.60 × 10 ⁻¹⁵ (0.36 %)	6.8 × 10 ⁻⁷ (0.21 %)	18.90 (0.09 %)

3.6 Estimación de la fracción efectiva de neutrones retardados

Para determinar el β_{eff} aplicamos la relación que involucra los parámetros de Correlación del análisis de la teoría de ruido:

$$(1 - \beta_{eff}) F_i \frac{\langle q_i \rangle}{\beta_{eff}^2} = \frac{A_i \bar{I}_i}{2D_v L_1}$$

Pero:

$$A_i = \frac{2D_v L_1 (1 - \beta_{eff})}{\beta_{eff}^2 F} \text{ y también } \langle q_i \rangle = F_q \Rightarrow \text{Reemplazamos estos valores en la}$$

ecuación superior y tenemos:

$$(1 - \beta_{eff}) F_i \frac{F_q}{\beta_{eff}^2} = \frac{\bar{I}_i}{2D_v L_1} \left[\frac{2D_v L_1 (1 - \beta_{eff})}{\beta_{eff}^2 F} \right] \Rightarrow \beta^2 = \frac{\bar{I}_i}{F \times F_q \times \left(\frac{\epsilon_i}{\beta_{eff}^2} \right)}$$

En esta relación los parámetros \bar{I}_i , F_q , ϵ / β_{eff}^2 , son obtenidos por el proceso mismo de medición de las cámaras de ionización, por lo tanto, si reemplazamos, el valor de la tasa de fisión independientemente obtenido por la técnica de activación neutrónica determinaremos el valor del beta efectivo para ambas cámaras de ionización [11,22].

Fracción Efectiva de Neutrones Retardados (β_{eff})		
CIC1	CIC2	PROMEDIO
0.00691843 (2.1 %)	0.00722187 (2.1%)	0.00708199 (1.5%)

4 CONCLUSIONES

Se ha calculado experimentalmente la Fracción Efectiva de Neutrones Retardados para el reactor peruano de investigación RP-0, a partir de la combinación de dos técnicas: Activación Neutrónica y Ruido Neutrónico. El valor obtenido se encuentra dentro de los márgenes esperados para un reactor como el RP0 (0.0065-0.0082). Cabe resaltar que esta última técnica fue implementada a partir del año 2000, siendo una de sus primeras aplicaciones la determinación de este parámetro de seguridad. La diferencia entre los valores obtenidos por ambas cámaras de ionización es atribuible a los efectos espaciales dada la ubicación de las mismas. Así para la CICI ubicada en D9 el valor del β_{eff} es menor debido a que se ubica cerca de las barras de control; así mismo en el caso de la CIC2 ubicada en H4 el valor del β_{eff} es mayor por su proximidad con los elementos combustibles y su ubicación lejos de las barras de control. Si quisiéramos afinar este valor, tendríamos que ubicar varias de estas cámaras de ionización distribuidas por el núcleo además de aplicar la correlación de señales. De esto se puede inferir que el valor del beta en un punto del núcleo varía según la variable *espacio - temporal*. Finalmente se insiste en contar con la determinación de la fracción por el método de cálculo de Montecarlo, debido a que por este método se puede aplicar modelos que incluyan la aplicación de seis grupos de precursores.

5

BIBLIOGRAFÍA

- [1] A. Travesi, **Análisis por Activación Neutrónica**, Publicaciones científicas de la Junta de Energía Nuclear, Madrid España 1975, Capítulo I.
- [2] John R. Lamarsh, **Introduction to Nuclear Engineering**, Addison Wesley Publishing Company, Massachussetts, 1975.
- [3] S. Glasstone & A. Sesonske, **Ingeniería de Reactores Nucleares**, Editorial Reverté S.A., Barcelona 1975.
- [4] A. Gómez, **Maestría en Reactores Nucleares – Curso I: Física de Reactores Cinética**, Unidad de Actividad de Reactores y Centrales Nucleares, Comisión Nacional de Energía Atómica, República Argentina 2006.
- [5] K. H. Beckurts and K. Wirtz, **Neutron Physics**, Springer Verlag, Berlin 1964.
- [6] Internacional Atomic Energy Agency, **Neutron Fluence Measurements**, Technical Reports Series No 107, IAEA – Vienna 1970.
- [7] C. H. Westcott, W. H. Walker and T. K. Alexander, **Efective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors**, International Conference on the Peaceful uses of Atomic Energy N° 201-25. Tomo V 1958.
- [8] R. Bruna, R. Paucar, M. Vela, Z. Pozo, **Determinación de la Potencia del Núcleo 18 del RP-10**, IPEN-DGI-GCAS 1998.
- [9] Robert E. Uhrig, **Random noise techniques in nuclear reactor systems**, Ronald Press, New York 1970.
- [10] Peyton Z. Peebles Jr, **Probability, Random Variables, and Random Signal Principles**, McGraw-Hill series in electrical engineering. New York 1987.
- [11] Manual del Usuario, **Programas de Computación utilizados en la medición de Parámetros Cinéticos CNEA.C.RCN.MUS.027**, Unidad de Actividad de Reactores y Centrales Nucleares, Comisión Nacional de Energía Atómica, República Argentina 1999.
- [12] G. Erdtmann, **Neutron Activation Tables**, Karlsruhe - Alemania. 1976.

- [13] G. Knoll, **Radiation Detection and Measurement**, Second Edition, John Wiley & Sons, New York 1989.
- [14] Canberra, **Genie 2000**, Gamma Spectroscopy Manual. USA 2000.
- [15] Instrucción de Tarea, **Medición de potencia mediante la técnica de ruido neutrónico en el reactor RA-3 CNEA.C.RCN.INT.114**, Unidad de Actividad de Reactores y Centrales Nucleares, Comisión Nacional de Energía Atómica, República Argentina 2002.
- [16] Informe Técnico, **Mediciones de parámetros neutrónicos del reactor RA-3 durante la puesta en marcha en Mayo del año 2000 CNEA.C.RCN.ITE.136**, Unidad de Actividad de Reactores y Centrales Nucleares, Comisión Nacional de Energía Atómica, República Argentina 2001.
- [17] CNEA, Manual de Uso – Cámaras de Ionización Compensada, República Argentina 2000.
- [18] J. Gómez, M. Zapata, R. Bruna, G. Lázaro, F. Parreño, **Evaluación del Flujo Térmico y Epitérmico en un Elemento Combustible Normal y una Caja de Irradiación en un Reactor tipo MTR**, Informe Científico Tecnológico 2002 (pp. 58-60). Instituto Peruano de Energía Nuclear.
- [19] M. Zapata, R. Bruna, F. Parreño, **Estimación de Flujos Térmicos y Epitérmicos en la Configuración de Núcleo 7A5 del Núcleo del RP0**, IPEN – DGI – GCAS 2002.
- [20] M. Zapata, R. Bruna, F. Parreño, **Determinación de la Potencia Térmica del RP-0 Mediante las Técnicas de Ruido Neutrónico y Activación Neutrónica**, Informe Científico Tecnológico 2002 (58-60 p.). Instituto Peruano de Energía Nuclear.
- [21] C. Aparicio, **Estimación de Flujos Neutrónicos por Activación de Hojuelas de Indio para el Núcleo 7A4 del RP-0**, Instituto Peruano de Energía Nuclear 2001.
- [22] A. Gómez, R. Waldman and E. Laggiard, **Measurement of Power in Research Reactors using the Neutron Noise Technique**, Ann. Nuc. Energy, Vol 19, No 5, pp 267-285, 1992.
- [23] M. Zapata, A. Zuñiga, R. Bruna, A. Gomez, **Thermal Power Calibration in the Peruvian Research Reactor RP-0 by Neutron Noise**, International Nuclear Atlantic Conference - INAC 2005, Brazilian National Meeting on Nuclear Applications 2005 [4886 p.] [7 p.].

[24] M. Zapata, R. Bruna, M. Llosa, **Implementación de un Sistema de Medición para la Determinación de Parámetros Nucleares Mediante las Técnicas de Cinética Inversa y Ruido Neutrónico**, Revista de Investigación de Física, Vol.7 N° 1,2 (2004) (71-75 p.). Universidad Nacional Mayor de San Marcos.