

CNEA AC 15/77

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

CENTRAL NUCLEAR EN ATUCHA

"CURSO DE ENTRENAMIENTO EN FISICA DE
REACTORES NUCLEARES PARA TECNICOS"

Lic. Juan Carlos Viñez

Buenos Aires - Argentina

1977

Reimpresión 1982

CAPITULO I

FISICA DE REACTORES

El funcionamiento de un reactor nuclear depende de las interacciones de los neutrones con núcleos atómicos. Para comprender la naturaleza y características de estas reacciones, conviene repasar los aspectos fundamentales de la física atómica y nuclear.

ESTRUCTURA NUCLEAR

Resumidamente podemos decir que el átomo está constituido de la siguiente forma: un núcleo formado por neutrones y protones. En órbitas externas se ubican los electrones en un número que iguala a los protones, lo que asegura su neutralidad.

El N° de protones que posea el núcleo se conoce como número atómico "Z" y determina las propiedades químicas del elemento.

El N° de neutrones se designa con la letra "N".

El N° total de nucleones (neutrones + protones) en el núcleo de un átomo, se llama número másico "A".

Un nucleido queda caracterizado de la siguiente forma:



Todos los elementos que tienen la misma carga nuclear (igual Z) se llaman isótopos del elemento respectivo.

El neutrón no es estable a no ser que esté unido a un núcleo. Un neutrón libre decae a un protón con la emisión β^- y un antineutrino, este proceso ocurre aproximadamente en 12 minutos.

La vida media de un neutrón en un reactor, es del

orden de los milisegundos (10^{-3} seg) por lo tanto la inestabilidad del neutrón no tiene consecuencias en la física de los reactores.

EQUIVALENCIA ENTRE MASA Y ENERGIA

De acuerdo a la teoría de la relatividad (toda masa puede ser transformada en energía y viceversa):

$$E = m \cdot c^2$$

Donde: E = energía (Joule)

m = masa (kg)

c^2 = velocidad de la luz (al cuadrado) (m/seg)

El "electron volt" es una unidad energética muy usada en la física nuclear, y se define de la siguiente manera: "electron-volt es la energía ganada por un electrón, al pasar por un campo eléctrico cuya diferencia de potencial es de 1 volt". Su equivalencia con el Joule es la siguiente:

$$1 \text{ ev} = 1.6021 \times 10^{-19} \text{ Joule}$$

$$1 \text{ kev} = 10^3 \text{ ev}$$

$$1 \text{ Mev} = 10^6 \text{ ev}$$

MASAS NUCLEARES

Las masas de los átomos se expresan en u.m.a. (unidad de masa atómica).

$$1 \text{ u.m.a.} = 1.660438 \times 10^{-27} \text{ kg}$$

Esta equivalencia se deduce a continuación

$$6.02 \times 10^{23} \text{ átomos} \longrightarrow 12 \text{ gr de } C^{12}$$

$$1 \text{ átomo} \longrightarrow x$$

$$x = \frac{12 \cdot 10^{-24}}{0.6021} \text{ gr}$$

1 átomo _____ 12 u.m.a.

Luego:

$$12 \text{ u.m.a.} \text{ _____ } \frac{12 \cdot 10^{-24}}{0,602} \text{ gr}$$

1 u.m.a. _____ x

$$x = \frac{12 \cdot 10^{-24}}{12 \cdot 0,602} \text{ gr} = 1,660438 \cdot 10^{-27} \text{ Kg}$$

De los elementos utilizados para producir energía nuclear, el más importante es el uranio (U).

Los elementos usados para este fin, se dividen en dos grandes grupos, a saber:

- a) fisionables o fértiles, que para ser fisionados, necesitan de neutrones con energías altas.
- b) físiiles, son fácilmente fisionables, aún con neutrones de bajas energías.

El siguiente cuadro ilustra los nucleidos empleados para la producción de energía nuclear:

	Nº masico	Porcentaje en peso	Masa isotópica (u.m.a.)
Fisionable o Fértiles	Torio-232		
	Uranio-238	99.274	238.1252
Fisiles	Uranio-235	0.720	235.1175
	Uranio-234	0.0058	234.114

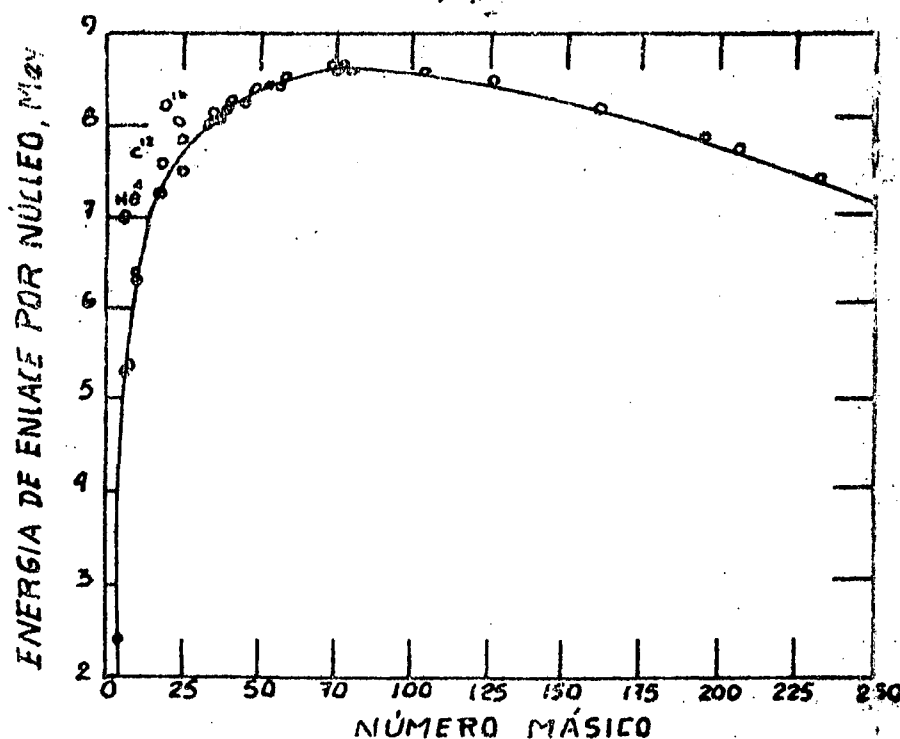
ENERGÍA DE ENLACE

La masa medida de un núcleo, es siempre más pequeña que la suma de las masas de sus nucleones constituyentes, y la diferencia entre los dos valores, recibe el nombre de "defecto de masa".

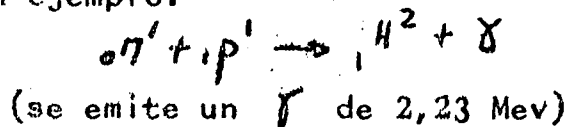
Esta cantidad, sería la masa que se transformaría en energía, si se construyera un átomo determinado, a partir del número necesario de electrones, protones y neutrones. La misma cantidad de energía sería necesaria para romper el átomo en sus partículas constituyentes, y de ahí que esta cantidad, sea tomada como una medida de energía de unión de los núcleos.

De la experiencia surge que la energía de unión por nucleón en los núcleos crece hasta $A=60$ (excepto para algunos núcleos livianos) y luego decrece gradualmente, o sea los núcleos intermedios están más fuertemente unidos que los pesados y los livianos.

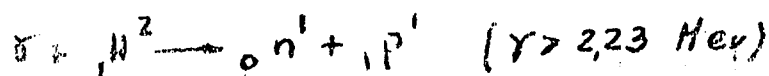
Se puede emitir energía conviniendo núcleos livianos (fusión), o partiendo un núcleo pesado (fisión), o sea cuando los elementos livianos se funden en grupos más grandes se pierde masa, también se pierde masa al dividir núcleos pesados.



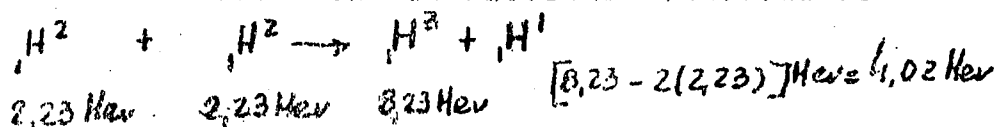
Veamos un ejemplo:



ya que esta energía escapa cuando se forma el deuterón, decimos que la masa del deuterón expresada en unidades de energía es 2,23 Mev menor que la suma de las masas del neutrón y protón. El n y p pueden separarse nuevamente si se entrega al sistema (deuterón) la energía de unión o enlace, por ejemplo bombardeando al deuterón

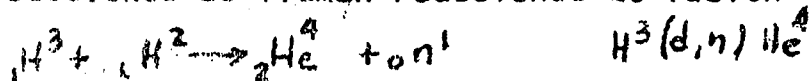


La energía de Enlace o unión es la energía requerida para separar al nucleido en sus nucleones individuales.



Esta energía aparece como energía cinética del ${}_1^3\text{H}$ y ${}_1^1\text{H}$.

Estas reacciones se llaman reacciones de fusión

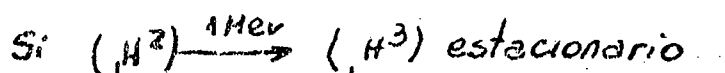


Balance de masas:

$$\begin{aligned} \text{Masa antes reacción} &= 3,016049 ({}^3\text{H}) + 2,014102 ({}^2\text{H}) = \\ &= 5,030151 \text{ u.m.a} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Masa después reacción} &= 4,002604 ({}^4\text{He}) + 1,008665 ({}_0^1\text{n}') = \\ &= 5,011269 \text{ u.m.a} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Defecto de masa} &= 0,018882 \text{ u.m.a} \\ &\text{equivale a } 17,6 \text{ Mev} \end{aligned}$$



La suma de energías del neutrón emergente y de partícula α sera 18,6 Mev.

FUERZAS NUCLEARES

Entre cargas de igual signo actúan fuerzas repulsivas (fuerzas de Coulomb) y como el núcleo del átomo contiene un gran número de protones, cada uno repele a los otros por la ley de Coulomb. Resulta claro que debe haber otras fuerzas presentes en el núcleo que sean atractivas. Son de corto alcance y se llaman fuerzas nucleares, actúan entre nucleones y caen a cero rápidamente cuando se separan los nucleones.

Cuando crece el número de protones, las fuerzas de Coulomb de largo alcance crecen más rápidamente que las fuerzas nucleares de corto alcance, o sea que para que los núcleos pesados permanezcan intactos se necesitan más neutrones para que las fuerzas atractivas de todas las partículas superen las fuerzas repulsivas de Coulomb. Por este motivo la relación n/p crece gradualmente de 1 a $1\frac{1}{2}$.

La naturaleza de las fuerzas, que mantienen a protones y neutrones unidos en el núcleo y que son de corto alcance, no se conoce muy bien, aunque se suele admitir que los nucleones se mantienen unidos dentro del núcleo mediante el intercambio que realizan de partículas especiales llamadas "mesones".

Se observa que para nucleidos estables de bajo número de masa, la relación neutrón a protón se aproxima a la unidad.

En núcleos pesados va aumetando manteniéndose la estabilidad hasta un valor límite, donde ya no son estables, sino que se los puede formar artificialmente. Esto ocurre para elemento de un número másico " A ", mayor de 238.

NIVELES DE ENERGIA

Se dice que un núcleo está en el estado fundamental cuando la disposición de los nucleones es tal que la energía potencial es mínima; cuando esto no ocurre, se dice que se encuentra excitado tomando valores energéticos que no son continuos sino discretos, llamados "niveles de energía".

LEYES DE DESINTEGRACION RADIOACTIVA

Todos los nucleidos más pesados que el Pb ($Z=82$) y unos pocos núcleos livianos son inestables y naturalmente radioactivos. Decaen emitiendo o partículas α o partículas β^- (electrón rápido). En la mayoría de los casos el núcleo resultante o hija se produce en un estado excitado, que decae a su estado fundamental por la emisión de uno o más fotones γ . Usualmente, pero no siempre, esto ocurre instantáneamente (10^{-14} seg de la formación de la hija). Un nucleido radioactivo o radionucleido puede también decaer por captura de un electrón orbital (captura k). Los fotones después de abandonar el núcleo pueden ser absorbidos, emitiéndose un electrón de una órbita del mismo átomo. Esta emisión de una partícula β secundaria se lo conoce como conversión interna.

A continuación, y con el único objeto de refrescar conceptos, hablaremos de algunos puntos comprendidos dentro de las leyes de desintegración radiactiva.

ACTIVIDAD

La desintegración radiactiva, obedece a leyes de probabilidad y es independiente de cualquier medio externo (presión, temperatura, tratamientos químicos, etc.).

Diremos que el número de átomos que desintegran (de una sustancia radiactiva) en un cierto intervalo de tiempo, es proporcional al número de átomos presentes y al intervalo de tiempo considerado.

$$-\Delta N = \lambda \cdot N \cdot \Delta t \quad (1)$$

Donde: $-\Delta N$ = N° de átomos que desintegran

N = N° de átomos presentes

Δt = intervalo de tiempo considerado

λ = constante, llamada "constante de desintegración radiactiva". Es característica de cada nucleido y tiene como dimensión tiempo⁻¹ (seg⁻¹; min⁻¹).

Si en la (1) hacemos Δt muy pequeño y lo pasamos al primer miembro

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N = A$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

A este valor que mide la velocidad de desintegración de un nucleido activo (el signo negativo se debe a que son átomos que desaparecen) se lo llama "actividad", o sea que: "actividad es el número de átomos que desintegran en unidad de tiempo".

PERIODO DE SEMIDESINTEGRACION O VIDA MITAD

Se define como "el tiempo necesario para que un número significativo de átomos se reduzca a la mitad" se lo designa con la letra T.

Matemáticamente:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (2)$$

conectando esta expresión con la (1):

$$-\frac{dN}{dt} = A = N \cdot \frac{0.693}{T_{1/2}}$$

La vida media indica el tiempo promedio que viven los átomos.

Luego de los análisis matemáticos correspondientes, y transcurrido un tiempo "t" se tiene:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

$$A = A_0 \cdot e^{-0.693 \cdot t / T_{1/2}}$$

siendo: A_0 = actividad de la fuente al tiempo inicial ($t=0$)
 A = actividad al tiempo "t"
 e = base de los logaritmos naturales

La actividad queda expresada en desintegraciones por unidad de tiempo (desintegraciones/minuto; desintegraciones/segundo).

La unidad de actividad es el "curie" y equivale a 3.7×10^{10} desintegraciones por segundo.

Daremos a continuación un ejemplo práctico para que

el lector resuelva a fines de repasar, lo dado:

PROBLEMA

Calcular la actividad debida al k^{40} en un hombre de 80 kg suponiendo que 0.35% del peso del cuerpo es potasio. La abundancia natural de k^{40} en k es de 0.0118% y la vida media es de 1.27×10^5 años. ¿Cuál es la actividad en u.C_i?

Solución:

0.22 Ci

CAPITULO II

REACCIONES NUCLEARES CON NEUTRONES

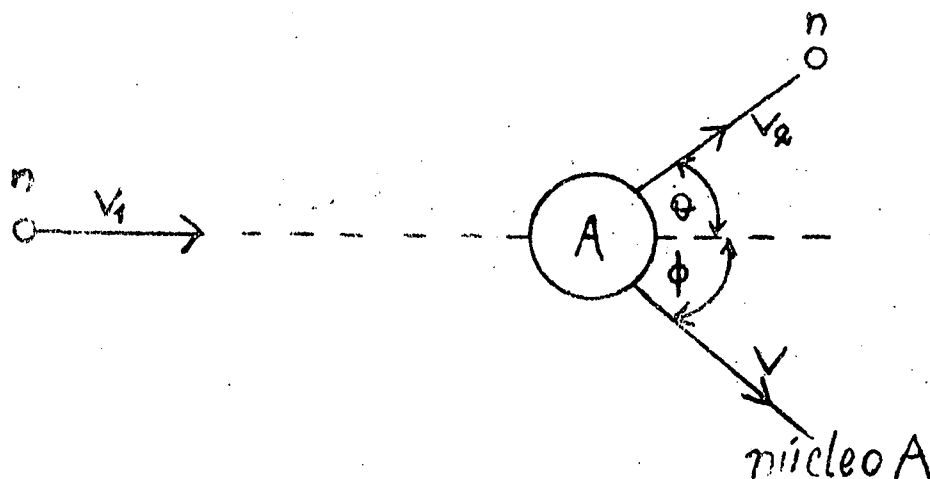
La operación de un reactor depende básicamente de cómo reaccionan los neutrones con los núcleos por eso es conveniente repasar dichas reacciones llamadas reacciones nucleares con neutrones.

Las partículas cargadas (protones) necesitan una gran energía para entrar al núcleo debido a las fuerzas repulsivas de Coulomb.

Las partículas neutras (neutrones y gamas) interactúan muy efectivamente con los núcleos y para bajas energías la interacción es mejor.

Las reacciones con neutrones pueden dividirse en: Colisiones elásticas e inelásticas. Esta división obedece a la conservación o no de la energía cinética en la colisión.

COLISIONES ELASTICAS



Un neutrón (n) con velocidad (V_1) colisiona con un núcleo blanco (A), después de la colisión sale el neutrón con velocidad (V_2) menor, el núcleo A tiene una velocidad V y como hay conservación de la energía cinética, la energía cinética recibida por A es igual a la energía cinética perdida por el neutrón.

La condición es la conservación de la energía cinética total; en consecuencia el neutrón perdió velocidad después de la colisión, o sea se moderó. La pérdida de energía va a depender del ángulo en que se produzca la colisión y de la masa del núcleo blanco (A).

La máxima pérdida de energía ocurrirá cuando el neutrón golpea al núcleo de frente y la mínima energía se producirá en una colisión rasante.

En general, en los reactores el ángulo de incidencia de los neutrones hacia el núcleo blanco es al azar y el ángulo con que salen será también al azar. A este proceso se lo llama dispersión, el término elástico implica conservación de la energía cinética, por esta razón estas colisiones son descriptas con el término dispersión elástica (scattering elastic).

A medida que el núcleo blanco se hace comparable al neutrón (en cuanto a masa), en un solo choque frontal puede perder toda su energía. Pudiendo tratarse la interacción del neutrón con el núcleo como una colisión del tipo "bola de billar".

A medida que el núcleo blanco es más liviano, mayor es la fracción de energía que los neutrones pierden en las colisiones.

Necesitamos encontrar elementos livianos para que los neutrones sean llevados a energías térmicas en tan pocas colisiones como sea posible.

Tras un determinado número de colisiones, la velocidad de un neutrón se reduce en grado tal, que su energía cinética media viene a ser aproximadamente igual a la de los átomos o moléculas del medio con el que interacciona. Esta energía depende de la temperatura de dicho medio y por ello recibe el nombre de energía térmica.

Los neutrones rápidos tienen energías del orden de los 2 Mev, deben ser termalizados hasta energías de 0,025 Ev.

Neutrones con energías menores que 0,1 Mev no pueden perder energía como resultado de colisiones inelásticas.

En un reactor térmico, la gran mayoría de los procesos de moderación se producen con neutrones de energías inferiores a 0.1 Mev, lo cual significa que predominan los procesos de colisiones elásticas.

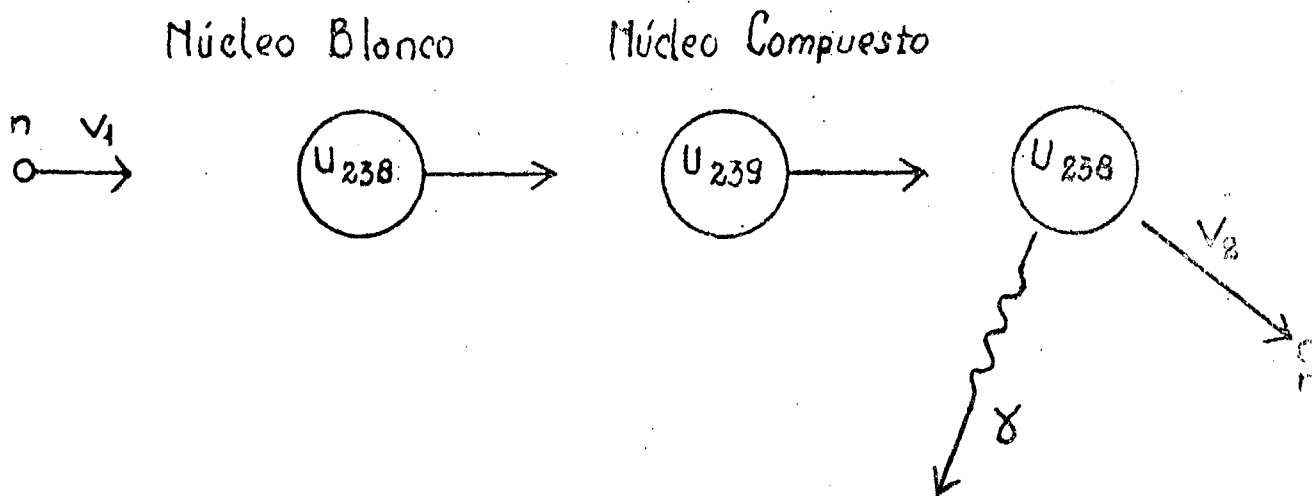
La siguiente tabla nos da para algunos elementos el número de colisiones en que termalizan un neutrón rápido.

Nº de colisiones elásticas para moderar neutrones de 2 Mev a 0,025 eV

H	18
D	25
H ₂ O	20
D ₂ O	36
C ¹²	115
U ²³⁸	2172

Como se verá más adelante, para la elección de un buen moderador habrá que tener muy en cuenta en qué estado (gas, líquido o sólido) se encuentra cada uno de ellos. Como es lógico en un gas habrá menos probabilidad de colisiones, debido a la gran separación entre los átomos o moléculas del mismo.

COLISIONES INELASTICAS



No hay conservación de la energía cinética. El neutrón entra al núcleo blanco y forma un núcleo compuesto; parte de la energía del neutrón se transforma en energía interna del núcleo compuesto.

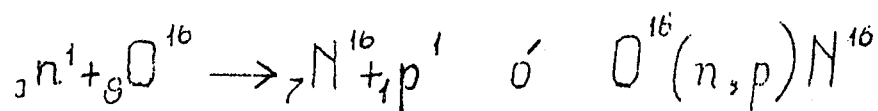
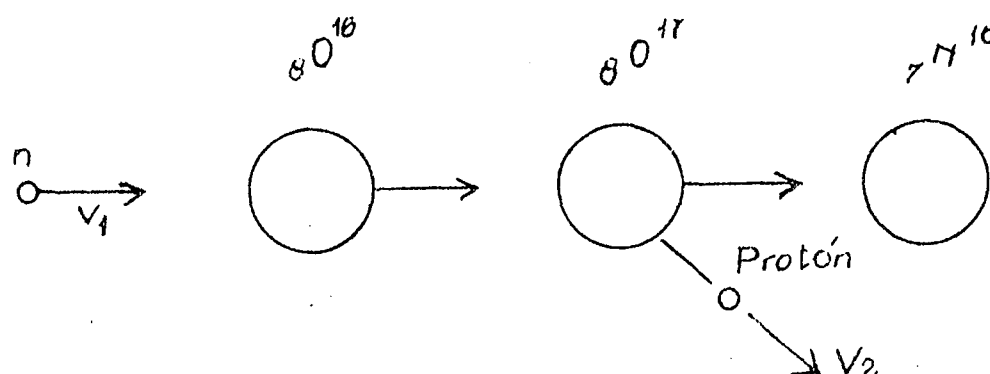
Como resultado, dicho núcleo compuesto será inestable y no podrá permanecer por mucho tiempo en ese estado (tiene demasiada energía y vive del orden de 10^{-14} seg) y las reacciones que pueden ocurrir son las siguientes:

1) Entra el neutrón y se forma U^{239} (núcleo compuesto cuya vida es del orden de 10^{-14} seg.). *Ver figura anterior*

Sale un rayo γ y un neutrón con menor velocidad (v_1).

El neutrón cedió parte de su energía al fotón γ y como resultado se moderó.

2)



Transmutación del O^{16}

Entra el neutrón, se forma O^{17} (núcleo compuesto) que emite un protón, formándose el N^{16} .

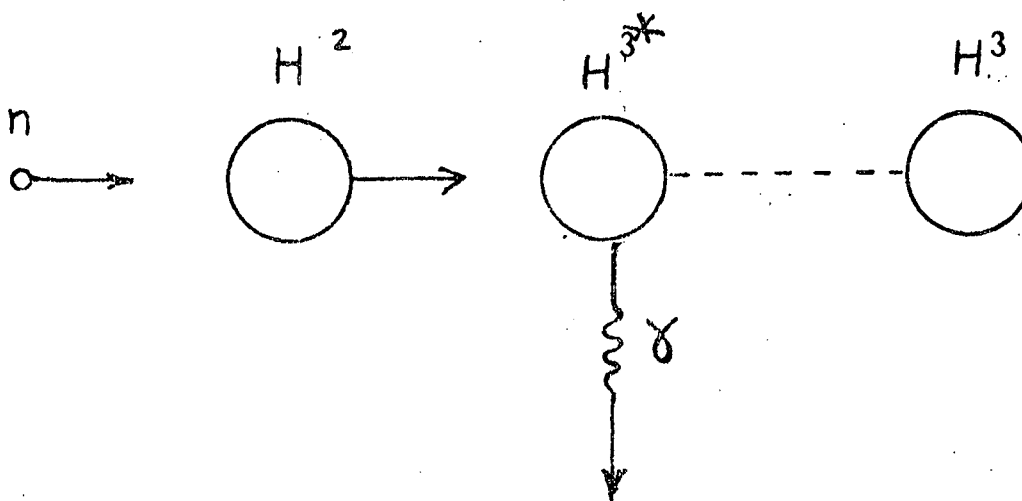
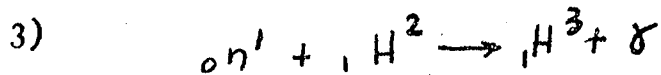
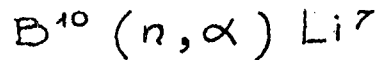
Este mecanismo se llama transmutación del O^{16} , y se requieren energías de los neutrones mayores a 10 Mev.

El N^{16} es radiactivo y emite γ de alta energía, (6 Mev) por lo tanto representa un riesgo de radiación en cualquier lugar donde el O^{16} es irradiado con neutrones de alta energía.

El N^{16} es emisor β con una $t_{1/2} = 7,3$ seg.

En general, el núcleo compuesto emite una partícula cargada (protón o α), y como resultado se forma un elemento nuevo.

Otra reacción de interés es la del Boro 10 ya que los reactores lo tienen en el circuito primario.



Captura radioactiva (n, γ)

El neutrón interacciona con el H^2 , se forma H^3 (núcleo compuesto) que se desexcita por emisión de un rayo γ quedando Tritio (H^3) radiactivo, este fenómeno se llama captura radioactiva.

Esta es la reacción nuclear con neutrones más común y puede ocurrir con casi todos los núcleos y a casi todas las energías.

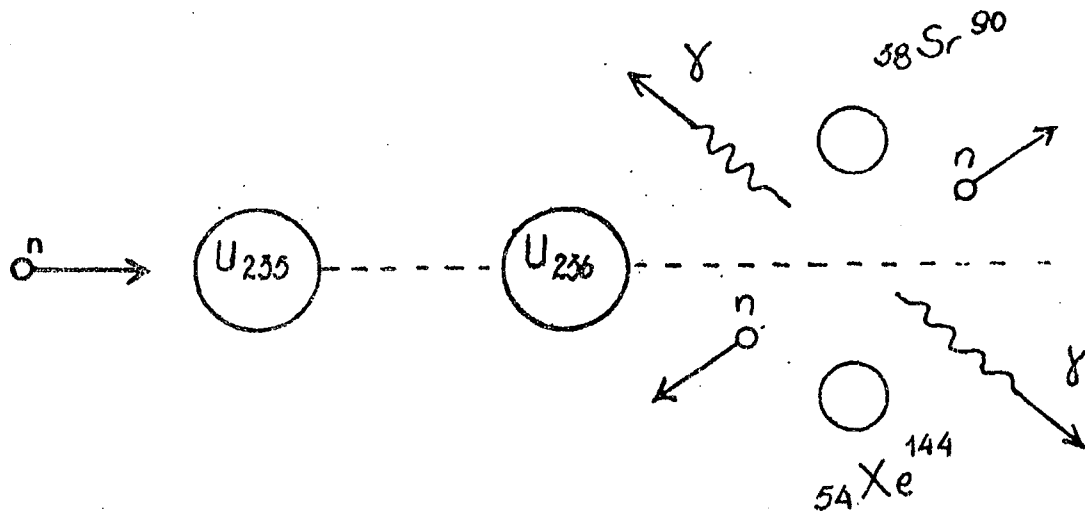
La captura radioactiva es importante por dos razones:

- a) En general la captura de neutrones en un reactor no es deseable ya que representa un gasto de los mismos.

En general debemos evitar la pérdida de neutrones. La excepción sería el caso de la formación de Pu^{239} , (que es un combustible útil), a través de: $U^{238} (n, \gamma) U^{239} \rightarrow Pu^{239}$.

- b) Los productos de corrosión se activan al circular por el refrigerante, los cuales al depositarse, representan un riesgo radioactivo.

4) REACCIONES DE FISION



Fisión (n, f)

En esta reacción, el núcleo compuesto se desdobra en 2 núcleos nuevos y aparecen también 2 a 3 neutrones en promedio.

CAPITULO III

Luego de haber analizado las reacciones con neutrones en general, consideraremos las reacciones de fisión, en detalle.

FISION

Dentro de la captura existe un proceso llamado fisión en el cual un núcleo pesado (por ejemplo uranio), sometido a un bombardeo de neutrones, se parte en dos fragmentos, tales como el Ba^{139} y el Kr^{97} , liberándose una energía de alrededor del 200 Mev. Además, este fenómeno va acompañado de una liberación de neutrones

Hay dos tipos de fisión: espontáneas e inducidas. Las mencionaremos a continuación.

FISIONES EXPONTANEAS

En determinadas ocasiones, los núcleos pesados (232) u.m.a. o más) experimentan fisión espontáneamente, sin que exista estímulo exterior aparente y son generalmente raras. Por ejemplo en uranio-235 y uranio-238, cuyos periodos de semidesintegración para la fisión son 1.2×10^{17} años y 5.5×10^{15} años, respectivamente. Las fisiones producidas, como se ve, son insignificantes para la producción de potencia, no obstante, son importantes porque representan una fuente incontrolable de neutrones en un reactor y es posible utilizarlas en el arranque del mismo.

FISIONES INDUCIDAS

Ciertos núcleos pesados pueden ser inducidos a fisionar como resultado de la captura de un neutrón.

Como resultado, se producen varios neutrones de alta energía (rápidos) que permiten mantener una reacción en cadena.

COMBUSTIBLES PRACTICOS

Algunos de los combustibles utilizados en la generación de energía nuclear son los que a continuación se detallan:

uranio-233 (U^{233}); uranio-235 (U^{235}); uranio-238 (U^{238});

Plutonio-239 (Pu^{239}); Plutonio-241 (Pu^{241}).

El $U-235$, $U-233$; $Pu-239$; $Pu-241$ fisionan con neutrones térmicos (de baja energía). Cuando los elementos fisionan con ese tipo de neutrones se dice que la fisión es térmica.

Los materiales antes mencionados también fisionan con neutrones rápidos.

ENERGIA TERMICA

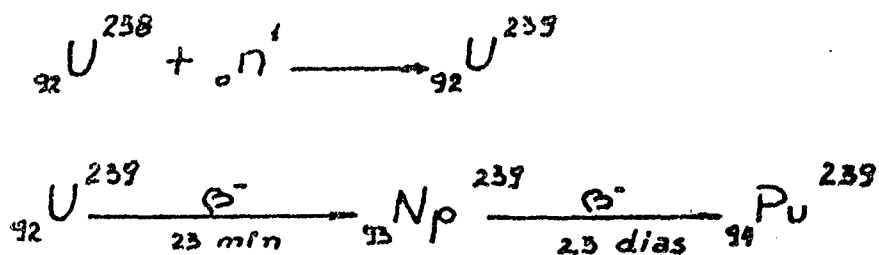
Energía térmica es la energía de un neutrón libre el cual está en equilibrio térmico con los átomos o moléculas de sus alrededores: Neutrones de esta energía son conocidos como "neutrones térmicos" y a $20^{\circ}C$ la energía térmica es de 0.025 ev.

FORMACION DE MATERIAL FISIONABLE

La captura radiactiva de neutrones por los isótopos $U-238$ y $Th-232$ conduce a la formación de elementos fisionables $Pu-239$ y $U-233$, según la reacción consideraremos en particular el $U-238$ mostrando su evolución y transformación en Pu .

Uranio-238: Este material tiene la propiedad de que no fisiona con neutrones térmicos, pero si lo hace con neutrones rápidos de energías superiores a 1.2 Mev.

Por las características descritas, se lo suele llamar material "fértil".



Una fracción importante de la potencia total producida por el combustible es debida al plutonio. El único elemento capaz de fisión con neutrones térmicos presente en la naturaleza es el "U-235"; de allí la importancia de irradiar en los reactores, materiales como el U-238 y Th-232, para convertirlos en materiales fisiónables.

En el uranio natural tenemos uranio-235 en una proporción del 0.72%; mientras que el 99.28% restante es uranio-238. El uranio-233 no existe en el uranio natural y tiene las propiedades más deseables de todos los núcleos fisibles, como veremos más adelante.

Dijimos que durante el periodo de operación del reactor se forman Pu-239 y Pu-241. Si el Pu-239 no sufre fisión, puede capturar un neutrón y formar Pu-240 (material fértil) y este a su vez, al capturar un neutrón forma Pu-241 (fisible).

FRAGMENTOS DE FISIÓN

El estudio de la fisión del U-235 con neutrones térmicos ha demostrado que el núcleo compuesto fisióna en más de 40 formas distintas, dando lugar a unos 80 fragmentos de fisión aproximadamente. Estos fragmentos son generalmente radiactivos por su alta relación neutrón-protón (n/p) con respecto a la estabilidad.

En la figura se muestra la frecuencia relativa con la cual se producen los fragmentos de fisión para nucleidos de número másico específico. La curva se la conoce como curva de rendimiento de fisión (como se producen 2 fragmentos por cada fisión, el área bajo la curva debe sumar 200%) (Fig 1.)

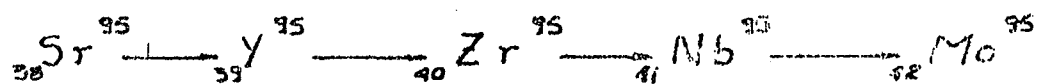
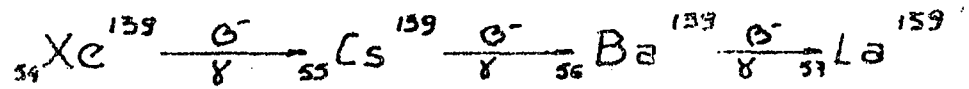
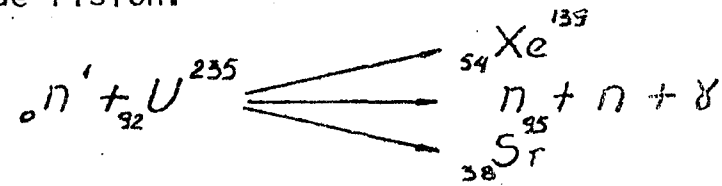
Es probable tener números másicos entre 80 y 160 y los valores de 95 y 140 son los más probables. Los fragmentos de fisión simétricos son muy raros.

PRODUCTOS DE FISIÓN

Como se dijo los fragmentos de fisión son generalmente radioactivos y tratarán de reducir su relación n/p por sucesivos decaimientos β, γ hasta alcanzar la estabilidad.

Una cadena de decaimiento típica se muestra a continuación

donde los miembros de dichas cadenas son los llamados productos de fisión.



(Como resultado de la fisión se conocen alrededor de 300 nucleidos).

Los periodos de semidesintegración o vidas mitad para los productos de fisión pueden variar desde fracciones de segundos a miles de años.

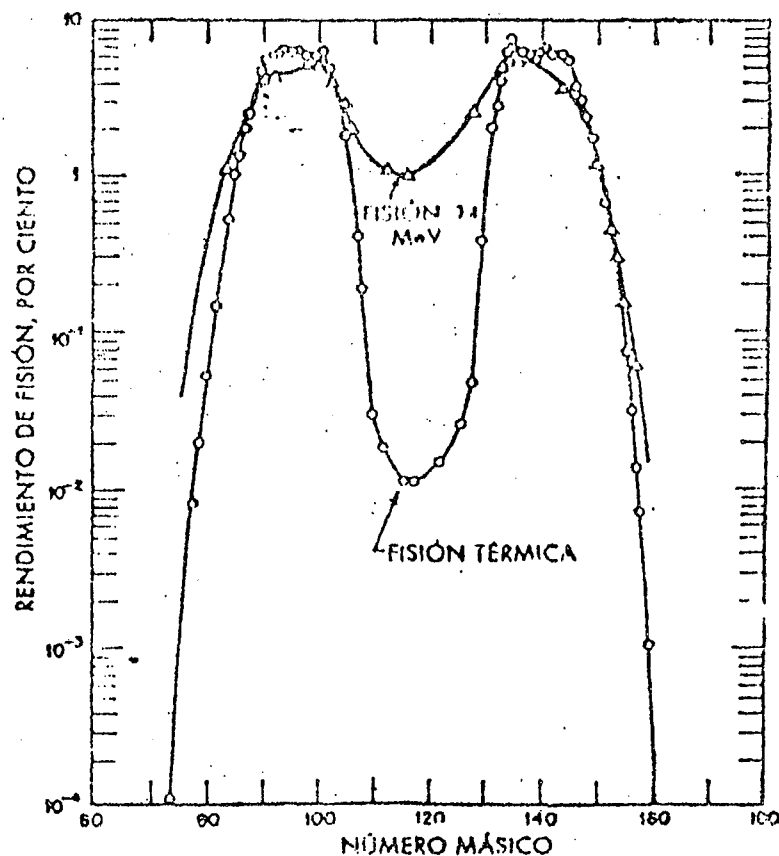


Fig 1

Rendimiento de fisión en función del número másico

Existen 4 importantes consecuencias debido a la producción de productos de fisión en el combustible:

- 1º) Los productos de fisión se deben mantener dentro del combustible para evitar que entren al sistema que transporte calor.

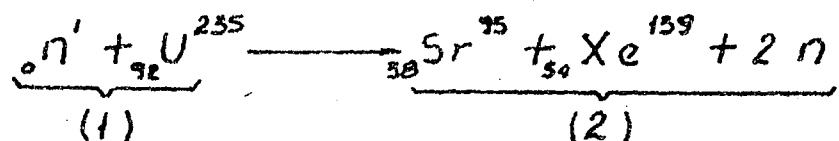
Como muchos de ellos tienen largos periodos de semidesintegración, su presencia en el medio primario crearía un riesgo de radiación y podría impedir el acceso a equipos, aún en momentos de parada.

- 2º) Se requiere un gran blindaje alrededor del reactor para evitar la exposición γ emitida por los productos de fisión.
- 3º) Se debe cambiar el combustible por control remoto, y se debe tomar precauciones especiales en su manipuleo y almacenamiento.
- 4º) Algunos de los productos de fisión tienen gran afinidad con los neutrones y por ese motivo envenenan el reactor. Los casos típicos y más importantes son el Xe-135 (Xenon) y Sm-149 (Samario).

ENERGIA LIBERADA EN LA FISION

Alrededor de 200 Mev son liberados cuando un núcleo fisiona. El valor depende del núcleo fisible y de los fragmentos de fisión.

Veamos un ejemplo con U-235, la fisión se produce como sigue:



La masa total antes de la fisión, (1), es:

$$1,009 \text{ uma} + 235,044 \text{ uma} = 236,053 \text{ uma}$$

Los productos de fisión con alto rendimiento, tienen número másico 95 y 139, respectivamente. Las masas corres-

pondientes a estos números másicos son 94.903 u.m.a. y 138.918 u.m.a.

Por lo tanto, la masa total después de la fisión es (2):

$$\frac{94,903 \text{ uma}}{(Sr)} + \frac{138,918 \text{ uma}}{(Xe)} + \frac{2,010}{(2n)} = 235,839 \text{ uma}$$

Como vemos, la masa de las partículas que interactúan (antes de la fisión) es mayor, que la suma de las masas de los productos luego de la fisión.

La diferencia o defecto de masa es:

$$\Delta m = 236,053 - 235,839 = 0,214 \text{ uma}$$

Sabemos que de acuerdo a la teoría de la relatividad (toda masa puede transformarse en energía y viceversa):

$$E = m \cdot c^2$$

Donde

$$E = [\text{Joule}]$$

$$m = [\text{kg}]$$

$$c^2 = [\text{m/seg}]^2$$

Sabíamos que 1 u.m.a. equivale a 1.66×10^{-27} kg (Ver Cap. I).

Siendo c = velocidad de la luz = 300.000 km/seg.
La energía equivalente a 1 u.m.a. es:

$$E = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot (3 \cdot 10^8 \text{ m/seg})^2 = 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ Joule}$$

$$1 \text{ uma} = 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ Joule (1)}$$

Además:

$$1 \text{ ev} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$$

$$1 \text{ Mev} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Joule}$$

Por lo que:

$$1 \text{ Mev} \longrightarrow 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Joule}$$

$$\times \longrightarrow 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ Joule (1)}$$

$$x = 931,5 \text{ Mev} = 1 \text{ uma}$$

Luego

$$1 \text{ uma} \longrightarrow 931,5 \text{ Mev}$$

$$0,214 \text{ uma} \longrightarrow X$$

$$X \approx 200 \text{ Mev}$$

Hemos analizado el porqué de los 200 Mev liberados en cada fisión, veremos ahora la distribución aproximada de esta energía.

	Mev
Energía cinética de los fragmentos de fisión livianos	100
" " " " " pesados	67
Energía de neutrones instantáneos	5
Energía de γ instantáneos	5
Partículas β de los productos de fisión	7
Rayo γ de los productos de fisión	6
	190
Energía debida a los neutrinos	11
	201
TOTAL	

- A) Desde el punto de vista del reactor, nos interesa la energía recuperable, motivo por el cual la energía de los neutrinos se considera de pérdidas.
- B) En este balance, no se tiene en cuenta toda la energía emitida en el reactor. Por ejemplo, reacciones (n, γ) con materiales pueden aportar hasta 8 Mev.

POTENCIA DEL REACTOR Y CONSUMO DE COMBUSTIBLE

Haremos un análisis sobre la cantidad de combustible utilizado y la potencia generada en la C.N.A.

Sabemos que por fisión, se producen alrededor de 200 Mev.

Además:

$$1 \text{ Mev} \longrightarrow 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Joule}$$

$$200 \text{ Mev} \longrightarrow X$$

$$X = 1,602 \cdot 10^{-11} \cdot 2 \text{ Joule} = 1 \text{ fisión}$$

Luego, si

$$\begin{array}{lcl} 1 \text{ fisión} & \longrightarrow & 200 \text{ Mev} \longrightarrow 1.602 \cdot 10^{-11} \text{ Joule} \\ X \text{ fisiones} & \longrightarrow & 1 \text{ Joule} \\ X = 3.1 \cdot 10^{10} \text{ fisiones} \end{array}$$

Por otro lado:

$$1 \text{ watt} = 1 \frac{\text{Joule}}{\text{seg}}$$

O sea que:

$$\begin{array}{l} 1 \text{ watt} = 3.1 \cdot 10^{10} \frac{\text{fisiones}}{\text{seg}} \\ 1 \text{ MW} = 3.1 \cdot 10^{16} \frac{\text{fisiones}}{\text{seg}} \end{array}$$

Ahora nos preguntamos ¿Cuánto pesan 3.1×10^{16} átomos de U-235?

Dijimos que para producir 1 MW se requieren 3.1×10^{16} fisiones / seg, continuamente.

Designaremos como:

$$\begin{array}{l} N_0 = N^{\circ} \text{ de Avogadro} \\ n = 3.1 \times 10^{16} \text{ átomos} \end{array}$$

Es decir:

$$\begin{array}{l} N_0 \longrightarrow 235 \text{ kg de U-235} \\ n \longrightarrow X \\ X = \frac{3.1 \cdot 10^{16} \cdot 235}{6.023 \cdot 10^{24}} \text{ kg} \cong 1.21 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \end{array}$$

Por lo que necesitaremos 1.21×10^{-8} kg de U-235 por c/seg.

En un día se necesitarán:

$$\begin{array}{lcl}
 1 \text{ seg} & \longrightarrow & 1,21 \cdot 10^{-8} \text{ kg} \\
 24.3600 \text{ seg} & \longrightarrow 1 \text{ día} & \longrightarrow X \\
 X \approx 1 \cdot 10^{-3} \text{ kg} & = & 1 \text{ gr}
 \end{array}$$

Conclusión: con 1 gr de U-235 se produce 1 MW durante 1 día

Observamos que el primer requerimiento (para producir potencia) es tener bastante U-235 para fisiónar.

Si el combustible es uranio natural, necesitaremos alrededor de 140 gr para producir 1 MW por día (recordemos que el U-235 se encuentra en una proporción del 0.72% en el uranio natural).

Es decir que en 140 gr de uranio natural tenemos 1 gr de U-235 (0.72%).

Hasta ahora supusimos que todo el U-235 era fisiónado, lo cual no es cierto en la práctica, ya que alrededor de un 517% se consume en reacciones (n, γ). Por lo tanto deberemos usar unos 165 gr de uranio natural para generar 1 MW por día.

Desde este punto de vista podemos calcular cuanto combustible (uranio natural) necesitaremos para producir 1100 MW por día (aclaramos que nos estamos refiriendo a la potencia térmica del reactor).

Luego:

$$\begin{array}{lcl}
 1 \text{ MW. día} & \longrightarrow & 165 \text{ gr de U-natural} \\
 1100 \text{ MW. día} & \longrightarrow & X \\
 X = 181,5 \text{ kg}
 \end{array}$$

O sea se requiere 181.5 kg de uranio natural para producir 1100 MW por día.

Como vimos anteriormente, durante la operación del reactor se produce (Pu) plutonio el cual contribuye significativamente a la producción de energía, desde este punto de vista la cantidad de combustible utilizado será menor.

Para producir esta energía continuamente, hay que mantener la velocidad de fisiones, o sea, se debe mantener la reacción en cadena.

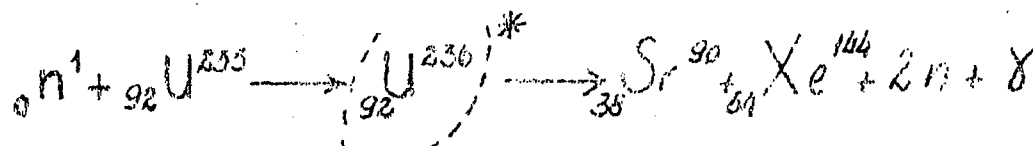
CAPITULO IV

PRODUCCION DE NEUTRONES INSTANTANEOS, RETARDAOS Y FOTO-NEUTRONES

Tenemos tres tipos diferentes de producción de neutrones en un reactor en operación. Cumpliendo cada una de ellas un importante rol sobre el control del reactor.

Discutiremos esta fuente de neutrones

1) Producción de neutrones instantáneos:



El tiempo que transcurre entre la absorción del neutrón y la producción de los neutrones de fisión es de 10^{-14} segundos (lo que vive el U^{236}) o sea prácticamente cero, por este motivo son llamados neutrones instantáneos.

El número de neutrones emitidos en una fisión térmica de U^{235} varía entre 0 y 5.

Considerando 1000 fisiones tendremos:

Nº de neutrones instantáneos	Nº de casos por cada 1000 fisiones
0	27
1	158
2	339
3	302
4	130
5	34

En física de reactores interesa el número promedio de los neutrones que salen por fisión.

Para fisiones térmicas $\bar{\nu} = 2.43$ para el U^{235} ($\bar{\nu}$ = número promedio de neutrones rápidos emitidos por fisión).

Para los isótopos del Pu que aparecen durante el funcionamiento del reactor (caso CNA) tenemos:

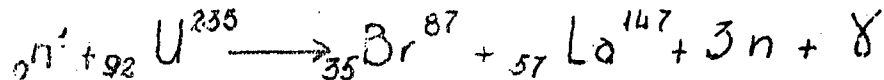
$$\text{Para Pu}^{239} \longrightarrow \eta = 2.89$$

$$\text{Para Pu}^{241} \longrightarrow \eta = 2.93$$

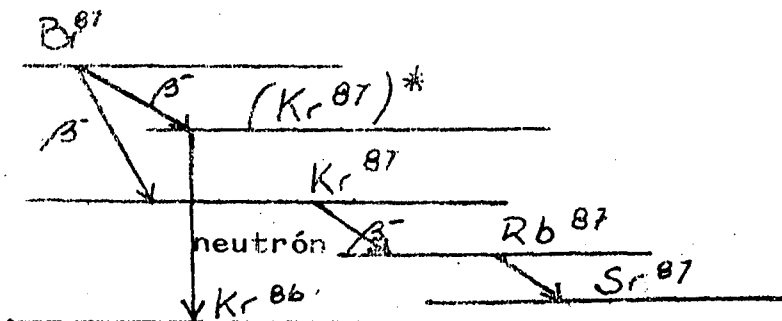
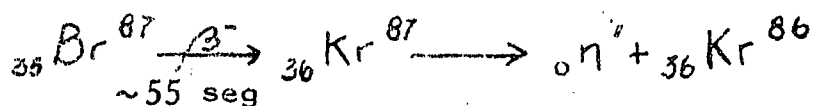
2) Producción de neutrones retardados:

Al cesar la fisión, cesa automáticamente la emisión de neutrones instantáneos, pero los fragmentos de fisión continúan emitiendo neutrones por decaimiento radioactivo. (Algunos fragmentos de fisión).

Veamos la siguiente reacción:



El Br^{87} decae por β^- a ${}_{36}^{87}\text{Kr}$ suficientemente excitado como para emitir un neutrón y llegar a ${}_{36}^{86}\text{Kr}$.



El neutrón emitido es instantáneo pero ocurre algún tiempo después de la fisión original, ya que el Br^{87} debe decaer primero. El Br^{87} es llamado precursor o progenitor.

Se conocen más de 20 precursores y se los ha dividido en 6 grupos de acuerdo a su vida media ($t_{1/2}$)

Veamos la fracción total de neutrones retardados e instantáneos:

$$\begin{array}{l} \text{Fisión U}^{235} \\ \text{Térmica} \end{array} \left\{ \begin{array}{l} 99.35\% \text{ de n's instantáneos} \\ 0.65\% \text{ de n's retardados} \end{array} \right.$$

Ya veremos que la fracción de neutrones retardados tiene un efecto muy importante en la regulación del reactor. ($\beta = 0.0065$ U235).

Características de los neutrones de fisión retardados en Fisiones térmicas

Vida media $\sim t_{1/2}$ (seg)	Numero de neutrones retardados por fisión			
	U-233	U-235	Pu-239	Energía (Mev)
50.....	5.7×10^{-4}	5.2×10^{-4}	2.1×10^{-4}	0.25
23.....	19.7	34.0	18.2	0.46
0.3.....	16.0	31.0	12.9	0.41
2.3.....	18.4	62.4	19.9	0.45
0.61.....	3.4	18.2	5.2	0.41
0.23.....	2.2	6.6	2.7	—
Total retardados	0.0066	0.00158	0.0061	
Neutrones de fisión totales	2.50	2.43	2.90	
Fracción retardada	0.0026	0.0065	0.0020	

Ejemplo, se producen 1000 fisiones térmicas en U235, entonces tenemos

$$1000 \text{ fis.} \times \frac{2.43 \text{ neutrones}}{\text{fis.}} = 2430 \text{ nuevos neutrones totales}$$

y

$$1000 \text{ fis.} \times \frac{0.00158 \text{ neutrones}}{\text{fis.}} = 15.8 \text{ neutrones retardados}$$

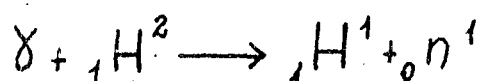
Entonces

$$\begin{array}{rcl} \text{De 2430 neutrones totales} & \text{—} & 15.8 \text{ neutrones ret.} \\ 100 & " & " \\ & \text{—} & x = 0.65 \text{ neut. ret.} \end{array}$$

De modo que la fracción de neutrones retardados es $\beta = 0.65\%$. y por lo tanto la fracción de neutrones instantáneos es 99.35%.

3) Producción de fotoneutrones:

Los neutrones instantáneos y retardados son producidos como resultados de la fisión, en cambio los fotoneutrones son particulares de los reactores de D_2O :



Estas reacciones se denominan (γ, n) puesto que un fotón gamma interacciona con un átomo y se expulsa un neutrón.

Se necesitan γ con energías mayores a 2.2 Mev para que esta reacción sea posible ya que la energía del fotón debe ser mayor que la energía de enlace del deuterio que es de 2.2 Mev.

Después que el reactor ha estado operando por un cierto tiempo, se acumulará en el combustible un inventario de productos de fisión cuyo decaimiento por γ tiene energías mayores que 2.2 Mev.

Aún cuando el reactor esté fuera de servicio esta fuente de fotoneutrones persistirá ya que los γ del decaimiento de los productos de fisión pueden todavía producir fotoneutrones en el D_2O presente en el núcleo.

Esta es una particularidad de los reactores de D_2O .

Otra condición es que hay que tener γ de alta energía.

En el primer arranque de un reactor los fotoneutrones no están todavía presentes por tratarse de un núcleo nuevo.

En los arranques posteriores serán de vital importancia.

CAPITULO V

SECCIONES EFICACES Y FLUJO NEUTRONICO

Uno de los objetivos fundamentales de este curso de Física de Reactores es introducir el concepto de economía de neutrones.

Dichos neutrones son absorbidos en el combustible como así también en los materiales del reactor, debiendo por consiguiente minimizar estas pérdidas. Una de las formas de lograrlo es conociendo las propiedades de los materiales mediante sus secciones eficaces.

SECCIONES EFICAZ NEUTRONICA

Tomaremos como ejemplo de interés el U^{235} y las posibles reacciones con los neutrones:

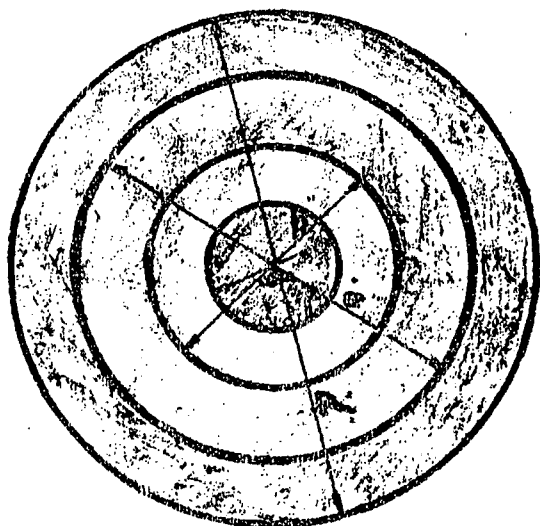
1. Scattering inelástico: Puede ocurrir si las energías de los neutrones son superiores a 0.1 Mev.
2. Scattering elástico: Es posible a cualquier energía de los neutrones.
3. Captura radioactiva: El neutrón puede ser capturado con el rango amplio de energías.
4. Reacción de fisión: El neutrón puede causar fisión con un rango amplio de energías

Comparando las posibilidades de que cada reacción pueda concretarse se cumple que la fisión es mucho más probable al igual que la captura radiactiva para neutrones lentos (baja energía) que para neutrones rápidos (altas energías) y que la fisión es siempre más probable que la captura radioactiva. También debemos considerar que algunas reacciones son más probables con algunos núcleos que con otros o a distintas energías. Así siempre comparamos las chances de que varias reacciones sucedan; o sea, lo importante es la probabilidad de que cierta reacción suceda.

Estas reacciones constituyen bombardeos de neutrones con núcleos (blancos) y sus probabilidades de concentrarse es medida en términos de áreas llamadas secciones eficaces.

Para interpretar el concepto de sección eficaz gráfica-

mente, haremos la comparación con el tiro al blanco:



- 1º) Si la bala pasa fuera del blanco podemos suponer que el neutrón erra al núcleo, es decir no ocurre ninguna reacción.
- 2º) El área "d" es la más probable de acertar y nos representa la probabilidad de que la reacción más fácil ocurra.
- 3º) El área "e" representa la siguiente área que tiene más probabilidad de ocurrir.
- 4º) El área "a" representa la probabilidad de producirse la reacción más difícil.

Esta área nos representa la sección eficaz para la reacción en particular.

Estas secciones eficaces por referirse a núcleos individuales son llamadas secciones eficaces microscópicas y como se trata de áreas extremadamente pequeñas, cuyos valores son de 10^{-24} a 10^{-23} cm^2 se creó la unidad llamada barn equivalente a:

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Del orden del área de un núcleo de tamaño mediano.

Como ejemplo significativo podemos contar con una reacción de 100 barn y otra de 0.1 barn, de las cuales se deduce que la primera conceptualmente es 1000 veces más probable de ocurrir que la segunda.

Las secciones eficaces tienen fundamental importancia en la elección de los materiales a utilizar en un reactor. Por ejemplo podríamos decir que no queremos utilizar materiales con valores mayores que 0.7 barn para la reacción (n, γ) y esta situación puede imponer severas restricciones al tipo de materiales a utilizar en los reactores.

La simbología adoptada para individualizar las probabilidades o secciones eficaces de los distintos tipos de reacciones es:

$$\begin{aligned} \sigma_f &= \text{sección eficaz de fisión} \\ \sigma_a &= \text{ " " " absorción} \\ \sigma_s &= \text{ " " " scattering elástico} \\ \sigma(n, \gamma) &= \text{ " " " captura radiactiva} \end{aligned}$$

Para el caso del U^{235} los valores para:

$$\sigma_f = 580 \text{ barn para } E = \text{térmica}$$

$$\sigma_f = 1 \text{ barn para } E = 1 \text{ Mev}$$

Como lo demuestra este ejemplo las secciones eficaces varían con la energía del neutrón que colisiona con el núcleo blanco, obteniendo que la fisión del U^{235} es alrededor de 500 veces más probable para neutrones térmicos que para neutrones rápidos.

SECCIONES EFICACES PARA NEUTRONES TERMICOS DE DIFERENTES COMBUSTIBLES

COMBUSTIBLE	σ_f	$\sigma_{(n,\gamma)}$	σ_a	σ_s
U^{233}	530.6	47	577.6	10.7
U^{235}	580.2	98.3	678.5	17.6
U^{238}	0	2.71	2.71	≈ 10
U_{NATURAL}	4.18	3.40	7.58	≈ 10
Pu^{239}	741.6	271.3	1012.9	8.5
Pu^{241}	1007.3	368.1	1375.4	12

CONCLUSION

- 1º) Habíamos dicho que alrededor de un 85% de los neutrones térmicos absorbidos en U^{235} causan fisión, obtenido de:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{580.2}{678.5} = 85.5\% \text{ fisión}$$

2°) Para el caso de U^{233} , obtenemos:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{530,6}{577,6} = 91,8 \% \text{ fisionan.}$$

debido al mayor % de fisiones por cada neutrón absorbido para el U^{233} se supone con buenas perspectivas en futuros reactores.

3°) Para el caso de Uranio Natural tenemos: Suponemos 758 neutrones térmicos absorbidos en uranio natural de los cuales 418 neutrones causan fisión en U^{235} solamente, además tenemos para este caso un $N^o \bar{v} = 2.43$, por lo tanto tenemos: $418 \times 2.43 = 1016$ neutrones rápidos o de fisión. Esto significa que de cada neutrón absorbido en uranio natural obtenemos en promedio

$$\frac{1016}{758} = 1.34 \text{ neutrones de fisión}$$

Supongamos 1 cm^3 de un determinado material que contiene " n " neutrones térmicos que se están moviendo con una cierta velocidad (v), los cuales sufrirán colisiones con los núcleos de este material (N'), haciéndolo con una cierta σ_a , obtenemos

$$[R]. N^o \text{ interacciones/segundo} = n \cdot v \cdot N' \cdot \sigma_a$$

donde:

n = densidad neutrónica.

De este razonamiento concluimos:

- Cuanto más grande es " n " más neutrones colisionarán en el material.
- Cuanto más grande es la " v " de los neutrones mayor número de ellos colisionarán por unidad de tiempo.
- Cuanto más grande es N' más neutrones colisionarán.
- Cuanto más grande es σ_a más neutrones también colisionarán.

Si ahora los referimos individualmente al σ_f , R nos presentará el N^o de fisiones por segundo. Como σ y N' son características de cada tipo de material blanco, su producto nos determina un nuevo concepto, el de sección eficaz macroscópica:

$$\Sigma = \sigma \cdot N'$$

$$\Sigma = \text{cm}^2 \cdot \frac{1}{\text{cm}^3} = \text{cm}^{-1}$$

EJERCITACION

Ejemplo N° 1

Cálculo de la Σ_a para el caso del uranio natural donde

$$\Sigma = \sigma \cdot N'$$

$$\Sigma = 7,58 \text{ barn} \cdot 0,048 \times 10^{24} \text{ núcleos/cm}^3$$

$$\Sigma = 7,58 \text{ barn} \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{barn} \cdot 0,048 \cdot 10^{24} \text{ núcleos/cm}^3$$

$$\Sigma = 0,36 \text{ cm}^{-1}$$

¿Cuál es el significado físico de Σ_a ? $1/\Sigma_a$ es una distancia y es el camino libre medio que atravesará un neutrón antes de su absorción en el material. O sea los neutrones térmicos moviéndose en el uranio natural recorrerán una distancia promedio de:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{0,36} \text{ cm} = 2,8 \text{ cm}$$

antes de ser absorbidos.

Sabemos que $R = n.v. \Sigma$.

donde:

n = densidad neutrónica.

ϕ = $n \cdot v$ = flujo neutrónico.

$$\phi = [\text{neutrones/cm}^3] \cdot [\text{cm/seg}] = \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg.}}$$

$$\Rightarrow R = \phi \cdot \Sigma$$

Ejemplo N° 2

Tenemos 100×10^6 neutrones térmicos/cm³ con una $v = 2.2$ km/seg.

- 1) Calcular el flujo neutrónico
- 2) Cantidad de fisiones para 1 m³ de uranio natural.

Resolución:

$$\phi = 10^8 \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^3} \cdot 2.2 \times 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{seg.}} = 2.2 \times 10^{13} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg.}}$$

Para el caso de uranio natural:

$$R = \phi \cdot \Sigma$$

$$R = 2.2 \times 10^{13} \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg.}} \cdot 0.36 \text{ cm}^{-1} = 7.9 \times 10^{12} \frac{\text{absorciones}}{\text{cm}^3 \cdot \text{seg.}}$$

Para 1 m³ de uranio natural R es:

$$7 \times 10^{12} \frac{\text{absorciones}}{\text{cm}^3 \cdot \text{seg.}} \cdot 10^6 \frac{\text{cm}^3}{\text{m}^3} = 7 \times 10^{18} \frac{\text{absorciones}}{\text{m}^3 \cdot \text{seg.}}$$

2º) Cálculo del N° de fisiones

Para uranio natural habíamos obtenido de la tabla anterior los valores de $\overline{\nu}_f$ y $\overline{\nu}_a$ cuyo cociente nos arrojaba el valor del N° de fisiones por cada neutrón absorbido, que multiplicado por el N° de absorciones por m^3 de combustible tenemos:

$$\frac{4,18}{7,58} \cdot 7 \times 10^{18} \frac{\text{absorciones}}{\text{m}^3 \cdot \text{seg.}} = 3,8 \times 10^{18} \frac{\text{fisiones}}{\text{m}^3 \cdot \text{seg.}}$$

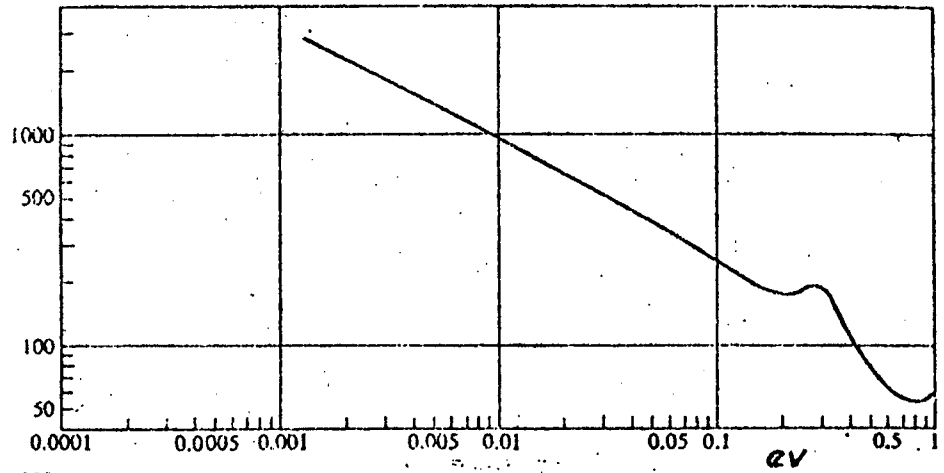
Sabemos que

$$3,1 \times 10^{10} \frac{\text{fisiones}}{\text{seg.}} \text{ ————— } 1 \text{ Watt.}$$

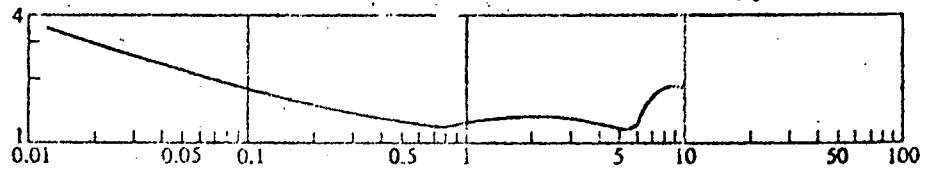
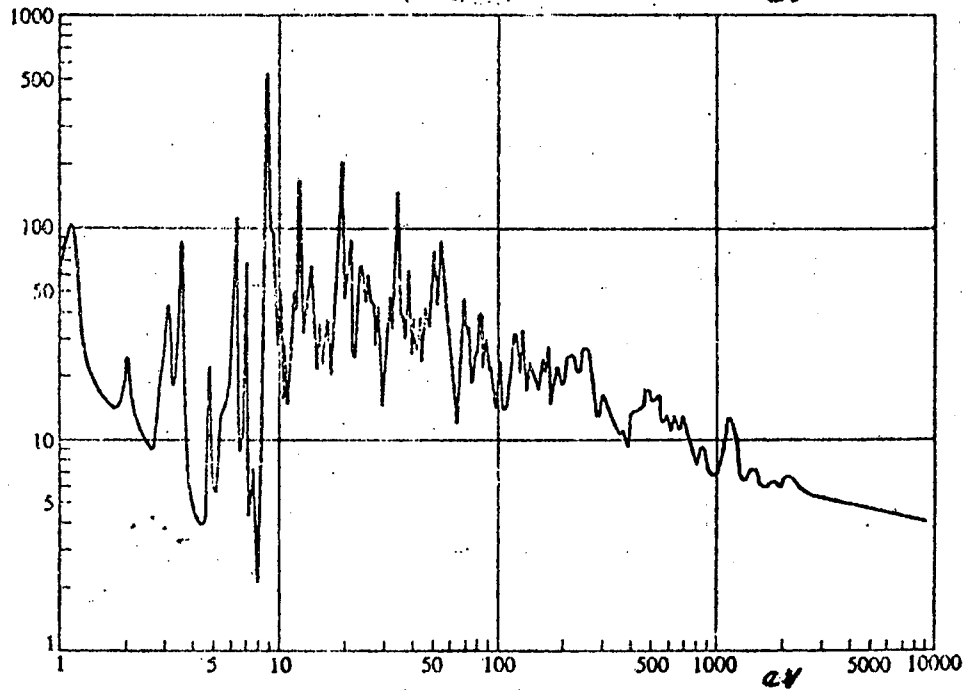
$$\text{para } 3,8 \times 10^{18} \frac{\text{fisiones}}{\text{m}^3 \cdot \text{seg.}} \text{ ————— } 123 \times 10^6 \text{ Watt.}$$

Por lo tanto en 1 m^3 de uranio natural tenemos: 10^8 neutrones que realizan $3,8 \times 10^{18}$ fisiones/seg. y nos representa una potencia térmica lograda de 123 MW térmicos.

Sección eficaz de fisión, barns



Sección eficaz, barns



Energía neutrones, Mev

Sección eficaz de fisión del U-235

[Extraído del BNL-325, 2^a Edición 1958]

Table I-4

* 10^{24}

Properties of the Elements and Certain Molecules

Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, gm/cm ³	Atoms or molecules per cm ³ *	$\sigma_{\text{a}}, \dagger$ barns	$\sigma_{\text{t}}, \dagger$ barns	$\Sigma_{\text{a}}, \dagger$ cm ⁻¹	$\Sigma_{\text{t}}, \dagger$ cm ⁻¹
Actinium	Ac	89	227			800			
Aluminum	Al	13	26.9815	2.699	0.06024	0.235	1.4	0.01416	0.08434
Antimony	Sb	51	121.75	6.62	0.03275	5.5	4.3	0.1801	0.1408
Argon	Ar	18	39.948	Gas		0.63	1.5		
Arsenic	As	33	74.9216	5.73	0.04606	4.5	6	0.2073	0.2764
Barium	Ba	56	137.34	3.5	0.01535	1.2	8	0.01842	0.1228
Beryllium	Be	4	9.0122	1.85	0.1236	0.0095	7.0	0.001174	0.8652
Beryllium oxide	BeO		25.0116	2.96	0.07127	0.0095	6.8	0.0006771	0.4846
Bismuth	Bi	83	208.980	9.80	0.02824	0.034	9	0.0009602	0.2542
Boron	B	5	10.811	2.3	0.1281	759	4	97.23	0.5124
Bromine	Br	35	79.909	3.12	0.02351	6.7	6	0.1575	0.1411
Cadmium	Cd	48	112.40	8.65	0.04635	2450	7	113.6	0.3245
Calcium	Ca	20	40.08	1.55	0.02329	0.43	3.0	0.01002	0.06987
Carbon (graphite)**	C	6	12.01115	1.60	0.08023	0.0034	4.8	0.0002728	0.3851
Cerium	Ce	58	140.12	6.78	0.02914	0.7	9	0.02040	0.2623
Cesium	Cs	55	132.905	1.9	0.008610	30	20	0.2583	0.1722
Chlorine	Cl	17	35.453	Gas		33	16		
Chromium	Cr	24	51.996	7.19	0.08328	3.1	3	0.2582	0.2498
Cobalt	Co	27	58.9332	8.8	0.08993	37	7	3.327	0.6295
Columbium (see niobium)									
Copper	Cu	29	63.54	8.96	0.08493	3.8	7.2	0.3227	0.6115
Deuterium	D	1	2.01410	Gas		0.0005			
Dysprosium	Dy	66	162.50	8.56	0.03172	940	100	29.82	3.172

Erbium	Er	68	167.26	9.16	0.03203	160	15	5.125	0.4805
Europium	Eu	63	151.96	5.22	0.02069	4300	8	88.97	0.1655
Fluorine	F	9	18.9984	Gas		0.0098	3.9		
Gadolinium	Gd	64	157.25	7.95	0.03045	46,000	4	140 ¹	0.1218
Gallium	Ga	31	69.72	5.91	0.05105	3.0		0.1532	
Germanium	Ge	32	72.59	5.36	0.04447	2.4	3	0.1067	0.1334
Gold	Au	79	196.967	19.32	0.05907	98.8	9.3	5.836	0.5494
Hafnium	Hf	72	178.49	13.36	0.04508	105	8	4.733	0.3606
Heavy water††	D ₂ O		20.0276	1.105	0.03323	0.0010	13.6	3.3 × 10 ⁻⁶	0.4519
Helium	He	2	4.0026	Gas		≤ 0.050	0.8		
Holmium	Ho	67	164.930	8.76	0.03199	65		2.079	
Hydrogen	H	1	1.008665	Gas		0.332			
Indium (see promethium)									
Indium	In	49	114.82	7.31	0.03834	194	2.2	7.438	0.08435
Iodine	I	53	126.9044	4.93	0.02340	6.4	3.6	0.1498	0.08242
Iridium	Ir	77	192.2	22.5	0.07050	460		32.43	
Iron	Fe	26	55.847	7.87	0.08487	2.53	11	0.2147	0.9336
Krypton	Kr	36	83.80	Gas		24	7.2		
Lanthanum	La	57	138.91	6.19	0.02684	8.9	15	0.2389	0.4026
Lead	Pb	82	203.973	11.34	0.03348	0.17	11	0.005692	0.3683
Lithium	Li	3	6.939	0.53	0.04600	71	1.4	3.266	0.0644
Lutetium	Lu	71	174.91	9.74	0.03354	80		2.683	
Magnesium	Mg	12	24.312	1.74	0.04310	0.063	4	0.002715	0.1724
Manganese	Mn	25	54.9380	7.43	0.08145	13.3	2.3	1.083	0.1873
Mercury	Hg	80	200.59	13.55	0.04068	360	20	14.64	0.8136
Molybdenum	Mo	42	95.94	10.2	0.06403	2.6	7	0.1665	0.4482
Neodymium	Nd	60	144.24	6.98	0.02914	50	16	1.457	0.4662
Neon	Ne	10	20.183	Gas		0.032	2.4		
Nickel	Ni	28	58.71	8.90	0.09130	4.6	17.5	0.4200	1.597
Niobium	Nb	41	92.906	8.57	0.05555	1.1	5	0.06111	0.2778
Nitrogen	N	7	14.0067	Gas		1.85	10		

(Cont.)

Tabla extraída del libro Lamarsh "Introduction to Nuclear Reactor Theory"

Table 1-4 (Continued)

Element or molecule	Symbol	Atomic number	Atomic or molecular weight*	Nominal density, gm/cm ³	Atoms or molecules per cm ³ †	σ_a , ‡ barns	σ_s , ‡ barns	Σ_a , ‡ cm ⁻¹	Σ_s , ‡ cm ⁻¹
Osmium	Os	76	190.2	22.5	0.07124	15	11	1.069	0.7716
Oxygen	O	8	15.9994	Gas		<0.0002	4.2		
Palladium	Pd	46	106.4	12.0	0.06792	8	3.6	0.5434	0.2545
Phosphorus (yellow)	P	15	30.9738	1.82	0.03539	0.19	5	0.006724	0.1770
Platinum	Pt	78	195.09	21.45	0.06622	10	10	0.6622	0.6622
Plutonium	Pu	94	239	19.6	0.04939	$\sigma_a = 1015$ $\sigma_f = 741$	9.6	49.88 36.35	0.4741
Polonium	Po	84	210	9.51	0.02727				
Potassium	K	19	39.102	0.86	0.01325	2.1	1.5	0.02783	0.01988
Praseodymium	Pr	59	140.907	6.78	0.02898	12	4	0.1965	0.1159
Promethium	Pm	61							
Protactinium	Pa	91	231			210			
Radium	Ra	88	226	5.0	0.01332	20		0.2664	
Rhenium	Re	75	186.2	20	0.06596	85	14	5.607	0.9234
Rhodium	Rh	45	102.905	12.41	0.07263	155	5	11.26	0.3632
Rubidium	Rb	37	85.47	1.53	0.01078	0.73	12	0.007869	0.1294
Ruthenium	Ru	44	101.07	12.2	0.07270	2.5	6	0.1818	0.4362
Samarium	Sm	62	150.35	6.93	0.02776	5800	5	161.0	0.1283
Scandium	Sc	21	44.956	2.5	0.03349	23	24	0.7703	0.8038
Selenium	Se	34	78.96	4.81	0.03669	12	11	0.4403	0.4036
Silicon	Si	14	28.086	2.33	0.04996	0.16	1.7	0.1164	0.08493
Silver	Ag	47	107.870	10.49	0.05857	63	6	3.690	0.3514
Sodium	Na	11	22.9898	0.97	0.02541	0.53	4	0.01347	0.1016
Strontium	Sr	38	87.62	2.6	0.01787	1.3	10	0.02323	0.1787
Sulfur (yellow)	S	16	32.064	2.07	0.03888	0.52	1.1	0.2022	0.04277
Tantalum	Ta	73	180.948	16.6	0.05525	21	5	1.160	0.2763
Technetium	Tc	43	99			22			
Tellurium	Te	52	127.60	6.24	0.02945	4.7	5	0.1384	0.1473
Terbium	Tb	65	158.924	8.33	0.03157	46		1.452	
Thallium	Tl	81	204.37	11.85	0.03492	3.3	14	0.1152	0.1889
Thorium	Th	90	232.038	11.71	0.03039	7.4	12.6	0.2249	0.3829
Thulium	Tm	69	168.934	9.35	0.03314	125	7	4.143	0.2320
Tin	Sn	50	118.69	7.298	0.03703	0.63	4	0.02333	0.1481
Titanium	Ti	22	47.90	4.51	0.05670	6.1	4	0.3459	0.2268
Tungsten	W	74	183.85	19.2	0.06289	19	5	1.195	0.3145
Uranium	U	92	238.03	19.1	0.04833	$\sigma_a = 7.6$ $\sigma_f = 4.2$	8.3	0.3673 0.2030	0.4011
Vanadium	V	23	50.942	6.1	0.07212	4.9	5	0.3534	0.3606
Water	H ₂ O		18.0167	1.0	0.03343	0.664	103	0.02220	3.443
Xenon	Xe	54	131.30	Gas		24	4.3		
Ytterbium	Yb	70	173.04	7.01	0.02440	37	12	0.9208	0.2928
Yttrium	Y	39	88.905	5.51	0.03733	1.3	3	0.04853	0.1120
Zinc	Zn	30	65.37	7.133	0.06572	1.10	3.6	0.07229	0.2366
Zirconium	Zr	40	91.22	6.5	0.04291	0.18	8	0.007724	0.3433

* Based on C¹² = 12.00000 amu.

† Four-digit accuracy for computational purposes only; last digit(s) usually is not meaningful.

‡ Cross sections at 0.0253 eV or 2200 m/sec. The scattering cross sections, except for those of H₂O and D₂O, are measured values in a thermal neutron spectrum and are assumed to be 0.0253 eV values because σ_s is usually constant at thermal energies. The errors in σ_s tend to be large, and the tabulated values of σ_s should be used with caution. (From BNL-325, 2nd ed., 1958 plus supplements 1 and 2, 1960, 1964, and 1965.)** The value of σ_a given in the table is for pure graphite. Commercial reactor-grade graphite contains varying amounts of contaminants and σ_a is somewhat larger, say, about 0.0048 barns, so that $\Sigma_a \approx 0.0003851$ cm⁻¹.†† The value of σ_a given in the table is for pure D₂O. Commercially available heavy water contains small amounts of ordinary water and σ_a in this case is somewhat larger.

En la tabla tenemos las secciones eficaces de absorción y dispersión elástica para neutrones térmicos solamente. Podemos sacar algunas conclusiones importantes:

1. Entre los moderadores utilizados, los más importantes son: H_2O , D_2O y grafito. Analizando sus σ_a y de σ_s vemos que el H_2O es mejor dispersor de neutrones que el D_2O y grafito pero contrariamente es mucho más absorbente de neutrones. En el caso de CNA se usa D_2O como moderador.

MATERIAL	σ_a (barns)	σ_s (barns).
H_2O	0,664	103
D_2O	0,0010	13,6
C (GRFITO)	0,0034	4,8

2. Como materiales absorbentes de neutrones (debido a sus altos σ_a) utilizados en la actualidad tenemos el boro y cadmio. En el caso de la CNA se utiliza el boro como veneno líquido.

MATERIAL	σ_a (barns)	σ_s (barns).
BORO	759	4
CADMIO	2450	7

3. Como materiales constructivos en un reactor nuclear tenemos el Fe y el Zr de cuya comparación vemos que el Zr en su aleación llamada Zircaloy (alrededor de 90% de Zr) es el más efectivo como material a utilizar (caso de Atucha) por su bajo σ_a de neutrones.

MATERIAL	σ_a (barns).
Zr	0,18
Fe	2,53

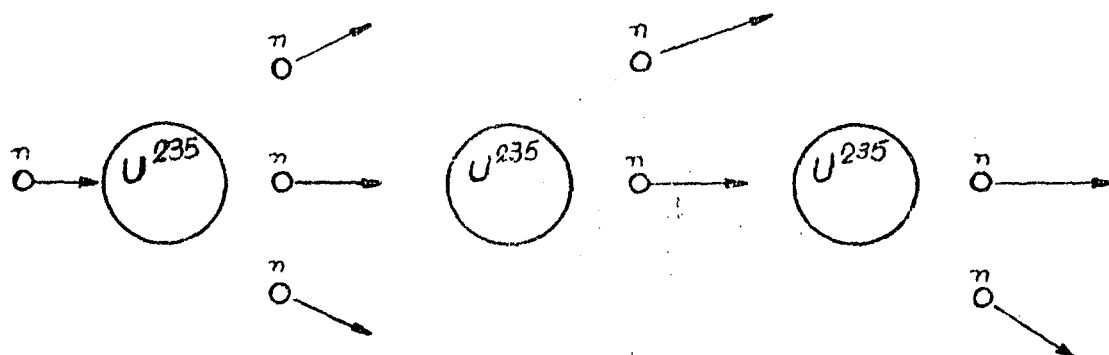
CAPITULO VI

REACCION EN CADENA

Para producir potencia en un reactor nuclear priman 2 requerimientos fundamentales a cumplirse:

1. La velocidad de las fisiones debe ser grande.
2. Dicha velocidad debe ser mantenida continuamente.

REACCION EN CADENA CON URANIO NATURAL



REACCION EN CADENA: El proceso de fisión se puede repetir gracias a que cada fisión libera neutrones. La condición mínima para que una reacción en cadena se mantenga es que un neutrón producido en la fisión sea capaz de producir otra fisión; como en general se producen más que un neutrón en cada fisión ($\nu = 2,43$ U-235 con neutrones térmicos) parecería fácil utilizar uno para causar otra fisión. Veamos que pasa en la práctica al analizar el Uranio natural.

Como conclusión podemos decir que en el ejemplo citado no hay multiplicación de neutrones y si la reacción en cadena se mantiene decimos que el reactor se encuentra en estado crítico.

Suponemos que tomemos 100 neutrones de fisión en un bloque de uranio natural, de los cuales 70 neutrones superan el umbral de energía del U²³⁸ igual a 1.2 Mev y los restantes 30 neutrones están por debajo de esta energía.

Analizando los 30 neutrones mencionados (ver gráfico)

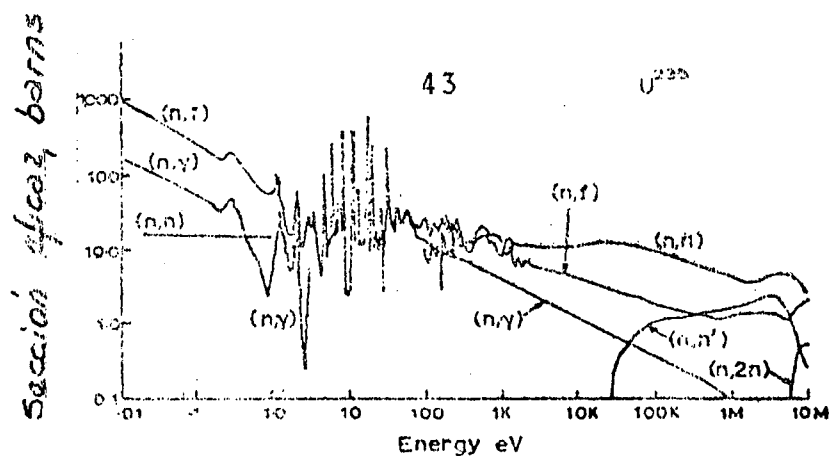


Fig. 1: Secciones eficaces microscópicas de $U-235$

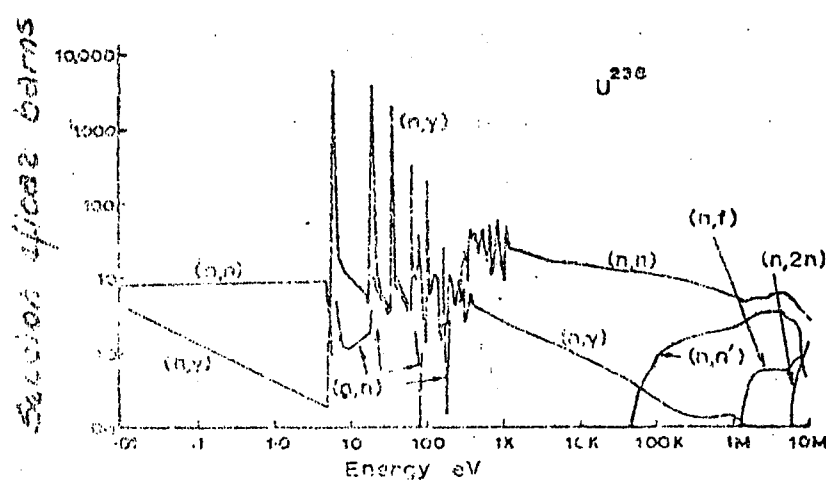


Fig. 2: Secciones eficaces microscópicas de U^{238}

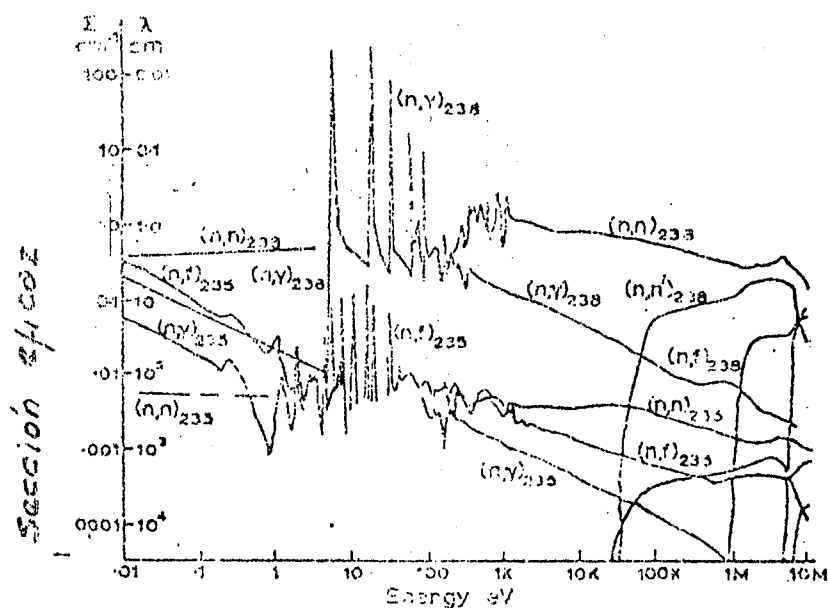


Fig. 3: Secciones eficaces microscópicas de Uranio Natural

vemos que la mayoría son dispersados por colisiones elásticas con U^{238} ($(n,n)U^{238}$) produciéndose una moderación de dichos neutrones, no siendo considerable la pérdida de energía por la gran diferencia de masas.

En reacciones $(n,n')U^{238}$ los neutrones pierden considerable energía quedando el núcleo de uranio excitado. Después de muchos choques los neutrones caerán por debajo de los 100 Kev.

A estas energías la mayor probabilidad de reacción es de $(n,\gamma)U^{238}$ que supera a la probabilidad de fisión en 40 veces, por lo tanto menos de un neutrón de los 30 neutrones producirá fisión el resto es capturado por el U^{238} . Los 70 neutrones cuya energía está por encima de 1.2 Mev sufrirán diversas reacciones en proporción directa a sus secciones eficaces.

En las primeras colisiones tenemos que:

38 neutrones reaccionan como $(n,n)U^{238}$.

27 neutrones reaccionan como $(n,n')U^{238}$.

Alrededor de 4 neutrones lo hacen como $(n,f)U^{238}$ y 1 neutrón aproximadamente lo hace como $(n,\gamma)U^{238}$ habiendo una pequeña probabilidad que interaccione con U^{235} .

Los 38 neutrones dispersados elásticamente realizan una segunda colisión con el uranio, cuyas reacciones posibles son aproximadamente 2 neutrones $(n,f)U^{238}$, 15 neutrones $(n,n')U^{238}$ con energías menores a 1.2 Mev y 21 neutrones $(n,n)U^{238}$ de 1.2 Mev. Estos 21 neutrones producen una tercera colisión y los obtenidos de ellas colisionan nuevamente y así sucesivamente, luego de las cuales tenemos que de los 100 neutrones iniciales 8 neutrones producen fisión con U^{238} y 2 neutrones con U^{235} con energías del orden de 0.14 ev.

OBSERVACION

Los valores asignados en la distribución del N° de neutrones de los 70 neutrones que sobrepasaban el umbral del U^{238} fueron obtenidos mediante la cuantificación de las secciones eficaces para cada tipo de reacción graficadas en la Figura. Por ejemplo del gráfico citado tenemos:

$$\begin{aligned}
 \sim 0.3 &= \text{valor de la reacción } (n,n) \text{ U}^{238} \\
 \sim 0.2 &= \text{" " " } (n,n') \text{ U}^{238} \\
 \sim 0.03 &= \text{" " " } (n,f) \text{ U}^{238}
 \end{aligned}$$

$$\frac{0.3}{0.3 + 0.2 + 0.03} = 57\%$$

es decir que los 70 neutrones iniciales al 57% produce reacción $(n,n) \text{ U}^{238}$:

$$70 \times 57\% = 39.9 \text{ neutrones } (n,n) \text{ U}^{238}$$

Para el caso de los 27 neutrones de reacción $(n,n') \text{ U}^{238}$:

$$\frac{0.2}{0.03 + 0.2 + 0.3} = 38\%$$

$$70 \times 38\% = 26.6 \text{ neutrones } (n,n') \text{ U}^{238}$$

Para el caso de los 4 neutrones de reacción $(n,f) \text{ U}^{238}$:

$$\frac{0.03}{0.2 + 0.3 + 0.03} = 6\%$$

$$70 \times 6\% = 4.2 \text{ neutrones } (n,f) \text{ U}^{238}$$

CONCLUSION

Del análisis anterior (10 fisiones) obtenemos el número de neutrones nuevos de fisión.

$$10 \text{ fisiones} \times 2.5 = 25 \text{ neutrones de fisión.}$$

Analizando el factor de multiplicación, o sea la relación entre los neutrones disponibles en la 1ª generación y los obtenidos en la 2ª generación:

nidos en esta 2ª generación:

$$K = \frac{25 \text{ neutrones}}{100 \text{ neutrones}} = 0,25$$

Valor inferior a $k=1$ que es la condición para mantener la reacción en cadena. Por lo tanto este sistema es subcrítico.

SISTEMAS QUE PRODUCEN REACCIONES EN CADENA

Hemos visto que en un sistema con uranio natural únicamente no es posible mantener la reacción en cadena, pero existen formas de poder conseguirlo:

REACTORES RAPIDOS

Aumentar la cantidad relativa de U^{235} a U^{238} , de modo que la probabilidad de fisión en U^{235} a energías menores a 1.2 Mev aumente. Si por ejemplo de los neutrones que entran a esta región al menos 32 neutrones producen fisión en U^{235} la reacción en cadena puede mantenerse, o sea:

100 neutrones 8 neutrones fisionan con U^{238}
 32 neutrones fisionan con U^{235}

Si suponemos $\nu = 2.5$ tenemos

$$40 \text{ fisiones} \cdot \frac{2.5 \text{ neutrones}}{\text{fisiones}} = 100 \text{ neutrones}$$

en la segunda generación y $k=1$.

Este proceso se denomina enriquecimiento del combustible, y dió lugar al desarrollo de los reactores rápidos.

REACTORES TERMICOS

Existe otra manera de mantener la reacción en cadena, agregando un material de bajo número atómico al uranio natural. El objetivo fundamental es conseguir frenar los neutrones a energías bajas (0.025 ev) con un material que produzca scattering elástico y no posea apreciable absorción.

Este proceso de frenado, llamado moderación, lleva a los neutrones hasta energías térmicas donde la probabilidad de fisión con U^{235} es muy alta (aproximadamente de 580 barn comparado con 1.2 b a 1 Mev, mientras que para igual valor de energía la probabilidad de captura radiactiva es de 2.7 barn en U^{238}).

Aún teniendo en cuenta el bajo contenido del U^{235} en uranio natural, la fisión es más probable que la captura.

Los materiales que consiguen este efecto en los neutrones son llamados moderadores.

El reactor que posee grandes masas de moderador y en donde la mayoría de los neutrones alcanzan energías térmicas (equilibrio térmico con los átomos del moderador) se llaman reactores térmicos.

PROPIEDADES DEL MODERADOR

Vemos dos caminos con posibilidades de mantener la reacción en cadena:

- 1) Enriqueciendo el combustible en $U-235$.
- 2) Agregando un moderador al Uranio natural.

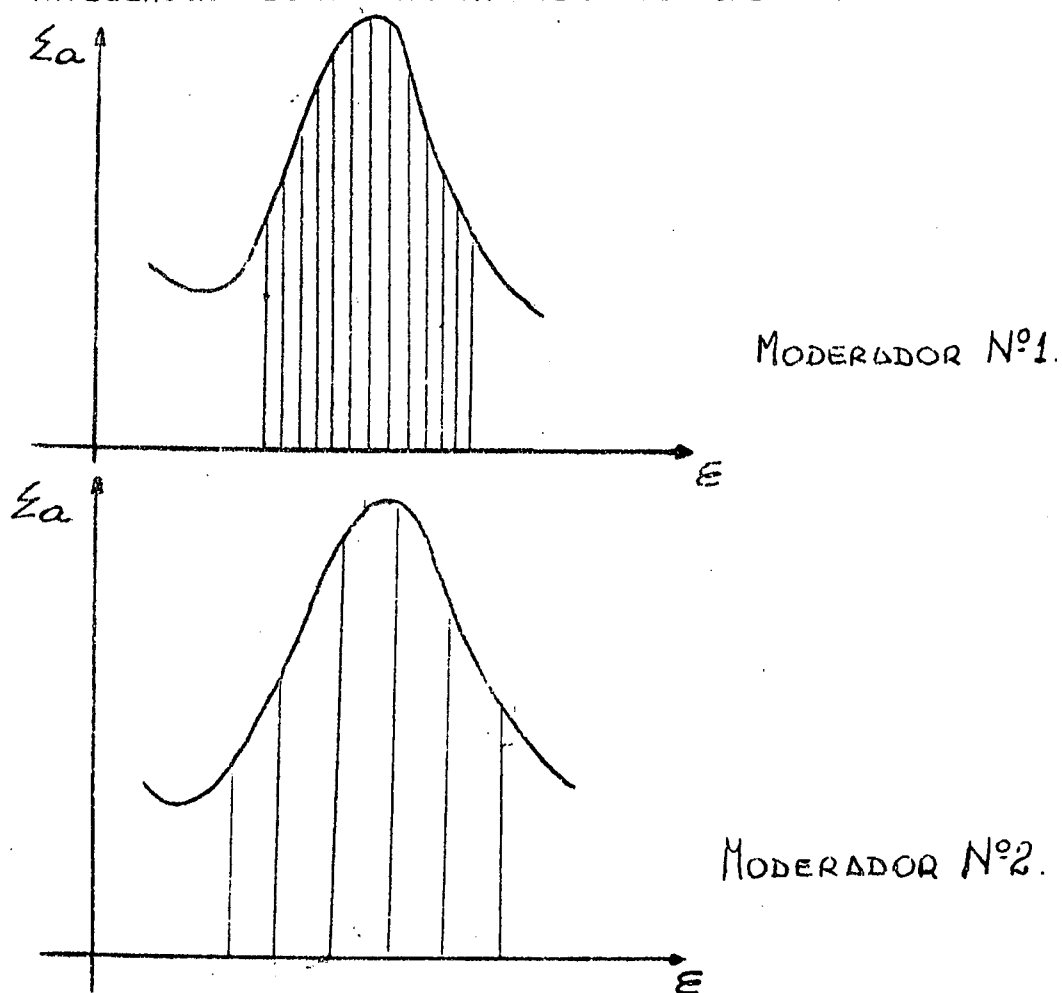
La segunda alternativa ha sido la más desarrollada hasta el presente (Reactores térmicos) y las principales diferencias en el diseño de Reactores de Potencia dependió del tipo de moderador elegido. Dentro del campo de los reactores térmicos están también aquéllos con combustible levemente enriquecidos. Examinaremos brevemente como se ha realizado dicha elección:

ABSORCION DE NEUTRONES

El objetivo principal que debe cumplir un moderador es muy fácil de expresar: los neutrones de fisión deben ser moderados a energías térmicas sin ser absorbidos. Examinemos primero este último aspecto:

Los neutrones pueden ser absorbidos por los átomos del moderador como así también por el combustible en todo el rango de energías. En el caso del moderador, su absorción se puede minimizar en la elección del material que cumplirá esa función, considerando fundamentalmente su σ captura, pero no es tan sencillo para el combustible. Veamos la influencia de dos moderadores distintos sobre el combustible.

INFLUENCIA DEL MODERADOR SOBRE EL COMBUSTIBLE



Suponemos que en el caso N° 1 el moderador realiza un gran número de colisiones y que en el caso N° 2 el moderador realiza un número menor de colisiones, ambos para cumplir su función. Como consecuencia en el primer caso el neutrón antes de ser termalizado tiene un gran tiempo de permanencia en la zona de captura resonante del combustible U^{238} , por lo tanto disminuye la probabilidad de que ese neutrón produzca fisión sin ser antes absorbido.

El U-238 exhibe resonancias (n, γ) entre 5 y 100 eV.

CONCLUSIONES

Es muy importante minimizar tales capturas resonantes y la manera de lograrlo es asegurando que en el proceso de moderación la pérdida de energía del neutrón sea tan grande como sea posible. También si durante el proceso de moderación tenemos menos colisiones tendremos menos absorción de neutrones por el moderador mismo.

MECANISMO DE MODERACION

Establecimos que queremos neutrones térmicos en tan pocas colisiones como sea posible, veamos como se puede conseguir:

Tenemos dos mecanismos de moderación, dispersión inelástica (n, n') y dispersión elástica (u, u). La primera sólo se produce con núcleos de masa elevada y con energías del neutrón superiores a un cierto umbral (0,1 Mev), por lo tanto los núcleos de U-235 y U-238 en el combustible serán efectivos en moderar los neutrones por colisiones inelásticas hasta ciertas energías.

La dispersión elástica se utiliza para completar la moderación a energías térmicas y como vimos es necesario colocar materiales de bajo número másico, cuanto más liviano es el material más energía perderá el neutrón en la colisión y mejor serán las propiedades moderadoras del material. En la teoría de la moderación se define un factor ξ inversamente proporcional al número de colisiones necesarias para termalizar un neutrón de fisión, $N = \frac{1}{\xi} \ln \left\{ \frac{2 \times 10^6}{0,025} \right\} = 18,2/\xi$

Elemento	Nº masico	ξ	N
H	1	1,000	18
D	2	0,725	25
He	4	0,425	43
Be	9	0,206	86
C	12	0,158	114
Ur	238	0,000838	2172

PODER DE MODERACION

Es obvio que deseamos el menor número de colisiones para termalizar el neutrón, pero esta propiedad no es suficiente. Un núcleo puede ser muy efectivo en moderar neutrones cuando estos colisionan con él, pero si los núcleos están muy separados entre sí en la sustancia, habrá pocas colisiones y la sustancia no será útil como moderador, esta condición elimina a los gases. También el material debe tener una gran sección eficaz de dispersión elástica. La $\Sigma_s = N \cdot \sigma_s$ tiene en cuenta estos dos requerimientos.

La efectividad de un material para moderar neutrones se la mide con el producto $\int \Sigma_s$ llamado Poder de Moderación y tiene en cuenta la frecuencia de las colisiones de dispersión, y la pérdida de energía por colisión.

Sin embargo esta cantidad no nos dice nada sobre la capacidad del material para absorber neutrones, hay materiales de gran poder de moderación pero que no sirven como moderadores por su elevada absorción.

Una indicación razonable de la calidad total de un moderador es la Relación de Moderación (R.M.).

$$R.M. = \frac{\int \Sigma_s}{\Sigma_a}$$

Moderador	Poder moderante	Relación de moderación
Agua	1,28	58
Agua Pesada	0,18	21.000
Berilio	0,16	130
Grafito	0,065	200

El H_2O tiene excelentes propiedades de moderación y se la utiliza como blindaje de neutrones rápidos. Su σ_a es muy alta para utilizarlo como moderador en Uranio natural y si se utiliza H_2O se debe enriquecer el combustible. El Be y Grafito

tienen bajos valores de σ_a y pueden utilizarse con uranio natural si el combustible es metálico. La línea Británica utilizaba grafito como moderador y uranio natural metálico en los reactores de potencia, después del año 1960 cambiaron a grafito y UO_2 enriquecido.

Los Estados Unidos desarrollaron Reactores de Potencia con H_2O como moderador y combustible enriquecido.

Los CNA y los reactores CANDU utilizan D_2O como moderador y debido a su baja σ_a se puede utilizar $^{235}UO_2$.

DIFUSION DE NEUTRONES A TRAVES DEL MODERADOR

Muchos de los parámetros que determinan el diseño de un reactor dependen de como se moderan y difunden los neutrones: la difusión de neutrones es un proceso similar a la difusión de electrones en un metal y su tratamiento escapa a este curso.

CAPITULO VII

REACTOR EN ESTADO ESTACIONARIO

Se dice que el reactor se encuentra en estado estacionario cuando opera a nivel de potencia constante.

En un reactor en estado estacionario el número de fisiones originadas por segundo es constante, en otras palabras es lo mismo decir que el número de neutrones que causan fisión en una generación a la siguiente permanecen constante, lo cual implica que el factor de multiplicación k sea igual a 1.

Un reactor que opera bajo estas condiciones se dice CRITICO. Es importante señalar que el reactor puede encontrarse crítico a cualquier nivel de potencia.

Si se logra reducir las pérdidas de neutrones causadas por fugas o capturas sin fisión, dispondremos con mayor cantidad de neutrones para provocar fisiones. En consecuencia el número de fisiones que ocurran en cualquier generación será mayor que en la generación precedente y k será mayor que 1, ($k > 1$), en este caso la potencia crecerá y el reactor se dice SUPERCRITICO.

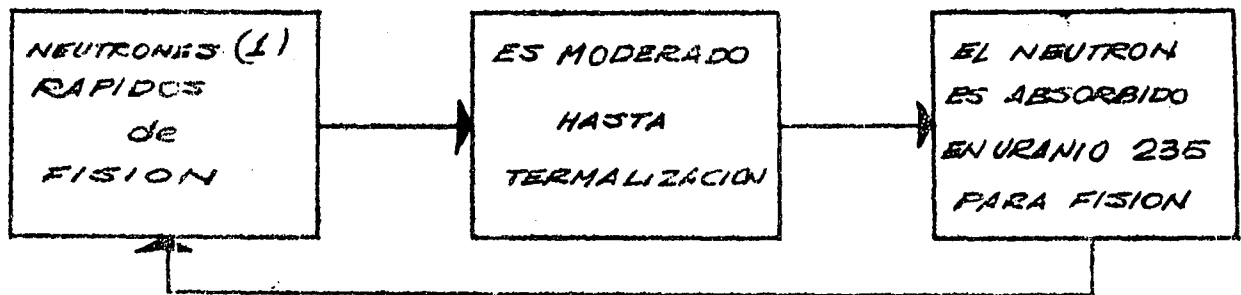
Si por el contrario a esto, las pérdidas aumentan, la generación de fisiones que ocurran en cualquier generación será menor que en la presente y entonces k será menor que 1 ($k < 1$), tendremos así una disminución de la potencia; el reactor se dice que se encuentra en estado SUBCRITICO.

Anteriormente habíamos estimado el valor de k para el caso de uranio natural sin moderador; ahora daremos una aproximación más sistemática para el análisis del factor de multiplicación k o sea discutiremos todos los factores que afecten el balance neutrónico en un reactor en estado estacionario.

CICLO DE NEUTRONES

En un reactor crítico un neutrón de cada fisión causará exactamente otra fisión.

El ciclo esquemático se muestra más abajo :



De los 2.43 neutrones (valor típico) producidos en la fisión sólo uno realiza el ciclo para mantener la reacción en cadena, los otros 1.5 neutrones restantes se pierden por captura o fuga.

Para saber cuándo y cómo se pierden dichos neutrones y porqué se afecta el valor de k , analizaremos el ciclo neutrónico detallado.

Para ello comenzaremos con N neutrones térmicos y continuaremos el ciclo paso a paso.

1. Una fracción f de los neutrones térmicos es absorbida por el combustible. Así $f \cdot N$ neutrones son absorbidos por el combustible.
 f se llama factor de utilización térmico: se define como la relación del número de neutrones absorbidos por el combustible al número total de neutrones absorbidos en el reactor.

$$\therefore f = \frac{\text{Nº neutrones abs. por comb.}}{\text{Nº total de neutrones abs. en react.}}$$

2. No todos los neutrones absorbidos por el combustible causarán fisión ya que algunos se perderán por captura radioactiva.
 Supongamos que la fracción a causa fisión en U^{235} por lo tanto tendremos $a \cdot f \cdot N$ fisiones.

3. Cada fisión producirá ν neutrones rápidos, por lo tanto se producirá $a \cdot \nu \cdot f \cdot N$ neutrones rápidos de los N neutrones térmicos originales.

Definimos a: $a \cdot \nu = \eta$ factor de fisión térmico. Representa el N° de neutrones rápidos producidos por cada neutrón térmico absorbido en el combustible.

Nota: ν representa el N° de neutrones producidos por cada neutrón que causa fisión.

Si reemplazamos queda:

$$a \cdot \nu \cdot f \cdot N = \eta \cdot f \cdot N \quad \text{neutrones rápidos producidos}$$

4. Hasta aquí hemos considerado las fisiones térmicas pero sabemos que los neutrones rápidos (a energías mayores que 1.2 Mev) pueden causar fisiones rápidas en U^{238} antes de que los neutrones sean moderados, por lo tanto tendremos que la población total de neutrones será mayor que $\eta \cdot f \cdot N$ neutrones rápidos. Esta contribución adicional incrementa la población de neutrones rápidos en un factor ϵ . Entonces el N° total de neutrones rápidos producidos (en U^{235} y U^{238}) será $\epsilon \cdot \eta \cdot f \cdot N$.

ϵ se denomina factor de fisiones rápidas.

5. Estos neutrones rápidos son ahora termalizados, pero algunos de ellos escapan del reactor antes de alcanzar las energías de resonancia.

Λ_F es la fracción de neutrones rápidos que alcanzan las energías de resonancia sin escapar del sistema por lo tanto:

$\Lambda_F \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot f \cdot N$ es el número de neutrones moderados a energías de resonancia.

6. Si una fracción P evita la captura resonante tendremos $\Lambda_F \cdot p \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot f \cdot N$ neutrones que serán moderados por debajo de las energías de resonancia y el resto se perderá por captura en las resonancias.

P : probabilidad de escape a la resonancia, mide la cantidad de neutrones que pueden pasar las resonancias sin ser absorbidos.

Despreciando el escape de neutrones tenemos $\epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f \cdot N$ neutrones moderados a energías térmicas y N neutrones térmicos originarios.

$$\therefore k = \frac{\epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f \cdot N}{N} = \epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f$$

7. Volvemos a retomar el ciclo completo.

Muchos de los neutrones escaparán mientras se moderan por debajo de las energías resonantes hasta las energías térmicas.

Suponemos a Λ_R la fracción que será *termalizada*, entonces tendremos

$$\Lambda_R \cdot \Lambda_F \cdot \boxed{\epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f} \cdot N$$

↓
k

$$\Lambda_F \Lambda_R = \Lambda_f$$

donde Λ_f = probabilidad de permanencia durante la moderación (probabilidad de no fuga).

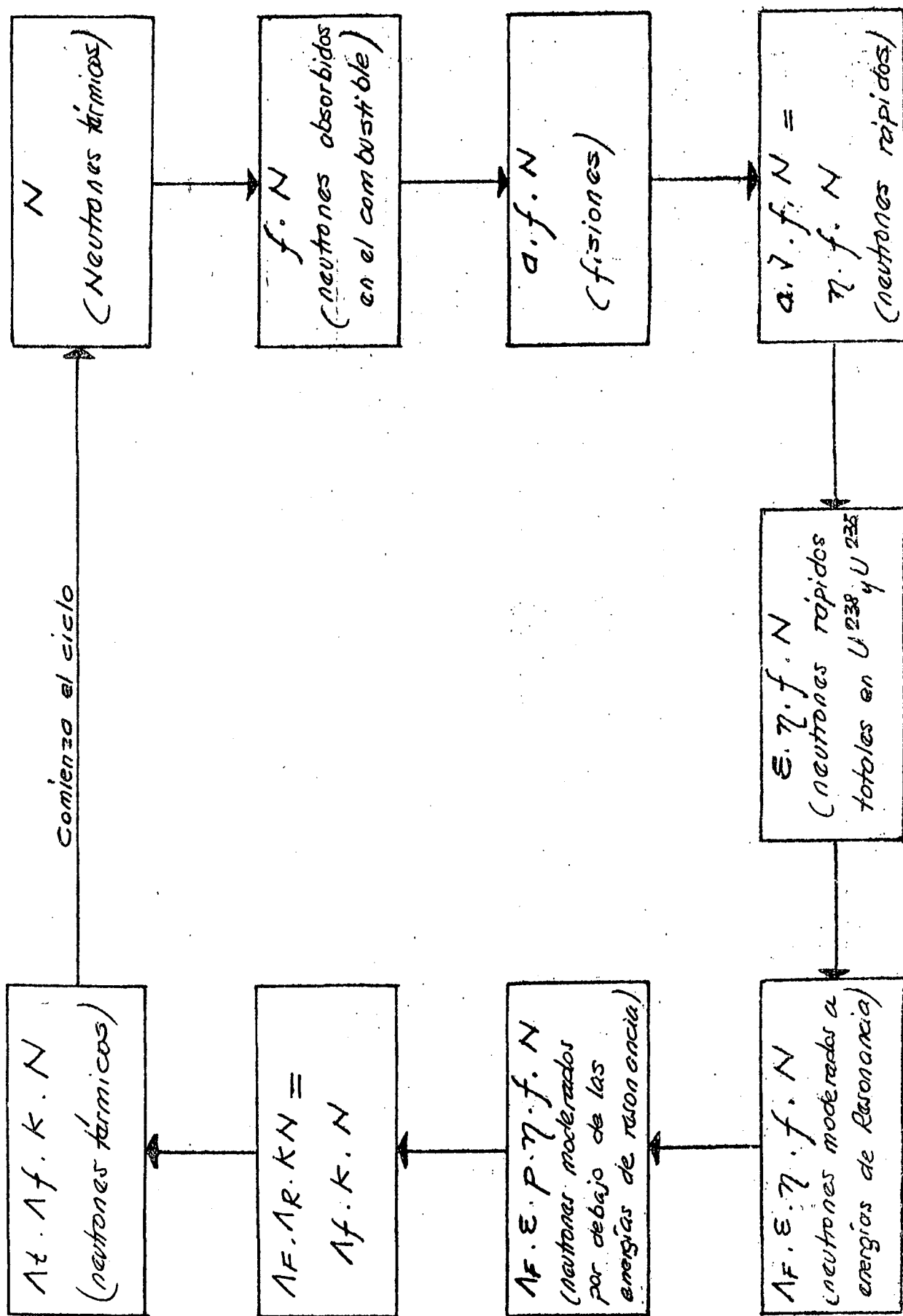
8. También se escaparán neutrones durante el proceso de difusión (mientras esperan ser absorbidos por el combustible) y Λ_t es la probabilidad de permanencia durante la difusión (probabilidad de no fuga). Entonces tendremos:

$\boxed{\Lambda_t \cdot \Lambda_f \cdot k \cdot N}$ neutrones térmicos listos para comenzar el próximo ciclo.

$$\therefore k = \frac{\epsilon p \eta f \Lambda_t \Lambda_f N}{N} = \epsilon p \eta f \Lambda_t \Lambda_f$$

CICLO NEUTRONICO

56



FORMULA DE LOS CUATRO FACTORES

Como hemos visto la condición de criticidad es igual a 1 ($k \Lambda_f \Lambda_t = 1$).

Si ignoramos las pérdidas tenemos el caso de un reactor infinito (ideal) ya que en esa situación no habría escapes de neutrones al exterior.

En la práctica nos acercamos bastante a esta situación para el caso de un reactor grande. Para esta situación tenemos $k_{\infty} = \epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f = 1$ condición de criticidad conocida como fórmula de los cuatro factores.

Para un reactor de tamaño finito la condición de criticidad es $k_{\text{efectivo}} = k_{\infty} \cdot \Lambda_f \cdot \Lambda_t = 1$

donde $\Lambda_f = e^{-B^2 L_s^2}$

B - buckling

L_s - long. de moderación de n's rápidos

$$\Lambda_t = \frac{1}{1 + B^2 L^2}$$

donde

L - longitud de difusión.

O sea,

$$k_{\text{efectivo}} = \frac{k_{\infty} e^{-B^2 L_s^2}}{1 + B^2 L^2} = \frac{\epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f \cdot e^{-B^2 L_s^2}}{1 + B^2 L^2} = 1$$

CAPITULO VIII

SISTEMAS HOMOGENEOS Y HETEROGENEOS

Ya establecimos la necesidad de un moderador en reactores térmicos, pero no hemos discutido la disposición del moderador y combustible. Hay solamente 2 posibilidades:

- Sistema Homogéneo: donde el combustible y moderador se encuentran íntimamente mezclados.
- Sistemas Heterogéneos donde el combustible está dispuesto en forma de barras o celdas regulares dentro del reactor.

FORMULA DE LOS 4 FACTORES

a. Sistemas Homogéneos

En el caso de este sistema, el neutrón de fisión se encuentra en contacto inmediatamente con los átomos del moderador, siendo moderado por scattering elástico antes de ser absorbido por otro núcleo del combustible.

Como consecuencia de este proceso el neutrón no tendrá energía necesaria para causar fisión en U^{238} (fisiones rápidas) por lo que el valor de $\epsilon \approx 1$ (factor de fisión rápida).

El valor de η no varía por cuanto depende de la composición del combustible únicamente. Para el caso de uranio natural $\eta = 1.34$. Suponemos que tenemos un reactor infinito y su estado es crítico:

$$K_{\infty} = \epsilon \cdot \eta \cdot p \cdot f = 1$$

teníamos que:

$$\epsilon = 1$$

$$\eta = 1.34$$

por lo tanto

$$p \cdot f = K_{\infty} / \epsilon \cdot \eta$$

$$p \cdot f = 1 / 1.34 = 0.746$$

Este valor de p.f. nos asegura que se va a mantener la reacción en cadena.

Si queremos variar el valor de p.f., la forma de hacerlo es cambiar la relación de moderador a combustible en una mezcla homogénea.

Como ejemplos de sistemas homogéneos tenemos uranio natural y grafito, uranio natural y D_2O , uranio natural y H_2O , uranio natural y Berilio.

$\frac{N_m}{N_c}$	$p.$	$f.$	$p.f.$	K_{∞}
200	0,579	0,889	0,515	0,683
300	0,643	0,842	0,541	0,718
400	0,682	0,800	0,546	0,725
500	0,693	0,762	0,528	0,701

De la tabla anterior vemos que cuando la relación N_m/N_c aumenta (N° átomos moderador/ N° átomos combustible) aumenta p , debido a que hay mejor thermalización de los neutrones, pero f decrece pues aumentan las absorciones en el moderador.

El valor máximo del producto p.f. obtenido en la tabla es de 0.546, resultando un K_{∞} máximo de 0.725, por lo tanto no se puede mantener la reacción en cadena en una mezcla homogénea de uranio natural y grafito a quien corresponden los valores citados.

Una situación similar se presenta para el caso de uranio

natural - H_2O o Berilio.

Para el caso de uranio natural y D_2O la relación óptima obtenida de N_m/N_c nos arroja un valor del producto p.f. máximo de 0.81 que representa un K_{∞} máximo de 1.07.

Debido a que los valores citados en último término no consideran los factores que hacen disminuir el K_{∞} , como ser las fugas, acumulación de productos de fisión (venenos) y el efecto del quemado del combustible, nos indica que para poder llegar a criticidad en la práctica el tamaño de la mezcla debería ser muy grande.

EFFECTO DEL ENRIQUECIMIENTO DEL COMBUSTIBLE

¿Qué se puede hacer para que dichos sistemas sean posibles de realizar en la práctica? La respuesta es aumentar el valor de η .

En la práctica (teniendo en cuenta los factores mencionados) surge como condición un K_{∞} del orden de 1.2 a 1.1; por lo tanto el valor de η debe ser:

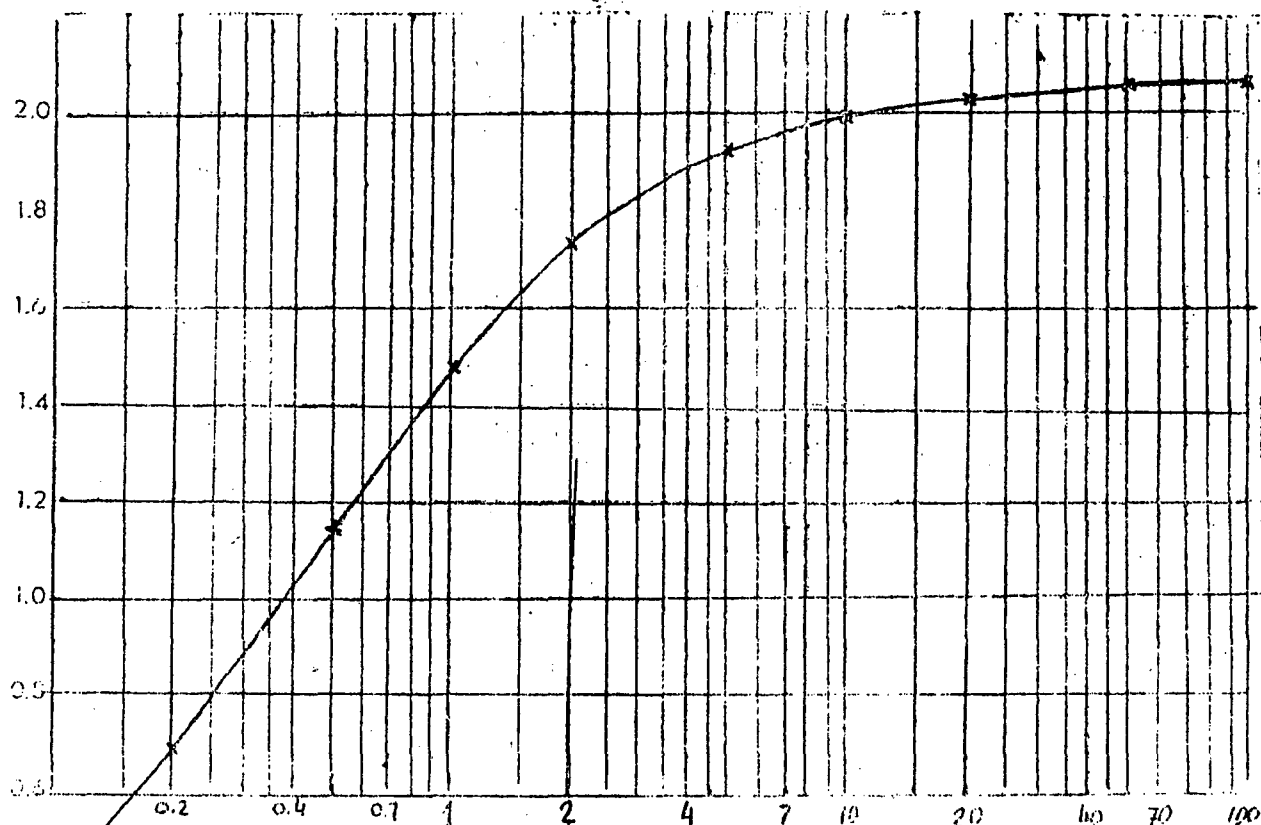
Para el caso del grafito:

$$\eta = K_{\infty} / \epsilon.p.f. = 1.2 / 1.0546 = 2.18$$

Para el caso de D_2O :

$$\eta = K_{\infty} / \epsilon.p.f. = 1.2 / 1.081 = 1.48$$

El proceso de enriquecimiento implica aumentar la concentración de átomos de U^{235} en el combustible:



0 sea un sistema real homogéneo de uranio natural- D_2O , debe tener una concentración de U^{235} de alrededor de 1.2% para dar un $\eta \approx 1.5$.

Del gráfico se desprende que el valor de $\eta_c = 2.18$ no se puede alcanzar para el sistema con grafito, pero como al enriquecer disminuimos la cantidad de U^{238} , nos da un aumento de " ρ " lo que implica un valor de enriquecimiento del AO .

Como conclusión podemos decir que prácticamente no es posible conseguir sistemas homogéneos factibles de uso con uranio natural, ni aún en el caso de uranio natural y D_2O cuyo valor de K_{∞} obtenido se ve afectado por los escape de neutrones, venenos, quemado, etc. Entónces para que dichos sistemas homogéneos sean posibles de construir en la práctica se debe enriquecer el combustible.

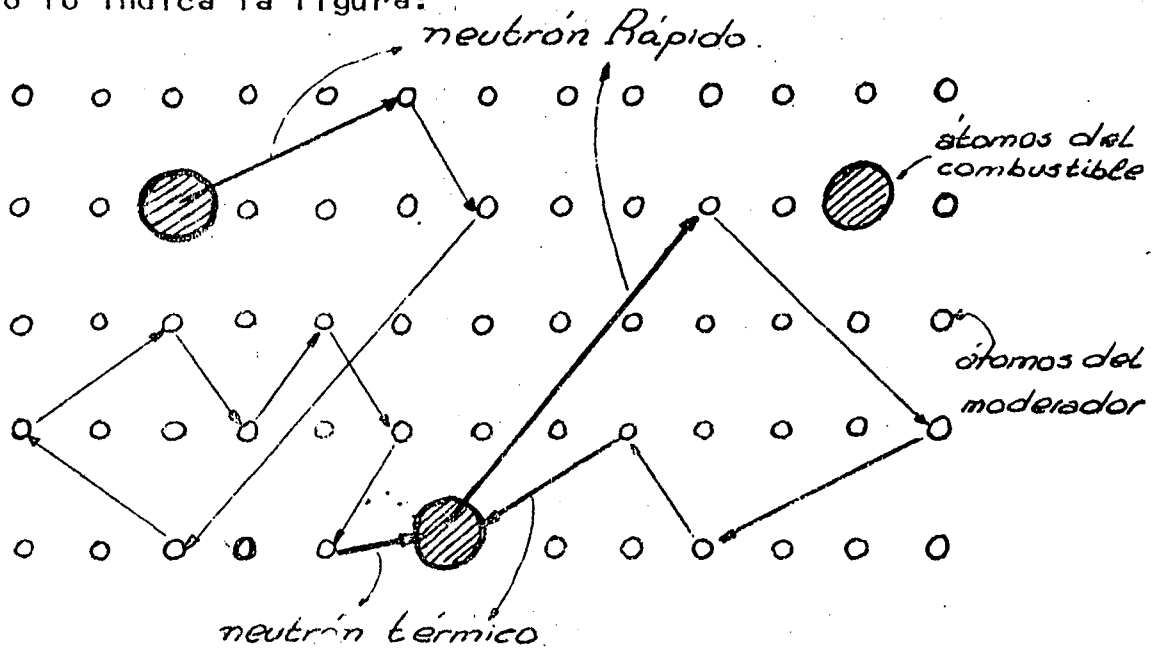
SISTEMAS HETEROGENEOS

Reactores homogéneos se han construídos en la práctica, pero su desarrollo se ha visto paralizado por razones de índole nuclear, algunas de las cuales son:

1. Transporte de calor del núcleo.
2. Contaminación de los productos de fisión.
3. Alta corrosión en las soluciones de uranio.
4. Problemas de criticidad fuera del núcleo.
5. Dinámica del reactor.
6. Circulación del combustible fuera del reactor.

Reactores experimentales homogéneos: HRE-I (USA) utiliza sulfato de uranio enriquecido diluido en D_2O , opera a 1.6 Mwt y produce electricidad desde 1953 HRE-II opera a 5 MW

En un sistema heterogéneo el combustible está dispuesto como lo indica la figura:



cada barra se encuentra rodeada de material moderador, donde la fisión ocurre dentro del combustible y los neutrones son parcialmente moderados por scattering inelástico hasta que escapan del combustible y comienza el principal proceso de moderación por scattering elástico con los núcleos del moderador hasta que el neutrón entra nuevamente en un combustible.

La separación que existe entre 2 combustibles determinará cuantas colisiones de scattering elástico ocurrirán.

VENTAJAS NUCLEARES DE UN SISTEMA HETEROGENEO

El valor de ϵ aumenta levemente debido a que los neutrones al ser emitidos dentro de la barra combustible pueden causar fisión rápida con U^{238} antes de escapar de la barra.

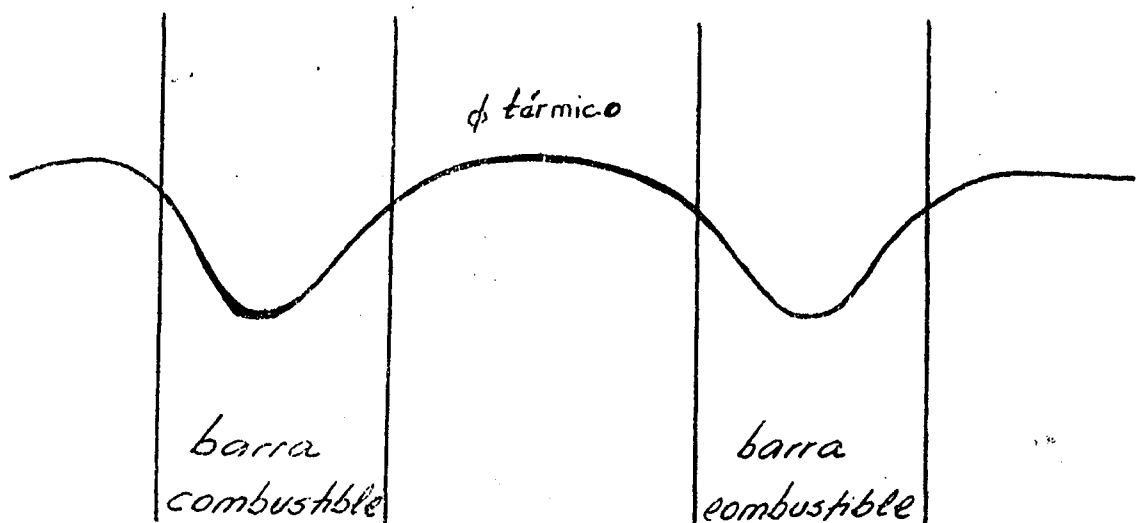
Dicho valor de ϵ es de 1.02 a 1.03.

La probabilidad de escape a la resonancia "p" aumenta notablemente al pasar de un sistema homogéneo a uno heterogéneo debido a 2 efectos:

1. Paso de la Red: Si éste es grande la mayoría de los neutrones son moderados por debajo de las energías de resonancia antes de entrar a un elemento combustible.
2. Autoblindaje del combustible: La resonancia más importante para el caso del U^{238} a energías de 6.7 ev tiene un pico de absorción de 8.000 barn, de este modo las absorciones a esta energía ocurren en la superficie de las barras combustibles y por lo tanto los átomos interiores no "verán" neutrones de 6.7 ev, reduciéndose en consecuencia el número de átomos disponibles de U^{238} para captura resonante.

Como resultado de estos dos puntos podemos obtener valores de $p = 0.9$.

El valor de f disminuye por el mismo efecto de autoblindaje del combustible para la absorción de neutrones térmicos, por lo tanto dicho valor de f será menor en un sistema heterogéneo que en uno homogéneo.



Analizando f con más detalle podemos definir el factor de desventaja térmica:

$$f = \frac{\phi_c \cdot N_c \cdot \bar{V}_{ac}}{\phi_c \cdot N_c \cdot \bar{V}_{ac} + \phi_m \cdot N_m \cdot \bar{V}_{am}}$$

Para el caso de un sistema homogéneo tenemos: que como el combustible y moderador se encuentran en mezcla íntima,

$$\phi_c = \phi_m$$

en la expresión de f , dividimos por N_c , tenemos:

$$f_H = \frac{\bar{V}_{ac}}{\bar{V}_{ac} + N_m/N_c \cdot \bar{V}_{am}}$$

Para el caso de un sistema heterogéneo el ϕ comb. es distinto al ϕ moderador:

$$\phi_c \neq \phi_m$$

en la expresión de f dividimos por $\phi_c \cdot N_c$:

$$f_{HER.} = \frac{\bar{V}_{ac}}{\bar{V}_{ac} + \frac{\phi_m}{\phi_c} \cdot \frac{N_m}{N_c} \cdot \bar{V}_{am}}$$

donde la expresión ϕ_m/ϕ_c es el factor de desventaja térmica.

Como el ϕ_c es menor que ϕ_m debido a las absorciones por lo tanto el valor del factor de desventaja térmica es mayor que 1 y como consecuencia:

$$f_{HOMOGÉNEO} > f_{HETEROGÉNEO}$$

En general pasando de un sistema homogéneo a uno heterogéneo el valor de "p" aumenta mucho más de lo que disminuye f.

El valor de η depende del combustible únicamente. El efecto global de estos cambios es aumentar el valor del K sin necesidad del enriquecimiento. Para el caso de uranio natural y D₂O tenemos valores típicos:

$$\begin{array}{lll} \epsilon = 1.025 & p = 0.9 & K_{\infty} = 1.164 \\ \eta = 1.328 & f = 0.95 & \end{array}$$

EFFECTO DEL QUEMADO DEL COMBUSTIBLE

Cuando el reactor está operando a potencia se consumen continuamente átomos fisibles a una velocidad proporcional al nivel de potencia.

Debido a este quemado de átomos fisibles disminuye el producto " η .f." y por lo tanto el K_{∞} es menor.

Como consecuencia para continuar produciendo potencia es necesario cambiar combustibles nuevos por los quemados.

CAPITULO IX

FUGAS DE NEUTRONES, TAMAÑO CRITICO, REFLECTOR

Hasta ahora hemos discutido las distintas formas de aumentar K_{∞} a través de analizar ϵ, η, p, f . Los neutrones también se pierden cuando escapan o fugan del reactor como hemos mencionado y ahora lo analizaremos con más detalle.

Los escapes de neutrones se pueden reducir a través de:

1. Aumentar el tamaño del núcleo.
2. Utilizando un reflector.

Veamos que sucede al aumentar el tamaño de un reactor.

1. CASO ESFERA

Sabemos que el volumen de la esfera es $V = \frac{4}{3}\pi r^3$

y que la superficie de la esfera es $S = 4\pi r^2$

Veamos que sucede con la relación S/V para distintos valores de radio:

R	V	S	S/V
0.62	1	4.8	4.8
1.34	10	22.6	2.3
2.88	100	104	1
6.2	1000	485	0.5
10.6	5000	1410	0.3

La relación S/V disminuye cuando el radio aumenta y por lo tanto el porcentaje de los escapes de neutrones también disminuirá.

2. CASO CILINDRO

Sabemos que el volumen del cilindro es $V = \pi r^2 h$

y que la superficie del cilindro es $S = 2\pi r^2 + 2\pi r h$

Veamos que sucede con la relación S/V para distintos valores de radio manteniendo constante a la altura $h=10$.

R	V	S	S/V
0.18	1	11.5	11.5
0.57	10	37.8	3.8
1.8	100	133	1.3
5.7	1000	558	0.6
12.6	5000	1790	0.4

Nuevamente vemos que la relación S/V disminuye cuando el cilindro aumenta en tamaño (radio) mostrando que los escapes de neutrones disminuyen.

Un cálculo similar para un reactor cúbico nos mostrará el mismo tipo de resultado que los anteriores. También se observa que para un volumen dado la relación S/V es siempre menor para la esfera que para el cilindro.

También se cumple que el cubo tiene la relación S/V más grande para un volumen dado (suponiendo que se usan valores óptimos para el cilindro). Podemos concluir que los escapes de neutrones se pueden reducir aumentando las dimensiones del reactor.

TAMAÑO CRÍTICO

Cuando el tamaño del reactor es tal que la reacción en cadena se mantiene se lo llama tamaño crítico. De las tres geometrías consideradas el reactor esférico tendrá el tamaño crítico más pequeño y el reactor cúbico el tamaño crítico más grande. Las geometrías esféricas son muy difíciles de construir y por lo tanto la mayoría de los reactores se construyen en forma de cilindro.

El tamaño de un reactor tendrá que ser mayor que el tamaño crítico mínimo para permitir el quemado del combustible y la acumulación de productos de fisión los cuales absorben neutrones.

Observemos la fórmula del K_{ef} .

$$K_{ef} = 1 = \epsilon \cdot \eta \cdot f \cdot p \cdot \Delta t \cdot \Delta f = k_{\infty} \cdot \Delta t \cdot \Delta f = 1 \quad (1)$$

Nosotros sabemos que:

$$\Delta f = e^{-B^2 L_S^2}$$

$$\Delta t = \frac{1}{1 + B^2 L^2}$$

de donde reemplazando estos dos valores en la ecuación de criticidad (1) tendremos:

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty} \cdot e^{-B^2 L_S^2}}{1 + B^2 L^2} = 1 \quad (\text{criticidad})$$

B = Buckling

L_S = longitud de moderación de neutrones rápidos

L = longitud de difusión

Δf y Δt dependen del tamaño y forma del reactor. Para el caso de un reactor cilíndrico de radio (R) y altura (h) tenemos:

$$B^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{h} \right)^2$$

Entonces para un reactor de tamaño ∞ ; $B^2 = 0$ la probabilidad de permanencia será $\Delta f \cdot \Delta t = 1$ y la condición de criticidad será $k_{\infty} = 1$. Para un reactor de tamaño finito la condición de criticidad será:

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty} \cdot e^{-B^2 L^2}}{1 + B^2 L^2} = 1$$

La producción de neutrones tiene lugar en todo el volumen del sistema pero el escape sólo se produce en la superficie. Resulta claro que la configuración geométrica cuya relación de superficie a volumen sea mínima (para una composición determinada) tendrá la masa crítica más pequeña.

Suponemos:

$$1. \rightarrow B^2 L^2 \ll 1.$$

(reactor de grandes dimensiones)

Entonces:

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots + \frac{x^n}{n!} + \dots$$

desarrolle de exponencial en series de potencias. Luego tomamos $e^x \cong 1 + x$ y despreciando los demás términos tenemos:

$$e^x \cong 1 + x \quad \text{pero teníamos} \quad e^{-B^2 L^2} \quad \text{luego}$$

$$e^{-x} = \frac{1}{e^x} \cong \frac{1}{1+x} \quad \text{tomando a} \quad x = B^2 L^2$$

tendremos:

$$e^{-B^2 L^2} = \frac{1}{1 + B^2 L^2}$$

por lo tanto teníamos

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty} \cdot e^{-B^2 L^2}}{1 + B^2 L^2} = 1$$

y reemplazando valores tendremos:

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty} \cdot 1}{(1+B^2L^2) \cdot (1+B^2LS^2)} = 1 \quad (1)$$

$$2.-) B^2L^2 \ll 1$$

de (1) tenemos

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty}}{1+B^2LS^2+B^2L^2+B^4L^2LS^2}$$

despreciando $B^4L^2LS^2$ por ser $\ll 1$

tendremos:

$$K_{ef} = \frac{k_{\infty}}{1+B^2(L^2+LS^2)} = \frac{k_{\infty}}{1+B^2M^2}$$

M^2 = longitud de migración que tiene en cuenta a la difusión y a la moderación.

Para esta suposición tenemos que el producto de ambas probabilidades de permanencia va a ser:

$$\Delta f \cdot \Delta t = \frac{1}{1+B^2M^2}$$

Si colocamos $1 - \Delta f \cdot \Delta t$ obtendremos la fracción que escapa:

$$1 - \Delta f \cdot \Delta t = \frac{B^2M^2}{1+B^2M^2}$$

En la medida que B^2 disminuye, lo hace también el escape.

Esta es la descripción matemática del argumento utilizado en la esfera y cilindro anteriormente. Un reactor grande tendrá entonces un valor pequeño de B^2 y el escape será menor.

$$\text{De: } K_{ef} = \frac{K_{\infty}}{1 + B^2 M^2}$$

obtenemos que

$$K_{\infty} = K_{ef} (1 + B^2 M^2)$$

$$K_{\infty} = K_{ef} + K_{ef} \cdot B^2 M^2 \text{ de donde}$$

$$K_{ef} = K_{\infty} - K_{ef} \cdot B^2 M^2 \quad (1)$$

Considerando a la ec. (1) para un reactor cerca del estado crítico ($K_{ef} = 1$) tendremos:

$$K_{ef} = K_{\infty} - B^2 M^2$$

como conclusión podemos decir que el K_{∞} debe ser mucho mayor que 1 para obtener un $K_{ef}=1$ porque hay que restarles el escape.

Volvemos al tamaño crítico del reactor: Para un dado diseño de reactor, el valor de M^2 y K_{∞} son fijos; de donde si el reactor será subcrítico, crítico o supercrítico dependerá de $B^2 M^2$ (tamaño del reactor).

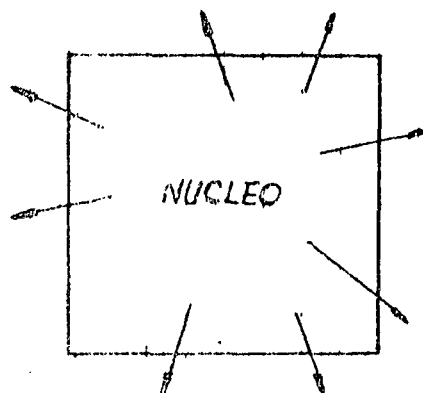
Cuando el tamaño del reactor aumenta el valor de B^2 disminuye hasta un punto en donde $B^2 M^2$ sea suficientemente pequeño como para que el reactor alcance la criticidad. Esto es conocido como el tamaño crítico, como ya se dijo anteriormente.

El tamaño crítico se refiere al tamaño crítico mínimo con combustible nuevo. Un reactor que alcanza exactamente el tamaño crítico no podrá permanecer en esa situación por mucho tiempo debido a la acumulación de venenos y al quemado del material físil, por eso los reactores son construídos siempre con un tamaño bastante mayor que el tamaño crítico mínimo.

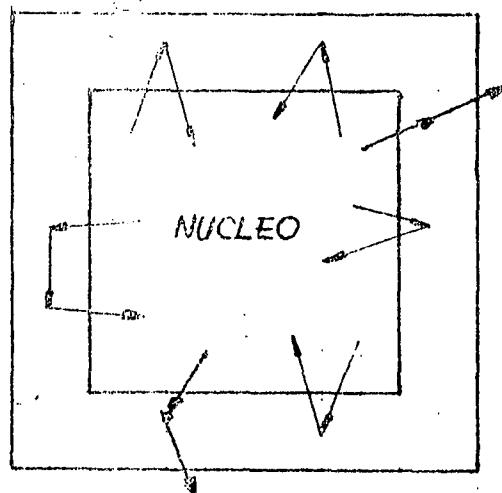
REFECTOR: SU USO Y PROPIEDADES

Un reflector es una sustancia que se coloca alrededor del núcleo del reactor para lograr que los neutrones vuelvan al mismo.

SIN REFLECTOR



CON REFLECTOR



Los neutrones reflejados son utilizados para causar fisión y con el uso del reflector resultan los siguientes beneficios.

1. El tamaño crítico es menor con el reflector.
2. Si el tamaño del núcleo es crítico y se agrega el reflector tenemos más neutrones disponibles en el núcleo; lo cual significa que la reacción en cadena se puede mantener utili-

zando combustible con mayor acumulación de venenos y con más quemado en núcleos de U^{235} .

Podemos resumir los dos puntos anteriores diciendo que con el agregado del reflector aumenta el k efectivo.

3. Un beneficio adicional del reflector es que produce un aplanamiento en la distribución de ϕ neutrónico y por lo tanto una mejor utilización del combustible como veremos más adelante.

¿Qué propiedades debe tener una sustancia si se la quiere utilizar como reflector?

El reflector ideal debería ser el mismo que el moderador ideal. Los núcleos livianos son los más efectivos en reflejar los neutrones hacia el núcleo. Los mejores reflectores son D_2O -grafito H_2O . Desde el punto de vista del diseño de un reactor lo fundamental es la relación moderador-combustible para lograr un $K_{ef} > 1$ o $K_{ef} = 1$ independiente del uso o aporte del reflector. Por lo tanto no existe tanta exigencia con respecto a un reflector en cuanto a la absorción de neutrones pero sí la hay con respecto al moderador.

En un reactor N.P.D. (canadiense) se utilizan como moderador D_2O y como reflector H_2O obteniendo:

1. Ahorro de combustible.
2. Ahorro de agua pesada.

En general muchos reactores, incluyendo el caso de CNA, el reflector es una extensión del moderador.

CAPITULO X

DISTRIBUCION DE FLUJO NEUTRONICO Y SUS EFECTOS SOBRE LA
POTENCIA DE SALIDA

Para que la potencia generada en las reacciones de fisión se mantenga a un nivel constante se debe mantener la misma velocidad de fisiones en función del tiempo; esto significa que el número de neutrones térmicos que causan fisión en una generación debe ser el mismo que aquellos que causarán fisiones en la próxima y así siguiendo, por lo tanto el número total de neutrones en el reactor debe permanecer constante.

En rigor el producto $\sum f \phi = \text{fisiones/seg.}$ debe permanecer constante, pero suponemos que $\sum f$ varía muy poco.

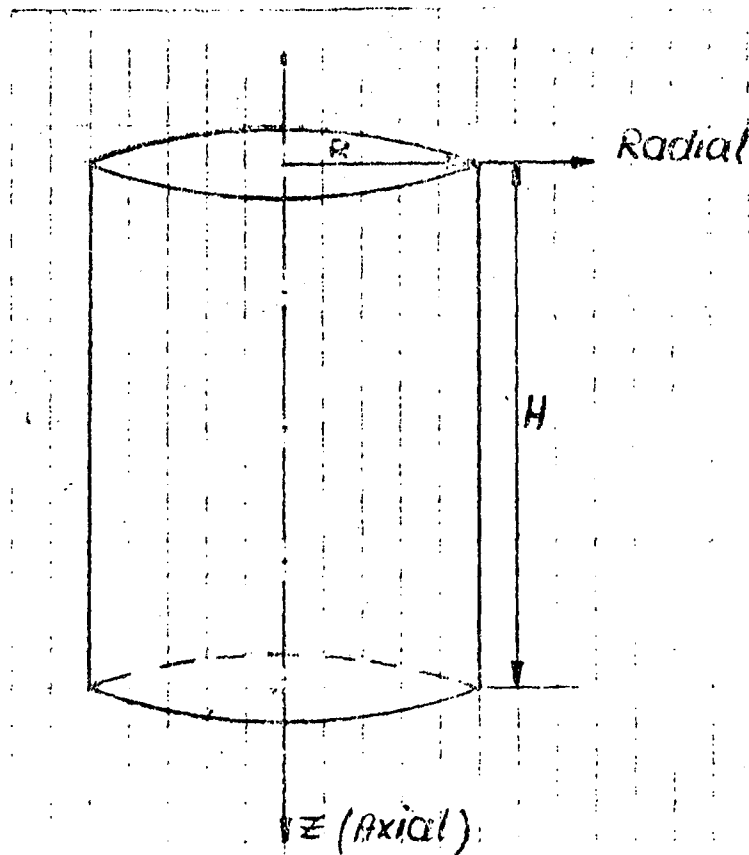
En este capítulo discutiremos la distribución de la población de neutrones.

DISTRIBUCION DE FLUJO NEUTRONICO EN EL REACTOR

El flujo de neutrones térmicos es la cantidad que determina la velocidad de fisiones por cm^3 $\phi \sum f$ y por lo tanto la potencia generada en el combustible.

Ya que el flujo es diferente en cada punto del reactor su distribución o forma es muy importante, ya que determinará la distribución de potencia generada en el núcleo. En general el flujo de neutrones térmicos tiene un valor máximo en el centro del reactor y cae a cero en los contornos del mismo ya que no se producen neutrones térmicos en esa parte.

La distribución de flujo depende mucho de la forma del reactor y como la mayoría de los reactores son cilíndricos discutiremos esta forma.



Consideraremos la distribución de flujo en dos direcciones: Axial y radial desde el centro del reactor.

La forma del flujo a lo largo de los ejes está dado por las siguientes expresiones:

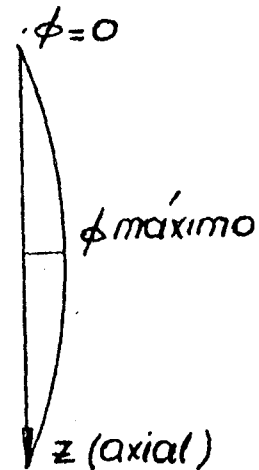
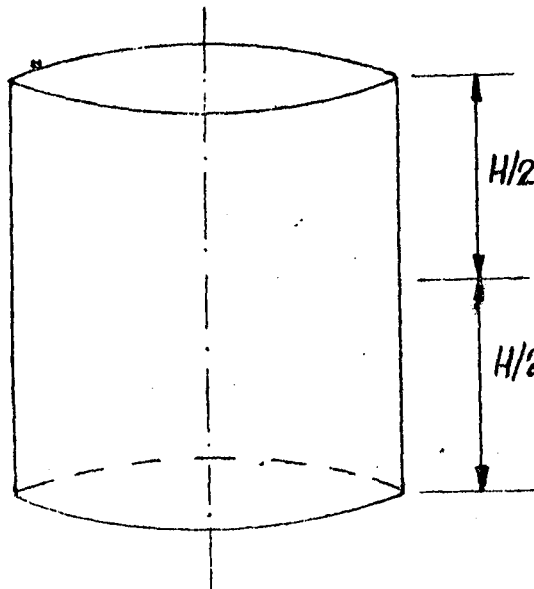
$$\text{Axial} \quad \phi_z = \phi_{\text{máx}} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot z}{H}\right)$$

en el centro del reactor $z=0$ por lo tanto tendremos $\cos 0=1$ luego

$$\phi_z = \phi_{\text{máx}}$$

en el contorno del núcleo tenemos $z = H/2$ y $z = -H/2$ por lo tanto tendremos $\cos \pi/2 = 0$ luego:

$$\phi_{z=0}$$



la distribución del flujo a lo largo del radio tiene una forma similar, no es exactamente una distribución coseno pero es bastante correcto expresarlo como:

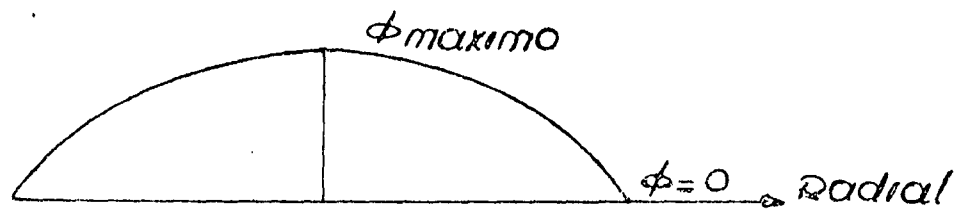
$$\phi_r = \phi_{máx} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot r}{2R}\right)$$

en el centro del reactor $r=0$ por lo tanto tendremos $\cos 0=1$ luego:

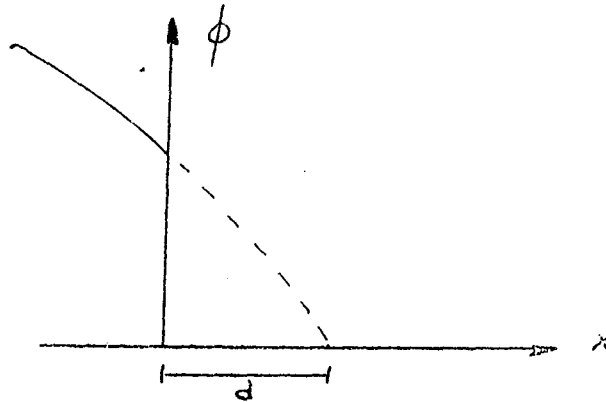
$$\phi_r = \phi_{máx}$$

para el contorno tenemos que $r=R$ por lo tanto tenemos luego:

$$\phi_r = 0$$



Una de las condiciones físicas es que el ϕ no cae a cero abruptamente en los contornos geométricos pero lo hace a una cierta distancia d



EXPRESION DEL FLUJO EN FUNCION DE Z Y R

Combinando ambas distribuciones encontramos el flujo, en función de $(Z;R)$ en cualquier punto del reactor.

$$\Phi_{ZR} = \Phi_{\max} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot Z}{H}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot r}{2R}\right)$$

Ejemplo: calcular el Φ_{ZR} donde $Z = (1/4)H$ y $r = (1/3)R$

$$\Phi_{ZR} = \Phi_{\max} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot Z}{H}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot r}{2R}\right)$$

$$\Phi_{ZR} = \Phi_{\max} \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot H}{4}\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi \cdot R}{6R}\right)$$

$$\Phi_{ZR} = \Phi_{\max} \cdot 0,707 \cdot 0,866 = \Phi_{\max} \cdot 0,612$$

Conclusión:

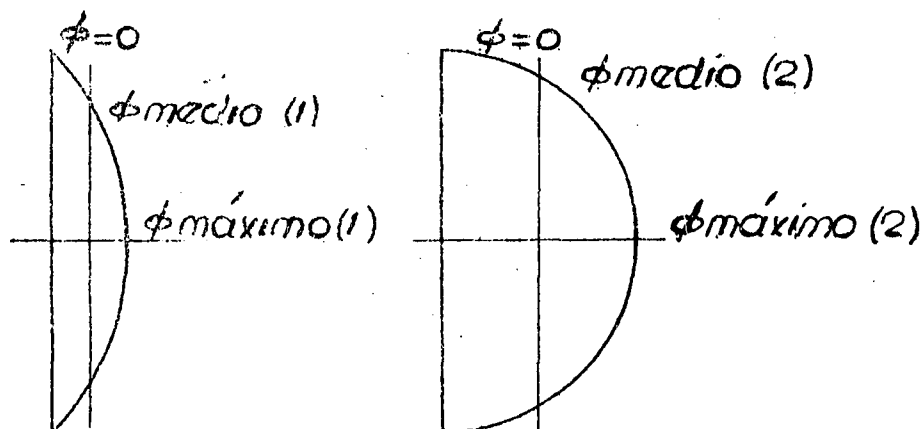
En el punto elegido el flujo será el 64,2% del ϕ_{max} .
o flujo del centro.

IMPLICACION DE LA DISTRIBUCION NO UNIFORME DEL FLUJO

1. Como el flujo tiene un valor máx. en el centro y cae a cero en los contornos, la máxima potencia generada por el combustible se producirá en el centro del reactor y muy poca potencia generará el combustible en las regiones exteriores.
2. La potencia total que se producirá en el reactor dependerá del flujo térmico promedio. Debido al tipo de distribución de flujo en el reactor cilíndrico, el flujo medio es sólo el 27,5% del flujo máximo.

$$\frac{\bar{\phi}}{\phi_{\text{máx}}} = 27,5\%$$

3. La única manera de aumentar la potencia total que se genera en el reactor es aumentando el flujo medio. Si mantenemos la misma distribución de flujo la única manera de aumentar el flujo medio es a través del aumento del flujo máximo.



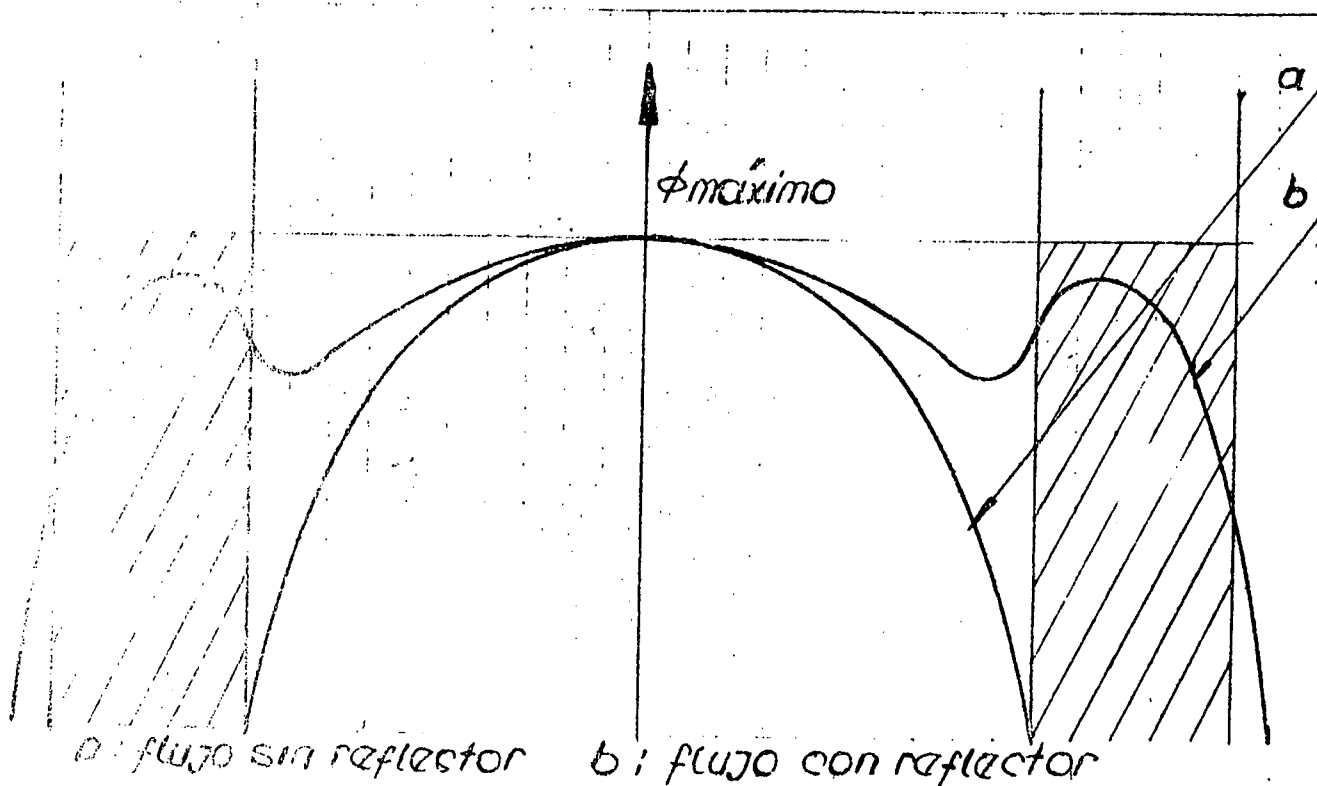
$$\phi_{\text{máximo } 2} > \phi_{\text{máximo } 1}$$

Sin embargo; esta situación aumentaría el calor generado en el combustible en el centro del reactor y podría no ser aceptable debido a limitaciones del combustible y a la capacidad de extracción del calor del sistema.

Conclusiones:

La potencia total está limitada debido a la baja relación entre flujo medio y flujo máximo. Hay maneras de aumentar el flujo medio sin tener que aumentar el flujo máximo, y así podríamos generar más potencia con el mismo tamaño del núcleo. Por lo tanto hay un gran interés en aplanar la distribución de flujo y existen diferentes caminos para realizarlo.

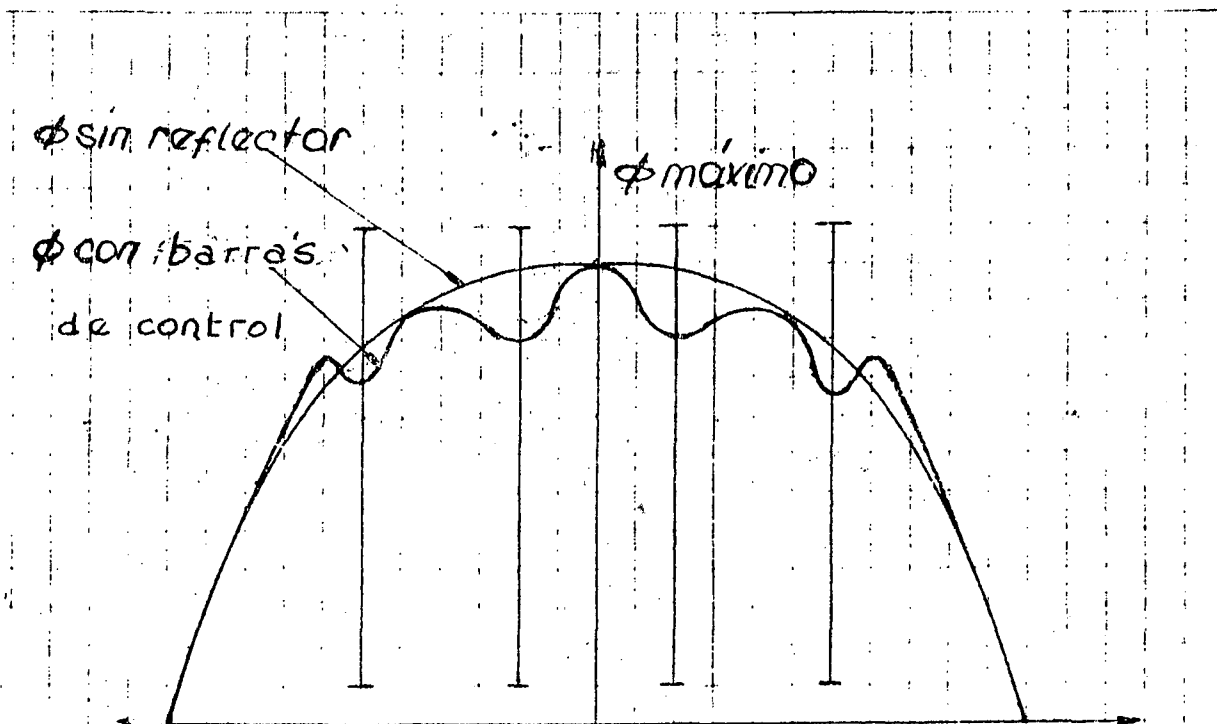
1 CASO: EFECTO DEL REFLECTOR



- a) Se consigue un aplanamiento del flujo térmico en el núcleo, o sea se aumenta la relación de flujo medio/flujo máximo, como se observa en la figura la joroba en la distribución de flujo es debida al escape de los neutrones rápidos en el reflector donde son termalizados. Como el reflector no contiene combustible para absorber los neutrones térmicos se comporta (es equivalente) como una fuente de neutrones térmicos.
- b) Debido al aumento de flujo en los contornos del núcleo tenemos una mejor utilización del combustible en las regiones exteriores y contribuirán mucho más a la potencia total generada. Su utilización es general por los beneficios analizados.

2 CASO: APLANAMIENTO DEL FLUJO CON ABSORBEDORES

Se insertan barras de control en la región central del núcleo y de esta forma se deprimen el flujo térmico y como resultado se aplanana la distribución de flujo.



Las barras de control quitan parte del exceso de reactividad que tiene el núcleo y perjudica el k efectivo.

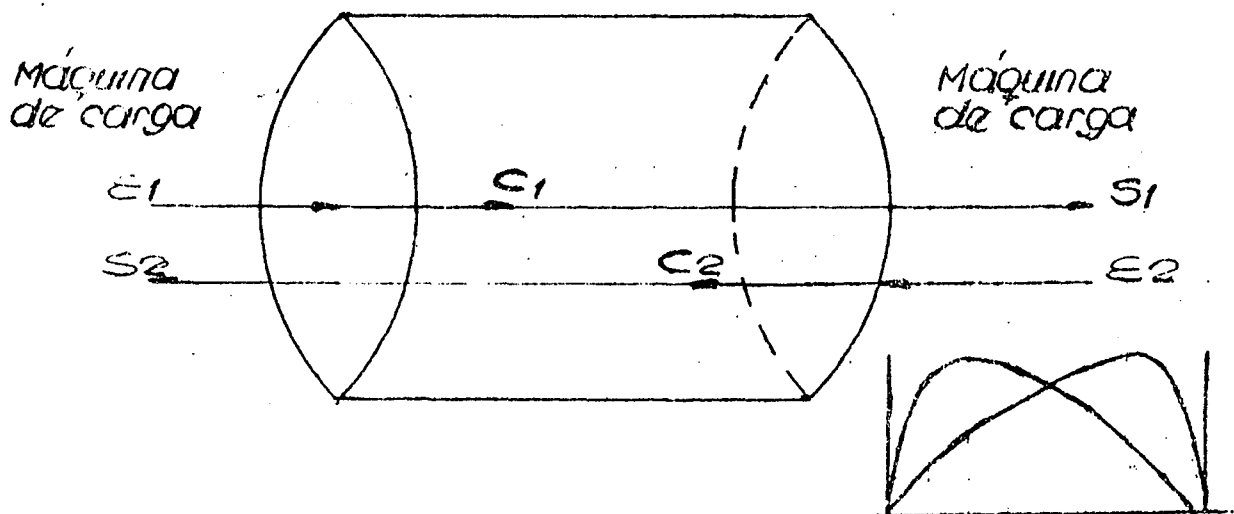
En CNA se utilizan 2 bancos de barras, llamados R1 (2, 12, 22) y G (8, 18, 28) con 3 barras por banco. En el caso de CNE tenemos 21 barras ajustadoras de Cobalto y aquí la pérdida por quemado es compensada por la producción de Co^{60} , las barras se las reemplazan periódicamente para procesar el Co.

3 CASO: APLANAMIENTO DEL FLUJO DEBIDO AL RECAMBIO POR ZONAS

Recambio por zonas significa que los combustibles en los canales centrales son dejados por más tiempo que los exteriores para que alcancen altos quemados; de esta manera los combustibles centrales generaran en forma relativa menos neutrones que los combustibles exteriores.

4 CASO: EFECTO DEL RECAMBIO BIDIRECCIONAL

Es una cuestión muy específica del reactor Candu.



BENEFICIOS ECONOMICOS DEL APLANAMIENTO DEL FLUJO

Reactor	Reflector	Barra Absorb.	Quemado zonas	BID	$\phi/\phi_{\text{máx.}}$
CNA	sí	sí	sí	no	53%
NPD	sí	no	no	sí	42%
DP	sí	no	sí	sí	50%
Pick	sí	sí	no	sí	57%
Bruce	sí	no	sí	sí	59%

La expresión potencia =
$$\frac{\bar{\Phi} \cdot M}{3 \times 10^{12}}$$

relaciona la potencia expresada en (MW térmicos) con la masa total de uranio natural expresada en (Mg) y el flujo térmico promedio expresado en (neutrones $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$). Se aprecia la fórmula que aumentando el flujo medio sin aumentar flujo máximo tiene enormes beneficios económicos. CNA: Sin ningún aplanamiento $\phi_{\text{medio}}/\phi_{\text{máx.}} = 27\%$ o sea con casi la misma inversión produciríamos la mitad de la capacidad instalada.

$$\phi_{\text{medio}} \left\{ \begin{array}{l} 0.304 \phi_{\text{máx.}} \text{ (esfera)} \\ 0.275 \phi_{\text{máx.}} \text{ (cilindro)} \\ 0.256 \phi_{\text{máx.}} \text{ (cubo)} \end{array} \right.$$

CAPITULO XI

REACTIVIDAD Y SUS EFECTOS SOBRE LA POTENCIA DEL REACTOR

En las lecciones anteriores hemos restringido la discusión a un reactor operando a un nivel de potencia constante.

Hacíamos un balance exacto entre los neutrones perdidos por absorción y fugas y los producidos por la fisión, como resultado la población de neutrones permanecía constante y también lo era el flujo (ϕ) y la densidad de neutrones.

Ahora estudiaremos lo que sucede cuando cambiamos la potencia del reactor.

CRITICIDAD Y MULTIPLICACION DE NEUTRONES

Si el número de fisiones en cada generación sucesiva permanece constante, el reactor estará crítico.

Supongamos ahora que las pérdidas decrecen, por ejemplo extrayendo barras de control del núcleo, en este caso tendremos más neutrones disponibles por fisión y el número de fisiones que ocurren en una generación será mayor que en la generación previa y tendremos por consiguiente una multiplicación neta de neutrones.

Veamos un caso extremo de tal multiplicación neutrónica (es un caso extremo en el sentido que no encontramos una velocidad tan alta de multiplicación en la práctica, en el caso de reactores) que nos servirá para aclarar conceptos, en el ejemplo las pérdidas se han reducido de tal manera que el número de neutrones se duplica en cada generación. (Fig. 1)

En el ejemplo se observa que 1 neutrón se ha multiplicado a 8 neutrones después de tres generaciones o sea 2^3 , en este caso el factor de multiplicación K es igual a 2 ya que:

$$K = \frac{\text{Nº de neutrones que fisioan en una generación}}{\text{Nº de neutrones que fisioan en la generación anterior}}$$

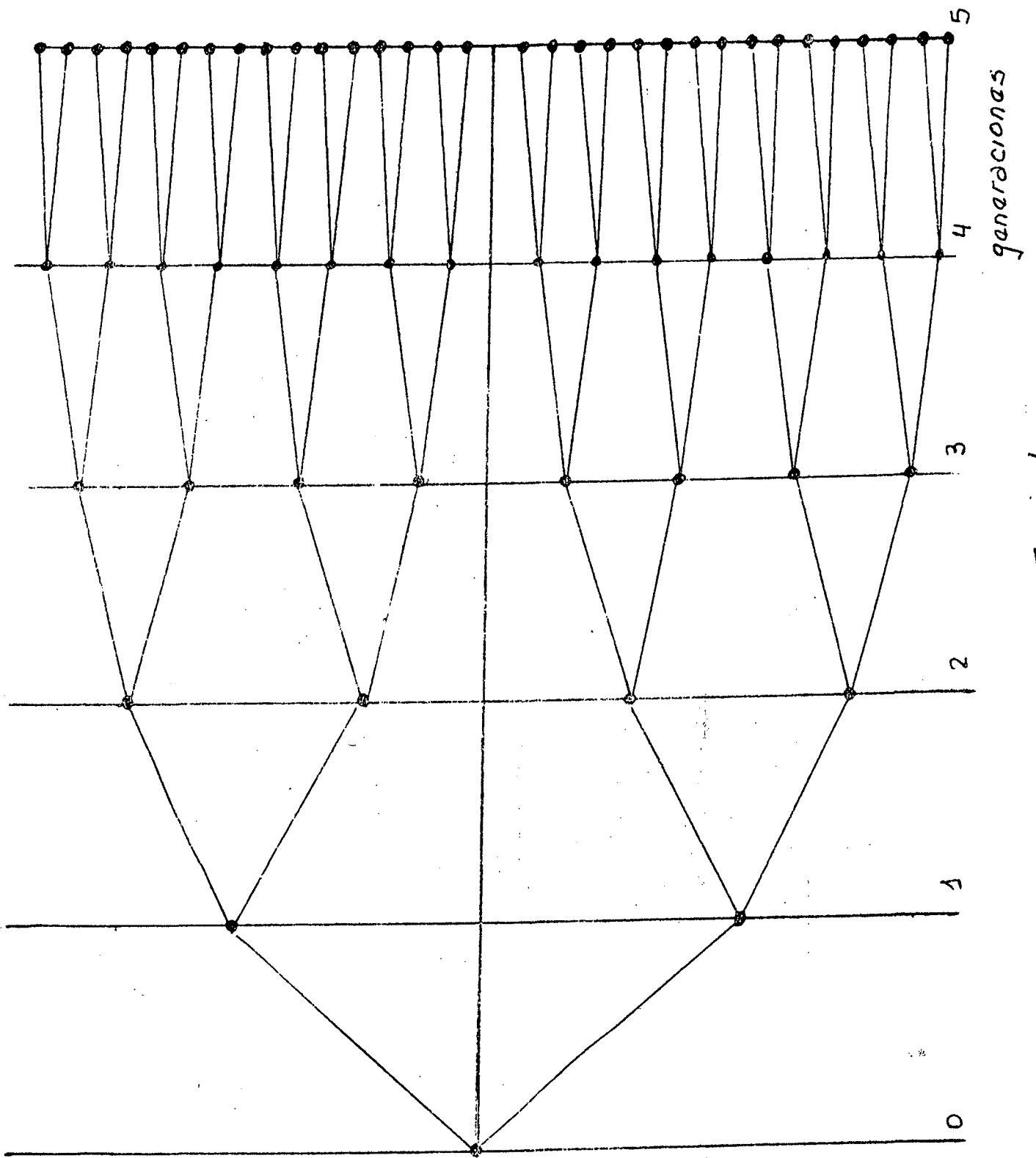


Figura 1

Definido K podemos decir que si $K = 1$ la reacción en cadena se mantiene de modo que la población de neutrones permanece constante, no hay que olvidarse que el reactor puede estar crítico a cualquier nivel de potencia.

REACTIVIDAD

Un reactor está crítico cuando el K efectivo (K_{ef}) es igual a 1, el factor que determina cuan subcrítico o supercrítico es el reactor, es la cantidad

$$\rho = \frac{K_{ef} - 1}{K_{ef}} \quad \text{se llama reactividad}$$

En la práctica K_{ef} es siempre muy cercano a 1 y entonces,

$$\rho \approx \Delta K_{ef} = K_{ef} - 1$$

Unidades

Los cambios que se realizan en un reactor en operación para el control del mismo son siempre muy pequeños y se expresan en %, ‰, mk (milik), pcm (por cien mil).

Consideremos un reactor con $K_{ef} = 1.002$, en este caso decimos que el reactor está 2 mk supercrítico. Y si el $K_{ef} = 0.997$ decimos que el reactor está 3 mk subcrítico, puesto que:

$$\rho = \frac{0,997 - 1}{0,997} \approx -0,003$$

entonces

$K_{ef} = 1,002$ es una reactividad de 0,2%, 2‰
2mk ó 200 pcm

$K_{ef} = 0,997$ es una reactividad de -0,3%, -3‰, -3mk
ó -300 pcm

EFFECTO DE LA REACTIVIDAD SOBRE LA MULTIPLICACION DE NEUTRONES

Del tema tratado anteriormente tendremos la siguiente expresión:

$$\eta = \eta_0 \cdot k^N \quad (1)$$

siendo N el número de generaciones y η_0 el número de neutrones iniciales.

Con esta expresión podemos calcular el siguiente ejemplo:

$$K_{ef} = 1.003$$

$$N = 500 \text{ generaciones}$$

$$k^N = (1.003)^{500} = 4.47$$

o sea que:

$$\eta_N = \eta_0 \cdot 4.47$$

Consideremos la multiplicación de neutrones matemáticamente:

n = número de neutrones al final de una generación particular.

$k \cdot n$ = número de neutrones al final de la generación siguiente.

el aumento en una generación será $k \cdot n - n$

$$k \cdot \eta - \eta = \eta(k-1) = \eta \cdot \Delta k$$

Si $d\eta$ es el cambio en la población de neutrones, en dN generaciones tendremos:

$$d\eta = \eta \cdot \Delta k \cdot dN$$

aplicando integrales obtendremos:

$$\int \frac{d\eta}{\eta} = \int \Delta k \cdot dN$$

$$\ln \eta = N \cdot \Delta k + \phi t_e$$

$n=n_0$ cuando $N=0$ por consiguiente $\eta = \ln \eta_0$ es decir:

$$\ln \eta = \ln \eta_0 + N \cdot \Delta k$$

$$\ln(\eta/\eta_0) = N \cdot \Delta k \Rightarrow \frac{\eta}{\eta_0} = e^{N \cdot \Delta k}$$

o sea:

$$\eta_N = \eta_0 e^{N \cdot \Delta k} \quad (2)$$

Volvemos a $\eta_N = \eta_0 \cdot k^N$

En 500 generaciones la ganancia es de 4,47 y

después de 1000 generaciones la ganancia será alrededor de 20 y después de 1500 generaciones la ganancia será más de 500 veces. Este tipo de aumento de ganancia es conocido como aumento exponencial y está representada por la ec. (2).

Siempre que la reactividad sea pequeña, como sucede generalmente, las expresiones (1) y (2) son equivalentes, es decir:

$$\eta_{N=500} = \eta_0 \cdot e^{500 \times 0.003}$$

$$\eta_N = \eta_0 \cdot e^{1,5}$$

$$\eta_N = \eta_0 \cdot (2,718)^{1,5}$$

$$\eta_N = \eta_0 \times 4,48$$

EFFECTO DE LA REACTIVIDAD SOBRE EL FLUJO DE NEUTRONES Y LA POTENCIA DEL REACTOR

η_N y η_0 son el número de neutrones después de N generaciones e iniciales y son proporcionales a la densidad de neutrones promedios, al flujo de neutrones promedios y a la potencia total del reactor, por lo tanto podemos escribir:

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{N \cdot \Delta k}$$

$$P = P_0 \cdot e^{N \cdot \Delta k}$$

Si ΔK es positivo tenemos más fisiones que lo necesario para mantener la reacción en cadena, la densidad de neutrones aumentará y tendremos más neutrones disponibles para causar otras fisiones, o sea la densidad aumenta, la velocidad de fisiones aumenta y en consecuencia la potencia aumenta.

EL EFECTO DE CAMBIOS DE REACTIVIDAD NEGATIVOS

Se aplica la misma expresión que antes salvo el signo por ejemplo si teníamos el $K_{ef} = 0.997$ la reactividad ΔK será:

$$\Delta K = - 0.003$$

y por consiguiente la población de neutrones decrecerá.

es decir:

$$n_N = n_0 \cdot e^{N \cdot \Delta K}$$

$$n_N = n_0 \cdot e^{500 \cdot (-0.003)}$$

$$n_N = n_0 \cdot e^{-1.5}$$

$$n_N = n_0 \cdot 0.22 \Rightarrow \frac{n_N}{n_0} = 0.22$$

Esto quiere decir que tanto la densidad de neutrones, la población de neutrones, el flujo de neutrones y la potencia habrán disminuido en un 22% de su valor inicial en 500 generaciones.

PROBLEMAS RESUELTOS DEL CAPITULO XI

Problema 1

Realizar las curvas correspondientes al $K_1 = 1$, $K_2 = 1.0005$,
 $K_3 = 1.001$, $K_4 = 1.002$, $K_5 = 1.003$.

$\Delta K_1 = 0$, $\Delta K_2 = 0.0005$, $\Delta K_3 = 0.001$, $\Delta K_4 = 0.002$, $\Delta K_5 = 0.003$

N	$\eta = \eta_0 \times e^{N \cdot \Delta K}$	η_2	η_3	η_4
	$\Delta K_2 = 0.0005$	$\Delta K_3 = 0.001$	$\Delta K_4 = 0.002$	$\Delta K_5 = 0.003$
100	1.0512	1.1051	1.2214	1.3498
300	1.1618	1.3458	1.8221	2.459
500	1.2840	1.6487	2.7282	4.4817
700	1.4190	2.014	4.055	8.1661
900	1.5683	2.459	6.049	14.879
1100	1.7332	3.004	9.025	27.110
1300	2.0137	4.055	16.446	66.680
1500	2.1170	4.481	20.085	90.010

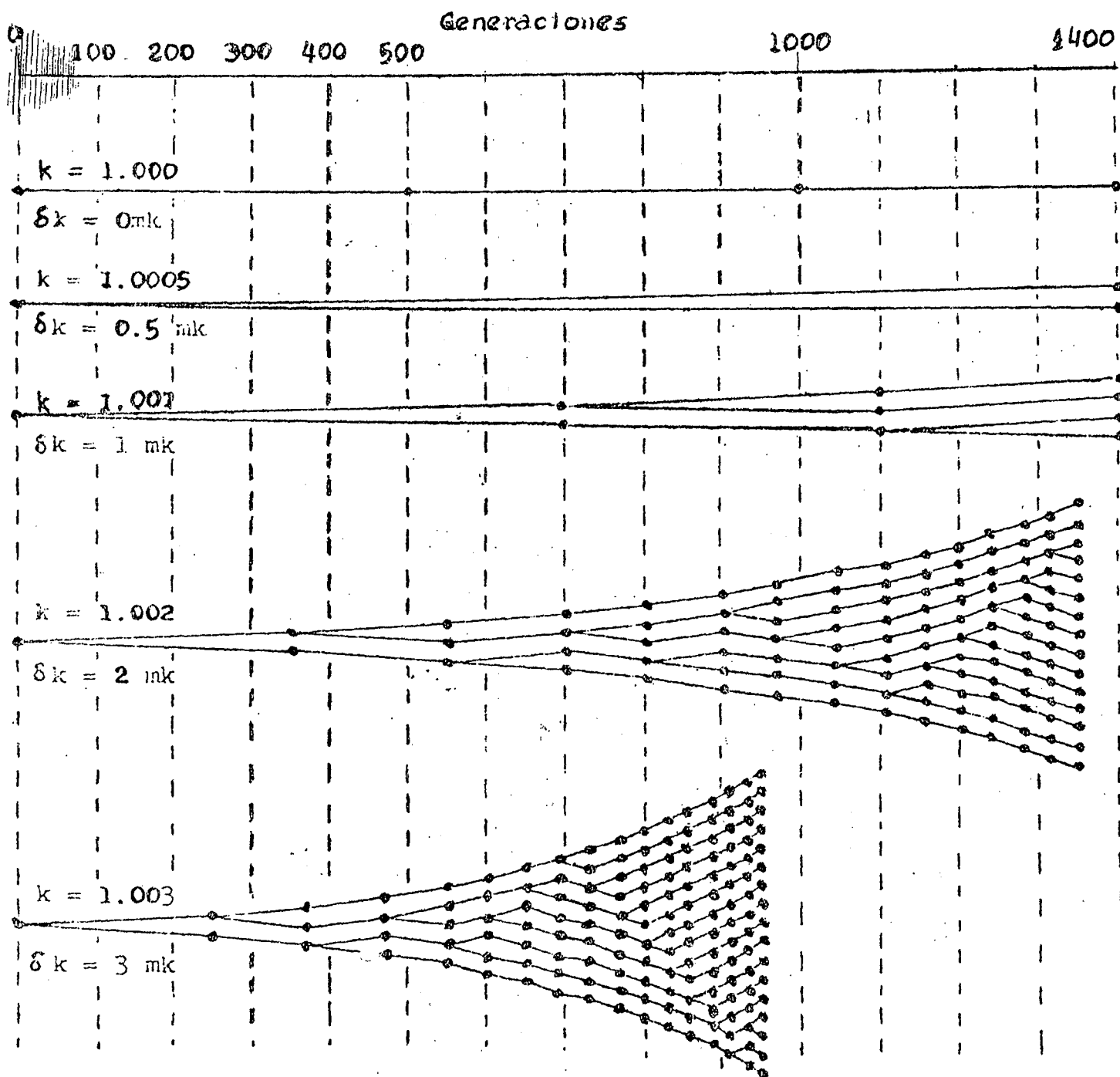


Fig. 1

Problema 2

$\Delta K = -20 \text{ mk}$. Cuántas generaciones necesitamos para obtener el 10% de la potencia inicial?

$$\Delta K = -20 \text{mk} = \quad = -0.020$$

$$P_f = P_0 \times e^{N \cdot \Delta K}$$

$$\frac{P_f}{P_0} = 0,1 = e^{N \cdot \Delta K} ; 0,1 = e^{-N \cdot 0,020}$$

$$x = N \cdot 0,02$$

$$e^{-x} = 0,1 \text{ cuando } x = 2,3 \quad \therefore N \cdot 0,02 = 2,3$$

Es decir que se necesitarán 115, generaciones para obtener el 10% de la potencia inicial.

CAPITULO XII

CAMBIOS DE LA POTENCIA DEL REACTOR CON EL TIEMPO

Ya discutimos como la reactividad afecta la multiplicación de neutrones y por lo tanto la potencia del reactor. Vimos como la potencia cambiaba de una generación a la siguiente sin embargo no es tan importante el valor de la potencia sino la velocidad con la cual cambia.

La velocidad de cambio en la potencia es el factor que determina si es difícil o fácil regular un reactor y nosotros consideraremos estos aspectos en esta lección.

EFECTOS DE LA VIDA NEUTRONICA (NEUTRONES LIFE TIME) SOBRE EL CAMBIO EN LA POTENCIA DEL REACTOR

Vimos que la densidad de neutrones n , el flujo ϕ y la potencia aumentan o disminuyen en un número de generaciones dependiendo si la reactividad es positiva o negativa.

$$P(t) = P_0 \times e^{\Delta k \cdot N}$$

Esto significa que si comenzamos con P_0 y Δk , N generaciones más tarde la potencia será P , o sea nos da el cambio de la potencia en función del número de generaciones pero no en términos de tiempo. Debemos conocer cuanto dura una generación ya que decidirá cuan rápido se multiplican los neutrones.

Para cualquier valor particular del K_{ef} , cuanto más pequeño sea el tiempo entre una generación y la otra, más rápido se multiplicarán los neutrones y más rápido crecerá la potencia con el tiempo.

El tiempo entre generaciones se llama vida neutrónica o vida de los neutrones, la cual incluye el tiempo en que el neutrón es absorbido por el núcleo y fisiona (10^{-14} seg), el tiempo en que los neutrones rápidos se moderan a energías térmicas (T_M), y el tiempo de los neutrones termalizados hasta que son absorbidos para causar otra fisión (T_D). Si la vida neutrónica es ℓ (en segundos), el tiempo t requerido para N generaciones será:

$$t = \mathcal{L} \cdot N$$

y por consiguiente

$$N = \frac{t}{\mathcal{L}}$$

si la sustituimos en la ecuación $P = P_0 e^{N \cdot \Delta K}$ obtendremos:

$$P(t) = P_0 \times e^{\frac{\Delta k}{\mathcal{L}} \cdot t} \quad (2)$$

Esta ecuación da el cambio de la potencia en función del tiempo, podemos observar que cuanto más grande es ΔK y más pequeño $\mathcal{L}$ más rápido será el aumento de la potencia.

PERIODO DEL REACTOR

Para tener idea de la velocidad de cambio en la potencia podríamos tomar el tiempo que tarda la potencia en duplicarse, pero debido a la naturaleza de la ecuación anterior tomaremos el tiempo en que la potencia cambia en un factor e . A este tiempo se lo llama período del reactor y se lo representa con la letra T , de lo dicho anteriormente:

$$e \cdot P_0 = P_0 \times e^{\frac{\Delta k}{\mathcal{L}} \cdot T}$$

para que esta igualdad se cumpla $\frac{\Delta k}{\mathcal{L}} \cdot T = 1$
o sea $T = \frac{\mathcal{L}}{\Delta k}$

Reemplazando esta última en la expresión (2) se puede expresar en términos del período del reactor, o sea:

$$P(t) = P_0 \times e^{\frac{t}{T}}$$

Esta ecuación muestra que cuanto más pequeño sea el período mayor será el cambio de la potencia.

La reactividad ΔK ó ρ es una cantidad controlada por el sistema de regulación y puede ser modificada dentro de lí-

mites razonables. La vida neutrónica es una cantidad que depende del reactor y que no puede ser modificada a voluntad.

EL EFECTO DE LOS NEUTRONES INSTANTANEOS

Sabemos que en las reacciones de fisión se producen neutrones instantáneos y retardados y habíamos dicho que los neutrones retardados juegan un papel muy importante en la regulación del reactor.

Veamos que sucede si todos los neutrones fuesen instantáneos.

- A) En este caso $\mathcal{L} = 0.001$ seg para un reactor de uranio natural - D_2O (ya que $t_M = 50 \mu$ seg, $t_D = 1$ m seg y el tiempo de fisión es de 10^{-14} seg, por lo tanto el t_D es el que predomina); para una reactividad positiva $\Delta K = 5$ mk el período del reactor será:

$$T = \frac{\mathcal{L}}{\Delta K} = \frac{0,001 \text{ seg}}{0,005} = 0,2 \text{ seg.}$$

la potencia es:

$$P(t) = P_0 \times e^{\frac{t}{T}}$$

$$\frac{P(t)}{P_0} = e^{\frac{t}{0,2}}$$

si $t = 1$ seg.

$$\frac{P_{1\text{seg.}}}{P_0} = e^5 = 148$$

Teniendo una potencia inicial $P_0 = 100$ MW la potencia P_1 será:

$$P_{1\text{seg.}} = 100 \times 148 \text{ MWt} = 14.800 \text{ MWt}$$

Esto quiere decir que en 1 seg la P_0 se aumenta 148 veces.

B) Veamos que sucede para $\Delta K = 0.5 \text{ mk}$.

$$T = \frac{\lambda}{\Delta k} = \frac{0,001 \text{ seg}}{0,0005} = 2 \text{ seg}$$

$$P(t) = P_0 \times e^{\frac{t}{2}}$$

tomando el tiempo $t = 1 \text{ seg}$.

$$\frac{P_{1 \text{ seg}}}{P_0} = e^{1/2} = 1,65$$

por lo tanto para una potencia inicial $P_0 = 100 \text{ MW}$, la potencia P será:

$$P_{1 \text{ seg}} = 100 \times 1,65 \text{ MWt} = 165 \text{ MWt}$$

Es decir que la potencia inicial aumenta 1.65 veces en 1 seg.

Estos dos ejemplos muestran la velocidad con que aumentó la potencia si todos los neutrones fuesen instantáneos. La regulación del reactor no sería posible bajo estas circunstancias ya que los cambios de potencia que deben ser regulados serían demasiado rápidos.

Un problema grave tendríamos también con los sistemas de emergencia ya que el sistema de protección más rápido necesita del orden de 1 seg. para ser efectivo y durante este tiempo se podrían producir severos daños por los excesivos niveles de potencia alcanzados.

EFFECTO DE LOS NEUTRONES RETARDADOS SOBRE LOS CAMBIOS DE POTENCIA

De la fisión del U_{235} , el 99.35% de los neutrones son instantáneos y el 0.65% son neutrones retardados.

DATOS DE LOS NEUTRONES RETARDADOS PARA FISIONES TERMICAS DEL U235

Grupos	Rendimiento (A) (Bi%)	Vida mitad $\times (t_{1/2})$ (seg)	Vida neutrónica (B) (seg)	(A) x (B)
1	0.0215	55.72	80.42	1.729
2	0.142	22.72	32.78	4.655
3	0.127	6.22	8.98	1.140
4	0.257	2.30	3.32	0.853
5	0.075	0.61	0.88	0.066
6	0.025	0.23	0.33	0.009

$$\beta = 0.65$$

$$8.5$$

La vida neutrónica es el tiempo promedio desde la formación del precursor hasta que se emite el neutrón retardado o sea

$$t_{1/2} / \ln 2$$

Para obtener

$$\bar{t}_r = \frac{\sum \beta_i \bar{t}_{ri}}{\sum \beta_i} = \frac{8.5}{0.65} \approx 13 \text{ seg.}$$

La vida neutrónica promedio de los neutrones retardados es alrededor de 13 seg, o sea el tiempo que tenemos que esperar hasta que los neutrones retardados promedios sean emitidos por sus precursores.

Para obtener el tiempo promedio de todos los neutrones instantáneos y retardados tenemos:

$$0.9935 \times 10^{-14} \text{ seg} + 0.0065 \times 13 \text{ seg} = 0.085 \text{ seg}$$

Para obtener la vida neutrónica promedio de una generación debemos agregar el tiempo de difusión (T_D) de los neutrones en el moderador:

$$\mathcal{L} = 0.085 + 0.001 = 0.086 \text{ seg}$$

Entonces aunque los neutrones retardados representan una pequeña fracción de los neutrones generados por fisión aumenta la vida neutrónica promedio de todos los neutrones:

$$\mathcal{L} = 0.001 \text{ seg. a } 0.086 \text{ seg es decir un factor } \underline{86}$$

Por simplicidad consideraremos a $\mathcal{L} = 0.1 \text{ seg.}$

Ejemplo

$$\Delta k = +5\% \text{ (o } 5 \text{ mk)}$$

$$T = \frac{\mathcal{L}}{\Delta k} = \frac{0.1 \text{ seg}}{0.005} = 20 \text{ seg}$$

para $t = 1 \text{ seg}$ tenemos

$$P_{1\text{seg.}} = P_0 \cdot e^{\frac{1}{20}} \approx P_0 \left(1 + \frac{1}{20}\right) = P_0 (1 + 0.05)$$

Por consiguiente la potencia aumenta un 5% en 1 seg.

Si $\Delta k = +0.5 \text{ mk}$ obtendremos:

$$T = \frac{\mathcal{L}}{\Delta k} = \frac{0.1 \text{ seg}}{0.0005} = 200 \text{ seg}$$

para $t = 1 \text{ seg}$ tenemos:

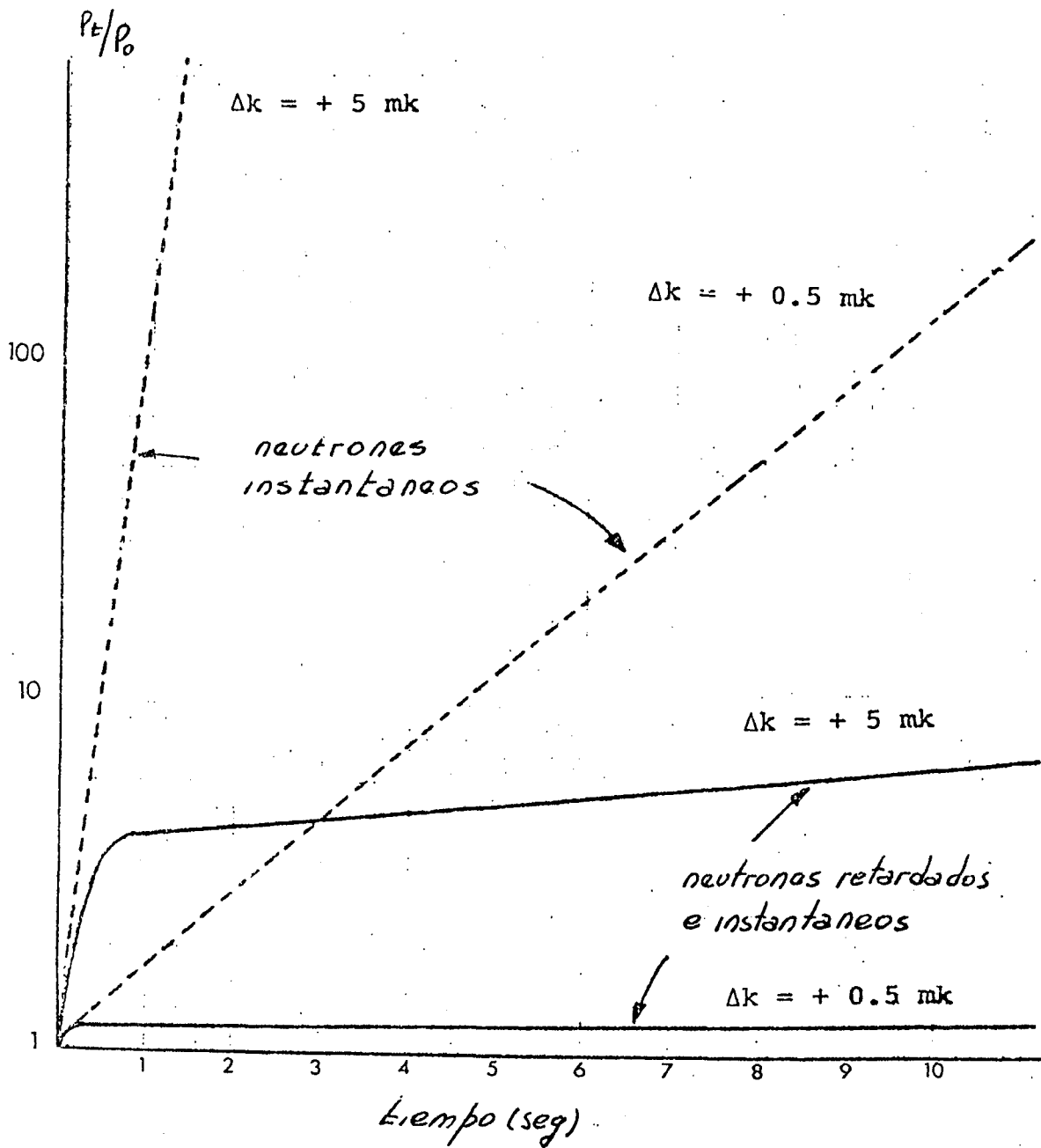
$$P_{1\text{seg}} = P_0 e^{\frac{1}{200}} \approx P_0 \left(1 + \frac{1}{200}\right) = P_0 (1 + 0.005)$$

en este caso la potencia aumenta un 0.5% por seg.

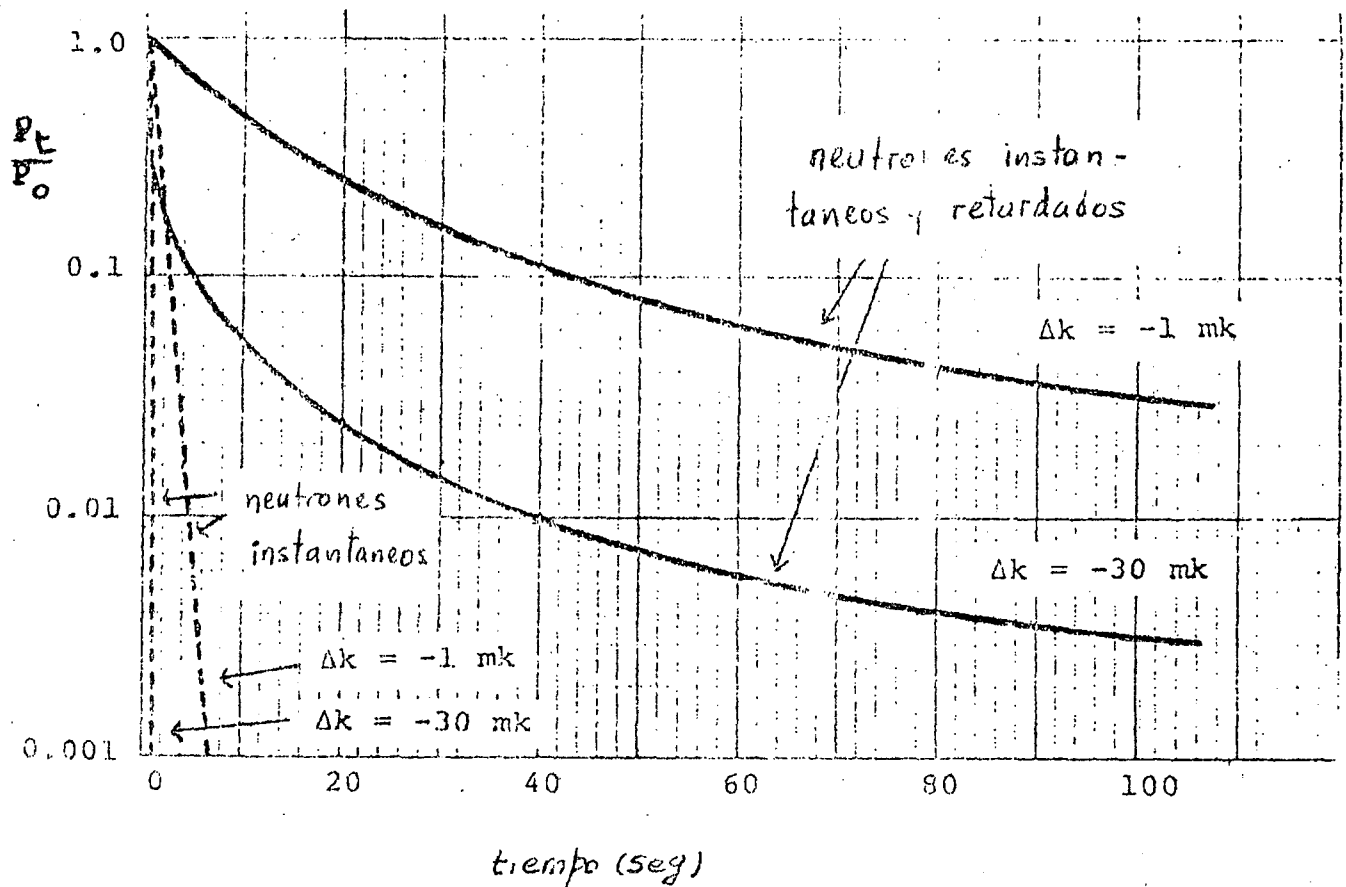
El aumento de potencia es mucho más lento que con

neutrones instantáneos y por lo tanto los sistemas de protección y regulación son posibles.

REPRESENTACION GRAFICO DE ESTOS DOS EJEMPLOS



EJEMPLO PARA EL CASO DE REACTIVIDAD NEGATIVA



Este planteo nos conduce a una simplificación que no es correcta para reproducir el aumento de potencia inmediatamente después de un cambio de reactividad. Físicamente la razón es la siguiente, el número de neutrones retardados que contribuyen a la reacción en cadena, en cualquier instante es proporcional al flujo térmico correspondiente a instantes previos pero el número de precursores que se están produciendo con fisión es proporcional al flujo en ese instante dado.

Al mismo tiempo que aumentamos el $K_{ef} > 1$ la velocidad de fisiones aumentará y se generarán inmediatamente neutrones instantáneos, así por un corto tiempo el reactor se comportará como si todos los neutrones fueran instantáneos y el

flujo crecerá muy rápidamente.

Esta situación se conoce con el nombre de aumento instantáneo y se observa en las figuras anteriores.

Observando el último gráfico, para realizar una rápida salida de servicio del reactor se requiere una gran cantidad de reactividad negativa para causar una gran disminución inicial de la potencia antes que los neutrones retardados moderen la reducción de potencia. Cuando $\Delta K = -30 \text{ mk}$ la potencia cae a 1 décima de su valor en 4 seg., pero toma 40 seg para caer a 1/100 de su valor inicial.

VELOCIDAD DE CAMBIO DE LA POTENCIA

$$P = P_0 e^{\frac{t}{T}} \text{ esto implica que: } \ln P = \ln P_0 + \frac{t}{T}$$

como

$$\ln P_0 = 4te \quad ; \quad \frac{d}{dt} (\ln P) = \frac{1}{T}$$

por lo tanto:

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dt} = \frac{1}{T}$$

La instrumentación del reactor no mide T sino $\frac{1}{T}$, se toma una señal proporcional a la densidad de neutrones, se la envía a través de un amplificador logarítmico y se diferencia la salida con un circuito RC $\left[\frac{d}{dt} (\ln \eta) \right]$ esta diferenciación se conoce con el nombre de velocidad logarítmica y el voltaje a través de la resistencia R es proporcional a $\frac{1}{T}$. Por ejemplo si $T = 20 \text{ seg}$, esto implica que:

$$\frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{dt} = \frac{1}{20 \text{ seg}} = 5\%/\text{seg}$$

como usualmente $1/T$ es muy pequeño (se prefiere operar con grandes periodos, podemos decir

De la ecuación $P = P_0 e^{t/T}$ tenemos

$$\frac{P}{P_0} = e^{\frac{t}{T}} \approx 1 + \frac{t}{T}$$

$$P = P_0 \times \left(1 + \frac{1}{T}\right) = P_0 + \frac{P_0}{T}$$

$$\frac{P - P_0}{P_0} = \frac{1}{T} \quad \gamma \quad \frac{P - P_0}{P_0} \times 100 = \frac{100}{T}$$

LA CONDICION DE CRITICO INSTANTANEO

El simple tratamiento del período del reactor y los cambios de potencia que resultan para una reactividad dada es sólo una aproximación que no es mala para reactividades pequeñas (0.5 mk o menos) pero no sirve para grandes reactividades.

Sin ir a la parte matemática, daremos una *explicación* física de lo que sucede:

Imaginemos un reactor con exceso de reactividad o sea $\Delta K = 8 \text{ mk}$ o bien un $K_{ef} = 1.008$, consideremos los neutrones instantáneos y retardados en forma separada.

Supongamos que tenemos exactamente 100 neutrones de estos tenemos 99.35% neutrones instantáneos y 0.65% retardados. Quiere decir que:

$99.35 \times 1.008 = 100.15$ nuevos neutrones totales puesto que el K_{ef} tiene en cuenta a los neutrones retardados, quiere decir que de estos 100.15 neutrones tenemos un 99.35% de neutrones instantáneos.

$$100.15 \times 0.9935 = 99.50 \text{ neutrones instantáneos}$$

Por consiguiente podemos decir que de 99.35 neutrones instantáneos pasamos a 99.50 neutrones instantáneos y si seguimos con otro ejemplo obtenemos 99.65 neutrones. Para el caso de los neutrones instantáneos el K instantáneo será: (o sea el factor de multiplicación para neutrones instantáneos)

$$k_{inst.} = \frac{99.50}{99.35} = 1.0015$$

por lo tanto la reactividad ΔK será:

$$\Delta K = 0.0015$$

la vida neutrónica será $\mathcal{L} = 0.001$ seg para los neutrones instantáneos, el período T es:

$$T = \frac{0.001 \text{ seg}}{0.0015} = 0.67 \text{ seg}$$

por lo tanto teniendo en cuenta a los neutrones instantáneos tenemos que en 0.67 seg la potencia pasa a un valor e puesto que:

$$P = P_0 \times e^{\frac{t}{T}} = P_0 \times e^{\frac{t}{0.67}}$$

Si agregamos la contribución de los neutrones retardados la potencia crecerá más rápidamente y el periodo será aún menor.

¿Qué obtenemos si utilizamos las fórmulas anteriores?

Tenemos que $\mathcal{L} = 0.1$ seg el período será:

$$T = \frac{0.1 \text{ seg}}{0.008} = 12.5 \text{ seg}$$

Esto se debe a que esta expresión tan simple no sirve para el caso en que $\Delta K \gg 1$ mk.

La condición de crítico instantáneo es aquella donde la reacción en cadena se puede mantener solamente con los neutrones instantáneos.

Si $K = 1.0065$, esto me indica que este K puede mantener la reacción solamente con los neutrones instantáneos.

$$100 \text{ neutrones} \begin{cases} 99.35 \times 1.0065 = 100 \text{ neutrones nuevos} \\ 0.65 \text{ neutrones retardados} \end{cases}$$

de los 100 nuevos neutrones, 99.35 neutrones serán instantáneos

y así sucesivamente.

Viéndolo de otro punto de vista tenemos:

$(1 - \beta)$: fracción de los neutrones instantáneos
 $\beta = 0.0065$ para el caso del U235.
 $(1 - \beta) = 0.9935$.

Si a $(1 - \beta)$ lo multiplicamos por el K (K efectivo = k) tenemos en cuenta la parte instantánea.

$$k \cdot (1 - \beta) = 1 \text{ crítico con neutrones instantáneos}$$

o sea:

$$k(1 - \beta) = k - k\beta = 1$$

$$k - 1 = k\beta$$

$$\frac{k-1}{k} = \beta$$

Pero como $\rho = \frac{k-1}{k}$ esto quiere decir que cuando $\rho = \beta$ tenemos la condición de crítico instantáneo.

Para U235 $\beta = 0.0065$ y como $\rho = \beta$, una reactividad de 6.5 mk nos da una situación de peligro ya que la dinámica del reactor es gobernada por los neutrones instantáneos. Este análisis nos permite explicar porque las reactividades con que se opera el reactor en forma normal son tan pequeñas. La unidad $(\rho/\beta) = \beta$ se la llama dolar, y la condición de crítico instantáneo es $\beta = 1$.

La condición de crítico instantáneo para un reactor corresponde a un período $T = 1$ seg, por lo tanto el sistema de regulación del reactor se diseña para evitar que las reactividades se aproximen a 6.5 mk.

El período del reactor se mantiene normalmente en 25 seg. o más cuando se hacen cambios de potencia.

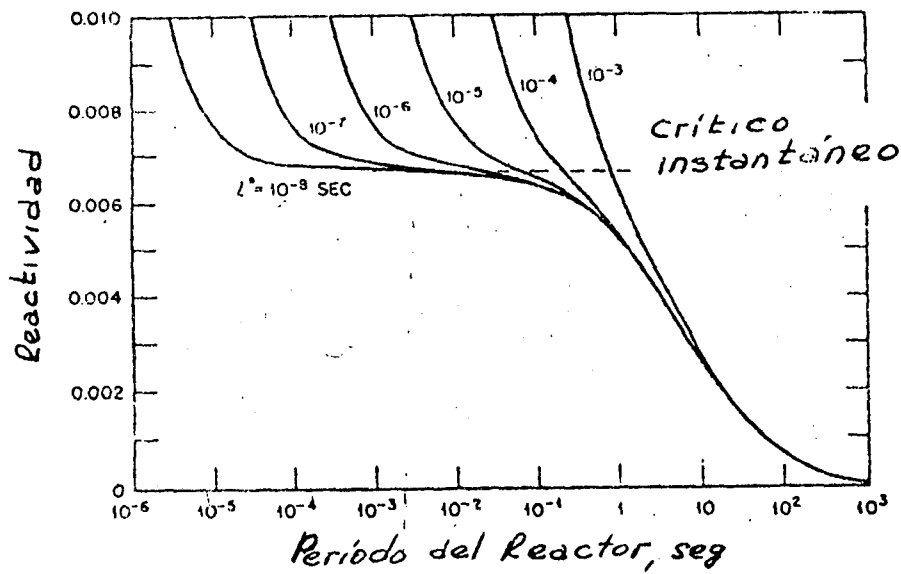
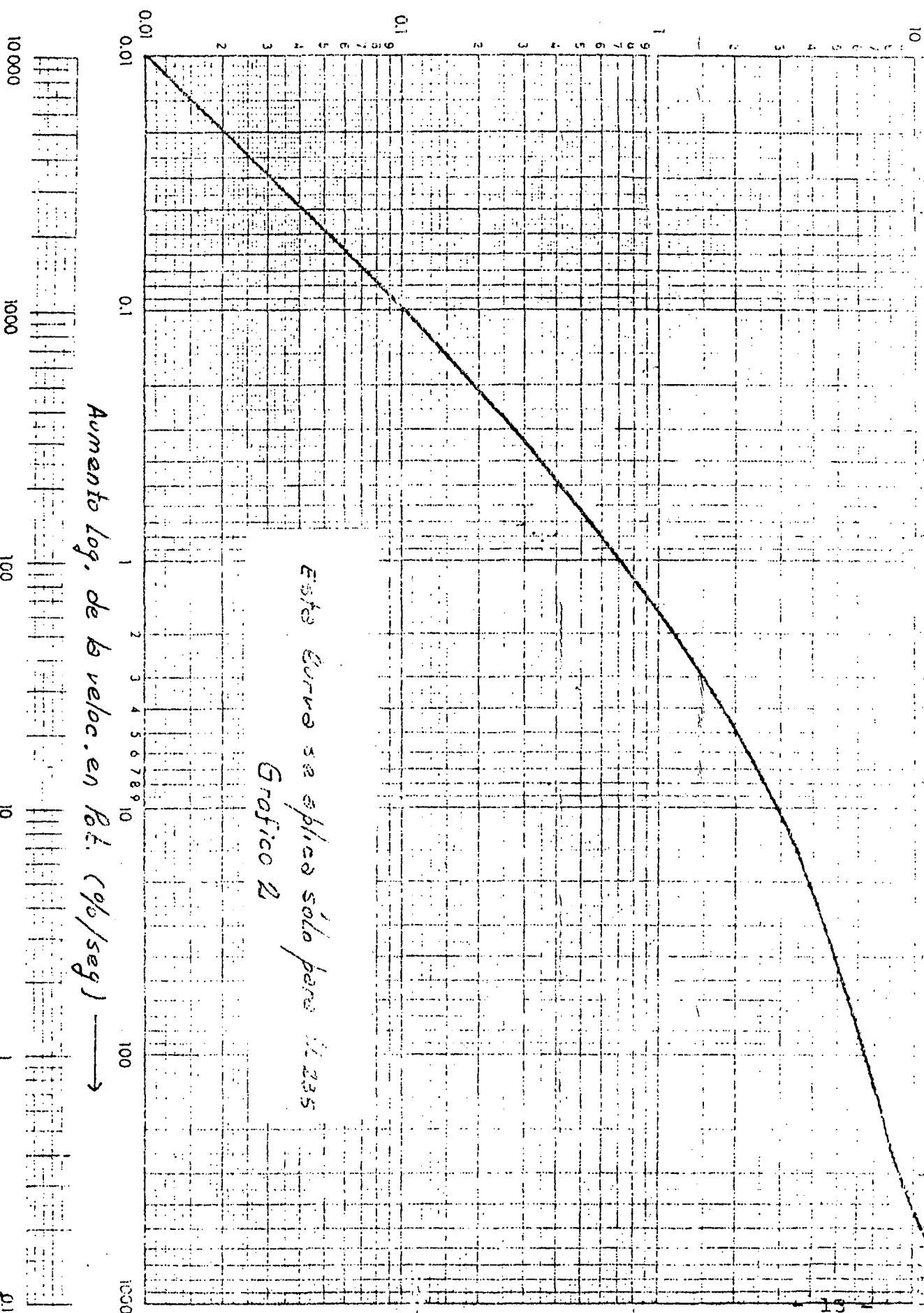


Grafico 1

El gráfico ² da una relación precisa de ρ vs período para el caso de ^{235}U . Por ejemplo una reactividad de 0.7 mk corresponde a un período $T = 100$ seg.

Reactividad en ‰



Aumento log. de la veloc. en Pot. (‰/seg) →

← Período del Reactor, seg

Velocidad de cambio de la potencia en función de la Reactividad

En un reactor térmico el período no se reduce drásticamente cuando nos acercamos a crítico instantáneo (ver figura 4) sin embargo para reactores rápidos hay un cambio drástico debido al β . La condición de crítico instantáneo es por lo tanto más peligrosa en reactores rápidos que en térmicos.

Debemos observar que pasa al producirse la acumulación de Plutonio en el combustible. El rendimiento de neutrones retardados es menor que en el caso del U235 y como resultado la fracción total de neutrones retardados disminuye. Con esta situación se obtienen cambios de potencia más rápidos para la misma cantidad de reactividad. Por ejemplo en condiciones de equilibrio un reactor de D20 podría estar crítico instantáneo con 4 mk, sin embargo como se coloca un límite de seguridad en el Período (por ejemplo $T = 10$ seg) siempre nos alejamos de esta condición.

CAPÍTULO XIII

EL EFECTO DE LA FUENTE DE NEUTRONES

LA FUENTE DE NEUTRONES

En general tenemos siempre una fuente de neutrones presentes en el reactor; solamente por la presencia de las fisiones espontáneas (1 kg de uranio natural produce alrededor de 7 fisiones/segundo); esta fuente fue aprovechada para realizar la primera puesta a crítico en CNA.

A veces suele ser conveniente introducir una fuente artificial de neutrones para el arranque (caso RA-2). En reactores de agua pesada es importante la producción de neutrones a través de γ de energía mayores que 2.2 Mev, lo cual nos da una fuente intrínseca de neutrones que persiste después que el reactor se ha detenido.

EL EFECTO DE LA FUENTE DE NEUTRONES SOBRE LA POBLACION NEUTRONICA TOTAL

En un reactor crítico sin fuente, la población de neutrones permanece constante de una generación a la siguiente.

Supongamos que una fuente de neutrones que emite S_0 neutrones/seg, se inserta en el núcleo, los neutrones se multiplicarán por K_{ef} de una generación a la siguiente; o sea que después de t seg, t/L generaciones estarán presentes.

$S_1 = S_0 L$ = número de neutrones después de la primera generación.

$S_2 = S_0 L K_{ef} + S_0 L$ = número de neutrones después de la segunda generación.

$$S_3 = S_0 L + (S_0 L + S_0 L K_{ef}) K_{ef} = S_0 L (1 + K_{ef} + K_{ef}^2)$$

número de neutrones después de la tercera generación.

Ahora vamos a ver que pasa después de N generaciones:

$$(1) S_N = S_0 L (1 + k_{ef} + k_{ef}^2 + \dots + k_{ef}^{N-1})$$

Debemos encontrar la suma de la serie.

$$(2) k_{ef} S_N - S_N$$

Restando (2) de (1) queda:

$$S_0 L (k_{ef}^N - 1)$$

Entonces

$$S_N = \frac{S_0 L (1 - k_{ef}^N)}{1 - k_{ef}}$$

Sabemos que

$$N = \frac{t}{L} \Rightarrow t = N \cdot L.$$

Expresando esta fórmula en función del tiempo tenemos:

$$S_t = \frac{S_0 L (1 - k_{ef}^{t/L})}{1 - k_{ef}} \quad (3)$$

Analizamos (3)

$k_{ef} < 1$; cuando $t \rightarrow \infty$ entonces

$$S_{\infty} = \frac{S_0 L}{1 - k_{ef}}$$

La multiplicación de neutrones en subcrítico va a tener un valor final.

$k_{ef} = 1$ la fórmula (3) queda de la forma o veamos que sucede físicamente

Tenemos $S_0 L$ neutrones en la primera generación, como $k_{ef} = 1$, en la segunda tendremos $S_0 L + S_0 L$

Después de N generaciones tendremos $S_0 L N$

De modo que después de t seg equivalentes a (t/L) generaciones, el número de neutrones de fuente serán:

$$S_t = S_0 L \times \frac{t}{L} = S_0 \cdot t$$

$\therefore$ la población de neutrones crece linealmente con el tiempo

Ref > 1

En este caso la población de neutrones crecerá muy rápidamente (tenemos que la serie diverge). El aumento de la población de neutrones será gobernado por el período del reactor y la fuente de neutrones se multiplicará según:

$$S_t = \frac{S_0 \cdot L (1 - k_{\text{eff}}^{t/L})}{1 - k_{\text{eff}}}$$

Veamos un ejemplo: $k_{\text{efectivo}} < 1$ (ver figura siguiente)

$$S_t \rightarrow \infty \Rightarrow S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot L}{1 - k_{\text{eff}}}$$

$$\text{si } k_{\text{eff}} = 0,5 \rightarrow S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot L}{1 - 0,5} = 2 \cdot S_0 \cdot L$$

$$k_{\text{eff}} = 0,8 \rightarrow S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot L}{1 - 0,8} = 5 \cdot S_0 \cdot L$$

$$k_{\text{eff}} = 0,9 \rightarrow S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot L}{1 - 0,9} = 10 \cdot S_0 \cdot L$$

$$k_{\text{eff}} = 0,95 \rightarrow S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot L}{1 - 0,95} = 20 \cdot S_0 \cdot L$$

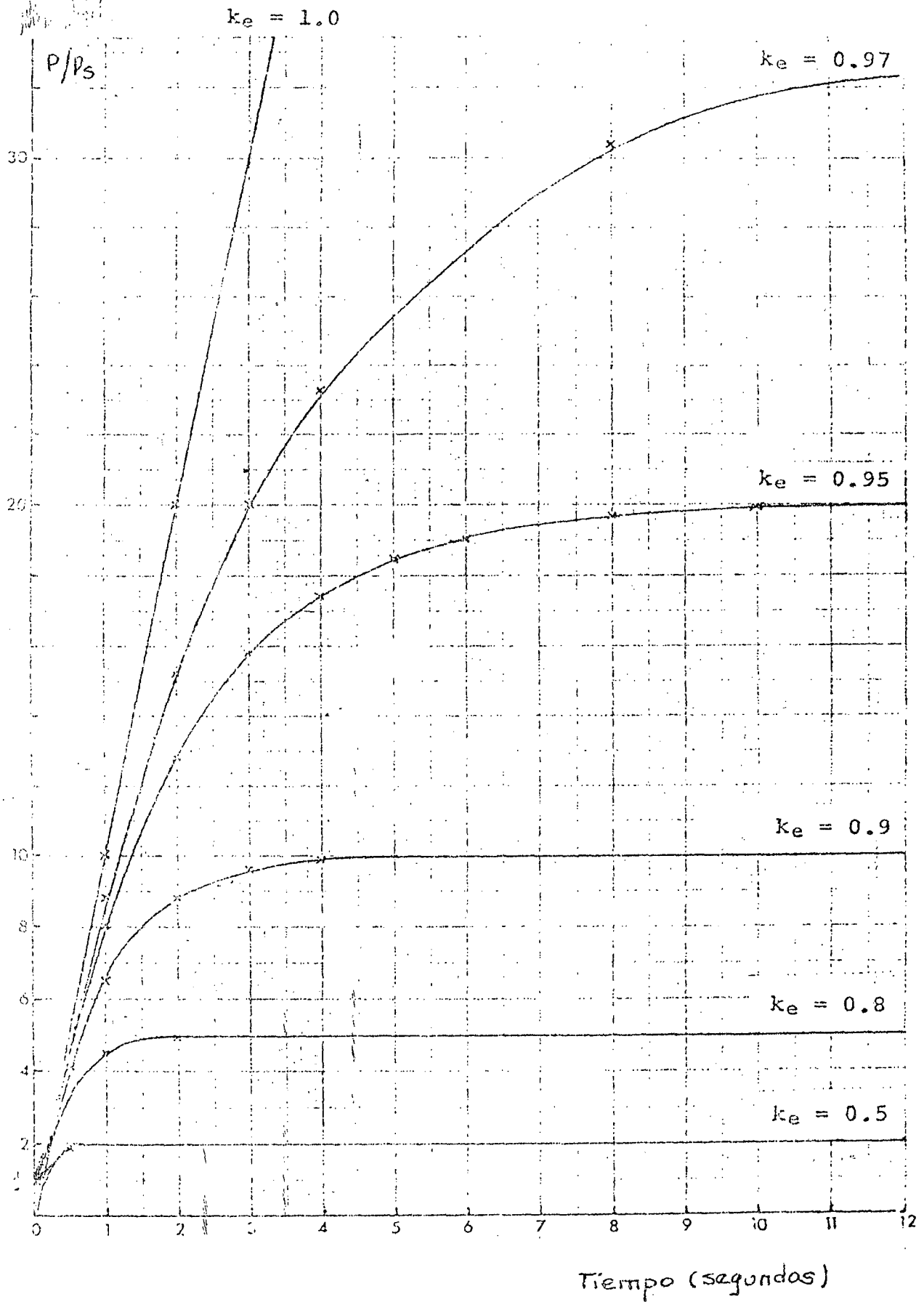
EL EFECTO DE LA FUENTE DE NEUTRONES SOBRE EL REACTOR EN POTENCIA

REACTOR DE AGUA PESADA

A potencia tenemos una fuente de fotoneutrones que se producen por la fuente γ presente en el reactor.

El flujo de fotoneutrones será del orden de $\phi_F = 10^{-6}$ del ϕ térmico, vamos a ver que ocurre si la potencia se mantiene constante y consideramos el efecto de esta fuente de fotoneutrones.

Si tenemos n neutrones en una generación cualquiera tendremos:



$$1 \text{ Kef} + 10^{-6} n$$

en la generación siguiente.

O sea

$$n = n \text{ Kef.} + 10^{-6} n$$

$$1 = \text{Kef} + 10^{-6}$$

$$\text{Kef} = 1 - 10^{-6} = 0,999999$$

Si sacamos la fuente de fotoneutrones el sistema estará levemente subcrítico.

Supongamos el mismo ejemplo para $\text{Kef} = 1$, y la fuente, la población neutrónica crecería en un factor de 10^{-6} por generación. Para un $\mathcal{L}$ de 0.1 seg., tendríamos un período

$$T = \frac{0,1 \text{ seg}}{10^{-6}} = 10^5 \text{ seg} \triangleq 28 \text{ horas}$$

Como es muy difícil distinguir el $\text{Kef} = 0.999999$ respecto de 1, un reactor de potencia se dice crítico cuando el cambio en la población de neutrones no se puede detectar.

EL EFECTO DE LA FUENTE DE NEUTRONES CON EL REACTOR FUERA DE SERVICIO

¿Qué pasa cuando el reactor que opera a plena potencia se lo lleva rápidamente a subcrítico?

En ausencia de fuentes la potencia disminuirá a cero gobernada por la velocidad del grupo retardado de vida más larga, con una fuente presente, la población neutrónica nunca decrecerá por debajo del valor de equilibrio:

$$S_{\infty} = \frac{S_0 \mathcal{L}}{1 - \text{Kef}}$$

Podemos decir que el nivel de potencia final va a ser

igual a:

$$P_{\infty} = \frac{P_0}{1 - k_{ef}}$$

En este caso P_0 es la intensidad de la fuente, expresada en vatios, es decir, la potencia de fisión producida por una fuente de S_1 neutrones/seg.

Ejemplo

El nivel de potencia final del reactor dependerá de la cantidad de reactividad (negativa) insertada.

$$P_0 = 20 \text{ vatios}$$

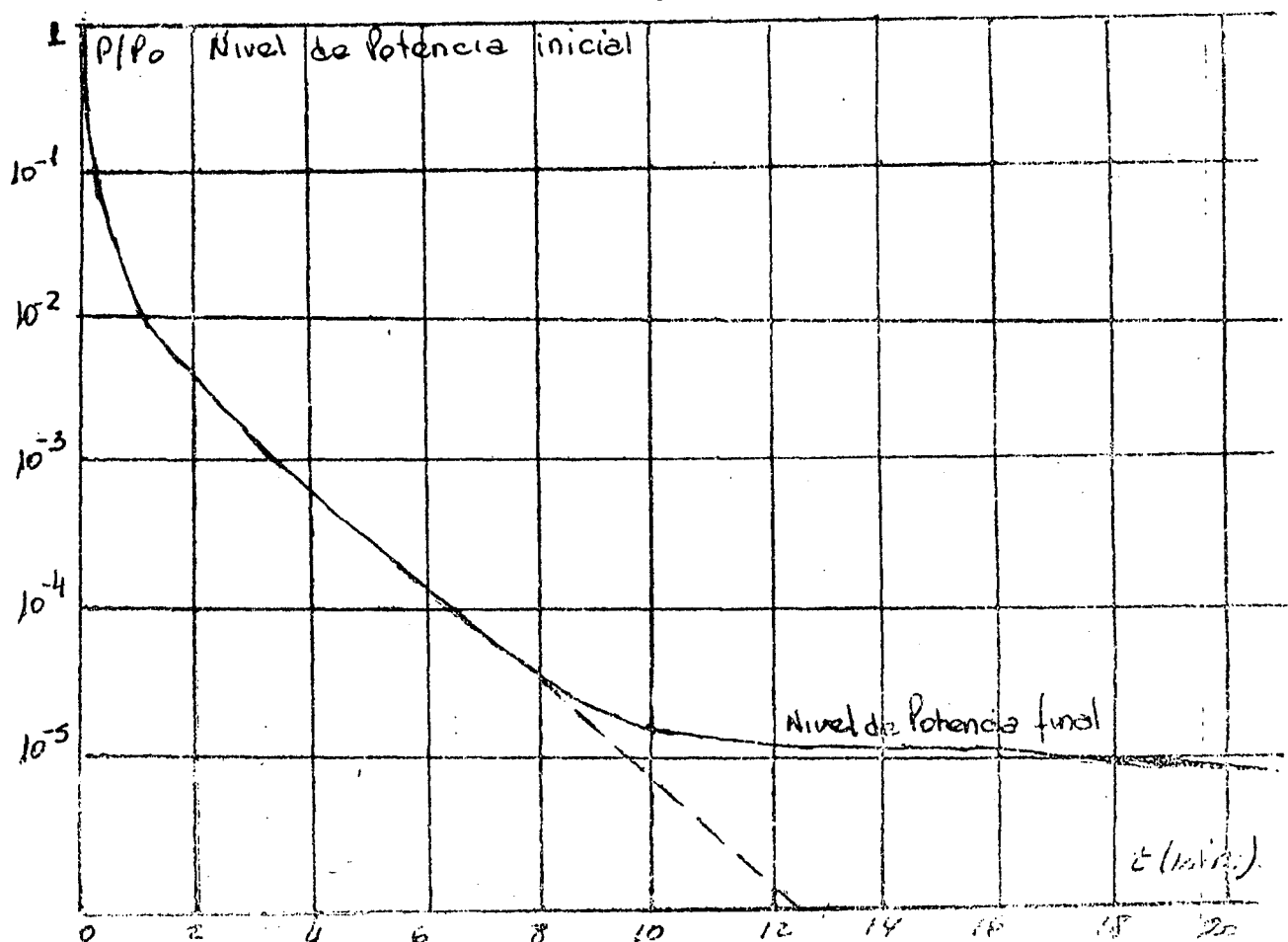
$$\Delta k = -40 \%$$

$$P_{\infty} = \frac{P_0}{1 - k_{ef}} = \frac{20}{0,040} = 500 \text{ vatios}$$

$$P_0 = 30 \text{ vatios}$$

$$\Delta k = -30 \% \quad P_{\infty} = \frac{P_0}{1 - k_{ef}} = \frac{30}{0,030} = 1000 \text{ vatios}$$

Comentario: Con la figura ^{pag} 104 a se explica físicamente el arranque normal de CNA. Para cada k_{ef} se alcanza un nivel de potencia constante (se observaría en la práctica si se dejara las barras de control sin mover en determinadas posiciones) pero el reactor no está crítico sino estacionario. La posición de crítico se alcanza cuando la potencia comienza a crecer linealmente con el tiempo pero como es muy difícil conseguirlo y no tiene sentido práctico para la operación, cuando la potencia crece con el tiempo continuamente se dice que se alcanzó la criticidad.



Supongamos que estábamos trabajando a 100 MW, significa pasar de 10^8 W a 10^3 W, es decir en un factor de 10^5 o de 5 décadas.

Al pasar de 100 MW a 1000 W significa una reducción de 5 décadas. Esto es en realidad una ventaja, más que una desventaja, debido a que la instrumentación del reactor puede cubrir un rango de 7 décadas y aún de 8 décadas. Un reactor fuera de servicio con un flujo de neutrones de 10^{-5} veces del de plena potencia estará en escala con la instrumentación y puede ser vuelto a plena potencia con la instrumentación normal.

Si la fuente es de fotoneutrones gradualmente decaerá a una velocidad determinada por el decaimiento de aquellos productos de fisión que emiten γ con energías mayores a 2.2 Mev capaces de producir la reacción (γ, n) con deuterio.

Inmediatamente después de la ^{puesta}fuera de servicio del reactor, el rendimiento de fotoneutrones decrece en forma muy rápida, por el decaimiento de los productos de fisión de vida corta que emiten γ de alta energía, después de un par de días la fuente (γ, n) bajará del orden de 1/1000 y solamente

el grupo de más larga vida será el único efectivo, este grupo decaería con una $t_{1/2}$ de 20 días y nos conducirá a un límite en la duración de tiempo en la cual el reactor puede ser arrancado sin instrumentación especial. En el caso de CNA luego de aproximadamente 4 meses de parada se arrancó con la instrumentación normal.

DISTINTOS ARRANQUES DE REACTORES

En el caso de CNA se realizó el primer arranque del reactor sin señal de flujo neutrónico en el rango de fuente (se lo llamó arranque a ciegas), o sea los neutrones producidos por las fisiones espontáneas no eran suficientes para ser detectados con la instrumentación normal (canales de impulso)

Procedimiento:

El reactor se encontraba en la situación subcrítica con todas las barras de control introducidas y envenenado con boro (~ 13 ppm Boro). El primer paso consistió en levantar de a pasos todas las barras de control hasta la posición totalmente extraída y a continuación se comenzó a extraer el boro. Como vimos en este capítulo, al aumentar el K_{ef} efectivo aumentaba la multiplicación de los neutrones ($S_{\infty} = \frac{S_0 \cdot \beta}{1 - K_{ef}}$). Los canales de impulso estaban a la "espera" de los neutrones y la lectura ya era confiable con 1 impulso/seg., se tenía una alarma a 10 impulsos/seg. y se producía la caída de barras de control (RESA) si se llegaba muy rápidamente a 100 impulsos/seg. Los canales de impulso eran verificados "in-situ" con una fuente de neutrones artificial.

Cuando la concentración de boro (se estaba extrayendo) alcanzó 11.30 ppm se observó el aumento del conteo en los canales de impulso, se detuvo la extracción de boro y se bajaron las barras de control para controlar fácilmente la reacción en cadena.

Ya con la posición de crítico establecida (~ 50 impulsos/seg) se sacó la limitación de 100 imp./seg. y se procedió a aumentar el flujo de neutrones (potencia a aprox. 1 MW térmico) para obtener una fuente γ suficientemente intensa para la producción de neutrones (build up de fotoneutrones), se lo mantuvo unas horas en funcionamiento y luego se lo

sacó de servicio. La intensidad de la fuente de fotoneutrones fue suficiente para tener lectura en todo momento en los canales de impulso.

En el caso de los reactores CANDU se colocan detectores de neutrones sensibles dentro del núcleo y por lo tanto se tiene información de los neutrones debidos a las fisiones espontáneas, se trata también de un arranque especial (con instrumentación especial) pero se tiene información de ϕ neutrónico en el rango de fuente.

En el caso del RA-2 (90% U235) se realiza la aproximación a crítico siempre con la ayuda de una fuente artificial de neutrones. Se introduce la fuente de neutrones al centro del núcleo de manera de tener información en los detectores, luego comienza el llenado del núcleo elevando el nivel del moderador de a pasos de acuerdo con la técnica subcrítica ($S_t = \frac{S_0 L}{1 - k_{ef}}$) hasta llegar a la posición de crítico.

CASO RA-2

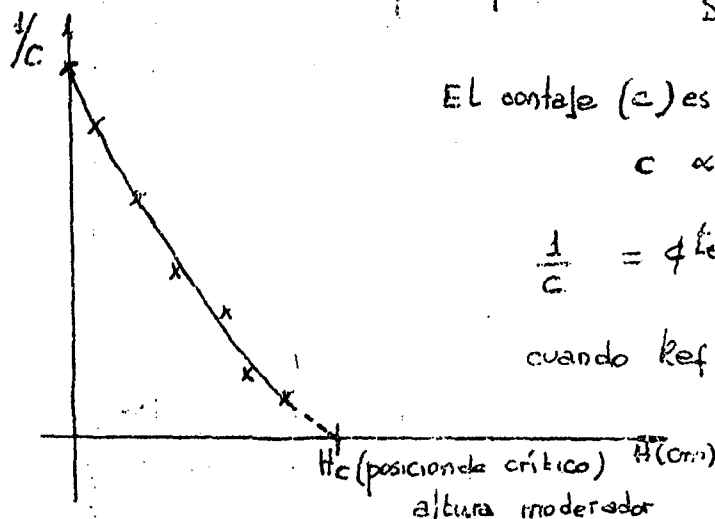
$$M = \text{Multiplicación} = \frac{S_t}{S_0 L} = \frac{1}{1 - k_{ef}}$$

El conteo (c) es proporcional a M

$$c \propto M$$

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{\phi k_{ef} (1 - k_{ef})}$$

$$\text{cuando } k_{ef} \rightarrow 1 \Rightarrow \frac{1}{c} \rightarrow 0$$



Para cada nivel de agua se mide la multiplicación (conteo) y se grafica la inversa del conteo vs altura moderador, cuando nos acercamos a $k_{ef} = 1$ ($k_{ef} < 1$) se extrapola la curva determinando la altura crítica. Se lleva el nivel de agua a esta situación y se verifica si es correcta la predicción extrayendo la fuente de neutrones.

POTENCIA NEUTRONICA Y POTENCIA TERMICA

Hemos utilizado hasta el momento el término potencia continuamente y es el momento de aclarar la diferencia entre potencia neutrónica y potencia térmica.

100% de potencia térmica corresponde a un nivel de potencia del reactor, el cual produce el 100% de calor de entrada al ciclo de la turbina.

100% de potencia neutrónica sería la medición del flujo térmico promedio correspondiente a la situación anterior o sea será una indicación de la velocidad de fisiones, la cual da 100% de potencia térmica.

La relación entre potencia térmica y neutrónica no es lineal; las respuestas en tiempo no son las mismas, por ejemplo 10% de potencia neutrónica corresponde a una medición de flujo neutrónico que es exactamente 1/10 del flujo al 100% de potencia neutrónica y esto implica una décima de la velocidad de fisiones; esta situación no resultará en un 10% de la potencia térmica porque hay un número de efectos que no cambian de la misma manera que el flujo neutrónico.

Algunos efectos son:

- Pérdida de calor en los canales combustibles.
- Pérdida de calor del sistema de transporte del calor del primario.
- Calor entregado por las bombas principales.
- Calor entregado por el decaimiento de los productos de fisión.

Las velocidades de cambio de la potencia neutrónica y térmica no son las mismas, después de un cambio de reactividad, el flujo neutrónico cambia primero, después la temperatura del combustible y finalmente el sistema que transporta calor.

Es por estas dos razones (no linealidad y distintas velocidades de respuesta) que el reactor monitorea flujo neutrónico o sea mide la potencia neutrónica.

El último gráfico muestra la potencia neutrónica y no la potencia térmica.

La potencia térmica será mucho mayor que 1000 W después de la salida de servicio debido a los efectos mencionados anteriormente.

CAPITULO XIV

EFECTOS EN LA REACTIVIDAD DEBIDOS A CAMBIOS DE TEMPERATURA

Hemos supuesto hasta ahora que los cambios de reactividad se hacían con el sistema de regulación y analizamos los cambios de potencia resultantes. En la práctica tenemos cambios de reactividad inevitables, los cuales ocurren cuando el reactor está en operación, dichos cambios deben ser compensados automáticamente por el sistema de regulación.

Estos cambios de reactividad son debidos a:

- 1) Al elevar la potencia del reactor aumenta la temperatura del combustible y del fluido que transporta calor y también del moderador; estos cambios de temperatura afectan la reactividad.
- 2) La acumulación de los productos de fisión, que dependen del nivel de potencia, absorben neutrones y reducen la reactividad.
- 3) Quemado del combustible, cuando se quema el combustible cambia su composición (el número de átomos de U235 disminuye y se produce Pu239). Como estos dos nucleidos tienen diferentes secciones eficaces de fisión, se producen cambios de reactividad como resultado del quemado. Los tres efectos anteriores se desarrollan a diferentes velocidades.

Para 1- en el orden de los segundos.

Para 2- en el orden de varias horas.

Para 3- en el orden de las semanas.

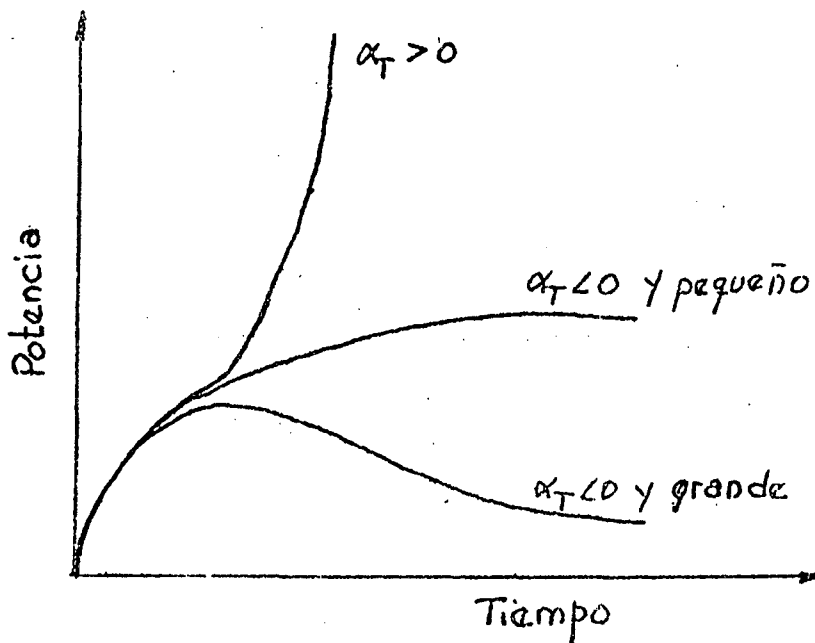
Discutiremos estos efectos en forma separada, comenzando con los efectos de temperatura. Consideremos el siguiente caso: el reactor ha estado crítico durante un tiempo y se inserta una reactividad positiva.

$$\alpha_T = \text{coeficiente de reactividad} = \frac{d\rho}{d\theta}$$

$$\rho = \frac{k-1}{k} \quad ; \quad \rho = 1 - \frac{1}{k} \quad \Rightarrow \quad \frac{d\rho}{d\theta} = \frac{1}{k^2} \frac{dk}{d\theta}$$

$$\text{Si } k \approx 1 \Rightarrow k^2 \approx k \quad \frac{d\rho}{d\theta} \approx \frac{1}{k} \frac{dk}{d\theta} = \alpha_T$$

Veamos que sucede para varios coeficientes de reactividad.



Cuando α_T es positivo, aumenta la potencia, lo cual aumenta la temperatura y esta aumenta la potencia y así sucesivamente. Si no hay intervención externa la potencia crecerá sin límites.

Cuando α_T es negativo, la reactividad decrece a medida que aumenta la temperatura y potencia.

Si α_T es pequeño y la extracción de calor del reactor es rápida, la potencia llegaría hasta un cierto nivel donde la temperatura reduce la reactividad a cero. El reactor elevó su potencia y se mantiene crítico.

La mayoría de los reactores se comportan de este modo como respuesta a un salto de reactividad.

Cuando α_T es grande y negativo, y la extracción de calor

no es suficientemente rápida, el aumento de temperatura que acompaña al aumento inicial de potencia puede traer como consecuencia una caída de reactividad que lleve el reactor a subcrítico, antes que el calor generado en el sistema haya sido extraído. El nivel de potencia cae en este caso a un nivel donde la temperatura y la potencia están en estado estacionario y la reactividad es cero.

Entonces reactores con α_T positivos son inestables y con α_T negativos estables respecto a cambios en la temperatura.

En reactores como en el de la CNA (la mayoría de los reactores) con combustible sólido el coeficiente de temperatura (α_T) del combustible es de gran importancia en cuestiones de seguridad, esto se debe a que la temperatura del combustible responde casi instantáneamente al cambio en la potencia, en cambio las temperaturas en el moderador y refrigerante dependen de la transferencia de calor proveniente del combustible. Por este motivo el α_T del combustible se lo suele llamar coeficiente de temperatura instantáneo.

LAS CAUSAS DE LOS CAMBIOS DE REACTIVIDAD CON LA TEMPERATURA

Volvemos a

$$k_{ef} = k_{eo} \cdot A_f \cdot A_t = \epsilon p q f A_f A_t$$

$$\ln k_{ef} = \ln k_{eo} + \ln A_f + \ln A_t$$

Cuando

$$\theta \rightarrow \theta + d\theta$$

$\theta = \text{Temperatura}$

$$k_{ef} \rightarrow k_{ef} + dk_{ef}$$

derivamos respecto a la temperatura

$$d/d\theta$$

$$\frac{dp}{d\theta} = -\frac{1}{k_{ef}} \frac{dk_{ef}}{d\theta} = \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{d\theta} + \frac{1}{p} \frac{dp}{d\theta} + \frac{1}{q} \frac{dq}{d\theta} + \frac{1}{f} \frac{df}{d\theta} + \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{d\theta} + \frac{1}{A_t} \frac{dA_t}{d\theta} \quad (1)$$

De esta manera se realiza el estudio cuantitativo, posteriormente daremos algunos resultados de estos cálculos.

EFFECTOS PRODUCIDOS EN EL NUCLEO POR EL AUMENTO DE LA TEMPERATURA

1. EFECTOS DE LA DILATACION TERMICA

- a) Cuando aumenta la temperatura, disminuye la densidad en el moderador y en el sistema que transporta calor, como resultado los neutrones pueden recorrer una mayor distancia sin ser absorbidos y el efecto resultante es que aumentarán los escapes.

$$\uparrow \text{ } ^\circ\text{C} \quad \downarrow \text{ densidad} \quad \downarrow \Sigma_a \text{ y } \Sigma_s \rightarrow \uparrow L \text{ y } L_s \quad \uparrow \text{ Escape}$$

$$\uparrow \text{ Escape} \quad \downarrow k_f \text{ y } k_t \quad \downarrow \rho$$

- b) Cuando aumenta la temperatura se dilata el combustible, lo cual reduce la cantidad de fluido en el refrigerante y tenemos situaciones distintas para H_2O y para D_2O :

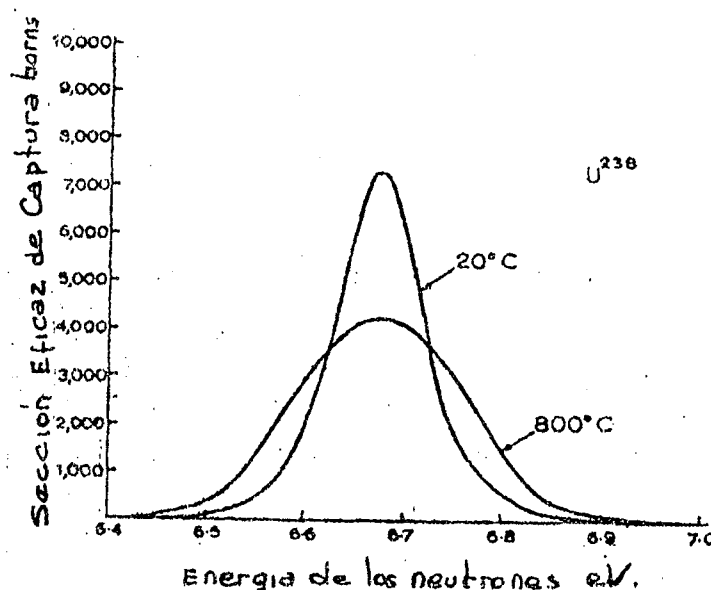
- b₁) al disminuir la cantidad de H_2O , disminuye notablemente la captura de neutrones y aumenta la ρ
- b₂) al disminuir la cantidad de D_2O tenemos dos situaciones si el reactor es sobremoderado aumenta ρ ;
si el reactor es submoderado disminuye ρ .

$$\uparrow \text{ } ^\circ\text{C} \quad \uparrow \text{ Dilatación } \downarrow \text{ Se reduce el } \left\{ \begin{array}{l} \text{H}_2\text{O} \downarrow \text{ captura } \uparrow \rho \\ \text{D}_2\text{O} \left\{ \begin{array}{l} \uparrow \rho \text{ sobremod.} \\ \downarrow \rho \text{ submod.} \end{array} \right. \end{array} \right. \downarrow \text{ fluido ref. g.}$$

Si el fluido que transporta calor es agua liviana disminuirá en forma significativa la captura neutrónica cuando hay dilatación, en el caso de agua pesada los cambios de densidad afectarán poco la reactividad debido a que la absorción es muy pequeña.

2. EFECTO NUCLEAR DIRECTO

En otros capítulos hemos mencionado la captura resonante, hablábamos de fuertes absorciones de neutrones por parte del U^{238} para ciertas energías de los neutrones, en la figura siguiente se observa.



La resonancia está determinada por las velocidades relativas de los neutrones y el núcleo blanco, cuando se calienta el combustible, los átomos de uranio vibrarán mucho más, un neutrón que se encuentra fuera del pico resonante, con los átomos de uranio en reposo, puede ahora (calentamiento del uranio) encontrar un átomo moviéndose a una cierta velocidad y ponen la velocidad relativa en el pico resonante. Así el neutrón que podría haber sobrevivido en el combustible frío es capturado en el combustible caliente y esta situación se refleja en un ensanchamiento del pico resonante, como se muestra en la figura, en otras palabras tendremos una pérdida de reactividad cuando se calienta el combustible.

3. EFECTO NUCLEAR INDIRECTO

La energía térmica de los neutrones aumenta con la temperatura, por ejemplo, si calentamos el moderador todas las moléculas del mismo serán más energéticas. El proceso de moderación de neutrones por colisiones elásticas se produce si la energía de las moléculas del moderador es inferior a la energía de los neutrones, de modo que la energía térmica de los

neutrones está prácticamente determinada por la temperatura del moderador (en realidad también intervienen el refrigerante y el combustible). Por lo tanto aumentando la temperatura del moderador aumentará la energía térmica de los neutrones. Esto afectará la reactividad ya que la sección eficaz microscópica de absorción (σ_a) y la de fisión (σ_f) dependen de la energía de los neutrones y la relación total de fisiones a absorciones es sensible a las variaciones de energía de los neutrones térmicos.

a)

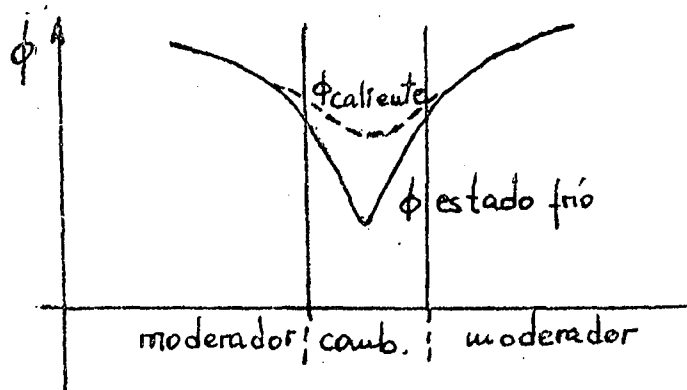
$$\uparrow \text{ } ^\circ\text{C} \quad \uparrow \text{ temperatura neutrones} \quad \downarrow \Sigma_{\text{comb.}} \quad \uparrow \Phi_{\text{comb.}} \quad \uparrow f$$

Σ_{comb} = sección eficaz macroscópica del combustible

Φ_{comb} = flujo neutrónico medio en el combustible

f = factor de utilización térmica

Es decir, si aumenta la temperatura del moderador aumenta la temperatura de los neutrones y por lo tanto su energía. Al aumentar la energía térmica de los neutrones disminuye la sección eficaz de absorción del combustible y en consecuencia aumenta el flujo neutrónico en el combustible. Al aumentar Φ_{comb} aumenta el factor de utilización térmica (f).

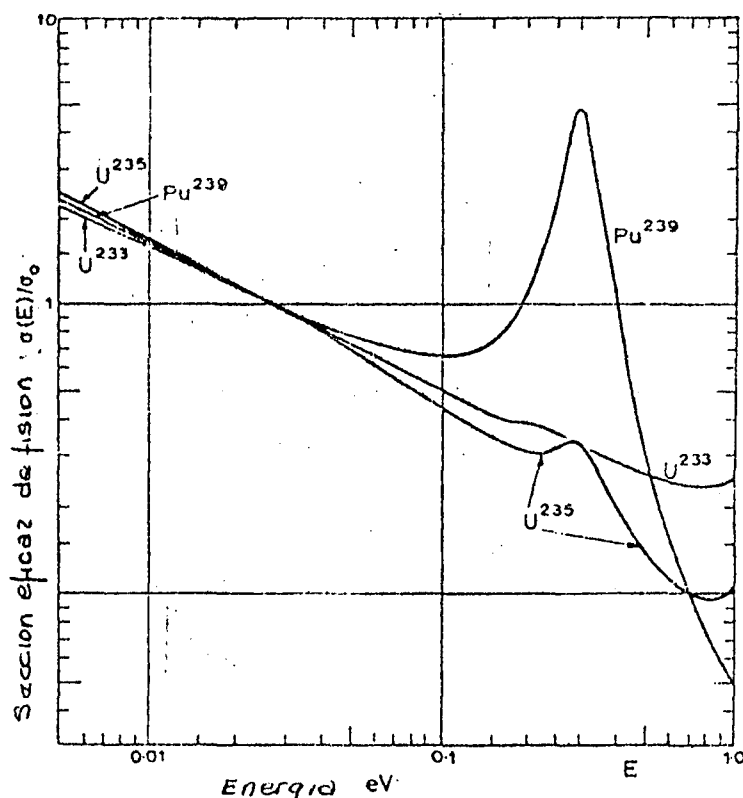


$$f_{\text{Heter}} = \frac{\sigma_{ac}}{\sigma_{ac} + \frac{N_M}{N_C} \left(\frac{\phi_M}{\phi_C} \right) \sigma_{aM}} ; \quad f_d = \frac{\phi_M}{\phi_C}$$

Si ϕ_C aumenta, f también aumenta.

Este es el caso de un reactor heterogéneo donde los materiales del reactor se comportan como absorbedores $1/v$ para neutrones de bajas energías o sea σ es proporcional a $1/v$. si fuera el caso del reactor homogéneo y todos los materiales se comportaran como $1/v$ no observaríamos cambios ya que la absorción relativa de los neutrones es el combustible, moderador, etc., permanecería inalterada.

- b) Cuando los materiales del núcleo no se comportan como absorbedores $1/v$ la absorción relativa de neutrones cambiará y no sólo f será afectado.



$$\uparrow \text{oe} \uparrow \text{temp. neutrones} \Rightarrow \downarrow \eta (\text{U-235}) \downarrow \rho$$

$$\uparrow \text{oe} \uparrow \text{temp. neutrones} \Rightarrow \uparrow \eta (\text{Pu-239}) \uparrow \rho$$

La sección eficaz de fisión, σ_f , del U^{235} decrece más rápidamente que $1/v$, según se ve en el gráfico, en función de la energía de los neutrones. Se tiene entonces que ante un aumento de temperatura aumenta la energía de los neutrones y como consecuencia de la disminución de σ_f disminuye el factor de fisión térmico del U^{235} (η) y por ende la reactividad (ρ).

Por otra parte, existe una resonancia, a los 0.3 eV, en la sección eficaz de fisión del Pu-239. Cuando se aumenta la temperatura se tendrá mayor cantidad de neutrones en las energías resonantes y como resultado crecerá $\eta_{\text{Pu-239}}$ (factor de fisión térmico del Pu-239), por lo tanto crecerá la reactividad.

Si ambos efectos dan como resultado una reactividad positiva o negativa depende del grado de quemado del combustible.

Como regla para combustible fresco y bajo quemado estos efectos provocarán una reactividad negativa y para altos quemados una reactividad positiva.

Como los cambios de temperatura se producen en diferentes tiempos en el combustible refrigerante y moderador y como tambien pueden variarse en forma independiente los analizaremos por separado.

Para obtener valores cuantitativos debemos evaluar la expresi3n (1) pero aca discutiremos : resultados y conceptos.

COEFICIENTE DE TEMPERATURA DEL COMBUSTIBLE

Se tienen dos efectos principales:

- 1) Al aumentar la temperatura del combustible aumenta la captura resonante como vimos anteriormente.
- 2) Al aumentar la temperatura del combustible aumenta la temperatura de los neutrones y esto afecta la velocidad de las reacciones como se vi3 en efectos nucleares indirectos.

El resultado global es que el coeficiente de temperatura del combustible es siempre negativo aunque el valor num3rico para combustible fresco es mayor que para n3cleo en equilibrio.

Un coeficiente de temperatura del combustible (α_{TC}) negativo es muy conveniente debido a la autoregulaci3n que se produce en el reactor, en el sentido que una peque1a reactividad insertada ser3 compensada por el aumento en la temperatura del combustible y la consiguiente disminuci3n de reactividad.

$$\alpha_{TC} \text{ (pcm/}^{\circ}\text{C)}$$

N3cleo fresco N3cleo en equilibrio

CNA	-1,3	-0,4
Pick	-1,5	-0,4

veamos

A título ilustrativo los términos de la ecuación para α_T combustible en las unidades Pickering 1-4.

	combustible fresco	combustible en equilibrio
$\frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{d\theta}$	0 μk	0 μk
$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{d\theta}$	-9,33 "	-9,29 "
$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{d\theta}$	-0,79 "	+0,34 "
$\frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{d\theta}$	-4,04 "	+5,33 "
$\frac{1}{\lambda_f} \frac{d\lambda_f}{d\theta}$	0 "	0 "
$\frac{1}{\lambda_t} \frac{d\lambda_t}{d\theta}$	-0,83 "	-0,43 "
TOTAL	-14,99 "	-4,05 "

$$-14,99 \mu k \triangleq -1,5 \text{ p.c.m}$$

$$-4,05 \mu k \triangleq -0,4 \text{ p.c.m}$$

$$1 \text{ p.c.m} = 10 \mu k$$

COEFICIENTE DE TEMPERATURA DEL REFRIGERANTE

Son dos los aspectos principales que se deben tener en cuenta:

1. Aumento de la energía térmica de los neutrones.
2. Disminución de la densidad del refrigerante.

El procedimiento para analizar es similar al anterior; la mayoría de las contribuciones al α_{TR} no cambian apreciablemente con el quemado con excepción del término $(1/\eta)(d\eta/d\theta)$ que es negativo con combustible fresco y positivo para núcleo en equilibrio.

$$\alpha_{TR} (\text{pcm}/^\circ\text{C})$$

Núcleo fresco Núcleo en equilibrio

CNA

-0,6

+6

COEFICIENTE DE TEMPERATURA DEL MODERADOR

Existen dos efectos principales:

1. Cambios en la densidad del moderador.
2. Aumento en la temperatura de los neutrones.

La temperatura del moderador afecta mucho más el espectro de los neutrones que la temperatura del refrigerante y combustible y se puede decir que es la temperatura base. Por lo tanto se deduce que el coeficiente de temperatura del moderador debería ser más grande en valor absoluto que el α_{TC} y que el α_{TR} , y así se verifica.

	Núcleo fresco $\alpha_{TM} \text{ (pcm/}^\circ\text{C)}$	Núcleo en equilibrio $\alpha_{TM} \text{ (pcm/}^\circ\text{C)}$
CNA	-17	-5
Pick	- 7	+8

Los valores para CNA de la tabla son valores de diseño, en la actualidad (prácticamente en situación de núcleo en equilibrio) se tiene un $\alpha_{TM} \triangleq -10 \text{ pcm/}^\circ\text{C}$, por este motivo la variación de la temperatura del moderador es importante para la regulación del reactor.

Observación:

Antes de producirse el aumento de potencia de CNA se contaba solamente con instrumentación ex-core para obtener información de la densidad de potencia ya que los detectores (vanadio) se encontraban fuera de servicio. Por lo tanto (de acuerdo a una cierta correlación entre in-core ex-core) se tomaba la señal de la cámara ex-core para obtener la información de NV 21 máximo.

Inmediatamente después de los arranques se tenía la temperatura del moderador alta ($\sim 230^\circ\text{C}$), de acuerdo a lo visto esta situación aumenta los escapes de neutrones y por esto, se tenía una indicación muy alta del NV 21 máximo.

Veamos los términos de la ecuación para α_{TM} (Pickering).

TABLA

COEFICIENTE DE TEMPERATURA DEL MODERADOR PARA LAS UNIDADES 1 - 4 DE RE

PICKERING . (UNIDADES μ K/°C , CALCULADAS PARA $\Delta\theta = -13$ °C)

	COMBUSTIBLE FRESCO	COMBUSTIBLE EN EQUILIBRIO
$(1/\epsilon) d\epsilon / d\theta$	0	0
$(1/p) dp / d\theta$	-24.0	- 23.9
$(1/r) dr / d\theta$	- 55.4	67.1
$(1/\eta) d\eta / d\theta$	- 59.2	76.0
$(1/\Delta f) d\Delta f / d\theta$	- 13.0	- 13.0
$(1/\Delta \epsilon) d\Delta \epsilon / d\theta$	- 28.7	- 22.0
TOTAL	- 69.3	+ 84.2

ASPECTO PRACTICO

Ya mencionamos la conveniencia de coeficientes negativos, pero no se trata de la suma algebraica lo que nos interesa, sino de la constantes de tiempo; por ejemplo un reactor con un $\alpha_{TC} = -1 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$ y un $\alpha_{TR} = +1,5 \text{ pcm}/^{\circ}\text{C}$, será estable ya que la temperatura del combustible cambia instantáneamente

mientras que el cambio en la temperatura del refrigerante se retarda entre 7 y 8 segundos debido a la transmisión de calor. El cambio de la temperatura del moderador será más largo todavía y desde este punto de vista no afectará. Otro punto de interés sobre los coeficientes de temperatura es para los diseñadores (conocer los α_T en todas las condiciones posibles) ya que es uno de los pocos caminos que se tienen para obtener efectos de realimentación en el diseño, por otro lado el operador está fundamentalmente interesado en la producción de energía, por lo cual debe conocer estos efectos para que no representen fallas en la operación, con la consiguiente pérdida de energía.

Analizaremos un caso típico de operación de CNA para ver como se trabaja con los coeficientes de temperatura.

El reactor ha estado operando al 100% Pot. durante 1 semana con $T_{Mod} = 180^{\circ}\text{C}$, Concentración de Xenon en equilibrio y la reactividad de reserva de dos bancos RI y G igual a 10%. Debemos realizar un ciclo al 70% Pot. y queremos conocer la β de reserva que tendremos durante el máximo envenenamiento del Xenon si bajamos la temperatura del moderador a 160°C .

En lugar de los α_{TC} y α_{TR} utilizamos $\alpha_{Pot.}$ y tenemos

$$\alpha_{Pot} = +1,2 \text{ pcm}/\% Pot.$$

Supongamos que el moderador se puede enfriar a $1,5^\circ\text{C}/\text{min}$, entonces necesitaremos alrededor de 13 min para pasar de $180^\circ\text{C} \rightarrow 160^\circ\text{C}$, el $\alpha_{TM} = -10 \text{ pcm}/^\circ\text{C}$.

Tenemos

$$\Delta \rho_{Xe} (\sim 3 \text{ hs máximo}) = -7\% \text{ (por encima del valor de equilibrio)}$$

$$\Delta \rho_{Mod.} (180^\circ\text{C} \rightarrow 160^\circ\text{C}) = +2\%$$

$$\Delta \rho_{Pot.} (100\% - 70\%) \hat{=} -0,4\%$$

Balace de ρ :

$$\Delta \rho_{Xe} + \Delta \rho_{Mod.} + \Delta \rho_{Pot.} + \Delta \rho_{RIG} = 0$$

$$-7\% + 2\% - 0,4\% + \Delta \rho_{RIG} = 0$$

en este ciclo necesitamos 5,4% de Barras RIG.

$$\rho_{\text{reserva antes del ciclo}} = 10\%$$

$$\rho_{\text{reserva despues del ciclo}} = 4,6\%$$

EFFECTOS DEBIDO A LA FORMACION DE VACIO

La formación de vacío en el refrigerante es el caso más importante y discutiremos esta situación llamada "pérdida de refrigerante" (loss of coolant). Ya que la reactividad aumenta con pérdida de refrigerante, es importante conocer la magnitud de los efectos por cuestiones de seguridad. El líquido refrigerante puede hervir como resultado de:

1. Baja presión (rotura de un caño, falla de una bomba)
2. Bajo caudal (" " " " " ")
3. Exceso de potencia (distorsión de flujo, falla sistema de regulación).

Bajo estas circunstancias el refrigerante será reemplazado por vapor y eventualmente los canales (algunos o todos) pueden quedar vacíos. La severidad de esta condición de emergencia dependerá fundamentalmente de la velocidad con

que crece la reactividad, aunque la reactividad total puede ser de igual importancia. Por ejemplo, en el reactor Gentilly refrigerado por agua liviana, la pérdida de refrigerante daría un gran cambio en la reactividad, estimando que el reactor opera con núcleo fresco, el cambio en reactividad para una pérdida de refrigerante de la mitad del núcleo conducirá a +37 mk, este cambio tan impresionante es debido principalmente a la reducción de la absorción por la pérdida de agua liviana.

Para reactores de agua pesada no es tan drástico, pero sigue siendo muy importante, para un reactor Douglas Point, el aumento de reactividad sería de +8 mk para núcleo fresco si se vacía todo el núcleo.

CAPITULO XV

ENVENENAMIENTO DE XENON Y SUS EFECTOS SOBRE LA OPERACION DEL REACTOR

Como se sabe los cambios de temperatura son efectos de corto tiempo, o sea, producido un cambio de potencia se manifiesta rápidamente como un cambio en la reactividad a través del cambio en temperatura.

Existen también cambios de reactividad a largo plazo, que ocurren como resultado de variaciones en la composición del combustible, estas variaciones se deben a:

- a. Acumulación de productos de fisión en el combustible, los cuales absorben neutrones.
- b. Quemado del U-235 y acumulación de plutonio.

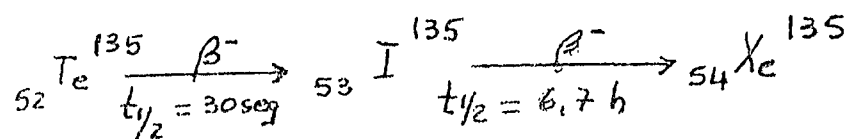
Seguidamente se analizarán los cambios de reactividad debidos al punto a.

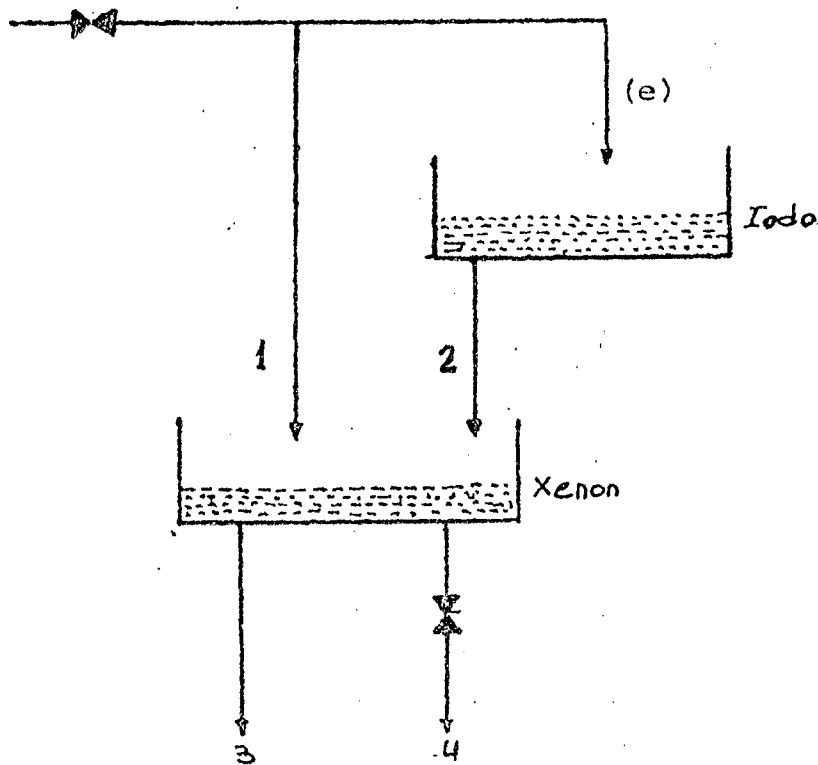
Todos los productos de fisión pueden ser clasificados como venenos ya que en mayor o menor proporción absorben neutrones, pero el Xe^{135} es el veneno que tiene mayor importancia debido a su enorme sección eficaz de captura (σ_c), del orden de 3×10^6 barns. Esta sección eficaz del Xe^{135} es mucho mayor que cualquiera de las secciones eficaces de captura de los otros productos de fisión, por este motivo consideraremos al Xe^{135} en particular.

ACUMULACION DEL Xe^{135}

El Xe^{135} se produce en el combustible por dos caminos:

1. Directamente de la fisión (alrededor del 5% del Xe^{135} producido).
2. Indirectamente, a través del decaimiento del I^{135} , el cual se produce directamente de la fisión por decaimiento del $^{52}\text{Te}^{135}$.





La acumulación de Xe^{135} se representa por la acumulación de agua en el recipiente inferior y la acumulación de I^{135} por la del recipiente superior.

Supongamos que ambos recipientes están vacíos, o sea, no hay Xe^{135} ni I^{135} en el combustible; y que el reactor se arranca y es operado a un nivel de potencia constante. Supondremos también que el Iodo-135 se produce directamente.

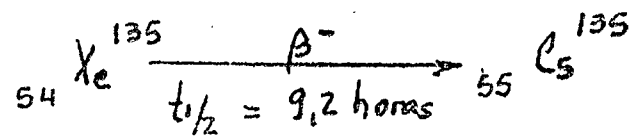
Al arrancar el reactor se produce I^{135} y Xe^{135} , o sea que pasará agua al tacho del Iodo y algo de agua a través de la línea 1 al tacho del Xenón (formación directa de alrededor del 5%).

Al mismo tiempo que el nivel del tacho del Iodo crece, fluye agua a través de la línea 2 al recipiente del Xenón (decaimiento beta negativo del Iodo). Llega un momento en que

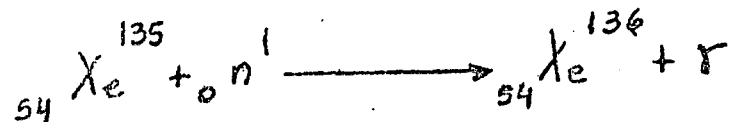
Alrededor del 95% del Xe^{135} formado se produce por este camino. Como la vida media del Te^{135} es muy chica comparada con la vida media del I^{135} , se considera que el Te^{135} formado decae inmediatamente a I^{135} .

El Xe^{135} se desintegra por dos caminos:

3. Por decaimiento beta negativo a Cs^{135} .

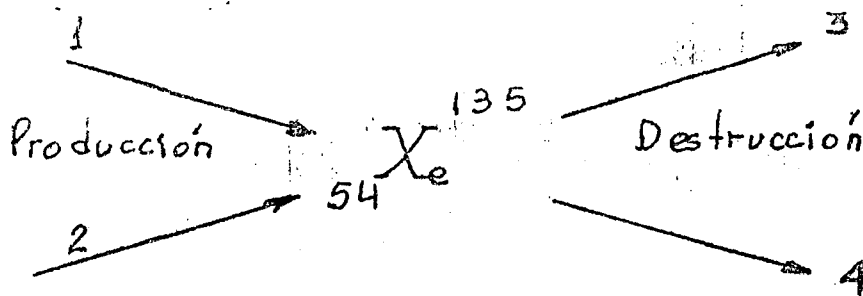


4. Por captura neutrónica (de un neutrón térmico).



El Cs^{135} y el Xe^{136} tienen secciones eficaces bajas, por este motivo no serán considerados.

Resumiendo:

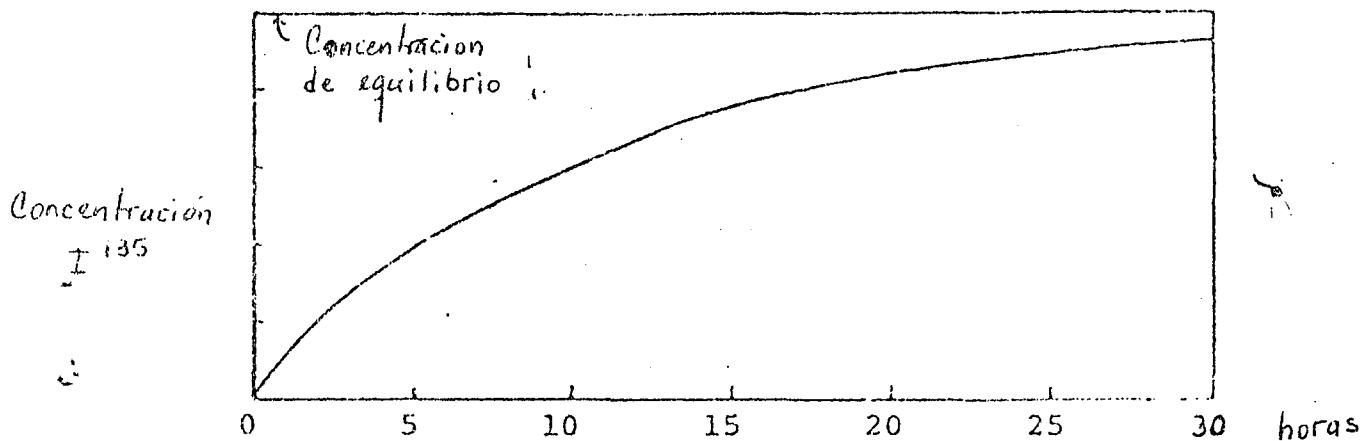


Para entender la acumulación de Xe^{135} se verá una analogía de un recipiente que se llena con agua.

el nivel del tacho del lodo permanece constante. se dice entonces que el I^{135} ha alcanzado la concentración de equilibrio (decae con la misma velocidad con que se forma).

La figura siguiente muestra la acumulación del I^{135} con el tiempo

$$\text{Conc} = f(t).$$

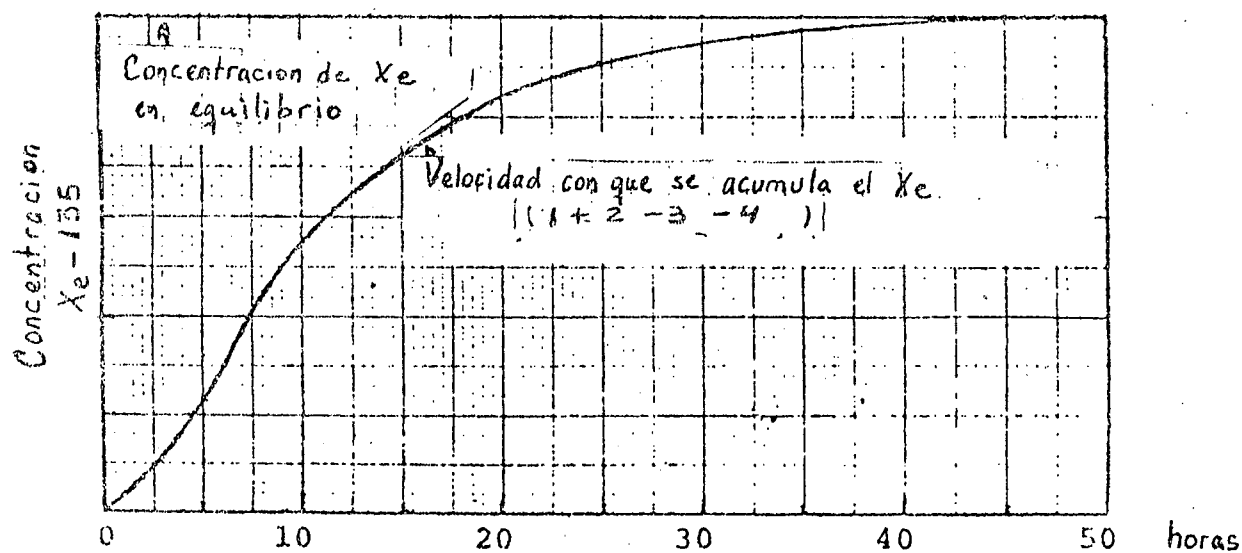


Mientras tanto el recipiente del Xenón se está llenando a través del recipiente del lodo (línea 2) y de la línea directa 1, y el agua se pierde a través de las líneas 3 y 4 que representan la remoción del Xe^{135} por decaimiento y captura neutrónica.

Sin embargo el agua fluye hacia el recipiente del Xenón en forma más rápida que las pérdidas y el nivel crecerá; pero a medida que el nivel crece, más rápido se irá el fluido por 3 y 4, y como consecuencia el llenado del recipiente del Xenón será más lento; en otras palabras: cuanto mayor sea el nivel del recipiente de Xenón más lento será el crecimiento de dicho nivel.

A un cierto nivel el agua fluirá a la misma velocidad con que entra y el nivel de Xe^{135} se mantendrá constante. 0

sea, la concentración de Xe^{135} en el combustible crecerá hasta que la remoción del mismo (por decaimiento y captura) aumente a tal punto que se tenga un balance exacto con la producción. Luego, la concentración del Xenón permanecerá constante y esta concentración es llamada concentración de Xe^{135} en equilibrio.



La concentración del Xe^{135} en equilibrio depende del flujo de neutrones. Por ejemplo, si el reactor opera a la mitad de potencia, producirá la mitad de I^{135} y la velocidad de remoción del Xenón por captura será la mitad, es equivalente a tener las 2 válvulas de la figura cerradas hasta la mitad en lugar de completamente abiertas.

Se tarda aproximadamente dos días (45 hs) en alcanzar el equilibrio, pero la acumulación durante la primera parte es bastante rápida. En un reactor de potencia típica el Xe^{135} alcanza el 50% del valor de equilibrio en aproximadamente 10 horas y el 90% en aproximadamente 24 horas de operación a potencia constante.

LA CARGA DE XENON EN EQUILIBRIO

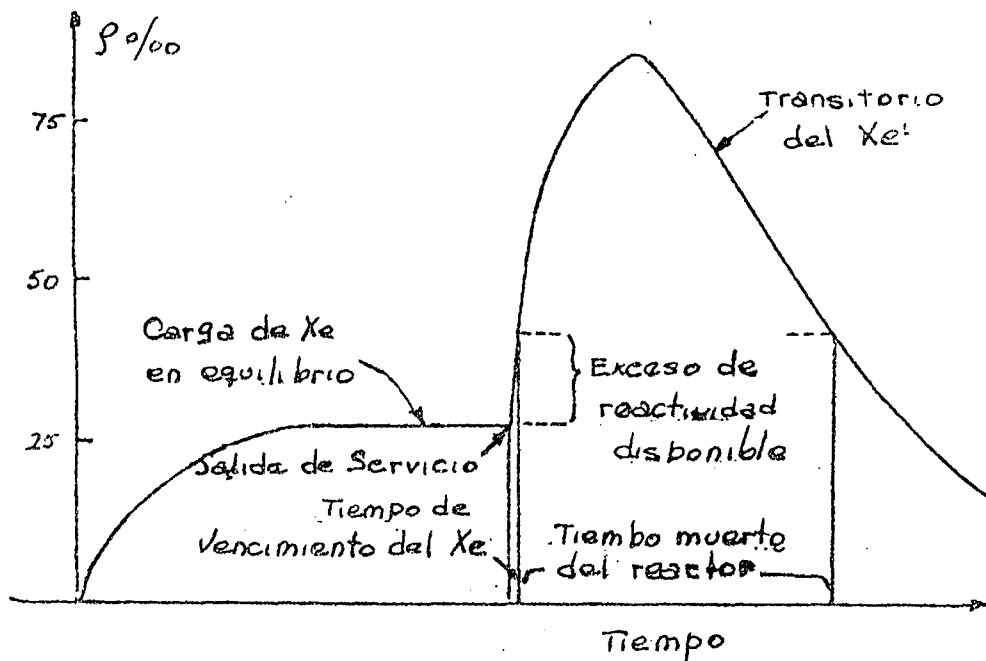
Los átomos de Xe^{135} capturan neutrones y por lo tanto un reactor crítico sin Xe^{135} será subcrítico con él. A esta reducción de reactividad se la llama carga de Xenón. La carga de Xenón en equilibrio para el caso de CNA es de alrededor de -27‰.

La presencia de la carga de Xenón en equilibrio implica que debemos tener bastante exceso de reactividad en el reactor para que el sistema de regulación pueda compensar esta pérdida de reactividad.

ACUMULACION DE XENON EN LA PARADA DEL REACTOR

El problema real de Xe^{135} comienza después que el reactor sale de servicio. Supongamos que el reactor ha estado operando a plena potencia por algún tiempo y que la carga del Xenón está en equilibrio, entonces sacamos el reactor de servicio (caída de barras, por ejemplo) y vemos que sucede con la carga del Xenón. Una vez que el flujo ha caído a niveles muy bajos podemos suponer que no hay producción de Xenón directamente de fisión, y que no hay remoción por captura neutrónica (se supone que el flujo térmico es cero). En la analogía, para representar una salida de servicio del reactor, se cierran las dos válvulas; el Xe^{135} se continúa formando por decaimiento del I^{135} y desaparece por decaimiento beta negativo a C^{135} . El resultado final es que se está produciendo el Xe^{135} a una velocidad mayor que la de remoción. Como resultado la concentración de Xenón crecerá después de la parada pero gradualmente disminuirá el decaimiento de I^{135} (pues no hay producción de Iodo). Eventualmente la velocidad de remoción de Xenón será igual a la velocidad de formación y posteriormente predominará la velocidad de remoción.

El resultado se observa en la figura siguiente:

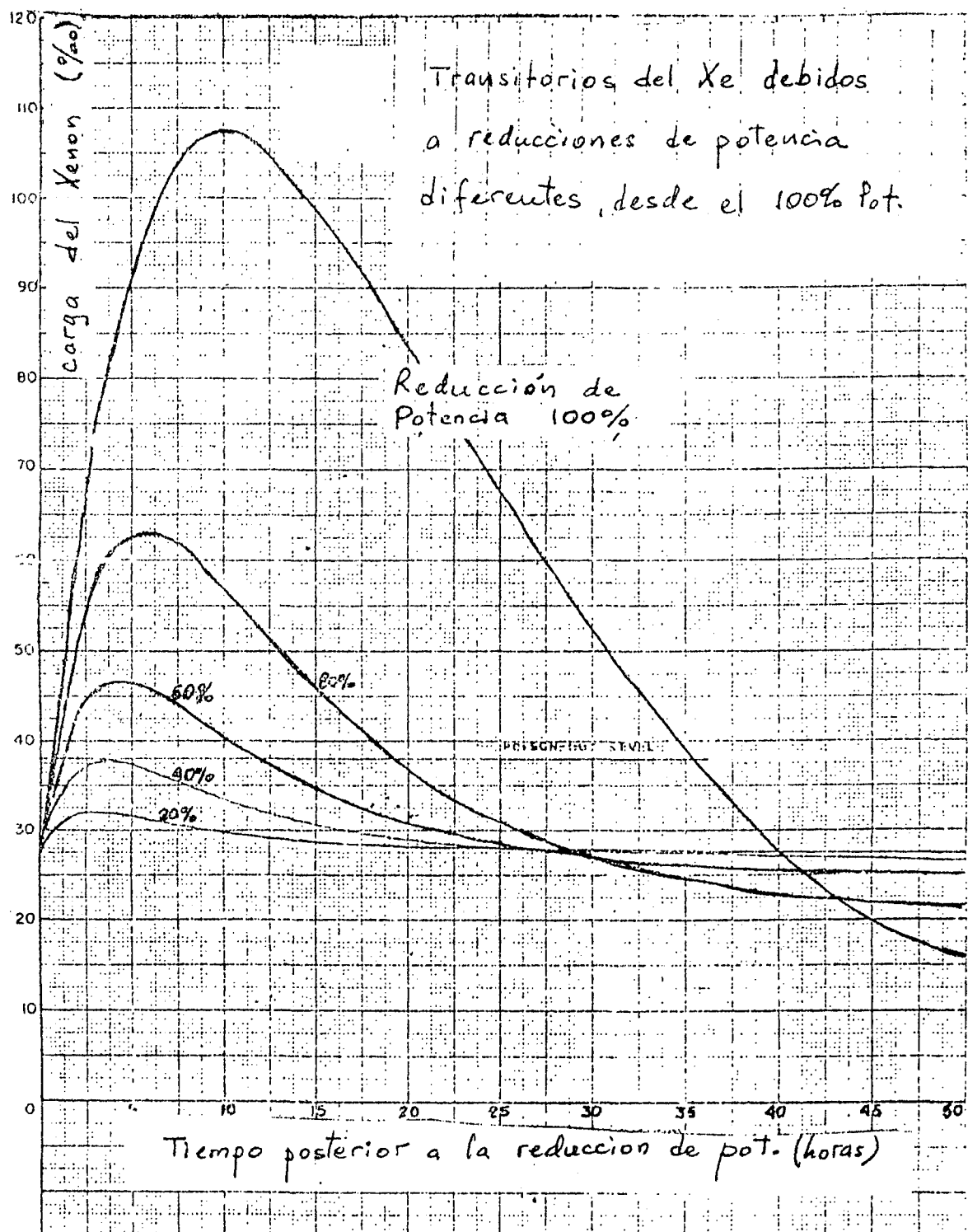


Se supone que la potencia cae directamente a cero, pero por supuesto en la realidad no es así.

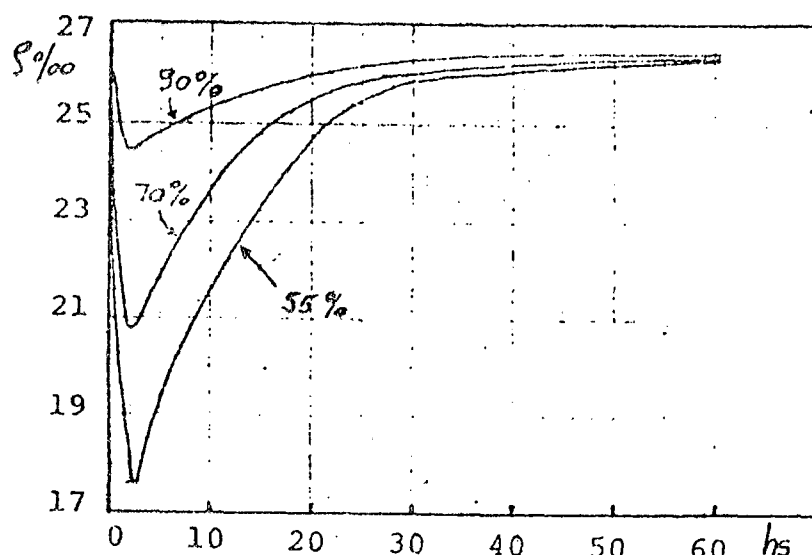
La curva que muestra como varía la carga del Xe después de la parada se llama transitorio del Xe. La altura del pico sobre el valor de equilibrio es proporcional al flujo antes de la parada. Para el caso de CNA se tiene que este valor pico sobre la carga de equilibrio es -120%; para el caso de los Pick -80%; Bruce -110%.

En la operación rutinaria estaremos interesados en conocer los transitorios de Xe para los ciclos de carga (ciclos de potencia de fin de semana). En estos casos debemos resolver las ecuaciones del Xe correspondientes a estas situaciones y generalmente se lo hace a través de códigos.

Supongamos, por ejemplo, una reducción del 40% en la potencia, decrecerá al 40% la remoción por captura respecto al valor de equilibrio y comienza a crecer el Xe, pero como hay un determinado flujo no alcanzará (la concentración de Xe) los valores grandes del caso de la parada o salida de servicio.



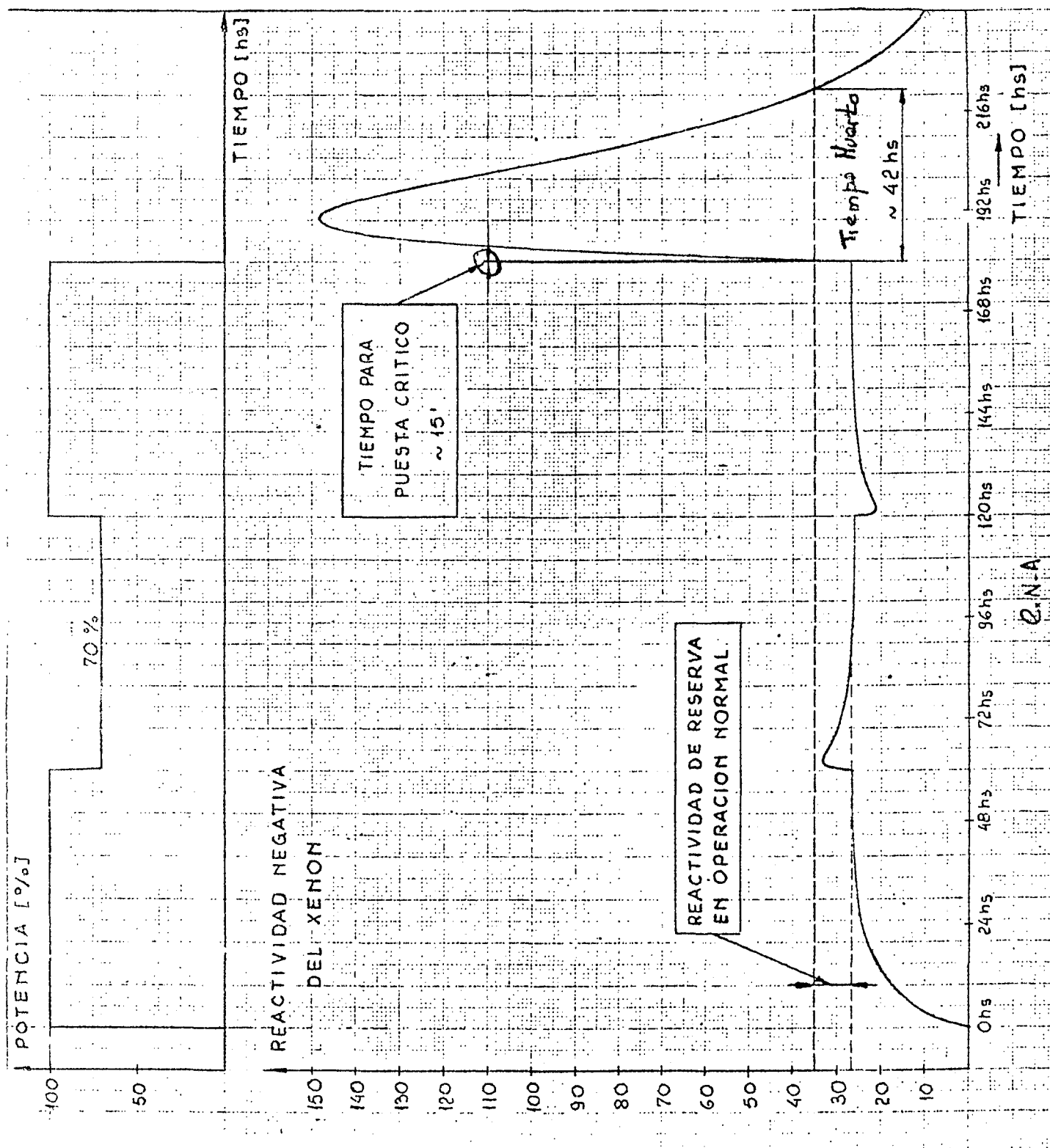
La inversa también se aplica, por ejemplo, si se analizan aumentos de potencia. El efecto inmediato es una ganancia de reactividad debido al aumento del quemado del Xenón, al mismo tiempo se irá produciendo más ^{135}I el cual empezará a predominar en el tiempo.

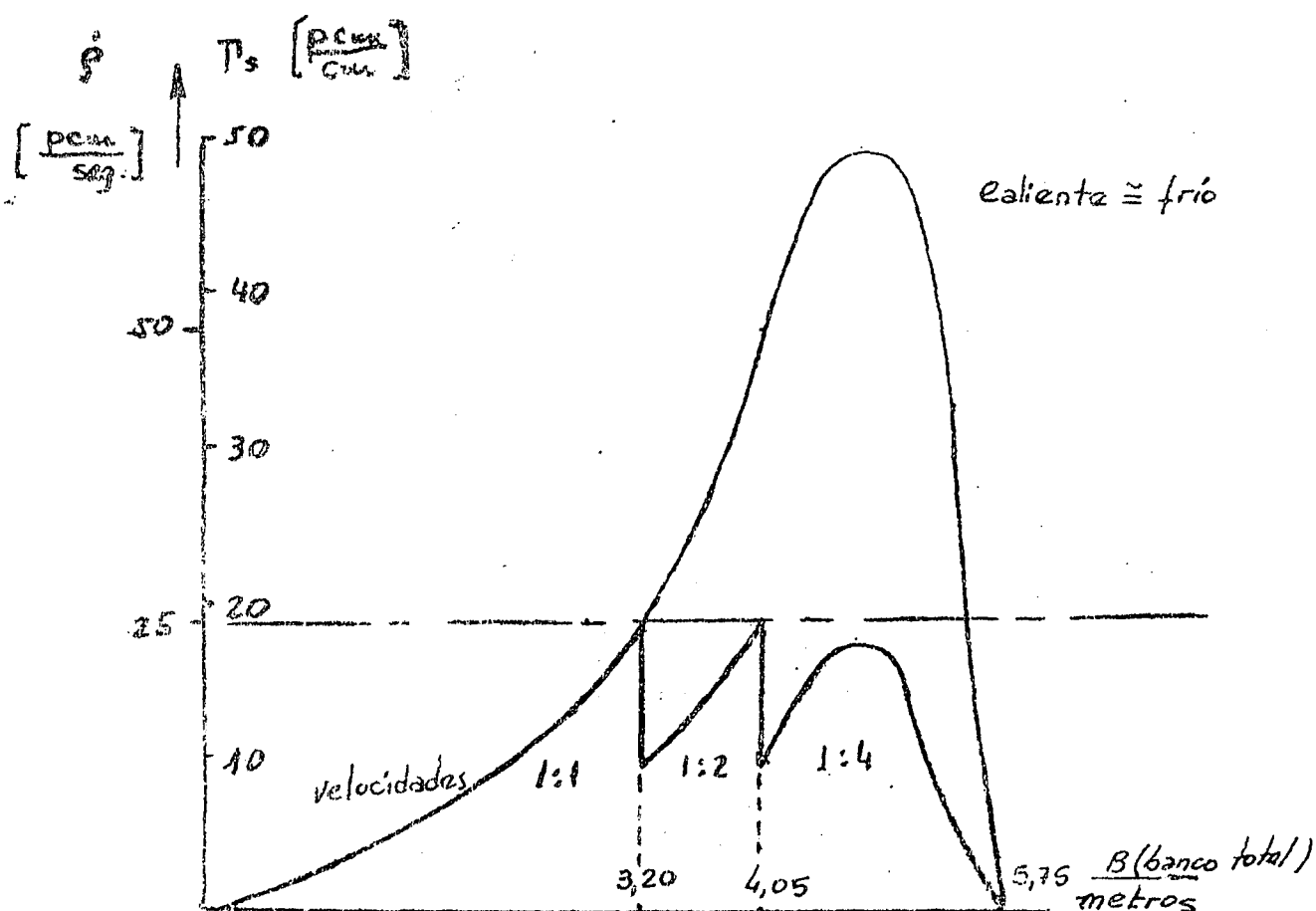


DISCUSION SOBRE EL TRANSITORIO DEL XENON CUANDO EL REACTOR SALE DE SERVICIO

En la figura siguiente se muestra el caso CNA en las condiciones actuales de funcionamiento. Vimos anteriormente que el problema real del Xenón comienza cuando el reactor sale de servicio ya que si no es posible volverlo a potencia dentro de los 15 minutos posteriores a la salida de servicio debemos esperar ~ 42 hs y esto representa una enorme pérdida de energía eléctrica.

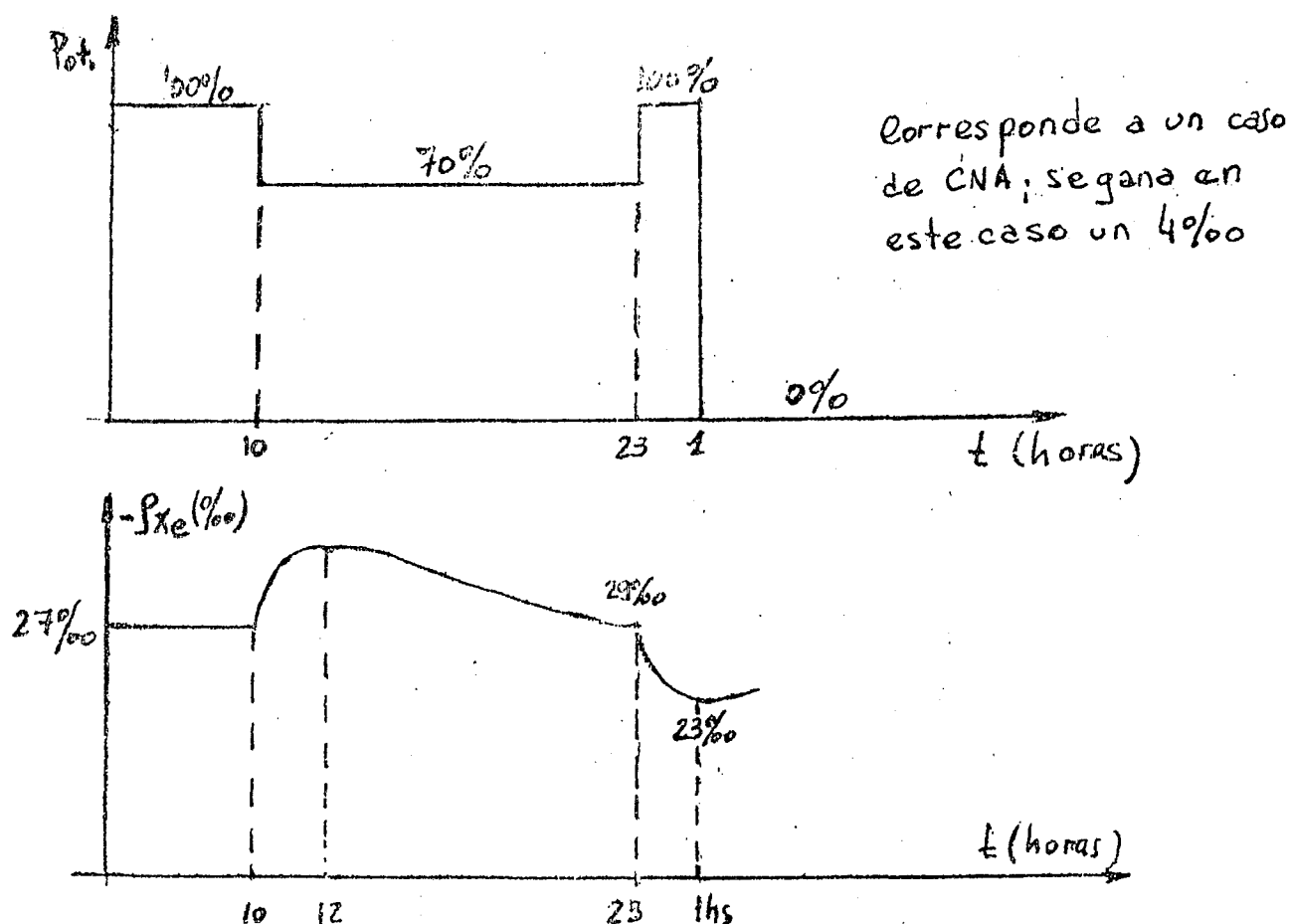
Si hay posibilidades de volverlo a plena potencia porque se solucionó la falla rápidamente, entonces se levanta el banco total de barras de control y si es posible se enfría el moderador para ganar reactividad. De acuerdo a las distintas velocidades con que se mueve el banco de todas las barras se tarda aproximadamente 20 minutos en levantarlo, las limitaciones en dichos movimientos está vinculada a cuestiones de seguridad y subir las barras a la máxima velocidad es una cuestión de difícil solución. En la figura siguiente se muestra la situación para el movimiento del grupo total de barras.





La experiencia de funcionamiento en CNA (hasta el momento), ha demostrado la imposibilidad de volverlo a potencia posteriormente a una operación prolongada al 100% de potencia.

En el caso de arranques se dispone de bastante reactividad y en estas condiciones ha sido posible volverlo a potencia. Si la salida de servicio ocurre a continuación de un ciclo de carga aumenta el tiempo disponible para vencer al Xenón como se muestra a continuación.

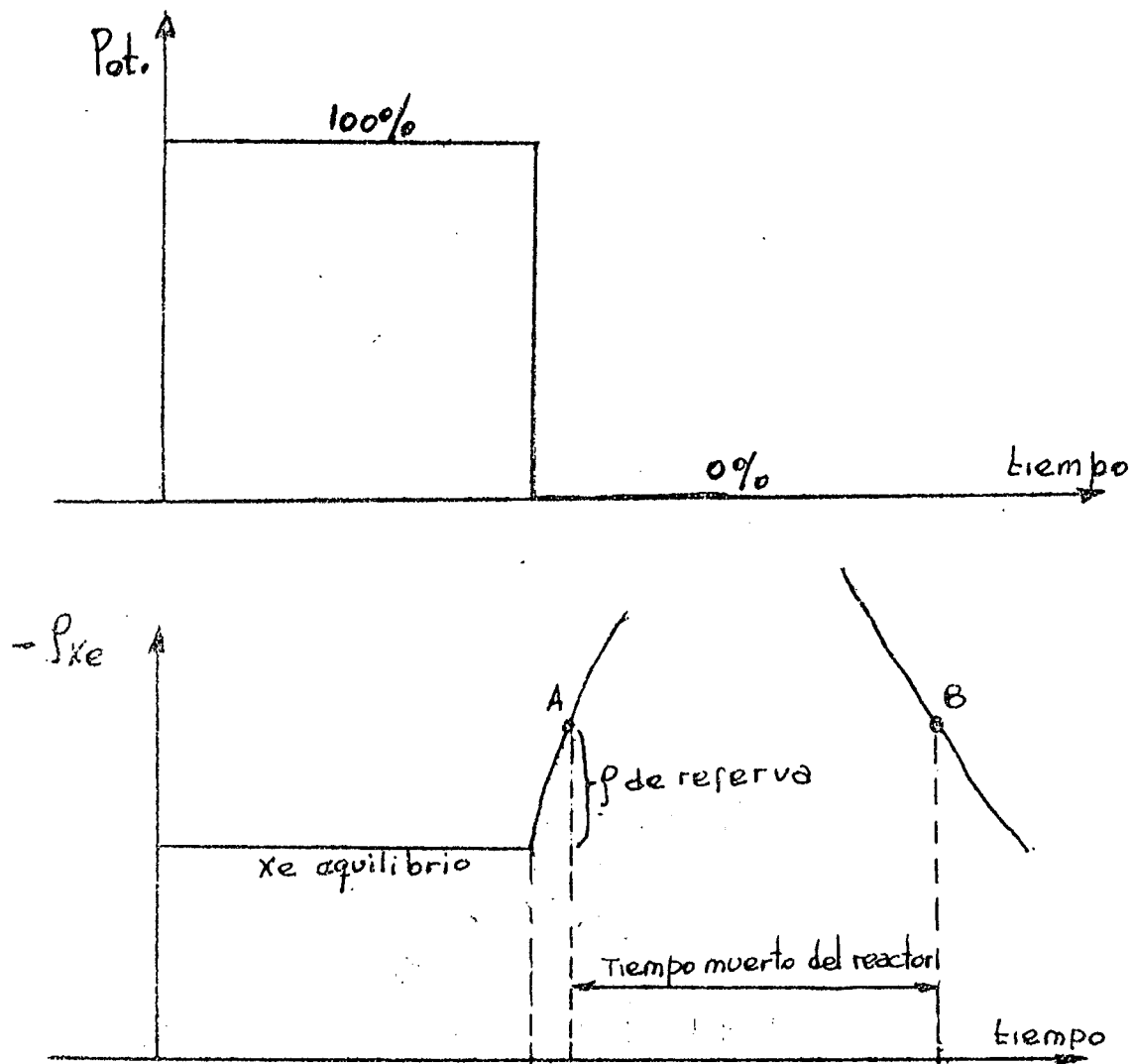


MEDICION DEL TIEMPO MUERTO DEL REACTOR

Es muy importante y conveniente una medición del mismo ya que se trabaja con valores de Xenón calculados con un modelo puntual.

Supongamos que el reactor está operando a plena potencia con la carga de Xe en equilibrio, entonces se reduce la potencia a cero tan rápido como sea posible y se lo mantiene crítico a este nivel; el envenenamiento debido al Xenón comenzará a crecer y cambiarán (suben) las posiciones de las barras de regulación para mantener el reactor crítico, hasta alcanzar la situación de Barras de Regulación totalmente extraídas.

Con esta información se determinará el tiempo disponible para vencer al Xenón con la ρ de reserva disponible. De este modo determinamos el punto A como se muestra a continuación.



Aproximadamente a las 30 hs de producida la salida de servicio (este tiempo puede variar) se extraen todas las barras de control como intentando ponerlo crítico. En esta situación el reactor estará subcrítico y podemos utilizar la técnica subcrítico vista en el curso ($\rho_{sc} = \rho_p / (1 - k_{eff})$) para estimar el momento de la criticidad. De este modo obtenemos el punto B, o sea determinamos experimentalmente el tiempo muerto del reactor.

OSCILACIONES DEL XENON

En todo lo visto hasta ahora hemos supuesto que el envenenamiento del Xenón y la reactividad asociada se aplican como un todo al reactor. En la realidad existen cambios localizados en la concentración de Xenón que pueden tener efectos importantes sobre la estabilidad del reactor. Supongamos un reactor que alcanzó la concentración de equilibrio del Xe y supongamos también que, sin que cambie la potencia total, el flujo de neutrones aumente en una región y simultáneamente disminuye en otra región (por ejemplo se introduce una barra en una región y al mismo tiempo se extrae otra de la otra región). Lo que ocurre es:

Región 1: $\uparrow \phi_{ter} \uparrow \rho \rightarrow \uparrow \phi_{ter} \uparrow \rho \rightarrow \uparrow \phi_{ter} \uparrow \rho$

Ver gráfico CNA

Región 2: $\downarrow \phi_{ter} \downarrow \rho \rightarrow \downarrow \phi_{ter} \downarrow \rho \rightarrow \downarrow \phi_{ter} \downarrow \rho$

Estas excursiones locales de potencia no continúan sin límite, en la región 1 crecerá la concentración de Xe (por la acumulación de 1135) y finalmente reducirá la reactividad. De esta manera se produce la oscilación del Xe entre diferentes regiones y continuará a menos que se tome una acción de control. Dichas oscilaciones tienen un periodo de 15 a 30 horas.

Se deben cumplir dos condiciones para que se produzcan las oscilaciones del Xe:

- 1) El tamaño del reactor debe ser grande.

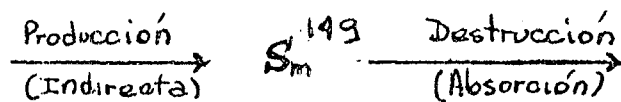
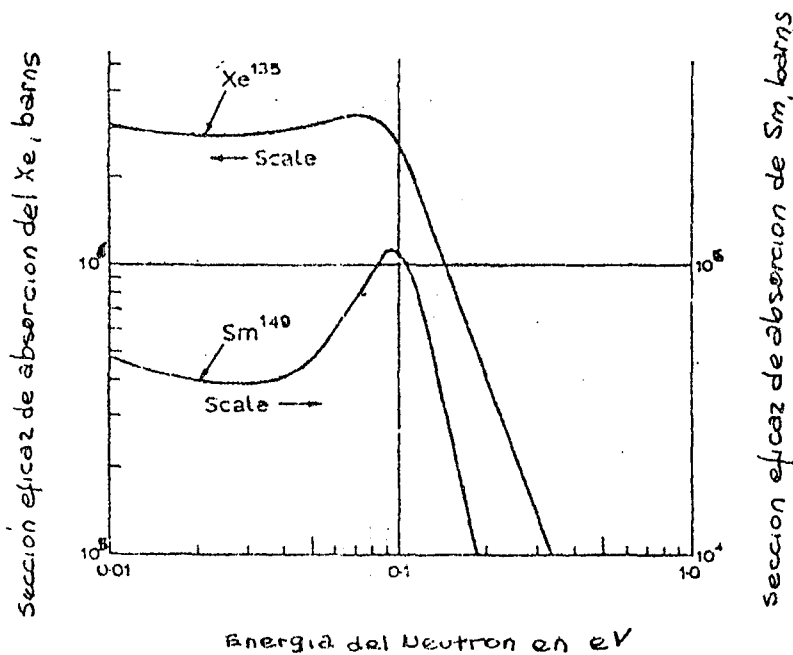
En este caso la producción de neutrones en una región no causará fisiones en forma significativa en la otra región, entonces las dos regiones actúan en forma independiente. Supongamos se cambia un combustible en región 1 entonces aumenta el flujo, actúa el sistema de regulación con el objeto de mantener la potencia constante para lo cual baja el flujo en la región 2 y esta situación conducirá a una oscilación del Xe.

- 2) El flujo de neutrones debe ser alto.

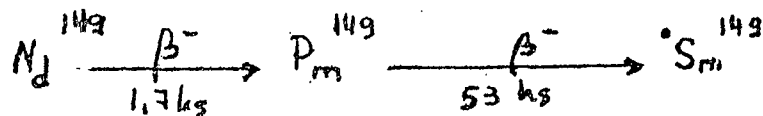
Necesitamos flujos altos para que el quemado del Xenón sea apreciable.

SABARIO 149

El Sm-149 es el veneno más importante de los productos de fisión estables. Veamos como la sección eficaz de absorción es mucho menor que el Xe-135 ($4,2 \times 10^4$ b a energías térmicas).



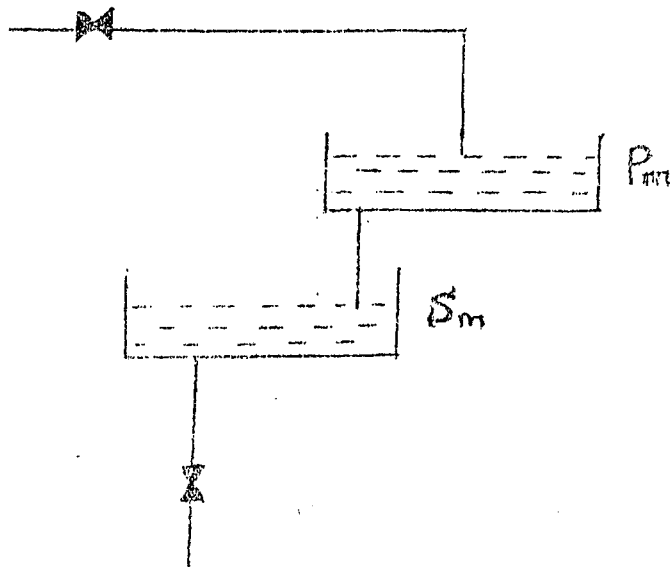
Se produce como resultado del decaimiento del fragmento de fisión,



No decae como en el caso del Xe-135, o sea es estable y el único proceso de remoción es por captura de un neutrón.

LA ACUMULACION DE Sm-149

Utilizamos la misma analogía que para el caso del Xe-135 y comparamos.

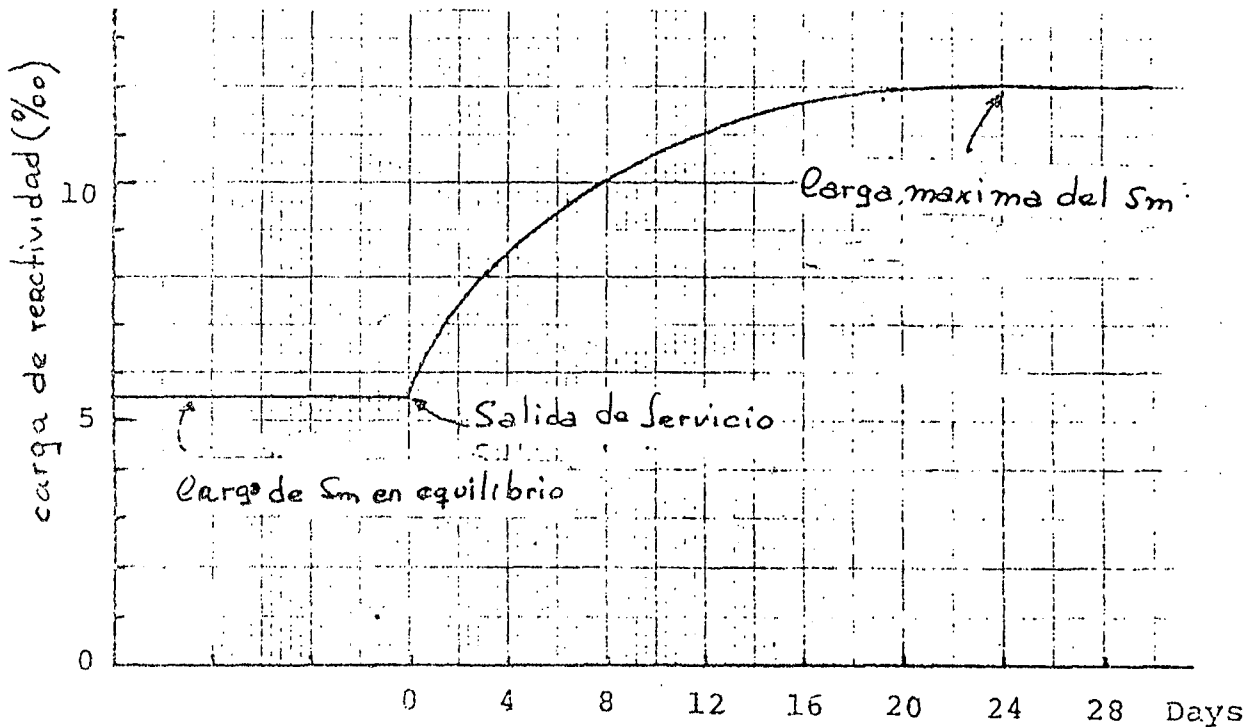


Al principio no hay venenos presentes, o sea tenemos los recipientes vacíos, con la operación se comenzará a llevar P_m hasta el equilibrio y luego Sm hasta la situación de equilibrio.

La pérdida de ρ debido a la carga del Sm-149 es de aproximadamente $\rho = -5\%$.

CRECIMIENTO DEL Sm-149 DESPUES QUE EL REACTOR SALE DE SERVICIO

Observemos que sucede cuando cerramos las 2 válvulas, el recipiente Sm comienza a aumentar su nivel en función del tiempo hasta alcanzar el máximo cuando haya pasado todo el agua del recipiente P_m . A continuación se observa un transitorio típico del Sm-149.



CONCLUSIONES

- 1) El valor de equilibrio del Sm-149 ($\rho \hat{=} -5‰$) es menor que el Xe-135 ($\rho = -27‰$), y aunque pequeño deberá ser tenido en cuenta en el diseño.
- 2) Para el caso del reactor fuera de servicio el Sm puede ser ignorado por 2 razones:
 - a) El máximo valor del Sm aparece cuando el Xe ha decaído completamente, se puede ver de las curvas que durante el tiempo muerto del reactor el envenenamiento por Sm es despreciable.
 - b) La velocidad con que se forma el Sm está dado por $t_{1/2}$ del Pm-149 ($t_{1/2} = 53$ hs) y corresponde casi a la misma velocidad con que se forma el Pu-239 a través del decaimiento del N-239. Entonces la pérdida de ρ por el Sm es compensada y ρ superada por la ganancia de ρ debida al Pu-239.

OTROS PRODUCTOS DE FISION

El Xe-135 y Sm-149 son los venenos más importantes por sus secciones eficaces pero hay un número considerable de productos de fisión con secciones eficaces menores pero cuyo conjunto produce cambios significativos en la reactividad a largo plazo. Estos cambios son normalmente considerados como cambios de reactividad debidos al quemado del combustible.

CAPITULO XVI

QUEMADO DEL COMBUSTIBLE

La composición del combustible dentro del reactor cambia significativamente con la operación del mismo. Esta situación altera la ρ a largo plazo, la dinámica del reactor, la distribución del ϕ neutrónico y el programa de recambio.

La reactividad cambia a largo plazo por lo siguiente: se queman átomos fisibles de U-235 y se convierte U-238 en Pu-239 fisible. La velocidad de quemado depende del ϕ neutrónico y tenemos

$$\frac{dN}{dt} = - N \sigma_a \phi$$

lo cual nos da la velocidad de destrucción del material por captura neutrónica. El producto $\sigma_a \phi$ es equivalente a la constante de decaimiento, donde $0,69/\sigma_a \phi$ es la vida mitad. Supongamos un $\phi = 0,52 \times 10^{14}$ u/cm² seg y $\sigma_a = 680$ b (U-235) tenemos

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{0,69}{\phi \sigma_a} = \frac{0,69}{0,52 \times 10^{14} \times 680 \times 10^{-24}} = 1,95 \times 10^7 \text{ seg}$$

$$(7\frac{1}{2} \text{ meses})$$

Cuanto más alto es el ϕ más rápidamente se consumirá el combustible. Afortunadamente este agotamiento del U-235 se compensa en parte por la formación del Pu-239 como vimos en clases pasadas. Como el Pu-239 se produce a través de la captura de 1 neutrón por U-238 y ya que la concentración de U-238 no cambia en forma significativa durante la vida del combustible podemos suponer que el Pu-239 se forma a velocidad constante. Entonces a medida que se acumula más y más Pu en el combustible, absorberá más neutrones ($\sigma_f = 742$ b $\sigma_{n,\gamma} = 271$ b), llegará un momento donde la velocidad de producción será igual a la velocidad de absorción (captura y fisión).

Los núcleos de Pu-239 que absorben neutrones podrán ($\sigma_{n,\gamma}$) transformarse en Pu-240 (propiedades similares al U-238) y este

al absorber un neutrón podrá transformarse en Pu-241 que como ya vimos es fisible ($\sigma_f = 1007b$ y $\sigma_{nf} = 368b$). Por lo tanto después de un periodo de operación el combustible tendrá 3 diferentes núcleos fisibles U-235, Pu-239 y Pu-241.

Veamos los resultados en la siguiente figura:

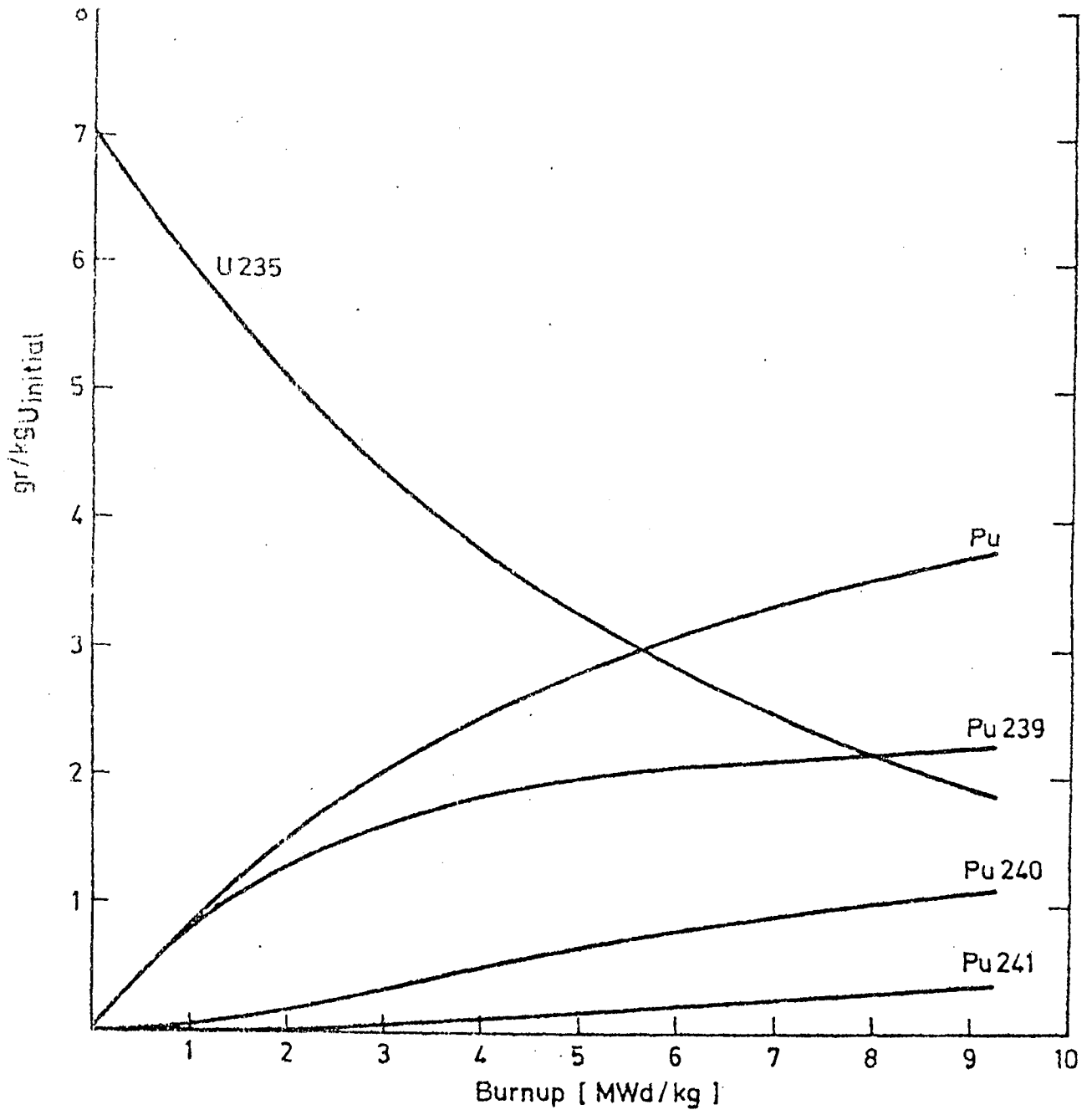


Fig. 6 ATUCHA Natural Uranium Fuel :
Isotope Concentration as a Function of Burnup

Este cambio en la composición del combustible afectará principalmente η y f y no afectará demasiado ϵ y ρ que dependen de la concentración de U-238 en el combustible y como se analizó, no cambiará significativamente con el tiempo (Sin embargo la acumulación de Pu-240 aumentará ρ que será compensado por la aparición de átomos fisibles de Pu-241).

En el gráfico siguiente se observa como varía la reactividad en función del quemado partiendo de núcleo fresco para CNA.

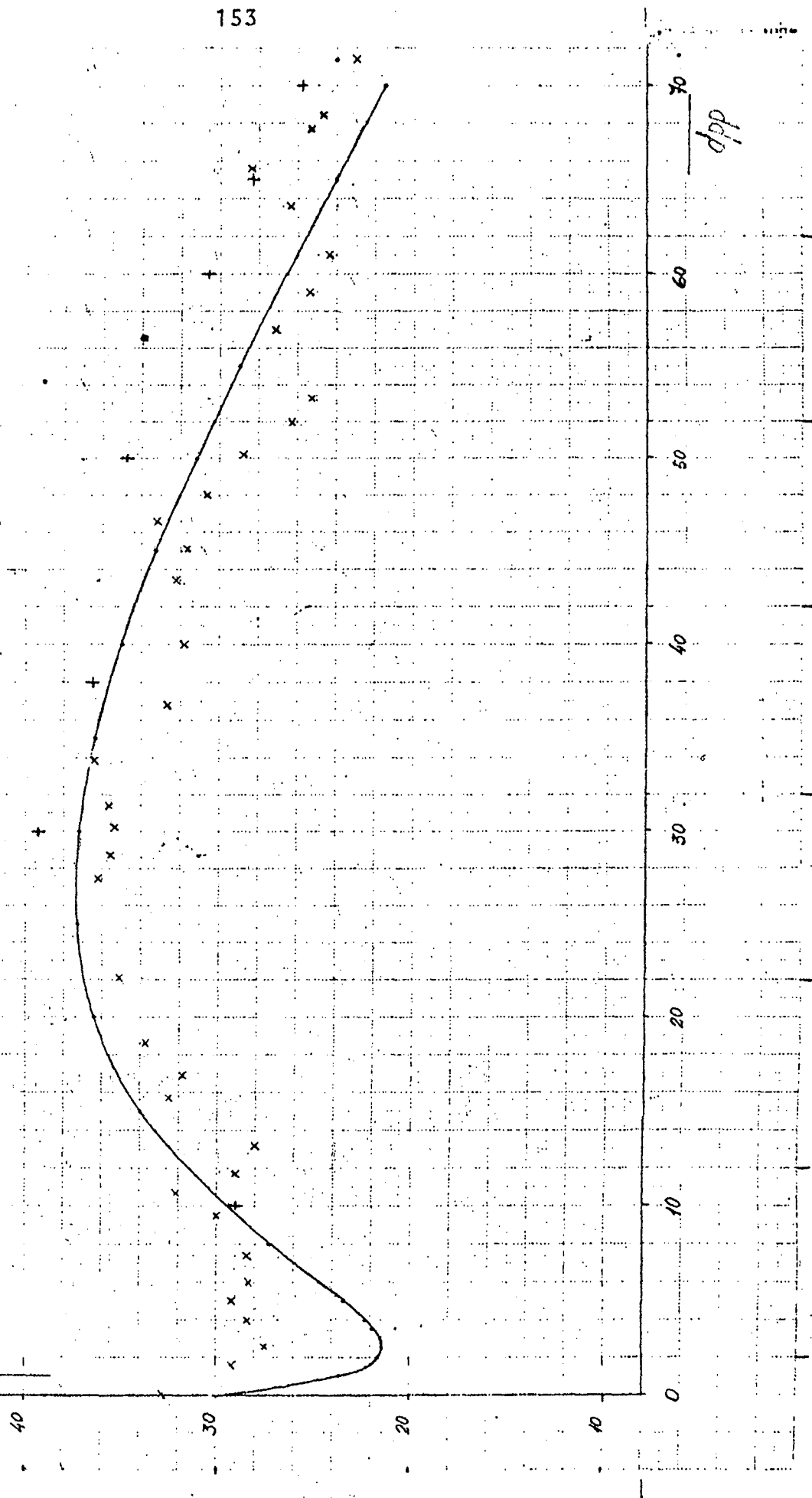
CNA - EXCESO DE REACTIVIDAD VS. DIAS DE PLENA POTENCIA

SEGUIMIENTO DEL REACTOR DE O dpp HASTA 71 dpp. -

$X = \rho_{\text{REACTOR}}$ (TABLA N° 2)

--- = ρ_{TRISIE} (SIN BARRAS, TEMP. MOD. 200°C)

$\rho_{\text{exc}} [\rho_{\text{oo}}]$



Inicialmente el quemado de U-235 es reemplazado por un cierto número de átomos de Pu-239 lo cual provoca un aumento de reactividad, esto se explica por el hecho que σ_f del Pu-239 es mayor que U-235. Para altos quemados el U-235 se sigue quemando pero la acumulación de Pu-239 comienza a ser más lenta y se estabiliza (o sea se alcanza el equilibrio), como resultado disminuye el número de núcleos fisibles y comienza a bajar la reactividad.

Cuando la reactividad alcanza el $\sim 10\%$ se comienza a reemplazar combustible.

¿Por qué cambia la dinámica del reactor? Ya vimos anteriormente como influían los neutrones retardados en la vida neutrónica, $\lambda_1 = 0,085$ seg para U-235 (fisiones térmicas), lo cual nos da $\beta = (0,085 + 0,001)$ seg = 0,086 seg.

Para las fisiones del Pu-239 tenemos

$$\lambda_1 = 0,033 \text{ seg}$$

lo cual nos da

$$\beta = (0,033 + 0,001) \text{ seg} = 0,034 \text{ seg}$$

Para el caso de combustible en equilibrio tenemos aproximadamente igual cantidad de U-235 y Pu-239 por lo tanto tendremos $\beta \approx 0,06$ seg.

Entonces una misma reactividad nos dará un período menor y por lo tanto el aumento de potencia será más rápido para núcleo en equilibrio que para núcleo fresco.

Como vimos anteriormente el quemado del combustible producirá cambios en la distribución de ϕ neutrónico en el reactor, al tener un mayor ϕ en el centro la velocidad de quemado será mayor en el centro y habrá una depresión de ϕ mayor que en la periferia. Estos cambios en la distribución de ϕ afectan el programa de recambio de combustible.

FISICA DE REACTORES

CUESTIONARIO GENERAL

1. El combustible continúa produciendo calor después que el reactor se ha detenido mediante dos procesos:

- a) Por fisión.
- b) Productos de fisión

Explique:

¿Por qué hay fisiones cuando el reactor se ha detenido?

¿Por qué los productos de fisión producen calor en el combustible?

2. Mediante qué reacción nuclear se produce tritio en reactores de agua pesada?

¿Qué ventajas y desventajas presenta la captura radioactiva en una Central Nuclear?

3. En la Central Nuclear en Atucha se producen neutrones como resultado del proceso de fisión.

¿Por qué otro mecanismo se producen neutrones?

4. ¿Cuántos Kg de uranio natural se necesitan en la CNA para producir 1.100 MW térmicos durante un día?

Suponga que se consume todo el uranio²³⁵ y no tenga en cuenta la producción de plutonio²³⁹.

5. Explique qué significa:

$$k_{ef} = 1 ; k_{ef} < 1 \text{ y } k_{ef} > 1$$

Deduzca la fórmula de los cuatro factores y dibuje el ciclo neutrónico.

6. Explique físicamente la diferencia entre η y ϵ .

7. Parte de la energía liberada en el reactor de la CNA proviene de la fisión de núcleos transuránicos.

Explique: De qué nucleído se trata y cómo se produce en el reactor.

8. Supongamos que el reactor ha estado operando a una potencia constante de 1.100 MW térmicos y que en este instante se introduce Boro natural en el moderador.

¿Qué sucede con el k_{ef} ? ¿Por qué?

¿Qué sucede con los isótopos boro 10 y 11 si el reactor continúa operando a plena potencia?

9. Interprete gráficamente la reacción nuclear:



¿De qué tipo de reacción se trata y qué sucede con el neutrón emergente?

10. Supongamos que se absorben 1000 neutrones térmicos en uranio natural. Cuál es el valor de η ?
11. Cuáles son los dos requerimientos fundamentales para producir energía continuamente en un reactor de potencia?
12. Por qué no es posible obtener la reacción en cadena en un conjunto de uranio natural?
13. Supongamos que un reactor térmico desnudo de uranio natural y agua pesada como moderador, está crítico. Explique:

Qué sucede si se agrega un reflector?

14. Reactores homogéneos:

Cuál es la solución para estos sistemas puedan funcionar en la práctica?

15. Reactores heterogéneos:

Cuáles son las ventajas ^{nucleares} que se ganan con esta disposición?

16. Es importante la separación entre combustibles en un reactor heterogéneo desde el punto de vista nuclear? Por qué?
17. Cuáles son los requerimientos esenciales para elegir un buen moderador?
Escriba cuatro sustancias en orden de mérito que puedan ser utilizadas como moderador.

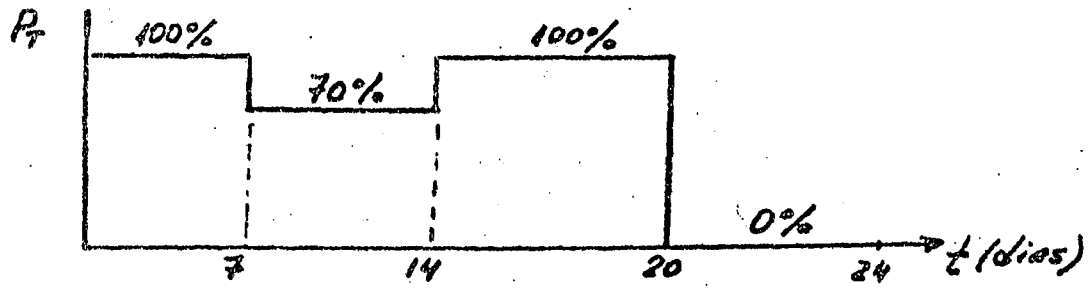
18. De qué manera se pueden reducir los escapes o fugas de neutrones fuera del reactor?
19. Aumentando las dimensiones de un reactor disminuye la relación Superficie/Volumen. Por qué esta situación ayuda a conservar los neutrones?
20. Qué significa el tamaño crítico del reactor?
21. Qué beneficios se logran al utilizar un reflector?
22. Cuáles son las propiedades más importantes del reflector? Cuáles son las diferencias con las del moderador?
23. Por qué no es conveniente utilizar un gas como moderador? Cómo afecta el reflector a la distribución del flujo térmico?
24. Indicar las propiedades que debe cumplir un reflector.
25. Cómo afecta el reflector a la distribución del flujo neutrónico?
26. Qué implica la distribución no uniforme de flujo neutrónico en un reactor cilíndrico?
27. Por qué es importante aplanar la distribución de flujo y de qué manera se puede realizar?
28. Con qué geometría se logra mayor ϕ medio y con cuál menor?
29. La Central Nuclear en Atucha tiene 253 combustibles y cada uno contiene 152 kg de uranio natural, a plena potencia tenemos 1180 Mwt. Cuál es el ϕ medio y cuál el flujo máximo?
30. Demostrar la expresión $P_{et} = \bar{\phi} M / 3,3 \times 10^{12}$ válida para dióxido de uranio: donde la masa se expresa en Tn y la densidad del $UO_2 = 10.7 \text{ gr/cm}^3$ (uranio natural).
31. Defina la reactividad y exprese las unidades.
32. Mostrar gráficamente como evoluciona la multiplicación de neutrones para los siguientes ejemplos:

$$K_{ef} = 1.0005$$

$$K_{ef} = 1.003$$

$$N = 1.500 \text{ generaciones}$$

33. Cuántas generaciones necesitamos para obtener el 10% de la potencia inicial si introducimos un $\Delta K = -20$ mk.
34. Cómo están relacionados la vida neutrónica, el período y la reactividad?
35. De qué manera influyen los neutrones retardados en la dinámica del reactor?
36. A qué se llama crítico instantáneo y por qué se trata de una situación peligrosa?
37. Por qué el efecto de los neutrones retardados no es muy importante para reactividades de alrededor de 8% ?
38. Explique brevemente con que fuente de neutrones se arrancó por primera vez CNA y por qué no se utilizó dicha técnica posteriormente?
39. Explique con sus propias palabras el efecto de la fuente de neutrones cuando el reactor sale de servicio. Nos da alguna ventaja esta situación para la operación del reactor?
40. Explicar la diferencia entre potencia neutrónica y potencia térmica.
41. Por qué se desea un coeficiente de temperatura del combustible negativo?
42. Explique como se arrancó CNA por primera vez. Por qué no se utilizó dicha técnica posteriormente?
43. Cuáles son las causas para la formación de vacío en un reactor de potencia en operación?
44. Por qué los cambios de temperatura que se producen en el reactor afectan la reactividad?
45. Por qué es importante el Xe^{135} . Cómo se produce y cómo se destruye?
46. Dado el siguiente funcionamiento del reactor:



Dibuje como evoluciona el Xe^{135} y explique la forma de la curva.

NOTA: ϕ : flujo de neutrones térmicos.-

CONTENIDO DEL CURSO:

Los apuntes del curso estan basados principalmente en el curso de Ontario Hydro, niveles 227, 127, 1A27, 437, 327.

Recomendación:

Leer el apunte de curso CNEA AC-27/76 del Ing. H.Huber a continuación del presente curso.

Bibliografía General:

- Lamarsh, J.H.: Introduction to Nuclear Reactor Theory (1966)
- Glasstone and Sesouske: Nuclear Reactor Engineering (1963)
- Keepin, R.G.: Physics of Nuclear Kineties (1965)