

PRINCIPIOS DE REACTORES NUCLEARES

Indice :

1-ELEMENTOS DE RADIATIVIDAD

1-1- Radiactividad

1-2- Ley del decaimiento exponencial

2-ELEMENTOS DE NEUTRONICA

Interacción de los neutrones con la materia

2-1-Captura radiactiva

2-2-Dispersión inelástica

2-3-Dispersión elástica

2-4-Fisión

2-4-1-Productos de fisión

2-4-2-Energía de fisión

3-EL REACTOR NUCLEAR

3-1-Introducción - condiciones

3-2-Sección eficaz de las reacciones nucleares

3-3-Sección eficaz macroscópica y camino libre medio

4 -LA REACCION EN CADENA

4-1-Moderación o frenado de los neutrones por dispersión elástica

4-2-Poder y relación de moderación

5- CONDICIONES DE CRITICIDAD

5-1 -Fórmula de los cuatro factores

5-2 - Probabilidad de permanencia y el coeficiente de reproducción eficaz,

K_{ef} -Fórmula de los seis factores

6- CONTROL DE LOS REACTORES NUCLEARES

6-1- Comportamiento dinámico de un reactor.Vida neutrónica

6-2- El período de un reactor

6-3- Comportamiento temporal con los neutrones retardados

6-4- Ecuaciones de la cinética puntual

6-5- Un solo grupo de neutrones retardados

6-6- Modificaciones en la multiplicación

6-7- Efecto de la temperatura sobre la reactividad

6-8- Envenenamiento por los productos de fisión

PRINCIPIOS DE REACTORES NUCLEARES

1-ELEMENTOS DE RADIATIVIDAD

1-1-Radiactividad

En la naturaleza hay ciertos elementos inestables en el sentido que pueden emitir espontáneamente partículas o radiación modificando la naturaleza o el estado de los núcleos de sus átomos. Este proceso de emisión se llama desintegración radiactiva y el fenómeno **radiactividad**.

La desintegración radiactiva responde a las leyes estadísticas y sus propiedades son independientes de cualquier influencia del entorno tales como presión, temperatura, campos eléctricos o magnéticos y reacciones químicas. Para precisar más, es una propiedad característica de cada nucleido en particular. Se suele denominar nucleido o núclido, al núcleo estudiado en estos tratamientos sin hacer referencia al átomo del que forma parte.

Considerando una muestra formada por átomos de un elemento radiactivo, en instantes de tiempo estadísticamente al azar se producirán desintegraciones radiactivas.

Esto ocurrirá con una probabilidad, que es propia del nucleido considerado. Se define entonces una **constante de desintegración**, que es la probabilidad de que un núcleo se desintegre en la unidad de tiempo. Se la denota con la letra λ y su unidad es una inversa del tiempo, por ejemplo: segundo⁻¹, minuto⁻¹, año⁻¹.

Los trabajos de Becquerel, Pierre y María Curie y Rutherford entre 1896 y 1907, demostraron no sólo la existencia de la transformación espontánea llamada desintegración, sino también que había radiaciones que tenían distinto poder de penetración.

A las radiaciones menos penetrantes, que son absorbidas por una hoja de papel o una delgada lámina metálica, se las denominaron Rayos α y a otras más penetrantes, Rayos β . Se comprobó que estos rayos, que podían ser desviados por un campo magnético, son de naturaleza corpuscular. Más tarde se reconoció que las partículas α son núcleos de helio y que las partículas β son electrones. Otro tipo de radiación a la que se denominó Rayos λ que no se desvía en presencia de un campo magnético fue identificado con la emisión de radiación electromagnética o fotones. También se detectaron partículas con propiedades idénticas a las β pero cuya desviación en un campo magnético indicaba que tenían carga positiva. A éstas se las llamó β^+ , y a las anteriores, para diferenciarlas, β^- . En la tabla 1 se muestran algunas propiedades generales de los tipos de radiación emitida por núcleos radiactivos y en la figura 1 un esquema representativo de la penetración de la radiación.

Interesa la penetración de la radiación en la materia fundamentalmente por dos motivos, primero, porque cuando la radiación es frenada se produce una conversión de la energía de la radiación en energía térmica y, segundo, porque la radiación es dañina para los sistemas biológicos y es necesario conocer cómo protegerlos de las fuentes de radiación.

En principio, la ley de decaimiento o desintegración radiactiva es independiente del tipo (α , β o γ) de radiación que se trate. Por ello, se estudiarán las leyes de la desintegración radiactiva de manera general y más adelante se verán las particularidades de cada uno de los tipos de radiación.

Tabla 1 - Naturaleza y penetración de la radiación

Radiación	Naturaleza	Carga	Penetración en aire	Penetración en sólidos
α	núcleo de helio (2 protones y 2 neutrones)	+2e	≈ centímetros	≈ micrómetros
β	electrón	-1e	≈ metros	≈ milímetros
γ	radiación electromagnética	0	≈ 100 metros	≈ centímetros/ metros

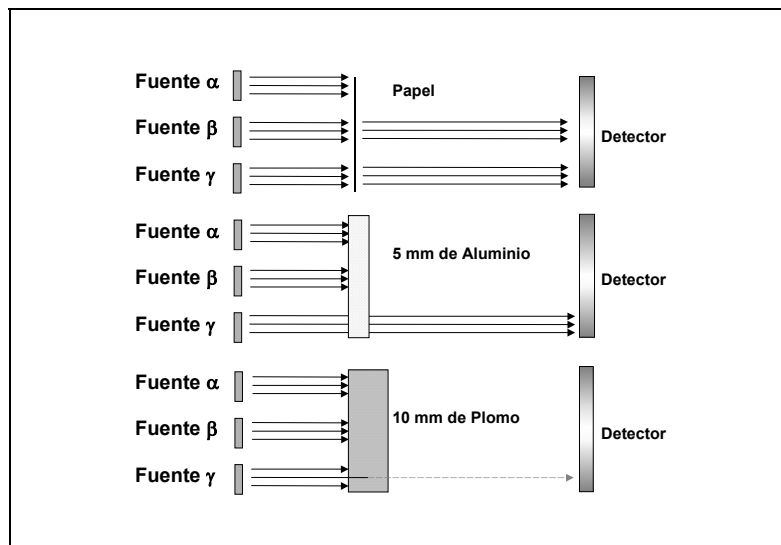


Figura 1 - Penetración de la radiación

1-2-Ley del decaimiento exponencial

Se considera una muestra de material radiactivo tal que en el instante $t = t_0$ contiene $N_0 = N(t_0)$ núcleos.

En el transcurso de un intervalo de tiempo Δt a partir de t_0 , se producirán algunas desintegraciones radiactivas, de modo que en el instante $t = t_0 + \Delta t$ ya no se tienen N_0 núcleos de la sustancia original sino un número menor $N(t)$. La diferencia ΔN entre $N = (t_0)$ y $N(t)$ corresponde al número de núcleos que se han desintegrado. Como esa diferencia es un número negativo, entonces $(-\Delta N)$ es el número de desintegraciones ocurridas en el lapso Δt .

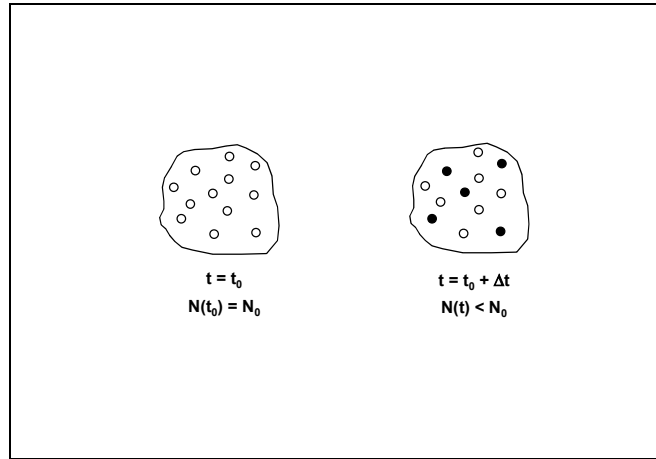


Figura 2 –Decaimiento radiactivo

Se calcula a continuación la probabilidad de desintegración en el intervalo Δt a partir de $t=t_0$. Por una parte, si λ es la probabilidad de desintegración en la unidad de tiempo, la probabilidad de desintegración en Δt es:

$$\lambda \cdot \Delta t \tag{1}$$

Por otro lado se puede expresar la probabilidad de desintegración en Δt como:

$$\frac{\text{Número de casos favorables}}{\text{Número de casos posibles}} = \frac{-\Delta N}{N_0} \tag{2}$$

Donde el numerador ($-\Delta N$) es el número de desintegraciones efectivamente producidas en Δt y el denominador es N_0 porque cualquiera de los N_0 núcleos presentes al tiempo t_0 pudo haberse desintegrado.

Igualando las expresiones (1) y (2):

$$\lambda \cdot \Delta t = -\frac{\Delta N}{N_0}$$

Si tomamos un intervalo de tiempo infinitesimal a partir de un instante cualquiera, la expresión anterior se expresa:

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

Integrando en ambos miembros y operando se obtiene la **ley general de la desintegración radiactiva**:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \tag{3}$$

Esta expresión permite calcular el número de núcleos de una sustancia **activa** presentes al tiempo t , conociendo cuántos había en el instante t_0 . La constante λ es una

propiedad de cada especie de nucleido que lo identifica inequívocamente, independiente de cualquier factor exterior.

En consecuencia, si se conoce una sustancia es posible identificar su λ y si se mide el λ de una sustancia incógnita se puede revelar su naturaleza.

Es cómodo definir otra magnitud asociada a la velocidad con que una sustancia radiactiva se desintegra, llamada indistintamente **semiperíodo de desintegración**, **período semidesintegración**, o simplemente **período**.

El período T es el tiempo que debe transcurrir para que el número de núcleos de una sustancia radiactiva en una muestra se reduzca a la mitad de su valor inicial, es decir:

$$N(T) = \frac{N_0}{2}$$

Si se reemplaza en la ley general de la desintegración $t = T$, se hallará la relación entre T y λ :

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} \Rightarrow \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T}$$

Operando:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda T} \Rightarrow -\ln 2 = -\lambda T$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}$$

La unidad del período es de tiempo y su valor puede variar desde el orden de los 10^{-10} segundos hasta los 10^{23} segundos. En el cuadro 1 se presentan algunos valores indicativos.

Cuadro 1 - Valores indicativos del período de semidesintegración

Nucleido Radiactivo	Período T	Constante de Desintegración λ
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,5 \cdot 10^9$ años	$4,9 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$
$^{86}_{26}\text{Ra}$	1620 años	$1,3 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1}$
$^{131}_{53}\text{I}$	8,05 días	$10 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
$^{33}_{76}\text{As}$	26,5 horas	$7,3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
$^{218}_{84}\text{Po}$	3,05 minutos	$3,78 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
$^{218}_{85}\text{At}$	3,05 minutos	0,4 seg^{-1}
$^{214}_{84}\text{Po}$	$1,64 \cdot 10^{-4}$ segundos	$4,23 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$

2-ELEMENTOS DE NEUTRONICA

Interaccion de neutrones con la materia

La interacción de neutrones con la materia difiere fundamentalmente de la interacción que tienen las partículas cargadas y los rayos gamma.

Las interacciones entre neutrones y núcleos se dividen en dos grandes grupos: interacciones de dispersión y absorción. En las primeras, el resultado de la interacción es el intercambio de energía entre las partículas que colisionan, permaneciendo libre el neutrón luego del proceso. En las reacciones de absorción el neutrón es retenido en el núcleo formándose una nueva partícula. Desde el punto de vista de los reactores nucleares las reacciones de absorción más importantes son las de captura radiactiva (con formación de un núcleo compuesto y posterior emisión radiactiva) y las de fisión.

Todas las reacciones de absorción, al igual que la mayor parte de las reacciones de dispersión, se dan a través del mecanismo de formación del núcleo compuesto excitado ya explicado anteriormente. Cuando el núcleo compuesto es formado por la acción de neutrones incidentes pueden darse con posterioridad 3 alternativas:

- **Expulsión de una partícula que puede ser un neutrón (dispersión), un protón, una partícula alfa, un electrón o un positrón, etc,**
- **emisión de un fotón gamma, y**
- **fisión del núcleo.**

2-1-Captura radiactiva

Se denominan de este modo a las reacciones del tipo (n,γ) . Se producen cuando el núcleo absorbe el neutrón y se forma un núcleo compuesto que queda excitado. El núcleo excitado emite el excedente de energía en forma de radiación gamma. El núcleo resultante puede ser radiactivo o no. En el primer caso lo más probable es que sea emisor beta negativo buscando la estabilidad alterada por la modificación de la relación $\frac{A}{Z}$ causada por el neutrón absorbido.

Prácticamente todos los átomos, del Hidrógeno (H) al Uranio (U), exhiben captura radiactiva. En los materiales fisibles este proceso es competitivo con el de fisión.

2-2-Dispersión inelástica

Cuando un neutrón rápido experimenta dispersión inelástica, en una primera etapa es absorbido por el núcleo formándose el núcleo compuesto excitado. Posteriormente es emitido un neutrón de energía cinética menor, quedando el blanco en un estado excitado. O sea, parte o toda la energía de movimiento del neutrón incidente es empleada en la excitación del núcleo blanco, el que a continuación emite uno o varios fotones denominados **rayos ϕ de dispersión inelástica**. En estos procesos la energía cinética del sistema no se conserva y como la energía cinética del blanco es en general despreciable en comparación con la del neutrón incidente, en una interacción inelástica

la energía del neutrón incidente debe ser mayor que la energía del primer nivel excitado. Para elementos de número de masa medio alto, **la energía mínima de excitación es del orden de 0,1 MeV**. Al disminuir la masa, en general tiende a aumentar la energía de excitación, por lo que se requerirán neutrones de más energía para producir este tipo de dispersión (de unos 6 MeV para el oxígeno por ejemplo). Algunos núcleos pesados (plomo, bismuto) se comportan en este sentido como elementos livianos.

La probabilidad de que tenga lugar dispersión inelástica aumenta con la energía en comparación con la probabilidad de captura radiactiva u otras alternativas posteriores a la absorción del neutrón incidente. Esto ocurre porque a medida que aumenta la energía de excitación disminuye la separación entre los niveles nucleares, o sea hay más estados excitados por intervalo de energía para ser ocupados tras la expulsión de un neutrón, a lo que corresponde una mayor probabilidad de que el núcleo compuesto emita un neutrón.

2-3-Dispersión elástica

Los neutrones con energías menores a 0,1 MeV no pueden perder energía por colisiones inelásticas por lo que se vio anteriormente. Para el caso de interacciones de dispersión elástica la única condición es que satisfaga el principio de conservación de la energía cinética sin que existan limitaciones en cuanto a la forma en que se distribuye esta energía entre el neutrón y el núcleo.

Hay dos alternativas para este tipo de reacción: la formación o no del núcleo compuesto. En ambos casos el núcleo bombardeado permanece en su estado fundamental y todo el proceso puede analizarse como la interacción de dos partículas clásicas donde se conserva la energía y la cantidad de movimiento.

Tras un número suficiente de colisiones elásticas, la velocidad de los neutrones se reduce de tal forma que su energía cinética media se hace aproximadamente igual a la de los átomos del medio dispersante, que depende de la temperatura, y se llama **energía térmica**. Un neutrón en equilibrio térmico con los átomos del medio (llamado **neutrón térmico**) recibe y entrega energía alternativamente en colisiones con los núcleos del material pero de forma tal que la energía media de un gran número de ellos se mantiene constante.

Es así que los materiales más efectivos para frenar los neutrones hasta energías térmicas son los compuestos por un gran número de átomos de bajo peso atómico, como el hidrógeno. Estos materiales se llaman **moderadores** y serán más efectivos cuanto menor sea su sección eficaz de captura para los neutrones. Además cuanto más livianos sean los átomos del moderador, mayor energía les será transferida por los neutrones por interacción y menor será el número de choques necesarios para termalizar los neutrones.

2-4 -Fisión

En este proceso un núcleo se divide en 2 partes, y muy ocasionalmente en 3, emitiéndose simultáneamente de uno a cinco neutrones llamados **neutrones instantáneos o de fisión**. Existe la fisión espontánea (p.e. ^{235}U) y la fisión provocada por el bombardeo con una partícula. En el segundo caso, y al igual que en otro tipo de reacciones nucleares, la energía mínima necesaria para producir una fisión, conocida

como **umbral energético**, es menor para neutrones que para partículas cargadas (^1_1H , α , etc.) pues éstas necesitan un adicional de energía para vencer la repulsión coulombiana de los núcleos. Además de los neutrones instantáneos, en la fisión se emiten rayos γ y neutrinos los que se llevan una parte apreciable de la energía liberada. En general los núcleos fisionan con más facilidad cuando mayor es su número de masa. Sin embargo con neutrones de suficiente energía se pueden fisionar elementos de bajo número atómico, como el bismuto, el plomo, el oro, el mercurio, etc. Estas reacciones son endoenergéticas, o sea es necesario consumir energía para producirlas. En cambio, un conjunto de nucleídos pesados fisionan en reacciones notablemente exoenergéticas, en particular algunos isótopos del U y del Pu que son fisionables por neutrones lentos, llamados **térmicos**, con energía menores de 1 eV. Los elementos transuránicos y algunos isótopos del U, fisionan espontáneamente buscando la estabilidad y el número de fisiones espontáneas sigue una ley exponencial similar a la de los demás decaimientos radiactivos.

Los nucleídos que fisionan fácilmente en reacciones exoenergéticas con neutrones térmicos son el U^{233} , el U^{235} y el Pu^{239} y son por lo tanto de gran interés como combustibles de los reactores nucleares térmicos. De ellos sólo el U^{235} se encuentra presente en la naturaleza y en proporciones muy pequeñas ($\sim 0.7\%$ del U natural).

2-4-1-Productos de fisión

La gran mayoría de las veces la fisión es de tipo binario, o sea el núcleo original se fracciona en dos partes produciéndose dos nuevos núcleos llamados **fragmentos de fisión**. Únicamente se tiene fisión ternaria en cinco de cada 10^6 eventos aproximadamente.

En general la fisión no es simétrica, o sea los productos de fisión son normalmente de distinto tamaño y, casi sin excepción, inestables, lo que hace de ellos cabezas de cadenas radiactivas. Esto se debe a que, en relación a su tamaño, poseen una cantidad excesiva de neutrones. La energía coulombiana de ambos fragmentos es tan sólo una tercera parte aproximadamente de la correspondiente al núcleo fisionado, lo que hace excesivo el número de neutrones que queda en cada fragmento. Por esta razón la mayoría de los productos de fisión son emisores β negativos pues ésta es una manera de eliminar neutrones por transformación de los mismos en protones. Algunos productos de fisión buscan la estabilidad emitiendo directamente neutrones que se llaman **neutrones diferidos**.

Se conoce como **productos de fisión primarios** a los nucleídos obtenidos directamente de la fisión, y **productos de fisión secundarios** a los que van surgiendo en las sucesivas etapas de desintegración de los productos de fisión. Por ejemplo, en la fisión del U^{235} se han detectado más de 60 cadenas radiactivas, o sea más de 60 productos de fisión primarios, en las cuales hay alrededor de 200 nucleídos diferentes, lo que hace un promedio de 3 etapas en cada cadena. Estos productos de fisión están comprendidos en los intervalos

$$72 \leq A \leq 158$$

$$30 \leq Z \leq 63$$

ocurriendo algo muy similar en la fisión del ^{233}U y del P^{239}u .

Los porcentajes relativos de cada alternativa de fisión, prácticamente constantes al considerar un gran número de procesos, se han podido determinar con gran precisión para los tres nucleídos fisionables con neutrones térmicos. Estos resultados se muestran en la Fig. 5, conocida como **curva de rendimiento de la fisión**, donde en ordenadas, y con escala logarítmica, se tiene el porcentaje del número de fisiones con que se produce cada producto de fisión, y como abscisa su correspondiente número de masa. Se puede observar que las masas de los productos de fisión más comunes forman dos grupos bien definidos, llamados **grupo ligero** y **grupo pesado**, estando las masa del primero comprendidas entre 80 y 110 y las del segundo entre 125 y 155 aproximadamente.

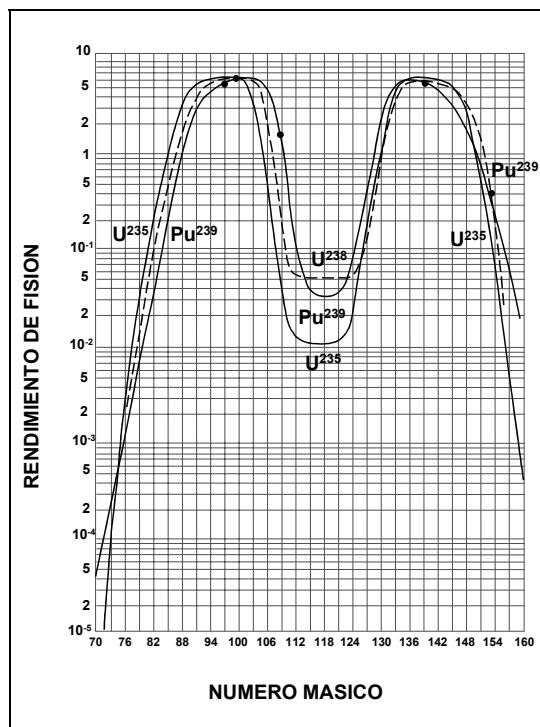


Figura 5 - Rendimiento de la fisión para el U^{233} , el U^{235} y el Pu^{239} fisionados por neutrones térmicos

2-4-2-Energía de fisión

La magnitud de la energía liberada es significativa en la fisión de núcleos pesados. Estos nucleídos, con número de masa entre 230 y 240 tienen energías de enlace por nucleón de 7,6 MeV aproximadamente, mientras que los fragmentos de fisión, con A entre 70 y 160, tienen una energía de enlace de alrededor de 8,5 MeV por nucleón como se ve en el gráfico de la figura 1. O sea, se desprenden unos 0,9 MeV por nucleón en la fisión y como intervienen 230-240 en el proceso, la fisión de un núcleo genera cerca de 200 MeV de energía.

Para valorar mejor la magnitud de esta energía conviene recordar que otras reacciones nucleares dan como máximo 20 MeV, mientras que las reacciones químicas, por ejemplo las que tienen lugar en la combustión del carbono o del petróleo, sólo producen unos pocos eV por átomo que interviene.

Es de interés analizar el caso particular de la fisión del ^{235}U causada por neutrones térmicos. Cuando los fragmentos de fisión son el $^{95}_{42}\text{Mo}$ y el $^{139}_{57}\text{La}$, cuyas masa expresadas en u.m.a. son 94,945 y 138,955 respectivamente, se producen 2 neutrones instantáneos. La masa del sistema antes de la fisión es

masa del ^{235}U	235,124	uma
masa del neutrón incidente	1,009	uma
	<hr/>	
	236,133	uma

Después de producida la fisión, la masa será

masa del ^{95}Mo	94,945	uma
masa del ^{139}La	138,955	uma
masa de 2 neutrones	2,018	uma
	<hr/>	
	235,918	uma

Esta diferencia de masa es convertida en energía durante el proceso.

$$\Delta M = 236,133 - 235,918 = 0.215 \text{ uma}$$

y como 1 uma equivale a 931 MeV, se tiene que la energía liberada por fisión es:
 $0.215 \text{ uma} \cdot 931 \text{ MeV} / \text{uma} = 198 \text{ MeV}$

La mayor parte de la energía liberada en la fisión, cerca del 80%, aparece como energía cinética de los productos de fisión. En la figura 6 se representa la distribución de energía cinética entre los fragmentos de fisión del ^{235}U con neutrones térmicos. El resto de la energía se reparte como sigue: un 15% entre los neutrones producidos y la radiación β y γ instantánea y diferida, y el sobrante, del orden del 5%, se lo llevan los neutrinos siendo inutilizable pues éstos no reaccionan de manera apreciable con la materia.

Particularizando nuevamente en la fisión del ^{235}U por neutrones térmicos, los 200 MeV de energía media liberada se distribuyen aproximadamente de la siguiente manera

Energía cinética de los productos de fisión	170 MeV
Energía de la radiación inmediata	5 MeV
Energía cinética de los neutrones instantáneos	5 MeV
Energía de las partículas emitidas por los productos de fisión	5 MeV
Energía de la radiación de los productos de fisión	5 MeV
Energía de los neutrinos	10 MeV
	<hr/>
	200 MeV

Para los otros materiales fisionables con neutrones lentos, ^{233}U y ^{239}Pu , se obtienen distribuciones análogas.

Se puede ver que una parte de la energía de fisión no aparece en el instante de producirse ésta, sino a lo largo de un período de tiempo, pues es energía de la radiación

beta y gamma que surge al ir desintegrándose los productos de fisión. Esta radiación se generará gradualmente con un ritmo determinado por el período de semidesintegración de esos productos. Salvo la energía que se llevan los neutrinos, los aproximadamente 190 MeV de fisión restantes se transforma finalmente en energía calórica. Esta transformación, para la energía de los fragmentos de fisión y la de los neutrones, se efectúa por medio de colisiones con los átomos y moléculas de la materia circundante, y para la energía de los rayos beta y gamma por medio de mecanismos más complejos que se explicarán más adelante.

Los neutrones instantáneos o de fisión aparecen en intervalos muy pequeños de tiempo luego de producida ésta, del orden de 10^{-14} s, y constituyen más del 99% del total de neutrones producidos. El número medio de neutrones liberados en la fisión, representado en general por ν , tiene gran importancia práctica y depende del material visible. En cada fisión, el número de neutrones liberados es entero pero como los núcleos pueden escindir de varios modos diferentes, ν es un valor medio que puede ser fraccionario. Así para ^{235}U y ^{239}Pu fisionados con neutrones térmicos, ν vale 2,5 y 3,1 respectivamente, y para U^{238} , fisionado con neutrones rápidos, ν es 2.55.

Los neutrones diferidos, que constituyen un 0,75% del total en el ^{235}U , un 0,24% en el ^{233}U y un 0,36% en el P^{239}u cuando la fisión es inducida por neutrones lentos, aparecen en por lo menos cinco grupos distintos, según su energía, caracterizados por el período de semidesintegración con que los emiten los fragmentos de fisión. En la siguiente tabla se dan algunas propiedades de los mismos para el caso del U^{235} :

Grupo	Vida media (s)	Energía (MeV)	% del total de neutrones producidos
1	0.62	0.42	0.084
2	2.19	0.62	0.24
3	6.50	0.43	0.21
4	31.70	0.56	0.17
5	80.2	0.25	0.026

Pese a su escaso número, estos neutrones diferidos tienen gran importancia en la posibilidad de controlar el ritmo de una reacción nuclear, como se verá más adelante al estudiar los reactores nucleares.

La emisión de dos o más neutrones en cada fisión y su posible empleo como nuevos proyectiles capaces de producir otras fisiones es lo que permite el desarrollo de una **reacción en cadena**. Para esto es necesario que al menos un neutrón de los producidos en cada fisión, por término medio inicie otra.

Si esta condición no se da, la fisión de un bloque de material fisionable disminuirá lentamente y se extinguirá. Si la condición se da estrictamente (un neutrón de cada fisión inicia otra) se tendrá un proceso de liberación de energía a velocidad constante, que es el caso de un reactor nuclear. Y por último, si más de un neutrón de cada fisión inicia otra, la energía liberada se incrementará rápidamente. A las situaciones anteriores se las conoce como **subcrítica**, **crítica** y **supercrítica** respectivamente.

Los neutrones emitidos en la fisión, en general son rápidos. Para el U^{235} su energía media es del orden de los 2 MeV. Si se los quiere utilizar para producir una reacción en cadena con cualquiera de los 3 nucleídos fisionables con neutrones térmicos, será necesario disminuir su energía hasta que ésta adquiera los valores adecuados.

Este proceso de **termalización** de los neutrones se denomina **moderación** y se logra por medio de choques sucesivos entre los neutrones y los átomos de una sustancia llamada **moderador**. El frenado o moderación de los neutrones rápidos se debe casi con exclusividad a la dispersión elástica que sufren al chocar con los núcleos del moderador. Éste será más efectivo cuanto menor sea el número de choques necesarios para termalizar los neutrones.

3- EL REACTOR NUCLEAR

3-1- INTRODUCCIÓN - condiciones

Poco tiempo después del descubrimiento de la fisión del uranio (O. Hann - F Strassman, 1939) se tuvo la certeza de que una reacción en cadena controlada podía constituir una fuente importante de energía. El tiempo ha dado la razón a esta presunción y en muchos países la generación de energía eléctrica de origen nuclear es una de las principales fuentes energéticas.

Simultáneamente a este logro se estableció una controversia centrada sobre los riesgos que significan los productos radiactivos y fisionables generados en los reactores de fisión.

Los reactores pueden clasificarse según la energía de los neutrones que utilizan para producir la reacción en cadena, denominándose reactores rápidos o térmicos según que los neutrones tengan energías cercanas a las de fisión (2 Mev) o sean lentos (0,025ev). En este capítulo abordaremos los principios básicos del funcionamiento de un reactor nuclear de fisión, que utiliza neutrones lentos o térmicos para mantener la reacción en cadena.

Un reactor es una estructura dentro de la cual las reacciones de fisión se desarrollan con una velocidad controlada, pudiendo ser sus propósitos tanto de investigación como de generación de energía. En este último caso los reactores se denominan de potencia; en ellos la energía liberada en la fisión se convierte en térmica, la cual es extraída fuera del reactor por un fluido, para luego convertirla en mecánica y finalmente transformar a ésta en energía eléctrica. Los reactores pueden ser diseñados para proveer necesidades de investigación, como es el caso de altos flujos de neutrones y radiación gama, así como para producir isótopos radiactivos con aplicaciones en medicina, agricultura, etc.

Al diseñar un reactor nuclear de potencia deben cumplirse, entre otros, los siguientes objetivos:

- Poder establecer una reacción en cadena.
- La energía térmica liberada en las fisiones debe poder ser extraída del núcleo del reactor sin que se produzcan grandes diferencias de temperaturas dentro de él.
- La energía térmica debe estar a la mayor temperatura posible para que la conversión en energía sea lo más eficiente posible.
- El nivel de potencia del reactor debe poder ser fijado por el operador en función de las medidas de control disponibles.
- Los productos de fisión deben poder ser contenidos bajo condiciones de mal funcionamiento de los sistemas de refrigeración.
- El núcleo del reactor debe ser estructuralmente sólido.
- El diseño debe contemplar el reemplazo del combustible sin la detención de la máquina.
- Los materiales del núcleo deben ser químicamente inactivos entre sí.

3-2-Sección eficaz de las reacciones nucleares

El estudio detallado de las reacciones nucleares requiere una medida cuantitativa de la probabilidad que una reacción nuclear específica tenga lugar. Para ello es necesario definir una magnitud capaz de ser obtenida experimentalmente y que, simultáneamente, pueda ser deducida a partir de un cierto modelo de forma tal de poder cotejar los valores experimentales con las predicciones teóricas. Con este objeto es frecuente la utilización del concepto de **sección eficaz** de un núcleo para una reacción nuclear dada, simbolizado por σ , con un subíndice adecuado que caracterice la reacción particular.

De modo intuitivo la sección eficaz puede asociarse a la superficie transversal o de impacto que el núcleo blanco presenta a la partícula incidente. Pero la probabilidad de interacción no sólo está relacionada con el área geométrica del blanco, sino también con otros parámetros, como por ejemplo, la energía de la partícula incidente. Este concepto es más claro haciendo analogías con un caso macroscópico: la probabilidad de que un proyectil pegue a un blanco en movimiento está relacionada no sólo con el área que presenta este último, sino también con la velocidad con que se desplaza, con la energía del proyectil, etc.

Como la sección eficaz es función de la energía de las partículas incidentes, al variar ésta hay que pensar que los núcleos ofrecen “áreas” de impacto que pueden ser mayores, menores y sólo en determinadas circunstancias iguales, que al área geométrica del núcleo, que es del orden de 10^{-24} cm². Esta última cantidad ha sido tomado como unidad de sección eficaz, denominándola **barn**.

Los valores reales de σ para las distintas reacciones nucleares, oscilan desde fracciones hasta cientos de miles de barns. Cuando una partícula y un núcleo pueden interactuar de distintas maneras (por ejemplo dispersión elástica e inelástica), cada tipo de reacción nuclear posible tendrá asociada una sección eficaz parcial σ_i , y la sección eficaz total, σ_T , será igual a la suma de las σ_i que caracterizan cada proceso.

También se pueden definir secciones eficaces para otro tipo de reacciones particulares.

Conociendo la sección eficaz para una determinada reacción nuclear es posible predecir el número de reacciones que se producirán al exponer una muestra del nucleído blanco a la acción de un flujo conocido de partículas incidentes durante un determinado tiempo. Este dato es de extraordinaria importancia práctica, por ejemplo en la producción de radionucleidos artificiales.

3-3-Sección eficaz macroscópica y camino libre medio

Es de sumo interés conocer cómo se atenúa un haz de partículas, en virtud de una reacción nuclear dada, al atravesar la materia. Sea una lámina de superficie unitaria y espesor x lo suficientemente pequeño de forma tal que pueda hacerse la suposición de que los núcleos de los átomos que la componen no se apantallen entre sí, con N núcleos por cm³, sobre la que inciden I_0 partículas como se muestra en la figura 1.

El número de núcleos en condiciones de sufrir una reacción nuclear será

$$N dx$$

y la fracción de partículas incidentes que reaccionarán será

$$N dx \sigma$$

o sea

$$-\frac{dI}{I} = N dx \sigma$$

e integrando

$$I(x) = I_0 e^{-N \sigma x}$$

donde I_0 es el número de partículas incidentes e $I(x)$ el que queda sin interactuar a un espesor x .

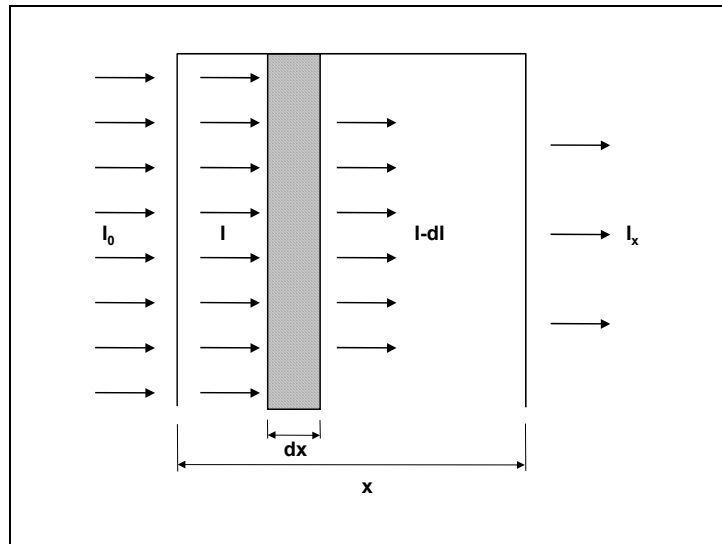


Figura 1 - Atenuación de la radiación al atravesar la materia

Al producto $N \sigma$ se lo denomina **sección eficaz macroscópica** Σ

$$\Sigma = N \sigma \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

conociéndose comúnmente a σ con el nombre de **sección eficaz microscópica**.

Σ representa la sección eficaz total de los núcleos presentes en 1 cm^3 de material y si en éste hay más de un tipo de núcleos, la sección eficaz macroscópica total será

$$\Sigma = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots = \Sigma N_i \sigma_i$$

donde N_i es el número de núcleos por cm^3 de la especie i y σ_i su sección eficaz microscópica. La ecuación de atenuación puede entonces escribirse como

$$I = I_0 e^{-\Sigma x}$$

Asociado el concepto de sección eficaz macroscópica está el de **camino libre medio**, λ , definido como la distancia media que una partícula recorre dentro de un material sin producir una reacción nuclear. La fracción de partículas que atraviesan un espesor x sin reaccionar es

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\Sigma x}$$

por lo que $e^{-\Sigma x}$ representa la probabilidad de que una partícula del haz incidente llegue a la distancia x dentro del material sin interactuar. La probabilidad que la partícula interactúe con un núcleo en dx es

$$N dx \sigma$$

Entonces, la probabilidad de que interactúe entre x y $x+dx$ es igual al producto de la probabilidad de que llegue a x sin interactuar y de la probabilidad de que interactúe en el dx siguiente. La distancia promedio que la partícula recorre dentro del material antes de reaccionar es entonces

$$\lambda = \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} \Sigma dx = \frac{1}{\Sigma}$$

λ representa también la longitud de camino para el cual una fracción $1/e$ de las partículas incidentes son absorbidas.

4 -LA REACCION EN CADENA

Debido a que los neutrones son los agentes fisionantes dentro de un reactor, es de fundamental importancia conocer cómo éstos se comportan en medios dispersantes, absorbentes y multiplicativos. Esta descripción se hace con la ayuda de la sección eficaz del neutrón para cada proceso, pero al ser ésta una función muy compleja de la energía del neutrón, es necesario realizar simplificaciones para poder tratar el problema.

Sabiendo, aunque sea en forma aproximada cómo los neutrones pierden energía, son dispersados, absorbidos y escapan del sistema, es posible determinar la cantidad mínima de material fisionable capaz de mantener una reacción en cadena.

La teoría que permite determinar el tamaño crítico se basa en el hecho de que en un volumen dado del reactor, si n es la densidad de neutrones, se verifica:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{velocidad de producción} - \text{velocidad de escape} - \text{velocidad de absorción}$$

Para un caso estacionario, en que n es constante:

$$\text{velocidad de producción} = \text{velocidad de escape} + \text{velocidad de absorción} \quad (1)$$

Cuando un reactor alcanza un estado crítico, la producción de neutrones por fisión equilibra exactamente las pérdidas.

La teoría de los reactores trata de encontrar la expresión lo más explícita posible de los términos de la ecuación (1), para determinar finalmente bajo qué condiciones se puede obtener la criticidad.

Los neutrones se producen por fisión, por lo tanto la velocidad de producción de ellos depende del combustible y de la energía de los neutrones fisionantes. La absorción es función de los materiales y el combustible que forman el reactor, y de las respectivas secciones eficaces. El escape se refiere a los neutrones que atraviesan la superficie límite del núcleo del reactor y en consecuencia no pueden ser utilizados para producir nuevas fisiones.

Como la pérdida de neutrones en muchos reactores de potencia es una fracción pequeña del total de los neutrones producidos por fisión, el escape puede ser despreciado y en este caso el análisis se simplifica dando lugar a resultados muy cercanos a la realidad. En esta situación analizamos lo que se denomina “**un medio infinito**”.

Como las velocidades de creación y desaparición de los neutrones se balancean :

$$v \cdot \Sigma_f \cdot \Phi = \Sigma_a \Phi \quad (2)$$

donde v representa el número promedio de neutrones producidos por fisión, que para el caso del ^{235}U es cercano a 2,5. El primer miembro de la (2) es la velocidad de creación de los neutrones y el segundo la velocidad de absorción para todos los eventos,

incluidos los que desaparecen por fisión. Las Σ representan las secciones eficaces macroscópicas de fisión y absorción respectivamente.

Cuando se verifica la condición (2) se dice que el medio es crítico, en caso contrario el estado será subcrítico o supercrítico.

4-1-Moderacion o frenado de los neutrones por dispersion elastica

En los reactores de fisión, la principal fuente de neutrones es la reacción de fisión. Los neutrones emitidos durante el proceso de fisión del ^{235}U son en promedio 2,5 por cada núcleo que fisiona. Estos neutrones pueden dividirse en dos categorías: Los neutrones **instantáneos** y los **retardados**, los primeros constituyen más del 99% del total de los neutrones de fisión y son emitidos alrededor de 10^{-14} segundos después de producida la fisión. Los retardados, como veremos después, tienen gran importancia en relación al control de los reactores, pues influyen en el tiempo promedio de vida de los neutrones dentro del reactor. Son emitidos con intensidad decreciente por los productos de fisión en períodos que van desde algunos segundos a minutos.

Los neutrones instantáneos no tienen una única energía sino que presentan un espectro que queda bien aproximado por una distribución de Maxwell - Boltzmann y con una energía promedio de 2 Mev. El 99 % de estos neutrones tienen energías comprendidas entre 0,05 Mev y 10 Mev.

En los reactores térmicos, un material, **el moderador**, se incluye dentro del núcleo con el propósito deliberado de reducir la energía de los neutrones de fisión a los valores más bajos posibles (0,025 ev). **Esto se hace con la intención de favorecer la reacción de fisión del ^{235}U con neutrones de baja energía, dado que ésta tiene una alta sección eficaz, 580 barns.**

El proceso de pérdida de energía se denomina **moderación** y se consigue mediante choques elásticos sucesivos entre los neutrones instantáneos o rápidos y los átomos del moderador. Un moderador será tanto mejor cuanto menor sea el número de colisiones necesarias para reducir la velocidad o energía de los neutrones rápidos a los valores deseados.

La energía cinética promedio de los átomos del material moderador fija el límite inferior de la energía promedio a la que pueden llegar los neutrones al ser moderados. Esta energía cinética depende de la temperatura y vale aproximadamente KT , siendo K la constante de Boltzmann y T la temperatura absoluta del material.

Los neutrones que reducen su energía inicial por choques sucesivos y quedan en equilibrio con el medio moderador se denominan **neutrones térmicos**.

Es por esta razón que los reactores que utilizan este tipo de neutrones para producir las fisiones se denominan **reactores térmicos**.

Más adelante se calculan las distancias promedio que recorren los neutrones desde su aparición, como rápidos, hasta que se convierten en térmicos por efecto de la

moderación. Esta distancia es importante pues tiene que ver con el tamaño del núcleo y con la pérdida de neutrones por el borde del reactor.

El frenado o moderación de los neutrones rápidos se debe casi exclusivamente a la dispersión elástica que sufren con los núcleos del moderador. Es importante poder calcular el número de choques necesarios para termalizar a los neutrones rápidos. Para llegar a esto es necesario analizar en detalle el proceso de pérdida de energía por choque entre el neutrón y el núcleo.

El estudio de las colisiones y la energía perdida en cada una de ellas puede hacerse utilizando los métodos de la física clásica, considerando a los neutrones y núcleos como esferas elásticas perfectas.

En la tabla 1 se resumen propiedades dispersoras de algunos núcleos.

Tabla 1

Elemento	A	ξ	Número de colisiones para termalizar neutrones de 2 Mev
Hidrógeno	1	1,00	14
Deuterio	2	0,725	19
Helio	4	0,425	43
Litio	7	0,268	53
Berilio	9	0,208	68
Carbono	12	0,158	87
Oxígeno	16	0,120	115
Uranio	238	0,0084	1645

La cantidad ξ representa el valor promedio del decrecimiento del logaritmo natural de la energía del neutrón por colisión..

$$\xi = \overline{\ln \frac{E_1}{E_2}}$$

En función del número de masa A :

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{4A} \ln \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$$

Se ve que ξ resulta ser independiente de la energía inicial de los neutrones, siendo ésta la razón que hace útil a esta magnitud; y además sólo depende del número de masa del moderador. En otras palabras, en colisiones con moderadores especificados el neutrón siempre pierde, en promedio, la misma fracción de la energía que tenía antes de la colisión. Por otro lado se puede ver que esta fracción disminuye al crecer el número de masa A del moderador.

4-2-Poder y relación de moderación

Considerando sólo el número de colisiones, el hidrógeno sería el moderador más efectivo. Sin embargo hay que tomar en consideración otros factores. Para este elemento, como su densidad es muy baja, sería necesario utilizar grandes volúmenes.

Es deseable que un moderador tenga una alta sección eficaz de dispersión. Conviene entonces definir una magnitud llamada el poder de moderación, P_M :

$$P_M = \xi N \sigma_s$$

donde N es el número de átomos por unidad de volumen y σ_s es la sección eficaz de dispersión microscópica.

Es conveniente que la sección eficaz de absorción sea del menor valor posible; entonces es oportuno definir la denominada relación de moderación R_{MF} :

$$R_M = \frac{\xi N \sigma_s}{N \sigma_a} = \xi \frac{\sigma_s}{\sigma_a}$$

donde σ_a es la sección eficaz de absorción microscópica.

Un moderador será tanto mejor cuanto mayores sean P_M y R_M .

De la tabla 2, que es una selección de los mejores moderadores para los neutrones térmicos, surge que el agua pesada es un excelente moderador

Tabla 2

Moderador	P_M	R_M
agua	1,53	72
agua pesada	0,37	12000
berilio	0,176	159
grafito	0,064	170

5- CONDICIONES DE CRITICIDAD

La posibilidad de poder utilizar la energía liberada en el proceso de fisión, es creando condiciones tales que se pueda mantener una reacción en cadena **autosostenida** sin influencia externa. Esto puede conseguirse pues dos o más neutrones se liberan en cada fisión.

Hay que tener en cuenta el hecho de que algunos de los neutrones generados en la fisión pueden, o bien tomar parte en otras reacciones (no fisionantes), o escapar del sistema o núcleo del reactor.

Un reactor es un sistema que contiene combustible nuclear con material fisionable, un refrigerante y la propia estructura. Si el objetivo es que la mayor parte de las fisiones sean producidas por neutrones de baja energía, entonces deberá agregarse un material moderador para que, por medio de colisiones elásticas, los neutrones de fisión se moderen o termalicen, de acuerdo al proceso que se describió en el párrafo anterior. Este tipo de reactor se denomina **reactor térmico**.

A continuación, sin entrar en el detalle sobre la disposición y tipos específicos de materiales que forman el núcleo, se pueden imaginar las alternativas principales seguidas por los neutrones dentro del reactor y obtener un resultado que, si bien es muy general, dará indicaciones que se necesitan al encarar un diseño más detallado.

Para simplificar el tratamiento, se supone que el sistema es lo suficientemente grande como para despreciar la pérdida o escape de neutrones por los bordes.

Es conveniente definir un factor, **k**, que representa la relación del número de neutrones de una generación cualquiera con el número de neutrones correspondientes a la generación inmediatamente anterior, denominado el **factor de multiplicación** o de reproducción.

También, **k** representa el número de neutrones presentes al final de una generación de neutrones por cada neutrón presente al principio de esa generación.

Si el factor **k** es por lo menos igual a 1 entonces la reacción en cadena es posible.

El tiempo de vida del neutrón, o de la generación, puede dividirse en dos: el tiempo de moderación t_m más el tiempo que “vive” como térmico hasta que produce una fisión t_d .

Como es necesario un neutrón para mantener la reacción en cadena, el número de neutrones en cada generación aumenta en $k-1$. Si inicialmente había presentes n neutrones la velocidad de aumento o incremento por generación es $n(k-1)$. **Si l es el tiempo promedio entre generaciones sucesivas, entonces :**

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(k-1)}{l}$$

Integrando la expresión anterior resulta :

$$n = n_0 e^{(k-1)t/\lambda}$$

donde n_0 es el número inicial de neutrones y n el número después de un tiempo t . Si el factor de multiplicación k es mayor que la unidad entonces el número n de neutrones crece exponencialmente en el tiempo; en caso contrario disminuye.

Si $k > 1$ se dice que el sistema es **supercrítico**, si $k < 1$ es **subcrítico**. Si $k = 1$ el sistema es **crítico** y se sostiene una reacción en cadena.

5-1 -Formula de los cuatro factores

Se ve a continuación que el factor de multiplicación k para un medio de tamaño grande, tal que se puedan despreciar las pérdidas y que denominaremos k_∞ , puede descomponerse en el producto de cuatro factores. Cada uno de ellos representa alguna de las posibles alternativas que sufren los neutrones dentro del reactor.

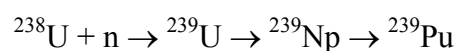
Se supone que el ciclo comienza con la fisión de un núcleo de ^{235}U por parte de un neutrón térmico. **Llamemos ν al número promedio de neutrones rápidos de fisión producidos por esta fisión inicial y que sabemos que para el isótopo en cuestión vale aproximadamente 2,5.** Estos neutrones rápidos comienzan a moderarse y en consecuencia se degradan en energía, sin embargo hasta una energía de 1,5 Mev están en condiciones de fisión núcleos de ^{238}U , que como sabemos son mayoritarios en el uranio natural (99,3 %). Estas fisiones posibles del ^{238}U por parte de estos neutrones rápidos, denominadas fisiones rápidas, tienen como resultado agregar más neutrones rápidos a los iniciales al comenzar el ciclo que estamos analizando. El coeficiente k_∞ puede escribirse como:

$$k_\infty = \nu \cdot \varepsilon$$

donde el coeficiente ε representa el incremento, por las fisiones rápidas, del número de los neutrones rápidos iniciales. Para el caso en que el combustible sea de uranio natural se encuentra que el valor del mencionado incremento es del 3%, siendo el valor del coeficiente de 1,03. **A ε se lo denomina factor de fisión rápida.**

Los neutrones rápidos de fisión comienzan a perder energía por el proceso de moderación. Antes de alcanzar las energías térmicas, es decir en las que se encuentran en equilibrio con el medio (0,025 ev a 300 °K), pueden ser absorbidos por núcleos de ^{238}U por un proceso denominado absorción resonante. Esta absorción puede producirse cuando los neutrones tienen energías alrededor del ev y como es de suponer, este acontecimiento es indeseable.

Esta reacción de captura da lugar a la formación de plutonio en el núcleo del reactor, en efecto:



La fracción de los neutrones que no son capturados por resonancia por el ^{238}U , se representa por p y a este factor se lo llama probabilidad de escape a la resonancia.

Los neutrones que no fueron absorbidos por el ^{238}U son finalmente termalizados y están en condiciones de fisiónar el ^{235}U .

Sin embargo algunos de estos neutrones térmicos pueden ser absorbidos por el moderador o por cualquier otro material que dentro del núcleo absorba neutrones térmicos. **La fracción de los neutrones térmicos que son absorbidos por el combustible se representa por f , al que se denomina coeficiente de utilización térmica.** El valor de f es :

$$f = \frac{\text{neutrones térmicos absorbidos por el combustible}}{\text{total de los neutrones térmicos absorbidos}}$$

donde el denominador se refiere a los neutrones absorbidos por el combustible, el moderador y todo otro material presente en el núcleo del reactor.

No todos los neutrones térmicos absorbidos por el combustible, es decir el uranio, provocan la fisión del ^{235}U . La fracción del número total de neutrones absorbidos por el uranio que provocan la fisión del ^{235}U es :

$$\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$

donde Σ_f representa la sección eficaz macroscópica de fisión para neutrones térmicos del combustible y Σ_a es la sección eficaz macroscópica de absorción de neutrones térmicos para procesos de fisión y no fisión del combustible. Por lo tanto el factor de multiplicación infinito puede expresarse como:

$$k_\infty = \nu \epsilon p f \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$

El producto de los factores $\nu \cdot \Sigma_f / \Sigma_a$ representa el número medio de neutrones rápidos producidos por cada neutrón térmico que es absorbido por el uranio y se lo llama η .

Por lo tanto el coeficiente de multiplicación infinito, es decir sin pérdidas de neutrones es:

$$k_\infty = \eta \epsilon p f \tag{10}$$

Para el caso especial de un reactor cuyo combustible sea sólo ^{235}U los coeficientes ϵ y p valen 1 y el coeficiente de multiplicación vale:

$$k_\infty = \eta f$$

Los valores de los coeficientes p y f dependen fuertemente de la disposición del combustible y del moderador, mientras que η y ϵ quedan fijados básicamente por el combustible. La condición para poder establecer una reacción en cadena es que k_∞ sea al menos igual a uno.

En esta deducción del coeficiente de multiplicación infinito no se tienen en cuenta las pérdidas o fugas de los neutrones a través de la superficie límite que tiene todo reactor real que es de tamaño finito.

5-2 - Probabilidad de permanencia y el coeficiente de reproducción eficaz, k_{ef} - Fórmula de los seis factores

Para poder decidir si en un reactor real puede establecerse una reacción en cadena, es necesario contabilizar las pérdidas de los neutrones a través de su superficie límite.

Los neutrones térmicos que se encuentran dentro del núcleo de un reactor están en movimiento incesante, sólo interrumpido por las colisiones que determinan cambios en la dirección del movimiento. El libre camino medio de estos neutrones, por ejemplo para el grafito, es de alrededor de los 2,5 cm y teniendo en cuenta que sus velocidades son en promedio de 2200 m/seg pueden entonces atravesar una superficie de 1 cm^2 hasta 10^5 veces por segundo. La situación cerca del borde del reactor es distinta comparada con el interior; un neutrón, que para el moderador del ejemplo anterior realiza una colisión a menos de 2,5 cm del borde y en dirección hacia el exterior, tiene alta probabilidad de escapar.

Es conveniente encontrar factores de corrección que tengan en cuenta las pérdidas, discriminando el escape de los neutrones rápidos durante el proceso de moderación y la fuga de los neutrones ya termalizados. Se define el **coeficiente de multiplicación eficaz** como:

$$k_{ef} = k_{\infty} \cdot L_f \cdot L_t$$

$$k_{ef} = \eta \epsilon p f L_f \cdot L_t$$

donde los coeficientes de corrección representan, respectivamente, la fracción de los neutrones rápidos y térmicos que no escapan del núcleo del reactor.

Aplicando la ec(10) (formula de los cuatro factores)

$$k_{ef} = \eta \epsilon p f L_f \cdot L_t$$

A esta última se la denomina **formula de los seis factores.**

Un objetivo importante de la teoría de los reactores nucleares es poder establecer expresiones que permitan calcular las mencionadas pérdidas para distintos diseños. **El producto de ambos factores:**

$$P = L_f \cdot L_t$$

se denomina la probabilidad de permanencia del sistema.

6- CONTROL DE LOS REACTORES NUCLEARES

6-1- Comportamiento dinámico de un reactor

Vida neutrónica

Se define como el tiempo transcurrido entre la aparición del neutrón en la fisión y su desaparición del sistema ya sea por absorción o escape. La “vida” de los neutrones en un reactor térmico puede dividirse en dos partes: el **tiempo de moderación** y **tiempo de difusión**. El primero se refiere al tiempo transcurrido hasta alcanzar las energías térmicas y el segundo contabiliza el tiempo desde la termalización hasta que desaparecen.

Considerando un medio infinito, es decir que no hay pérdidas de neutrones por el borde del reactor y suponiendo que la absorción se debe sólo al moderador resultan los siguientes valores:

Tabla 4

Moderador	Σ_s (cm^{-1})	T de moderación (s)	T de difusión (s)
agua	1,40	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$
agua pesada	0,35	$5 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-2}$
berilio	0,75	$5,7 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$
grafito	0,41	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

Como surge de la tabla anterior el tiempo de moderación es en general mucho menor que el de difusión.

6-2- El período de un reactor

El estudio de las condiciones bajo las cuales se puede mantener una reacción en cadena autosostenida es a través del análisis del factor de reproducción o constante de multiplicación k . Este factor se define como la relación entre el número de neutrones de una generación cualquiera, y el número correspondiente de neutrones de la generación inmediatamente anterior. También se puede ver como el número de neutrones presentes al final de una generación por cada neutrón presente al principio de esa generación.

También se había distinguido el caso, que es una aproximación a la realidad, en que se despreciaba la pérdida de neutrones por el borde del reactor. Esto resulta útil pues simplifica los cálculos, y en este caso la constante se denomina k_∞ y se la diferencia cuando se considera un reactor de tamaño finito en que se la llama k_{ef} .

Como es necesario un neutrón, por cada neutrón inicial, para mantener la reacción en cadena, el número de neutrones aumenta en $(k - 1)$ en cada generación. Si inicialmente había n neutrones por cm^3 el incremento por generación es $n(k - 1)$.

Planteando la ecuación diferencial del problema, como ya se hizo anteriormente, se obtiene al resolverla:

$$n(t) = n_0 e^{(k-1)t/l} \quad (23)$$

donde n_0 es el número inicial de neutrones por unidad de volumen, n el que hay al cabo de un tiempo t y l es el tiempo promedio entre generaciones sucesivas.

Hasta ahora se analizó el caso de reactores en estado estacionario y se obtuvieron condiciones para llegar a dicho estado. En esta situación hay un balance exacto entre las pérdidas y la producción. Como consecuencia de esto, la densidad de neutrones (o el flujo) es independiente del tiempo.

También el flujo térmico tiene una dependencia temporal similar a la de la densidad neutrónica, ecuación (23).

$$\Phi(r, t) = A \Phi(r) e^{(k_{ef}-1)t/l}$$

En esta última expresión se explicita la dependencia espacial, además de la temporal.

En el instante inicial, $t = 0$, resulta:

$$\Phi(r, 0) = A \cdot \Phi(r) = \Phi_0$$

y es el flujo de neutrones térmicos en la posición r en el estado estacionario. A partir de ese instante es cuando se produce un cambio en el factor de multiplicación efectivo k_{ef} en una cantidad $(k_{ef} - 1)$.

En un sistema crítico $k_{ef} = 1$ y la expresión :

$$k_{ex} = (k_{ef} - 1).$$

es una medida del apartamiento del reactor de la criticidad. Si es positiva el reactor es supercrítico y en caso contrario es subcrítico

El tiempo requerido para que el flujo de neutrones (o la densidad neutrónica) cambie en un factor "e" es el llamado **periodo del reactor**, que se representará por T . Entonces:

$$\Phi(r, t) = \Phi_0 e^{\frac{t}{T}}$$

Por lo tanto el periodo es:

$$T = \frac{1}{k_{ex}}$$

Conviene señalar que el cambio brusco en la constante de multiplicación puede ser por un cambio en la composición o alteración en la disposición de los materiales del núcleo del reactor. La consecuencia de estas modificaciones es quitar al reactor del estado estacionario o crítico.

Entonces de acuerdo a lo anterior resulta que el flujo de neutrones térmicos de un reactor en estado no - estacionario se modificará en forma exponencial con una velocidad que dependerá de la relación entre la vida promedio de los neutrones térmicos y el exceso en la constante de multiplicación.

Es interesante evaluar, teniendo en cuenta los valores de la tabla 4 , un ejemplo donde el coeficiente efectivo de multiplicación cambia bruscamente en 0,001. Se puede considerar que la vida media de difusión de los neutrones térmicos, en un reactor grande, es del orden de 0,001 segundos; el periodo será entonces de:

$$T = 0,001/0,01 = 0,1 \text{ s}$$

por lo tanto el flujo neutrónico se incrementa en un factor e en tan solo 0,1 segundos. En un segundo el aumento vale :

$$e^{10} \cong 2 \cdot 10^4$$

Es evidente que debido a este crecimiento tan grande sería muy difícil controlar a un reactor que por alguna razón se aparte de la criticidad.

Ejercicio :

Calcular cómo se incrementa la potencia de un reactor de ^{235}U si la constante de multiplicación aumenta en 0,01.

Considerando neutrones de energía de 1 Mev que atraviesan el uranio metálico, un valor de $0,048 \cdot 10^{24}$ núcleos / cm^3 y $\sigma_a = 1,4$ barns para el uranio, resulta que la vida media de los neutrones de 1 Mev es de:

$$1,07 \cdot 10^{-8} \text{ seg}$$

resulta

$$\Phi = \Phi_0 e^{10^6 t}$$

por lo tanto el flujo y la potencia se incrementan en un factor e cada microsegundo.

La vida media en un reactor térmico es más larga que la de este ejemplo, y, como se ha visto, el periodo también es muy pequeño, 0,1 seg.

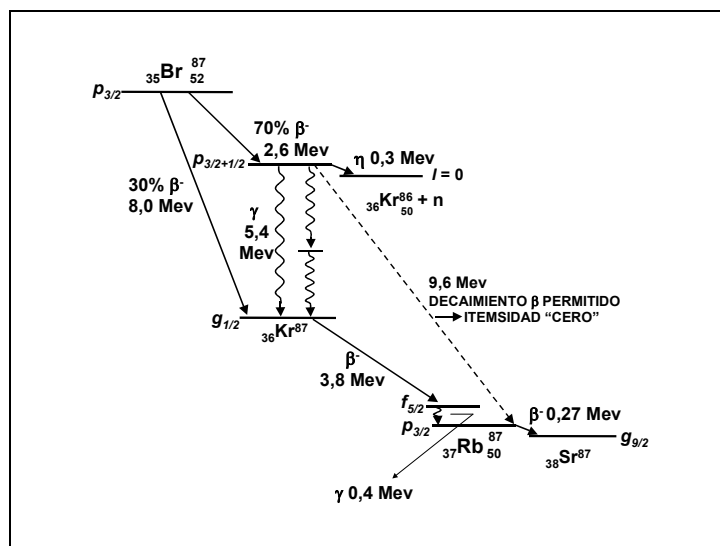
6-3- Comportamiento temporal con los neutrones retardados

Los ejemplos que se han dado indican que la densidad, flujo de neutrones o nivel de potencia son extremadamente sensibles a cualquier cambio en el balance de neutrones, o

en la constante de multiplicación. Los cálculos anteriores se basaron en la hipótesis de que los neutrones producidos en el proceso de fisión son liberados instantáneamente. Sin embargo éste no es el caso. Hay otro fenómeno que reduce drásticamente la velocidad del incremento del flujo para valores positivos y pequeños de k_{ex} .

Del número total de neutrones liberados en la fisión, una pequeña fracción (0,7% para el U^{235}) no es emitida inmediatamente en el proceso de fisión, sino por decaimientos radiactivos de algunos productos de fisión. Estos son los llamados **neutrones retardados**. Es por la existencia de estos neutrones que es posible operar un reactor de tal manera que el incremento del flujo será menor que el calculado considerando sólo los neutrones instantáneos. En consecuencia el problema del control de un reactor térmico se simplifica enormemente.

Hay seis grupos de neutrones retardados, cuyos periodos de emisión van desde algunas décimas de segundo hasta algunos minutos y que provienen de la desintegración de algunos productos de fisión, tal el caso del ^{87}Br y el ^{137}I , que se denominan los precursores. Sus velocidades de decaimiento, por emisión β , determinan el tiempo de retardo del grupo particular de neutrones. El producto de decaimiento del precursor emite el neutrón retardado inmediatamente. Se ve a continuación el caso del ^{87}Br :



Se tiene el proceso $^{87}\text{Br} \rightarrow \beta^- + ^{87}\text{Kr}$, donde el Kr queda en un estado excitado con una energía superior a la de ligadura de un neutrón, en consecuencia el Kr emite un neutrón inmediatamente. El núcleo emisor del neutrón se forma en un proceso de decaimiento β de 55,6 segundos. La actividad neutrónica de una muestra tendrá igual periodo que la actividad β del núcleo precursor.

Como el periodo del reactor, para un dado exceso de multiplicación, es proporcional al tiempo promedio de la generación y éste se incrementa, el periodo también aumenta. Si t_i es la vida media del i ésimo precursor y β_i la fracción de dicho grupo y despreciando el tiempo de moderación, el tiempo entre generaciones es ahora:

$$l' = \sum \beta_i t_i + 1$$

Reemplazando, para los seis grupos de neutrones retardados los valores conocidos de los distintos β_i y t_i resulta:

$$\rho' = 0,0942 + 0,001 \approx 0,1 \text{ s}$$

Entonces el periodo del reactor, considerando los neutrones retardados es:

$$T = \frac{0,1 \text{ s}}{k_{rx}}$$

que para un exceso en el coeficiente de multiplicación de 0,01 es de 10 segundos. Un periodo de esta magnitud es suficiente para permitir un control del reactor.

6-4- Ecuaciones de la cinética puntual

La cinética de reactores estudia el comportamiento de éstos cuando se incorpora una perturbación a su condición de balance. Estas variaciones surgen en la puesta en marcha y parada de los reactores y también como consecuencia de perturbaciones accidentales a lo largo de la operación.

Para el análisis que sigue, se supondrá que los procesos de producción, difusión y absorción tienen lugar con una sola energía, la térmica. Esto permite desprestigiar el tiempo de moderación, el escape y captura durante la moderación. Los resultados alcanzados son casi coincidentes con los obtenidos por métodos más rigurosos.

Si β es la fracción de los neutrones retardados, entonces $(1 - \beta)$ será la de los instantáneos. La velocidad de producción de éstos es :

$$k_{\infty} \Sigma_a \Phi (1 - \beta)$$

Hay seis grupos de neutrones retardados, donde la velocidad de formación de cada uno de ellos, por cm^3 y por segundo, es igual a la velocidad de desintegración radiactiva del precursor, es decir, $\lambda_i C_i$, donde C_i es la concentración de estos precursores en un instante dado y λ_i la constante de desintegración correspondiente (ver ley de decaimiento exponencial).

Por lo tanto la velocidad de formación de todos los neutrones retardados es:

$$\sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \frac{\text{neutrones}}{\text{cm}^3 \text{ s}}$$

Según la ley de Fick, los neutrones que escapan del núcleo es:

$$D \nabla^2 \Phi$$

El coeficiente D se denomina el **coeficiente de difusión**.

Los neutrones que se pierden por absorción son :

$$\Sigma_a \Phi$$

Planteando ahora la ecuación de balance :

$$D \nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + k_\infty \Sigma_a \Phi (1 - \beta) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i = \frac{dn}{dt}$$

n : densidad de neutrones (neutrones por unidad de volumen)

Φ : flujo neutrónico (neutrones por unidad de área y unidad de tiempo)

se puede expresar $\Phi = n \cdot v$

donde v : velocidad media

Suponiendo separación de variables y no muy lejos de la criticidad es posible reemplazar $\nabla^2 \Phi$ por $(-B^2 \Phi)$. El término B^2 se denomina el **buckling**, ya que es una medida de la curvatura del flujo de neutrones en cualquier punto r de un reactor crítico, y vale:

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}$$

Recordando que $L^2 = D / \Sigma_a$

L : Longitud de difusión

y como dentro de la teoría de un grupo se cumple:

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

Introduciendo una cantidad llamada **la reactividad** definida como:

$$\rho = \frac{k_{ef} - 1}{k_{ef}}$$

y

$$l^* = l / k_\infty \quad \text{donde} \quad l = 1 / v \Sigma_a$$

l : Tiempo de vida de un neutrón en un sistema infinito

l^* : Tiempo de generación de neutrones instantáneos

entonces, a partir de la ecuación de difusión y obviando los detalles algebraicos, se obtiene:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{l^*} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (24)$$

donde se reemplazó Φ por $(n.v)$ y $(k_\infty \Sigma_a v)$ por $(1/l^*)$.

Para poder resolver esta ecuación resulta necesario conocer cómo varían las concentraciones de los precursores en el tiempo. La velocidad de formación del precursor i -ésimo es igual a $(\beta_i k_\infty \Sigma_a \Phi)$ donde $(k_\infty \Sigma_a \Phi)$ es la producción total de neutrones de fisión. A esta velocidad de formación hay que restar la velocidad de desaparición por decaimiento, $\lambda_i C_i$, de modo que la velocidad neta de formación de los precursores es:

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l^*} n - \lambda_i C_i \quad (25)$$

Las ecuaciones (24) y (25), ambas lineales y de primer orden, constituyen el fundamento de la cinética de reactores.

Como se supone que las variables espaciales y temporales son separables, una solución de la ecuación diferencial para la densidad n es:

$$n(t) = n_0 e^{\omega t} \quad (26)$$

donde ω es un parámetro a determinar con dimensiones de inversa de tiempo.

Como C_i debe ser proporcional a la densidad neutrónica la solución también será de la forma:

$$C_i = C_{i0} e^{\omega t} \quad (27)$$

donde n_0 y C_{i0} son la densidad neutrónica y la concentración de precursores de neutrones retardados del grupo i -ésimo en $t = 0$; antes de este instante el reactor se supone en estado estacionario.

Reemplazando las soluciones propuestas (26) y (27) en la ecuación (25) se obtiene

$$C_{i0} = \frac{\beta_i}{l^* (\omega + \lambda_i)} n_0$$

Reemplazando en la ecuación diferencial (24) para la densidad n y haciendo :

$$\beta = \sum \beta_i$$

resulta luego de reagrupar algebraicamente:

$$\rho = \omega l^* + \sum_{i=1}^6 \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i} \quad (28)$$

Esta ecuación relaciona el parámetro ω con las propiedades de los materiales del reactor, representados por las variables ρ , l^* , β_i , y λ_i . Se trata de una ecuación algebraica de séptimo grado en ω , por lo que a cada valor de la reactividad ρ corresponderán siete raíces o valores de ω .

En la figura 11 se observa la representación de ω en función de ρ

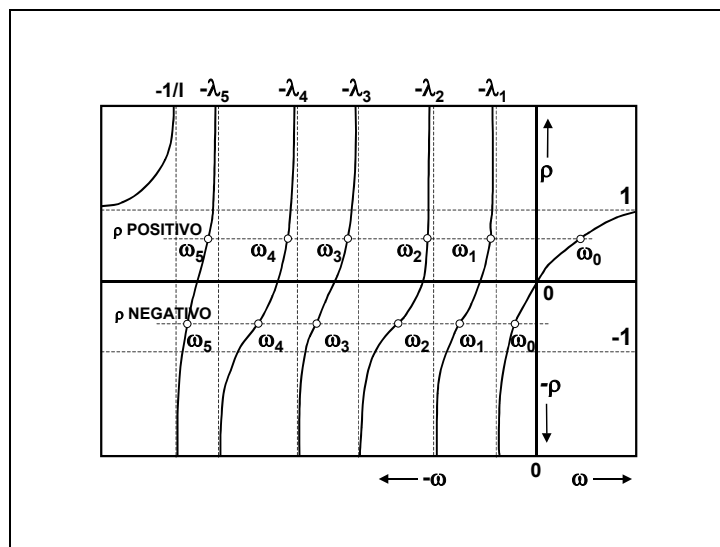


Figura 11 - Representación de ω en función de ρ

En consecuencia la densidad neutrónica en función del tiempo podrá expresarse como:

$$n(t) = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t} + \dots + A_6 e^{\omega_6 t} \quad (29)$$

donde los distintos valores de ω son las siete raíces y las constantes A_i quedan determinadas por las condiciones iniciales del reactor en estado estacionario.

Es posible demostrar que el mayor valor de las siete raíces tiene siempre el mismo signo que la reactividad ρ , mientras que las seis restantes son siempre negativas. Para el caso de reactividad positiva, y suponiendo que ω_0 fuese la raíz positiva, entonces para un

tiempo grande los últimos seis términos en la (29), por ser exponenciales negativas, contribuyen en forma transitoria al flujo haciéndose rápidamente despreciables. Entonces, luego del transitorio, la solución para la densidad neutrónica es:

$$n(t) = A_0 e^{\omega_0 t}$$

con una expresión similar para el flujo.

Si se define el **periodo estable** T del reactor, como el tiempo necesario para que la densidad, o el flujo, aumente en un factor e, entonces :

$$T = \omega_0^{-1}$$

En la figura 12 se muestra la dependencia de ω_0 con la reactividad, para valores positivos de ésta:

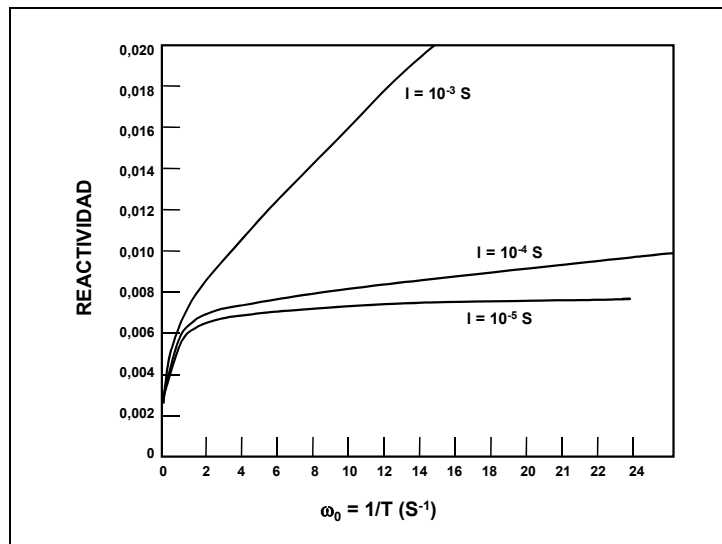


Figura 12 - Dependencia de ω con la reactividad

se han utilizado los valores conocidos de los seis ω y λ para tres valores distintos de la vida media de los neutrones térmicos de 10^{-3} , 10^{-4} y 10^{-5} s. Para reactividades pequeñas, se ve que ésta no depende de l. Para reactividades altas ω_0 se incrementa y el periodo decrece al decrecer la vida media de los neutrones.

Si en la ecuación algebraica (28), que relaciona ω con la reactividad, se reemplaza ω por la inversa del periodo estable T se obtiene:

$$\rho = \frac{l^*}{T} + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{1 + \lambda_i T}$$

y la reactividad queda en función del periodo T del reactor. La reactividad queda expresada en términos de inversa del tiempo o, como se dice, en unidades “inhour”. Se

define la unidad de “inhour” como la reactividad que hace al reactor que tenga un periodo estable de una hora.

A la ecuación anterior se la denomina usualmente ecuación “inhour”.

6-5- Un solo grupo de neutrones retardados

Para comprender la importancia relativa entre el término estable y los transitorios se puede considerar un solo grupo de neutrones retardados, con una constante λ que sea un promedio pesado de los seis λ_i . La ecuación (28), de séptimo grado, se convertirá en una de segundo grado:

$$\rho = \omega l^* + \frac{\beta \omega}{\omega + \lambda} \quad (30)$$

Para simplificar el tratamiento, sin afectar las principales conclusiones se supone que k_{ex} y ρ son pequeños tal que $k_{ef} = 1$.

$$\rho = \omega l + \frac{\beta \omega}{\omega + \lambda}$$

lo que nos lleva a la ecuación cuadrática:

$$l \omega^2 + (\beta - \rho + \lambda l) \omega - \lambda \rho = 0$$

teniendo en cuenta valores típicos para un reactor térmico ($l=10^{-3}$ s, $\lambda=0,08$ s⁻¹ y $\beta=0,0075$) resulta que $\beta - \rho \gg \lambda l$ y las dos raíces son:

$$\omega_0 = \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \quad y \quad \omega_1 = \frac{\beta - \rho}{l} \quad (31)$$

Las ecuaciones para el flujo y para la concentración de los precursores sólo tienen dos términos, en lugar de siete, donde aparecen cuatro constantes. Sin embargo utilizando

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\lambda C + \beta k_{\infty} \Sigma_a \Phi$$

es posible determinar las constantes en:

$$n(t) = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t}$$

resultando:

$$\Phi = \Phi_0 \left[\frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\omega_0 t} + \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{-\omega_1 t} \right]$$

En consecuencia, el flujo resulta la diferencia entre dos términos, uno creciente en el tiempo y otro decreciente.

Para los valores típicos de un reactor térmico supuestos anteriormente el flujo es :

$$\Phi = \Phi_0 [1,5 e^{0,004t} + 0,5 e^{-5t}]$$

Se ve que al cabo de un segundo el término transitorio es sólo un 2 % del flujo total. En consecuencia puede despreciarse y resulta que el periodo estable del reactor se puede tomar como:

$$T = \omega_0^{-1} = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho}$$

que en este ejemplo vale 25 segundos.

Para el mismo valor de la reactividad, 0,0025, y sólo tomando los neutrones rápidos el periodo resulta ser de 0,4 segundos que es mucho menor.

Continuando con el ejemplo que llevó a la expresión (32) para el flujo, se puede ver que inmediatamente después de un cambio repentino en la multiplicación, es decir muy poco después de $t = 0$, el flujo crece rápidamente. La velocidad de crecimiento se aproxima al caso en que todos los neutrones son instantáneos. Sin embargo, poco tiempo después el efecto de los neutrones retardados se hace sentir y el flujo crece más lentamente. Así resulta que para pequeñas reactividades la velocidad inicial de crecimiento del flujo neutrónico, cuando se consideran neutrones retardados, es casi el mismo, como si sólo hubiese neutrones instantáneos.

En la figura 13 se representa el $\ln \Phi$ en función del tiempo

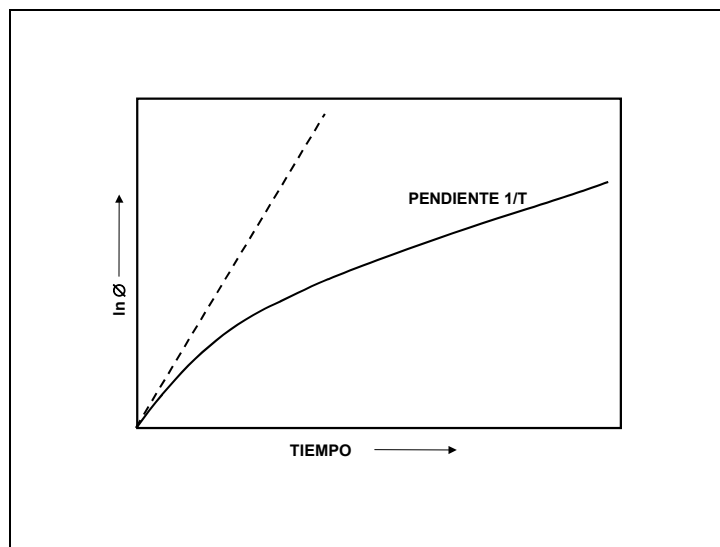


Figura 13 - $\ln \Phi$ en función del tiempo

La variación real del logaritmo del flujo está dada por la curva llena, mientras que si sólo hay neutrones instantáneos tenemos la curva punteada. La curva real se hace lineal

a medida que el tiempo crece y su pendiente es igual a la inversa del periodo estable del reactor.

Aún es posible discutir desde un enfoque más conceptual el efecto de los neutrones retardados en el comportamiento temporal de un reactor. Claramente se ha visto que el efecto de los neutrones retardados, cuando el factor de multiplicación excede la unidad, es hacer que la velocidad de incremento de los neutrones sea menor que si los neutrones liberados sólo fuesen instantáneos.

Se ha llamado β y $(1 - \beta)$ a las fracciones de estos dos tipos de neutrones. Del número total de neutrones rápidos producidos por cada neutrón térmico absorbido por el combustible $(1 - \beta) \eta$ son emitidos instantáneamente, mientras que $\beta \eta$ son retardados y son emitidos gradualmente.

El factor de multiplicación puede considerarse formado por dos términos, $k_{\infty} (1 - \beta)$ representa el factor de multiplicación de los instantáneos y $k_{\infty} \beta$ el de los retardados (para un reactor infinito).

Si al operar un reactor $k_{\infty} (1 - \beta)$ se ajusta igual o un poco menor que la unidad, entonces la velocidad de incremento de los neutrones entre generaciones sucesivas queda determinado esencialmente por los retardados.

Dado que $\beta = 0,0075$ para la fisión térmica, esta condición puede alcanzarse teniendo una multiplicación efectiva entre 1 y 1,0075. En este caso el flujo neutrónico (o la potencia) se incrementa de forma relativamente lenta y un control adecuado es posible. Si el factor de multiplicación es exactamente 1,0075 la condición del reactor se llama críticamente instantánea, y la reacción en cadena puede ser mantenida por los neutrones instantáneos solamente. Si la constante es mayor, la multiplicación se debe a los instantáneos, independientemente de los retardados y el incremento del flujo es rápido haciendo el control muy difícil.

Al tiempo que los neutrones retardados de fisión afectan la velocidad de crecimiento de los neutrones cuando el coeficiente de multiplicación excede la unidad, también influyen en el decaimiento de la densidad neutrónica cuando el reactor se pone subcrítico. Los neutrones retardados continúan siendo emitidos por un tiempo por los precursores y se mantiene un cierto nivel de fisiones.

Se verán las consideraciones anteriores de una manera un poco más rigurosa analizando la solución para el flujo (32) cuando se considera un solo grupo de neutrones retardados. Se considera el reactor en un estado estacionario y que a partir de un cierto instante el coeficiente de multiplicación efectivo crece súbitamente, es decir, se introduce una reactividad positiva. Pasamos de k_{ef} a $k_{ef} + \delta k$, entonces el flujo o la potencia crece según (32).

Para distintos incrementos δk y para el caso particular en que $\lambda = 0,1 \text{ seg}^{-1}$, $l = 10^{-4} \text{ seg}$ y $\beta = 0,0075$, la figura 14 indica la variación temporal de la potencia.

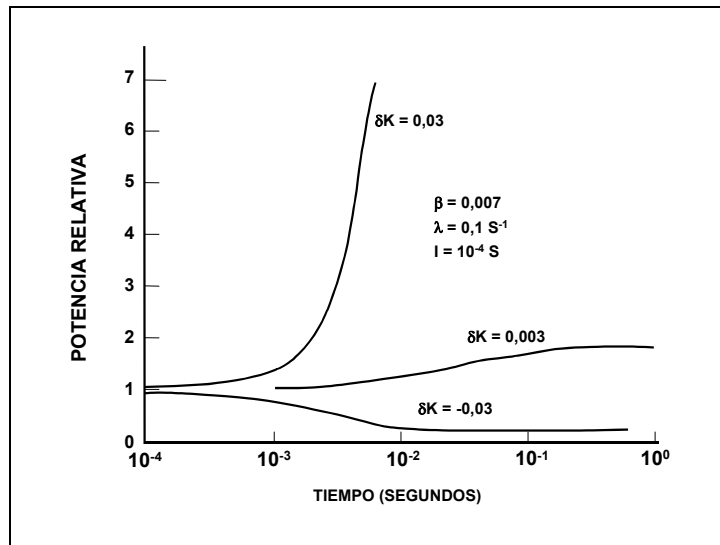


Figura 14 - Variación temporal de la potencia

Para valores del incremento δk pequeños el crecimiento de la potencia es moderado. Pero si vale 0,03 el crecimiento es extremadamente rápido. Cuando ($\delta k < \beta$) el segundo término del segundo miembro en (32) decrece en el tiempo y el primero entonces es dominante, resultando:

$$n(t) = n_0 e^{t/T}$$

con T :

$$T = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho} \quad (\delta k < \beta)$$

Si ($\delta k > \beta$) el segundo término es ahora positivo y se incrementa con el tiempo con un periodo:

$$T = \frac{1}{\rho - \beta} \quad (\delta k > \beta)$$

Cuando ($\delta k < \beta$) los neutrones retardados son parte necesaria de la reacción en cadena. Entonces la velocidad de crecimiento es controlada por éstos. En caso contrario la cadena puede mantenerse sola con los instantáneos. Debido a sus cortas vidas medias el incremento es muy rápido. Esta diferencia fundamental en el estado supercrítico en los dos casos analizados, es bien conocida para quienes trabajan con reactores.

En la figura 15 se aclara esta situación. Cuando $\delta k = \beta$ se dice que la reactividad es de un dólar.

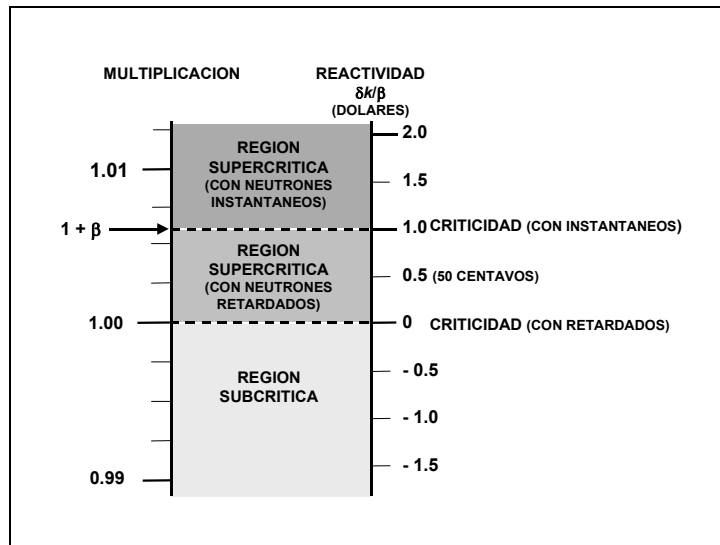


Figura 15

6-6- Modificaciones en la multiplicación

Cuando un reactor está operando se encuentra en estado estacionario y su coeficiente de multiplicación efectivo permanece igual a uno. Pero un reactor que siempre opera al mismo nivel de potencia no es útil. Por otro lado el nivel de potencia debe poder ser controlado; en síntesis debe ser posible poder poner el reactor tanto supercrítico como subcrítico.

Estas modificaciones, que se realizan voluntariamente, se llevan a cabo con las llamadas barras de control que no son más que materiales de muy alta absorción neutrónica. La operación se realiza introduciendo o sacando dichas barras del núcleo del reactor, lo que tiene como efecto modificar el coeficiente de multiplicación.

Sin embargo el balance neutrónico puede modificarse por motivos relacionados con el propio funcionamiento y estos efectos deben poder ser compensados.

Los motivos más importantes que alteran el mencionado balance son: el consumo o quemado del combustible, productos de fisión llamados venenos y efectos de la temperatura.

En general el máximo quemado tolerable es del orden del 10%; por lo tanto, cuando un reactor es puesto en marcha inicialmente, para compensar el quemado posterior tiene un exceso de combustible. Si el reactor es de potencia y opera continuamente además debe ser posible cambiar las barras de combustible sin que deje de operar.

Se ven ahora brevemente los otros dos problemas.

6-7- Efecto de la temperatura sobre la reactividad

Cuando un reactor opera su temperatura se eleva por la energía liberada. No importa lo eficiente que sea la refrigeración, algunas partes del sistema estarán a más alta temperatura que cuando estaba subcrítico.

Los efectos del cambio de temperatura en el coeficiente k_{ef} tienen importancia práctica. Veremos ahora cómo influye en la reactividad el mencionado cambio de temperatura.

Dado que el coeficiente eficaz es $k_{ef} = k_{\infty} P$, entonces:

$$\frac{dk_{ef}}{dT} = P \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{dP}{dT} \quad (33)$$

donde T es la temperatura. A partir de la definición de reactividad, resulta que su derivada respecto a la temperatura es:

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k_{ef}} \frac{dk_{ef}}{dT}$$

Dividiendo la expresión (33) por k_{ef} y con la derivada anterior de ρ resulta:

$$\frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k_{\infty}} \frac{dk_{\infty}}{dT} + \frac{1}{P} \frac{dP}{dT} \quad (34)$$

Se ve entonces que las variaciones, en magnitud y signo, de la reactividad con la temperatura dependen de las variaciones del factor de multiplicación infinito y de la probabilidad de permanencia.

Dado que tanto el moderador como el combustible se dilatan con el calentamiento, sus densidades disminuyen. Una consecuencia de esto es que la longitud de difusión y la edad de los neutrones térmicos se incrementan. La probabilidad de pérdida de neutrones durante la moderación se incrementa. Esto significa que la masa crítica debe ser mayor a altas temperaturas.

El factor de multiplicación infinito depende de los factores ϵ , η , f y p . Estos dependen de los materiales del sistema y de su estructura, homogéneo o heterogéneo. El factor de fisión rápida, ϵ no varía en forma importante con la temperatura. El factor η , para el uranio natural, es constante hasta los 300 °C y disminuye a temperaturas más altas. En consecuencia podemos considerar a este factor como constante. El factor de utilización térmica tampoco varía con la temperatura.

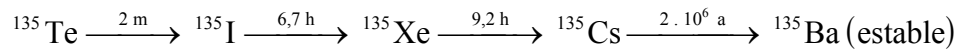
La probabilidad de escape a la resonancia es influenciada por el llamado efecto Doppler nuclear. Al aumentar la temperatura aumenta la energía de oscilación de los átomos de uranio y esto produce un ensanchamiento de los picos de resonancia. En consecuencia la probabilidad de escape a la absorción resonante disminuye con el aumento de temperatura.

6-8- Envenenamiento por los productos de fisión

Durante el funcionamiento del reactor se van acumulando los fragmentos de fisión y sus productos de desintegración. Algunas de estas sustancias poseen elevada sección eficaz de absorción para los neutrones térmicos, por ejemplo $3 \cdot 10^6$ barns para el ^{135}Xe . Estos

“venenos“ influyen sobre el coeficiente de multiplicación disminuyendo el factor de utilización térmica f .

Dado que el decaimiento de los productos de fisión continúa aunque el reactor deje de operar, la concentración de los venenos se incrementa hasta llegar a un máximo. Dos nucleídos, el ^{135}Xe y el ^{149}Sm , son importantes como venenos por la gran sección eficaz de captura que tienen para los neutrones térmicos. Un producto directo de fisión, el ^{135}Te , se forma con un rendimiento del 5,6% y es un precursor del ^{135}Xe .



El efecto del Xe en el balance neutrónico es considerable. La disminución máxima que produce en la reactividad durante el funcionamiento del reactor, cualquiera sea el flujo, es del orden del 5%. Pero tras la parada del reactor el envenenamiento crece llegando al máximo, por ejemplo a las doce horas.