



**Universitat Autònoma de Barcelona**

**Facultat de Ciències**

**Departament de Física**

**Espectrometría Neutrónica en las Centrales  
Nucleares mediante un Sistema de Esferas  
Bonner**



**Moaad Bakali**

**TESIS DOCTORAL**

**2001**

إلى عائلتي

إلى بلين

*A mi familia,*

*A Belén*

## **AGRADECIMIENTOS**

Deseo expresar mis agradecimientos a las siguientes personas que me han ayudado a llevar a cabo este trabajo:

Al Doctor Francisco Fernández Moreno, director del Grupo de Física de las Radiaciones, por haberme aceptado en su grupo, por la confianza que ha depositado en mí para realizar esta Tesis Doctoral, así como su dirección, apoyo y infinita paciencia, sobre todo, a la hora de efectuar el análisis de los resultados y de los últimos detalles de este trabajo, “Gracias Paco”.

Al Doctor Miguel Tomás por la ayuda inestimable que me ha brindado a la hora de utilizar el código MITOM-UAB y por las interesantes discusiones a la hora de analizar los resultados.

Al Sr. Hubert Muller, del grupo de Espectrometría Neutrónica del IPSN de Cadarache, por su inestimable apoyo y ayuda a la hora de realizar las experiencias, efectuar las calibraciones y discutir los resultados de las mismas.

Al Doctor Tayeb Bouassoule, del Grupo de Física de las Radiaciones, por su gran ayuda y dedicación a la hora de simular las “interminables” Funciones respuesta.

A la Doctora Carmen Baixeras, del grupo de Física de Radiaciones por sus sugerencias a la hora de la corrección. Y también por haber aceptado estar en el tribunal del mismo.

A la Doctora Teresa Bolognese, chef du Laboratoire DPHD/SDOS/LRDE por facilitarnos el acceso a las instalaciones del IPSN de Cadarache (Francia) y por formar parte del tribunal.

Esta Tesis ha sido desarrollada dentro del Plan Coordinado de Investigación (PCI) CSN-UNESA, en el marco del proyecto PR-05, financiado por ambos organismos. Quiero agradecer a los directores Sr. Don Javier Castelo, Sr. Don Genis Rubio (ANAV-II) y Sra. Doña Lourdes Lara (CSN) y coordinadores del PCI Sra. Doña

María Jesús Muñoz (CSN) y Sr. Don Pío Carmena (UNESA), el interés que se han tomado en promover y apoyar en todo momento las diferentes fases del desarrollo de este proyecto.

Al gerente de ANAV-II, Sr. Don Juan José Pérez Torrent, al Director de CNV-II, Sr. Don Ángel Fernández, al Servicio de operación (jefes de turno) y en particular al Servicio de Protección Radiológica del CNV-II: Sr. Don Juan Manuel Gamo y Sr. Don Carlos Castell, por facilitarnos sus instalaciones, apoyo logístico y su comprensión a la hora de introducir nuestro material de medida en el recinto de contención de esta central.

Quiero agradecer a los doctores Don Agustín Alonso, Don Antonio Delgado y Don Ernesto Luguera, el haber aceptado formar parte del tribunal.

A los Doctores Carlos Domingo y Lluís Font por sus entregas y simpatías inagotables.

A mis amigos y compañeros Khalil y Javier, por los momentos agradables y no tan agradables, por sus amistad, entrega y ayuda.

A mis compañeros del Grupo de Física de las Radiaciones: Dr. Joan Albert, Raquel Ortega, Jordi García, Dr. Pere Masqué, Joan Font, Joan Manel y a los recién llegados Andreu, Alex y Eduard.

A Jordi Perez, Manel y Rafa, por su ayuda técnica y especialmente a Pepe Amado por estar continuamente a mi disposición en lo concerniente al entretenimiento y mejoras del material experimental.

A la Sra. Doña Celia Martínez y Sra. Doña Mercé Cantero, por el apoyo en la gestión administrativa y económica de las diferentes fases del trabajo.

# ÍNDICE

---

INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO I	7
1. INTRODUCCIÓN	9
1.1. Clasificación y propiedades de los neutrones	10
1.2. Producción de los neutrones	12
1.3. Interacción de los neutrones con la materia	13
1.3.1. Difusión elástica (n, n)	14
1.3.2. Difusión inelástica (n, n'), (n, n'γ)	17
1.3.3. Reacciones de captura radiactiva (n, γ)	20
1.3.4. Reacciones de captura (n, 2n), (n, p), (n, d), (n, α), (n, t), (n, αp)	20
1.3.5. Reacciones de fisión (n, f)	21
1.4. Interacción de los neutrones con el tejido	23
2. NORMATIVA Y CONCEPTOS BÁSICOS EN RADIOPROTECCIÓN	25
2.1. Las magnitudes en radioprotección	25
2.1.1. Magnitudes limitativas	26
2.1.2. Magnitudes operacionales	33
2.1.3. Magnitudes físicas	35
2.2. El sistema de magnitudes en radioprotección	40
CAPÍTULO II	45
1. DETECCIÓN Y ESPECTROMETRÍA DE LOS NEUTRONES	47
1.1. Introducción	47
1.2. Detección mediante los protones y las partículas α	47

1.3. Detección mediante los fragmentos de fisión	49
1.4. Detección mediante los fotones y las partículas $\beta$	50
1.5. Detección mediante los núcleos de retroceso	52
1.6. Otros métodos de detección	54
1.6.1. Tiempo de vuelo	55
1.6.2. Espectrómetro con moderador único	55
2. ESPECTRÓMETRO MULTIESFERAS O EL SISTEMA DE ESFERAS Bonner	55
3. CARACTERÍSTICAS DE LOS ESPECTRÓMETROS DE NEUTRONES	58
3.1. Rango de energía	58
3.2. Resolución en energía	59
3.3. Eficiencia de detección	59
3.4. Sensibilidad a fotones en un campo mixto neutrón – gamma	60
3.5. Respuesta angular (Direccionalidad)	60
3.6. Tiempo de medida	61
3.7. Reproducibilidad de los resultados	61
3.8. Otras características	61
CAPÍTULO III	63
1. INTRODUCCIÓN	65
2. CONTADOR PROPORCIONAL A $^3\text{He}$	65
2.1. Electrónica asociada	66
2.2. Fuente de alimentación	68
2.3. Sistema de adquisición de datos	68
2.4. Esferas de polietileno	69



---

2.5. Calibraciones del sistema	70
2.5.1. Verificación de la ganancia del amplificador	71
2.5.2. Determinación de la tensión de funcionamiento	72
2.5.3. Determinación del umbral de discriminación (n- $\gamma$ )	74
2.5.4. Ruido de fondo	76
2.5.5. Determinación del factor de normalización	77
2.5.6. Estabilidad del sistema	79
CAPÍTULO IV	81
1. INTRODUCCIÓN	83
2. GENERALIDADES SOBRE LAS MEDIDAS EFECTUADAS EN CAMPOS DE NEUTRONES CONCIDOS	83
2.1. Desviación con respecto a la ley del inverso al cuadrado de la distancia	84
2.1.1. Distancia fuente – detector (D)	85
2.1.2. Radiación dispersa	86
2.2. Métodos de evaluación de la contribución dispersa	87
2.2.1. Método del cono de sombra	87
2.3. Medidas efectuadas con fuentes de calibración	88
2.3.1. Sala de irradiación	88
2.3.2. Medidas	89
2.3.3. Evaluación	90
2.3.4. Medidas efectuadas con la fuente SIGMA	92
2.3.4.1. La fuente SIGMA	92
2.3.4.2. Medidas	93
2.3.4.3. Evaluación	94
2.4. Medidas efectuadas con haces monoenergéticos	95
2.4.1. Sala de irradiación	95
2.4.2. Medidas	97
2.4.3. Evaluación	98
2.5. Control de funcionamiento del sistema multiesferas	101

2.5.1. Geometría de control	101
2.4.2. Verificación rápida del funcionamiento	101
<b>CAPÍTULO V</b>	<b>103</b>
1. INTRODUCCIÓN	105
2. CÁLCULO DE LAS FUNCIONES RESPUESTA	106
2.1. Método de cálculo	106
2.2. Método de Monte Carlo	107
2.2.1. Principios generales del código MCNP4B	107
2.2.2. Interacciones de los neutrones con los materiales	109
2.2.3. Elección del núcleo blanco y tipo de reacción	111
2.3. Modelización del sistema	112
2.3.1. Representación del sistema	113
2.3.2. Representación de la fuente de neutrones	115
2.3.3. Densidad de los materiales componentes del sistema	116
2.3.4. Librerías de las secciones eficaces	119
2.3.5. Encapsulado de Cadmio	119
2.3.6. Proceso de cálculo	121
2.4. Ajuste de los cálculos a los puntos de medidas	125
2.5. Validación de las funciones respuesta con fuentes calibradas	125
2.5.1. Fuente de Am-Be	126
2.5.2. Fuente de $^{252}\text{Cf}$	128
2.5.3. Fuente de $^{252}\text{Cf} + \text{D}_2\text{O}/\text{Cd}$	129
2.6. Validación de las funciones respuesta con la fuente SIGMA	131
2.6.1. Fuente SIGMA	131
2.7. Validación de las funciones respuesta con haces monoenergéticos	132
<b>CAPÍTULO VI</b>	<b>141</b>
1. INTRODUCCIÓN	143

---

2. ANÁLISIS DEL PROCESO DE “DECONVOLUCIÓN”	144
2.1. Métodos basados en la optimización del $\chi^2$	144
2.2. Métodos de solución basados en Monte Carlo	145
3. DESCRIPCIÓN DEL CÓDIGO UTILIZADO	148
3.1. Parametrización del espectro	148
3.2. Calculo “A Priori” de la tasa de distribución energética de fluencia $\dot{\phi}_E^0(E)$	151
3.3. Procedimiento de optimización: Método de Monte Carlo: Recorrido Aleatorio	155
3.4. Cálculo dosimétrico	158
3.5. Coherencia de las medidas	159
3.6. Elección del espectro de partida	159
4. PRUEBAS REALIZADAS AL CÓDIGO	160
4.1. Criterios de las pruebas	160
4.2. Espectros de prueba	160
4.3. Resultados de las pruebas	161
4.3.1. Californio 252	162
4.3.2. Californio 252 moderado con 15 cm de D <sub>2</sub> O	164
4.3.3. Fuente de Am-Be	166
4.3.4. Fuente de Canel plus moderada con 10 cm de agua	168
5. SENSIBILIDAD DE LA DECONVOLUCIÓN A LOS ERRORES EXPERIMENTALES	171
6. SENSIBILIDAD DE LA DECONVOLUCIÓN AL NÚMERO DE ESFERAS UTILIZADAS	173

CAPÍTULO VII	175
1. INTRODUCCIÓN	177
2. PRIMERA CAMPAÑA	177
2.1. Puntos seleccionados	177
2.2. Resultados obtenidos	181
2.3. Elección de los puntos para medir los espectros	185
2.4. Conclusiones de la primera campaña	186
3. SEGUNDA Y TERCERA CAMPAÑA	187
3.1. Los puntos de medida	187
3.2. Espectros neutrónicos y tasas de dosis equivalente ambiental	189
3.2.1. Resultados de las medidas del punto A	189
3.2.2. Resultados de las medidas del punto D y el punto D'	194
3.2.2. Resultados de las medidas del punto C	198
3.2.4. Resultados de las medidas del punto J'	201
3.2.5. Resultados de las medidas del punto K	202
4. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS	206
4.1. Introducción	206
4.2. Calidad de la radiación neutrónica en la Central Nuclear de Vandellós II	207
4.3. Niveles de tasa de dosis equivalente ambiental en la Central Nuclear de Vandellós II	210
4.4. Caracterización rápida de un campo neutrónico	211

---

## CAPÍTULO VIII

1. CONCLUSIONES	215
2. PERSPECTIVAS	217
ANEXO I	219
ANEXO II	225
ANEXO III	231
ANEXO IV	235
BIBLIOGRAFÍA	239

# **INTRODUCCIÓN**



Los neutrones constituyen una radiación indirectamente ionizante que provocan a igual dosis absorbida, efectos biológicos más importantes que los producidos por los fotones.

Los campos neutrónicos se encuentran presentes en particular en el interior de las contenciones de las instalaciones nucleares experimentales o de potencia y en las unidades de tratamiento del combustible nuclear. Se encuentran además presentes en la radiación cósmica y en la proximidad de los aceleradores de partículas, en particular en aquellos utilizados en algunas aplicaciones médicas.

La dosimetría de neutrones ha tenido que hacer frente durante su desarrollo en estos últimos decenios a numerosas dificultades. Estas dificultades provienen tanto del dominio de la teoría como del de la instrumentación y son debidas en su inmensa mayoría a las propiedades específicas de la interacción de los neutrones con la materia, lo que explica que la precisión conseguida hoy día dentro del campo de la dosimetría de neutrones sea netamente inferior al encontrado en el caso de la radiación gamma.

Si bien existen numerosos trabajos publicados sobre dosimetría de neutrones, los resultados tienen una coherencia insuficiente, debido fundamentalmente a la utilización de sistemas experimentales frecuentemente groseros y a una falta de caracterización suficiente de los campos neutrónicos.

A esta situación se le añade la circunstancia de que los campos neutrónicos siempre vienen acompañados de campos de radiación gamma, lo que exige separar ambas componentes, ya que la repartición tanto macroscópica como microscópica de la dosis absorbida asociada a ambas componentes es muy diferente.

Todas estas circunstancias explican el que no dispongamos en la actualidad de un dosímetro personal de neutrones capaz de suministrarnos una estimación de la dosis equivalente con la suficiente garantía.

La contribución de los neutrones a la dosis del personal en Centrales Nucleares es en la mayoría de los casos despreciable, si bien existen casos en los que una intervención en el recinto de contención durante el funcionamiento del reactor puede suponer algún riesgo de irradiación neutrónica. En la actualidad los instrumentos de radioprotección



operacionales utilizados para estas situaciones, tienen respuestas muy dependientes de la energía y del espectro neutrónico y sobre todo como es el caso, de la presencia en el mismo de una componente importante de neutrones de energías intermedias. Todo ello hace difícil la interpretación de las indicaciones de estos instrumentos si no se conoce la distribución espectral de fluencia de los neutrones en los puntos de medida.

Resulta además que como esta distribución espectral puede cambiar de manera apreciable dentro de una instalación nuclear, la espectrometría de neutrones es de interés capital para la comprensión y correcta calibración de los instrumentos de medidas, ya que únicamente este método permite una evaluación precisa de las magnitudes dosimétricas de interés y al mismo tiempo elaborar los protocolos y estrategias adecuadas a la protección radiológica.

El trabajo que se presenta en esta memoria tiene como objetivo el desarrollo y explotación en la Central Nuclear de Vandellòs II (CNV II) de un sistema de referencia coherente para la medida de espectros neutrónicos. Se trata de un espectrómetro basado en un sistema de esferas Bonner que ha sido desarrollado en colaboración con el IPSN de Cadarache (Francia).

Nuestro trabajo ha consistido en primer lugar, en calibrar el sistema para caracterizar a continuación su respuesta energética. La matriz de respuesta ha sido obtenida por simulación con MCNP4B, a partir de una geometría realista de nuestro sistema y validada mediante medidas realizadas en fuentes calibradas y haces monoenergéticos de neutrones. Los procedimientos utilizados para obtener el espectro neutrónico a partir de las indicaciones de las esferas (deconvolución), son analizados a continuación utilizando un programa de deconvolución (MITOM-UAB) desarrollado por nuestro grupo y que ha sido validado con espectros de fuentes ISO. Finalmente la fase final del trabajo ha consistido en realizar una serie de campañas de medidas en la Central Nuclear de Vandellòs que tenían como objetivo principal:

- La caracterización de los campos neutrónicos en diferentes puntos de interés del recinto de contención de la CNVII. Esta caracterización consistía en determinar la forma de los espectros y los niveles de tasas de dosis equivalentes, niveles que representan la principal preocupación en radioprotección.

Este conocimiento resulta imprescindible para poder realizar un estudio de la respuesta de los instrumentos utilizados en la dosimetría de zona y al mismo tiempo recabar la información necesaria que permita realizar una elección óptima entre los diversos dosímetros personales disponibles, para su utilización en campos mixtos de radiación ( $n, \gamma$ ).

El capítulo I de esta memoria trata de forma escueta los conceptos fundamentales de la dosimetría de neutrones. Se presenta su clasificación y propiedades, así como las diferentes reacciones que permiten la producción de estos últimos. A continuación exponemos los aspectos teóricos de la interacción de los neutrones con la materia, en referencia a las utilizadas a lo largo de esta memoria.

En el capítulo II, se presenta una síntesis de los métodos e instrumentos más utilizados en la dosimetría y espectrometría de neutrones.

En el capítulo III hacemos una descripción de nuestro sistema multiesferas presentando sus características más importantes y calibraciones realizadas.

El capítulo IV presenta los trabajos efectuados con el fin de validar nuestro sistema multiesfera de medida en campos de neutrones conocidos. En primer lugar presentamos los elementos básicos de los procedimientos de calibración de los instrumentos de medida de los neutrones. A continuación presentamos las medidas de sensibilidad de las esferas a neutrones térmicos, fuentes calibradas y haces monoenergéticos, haciendo hincapié en la determinación de la incertidumbre estadística asociada a dichas medidas, así como la descripción de las diferentes instalaciones utilizadas: IPSN de Cadarache (Francia) y el Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) de Braunschweig (Alemania).

La matriz respuesta de nuestro sistema multiesferas simulada por MCNP4B y validada con las mismas fuentes anteriormente citadas se presenta en el capítulo V. La influencia de algunos parámetros de cálculo es estudiada. Finalmente las funciones respuesta obtenidas por simulación son validadas con las medidas realizadas en los campos de neutrones anteriormente citados.

En el capítulo VI abordamos el problema de la determinación de los espectros neutrónicos a partir de las medidas realizadas. Un programa de deconvolución (MITOM-UAB), desarrollado por nuestro grupo es utilizado y validado mediante espectros de fuentes calibradas. Un estudio de la sensibilidad de la deconvolución a los errores de medida y al número de esferas utilizadas es realizado.

En el capítulo VII, se presentan los puntos seleccionados dentro del edificio de contención del reactor de la CNV II, así como los resultados de las medidas obtenidas con nuestro sistema multiesferas durante las tres campañas efectuadas en fechas acordadas con los responsables de dicha instalación. Una discusión de la dureza de los campos neutrónicos encontrados y los valores de las tasas de fluencias y de dosis equivalentes encontradas en el recinto de contención de la CNV II, es realizado y comparado con los obtenidos en otras centrales de características semejantes.

Finalmente en el capítulo VIII, se presentan las conclusiones a las que ha conducido la presente memoria, destacando las aportaciones más significativas, así como las perspectivas que se abren sobre la situación actual de la dosimetría de neutrones en las centrales nucleares españolas.

# **CAPÍTULO I**

## **ESPECTROMETRÍA Y DOSIMETRÍA DE NEUTRONES**

## 1. INTRODUCCIÓN

Las experiencias que han conducido al descubrimiento del neutrón fueron realizadas entre los años 1930 y 1932. En este periodo, equipos de físicos, Bothe y Frantz, Bothe y Becekr en Alemania, Webster en Inglaterra, Frédéric y Irene Joliot Curie en Francia, estudiaron los efectos del bombardeo de partículas alfa sobre blancos de elementos ligeros tales como el litio, boro y berilio. Este bombardeo producía una radiación secundaria muy penetrante, que al atravesar un medio hidrogenado, originaba que varios núcleos de hidrógeno salieran lanzados a grandes velocidades.

Ha sido Chadwick (1932), utilizando una cámara de Wilson (Blanc, 1974), quien demostró que esta radiación desconocida era capaz de lanzar a grandes velocidades, no solamente protones, sino también a núcleos más pesados tales como (He, Li, Be, B, C, N, O, Ar). De los clichés obtenidos por esta cámara, Chadwick pudo medir la energía cinética de los núcleos lanzados, deduciendo la masa de estas partículas misteriosas. Admitiendo que la masa de la partícula misteriosa era de 1 u.m.a. y que su carga era nula, llegó a la conclusión que la masa de esta partícula a la que llamó “neutrón” era prácticamente la misma que la del protón.

El descubrimiento del neutrón ha sido de una importancia primordial. La ausencia de carga eléctrica le confiere un poder de penetración muy elevado y la posibilidad de interaccionar con la materia de manera distinta a la de las partículas cargadas y radiación electromagnética. Dadas las dimensiones ocupadas por los núcleos, estas interacciones tienen una pequeña probabilidad (sección eficaz) y producen, excepto casos particulares, una escasa pérdida de energía, lo que conduce a que sea necesario un gran número de colisiones para que la energía del neutrón disminuya de una manera significativa. Esta circunstancia hace que los neutrones juntamente con la radiación gamma, sean mucho más penetrantes que las partículas cargadas y puedan de esta forma atravesar espesores importantes de materia.

## 1.1. Clasificación y propiedades de los neutrones

La variación rápida de la sección eficaz con la energía del neutrón, ha incitado a clasificar los neutrones en categorías según su energía cinética ( $E_n$ ) e interacción, si bien los límites que definen esta clasificación aún están sujetos a discusión. La tabla I.1, muestra una clasificación muy aceptada de los neutrones atendiendo a su energía.

Tabla I.1. Clasificación de los neutrones atendiendo a su energía

Neutrones	Rangos de energía
Térmicos	< 0,4 eV
Intermedios	0,4 eV – 10 keV
Rápidos	10 keV – 10 MeV
Relativistas	> 10 MeV

Los neutrones térmicos son aquellos que se encuentran en equilibrio térmico con los núcleos del medio donde se encuentran. Se les puede aplicar las nociones de la teoría cinética de los gases: su distribución sigue la estadística de Maxwell–Boltzmann:

$$\frac{dN}{N} = \frac{4 v^2}{\sqrt{\pi} v_0^3} e^{-v^2/v_0^2} dv \quad (I.1.)$$

siendo  $dN$ , el número de neutrones por unidad de volumen cuya velocidad está comprendida entre  $v$  y  $(v + dv)$ ;  $N$  el número total de neutrones por unidad de volumen;  $v_0$  la velocidad más probable que corresponde al máximo de la curva  $\frac{dN}{N} = f(v)$ . Según la teoría cinética de los gases,  $v_0$  está relacionada con la temperatura absoluta  $T$  por la expresión:

$$(E_n)_0 = \frac{1}{2} m_n v_0^2 = k T \quad (I.2.)$$

siendo  $(E_n)_0$ , la energía cinética más probable de los neutrones térmicos y cuyo valor a 20 °C es 0,0253 eV;  $m_n$  la masa del neutrón y  $k$  ( $k = 1,38042 \cdot 10^{-9} \text{ J/}^\circ\text{C}$ ) la constante de Boltzmann. Para  $T = 293,16 \text{ K}$ , es decir a 20 °C, el valor de  $v_0$  es de 2200 m/s.

Como resulta evidente de la distribución de velocidades, para una temperatura del medio en el que interaccionan, si bien su energía cinética se sitúa alrededor del valor más probable, no todos ellos tienen la misma, por lo que es necesario definir un límite superior por debajo del cual se consideran a los neutrones como térmicos. La energía de 0,4 eV correspondiente a la de corte del cadmio mediante la reacción de captura ( $n, \gamma$ ), se toma como límite para definir el cambio de los neutrones térmicos a intermedios.

La figura I.1, muestra la distribución de la velocidad de los neutrones térmicos a 20 °C.

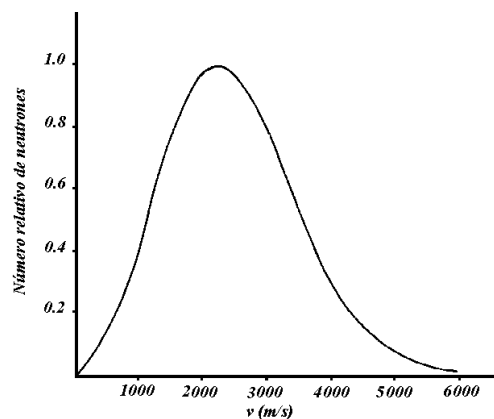


Figura I.1. Distribución de velocidades para neutrones térmicos a 20 °C (Blanc, 1974)

Los neutrones intermedios resultan de la colisión elástica de los neutrones rápidos en materiales de bajo número atómico. La distribución de estos neutrones es proporcional al inverso de su velocidad.

Los neutrones rápidos son aquellos que tienen una energía superior a unas decenas de keV, valor utilizado como límite por debajo del cual los instrumentos para la detección de estos neutrones resultan inadecuados.

Se consideran relativistas todos los neutrones cuya energía es superior a los 10 MeV.

## 1.2. Producción de neutrones

Para investigar un campo de neutrones desde un punto de vista espectrométrico y dosimétrico, el conocimiento de su origen y producción de los mismos, es una información “a priori” muy importante para la elección del tipo de instrumento de medida a utilizar y el análisis de los resultados de la medida.

Las diferentes fuentes de neutrones son ampliamente descritas en la bibliografía (ICRU13, 1969; IAEA, 1985; Attix, 1997) y se basan principalmente en:

- La fisión espontánea, como en el caso de la fuente de californio-252.
- Las reacciones ( $\alpha$ , n), como las fuentes radioisotópicas de americio-berilio y americio-boro.
- Las reacciones ( $\gamma$ , n), como las fuentes fotoneutrónicas que utilizan como núcleos blancos el berilio-9 o el deuterio.
- Los aceleradores de partículas mediante reacciones del tipo (p, n), (d, n) y ( $\alpha$ , n) o de astillado sobre núcleos pesados. Podemos también hacer mención de los neutrones producidos en los aceleradores de electrones, donde los fotones secundarios muy energéticos inducen reacciones del tipo ( $\gamma$ , n), ( $\gamma$ , pn) y ( $\gamma$ ,  $\alpha$ n).
- Los reactores nucleares.

Los neutrones obtenidos por estas diferentes fuentes presentan una distribución energética bastante amplia, tal como se muestra en la figura I.2, salvo en el caso de los aceleradores donde se pueden producir en ciertos casos haces monoenergéticos. No obstante es posible obtener haces casi monoenergéticos a partir de espectros neutrónicos amplios utilizando combinaciones de filtros adecuadas.

La distribución espectral de neutrones en el momento de su producción se modifica enormemente cuando atraviesan materiales diversos. La forma de los espectros mas



frecuentemente encontrados en el dominio de la radioprotección se encuentran en las publicaciones 180 y 318 de la OIEA (IAEA, 1978; IAEA, 1990).

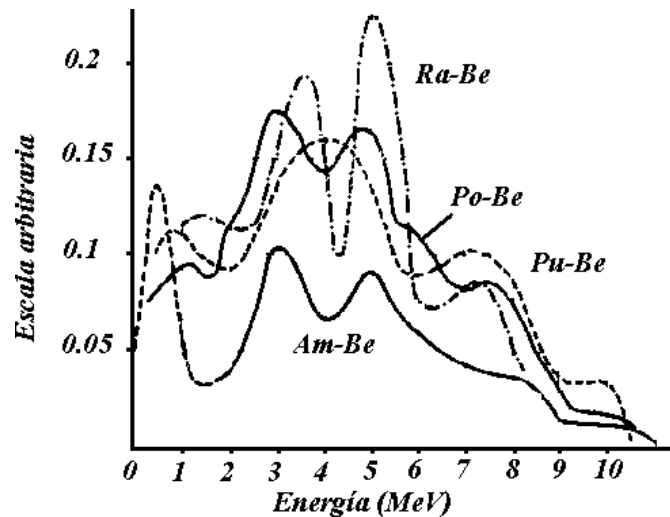


Figura I.2. Espectros de los neutrones producidos por fuentes del tipo  $(\alpha, n)$   
(Blanc, 1974)

### 1.3. Interacción de los neutrones con la materia

La interacción de los neutrones con la materia es un proceso bastante diferente al de las partículas cargadas y la radiación electromagnética. Dado que los neutrones no poseen carga eléctrica, no pueden ionizar directamente la materia que atraviesan y por lo tanto su interacción es únicamente con los núcleos de los átomos.

Los neutrones pierden su energía esencialmente por choques elásticos sobre los núcleos. Una parte de su energía se transfiere a los núcleos de la materia en forma de energía cinética. Esta transferencia de energía es todavía más importante si los núcleos son ligeros. El frenado de los neutrones conduce generalmente a una situación de equilibrio termodinámico con los núcleos del medio ambiente y a partir de este momento, los neutrones son capturados emitiendo una partícula cargada o un fotón gamma.

Tabla I.2. Principales interacciones de los neutrones con la materia (Baur, 1985)

Vía de entrada	Vía de salida	Denominación usual	Símbolo	Clasificación
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^A_ZX + {}^1_0n$	Difusión elástica	(n, n)	Difusión
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^A_ZX + {}^1_0n' + \gamma$	Difusión inelástica	(n, n'γ)	Difusión
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A+1}_ZY + \gamma$	Captura radiactiva	(n, γ)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^A_{Z-1}Y + p$	Captura con producción de partículas cargadas	(n, p)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A-3}_{Z-2}Y + \alpha$	Captura con producción de partículas cargadas	(n, α)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A-1}_ZY + 2 {}^1_0n$	Captura (n, 2n)	(n, 2n)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	$Y + Z + \gamma$	Fisión	(n, f)	Absorción

Las interacciones de los neutrones con la materia son: la dispersión, elástica o inelástica, y la absorción o captura. En la tabla I.2, se resumen las principales interacciones de los neutrones con la materia.

### 1.3.1. Difusión elástica (n, n)

En una difusión elástica, los neutrones incidentes ceden una parte de su energía cinética a los núcleos de los átomos del medio, produciéndose un retroceso del núcleo que queda en un estado estable. Las leyes de conservación de la cantidad de movimiento y de la energía determinan la relación entre las energías del neutrón incidente  $E_n$  y la cedida al núcleo del retroceso  $E_a$ . Si el ángulo de difusión del neutrón en el sistema del laboratorio es  $\theta_n$  y el del núcleo de retroceso es  $\theta_a$ , la relación entre  $E_n$  y  $E_a$  es la siguiente:

$$E_a = \alpha E_n \cos^2 \theta_a \quad (I.3.)$$

donde:

$$\alpha = \frac{4 m_n m_a}{(m_n + m_a)^2} \quad (I.4.)$$

siendo  $m_n$  la masa del neutrón y  $m_a$  la masa del núcleo de retroceso.

La figura I.3, muestra un esquema de la difusión elástica de un neutrón en el sistema del laboratorio.

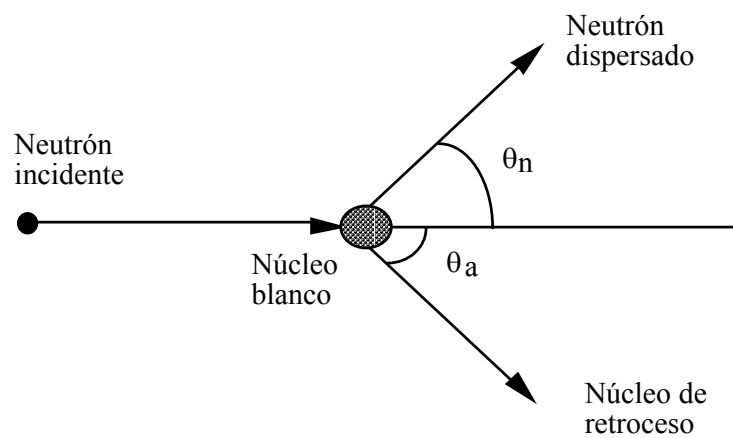


Figura 1.3. Esquema de la difusión elástica de un neutrón en el sistema del laboratorio

Si  $E_n'$  es la energía cinética del neutrón después de la difusión, la relación entre  $E_n$ ,  $E_n'$  y  $\theta_n$  es la siguiente:

$$E_n' = \frac{m_n E_n}{(m_n + m_a)^2} \left[ \cos \theta_n + \sqrt{\left(\frac{m_a}{m_n}\right)^2 - \sin^2 \theta_n} \right]^2 \quad (I.5.)$$

y la relación entre  $\theta_n$  y  $\theta_a$  es:

$$\sin \theta_n = \sqrt{\frac{\alpha m_a}{(1 - \alpha \cos^2 \theta_a) m_n}} \cos \theta_a \sin \theta_a \quad (I.6.)$$

A partir de estos resultados se constata que la energía del núcleo de retroceso  $E_a$ , varía solamente, para una energía cinética dada del neutrón incidente, en función del ángulo de difusión del mismo (entre 0 y  $\alpha E_n$ ). Para un núcleo de hidrógeno, ( $\alpha \approx 1$ ) y un  $\theta_a = 0$  (el núcleo de retroceso sale en la misma dirección del neutrón incidente), el valor máximo de esta energía, tal como se deduce de la expresión I.3, coincide con la del neutrón incidente. En su interacción con un núcleo de hidrógeno, el neutrón pierde en media la mitad de su energía cinética, adquiriendo el núcleo suficiente energía como para romper sus enlaces químicos y viajar a través del medio como partícula ionizante (protón de retroceso).

Este comportamiento con el hidrógeno juega un papel primordial a la hora de definir un dosímetro capaz de evaluar la contribución de la dosis neutrónica.

La figura I.4, representa la variación de la sección eficaz de la difusión elástica sobre el hidrógeno y el helio-3 en función de la energía de los neutrones incidentes.

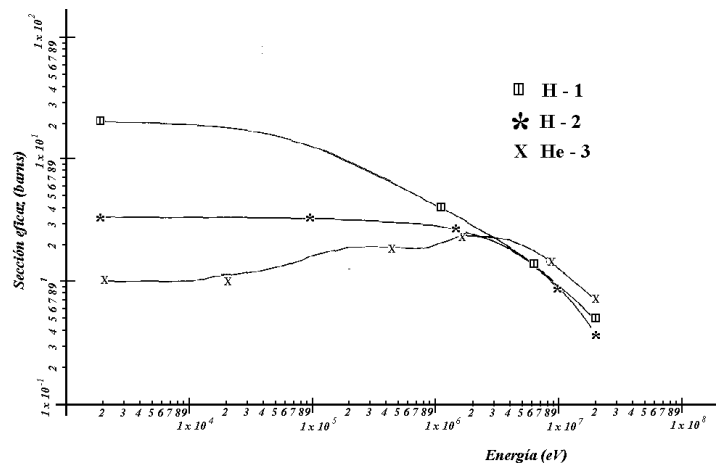


Figura I.4. Sección eficaz de difusión elástica sobre el hidrógeno y He-3, en función de la energía de los neutrones incidentes (Knoll, 1997)

A medida que la masa del núcleo blanco aumenta, la energía máxima cedida por el neutrón incidente al mismo decrece tal como se muestra en la tabla I.3.

Tabla I.3. Fracción máxima de la energía cedida por un neutrón en una difusión elástica

Núcleo blanco	$\alpha$	$(E_a)_{\max}/E_n$
H-1	1	1
H-2	8/9	0,889
He-3	3/4	0,750
He-4	16/25	0,640
Be-9	36/100	0,36
C-12	48/169	0,284
O-16	64/289	0,221
Fe-56	224/3249	0,069
U-238	952/56644	0,017

Si bien la difusión elástica se puede dar a todas las energías del neutrón incidente, no obstante y tal como se muestra en la tabla I.4, su dependencia con la energía en el caso del hidrógeno es más importante que para los núcleos de carbono, oxígeno y nitrógeno.

### 1.3.2. Difusión inelástica ( $n, n'$ ), ( $n, n'\gamma$ )

En la difusión inelástica el neutrón incidente es capturado (núcleo compuesto), reemitiéndose de nuevo con una energía menor que la que correspondería a una difusión elástica. El núcleo residual queda en estado excitado, volviendo a su estado fundamental mediante la emisión de fotones (Figura I.5).

Si denominamos  $E_i$  la energía correspondiente al  $i$ -ésimo nivel excitado del núcleo residual, imponemos las leyes de conservación de la energía y del momento al sistema y tenemos en cuenta las relaciones geométricas existentes, obtenemos para la energía del neutrón dispersado la siguiente relación:

Tabla I.4. Secciones eficaces(en barns) de interacción de los neutrones con los núcleos H, C, O y N (Mackovica, 1987)

Energía (MeV)	H		C		O		N	
	$\sigma_{\text{dif.el.}}^1$	$\sigma_{\text{total}}^2$	$\sigma_{\text{dif.el.}}$	$\sigma_{\text{total}}$	$\sigma_{\text{dif.el.}}$	$\sigma_{\text{total}}$	$\sigma_{\text{dif.el.}}$	$\sigma_{\text{total}}$
0,1	12,774	12,774	4,390	4,390	3,573	3,573	4,401	4,403
0,2	9,671	9,671	4,096	4,096	3,463	3,463	3,582	3,583
0,3	7,987	7,987	3,829	3,829	3,502	3,509	3,038	3,040
0,4	6,897	6,897	3,589	3,589	6,203	6,203	2,793	2,795
0,5	6,143	6,143	3,372	3,372	4,773	4,773	2,325	2,401
0,6	5,584	5,584	3,178	3,178	2,955	2,955	1,626	1,655
0,7	5,148	5,148	3,000	3,000	2,710	2,710	2,171	2,224
0,8	4,797	4,797	2,833	2,833	2,684	2,684	1,798	1,8131
0,9	4,506	4,506	2,691	2,691	3,259	3,259	1,413	1,421
1	4,261	4,261	2,562	2,562	8,217	8,217	2,364	2,385
2	2,995	2,995	1,677	1,677	1,562	1,562	1,493	1,556
3	2,293	2,293	1,255	1,255	1,216	1,216	1,308	1,575
4	1,907	1,907	1,905	1,905	1,998	2,054	1,506	1,952
5	1,635	1,635	1,158	1,206	0,856	1,036	0,823	1,153
6	1,430	1,430	0,887	1,110	1,341	1,358	1,069	1,371
7	1,269	1,269	0,569	0,730	0,691	0,886	0,892	1,222
8	1,139	1,139	1,342	1,907	0,5706	0,810	0,943	1,401
9	1,032	1,032	0,663	1,114	0,796	1,230	0,882	1,260
10	0,943	0,943	0,607	1,171	0,983	1,344	0,934	1,386

$$E'_n(E_i, \omega, E_n) = \frac{1}{(1+A)^2} \left[ \omega \sqrt{E_n} \pm \sqrt{E_n (\omega^2 + A^2 - 1) - (A(A+1)E_i)} \right]^2 \quad (I.7)$$

en la que  $\omega$  viene dada por la expresión:

<sup>1</sup>  $\sigma_{\text{dif. el}}$  : Sección eficaz diferencial elástica

<sup>2</sup>  $\sigma_{\text{total}}$  : Sección eficaz total

$$\omega = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\frac{E'_n}{E_n}} (A+1) - \sqrt{\frac{E_n}{E'_n}} (A-1) + \frac{AE_i}{\sqrt{E_n E'_n}} \right] \quad (I.8.)$$

y A es el cociente entre la masa del núcleo blanco y la del neutrón.

Dado que la energía del neutrón dispersado debe ser real y positiva, existe un valor umbral para la energía del neutrón incidente por debajo del cual no se producirá la difusión inelástica. Esta energía umbral tal como se muestra en la tabla I.5, se extiende desde algunos MeV para núcleos ligeros hasta algunos keV para los núcleos pesados (Baur, 1985).

Por lo que respecta a la sección eficaz de difusión inelástica, esta aumenta en general con la energía del neutrón y la masa del núcleo blanco, tal como se deduce de la tabla I.4.

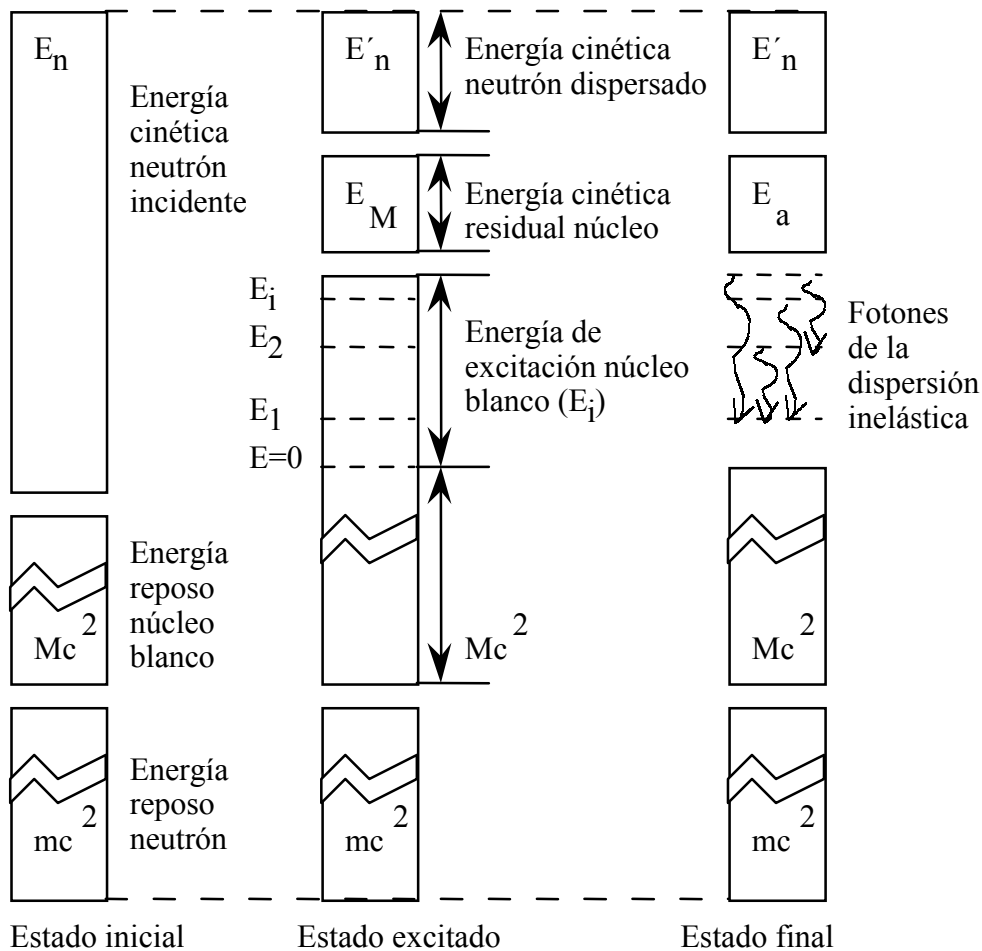


Figura I.5. Balance energético en una difusión inelástica (Coll, 1990)

Tabla I.5. Umbrales energéticos para la difusión inelástica (Baur, 1985)

Elemento	Umbral de difusión inelástica (MeV)
C	4,4
O	6,1
Al	0,85
Si	1,3
Fe	0,85
Pb	0,6

### 1.3.3. Reacciones de captura radiactiva ( $n, \gamma$ )

En este tipo de reacciones, se produce la captura del neutrón incidente por el núcleo, formándose un núcleo compuesto de número másico ( $A+1$ ) en estado excitado. Esta energía de excitación tiene valores comprendidos entre 5 y 10 MeV.

Estas reacciones que se producen en una amplia región de la energía del neutrón incidente, presentan una sección eficaz relativamente elevada para la mayoría de los nucleidos, siendo en el caso de neutrones térmicos y para algunos nucleidos proporcional a  $1/v$ . Para energías superiores (intermedios y rápidos) se producen picos de resonancia correspondiente a los estados excitados del núcleo compuesto.

### 1.3.4. Reacciones de captura ( $n, 2n$ ), ( $n, p$ ), ( $n, d$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, t$ ), ( $n, \alpha p$ )

En general estas reacciones son endoenergéticas, de modo que el neutrón debe disponer de la energía suficiente (energía umbral) para que se produzca la reacción, tal como la reacción ( $n, 2n$ ), donde la energía cinética del neutrón incidente debe ser superior a 10 MeV.

Sin embargo algunas de estas reacciones son exoenergéticas y pueden producirse con neutrones térmicos, tal como se muestra en la tabla I.6.



Para neutrones rápidos y en el supuesto de que la partícula cargada tenga la energía suficiente para vencer la barrera coulombiana del núcleo, las secciones eficaces son del orden de algunos centenares de mbarns ( Mackovika, 1987).

Tabla I.6. Reacciones de captura con sus secciones eficaces para neutrones térmicos

Isótopos	Reacciones	Q (MeV)	Energía cinética (MeV)	Sección eficaz (barns)
<sup>3</sup> He	<sup>3</sup> He(n, p) <sup>3</sup> H	0,765	E(p)=0,574 E( <sup>3</sup> H)=0,191	5330
<sup>6</sup> Li	<sup>6</sup> Li(n, α) <sup>3</sup> H	4,78	E(α)=2,05 E( <sup>3</sup> H)=2,73	940
<sup>10</sup> B	<sup>10</sup> B(n, α) <sup>7</sup> Li (6%)	2,79	E(α) = 1,78 E(Li) = 1,01	3840
	<sup>10</sup> B(n, α) <sup>7</sup> Li (94%)	2,31	E(α) = 1,47 E(Li) = 0,84	

### 1.3.5. Reacciones de fisión (n, f)

Los neutrones al interactuar con algunos isótopos del Th, U, Np, Pu y actínidos pesados, dan lugar a la formación de un núcleo compuesto, que se escinde a continuación en dos fragmentos de masas parecidas y uno o más neutrones instantáneos. La ruptura del núcleo en dos fragmentos de masas semejantes puede tener lugar de muchas maneras diferentes. Por ejemplo, el Uranio-235, por fisión mediante neutrones térmicos, puede escindirse de unas treinta maneras diferentes, dando lugar a unos sesenta fragmentos de fisión distintos. En la figura I.6, se indican las abundancias relativas de estos fragmentos de fisión en función de su número másico.

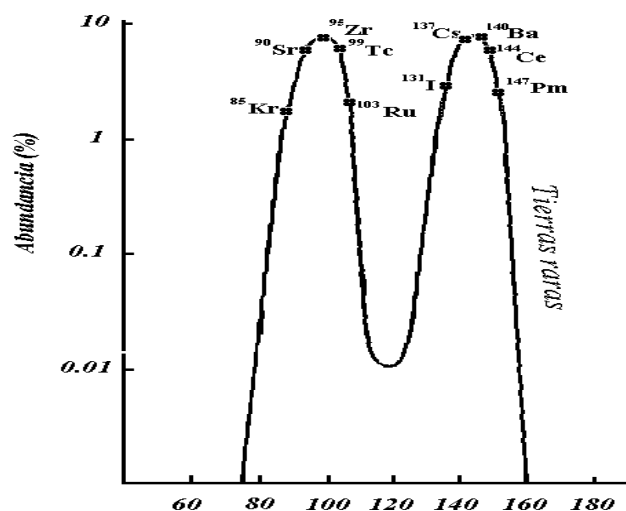


Figura I.6. Abundancia de los distintos fragmentos de fisión producidos en la fisión del U-235 con neutrones térmicos en función de su número másico

Los fragmentos de fisión poseen un exceso de neutrones que expulsan en parte convirtiéndose en los llamados precursores excitados. Estos neutrones expulsados por los fragmentos de fisión reciben el nombre de neutrones inmediatos. Los precursores excitados se desexcitan emitiendo fotones gamma y se convierten en los precursores que tienen una relación N/Z superior a la correspondiente a la estabilidad. Debido a esto se desintegran por emisión beta, convirtiéndose en los padres de una cadena radiactiva. Los distintos miembros de estas cadenas reciben el nombre de productos de fisión. Algunos de estos productos también presentan emisión espontánea de neutrones. Estos neutrones son los llamados retardados o diferidos.

La fisión nuclear es un proceso fuertemente exoenergético, que produce una gran liberación de energía a expensas de la pérdida de masa que tiene lugar durante el proceso. Así por ejemplo, en la fisión del U-235 por neutrones térmicos se liberan, por término medio, unos 198 MeV. La mayor parte de la energía producida, aproximadamente el 85% aparece como energía cinética de los fragmentos de fisión. El resto, aproximadamente un 15%, se reparte entre la energía cinética de los neutrones emitidos, de la radiación gamma emitida instantáneamente, de los neutrinos y de la radiación beta y gamma que provienen de los productos de fisión. Hay que señalar que

debido a que la sección eficaz de interacción de los neutrinos con la materia es sumamente pequeña, los 11 MeV correspondientes a su energía cinética no son aprovechables, pero sí la de los fotones. Así pues, aproximadamente una energía de 200 MeV se transforman en calor a través de las interacciones con el medio.

#### 1.4. Interacción de los neutrones con el tejido

La materia viva está compuesta esencialmente de elementos de bajo número atómico como el hidrógeno, el oxígeno, el nitrógeno y el carbono. Estos elementos son buenos moderadores de los neutrones.

Los neutrones térmicos y intermedios depositan esencialmente casi toda la energía en el tejido mediante la captura neutrónica sobre los núcleos del hidrógeno y el nitrógeno. Se trata de la captura  ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$ , la cual produce un fotón de una energía del orden de 2,2 MeV. Estos fotones  $\gamma$  así creados, interaccionan a su vez con el tejido por efecto fotoeléctrico, Compton o creación de pares, produciendo electrones que son los responsables de las ionizaciones producidas a lo largo de su recorrido. Estos  $\gamma$  son la mayor contribución a la dosis en el cuerpo para neutrones de energía inferiores a 200 keV.

La otra reacción de captura  ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$ , da lugar a la emisión de un protón de 0,62 MeV. En este caso tanto los protones como los núcleos de retroceso, al ser partículas cargadas son los responsables de las ionizaciones producidas a lo largo de su recorrido. Esta reacción es importante en el cálculo de la dosis equivalente para energías inferiores a los 100 keV.

Los neutrones rápidos ceden principalmente su energía al tejido mediante la difusión elástica. En efecto, durante una colisión con el núcleo del hidrógeno, el neutrón pierde en media la mitad de su energía cinética, pudiendo los núcleos de hidrógeno ser liberados. Mediante este proceso, un neutrón de 1 MeV, puede sufrir en media unas 20 colisiones para termalizarse, lo que equivaldría a un recorrido de unos 5 cm en el tejido. El neutrón termalizado es, o bien capturado por uno de los procesos citados

anteriormente, o en otros casos puede ser dispersado fuera del cuerpo humano dando lugar a los neutrones albedo. Los neutrones rápidos también colisionan con los demás constituyentes del tejido, pero la pérdida de energía es relativamente pequeña comparada con la del hidrógeno, como lo prueba el hecho de que los neutrones con energías comprendidas entre 0,5 y 5 MeV pierden el 90% de su energía en colisiones con los núcleos de hidrógeno ( Mackovika, 1987).

En la figura I.7, mostramos el conjunto de reacciones con el tejido que contribuyen a la dosis en función de la energía del neutrón (Gibson, 1985).

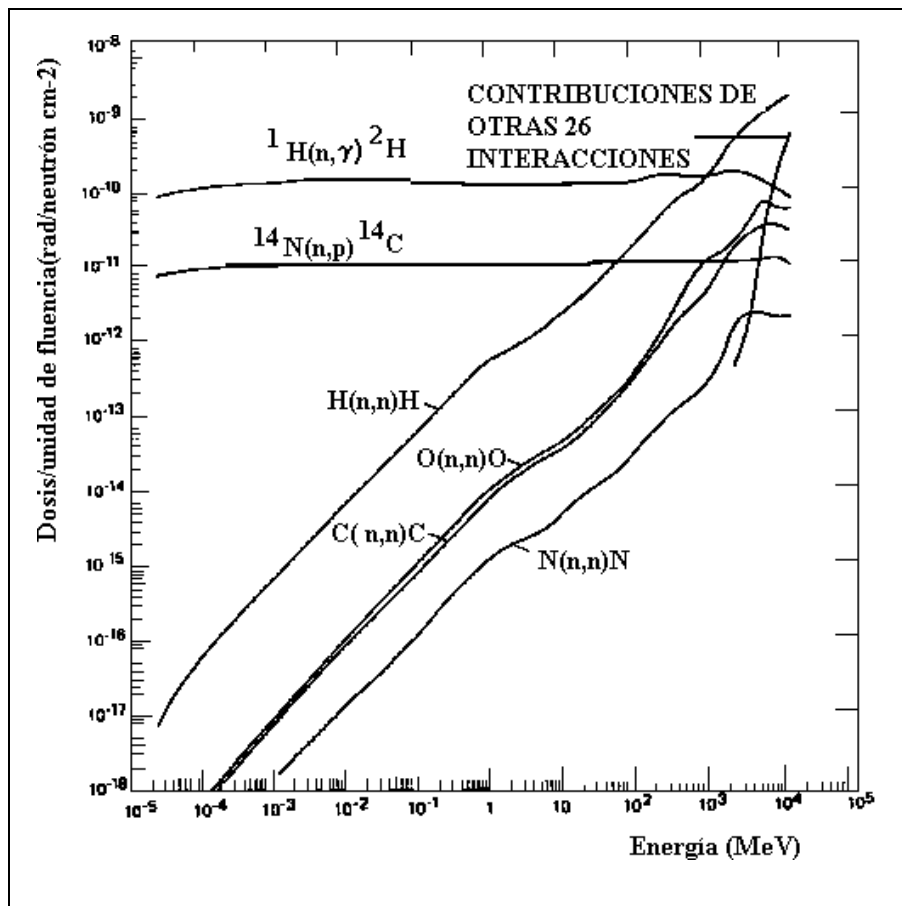


Figura I.7. Reacciones con el tejido que contribuyen a la dosis, en función de la energía del neutrón (Gibson, 1985)

## **2. NORMATIVA Y CONCEPTOS BÁSICOS EN RADIOPROTECCIÓN**

La dosimetría personal o ambiental en el ámbito de la radioprotección tiene por objetivo, la evaluación de una magnitud capaz de expresar los daños causados por la radiación sobre el organismo humano, para compararla con los valores límites establecidos. En esta magnitud, indirectamente medida, se tienen en cuenta factores físicos y radiobiológicos así como el concepto base del modelo de limitación de dosis.

La dosimetría de neutrones está sometida a una serie de reglas y depende de una serie de magnitudes, definidas respectivamente por organismos competentes tales como la ICRU (Comisión Internacional de Unidades de Radiación) y la ICRP (Comisión Internacional de Protección Radiológica).

### **2.1. Las magnitudes en radioprotección**

Estas magnitudes se encuentran ampliamente descritas en los documentos ICRU (ICRU39, 1985; ICRU43, 1988; ICRU47, 1992; ICRU51, 1993) e ICRP (ICRP26, 1977; ICRP51, 1987; ICRP60, 1991) y han sido desarrolladas para responder a tres necesidades:

- i) Magnitudes limitativas, que estiman el riesgo biológico que trae consigo una exposición a las radiaciones.
- ii) Magnitudes operacionales, que se aplican en las medidas prácticas.
- iii) Magnitudes físicas, que caracterizan el campo de radiación incidente y su interacción con la materia.

### 2.1.1. Magnitudes limitativas

Magnitudes macroscópicas recomendadas por la ICRP (ICRP26, 1977; ICRP60, 1991) y que como hemos mencionado tienen como fin el de evaluar el riesgo biológico que sigue a una exposición a las radiaciones ionizantes.

La magnitud fundamental es la dosis absorbida  $D$ , que se define como el cociente entre la energía media impartida  $d\bar{\epsilon}$  por las radiaciones ionizantes en un elemento de volumen y la masa  $dm$  correspondiente a dicho elemento de volumen del medio atravesado.

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (\text{I.9.})$$

Se expresa en  $\text{J kg}^{-1}$  y su unidad recibe el nombre de gray (Gy). Se sigue utilizando en la actualidad, aunque cada vez menos la antigua unidad denominada rad, cuya equivalencia es la de 100 rads igual a un gray.

La energía impartida  $\epsilon$ , por la radiación ionizante en un volumen de materia del medio atravesado viene dada por la expresión:

$$\epsilon = \sum \epsilon_{\text{in}} - \sum \epsilon_{\text{ex}} + \sum Q \quad (\text{I.10.})$$

siendo:

$\sum \epsilon_{\text{in}}$ , la suma de las energías (salvo las de reposo), de todas las partículas ionizantes (directamente o no) entrantes en el volumen considerado.

$\sum \epsilon_{\text{ex}}$ , la suma de las energías (salvo las de reposo), de todas las partículas ionizantes (directamente o no) saliente del volumen considerado.

$\sum Q$ , la suma algebraica de todas las energías absorbidas o cedidas en el interior del volumen considerado, por reacciones nucleares u otro tipo de transformación. Se expresa en julios ( J ).

En radioprotección, se define generalmente la dosis absorbida media en un tejido u órgano utilizando la expresión:

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D \, dm \quad (\text{I.11.})$$

Su unidad es el gray (Gy), siendo  $m_T$  la masa del tejido u órgano.

La dosis absorbida media tal como ha sido definida, es incapaz de predecir la importancia del efecto biológico que dicha dosis puede causar, ya que este cambia al hacerlo el tipo de radiación, su energía u otras condiciones de irradiación. Para tener en cuenta esta circunstancia, la ICRP 26 introdujo una nueva magnitud llamada la dosis equivalente.

La dosis equivalente en un punto se define, como el producto de la dosis absorbida por los factores sin dimensiones Q y N, de tal manera que la cantidad resultante está relacionada con la propiedad de producir un determinado efecto biológico.

$$H = N \cdot Q \cdot D \quad (\text{I.12.})$$

siendo:

Q, un factor de calidad que tiene en cuenta de la eficacia biológica de las distintas radiaciones y es función de la transferencia lineal de energía, TLE o L.

N, el producto de otros factores modificantes. Para irradiaciones externas se toma como valor del mismo la unidad.

Se expresa en  $\text{J kg}^{-1}$  y su unidad recibe el nombre de Sievert (Sv). Se sigue utilizando en la actualidad, aunque cada vez menos la antigua unidad denominada rem, cuya equivalencia es la de 100 rems igual a un Sievert.

En su informe de 1990, la ICRP 60 modifica la noción del factor de calidad no en lo que respecta a su definición sino a su relación con la transferencia lineal de energía L (Tabla I.7), para reflejar los valores más altos de la eficiencia biológica correspondiente a los neutrones de energía intermedia.

Tabla I.7. Valores del factor de calidad Q en función de L, antes y después de la ICRP 60 (Memorandum, 1993)

ICRP 21		ICRP 60	
L (keV $\mu\text{m}^{-1}$ )	Q	L (keV $\mu\text{m}^{-1}$ )	Q
$\leq 3,5$	1	$< 10$	1
7	2		
23	5	10 - 100	$0,32 L^{-2,2}$
53	10		
$\geq 175$	20	$> 100$	$300/\sqrt{L}$

La ICRP 60 introduce igualmente el concepto de dosis equivalente integrada sobre el volumen de un tejido u órgano y que denomina dosis equivalente en el órgano,  $H_T$ , en términos de un factor de ponderación de la radiación en lugar del factor de calidad. En el caso que el órgano o tejido estuviese expuesto a diferentes radiaciones R, se calcularía mediante la expresión:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (\text{I.13.})$$

Su unidad es el Sievert (Sv), siendo  $D_{T,R}$  la dosis absorbida en el tejido T debida a la radiación R y  $w_R$  un factor de ponderación de la radiación que traduce por su simplicidad, la falta de información precisa que hoy día se tiene respecto a los efectos



biológicos de las radiaciones sobre el hombre. Los valores recomendados por la ICRP 60 para estos factores de ponderación aparecen en la tabla I.8.

Tabla I.8. Factor de ponderación  $w_R$  para los diversos tipos de radiación y energías según la ICRP 60

Tipo de radiación	Energía	Factor de ponderación $w_R$
Fotones X y $\gamma$	Todas las energías	1
Electrones y muones	Todas las energías	1
Neutrones	< 10 keV	5
	10 keV a 100 keV	10
	100 keV a 2 MeV	20
	2 MeV a 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protones, salvo protones de retroceso	> 2 MeV	5
Partículas $\alpha$ , fragmentos de fisión, núcleos pesados		20

Con el fin de facilitar los cálculos en el caso de los neutrones, una función aproximada puede utilizarse para el calculo estos factores de ponderación, conocida la energía de los neutrones  $E_n$  ( $E_n$  en MeV):

$$w_R = 5 + 17 e^{-\frac{(\ln(2E_n))^2}{6}} \quad (I.14.)$$

En la figura I.8, presentamos la variación de los factores de calidad Q y de ponderación  $w_R$ , en función de la energía de los neutrones según diferentes autores (Portal, 1992).

Para las radiaciones y energías no incluidas en la tabla anterior el valor del factor de ponderación  $w_R$  se puede obtener calculando el factor de calidad medio Q a 10 mm. de

profundidad en la esfera de la ICRU (esfera de 30 cm de radio en tejido equivalente, con una densidad de  $1 \text{ g.cm}^{-3}$  y cuya composición es: 76,2% de O, 11,1% de C, 10,1% de H y 2,6% de N, ICRU33, 1980), mediante la expresión:

$$\bar{Q} = \frac{1}{D} \int Q(L).D(L)dL \quad (\text{I.15.})$$

en la que  $Q(L)$  y  $D(L)$  son el factor de calidad y la distribución de dosis en función de  $L$  respectivamente.

Para tener en cuenta que la aparición de los efectos estocásticos dependen no solamente del tipo de radiación y energía sino también del órgano o tejido irradiado, la ICRP 26 introduce una magnitud relativa a todo el cuerpo que tiene en cuenta las sensibilidades individuales de cada órgano, que denomina la dosis equivalente efectiva,  $H_E$ .

$$H_E = \sum w_T H_T \quad (\text{I.16.})$$

siendo,  $H_T$  la dosis equivalente en el tejido u órgano  $T$  y  $w_T$  un factor de ponderación correspondiente al órgano o tejido  $T$ , que es independiente de la energía y tipo de radiación y que representa la radiosensibilidad del órgano o tejido considerado. Su unidad es el Sievert (Sv).

La ICRP 60 recomienda sustituir esta magnitud por la dosis efectiva  $E$ , cuya expresión para el caso de un campo de radiación compuesto por distintas partículas se escribe:

$$E = \sum w_T H_T = \sum w_T \sum w_R D_{T,R} = \sum w_R \sum w_T D_{T,R} \quad (\text{I.17.})$$

Los valores de  $w_T$  recomendados por la ICRP 60 son los que presentamos en la tabla I.9.

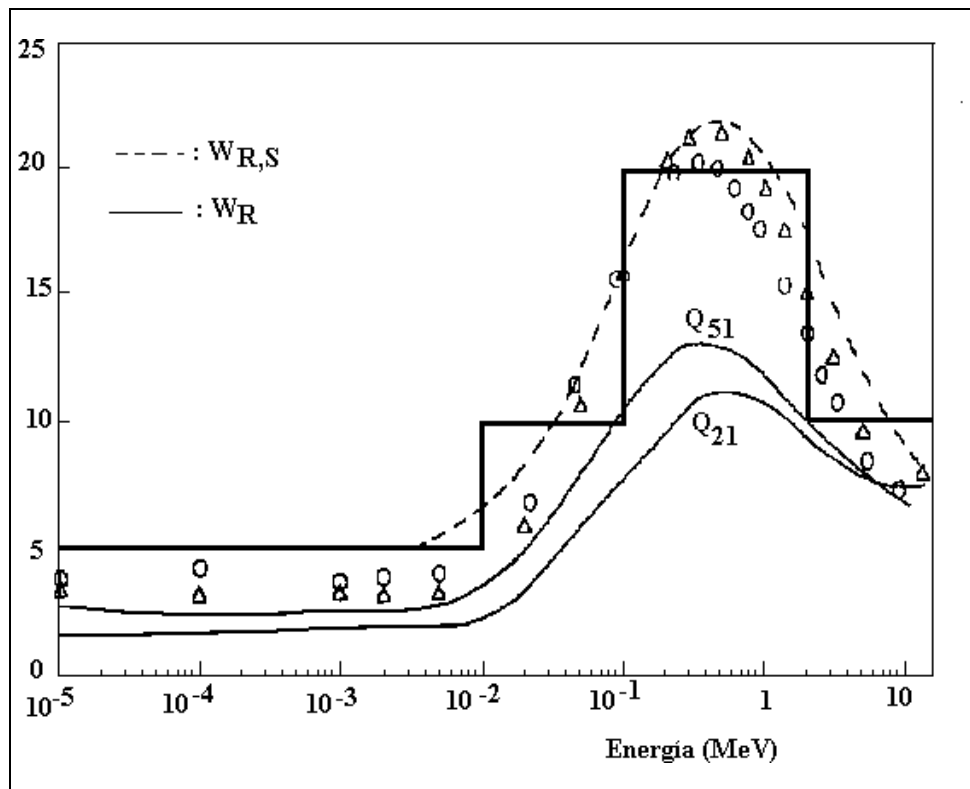


Figura I.8. Variaciones de los factores de calidad  $Q$  y de ponderación  $w_R$  (—) en función de la energía de los neutrones. (---)  $w_{R,S}$ : función de aproximación según la ICRP 60;  $Q_{21}, Q_{51}$ : variación de los factores de calidad según los informes de la ICRP21 y ICRP51; ( $\Delta$ ) valores de los factores de calidad calculados por Schuhmacher (Schuhmacher, 1992) según la ICRP 60; ( $\circ$ ) valores de los factores de calidad calculados por Leuthold (Leuthold, 1992) según la ICRP 60

Las exposiciones de los individuos a las radiaciones como resultado de una serie de operaciones y caracterizadas por  $E$  o  $H_T$  (exposición local), están sometidas a unos límites cuyo objetivo es garantizar que ningún individuo esté expuesto a riesgos biológicos considerados como inaceptables en el marco de sus actividades habituales.

Por lo que respecta al personal profesionalmente expuesto y público en general y después de las recomendaciones de la ICRP 60, los valores correspondientes a estos límites se presentan en la tabla I.10.

Tabla I.9. Factores de ponderación  $w_T$  recomendados por la ICRP 60. Los valores entre paréntesis corresponden a los datos por la ICRP 26

Tejido	Factor de ponderación $w_T$
Gónadas	0,20 (0,25)
Médula ósea roja	0,12 (0,15)
Colon	0,12
Pulmón	0,12 (0,12)
Estómago	0,12
Vejiga	0,05
Mama	0,05 (0,15)
Hígado	0,05
Esófago	0,05
Tiroides	0,05 (0,03)
Piel	0,01 (0,03)
Superficie ósea	0,01 (0,30)
Resto de órganos	0,05 (0,30)

Tabla I.10. Límites de dosis recomendados por la ICRP 60

Aplicación	Ocupacional	Público
Dosis efectiva E	20 mSv / año promediada a lo largo de periodos definidos de 5 años (50 mSv máximo por año)	1 mSv por año en media sobre 5 años ( 5 mSv máximo en 5 años)
Dosis equivalente anual $H_T$	150 mSv	15 mSv
- cristalino del ojo	500 mSv	50 mSv
- piel (profundidad 7 mg/cm <sup>2</sup> )		
- manos y pies	500 mSv	-----

De forma global podemos afirmar que la dosis equivalente anual media para el personal profesionalmente expuesto pasa de 50 mSv (ICRP 26) a 20 mSv, lo que supone un factor de reducción de 2,5 con relación a los valores anteriores a las nuevas

recomendaciones. En el caso del público en general pasa de 5 mSv a 1 mSv. Los valores que se aplican para la dosis equivalente en un órgano o tejido para un año, se mantienen sin cambios con respecto a los valores anteriores a las nuevas recomendaciones: 15 mSv y 50 mSv para la piel y extremidades respectivamente (manos, pies, tobillos, antebrazos).

Las magnitudes limitativas no se pueden medir en la práctica y esta circunstancia ha hecho necesario el desarrollo de magnitudes operacionales, capaces de ser utilizadas en la práctica y al mismo tiempo dar con una razonable aproximación, la dosis efectiva  $E$  y la dosis equivalente en el tejido u órgano  $H_T$ , cuando estas se calculan teniendo en cuenta la relación  $Q(L)$  de la ICRP 60 dada en la tabla I.7.

### **2.1.2. Magnitudes operacionales**

Definidas en la ICRU 39 y modificadas por la ICRU 47, se utilizan en metrología y tienen las siguientes características (Dietze, 1994):

- 1) Estar definidas en un punto de un maniquí apropiado.
- 2) Ser única, sea cual sea el tipo de radiación y aditiva en el caso de diferentes radiaciones incidentes.
- 3) Ser medible por los detectores existentes y servir de magnitud referencia en posibles calibraciones.
- 4) Estar lo suficientemente próxima, “siempre por encima” a la magnitud limitativa que representa, sea cual sea la energía e incidencia de la radiación, con el fin de que los límites que se le asignan garanticen los establecidos anteriormente para las magnitudes limitativas a las que representa. En la práctica la solución perfecta no existe y se han tenido que ir tomando una serie de compromisos que han dado lugar a una serie de modificaciones antes de llegar a las actuales (ICRU 47, ICRP 60).

Dichas magnitudes se pueden clasificar en dos grupos:

- 1) Las utilizadas en dosimetría ambiental: la dosis equivalente ambiental  $H^*(d)$ , apropiada para radiación fuertemente penetrante (neutrones, fotones o la radiación  $\beta$  de energía superior a 4 MeV) y la dosis equivalente direccional  $H'(d, \alpha)$ , apropiada para la radiación débilmente penetrante.
- 2) Las correspondientes a la dosimetría individual: la dosis equivalente individual profunda  $H_p(d)$ , apropiada para órganos y tejidos situados dentro del cuerpo humano e irradiados por radiaciones fuertemente penetrantes y la dosis equivalente individual superficial  $H_s(d)$ , apta para órganos y tejidos superficiales irradiados por radiaciones poco penetrantes. A continuación daremos una definición de las mismas.

### **Dosis equivalente ambiental ( $H^*(d)$ )**

Es la dosis equivalente que se produciría en un campo de radiación, alineado y expandido, en un punto situado a una profundidad  $d$  en el interior de la esfera ICRU sobre el radio opuesto a la dirección del campo alineado. La profundidad recomendada es  $d = 10$  mm, por lo que se suele escribir como  $H^*(10)$ .

### **Dosis equivalente direccional ( $H'(d, \alpha)$ )**

Es la dosis equivalente que se produciría en un campo de radiación expandido, en un punto situado a una profundidad  $d$  en el interior de la esfera ICRU sobre un radio en una dirección especificada. La profundidad recomendada es  $d = 0,07$  mm, por lo que se suele escribir como  $H'(0,07, \alpha)$ .

### **Dosis equivalente individual profunda ( $H_p(d)$ )**

Es la dosis equivalente en tejido blando (idéntico al material equivalente-tejido de la esfera ICRU), en un punto especificado del cuerpo y a una profundidad  $d$  conveniente para radiaciones fuertemente penetrantes. La profundidad recomendada es  $d = 10$  mm, por lo que se suele escribir como  $H_p(10)$ .

### **Dosis equivalente individual superficial ( $H_s(d)$ )**

Es la dosis equivalente en tejido blando, en un punto especificado del cuerpo y a una profundidad  $d$  conveniente para radiaciones poco penetrantes. La profundidad recomendada es  $d = 0,07$  mm, por lo que se suele escribir como  $H_s(0,07)$ .

El informe de la ICRU 47, propone combinar las definiciones de  $H_s(d)$  y  $H_p(d)$  en una sola denominada: dosis equivalente personal  $H_p(d)$ , destinada al control individual y definida para las profundidades 0,07 mm, 3 mm y 10 mm, según que la radiación se considere poco o muy penetrante. En el mismo informe y para la dosimetría individual, se definen una serie de recomendaciones para la puesta en práctica de esta magnitud, así como el tipo de maniquí a emplear. Se recomienda utilizar un paralelepípedo de 30 x 30 x 15 cm<sup>3</sup> en PMMA (Böhm, 1993), en cuyo caso tendríamos la  $H_{p,sl}(d)$ .

Como hemos podido constatar a partir de las definiciones de las magnitudes operacionales, estas no pueden ser las de referencia para los campos de radiación y por tanto para caracterizarlos ha sido necesario introducir las magnitudes físicas capaces de hacerlo.

### **2.1.3. Magnitudes físicas**

Estas magnitudes son empleadas en metrología y dosimetría de radiaciones para caracterizar el campo de radiación y su interacción con la materia.

En el caso de los neutrones, sea cual sea su modo de producción o emisión se pueden clasificar en función de su energía cinética y ángulo de emisión con respecto a una fuente. No obstante para caracterizar un campo neutrónico es necesario conocer además el número de neutrones asociado al mismo.

Entre las magnitudes utilizadas para caracterizar este campo de radiación neutrónica tenemos, la fluencia neutrónica con su tasa correspondiente, la distribución espectral de fluencia neutrónica con su tasa y en ángulo de emisión.

### **La fluencia de neutrones $\Phi$**

La fluencia de neutrones  $\Phi$  en un punto, es el cociente de  $dN$  por  $da$ , donde  $dN$  es el número de partículas que atraviesan la esfera de sección recta  $da$  centrada en dicho punto :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (\text{I.18.})$$

se expresa en : $\text{m}^{-2}$ .

### **La distribución espectral de fluencia neutrónica $\Phi_E(E)$**

Se define en un punto como la variación de la fluencia neutrónica por  $dE$ . Es decir  $d\Phi/dE$ , siendo  $d\Phi$  la variación de la fluencia en el intervalo de energía comprendido entre  $E$  y  $E+dE$ . Se expresa en  $\text{J}^{-1} \text{m}^{-2}$  o en  $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2}$ .

Las tasas de ambas magnitudes no son mas que sus variaciones respectivas en función del tiempo.

### **Ángulo de emisión**

Los neutrones producidos por una fuente, ya sea del tipo radiactivo (Am-Be, Cf, etc) como aceleradores o reactores, son emitidos en direcciones que se pueden definir con ayuda de dos ángulos ( $\Psi, \theta$ ). Es suficiente con un ángulo para caracterizar la emisión, si la probabilidad de emisión de un neutrón en un ángulo  $\theta$ , es la misma para cualquier valor de  $\Psi$ . En esta caso los conceptos de distribución angular de fluencia neutrónica y su correspondiente tasa se pueden utilizar. Para las definiciones de estas dos magnitudes se pueden emplear las dos anteriores sin mas que cambiar los intervalos de energía por los de ángulo.



Entre las magnitudes utilizadas para caracterizar la emisión de una fuente de neutrones tenemos la emisión neutrónica instantánea, la emisión angular y la distribución espectral de emisión.

### **Emisión neutrónica instantánea $B$**

Es el cociente de  $dN^*$  por  $dt$ , siendo  $dN^*$  la esperanza matemática del número de neutrones emitidos por la fuente en  $dt$ . Se expresa en  $s^{-1}$ .

### **Emisión angular $B_{\Omega}$**

Es el cociente  $dB/d\Omega$ , siendo  $dB$  el número de neutrones que se propagan en una dirección dada, dentro de ángulo sólido  $d\Omega$ . Se expresa en  $s^{-1} sr^{-1}$ .

### **Distribución espectral de emisión de una fuente de neutrones $B_E(E)$**

Es el cociente de  $dB$  por  $dE$ , siendo  $dB$  la variación de la emisión de la fuente en el intervalo de energía comprendido entre  $E$  y  $E+dE$ . Se expresa en  $J^{-1} s^{-1}$  o  $MeV^{-1} s^{-1}$ .

Cuando los neutrones emitidos interactúan con la materia, las interacciones que se producen modifican de forma importante el campo de radiación neutrónica. Los neutrones se absorben en la materia o bien son dispersados por los núcleos de los átomos.

Cuantificar el número de neutrones que interactúan es posible gracias al conocimiento de la sección eficaz microscópica, mientras que los coeficientes de interacción permiten calcular tanto las variaciones de la fluencia neutrónica como el de la energía transportada por dichos neutrones.

Entre las magnitudes utilizadas para caracterizar la interacción neutrón-materia, tenemos la sección eficaz microscópica, el coeficiente de atenuación másica, el coeficiente másico de transferencia de energía, el coeficiente másico de absorción de energía, el poder total másico de frenado y el kerma.

### Sección eficaz microscópica $\sigma$

Para un blanco dado, la sección eficaz microscópica  $\sigma$  viene dada por el cociente de  $P$  por  $\Phi$ , siendo  $P$  la probabilidad de interacción con un núcleo del blanco y  $\Phi$  como ya hemos mencionado la fluencia neutrónica. Se expresa en  $\text{cm}^{-2}$  y su unidad es el barn ( $10^{-24} \text{cm}^{-2}$ ). Esta magnitud además de caracterizar los fenómenos de interacción neutrón-materia, permite predecir el número de neutrones producidos por las fuentes o aceleradores.

Al igual que en el caso de la fluencia, a esta magnitud se le pueden asociar las magnitudes siguientes: secciones eficaces diferenciales en función del ángulo y energía de los neutrones.

### Coefficiente másico de atenuación $\mu/\rho$

Viene dado por la expresión:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho N} \frac{dN}{dl} \quad (\text{I.19.})$$

siendo  $dN/N$  la fracción de partículas neutras que interaccionan durante el trayecto  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ . Se expresa en  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ .

### Coefficiente másico de transferencia de energía $\mu_{tr}/\rho$

Viene dado por la expresión:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{1}{\rho EN} \frac{dE_{tr}}{dl} \quad (\text{I.20.})$$

siendo  $E$  la energía de cada una de las partículas neutras (no se incluye la energía en reposo),  $N$  el número de partículas y  $(dE_{tr}/E.N)$ , la fracción de la energía incidente transferida a energía cinética de las partículas cargadas producidas por la interacción de

los neutrones, cuando atraviesan la distancia  $dl$  del material de densidad  $\rho$ . Se expresa en  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ .

**Coefficiente másico de absorción de energía  $\mu_{\text{en}}/\rho$**

Viene dado por la expresión:

$$\frac{\mu_{\text{en}}}{\rho} = \frac{\mu_{\text{tr}}}{\rho} (1 - g) \quad (\text{I.21.})$$

siendo  $g$  la fracción de la energía de las partículas secundarias que se pierde por radiación de frenado y por lo tanto no absorbida por el material. Se expresa en  $\text{m}^2 \text{kg}^{-1}$ .

**Poder total másico de frenado  $S/\rho$**

Viene dado por la expresión:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dl} \quad (\text{I.22.})$$

Se aplica únicamente a partículas cargadas. Siendo  $dE$  la energía perdida por la partícula cargada atravesando una distancia  $dl$  en un material de densidad  $\rho$ . Se expresa en  $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$ .

**El Kerma en aire ( $K_{\text{aire}}$ )**

(Kinetic Energy Released in MAter), es el cociente de la suma de las energías cinéticas iniciales  $dE_r$  de todas las partículas cargadas liberadas por las partículas ionizantes no cargadas, en el elemento de volumen de aire de masa  $dm$ .

$$K = \frac{dE_r}{dm} \quad (\text{1.23.})$$

En  $dE_r$  se incluye las energías cedidas por las partículas cargadas generadas, la energía por radiación de frenado y también la energía de los rayos delta producidos en el volumen elemental de masa  $dm$ . Su unidad es el  $J\ kg^{-1}$  y se utiliza para caracterizar los haces de fotones y neutrones.

En las condiciones del equilibrio electrónico en un punto y en el supuesto de que las pérdidas por radiación de frenado sean despreciables, el Kerma es aproximadamente igual a la dosis absorbida en dicho punto. En el caso de haces de neutrones, gammas y rayos X de alta energía, el Kerma es ligeramente inferior a la dosis absorbida.

### **2.2. El sistema de magnitudes en radioprotección**

Conviene recordar, que los conceptos que en protección radiológica conllevan las magnitudes limitativas, no se pueden poner en práctica vía las magnitudes operacionales y físicas, si todas ellas no están ligadas entre si constituyendo un sistema jerárquico (Bartlett, 1994), figura I.9. Estas ligaduras se establecen mediante los factores de conversión, que si bien están definidos sin ambigüedad en el caso de las magnitudes operacionales  $H^*(d)$  y  $H'(d, \alpha)$  (magnitudes de referencia para la vigilancia ambiental) y las físicas, no es aún el caso de  $H_p(d)$ . Existen autores (Böhm, 1993; Bartlett, 1994) que opinan que las indicaciones de la ICRU 47, son insuficientes y necesitarían más precisión en lo que respecta, a la influencia de la composición del maniquí en la respuesta debida a la radiación de retrodifusión, a los maniqués a utilizar en el caso de calibrar los dosímetros para extremidades y al dosímetro a utilizar en el caso de neutrones.

Los factores de conversión se determinan por cálculos de Monte Carlo, que simulan el comportamiento de los neutrones en un modelo de cuerpo humano y determinan la distribución espacial de magnitudes tales como,  $H^*(10)$ ,  $H_p(10)$ ,  $H_{p,sl}(10)$ ,  $H_E$  y  $E$ , para neutrones monoenergéticos en incidencia normal.

Los factores de conversión  $H^*(10)/\Phi$ , han sido calculados utilizando las relaciones Q-L dadas por la ICRP 21 y la ICRP 60 (Leuthold, 1992; Schuhmacher, 1992). Estos autores

proponen funciones analíticas para el cálculo de estos factores en el caso de neutrones monoenergéticos de energías comprendidas entre 0,25 eV y 20 MeV. Los valores encontrados por estos autores discrepan entre ellos en menos de un 10%. Para energías comprendidas entre 20 y 180 MeV, los factores de conversión están obtenidos a partir de los datos suministrados por Nabelsi (Nabelsi, 1993) y Sannikov (Sannikov, 1997). Los valores dados por estos autores son consistentes con los obtenidos anteriormente por debajo de 20 MeV, si bien para alta energía la imprecisión crece al hacerlo la de la sección eficaz con la energía.

En el rango de energías comprendido entre los térmicos y los 20 MeV, los factores de conversión  $H_p(10)/\Phi$  y  $H_{p,sl}(10)/\Phi$  son calculados por Hollnagel (Hollnagel, 1994), los  $H_{p,sl}(10, \alpha)/\Phi$  y  $H_{p,sl}(10, 0)/\Phi$  por Siebert (Siebert, 1994) y los factores  $E/\Phi$  por Yamaguchi (Yamaguchi, 1994). En las tablas I.11 y I.12, se muestran los valores de estos factores de conversión en función de la energía y ángulos de incidencia de los neutrones (ICRP74, 1996).

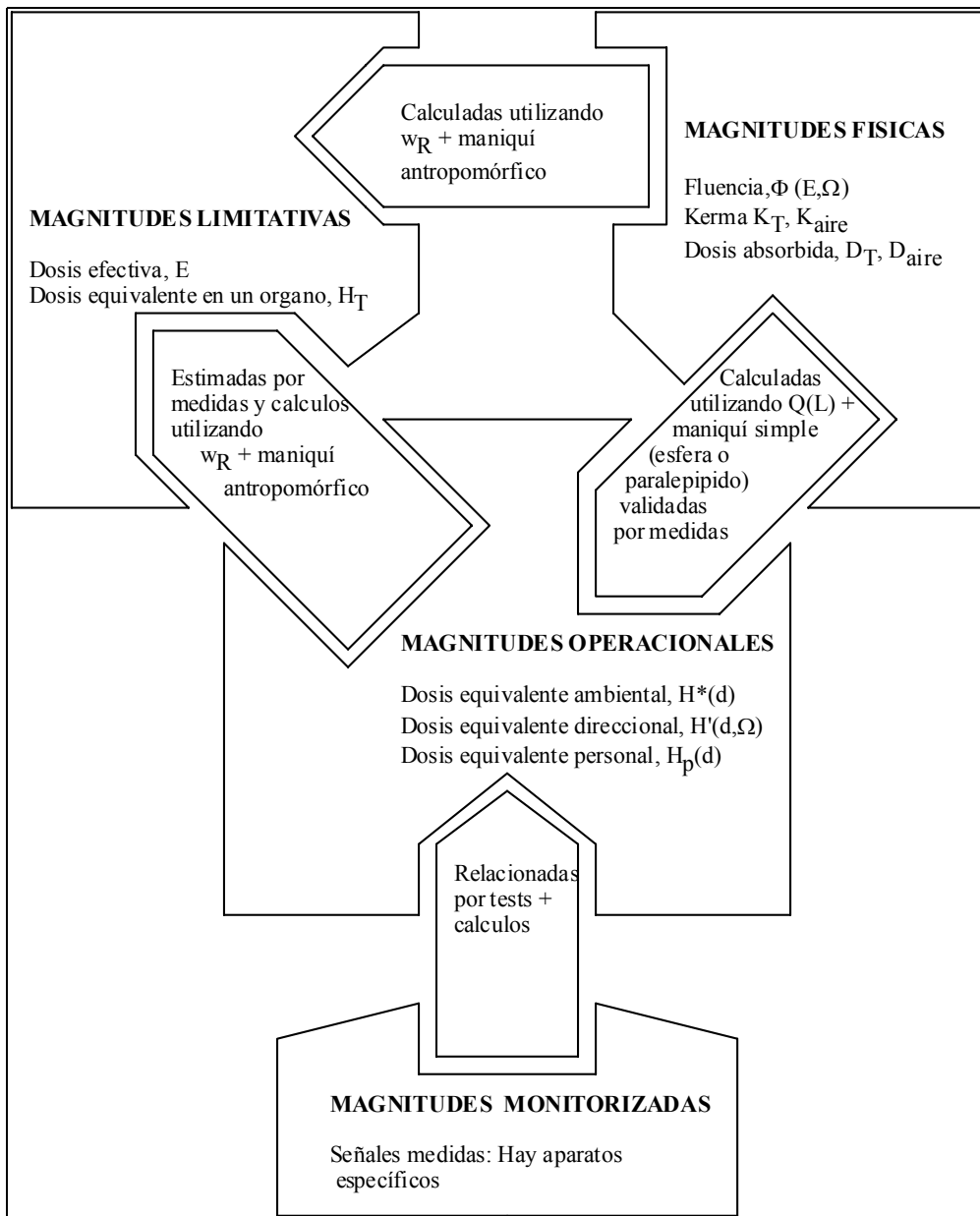


Figura I.9. Sistema jerárquico de las magnitudes de radioprotección (Bartlett, 1994)

Tabla I.11. Factores de conversión  $H^*(10)/\Phi$  y  $H_{p,sl}(10,\alpha)/\Phi$  para neutrones monoenergéticos de diferentes incidencias, para la esfera ICRU y el maniquí en PMMA

Energía	$\frac{H^*(10)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,0^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,15^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,30^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,45^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,60^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>	$\frac{H_{p,sl}(10,75^\circ)}{\Phi}$ pSv cm <sup>2</sup>
0,001 eV	6,60	8,19	7,64	6,57	4,23	2,61	1,13
0,01	9,00	9,97	9,35	7,90	5,38	3,37	1,50
0,0253	10,60	11,40	10,60	9,11	6,61	4,04	1,73
0,1	12,90	12,60	11,70	10,30	7,84	4,70	1,94
0,2	13,50	13,50	12,60	11,10	8,73	5,21	2,12
0,5	13,60	14,20	13,50	11,80	9,10	5,65	2,31
1	13,30	14,40	13,90	12,00	9,56	5,82	2,40
2	12,90	14,30	14,00	11,90	9,49	5,85	2,46
5	12,00	13,80	13,90	11,50	9,11	5,71	2,48
10	11,30	13,20	13,40	11,00	8,65	5,47	2,44
20	10,60	12,40	12,60	10,40	8,10	5,14	2,35
50	9,90	11,20	11,20	9,42	7,32	4,57	2,16
100	9,40	10,30	9,85	8,64	6,74	4,10	1,99
200	8,90	9,84	9,41	8,22	6,21	3,91	1,83
500	8,30	9,34	8,66	7,66	5,67	3,58	1,68
1 keV	7,90	8,78	8,20	7,29	5,43	3,46	1,66
10	10,50	11,20	10,80	9,18	7,09	4,32	1,77
20	16,60	17,10	17,00	14,60	11,60	6,64	2,11
30	23,70	24,90	24,10	21,30	16,70	9,81	2,85
50	41,10	39,00	36,00	34,40	27,50	16,70	4,78
70	60,00	59,00	55,80	52,60	42,90	27,30	8,10
100	88,00	90,60	87,80	81,30	67,10	44,60	13,70
200	170	180	179	166	141	100	35,50
300	233	246	244	232	201	149	58,50
500	322	335	330	326	291	226	102
900	400	414	407	415	383	317	171
1 MeV	416	422	416	426	395	332	180
1,2	425	433	427	440	412	355	210
2	420	442	438	457	439	402	274
3	412	431	429	449	440	412	306
4	408	422	421	440	435	409	320
5	405	420	418	437	435	409	331
6	400	423	422	440	439	414	345
7	405	432	432	449	448	425	361
8	409	445	445	462	460	440	379
9	420	461	462	478	476	458	399
10	440	480	481	497	493	480	421
12	480	517	519	536	529	523	464
14	520	550	552	570	561	562	503
15	540	564	565	584	575	579	520
20	600	600	595	619	615	619	570

Tabla I.12. Factor de conversión  $E/\Phi$  (en pSv  $\text{cm}^2$ ) para neutrones monoenergéticos en diferentes condiciones de irradiación y para un maniquí antropomórfico

Energía	AP <sup>3</sup>	PA <sup>4</sup>	RLAT <sup>5</sup>	LLAT <sup>6</sup>	ROT <sup>7</sup>	ISO <sup>8</sup>
0,001 eV	5,24	3,52	1,36	1,68	2,99	2,40
0,01	6,55	4,39	1,70	2,04	3,72	2,89
0,025	7,60	5,16	1,99	2,31	4,40	3,10
0,1	9,95	6,77	2,58	2,86	5,75	4,13
0,2	11,2	7,63	2,92	3,21	6,43	4,59
0,5	12,8	8,76	3,35	3,72	7,27	5,20
1	13,8	9,55	3,67	4,12	7,84	5,63
2	14,5	10,20	3,89	4,39	8,31	5,96
5	15,00	10,7	4,08	4,66	8,72	6,28
10	15,10	11,00	4,16	4,80	8,90	6,44
20	15,1	11,10	4,20	4,89	8,92	6,51
50	14,80	11,10	4,19	4,95	8,82	6,45
100	14,60	11,0	4,15	4,95	8,69	6,32
200	14,4	10,90	4,10	4,92	8,56	6,14
500	14,2	10,70	4,03	4,86	8,40	6,04
1 keV	14,20	10,70	4,00	4,84	8,34	6,05
10	18,3	13,50	5,02	6,14	10,6	10,20
20	23,80	17,30	6,48	7,95	13,80	12,70
30	29,0	21,00	7,93	9,74	16,90	17,30
50	38,5	27,60	10,60	13,10	22,70	21,50
70	47,20	33,50	13,1	16,10	27,8	27,2
100	59,8	41,30	16,40	20,1	34,80	35,2
150	80,2	52,20	21,2	25,50	45,4	42,40
200	99	61,50	25,60	30,30	54,80	54,70
300	133	77,10	33,40	38,60	71,60	75,00
500	188	103	46,80	53,20	99,40	92,8
700	231	124	58,30	66,60	123	108
900	267	144	69,10	79,60	144	116
1 MeV	282	154	74,50	86,00	154	130
1,2	310	175	85,80	99,80	173	178
2	383	247	129	153	234	220
3	432	308	171	195	283	250
4	458	345	198	224	315	272
5	474	366	217	244	335	282
6	483	380	232	261	348	290
7	490	391	244	274	358	297
8	494	399	253	285	366	303
9	497	406	261	294	373	309
10	499	412	268	302	378	322
12	499	422	278	315	385	333
14	496	429	286	324	390	338
15	494	431	290	328	391	342
18	486	435	299	335	394	343

<sup>3</sup> Posición de irradiación antero-posterior

<sup>4</sup> Posición de irradiación posterior-anterior

<sup>5</sup> Posición de irradiación lateral derecha

<sup>6</sup> Posición de irradiación lateral izquierda

<sup>7</sup> Posición de irradiación isotrópica alrededor de un eje axial

<sup>8</sup> Posición de irradiación isotrópica



## **CAPÍTULO II**

# **MÉTODOS DE DETECCIÓN Y ESPECTROMETRÍA DE LOS NEUTRONES**

## 1. DETECCIÓN Y ESPECTROMETRÍA DE LOS NEUTRONES

### 1.1. Introducción

Las técnicas utilizadas para la detección de los neutrones descritas en numerosas referencias de dosimetría (Knoll, 1997; ICRU13, 1969; IAEA, 1985; Attix, 1987; IAEA, 1990; Blanc, 1990), están basadas en la medida de las partículas cargadas o los fotones producidos durante la interacción de los neutrones con la materia. Las principales interacciones utilizadas son las de absorción ( $n, \alpha$ ), ( $n, p$ ) ( $n, \gamma$ ), ( $n$ , fisión) y las colisiones elásticas con núcleos ligeros. Es usual clasificar las diferentes técnicas de detección en función de la partícula secundaria detectada más que en función de la energía del neutrón incidente. Sin embargo, se dará para cada una de ellas, una indicación del rango energético donde se utilizan y donde son más eficaces, cosa muy importante a la hora de elegir algunas de ellas en concreto.

### 1.2. Detección mediante los protones y las partículas $\alpha$

La tabla II.1, ilustra las reacciones más interesantes utilizadas para la detección de los neutrones mediante los protones y las partículas  $\alpha$ , así como la energía Q liberada y la sección eficaz.

Tabla II.1. Algunas reacciones útiles para la detección de los neutrones

Reacción	Q (MeV)	Sección eficaz térmica (barns)
$^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$	2,79	3840
$^6\text{Li} (n, \alpha) ^3\text{H}$	4,78	937
$^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$	0,764	5400

Estas reacciones tienen secciones eficaces elevadas en el rango de los neutrones térmicos y disminuyen en función de la velocidad  $v$  de los neutrones según una ley de la forma  $1/v$  sobre un amplio rango energético. Por esta razón, se utilizan esencialmente para la detección de los neutrones térmicos. Los contadores proporcionales a helio-3 o a trifluoro de boro-10, los centelladores de ioduro de litio-6 o a base de sulfuro de zinc cargado al litio-6 o al boro-10 y los dosímetros termoluminescentes (litio-6, litio-7), son ejemplos de detectores de neutrones térmicos basados en estas reacciones.

Algunos detectores a trazas (dieléctricos minerales o orgánicos), están basados en la detección de los daños causados por las partículas cargadas resultantes de las reacciones  $(n, \alpha)$  y  $(n, p)$  y que han sido previamente amplificadas con procedimientos fisicoquímicos (revelado electroquímico).

En el caso de utilizar los contadores proporcionales a helio-3 o a trifluoro de boro-10, la energía  $Q$  liberada durante las reacciones  $(n, p)$  y  $(n, \alpha)$  se traspa en forma de energía cinética repartida entre las dos partículas producidas. Si el volumen de detección es grande, estas partículas depositan toda su energía cinética en el detector. Esto se traduce en la aparición en el espectro de impulsos de salida, de un pico estrecho en el entorno de la energía  $Q$ . Es importante pues elegir reacciones que posean  $Q$  elevados con el fin de asegurar una buena discriminación de los fotones parásitos y del ruido electrónico.

En cambio, si las dimensiones del detector son pequeñas frente al recorrido de las partículas producidas, estas pueden penetrar en las paredes del detector y en este caso no depositan toda su energía cinética en el volumen de detección. Este efecto de pared se traduce en el espectro de impulsos por la aparición de dos zonas planas correspondientes a la deposición parcial de energía, como se muestra en la figura II.1.

En el caso de que no sea posible aumentar las dimensiones del detector, la eliminación del efecto de pared se puede efectuar añadiendo al gas detector una pequeña cantidad de otro gas, con un alto poder de frenado como el kriptón o el xenón con el fin de disminuir el recorrido de las partículas cargadas producidas.

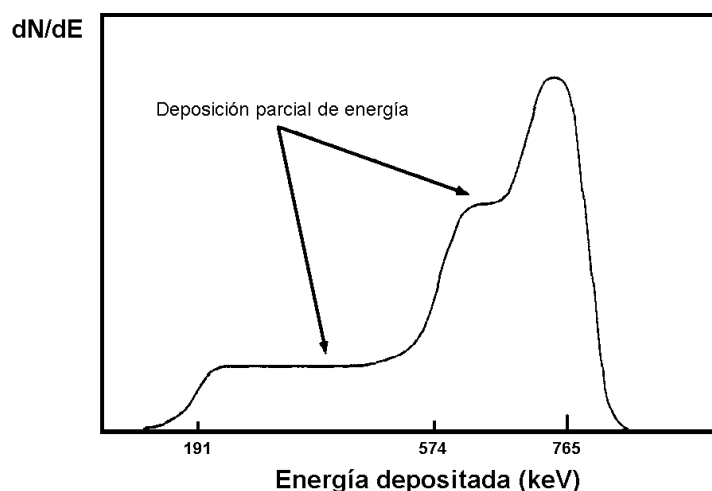


Figura II.1. Espectro de impulsos de un contador proporcional a helio-3 con un efecto pared muy pronunciado

Las reacciones  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  y  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$  pueden servir también para detectar neutrones de alta energía. La energía de los neutrones se determina calculando la diferencia entre la suma de las energías de los dos productos de la reacción utilizada y la energía  $Q$  liberada por ésta. Así, entre los espectrómetros de neutrones rápidos, utilizados para medir los neutrones en un rango de energía comprendido entre aproximadamente 100 keV y unos cuantos MeV, se encuentran los contadores proporcionales, los detectores en sándwich utilizando el helio-3 o el litio-6 y ciertos vidrios centelladores cargados con litio-6. La gran sensibilidad a los neutrones térmicos, indeseable para esta aplicación, se suprime cubriendo el detector con una hoja de material absorbente de neutrones térmicos.

### 1.3. Detección mediante los fragmentos de fisión

La fisión inducida se utiliza de una parte para la detección de los neutrones térmicos empleando el uranio-233, el uranio-235 y el plutonio-239 y de otra parte para la detección de los neutrones rápidos empleando el uranio-238, el neptunio-237 y el torio-232 para los cuales la fisión presenta un umbral energético.

El detector a fisión se presenta bajo la forma de una cámara de ionización en la cual la superficie interior esta recubierta de un material fisionable llamado radiador puesto en contacto con un detector plástico de trazas. Los fragmentos de fisión procedentes de la interacción de los neutrones con el radiador, son registrados mediante las trazas que dejan sobre la lámina de plástico. Dichas trazas pueden ser contadas después de un tratamiento químico adecuado. La figura II.2, muestra a título de ejemplo el espectro energético de los fragmentos de fisión en función del espesor másico del material fisionable ( $\text{UO}_2$ ).

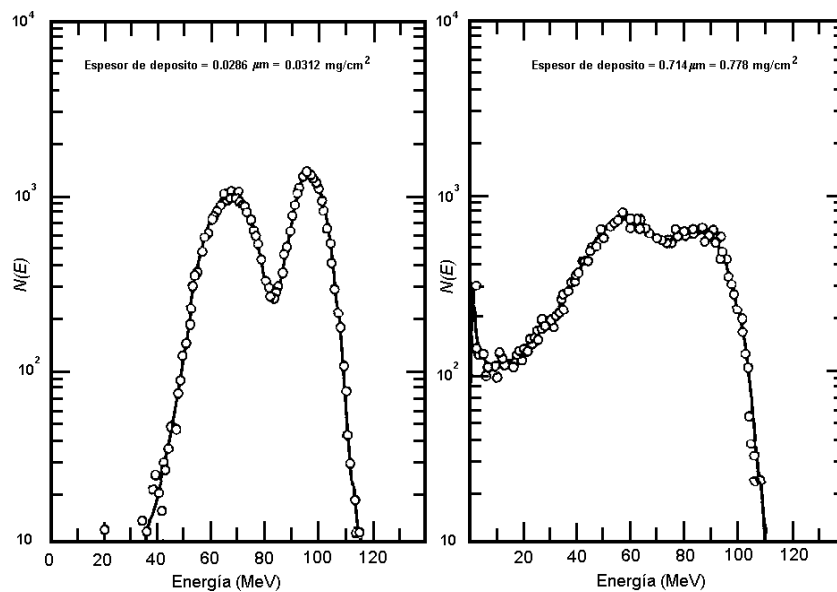


Figura II.2. Espectro energético de los fragmentos de fisión en función del espesor másico del material fisionable ( $\text{UO}_2$ ) (Knoll, 1997)

#### 1.4. Detección mediante los fotones y las partículas $\beta$

Es posible en algunos casos detectar un neutrón térmico cuando es absorbido por un núcleo blanco gracias al fotón gamma emitido durante la reacción. La absorción del neutrón conduce a la producción de un núcleo estable o de un núcleo radiactivo emisor  $\gamma$  o  $\beta$  (activación). De esta manera, algunos detectores de radiaciones  $\gamma$  (o  $\beta$ ) se utilizan como detectores de neutrones térmicos.

Podemos citar la película fotográfica recubiertas con una lámina de cadmio que tiene una fuerte sección eficaz de captura radiativa ( $n, \gamma$ ).

Los elementos de activación utilizados para detectar los neutrones térmicos y epitérmicos (neutrones lentos) son: el oro-197, el tungsteno-186, el disprosio-164, el indio-115, el cobre-63, el manganeso-55 y el sodio-23. Los periodos de semi-desintegración de los productos de activación de estos elementos varían de una hora hasta 3 días, lo que permite retrasar la medida de la radiación gamma y esto explica que se hable en este caso de detectores pasivos. En cambio, con ciertas reacciones de periodos cortos, se habla de detectores activos. Es el caso de los contadores de Geiger-Muller con cátodo activable y de los contadores recubiertos con una lámina de material activable como el Ag-107 ( $T_{1/2} = 2,3$  min). La tabla II.2, presenta algunas propiedades físicas de los elementos utilizados como detectores de activación de neutrones lentos.

Tabla II.2. Algunas propiedades físicas de los elementos utilizados como detectores de activación de neutrones lentos

Elemento	Isótopo (abundancia en %)	Sección eficaz microscópica de activación (barns)	Actividad inducida	$T_{1/2}$
Manganeso	$^{55}\text{Mn}$ (100)	$13,2 \pm 0,1$	$^{56}\text{Mn}$	2,58 horas
Cobalto	$^{59}\text{Co}$ (100)	$16,9 \pm 1,5$	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10,4 minutos
		$20,2 \pm 1,9$	$^{60}\text{Co}$	5,28 años
Cobre	$^{63}\text{Cu}$ (69,1) $^{65}\text{Cu}$ (30,9)	$4,41 \pm 0,20$	$^{64}\text{Cu}$	12,87 horas
		$1,8 \pm 0,4$	$^{66}\text{Cu}$	5,14 minutos
Plata	$^{107}\text{Ag}$ (51,35) $^{109}\text{Ag}$ (48,65)	$45,4 \pm 4$	$^{108}\text{Ag}$	2,3 minutos
		$3,2 \pm 0,4$	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	253 días
Indio	$^{113}\text{In}$ (4,23)  $^{115}\text{In}$ (95,77)	$56 \pm 12$	$^{114\text{m}}\text{In}$	49 días
		$2,0 \pm 0,6$	$^{114}\text{In}$	72 segundos
		$160 \pm 2$	$^{116\text{m}}\text{In}$	54,12 minutos
		$42 \pm 1$	$^{116}\text{In}$	14,1 segundos
Disprosio	$^{164}\text{Dy}$ (28,18)	$2000 \pm 200$	$^{165\text{m}}\text{Dy}$	1,3 minutos
		$800 \pm 100$	$^{165}\text{Dy}$	140 minutos
Oro	$^{198}\text{Au}$ (100)	$98,5 \pm 0,4$	$^{198}\text{Au}$	2,695 días

Otras reacciones de activación del tipo (( $n, p$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, n'$ ), ( $n, 2n$ ),...) conducen a la producción de elementos radiactivos emisores  $\gamma$  o  $\beta$ , caracterizados por umbrales

energéticos comprendidos entre 500 keV y unos cuantos MeV. La tabla II.3, ilustra algunos de los elementos utilizados como detectores de activación a umbral así como sus reacciones de interés.

Tabla II.3. Algunos de los elementos utilizados como detectores de activación a umbral, así como sus reacciones de interés

Material	Reacción de interés	T <sub>1/2</sub>	Umbral (MeV)
F	<sup>19</sup> F (n, 2n) <sup>18</sup> F	109,7 min	11,6
Mg	<sup>24</sup> Mg (n, p) <sup>24</sup> Na	15,0 h	6,0
Al	<sup>27</sup> Al (n, α) <sup>24</sup> Na	15,0 h	4,9
Al	<sup>27</sup> Al (n, p) <sup>27</sup> Mg	9,46 min	3,8
Fe	<sup>56</sup> Fe (n, p) <sup>56</sup> Mn	2,56 h	4,9
Co	<sup>59</sup> Co (n, α) <sup>56</sup> Mn	2,56 h	5,2
Ni	<sup>58</sup> Ni (n, 2n) <sup>57</sup> Ni	36,0 h	13,0
Ni	<sup>58</sup> Ni (n, p) <sup>58</sup> Co	71,6 d	1,9
Cu	<sup>63</sup> Cu (n, 2n) <sup>62</sup> Cu	9,8 min	11,9
Cu	<sup>65</sup> Cu (n, 2n) <sup>64</sup> Cu	12,7 h	11,9
Zn	<sup>64</sup> Zn (n, p) <sup>64</sup> Cu	12,7 h	2,0
In	<sup>115</sup> In (n, n') <sup>115m</sup> In	4,50 h	0,5
I	<sup>127</sup> I (n, 2n) <sup>126</sup> I	13,0 d	9,3
Au	<sup>197</sup> Au (n, 2n) <sup>196</sup> Au	6,18 d	8,6
Li	Li (n, αn') t	12,3 a	3,8

### 1.5. Detección mediante los núcleos de retroceso

Algunos detectores utilizados en la dosimetría de neutrones se basan en las difusiones elásticas de estos últimos con los núcleos atómicos. Los “blancos” a elegir para este tipo de detectores son aquellos que tienen un fuerte contenido de hidrógeno. El neutrón, con una masa comparable a la del protón, puede dejar prácticamente toda su energía experimentando un choque elástico con un núcleo de hidrógeno.

La detección de los núcleos de retroceso (en particular los protones de retroceso) y la medida de su energía, permite establecer el número y la distribución energética de los neutrones que les han generado. La determinación del espectro energético de los neutrones a partir del espectro de los protones de retroceso se realiza mediante métodos de deconvolución apropiados. La sensibilidad de la técnica de los protones de retroceso

está limitada a los neutrones que tienen una energía suficientemente alta como para ionizar el medio detector.

Entre los detectores basados en los protones de retroceso, podremos citar (Attix, 1987):

- las emulsiones fotográficas y ciertos centelladores orgánicos plásticos o líquidos (stilbeno, Centellador líquido tipo NE-213, etc...), utilizados en el rango energético [500 keV, 20 MeV].
- el detector “telescopio” utilizado en un rango entre 200 keV y algunas decenas de MeV. Este telescopio consiste en un cristal semiconductor situado a una distancia de un radiador hidrógeno y cuyo interés se centra en los protones de retroceso emitidos en un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección del haz neutrónico incidente.
- los contadores proporcionales a hidrógeno llamados “a protones de retroceso” sensibles a neutrones de energías comprendidas entre 1 keV y algunos MeV.
- los detectores de trazas con radiadores hidrogenados como el “poly-allyl-diglicol-carbone” o (CR-39) o el LR-115, utilizados con un convertidor hidrogenado con implantación o no de boro-10 o de litio-6, son sensibles a los neutrones de energías comprendidas entre algunas decenas de keV y 15 MeV.
- los detectores a burbujas, en los que las pequeñas gotas de un líquido calentado, se dispersan durante su proceso de fabricación dentro de un polímero elástico formando el detector. Cuando un neutrón alcanza el detector, el núcleo de retroceso implicado en la reacción neutrónica provoca la evaporación de las gotas individuales que se hinchan con el tiempo. Las burbujas inmovilizadas en el polímero, son visibles al ojo y una vez contados (d’Errico,1995), dan una indicación de las dosis neutrónica en el campo de la radiación.
- el contador proporcional equivalente tejido (CPET), llamado también contador de Rossi, caracterizado por una pared y un gas de relleno equivalentes al tejido. Este contador, de forma esférica o cilíndrica, funciona de tal manera que la



amplitud de la impulsión eléctrica producida, es proporcional a la carga generada por la partícula secundaria, lo que permite detectar la deposición energética individual de la partícula primaria en el volumen sensible. La presión de relleno se elige de manera a simular un volumen equivalente al tejido de dimensiones microscópicas. El recuento de los impulsos registrados permite la evaluación de la dosis absorbida y del equivalente de dosis. La distribución de los impulsos se extiende en un rango de energías comprendido entre 30 keV para una ionización simple hasta unos cuantos MeV. El CPET es sensible tanto a los neutrones como a los fotones y la discriminación de los fotones se efectúa electrónicamente explotando el hecho de que la impulsión generada por un protón de retroceso tiene un tiempo de subida diferente a la generada por electrón procedente de una interacción fotónica.

### **1.6. Otros métodos de detección**

Cualquier fenómeno que varía de una manera predecible con la energía de los neutrones se puede utilizar como base de un espectrómetro. Virtualmente, todos los espectrómetros existentes están basados sobre cuatro principios generales:

- Medida de las energías de las partículas cargadas producidas por la interacción del neutrón.
- Medida del tiempo de vuelo de los neutrones sobre un recorrido conocido.
- Medida de la atenuación y de la moderación de los neutrones en varios espesores de un material hidrogenado.
- Medida de las reacciones de activación o de fisión con un conjunto de detectores con una variable respuesta energética.

### **1.6.1. Tiempo de vuelo (TOF)**

Una posibilidad de determinar la energía de los neutrones consiste en medir su velocidad o el tiempo de vuelo de los neutrones entre dos puntos. Un punto lo suministra un detector (la mayor parte de las veces uno de centelleo de litio), que suministra una señal temporal exacta cuando llega un neutrón. La segunda señal temporal se obtiene utilizando una fuente pulsante, o bien creando los neutrones mediante una reacción en la que se produzca simultáneamente una partícula cargada, cuyo registro se utiliza como señal de partida.

### **1.6.2. Espectrómetros con moderador único**

El espectrómetro con moderador único consiste en un cilindro de polietileno en el cual se han distribuido a lo largo de su eje unas decenas de pares de pastillas TLD (aproximadamente 30 pares de pastillas de LiF-6 y LiF-7). Este espectrómetro permite la medida de la distribución de fluencia de los neutrones térmicos y/o moderados en función del recorrido máximo de los mismos en el cilindro de polietileno. El rango de medida está comprendido entre los neutrones térmicos y 10 MeV. Una variación de este método que combina la atenuación con la moderación, es la medida de la distribución de los neutrones térmicos y epitérmicos de una fuente puntual de neutrones en un tanque de agua, método utilizado para la medida del espectro de fisión espontánea del Cf-252 ( Spiegel, 1974, Attix, 1987).

## **2. ESPECTRÓMETRO MULTIESFERAS O EL SISTEMA DE ESFERAS BONNER**

El espectrómetro multiesferas, llamado también sistema de esferas Bonner (BSS), ha sido descrito por la primera vez en 1960 por Bramblett, Erwing y Bonner (Bramblett, 1960). Las referencias (Attix, 1987; Nachtigall, 1972; Awschalom, 1985) ofrecen unas excelentes citas bibliográficas sobre este sistema. Este sistema se basa en la utilización de un detector de neutrones térmicos envuelto con esferas moderadoras de diferentes

diámetros, frecuentemente en polietileno. Los neutrones rápidos se frenan dentro del moderador y llegan al detector en estado térmico, mientras que los neutrones inicialmente termalizados son parcialmente capturados dentro del moderador y no alcanzan el detector. Aumentando el diámetro de la esfera moderadora, desplazamos el pico de sensibilidad del sistema hacia las energías altas y de esta manera es posible efectuar una espectrometría de neutrones.

La tasa de recuento  $M_{dr}$  (cuentas/s), obtenida con una esfera de radio  $r$  en un campo neutrónico dado es la convolución de la función respuesta en energía  $F_r(E)$  ( $\text{cm}^2$ ) de esta esfera, con la tasa de distribución energética de fluencia  $\dot{\phi}_E(E)$  ( $\text{MeV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) de los neutrones medidos. La utilización de varias esferas de diferentes radios en un campo neutrónico desconocido, conduce a un sistema de ecuaciones en el que los datos son las funciones respuesta de las esferas  $F_r(E)$  y las tasas de recuento medidas ( $M_{dr}$ ) y la incógnita es la tasa de distribución espectral de fluencia de los neutrones  $\dot{\phi}_E(E)$ . La resolución de un tal sistema, llamada deconvolución, tendremos ocasión de describirla en el capítulo VI de esta memoria.

El primer detector de neutrones térmicos utilizado en el primer sistema desarrollado ha sido un cristal centellador de pequeño volumen de yoduro de litio-6 (Bramblett, 1960). El volumen reducido del detector hacia muy baja la sensibilidad del sistema a los neutrones y el hecho de aumentar el volumen se traducía en un aumento de la sensibilidad relativa a los fotones.

La substitución del centellador por contadores proporcionales de trifluoro de boro-10 (Maerker, 1971; Dolias, 1972; Liu, 1990; Hankins, 1968) o al helio-3 (Mourgues, 1975; Thomas, 1984; Vylet, 1988; Uwamino, 1985) de varias geométricas, ha permitido aumentar un factor 10 tanto la sensibilidad a los neutrones como de disminuir la correspondiente a los fotones.

Se han utilizado también detectores pasivos, para medir campos neutrónicos muy intensos como los que existen en la proximidad de los aceleradores de partículas (IAEA, 1979; NCRP; 1984; AAPM; 1986) y campos neutrónicos de baja intensidad en los que se necesitan tiempos de medida muy grandes (medidas medioambientales). Dentro de

esta categoría. podemos citar los detectores a activación sensibles a los neutrones térmicos, los detectores TLD de litio-6 y litio-7 y los detectores a trazas utilizando como radiadores láminas de boro-10, litio-6 o el uranio-235.

El sistema espectrométrico multiesferas presenta varias propiedades útiles para las necesidades de la radioprotección en las instalaciones nucleares (reactores a potencia, reactores experimentales y aceleradores de partículas). Dentro de las ventajas del sistema multiesferas, podemos citar:

- Simplicidad del principio de detección.
- Cobertura de un rango energético comprendido entre los térmicos hasta unos cuantos MeV.
- Respuesta casi-isotrópica.
- Alta sensibilidad a los neutrones, suficiente para medir tasas de equivalente de dosis tan pequeñas como las encontradas en el campo de la radioprotección (hasta 1  $\mu\text{Sv/h}$ ).
- Buena discriminación de los fotones y ruido electrónico, si el tipo del contador utilizado y la electrónica asociada han sido juiciosamente elegidos.

A causa de la forma de las funciones respuesta de las esferas, la resolución energética del sistema es más bien pequeña, pero se considera suficiente para la evaluación de las magnitudes dosimétricas globales (fluencia total y dosis equivalente), utilizadas en el campo de la radioprotección.

### 3. CARACTERÍSTICAS DE LOS ESPECTRÓMETROS DE NEUTRONES

Las características esenciales de un espectrómetro de neutrones dependen del rango energético en el que trabaja, su sensibilidad, su discriminación a otras radiaciones, en particular a los fotones, su resolución energética, su respuesta angular, su precisión y fiabilidad y su comodidad de utilización.

#### 3.1. Rango de energía

La figura II.3, muestra el rango aproximado de energía de los neutrones cubierto por cada tipo de espectrómetro. En esta figura podemos observar que el sistema de esferas Bonner así como el que utiliza el método del tiempo de vuelo, son los únicos que cubren todo el rango de energía de los neutrones (de  $10^{-3}$  MeV hasta  $10^2$  MeV ). Se pueden utilizar varios espectrómetros a la vez para cubrir rangos de energía mas amplios (Attix, 1987 ).

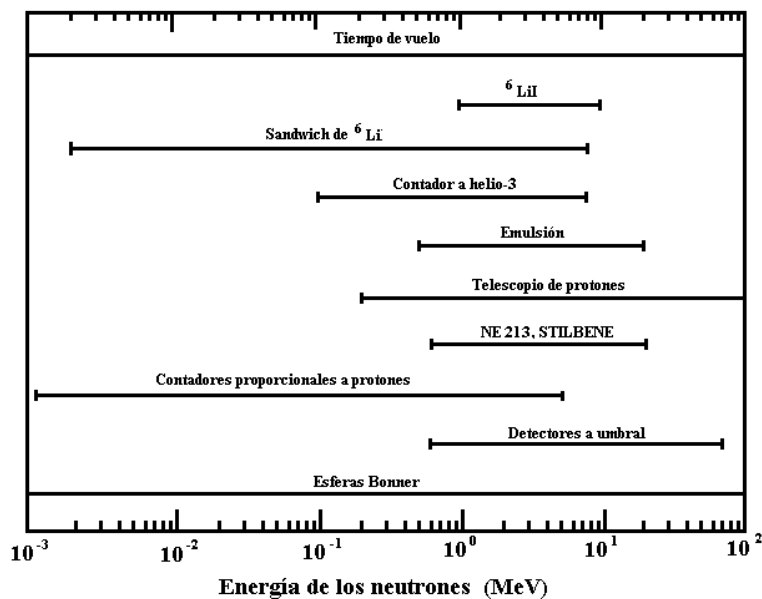


Figura II.3. Rangos de energía cubiertos por los diferentes espectrómetros neutrónicos

### 3.2. Resolución en energía

La resolución en energía en el caso de los neutrones, se define como la anchura a media altura (FWHM) de la variación de la respuesta de los neutrones monoenergéticos en función de la energía expresada en porcentaje de la energía del neutrón. Esta resolución varía generalmente con la energía para un espectrómetro de neutrones determinado. La figura II.4, ilustra dos ejemplos de la distribución diferencial de altura de pulsos producidos por un detector irradiado por un haz de neutrones monoenergético. Esta distribución se llama función de respuesta del detector para la energía utilizada en su determinación.

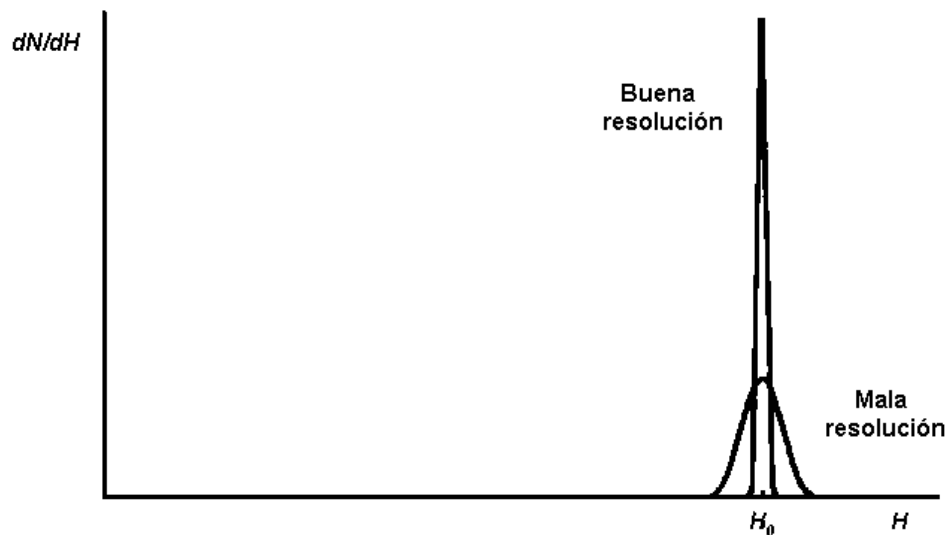


Figura II.4. Ejemplos de distribución de funciones de respuesta de dos detectores con buena y pobre resolución (Knoll, 1997)

### 3.3. Eficiencia de detección

La eficiencia de detección, es decir, la probabilidad de que un espectrómetro detecte la radiación que lo atraviese, se puede definir de varias maneras:

- Cuentas por unidad de tasa de fluencia en el punto donde se encuentra dicho espectrómetro.
- Cuentas por unidad de neutrones que han atravesado el volumen sensible del detector.
- Cuentas por unidad de ángulo sólido y por unidad de neutrones.

En la detección de los neutrones, esta eficiencia depende mucho de su energía, variando desde unas pocas unidades de % a alta energía a casi el 100% para neutrones lentos (Segré, 1972). La mayoría de los espectrómetros, salvo el sistema de esferas Bonner y los centelladores orgánicos tienen una baja eficiencia, lo que afecta claramente a los tiempos de adquisición.

### **3.4. Sensibilidad a fotones en un campo mixto neutrón - gamma**

Como los neutrones reaccionan casi exclusivamente con los núcleos y no con los electrones de la corteza atómica, la probabilidad de detección tiende a ser menor para ellos que para los fotones y las partículas cargadas. Los impulsos generados en el volumen útil del detector son debidos a la interacción de los neutrones y de los fotones. Minimizando este volumen útil y o utilizando un umbral de detección a gammas, se consigue disminuir esta contribución o anularla.

### **3.5. Respuesta angular ( Direccionalidad )**

La respuesta de algunos espectrómetros depende fuertemente de la dirección del haz de los neutrones (telescopios de protones de retroceso ), o necesitan factores de corrección angular (contadores proporcionales cilíndricos). En cambio, los contadores proporcionales esféricos, los detectores a umbral, el sistema de esferas Bonner entre otros, tienen una respuesta casi isotrópica. El conocimiento de esta respuesta es muy

importante a la hora de realizar medidas en campos neutrónicos multidireccionales o de dirección desconocida (caso de las centrales nucleares).

### **3.6. Tiempo de medida**

La utilización de espectrómetros con detectores pasivos (TLD, detectores de activación, emulsiones fotográficas, detectores a umbral) es muy conveniente en el caso de realizar medidas ambientales o medidas para fuentes muy intensas de neutrones. El conocimiento previo del tiempo de medida es muy importante para evitar una saturación de los detectores o su pérdida de estabilidad, así como para obtener una incertidumbre estadística adecuada (1%).

### **3.7. Reproducibilidad de los resultados**

La reproducibilidad se refiere en este contexto a la probabilidad de que la compleja deconvolución de los datos experimentales puede suministrar un espectro neutrónico “correcto”. La reproducibilidad de algunos espectrómetros depende del conocimiento previo de su respuesta cuando se irradia a haces monoenergéticos o a fuentes de calibración establecidas, ya que representan una referencia frente a cualquier anomalía de funcionamiento.

### **3.8. Otras características**

Tamaño, portabilidad, viabilidad general, facilidad y uso en condiciones ambientales extremas (ruido, humedad, calor, vibraciones...), son condiciones prácticas que especificarán la elección del tipo de espectrómetro más adecuado.





## **CAPÍTULO III**

# **DESCRIPCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DEL SISTEMA MULTIESFERAS**



## 1. INTRODUCCIÓN

Para caracterizar campos neutrónicos y en particular los encontrados en el recinto de contención de la Central Nuclear de Vandellòs II, hemos utilizado un espectrómetro basado en la técnica de multiesferas, denominado comúnmente por el nombre de Sistema de Esferas Bonner (BSS) (Bramblett, 1960).

En este capítulo presentamos una descripción de los componentes de nuestro sistema multiesferas, así como sus principales características técnicas y calibraciones efectuadas con el fin de adecuarlo convenientemente a las medidas en campos neutrónicos reales.

## 2. CONTADOR PROPORCIONAL A $^3\text{He}$

El elemento base en el sistema de detección es un contador proporcional a  $^3\text{He}$  del tipo 0,5NH1 / 1KI fabricado por Eurisys Mesures (Eurysis, 1998). Su forma es la de un ortocilindro de monel (aleación de cobre y níquel) de 4,4 cm de altura y 1 cm de diámetro (Figura III.1). El volumen útil del mismo situado en el extremo superior, es también cilíndrico de 1cm de altura y 0,9 cm de diámetro. El ánodo es de tipo bucle de 6 mm, formado por un hilo de wolframio de 2,5  $\mu\text{m}$  montado sobre un aislante cerámico. Su conexión a la alta tensión se realiza por el otro extremo mediante un conector especial.

El volumen útil del mismo está lleno de una mezcla de helio-3 con una composición isotópica del 99,7% a una presión de 8 bars, kriptón a una presión de 2 bars y una pequeña cantidad de  $\text{CO}_2$  a 100 milibars para evitar la descarga.

La sensibilidad teórica del mismo es de 0,5 pulsos por neutrón térmico (0,025 eV) detectado.

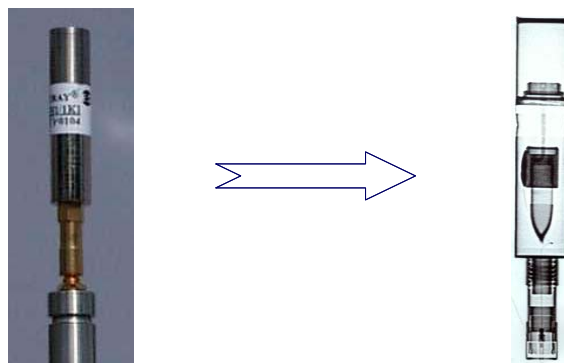


Figura III.1. Contador proporcional 0,5NH1 / 1KI fabricado por Eurisys Mesures, con algunos detalles de su interior

La radiación gamma que siempre acompaña al haz de neutrones induce por interacción con los materiales pesados del detector (cátodo) una radiación parásita de origen electrónico. Por otro lado la sección eficaz total de absorción disminuye rápidamente al aumentar la energía de los fotones, tanto mas cuanto mayor es el número atómico del medio. Para reducir estos inconvenientes, sin alterar la sensibilidad del contador a los neutrones térmicos, se blindo el detector, mediante un dedal de plomo de 1 mm de espesor que se coloca en los adaptadores de polietileno utilizados para centrar el detector en cada una de las respectivas esferas de polietileno.

## 2.1. Electrónica asociada

Con el fin de compensar la pequeña amplitud de las señales que suministra el contador proporcional y permitir el transporte de los pulsos a una cierta distancia, se ha dotado al detector de una electrónica asociada adecuada. Está formada por un amplificador de cargas del tipo ACHMS98 (Eurysis, 1998), especialmente concebido para realizar medidas de espectrometría neutrónica por el método de las esferas Bonner.

Toda esta electrónica se encuentra en el interior de una caja de aluminio que asegura un blindaje electromagnético. En su parte superior lleva un vástago que sirve para fijar el soporte del contador proporcional y en la inferior una pieza metálica que permite su

colocación en un trípode. Puede ser utilizada como simple escala de recuento, o bien como unidad de tratamiento de la información recibida.

El conjunto contiene una serie de circuitos electrónicos para el tratamiento de la señal que son esencialmente los siguientes:

- Un filtro de alta tensión
- Un preamplificador
- Etapa de amplificación
- Circuito de puesta en forma con discriminador
- Un discriminador de amplitudes

En la figura III.2 se muestra una vista general de esta electrónica con algunas de sus salidas y entradas.



Figura III.2. Electrónica asociada con algunas de sus salidas y entradas

## **2.2. Fuente de alimentación**

La alimentación de alta tensión del contador proporcional se realiza mediante una fuente de la casa EG&ORTEC (Ortec, 1998) modelo 556 que admite la conexión a dos detectores, circunstancia importante ya que durante una campaña de medida se suele utilizar otro detector como monitor para controlar durante todo el proceso de medida la constancia de la potencia neutrónica del reactor.

La fuente de alimentación de +12 y -12 V para la electrónica, ha sido construida por los equipos técnicos de nuestro Departamento de Física de la UAB.

## **2.3. Sistema de adquisición de datos**

El modo más frecuente de trabajar con el sistema durante una campaña de medidas, es el de realizar un recuento de los pulsos suministrados por el detector en un determinado intervalo de tiempo. En este caso utilizamos un contador de pulsos que en nuestro caso es el E720 de la casa Novelec (Novelec, 1998), bien adaptado para trabajar en el recinto de contención de una central nuclear.

Durante todo el proceso de calibración de las esferas como tendremos ocasión de ver mas adelante, resulta conveniente disponer de un analizador multicanal con el fin de poder realizar un análisis del espectro de pulsos analógicos obtenido. En estos casos hemos utilizado una carta de adquisición Maestro de la casa EG&ORTEC 916 A MCB acoplada a un ordenador Pentium II. La figura III.3 ilustra una vista esquemática del sistema de medida.

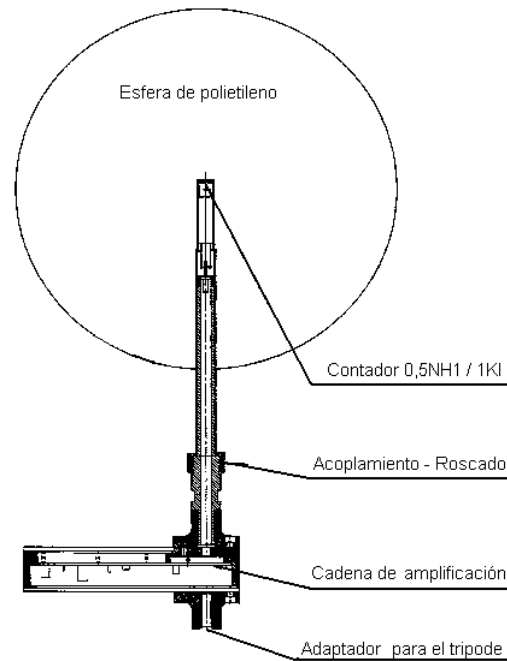


Figura III.3. Vista esquemática del sistema de medida

## 2.4. Esferas de polietileno

Nuestro sistema tiene un total de ocho esferas de polietileno de densidad  $0,920 \text{ g.cm}^{-3}$  y de diámetros de: 2,5; 3; 4,2; 5; 6; 8; 10 y 12 pulgadas respectivamente. Estas esferas fueron fabricadas por Centronic Limited (Inglaterra) (Centronic, 1998). Los parámetros de fabricación de nuestras esferas que presentamos en el anexo III, muestran una gran calidad de fabricación, cosa muy importante si se tiene en cuenta que para obtener las funciones respuestas de las misma es necesario simular su geometría de la manera más realista posible.

Tal como se muestra en la figura III.4, para colocar el detector en el centro de cada una de las esferas, se utiliza un cilindro para cada esfera del mismo polietileno y construidos en el taller mecánico de la UAB.





Figura III.4. Esferas de polietileno con sus adaptadores para el centrado del detector

La esfera de 8 pulgadas tiene un hueco cilíndrico en la parte superior para ubicar una fuente de Am-Be de 3,7 Gbq que se utiliza para realizar una verificación del sistema antes y después de ser utilizado en una serie de medidas.

Las esferas con un diámetro inferior a 5 pulgadas se pueden introducir en casquete esférico de cadmio de un espesor de 1,5 mm. La utilización de este casquete sirve como veremos más adelante para obtener información de la componente térmica del espectro neutrónico que se mide.

## 2.5. Calibraciones del sistema

Como todo instrumento de medida, nuestro sistema multiesferas requiere una calibración que en nuestro caso se concreta en las siguientes operaciones:

- Verificación de la ganancia del amplificador
- Determinación de la tensión de funcionamiento
- Reglaje del umbral de discriminación

- Estimación del ruido de fondo
- Determinación del factor de sensibilidad
- Determinación de la respuesta en fluencia del sistema multiesferas a neutrones de energías inferiores al valor de corte del Cd (0,4 eV)
- Estabilidad del sistema multiesferas

Todas estas calibraciones han sido realizadas en las instalaciones del IPSN de Cadarache (Francia).

### 2.5.1. Verificación de la ganancia del amplificador

Si bien esta ganancia viene definida desde fábrica, se ha realizado su verificación realizando el montaje que aparece en la figura III.5, utilizando para ello una fuente de Am-Be de 3,7 GBq (100 mCi). Los circuitos se encuentran alimentados a la tensión de +/- 12 V, el detector polarizado a 750 V, tensión recomendada por el fabricante para esta verificación y un analizador multicanal colocado en la salida analógica de pulsos. La fuente de Am-Be se encuentra situada encima del centro de la esfera de 8" dentro de un orificio realizado en la misma. El centro de la esfera se sitúa a 50 cm del suelo. En estas condiciones se regula la ganancia del amplificador situando el pico térmico, del espectro obtenido, en el canal correspondiente a 1,5 V. Una vez realizada esta operación se introduce por la entrada "test" del amplificador una señal negativa de 10 mV de amplitud y 2 kHz de frecuencia mediante un generador de pulsos. En estas condiciones en la salida analógica de pulsos, la amplitud de la señal de salida  $V_s$  debe cumplir las siguientes condiciones:

Amplitud de la señal	$3,6 \text{ V} < V_s < 4,4 \text{ V}$
Anchura de la señal	10 $\mu\text{s}$

y en la salida lógica de pulsos una  $V_l$  que a su vez cumpla las condiciones:

Amplitud de la señal  $V_1 > 2.V$

Anchura de la señal entre  $6 \mu s$  y  $9 \mu s$



Figura III.5. Montaje utilizado para la verificación de la ganancia del amplificador y la determinación de la tensión de funcionamiento del sistema

Esta verificación conviene realizarla una vez al año con objeto de poder detectar cualquier alteración de las características de la electrónica o del detector.

### 2.5.2. Determinación de la tensión de funcionamiento

Con el mismo montaje de la figura anterior se realiza una adquisición durante el tiempo necesario hasta obtener un espectro de pulsos en el analizador multicanal, tal como el que se muestra en la figura III.6. Como se observa en dicha figura aparece un pico correspondiente al Q de la reacción nuclear (764 keV), que tiene lugar en el detector ( $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ ) y una distribución de pulsos de menor amplitud debida al “efecto pared”. Entre esta distribución de pulsos y el pico correspondiente a la interacción gamma en el detector, que se sitúa en los primeros canales se encuentra un valle. El discriminador que lleva la electrónica, convenientemente situado en este valle, permite la separación de los pulsos de ambos tipos de partículas. Si bien este nivel de discriminación o umbral (ND), varia en función de la tensión de trabajo, para determinar esta tensión de trabajo hemos utilizado como primer valor de dicho nivel el correspondiente al canal 240 tal

como aparece en la figura III.6, y al que le corresponde una tensión de salida medida con el voltímetro de 319 mV.

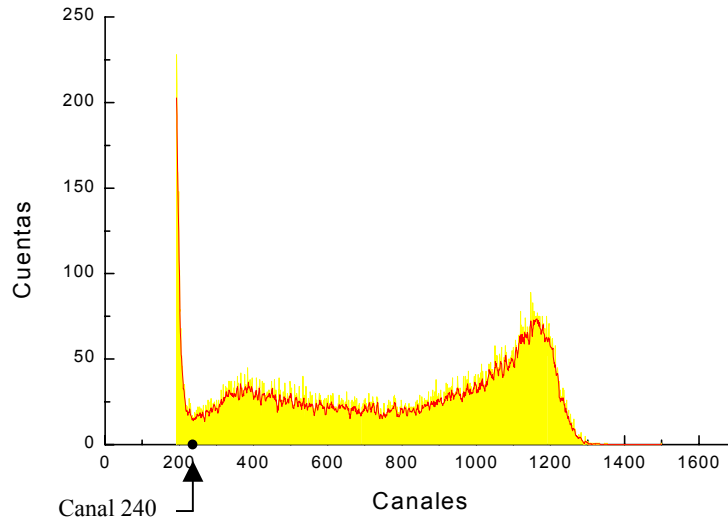


Figura III.6. Espectro de pulsos analógicos obtenido para una fuente de Am-Be de 3,7 GBq (100 mCi), con indicación del canal correspondiente al nivel discriminador

Una vez realizada esta operación, se cuentan a continuación colocando un contador de pulsos en la salida lógica, el número de pulsos en un tiempo suficiente como para obtener una incertidumbre estadística en la medida del orden del 1%, para diferentes valores de la tensión de polarización. En la figura III.7, presentamos la gráfica correspondiente a los resultados obtenidos, obteniéndose una zona plana de unos 700 V con una pendiente del 4,3%. El valor retenido para la tensión de polarización fue de 650V, valor que se encuentra en la zona media de la parte plana y que además satisface una buena restitución del espectro de pulsos lógicos.

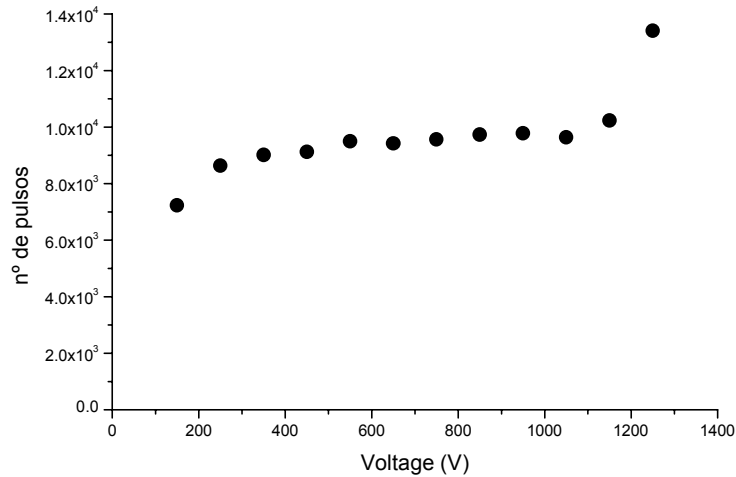


Figura III.7. Curva característica de la tensión de funcionamiento del contador proporcional 0,5NH 1/1 KI

### 2.5.3. Determinación del umbral de discriminación (n-γ)

Para determinar de una forma mas precisa este umbral realizamos el montaje de la figura III.8, en el que se sitúa una fuente de Am-Be de 37 GBq (1 Ci), a 40 cm del centro de la esfera de 8", mediante un dispositivo tal como se observa en dicha figura y a 150 cm del suelo respectivamente. La tensión de polarización es la determinada de 650 V y el nivel de discriminación aproximado el anteriormente utilizado de 319 mV. Se realizan adquisiciones ajustando el potenciómetro de umbral de manera a obtener una concordancia entre los recuentos lógicos ( $C^L$ ) y analógicos ( $C^A$ ) que satisfagan la relación:

$$C^L = C^A \pm 1\sigma \quad (\text{III.1.})$$

obteniéndose  $C^A$  a partir de la expresión:

$$C^A = \sum_{j=ND}^n C^A(j) \quad (\text{III.2.})$$

El valor encontrado para el umbral de discriminación que cumplía esta condición fue el de 321,6 mV para el que los valores de los recuentos lógico y analógico fueron de:

$$C^L = (10982 \pm 105) \text{ pulsos/200 s}$$

$$C^A = \sum_{j=242}^{1572} C^A(j) = (10971 \pm 105) \text{ pulsos/200 s}$$

Como se observa, se satisface plenamente la relación que sirve de base a la determinación de esta tensión umbral.

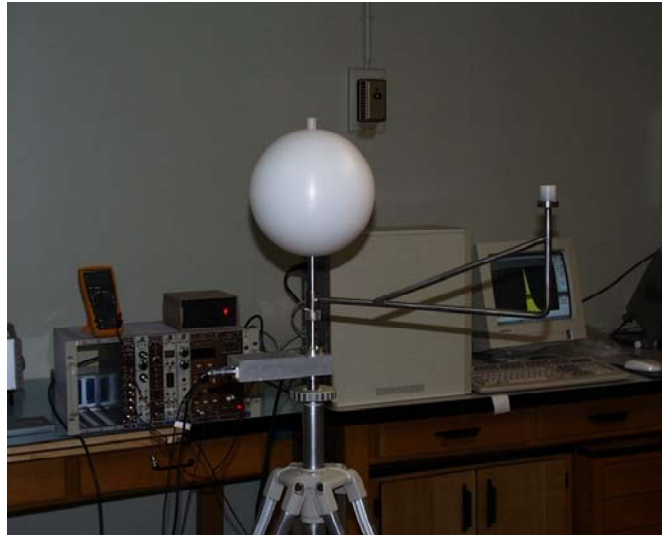


Figura III.8. Dispositivo experimental para la determinación del umbral de discriminación n- $\gamma$

Con el fin de verificar experimentalmente este resultado, se sustituyó en el montaje de la figura III.8, la fuente de Am-Be por una de  $^{226}\text{Ra}$  de 925 MBq (25 mCi), que presenta un espectro de emisión gamma muy amplio y que por lo tanto nos permitiría verificar si con el umbral de 321,2 mV somos capaces de eliminar la componente gamma. Este nuevo valor se corresponde con el canal 242 en vez del preliminar de 240 y tal como

muestra la figura III.9, hay una ausencia de pulsos a la derecha de dicho canal 242, lo que confirma la buena elección de dicho umbral de discriminación.

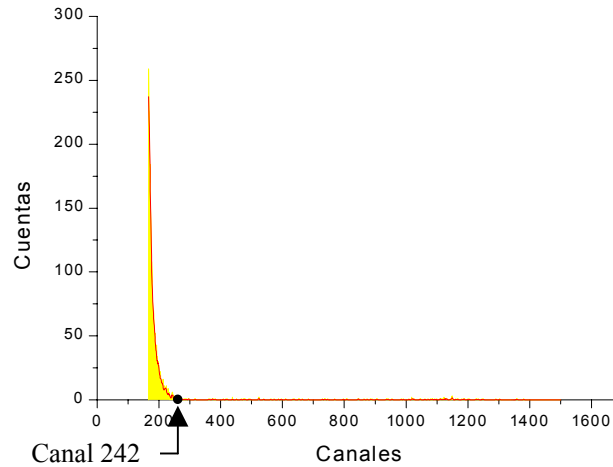


Figura III. 9. Espectro de pulsos correspondientes a la fuente de  $^{226}\text{Ra}$  de 925 MBq (25 mCi)

Los valores de los recuentos lógico y analógico fueron para esta fuente han sido:

$$C^L = (128 \pm 11) \text{ pulsos/1000 s}$$

$$C^A = \sum_{j=242}^{1572} C^A(j) = (132 \pm 11) \text{ pulsos/1000 s}$$

Valores y diferencia entre ambos lo suficientemente pequeños como para confirmar la buena elección de nuestro umbral de discriminación.

#### 2.5.4. Ruido de Fondo

En el montaje de la figura III.8, se retira la fuente de  $^{226}\text{Ra}$  y se comprueba que en la sala de experimentación no exista ninguna fuente radiactiva. Con los valores de la tensión de polarización y umbral de discriminación anteriormente calculados ( $H.T = 650 \text{ V}$ ;  $ND = 321,6 \text{ mV}$ ), se realiza una adquisición durante un tiempo de 4000 s.

Los valores de los recuentos lógico y analógico fueron en este caso:

$$C^L = (3 \pm 2) \text{ pulsos/4000 s}$$

$$C^A = \sum_{j=242}^{1572} C^A(j) = (4 \pm 2) \text{ pulsos/4000 s}$$

Estos valores indican un valor del ruido de fondo de nuestro sistema de  $(9 \pm 5) \cdot 10^{-4}$  pulsos/s, valor mas que aceptable.

### 2.5.5. Determinación del factor de normalización

Con el fin de que las funciones respuesta del sistema para cada una de las esferas no se tengan que calcular de nuevo, lo que supone un trabajo y tiempo muy importantes, si se tuviese que sustituir el contador, la electrónica o algunas de las esferas por deterioro, se suele determinar la sensibilidad del sistema con respecto a una fuente de Am-Be de 37 GBq (1Ci) según la convención Bonner (Bramblett, 1960). Este procedimiento se conoce como determinación del factor de normalización a una fuente de Am-Be y se realiza en las esferas de mayor diámetro, ya que en las de pequeño diámetro los recuentos serian muy pequeños dado el espectro energético de la fuente utilizada.

Este factor de normalización viene dado por la expresión:

$$FT = \frac{1}{n} \cdot \sum_{j=1}^n \frac{C_r^T(j)}{C_r^M(j)} \quad (\text{III.3.})$$

en la que n es el número total de esferas utilizadas y  $C_r^T$  y  $C_r^M$  los recuentos calculados y medidos para la esfera de radio r.

En la figura III.10, se muestra el dispositivo experimental para la determinación del factor de normalización según la convención Bonner. La distancia de la fuente al centro de la esfera es de 40 cm.



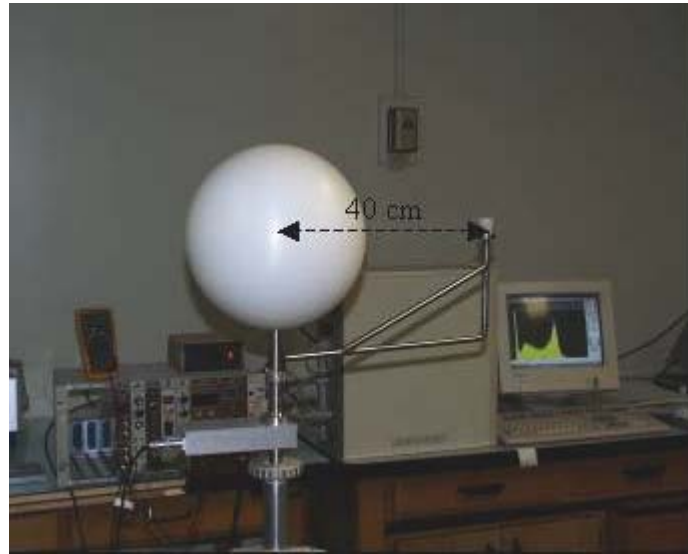


Figura III.10. Dispositivo experimental utilizado para la determinación del factor de normalización

El recuento calculado  $C_r^T$  se determina a partir de la actividad de la fuente de Am-Be el día de la experiencia (  $2,62 \cdot 10^6$  Bq el 11/03/1968) y de la geometría del montaje (figura III.10), mediante la relación:

$$C_r^T = \frac{2,485 \cdot 10^6}{4 \cdot \pi \cdot (40)^2} \cdot (S_r)_{\text{cal}} \quad (\text{III.4.})$$

viniedo expresada la sensibilidad de cada esfera  $(S_r)_{\text{cal}}$  ( $\text{cm}^2$ ) por la relación:

$$(S_r)_{\text{cal}} = \int_{\Delta E} F_r(E) \cdot \dot{\phi}_E(E) \cdot dE \quad (\text{III.5.})$$

siendo  $F_r(E)$ , la función respuesta en fluencia por unidad de tasa de fluencia del espectro de la fuente de Am-Be de la esfera r y  $\dot{\phi}_E(E)$ , la tasa de distribución energética de fluencia para el mismo espectro.

En la tabla III.1, mostramos los resultados correspondientes a las esferas de 8", 10" y 12" así como el factor de normalización medio para el conjunto de las mismas.

Tabla III.1. Resultados del factor de normalización correspondientes a las esferas de 8", 10" y 12" pulgadas

	8"	10"	12"
$C_r^M$ (s <sup>-1</sup> )	$(5465 \pm 52) \times 10^{-2}$	$(5072 \pm 48) \times 10^{-2}$	$(4210 \pm 40) \times 10^{-2}$
$(S_r)_{cal}$ (cm <sup>2</sup> )	$(3600 \pm 40) \times 10^{-4}$	$(3480 \pm 30) \times 10^{-4}$	$(3000 \pm 30) \times 10^{-4}$
$C_r^T$ (s <sup>-1</sup> )	44 ± 2	43 ± 2	37 ± 2
$FT_r$	$(815 \pm 45) \times 10^{-3}$	$(848 \pm 47) \times 10^{-3}$	$(880 \pm 48) \times 10^{-3}$
$\langle FT \rangle$	$(850 \pm 50) \times 10^{-3}$		

### 2.5.6. Estabilidad del sistema multiesferas

La figura III.11, presenta el montaje experimental utilizado para estudiar la estabilidad de nuestro sistema durante un total de 12,5 horas. La altura del detector con respecto al suelo fue de 105 cm, su distancia a la fuente, en este caso denominada SIGMA (descrita en el capítulo IV de esta memoria) de 50 cm y tiempo de recuento 300 s.



Figura III.11. Montaje experimental utilizado para el estudio de la estabilidad de nuestro sistema multiesferas

En la figura III.12, mostramos la evolución temporal de las lecturas observadas, encontrándose que la máxima variación con respecto a la media de las mismas para la fuente SIGMA sobre un total de 12,5 h, es inferior a dos desviaciones típicas y que la recta de regresión ajustada a todos los valores encontrados presenta una pendiente negativa inferior al 0,2%, lo que se puede considerar como una ausencia de deriva en nuestro sistema de medida.

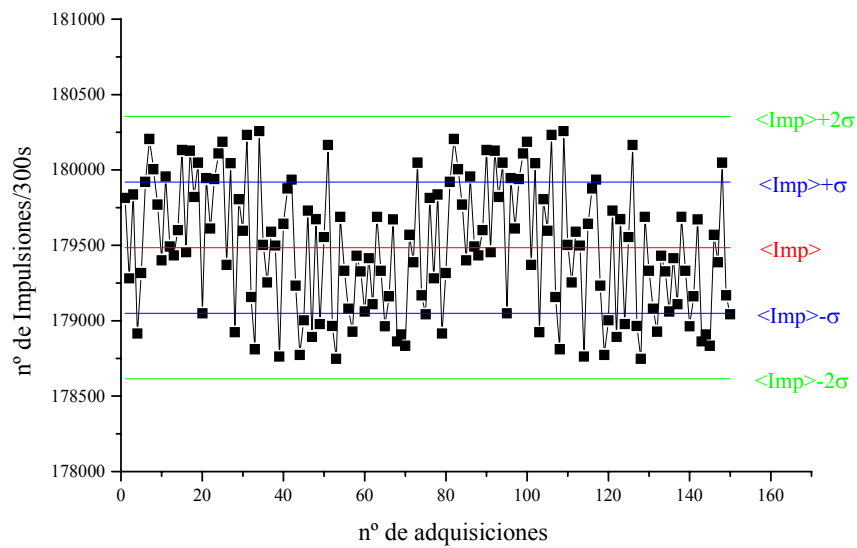


Figura III.12. Evolución temporal de las medidas realizadas para el estudio de la estabilidad de nuestro sistema de medida

## **CAPÍTULO IV**

# **GENERALIDADES SOBRE LAS MEDIDAS EFECTUADAS EN CAMPOS DE NEUTRONES CONOCIDOS**



## 1. INTRODUCCIÓN

Con el fin de poder validar las funciones respuesta obtenidas por simulación y cuya completa descripción será el objeto del siguiente capítulo de esta memoria, hemos realizado una primera campaña con fuentes calibradas de espectros bien conocidos, una segunda con neutrones térmicos utilizando la fuente SIGMA y finalmente una tercera con haces de neutrones monoenergéticos. Las dos primeras se realizaron en las instalaciones del IPSN<sup>1</sup> a Cadarache en Francia y la tercera en las instalaciones del PTB<sup>2</sup> en Alemania.

En este capítulo dedicado a los aspectos generales de las medidas realizadas para la validación de las funciones respuesta, haremos una breve descripción de las instalaciones utilizadas, así como el análisis de las diferentes correcciones e incertidumbres de medida.

## 2. GENERALIDADES SOBRE LAS MEDIDAS EFECTUADAS EN CAMPOS DE NEUTRONES CONOCIDOS

Las medidas han consistido en irradiar nuestro sistema multiesferas bajo condiciones muy precisas y reproducibles y determinar a continuación el cociente entre la indicación del sistema para cada una de las esferas y el valor de referencia en la posición de medida. Es evidente que con el fin de poder realizar posibles intercomparaciones, los resultados de estas medidas deben depender únicamente de nuestro instrumento y del espectro neutrónico utilizado y por lo tanto de ningún otro aspecto que caracterice el dispositivo de irradiación.

Para ser compatibles con las condiciones estándares de irradiación, que son las utilizadas para la definición de la mayoría de las magnitudes operacionales de

---

<sup>1</sup> Institut de Protection et de Sûreté Nucléaire, Saint Paul lez-Durance, Francia

<sup>2</sup> Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Alemania

radioprotección, lo ideal sería efectuar las irradiaciones en el vacío y con un haz plano-paralelo. En la práctica no es realizable, ya que el empleo de fuentes no puntuales en salas de dimensiones finitas con paredes difusoras, la presencia de aire en la misma y el empleo inevitable de soportes para fijar la fuente y el detector, son todos ellos factores que hacen que las medidas brutas suministradas por el sistema sean en general muy dependientes de las condiciones experimentales. Para minimizar esta dependencia es necesario tener en cuenta para las condiciones experimentales una serie de recomendaciones internacionales de la OIEA<sup>3</sup> (IAEA, 1988), para las medidas realizadas en campos de neutrones conocidos y una serie de correcciones que vamos a describir a continuación.

## 2.1. Desviación con respecto a la ley del inverso del cuadrado de la distancia

La utilización de un detector de dimensiones finitas, junto al hecho de realizar a veces las medidas a distancias  $D$  de la fuente al detector comparables a las dimensiones de este último y la presencia de radiación dispersa tienen por efecto que la indicación del detector se separe sensiblemente de la ley del inverso del cuadrado de la distancia.

Para hacer la medida independiente de las condiciones experimentales, la indicación del detector  $M_r^0(D)$  se corrige tanto de la contribución de los neutrones dispersos como de los efectos geométricos. Kluge et al. (Kluge, 1988) proponen para la indicación corregida  $M_r(D)$  del detector la siguiente expresión:

$$M_r(D) = M_r^0(D) \cdot [F_1(D) \cdot e^{-\Sigma \cdot D} + F_2(D)] \quad (\text{IV.1.})$$

en la que  $M_r^0(D)$  viene definida por la relación:

$$M_r^0(D) = \frac{B \varepsilon F(\theta)}{4 \pi D^2} \quad (\text{IV.2.})$$

siendo:

---

<sup>3</sup> Organización Internacional de Energía Atómica

B la emisión de la fuente en el momento de la medida;  $\epsilon$  la eficiencia intrínseca del detector;  $F(\theta)$  un factor de corrección de la anisotropía de la fuente ligado a su forma, dimensiones y encapsulamiento;  $F_1(D)$ , un factor de corrección geométrica; y  $F_2(D)$  un factor de corrección ligado a la contribución total de neutrones dispersos (sobre las paredes de la sala y el aire).

El término exponencial expresa la atenuación del haz primario en el aire, entre la fuente y el detector, siendo  $\Sigma$  el coeficiente de atenuación lineal en el aire promediado sobre la distribución energética de los neutrones emitidos por la fuente.

### 2.1.1. Distancia fuente-detector (D)

Si bien la idea de aplicar un factor  $F_1(D)$  para paliar la desviación con respecto a la ley del inverso del cuadrado de la distancia, cuando la irradiación se realiza a una distancia fuente-detector relativamente pequeña, ha estado propuesta inicialmente por Axton (Axton, 1972), autores posteriores (Aroua, 1991) han sugerido diferentes expresiones para su estimación.

La corrección descrita por el factor  $F_1(D)$ , engloba dos aspectos distintos: el del ángulo sólido y el de la distribución angular de los neutrones incidentes. El primero es consecuencia de las dimensiones finitas de la esfera y tiene como efecto un aumento relativo de la señal en relación a la dependencia  $1/D^2$  cuando la esfera se aproxima a la fuente. La distribución angular de los neutrones incidentes sobre la esfera de radio  $R$ , es función del cociente  $D/R$ . Este efecto ha sido estudiado ampliamente por Vylet (Vylet, 1987) y es tanto más perceptible a medida que el cociente  $D/R$  disminuye.

De lo anteriormente expuesto, resulta evidente que a medida que aumenta la distancia que separa el detector de la fuente, más cerca nos situamos de la geometría plano-paralela del haz incidente. Desafortunadamente cuando esta distancia aumenta, la contribución relativa de la radiación neutrónica dispersa en el aire y sobre las paredes de la sala, así como el tiempo de irradiación también aumentan. Por lo tanto es necesario llegar a un compromiso entre las diferentes exigencias y escoger una distancia óptima. Autores como Schwartz y Eisenhauer (Schwartz, 1982), estiman que una distancia de 50



cm entre la fuente y el centro de una esfera Bonner de 12" de diámetro, son suficientes para que la corrección del efecto distancia se pueda despreciar. Burger (IAEA, 1988) dentro del marco de las recomendaciones de la OIEA del año 1988 concernientes a la calibración de instrumentos de medidas de neutrones, estiman que la distancia fuente-detector debe ser al menos tres veces el valor de la mayor dimensión del instrumento (el radio, en el caso una esfera).

En nuestro caso, durante las medidas efectuadas con fuentes calibradas, la distancia fuente-detector fue de 75 cm. Esta distancia es 4,9 veces el radio de la esfera mas grande utilizada (12"). En las medidas realizadas con la fuente SIGMA, fue de 7,9 el radio de la esfera mas grande utilizada en este caso (5"). Para las medidas realizadas con haces monoenergéticos en la instalación del PTB la distancia utilizada de 200 cm suponía un valor del orden de 13 veces el radio de la esfera de 12".

### **2.1.2. Radiación dispersa**

La presencia de radiación dispersa es con frecuencia el efecto mas importante que conduce a la desviación de la ley del inverso del cuadrado de la distancia. Esta contribución se suele expresar en función de dos términos. El primero se asocia a la difusión en el aire de la sala de irradiación, mientras que el segundo tiene en cuenta la difusión sobre las paredes de la sala de irradiación.

Cálculos recientes realizados por Monte Carlo y verificados por un monitor de neutrones del tipo Harwell, confirman el hecho de que en una sala de irradiación como la de Cadarache (Francia) que tiene una longitud de 25 m, una anchura de 12 m y una altura de 8 m, la contribución relativa de los neutrones dispersos por las paredes de la sala se expresa por un término constante (Eisenhauer, 1989).

Por lo que respecta a las estimación de los neutrones dispersos en el aire, diferentes evaluaciones realizadas por Monte Carlo indican que su contribución es proporcional a  $1/D$  (Eisenhauer, 1989; Eisenhauer, 1987), donde  $D$  es la distancia entre la fuente de neutrones y el detector.

El factor de corrección debido a la radiación dispersa  $F_2(D)$ , se suele expresar por la fórmula:

$$F_2(D) = A \cdot D + B \cdot D^2 \quad (\text{IV.3.})$$

en la que el primer termino representa la fracción adicional proveniente de la difusión en el aire y el segundo la proveniente de la difusión en las paredes de la sala, siendo A y B dos parámetros que se obtienen mediante un ajuste.

## 2.2. Métodos de evaluación de la contribución dispersa

Si las medidas se realizan a una distancia para la cual el valor del factor geométrico  $F_1(D)$  se aproxime a la unidad, se puede evaluar la contribución de los neutrones dispersos (Hunt, 1984; Eisenhauer, 1985), mediante un desarrollo de primer orden en la expresión (IV.1) y realizando medidas a diferentes distancias de la fuente. En esta memoria y en el caso de haces monoenergéticos, dadas las condiciones de las instalaciones utilizadas y el tiempo limitado de medida, hemos optado por un segundo método de evaluar los neutrones dispersos que se conoce con el nombre del *método del cono de sombra*.

### 2.2.1. Método del cono de sombra

La medida con un cono que oculta la radiación directa da una buena estimación de los neutrones dispersos, y la diferencia entre la medida con y sin cono corresponde a la radiación directa emitida por la fuente.

El cono de sombra (figura IV.1), concebido para que tenga una transmisión neutrónica despreciable, está constituido por una parte de polietileno y otra de hierro. Se caracteriza por el diámetro de su sección pequeña que debe ser superior al de la fuente y por su ángulo de semiapertura, que se escoge en función del instrumento de medida utilizado. Se recomienda que cubra completamente el instrumento de medida y el ángulo sólido subtendido no debe ser superior a dos veces el subtendido por el

instrumento, para evitar de esta forma los problemas de penumbra. Si se utiliza correctamente (Eisenhauer, 1985), es de una gran sencillez y suministra resultados consistentes y reproducibles, salvo cuando se trata de fuentes o instrumentos de grandes dimensiones (fuente de californio moderada con agua pesada, grandes maniquís etc) en cuyos casos resulta bastante incómodo.

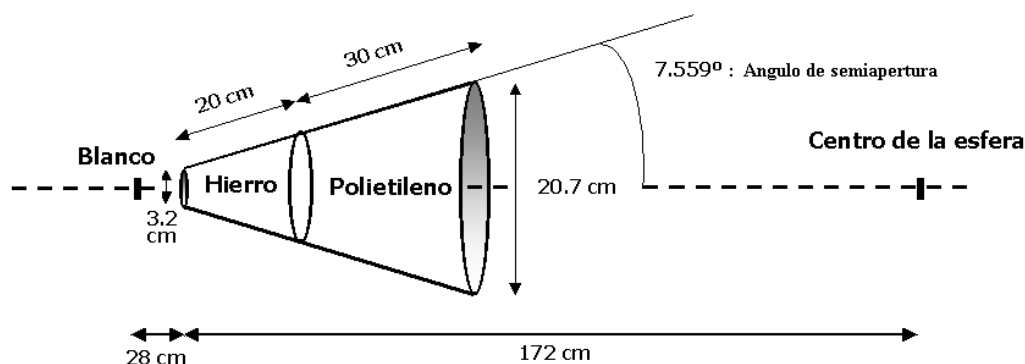


Figura IV.1. Esquema de uno de los conos de sombra utilizados en las medidas realizadas en el PTB (los parámetros geométricos corresponden al cono grande)

## 2.3. Medidas efectuadas con fuentes de calibración

### 2.3.1. Sala de irradiación

La sala de irradiación utilizada (situada en el IPSN de Cadarache, Francia), tiene una longitud de 25 m, una anchura de 12 m y una altura de 8 m. Esta sala, tal como se muestra en la figura IV.2, está concebida y fabricada con paredes de aluminio con el fin de minimizar la radiación dispersa. Las fuentes utilizadas son las de americio-berilio, de californio-252 y de californio-252 moderado por una esfera de 30 cm llena de agua pesada y recubierta por un casquete de 1mm de Cd. Todas ellas se pilotan desde una sala de control en la cual existen unos monitores que permiten una visión permanente de la instalación, así como del sistema de irradiación y medida durante todo el tiempo de irradiación.

El punto de medida se situaba a 75 cm de la fuente y a una altura de 3m con respecto al suelo, valor que corresponde al alcanzado por las fuentes en sus posiciones de irradiación (figura IV.2).



Figura IV.2. Aspecto general de la sala de irradiación del IPSN de Cadarache

### 2.3.2. Medidas

El sistema de medida se monta sobre un soporte deslizante a lo largo de una guía, que permite regular la altura del mismo y obtener la distancia de 75 cm utilizada. Las fuentes de alimentación de la electrónica y polarización del detector, se encuentran en el suelo de la sala cerca del sistema de medida, con el fin de minimizar la difusión de neutrones. Los cables de señales analógica y lógica que tienen 50 m de longitud, van de la sala de medida a la de control donde se encuentran los sistemas de adquisición. En la electrónica asociada al detector ya se tuvo en cuenta la compensación de la atenuación de la señal como consecuencia de la longitud de ambos cables.

El sistema de adquisición constaba de un contador Novelec y un analizador multicanal (Tarjeta Maestro instalada en un PC), que nos permitían en cada momento disponer del número de pulsos registrados durante un tiempo de medida. éste tiempo se ha seleccionado para tener una incertidumbre estadística en la medida inferior al 1%. Los tiempos de irradiación se situaban entre 2 y 3 minutos.

Una vez seleccionado el tiempo de medida para cada una de las 13 configuraciones posibles (detector desnudo, detector con ocho esferas diferentes, detector con las cuatro esferas pequeñas mas casquete de Cd de 1mm de espesor), se realizaba un total de cinco medidas para cada una de ellas. El valor final de la medida y su incertidumbre para una configuración determinada, viene dado por el valor medio y la desviación típica del conjunto de las cinco determinaciones respectivamente.

Por lo que respecta a los neutrones dispersos y considerando las características de la sala de irradiación, no hemos realizado para estas fuentes una evaluación de los mismos. Por ello hemos de comparar nuestros resultados con los calculados a partir de la simulación con MNCP4B de dichas fuentes a la distancia de irradiación, teniendo en cuenta las características geométricas y los materiales que constituían dicha sala.

### **2.3.3. Evaluación**

Los resultados de las medidas se resumen en la tabla IV.1. La sensibilidad  $S_r$  ( $\text{cm}^2$ ), se obtiene a partir del número de impulsos por segundo y de la tasa de fluencia total  $\phi$  en el centro del detector. Los valores de la tasa de fluencia suministrados por el IPSN, corresponden como ya hemos mencionado a los de los espectros obtenidos por MNCP4B, por lo que están corregidos por la atenuación en aire. La distancia de 75 cm entre fuente y detector hacían innecesaria la corrección de distancia citada anteriormente. Igualmente no fue necesario realizar corrección por tiempo muerto ya que en todos los casos ésta fue inferior al 0,6%.

La incertidumbre asociada a la sensibilidad para cada una de las configuraciones y fuentes que aparecen en la tabla IV.1, es obtenida por propagación, teniendo en cuenta

la incertidumbre en la medida y otra del 5% en la tasa de fluencia total de las fuentes utilizadas.

Tabla IV.1. Resultados de las medidas para las fuentes de Am-Be, Californio-252 y Californio-252 moderado con agua

Fuente de Am-Be: $\dot{\phi} = 509 \pm 25 \text{ (n/cm}^2\cdot\text{s)}$					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2.5	3,18	75	$287 \times 10^{-4}$	$17 \times 10^{-4}$	23,6
3	3,81	75	$586 \times 10^{-4}$	$38 \times 10^{-4}$	19,7
4.2	5,33	75	$163 \times 10^{-3}$	$10 \times 10^{-3}$	14,1
5	6,35	75	$236 \times 10^{-3}$	$14 \times 10^{-3}$	11,8
6	7,62	75	$307 \times 10^{-3}$	$18 \times 10^{-3}$	9,8
8	10,16	75	$365 \times 10^{-3}$	$22 \times 10^{-3}$	7,4
10	12,70	75	$339 \times 10^{-3}$	$20 \times 10^{-3}$	5,0
12	15,24	75	$280 \times 10^{-3}$	$17 \times 10^{-3}$	4,9
Fuente de Cf-252: $\dot{\phi} = 523 \pm 26 \text{ (n/cm}^2\cdot\text{s)}$					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2.5	3,18	75	$417 \times 10^{-4}$	$25 \times 10^{-4}$	23,6
3	3,81	75	$856 \times 10^{-4}$	$51 \times 10^{-4}$	19,7
4.2	5,33	75	$227 \times 10^{-3}$	$13 \times 10^{-3}$	14,1
5	6,35	75	$318 \times 10^{-3}$	$19 \times 10^{-3}$	11,8
6	7,62	75	$388 \times 10^{-3}$	$23 \times 10^{-3}$	9,8
8	10,16	75	$402 \times 10^{-3}$	$24 \times 10^{-3}$	7,4
10	12,70	75	$321 \times 10^{-3}$	$19 \times 10^{-3}$	5,0
12	15,24	75	$227 \times 10^{-3}$	$13 \times 10^{-3}$	4,9

Fuente de (Cf-252 + D <sub>2</sub> O/Cd): $\dot{\phi} = 447 \pm 22$ (n/cm <sup>2</sup> .s)					
Diámetro Esferas (pulgadas)	Radio (cm)	D (cm)	S <sub>r</sub> (cm <sup>2</sup> )	$\Delta S_r$ (cm <sup>2</sup> )	D/R
2,5	3,18	75	$225 \times 10^{-4}$	$14 \times 10^{-4}$	23,6
3	3,81	75	$300 \times 10^{-4}$	$18 \times 10^{-4}$	19,7
4,2	5,33	75	$389 \times 10^{-3}$	$23 \times 10^{-3}$	14,1
5	6,35	75	$384 \times 10^{-3}$	$23 \times 10^{-3}$	11,8
6	7,62	75	$338 \times 10^{-3}$	$20 \times 10^{-3}$	9,8
8	10,16	75	$215 \times 10^{-3}$	$13 \times 10^{-3}$	7,4
10	12,70	75	$1270 \times 10^{-4}$	$76 \times 10^{-4}$	5,0
12	15,24	75	$762 \times 10^{-4}$	$46 \times 10^{-4}$	4,9

### 2.3.4. Medidas efectuadas con la fuente SIGMA

#### 2.3.4.1. La fuente SIGMA

La fuente es un cubo de 150 cm de arista, formado a partir de siete capas superpuestas de grafito, en el interior del cual se distribuyen seis fuentes de Am-Be situadas en los vértices de un hexágono regular centrado sobre el canal de irradiación, tal como se muestra en la figura IV.3.

Esta disposición, denominada térmica (Mourgues, 1981; Buxerolle, 1986), permite obtener un flujo muy intenso e isótropo. Cada fuente de Americio-Berilio tiene una actividad de  $5,92 \times 10^{11}$  Bq y una tasa de emisión entre  $3,21 \times 10^7$  y  $3,55 \times 10^7$  neutrones.s<sup>-1</sup> en  $4\pi$  estereorradianes.

La estimación del flujo total de neutrones (térmicos y rápidos) se hace a 50 cm de la cara oeste en una dirección que tiene como origen el centro del cubo de irradiación situado a 80 cm de dicha cara.

Teniendo en cuenta la ICRP 21, a 50 cm de la fuente SIGMA, lugar donde se coloca nuestro sistema de medida, los factores de conversión fluencia-dosis equivalente y fluencia-tasa de dosis equivalente fueron de  $21,4 \times 10^{-12} \text{ Sv.cm}^2$  y  $1,4 \times 10^{-4} \text{ Sv.cm}^2/\text{h}$  respectivamente.

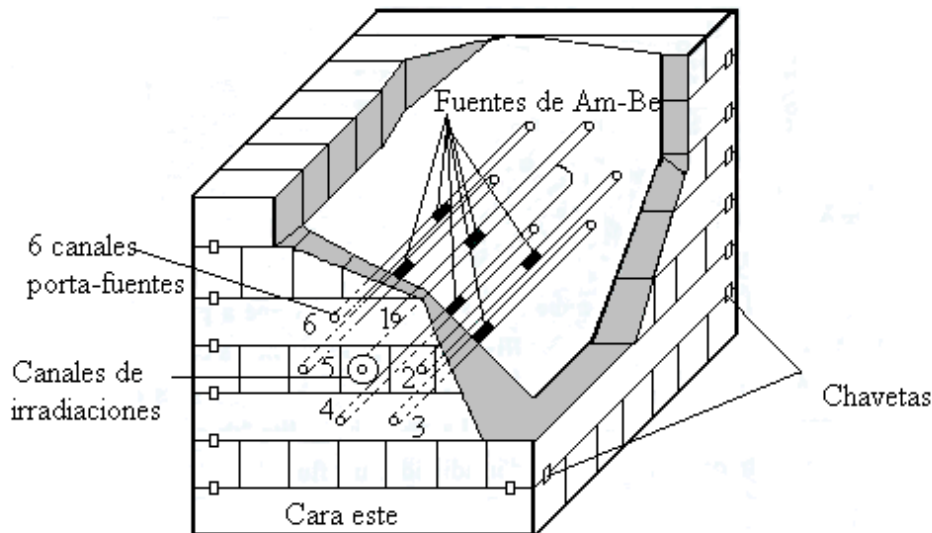


Figura IV.3. Esquema correspondiente a la fuente SIGMA

Esta fuente se encuentra en el interior de una sala de 12 m de longitud, una anchura de 6 m y una altura de 5 m. La sala, está concebida y fabricada con paredes de aluminio con el fin de minimizar la radiación dispersa.

### 2.3.4.2. Medidas

El sistema de medida se monta sobre un trípode, a una distancia de la cara oeste al centro del detector de 50 cm y una altura del suelo de 105 cm respectivamente. Las fuentes de alimentación de la electrónica y polarización del detector, se encuentran en el suelo de la sala cerca del sistema de medida, con el fin de minimizar la difusión de neutrones. Los cables de señales analógica y lógica que tienen 50 m de longitud, van del punto de medida al de control situado en una zona baja de la sala y a una distancia de unos tres metros.



El sistema de adquisición fue el mismo que se utilizó en las medidas de fuentes calibradas y el tiempo de medida como siempre el correspondiente a una incertidumbre estadística en la medida inferior al 1%. Estos tiempos eran de unos 400 s.

Una vez seleccionado el tiempo de medida para cada una de las 8 configuraciones posibles (detector con las cuatro esferas pequeñas, detector con las cuatro esferas pequeñas mas casquete de Cd de 1mm de espesor), se realizaba un total de cinco medidas para cada una de ellas. El valor final de la medida y su incertidumbre para una configuración determinada, viene dado por el valor medio y la desviación típica del conjunto de las cinco medidas respectivamente.

Por lo que respecta a los neutrones dispersos y considerando las características de la sala de irradiación, no hemos realizado en estas fuentes una evaluación de los mismos. Por ello actuamos igual que en el apartado anterior cuando hacíamos referencia al caso de las fuentes calibradas.

### **2.3.4.3. Evaluación**

Los resultados de las medidas se resumen en la tabla IV.2. La sensibilidad  $S_r$  ( $\text{cm}^2$ ), se obtiene a partir del número de impulsos por segundo de la esfera sin cadmio menos los correspondientes a la de cadmio y de la tasa de fluencia total en el centro del detector. Los valores de la tasa de fluencia total suministrados, corresponden como ya hemos mencionado a los del espectro obtenida por MNCP4B, por lo que están corregidos por la atenuación en aire. La distancia de 50 cm entre fuente y detector hacían innecesario la corrección de distancia citada anteriormente. Igualmente no fue necesario realizarla corrección por tiempo muerto ya que en todos los casos éste fue inferior al 0,6%.

La incertidumbre asociada a la sensibilidad para cada una de las configuraciones y fuentes que aparecen en la tabla IV.2, es obtenida por propagación, teniendo en cuenta la incertidumbre estadística en la medida y otra del 5% en la tasa de fluencia total de la fuente utilizada.

Tabla IV.2. Resultados de las medidas para la fuente SIGMA

<b>Fuente SIGMA: <math>\dot{\phi} = 1544 \pm 77</math> (n/cm<sup>2</sup>.s)</b>					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2,5	3,18	50	$1816 \times 10^{-4}$	$91 \times 10^{-4}$	23,6
3	3,81	50	$1569 \times 10^{-4}$	$78 \times 10^{-4}$	19,7
4,2	5,33	50	$1063 \times 10^{-4}$	$53 \times 10^{-4}$	14,1
5	6,35	50	$799 \times 10^{-4}$	$40 \times 10^{-4}$	11,8

## 2.4. Medidas efectuadas con haces monoenergéticos

### 2.4.1. Sala de irradiación

Las medidas en haces monoenergéticos se realizaron utilizando el acelerador Van de Graaf del PTB. La sala de irradiación (Figura IV.4), concebida para minimizar la radiación dispersa tiene, unas dimensiones de (25×30) m<sup>2</sup> y las irradiaciones se efectúan a una altura sobre el suelo de hormigón de 6 m y a 10 m del techo. Un sistema de rejillas deslizantes permite un posicionamiento muy eficaz del sistema de medida con respecto al haz de neutrones. Dos teodolitos de precisión permiten el reglaje vertical y horizontal del detector.

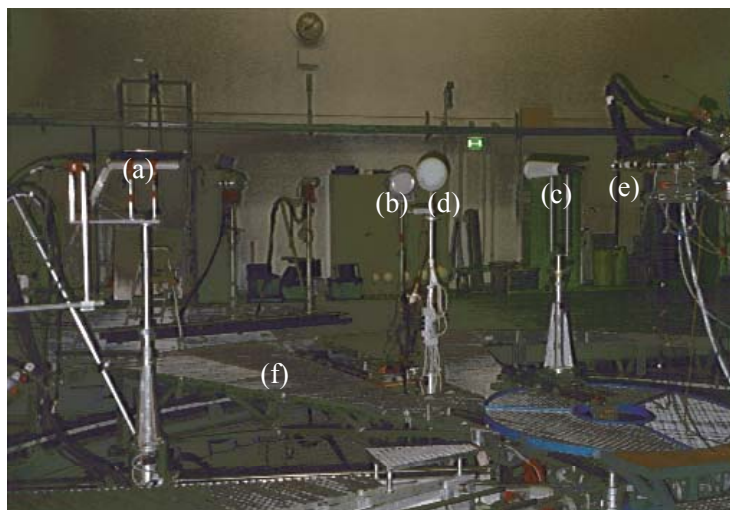


Figura IV.4. Aspecto general de la sala de irradiación del PTB. a) Detector De Pangher; b) New Monitor; c) Cono de sombra; d) Sistema de medida; e) Blanco del acelerador; f) Rejillas deslizantes

En la tabla IV.3, resumimos las energías y reacciones de producción de los haces de neutrones utilizados en esta experiencia, realizada en el mes de mayo del 2000.

Tabla IV.3. Energía y reacciones de producción de los haces de neutrones monoenergéticos

Energía (MeV)	Reacción
0,250	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$
0,565	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$
1,2	$\text{T}(p,n){}^3\text{He}$
2,5	$\text{T}(p,n){}^3\text{He}$
5,0	$\text{D}(d,n){}^4\text{He}$
14,8	$\text{T}(d,n){}^4\text{He}$

El control de la tasa de fluencia energética (Strelczyk, 1986), se realiza por un contador del tipo De Pangher y un contador cilíndrico denominado New Monitor, ambos bien visibles en la figura IV.4.

#### 2.4.2 Medidas

El sistema de medida se monta sobre un soporte deslizante a lo largo de una guía. El reglaje de la distancia se efectúa entre el blanco y el detector sin esfera de para determinar el centro del detector con precisión. Las fuentes de alimentación de la electrónica y polarización del detector se encuentran cerca del sistema sobre el soporte deslizante, con el fin de minimizar la difusión de neutrones. Los cables de señales analógica y lógica que tienen 50 m de longitud van de la sala de medida a la de control donde se encuentran los sistemas de adquisición. En la electrónica asociada al detector ya se tuvo en cuenta la compensación de la atenuación de la señal como consecuencia de la longitud de ambos cables.

El sistema de adquisición fue el mismo utilizado anteriormente para las medidas con fuentes calibradas.

Por lo que respecta a los neutrones dispersos y a pesar de las grandes dimensiones de la sala de irradiación y del sistema deslizante en forma de rejilla, hemos medido su contribución. Para evaluar esta contribución, dada las restricciones de tiempo disponible, hemos optado por el método del cono de sombra.

Los dos conos de sombra utilizados, uno para las pequeñas esferas (2,5", 32, 4.2", 5" y 6") bien visible en la figura IV.4, de diámetros respectivos 1,9 cm y 12 cm y otro grande para las restantes esferas, de diámetros respectivos 3,2 cm y 20,7 cm, tenían ambos una longitud de 48,92 cm y cubrían un ángulo sólido de semiapertura de  $4,397^\circ$  y  $7,559^\circ$  respectivamente (figura IV.1). Las consideraciones mencionadas en el apartado 2.1, nos han permitido escoger una distancia óptima entre el blanco y el detector de 200 cm y entre blanco y la superficie pequeña de ambos conos de 28 cm. Esta distancia en principio asegura una sombra total sobre la esfera de 12" y a su vez un pequeño exceso de la misma sobre las pequeñas esferas.

Los tiempos de irradiación se escogían para obtener recuentos del orden de  $10^5$  pulsos, asegurando de esta manera una incertidumbre estadística inferior al 1%. Los tiempos de irradiación se situaban entre 2 y 3 minutos.

Con el tiempo de medida seleccionado, se realizaban 5 medidas para cada una de las 18 configuraciones; en cada medida, se registraba también el valor del New Monitor. El valor final correspondiente a cada configuración se obtenía multiplicando el valor medio de las cinco medidas obtenidas por el New Monitor, por el valor medio del cociente entre el valor de cada una de las cinco medidas y las correspondientes a las del New Monitor. La desviación típica correspondiente se obtenía realizando la propagación de errores a este procedimiento.

### 2.4.3 Evaluación

Los resultados de las medidas se resumen en la tabla IV.4. La sensibilidad  $S_r(\text{cm}^2)$ , se obtiene del número de impulsos por segundo y de la tasa de fluencia total en el centro del detector y provenientes directamente del haz. Los valores de la tasa de fluencia total utilizados para cada una de las energías de irradiación, se han obtenido multiplicando el correspondiente factor de calibración por los valores medios de las indicaciones del New Monitor (cuentas/s) para cada una de las configuraciones estudiadas. Estos valores así obtenidos se han multiplicado a su vez por el correspondiente factor de atenuación en aire. La tabla IV.5, muestra los diferentes factores de calibración para cada una de las energías utilizadas en esta experiencia.

La distancia de 200 cm entre blanco y detector hacían innecesaria la corrección de distancia citada anteriormente. Igualmente no fue necesario realizar corrección por tiempo muerto ya que en todos los casos esta fue inferior al 0,3%.

La incertidumbre estadística asociada a la sensibilidad y que figuran a continuación, es obtenida por propagación de errores, a partir del valor obtenido para cada configuración, teniendo en cuenta una incertidumbre estadística en la tasa de fluencia total de las fuentes obtenida a su vez por propagación, teniendo en cuenta las incertidumbres que figuran en la tabla IV.5 para los factores utilizados.

Tabla IV.4. Resultados de las medidas para cada una de las energías utilizadas en las medidas a haces monoenergéticos del PTB

<b>Energía nominal de irradiación: 250 keV</b>					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2,5	3,18	200	114 × 10 <sup>-3</sup>	10 × 10 <sup>-3</sup>	62,9
3	3,81	200	212 × 10 <sup>-3</sup>	16 × 10 <sup>-3</sup>	52,4
4,2	5,33	200	411 × 10 <sup>-3</sup>	30 × 10 <sup>-3</sup>	37,4
5	6,35	200	469 × 10 <sup>-3</sup>	34 × 10 <sup>-3</sup>	31,4
6	7,62	200	455 × 10 <sup>-3</sup>	37 × 10 <sup>-3</sup>	26,3
8	10,16	200	296 × 10 <sup>-3</sup>	23 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	140 × 10 <sup>-3</sup>	10 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	668 × 10 <sup>-4</sup>	53 × 10 <sup>-4</sup>	13,1
<b>Energía nominal de irradiación: 565 keV</b>					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2,5	3,18	200	647 × 10 <sup>-4</sup>	53 × 10 <sup>-4</sup>	62,9
3	3,81	200	131 × 10 <sup>-3</sup>	10 × 10 <sup>-3</sup>	52,4
4,2	5,33	200	326 × 10 <sup>-3</sup>	24 × 10 <sup>-3</sup>	37,4
5	6,35	200	418 × 10 <sup>-3</sup>	34 × 10 <sup>-3</sup>	31,4
6	7,62	200	456 × 10 <sup>-3</sup>	35 × 10 <sup>-3</sup>	26,3
8	10,16	200	367 × 10 <sup>-3</sup>	30 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	214 × 10 <sup>-3</sup>	16 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	1189 × 10 <sup>-4</sup>	92 × 10 <sup>-3</sup>	13,1
<b>Energía nominal de irradiación: 1,2 MeV</b>					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2,5	3,18	200	378 × 10 <sup>-4</sup>	28 × 10 <sup>-4</sup>	62,9
3	3,81	200	857 × 10 <sup>-4</sup>	62 × 10 <sup>-4</sup>	52,4
4,2	5,33	200	250 × 10 <sup>-3</sup>	17 × 10 <sup>-3</sup>	37,4
5	6,35	200	355 × 10 <sup>-3</sup>	27 × 10 <sup>-3</sup>	31,4
6	7,62	200	435 × 10 <sup>-3</sup>	31 × 10 <sup>-3</sup>	26,3
8	10,16	200	433 × 10 <sup>-3</sup>	31 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	318 × 10 <sup>-3</sup>	22 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	215 × 10 <sup>-3</sup>	15 × 10 <sup>-3</sup>	13,1
<b>Energía nominal de irradiación: 2,5 MeV</b>					
<b>Diámetro Esferas (pulgadas)</b>	<b>Radio (cm)</b>	<b>D (cm)</b>	<b>S<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>ΔS<sub>r</sub> (cm<sup>2</sup>)</b>	<b>D/R</b>
2,5	3,18	200	184 × 10 <sup>-4</sup>	14 × 10 <sup>-4</sup>	62,9
3	3,81	200	449 × 10 <sup>-4</sup>	32 × 10 <sup>-4</sup>	52,4
4,2	5,33	200	155 × 10 <sup>-3</sup>	10 × 10 <sup>-3</sup>	37,4
5	6,35	200	240 × 10 <sup>-3</sup>	16 × 10 <sup>-3</sup>	31,4
6	7,62	200	330 × 10 <sup>-3</sup>	23 × 10 <sup>-3</sup>	26,3
8	10,16	200	415 × 10 <sup>-3</sup>	28 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	377 × 10 <sup>-3</sup>	25 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	298 × 10 <sup>-3</sup>	21 × 10 <sup>-3</sup>	13,1

Energía nominal de irradiación: 5 MeV					
Diámetro Esferas (pulgadas)	Radio (cm)	D (cm)	S <sub>r</sub> (cm <sup>2</sup> )	ΔS <sub>r</sub> (cm <sup>2</sup> )	D/R
2.5	3,18	200	760 × 10 <sup>-5</sup>	80 × 10 <sup>-5</sup>	62,9
3	3,81	200	197 × 10 <sup>-4</sup>	15 × 10 <sup>-4</sup>	52,4
4.2	5,33	200	906 × 10 <sup>-4</sup>	73 × 10 <sup>-4</sup>	37,4
5	6,35	200	150 × 10 <sup>-3</sup>	12 × 10 <sup>-3</sup>	31,4
6	7,62	200	226 × 10 <sup>-3</sup>	17 × 10 <sup>-3</sup>	26,3
8	10,16	200	331 × 10 <sup>-3</sup>	26 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	350 × 10 <sup>-3</sup>	27 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	356 × 10 <sup>-3</sup>	29 × 10 <sup>-3</sup>	13,1
Energía nominal de irradiación: 14,8 MeV					
Diámetro Esferas (pulgadas)	Radio (cm)	D (cm)	S <sub>r</sub> (cm <sup>2</sup> )	ΔS <sub>r</sub> (cm <sup>2</sup> )	D/R
2.5	3,18	200	510 × 10 <sup>-5</sup>	80 × 10 <sup>-5</sup>	62,9
3	3,81	200	102 × 10 <sup>-4</sup>	16 × 10 <sup>-4</sup>	52,4
4.2	5,33	200	399 × 10 <sup>-4</sup>	26 × 10 <sup>-4</sup>	37,4
5	6,35	200	681 × 10 <sup>-4</sup>	47 × 10 <sup>-4</sup>	31,4
6	7,62	200	1063 × 10 <sup>-4</sup>	72 × 10 <sup>-4</sup>	26,3
8	10,16	200	175 × 10 <sup>-3</sup>	12 × 10 <sup>-3</sup>	19,7
10	12,70	200	184 × 10 <sup>-3</sup>	11 × 10 <sup>-3</sup>	15,7
12	15,24	200	198 × 10 <sup>-3</sup>	13 × 10 <sup>-3</sup>	13,1

Tabla IV.5. Diferentes factores de calibración para cada una de las energías utilizadas en las medidas a haces monoenergéticos del PTB

Energía Nominal (MeV)	Energía Media (MeV)	Distribución energética FWHM (MeV)	Distancia (cm)	Atenuación en aire	Factor de calibración (NM) (cm <sup>-2</sup> )
0,250	(0,237 ± 0,003)	0,051	200	0,96692	(0,376 ± 0,026)
0,565	(0,562 ± 0,005)	0,033	200	0,97799	(0,509 ± 0,036)
1,2	(1,200 ± 0,010)	0,078	200	0,98202	(0,465 ± 0,030)
2,5	(2,490 ± 0,015)	0,083	200	0,98679	(0,539 ± 0,035)
5,0	(5,130 ± 0,025)	0,200	200	0,98895	(0,658 ± 0,036)
14,8	(14,800 ± 0,050)	0,432	200	0,98424	(0,523 ± 0,031)

## **2.5. Control del funcionamiento del sistema multiesferas**

### **2.5.1. Geometría de control**

Es importante verificar regularmente el funcionamiento del sistema multiesferas en una geometría reproducible, dado que su respuesta puede sufrir cambios como consecuencia de una serie de circunstancias, tales como la pérdida de presión del gas helio en el detector por una mala estanqueidad o golpe accidental, deterioro de algunos de los cables de conexión, o un mal funcionamiento de algún elemento de la electrónica asociada.

Ante la falta por el momento de instalaciones en nuestro país, el control lo realizamos una vez por año en la sala de irradiación del IPSN de Cadarache de 25 m de longitud, 12 m de ancho y 8 m de alto, con la fuente de Am-Be y geometría estándar utilizada durante el proceso de calibración de todo nuestro sistema y que ha sido descrito en el capítulo III de esta memoria.

### **2.5.2. Verificación rápida del funcionamiento**

El sistema de multiesferas debe someterse antes y después de cada utilización a una verificación rápida de su reproducibilidad para asegurar su correcto funcionamiento, siguiendo un procedimiento semejante al utilizado durante el proceso de verificación de la ganancia del amplificador, descrito en el capítulo III de esta memoria. Con esta geometría la esfera de 8'' indica una tasa de recuento de  $(31,4 \pm 0,3)$  Imp/s, valor que nos servirá de referencia para poder detectar algún tipo de anomalía en el sistema multiesferas como consecuencia de su transporte y uso.



