

The logo of the Universitat Autònoma de Barcelona (UAB), consisting of the letters 'UAB' in a bold, black, sans-serif font. The letter 'A' is stylized with a brown triangle pointing downwards from its top center.

Universitat Autònoma
de Barcelona

CARACTERIZACIÓN DE LA FUENTE DE NEUTRONES (AM-BE) DEL GFR-UAB

Encarna Morales Prieto

*Departament de Física
Grup de Física de les Radiacions*

Trabajo de investigación de tercer ciclo.
Director: Dr. Carlos Domingo Miralles

Agradecimientos.

Cuando tienes que escribir unos agradecimientos es difícil ser justa con todos, por eso quiero empezar, quizás por el final, agradeciendo a todos los que no salen en este agradecimiento y saben que están en mi corazón.

Ahora, querría empezar agradeciendo a las personas que primero confiaron en mí, antes de incluso tener la carrera acabada, dándome la oportunidad de formar parte de este gran grupo de física de las radiaciones, y empezar así a cumplir el sueño más grande de mi vida. Gracias Dr Francisco Fernández, director en ese entonces del grupo, gracias Dr Carlos Domingo, por darme soporte y consejo en todas mis dudas y inquietudes, dirigirme esta tesina, y darme su confianza y la responsabilidad de tareas que me han hecho sentir que mi trabajo era serio y importante dentro del grupo. Gracias Dr Khalil Angarou, Sr. Javier Castelo. M^a José García y resto de gente del grupo, por apoyarme y darme sabios consejos que me han servido para aprender y formarme en mi profesión.

En segundo lugar quiero dar un especial agradecimiento, a mis padres por haberme guiado, y enseñarme que cada grandeza se da en unas solas condiciones de tiempo y lugar. Por tanto haber tenido que dar una pausa a mis estudios, haber tenido que reanudarlos 7 años después, sólo sirvió para que las condiciones fueran las idóneas para poder triunfar, madurez, experiencia y muchas ganas de trabajar. Gracias a mis padres, mi hermana, mis abuelos, ahora estén donde estén, por haberme guiado, educado, y trabajar durante mis estudios para que a mí no me faltara de nada y tener siempre preparado el brazo donde apoyarme antes de caer.

Por último, y no por esto menos importante, gracias a mis amigos de corazón en especial a Joana, Adriana Angel, Carme, Elena, Meri, Gemma, Laura, Bea, . . . a los que les pido perdón por haberles hecho pasar momentos de agobio, y mal genio en mis malos días y a los que agradezco momentos tan especiales que nunca saldrán de mi corazón.

También quisiera agradecer a los que fueron mis amigos de corazón para mí, pero que demostraron no serlo para ellos, porque también de ellos aprendí.

Gracias

Índice

Introducción.....	v
I Conceptos teóricos	
1. Antecedentes	1
1.1 Por qué estudiar los neutrones.	3
1.2 Espectrometría de neutrones	4
1.2.1 Espectrómetros de esferas Bonner	6
1.2.2. Deconvolución con FRUIT (FRascati Unfolding Interactive Tool)	8
1.3 Trabajo del GFR en el estudio de neutrones.....	9
1.3.1 Dosimetría con detectores sólidos de trazas	10
1.3.2. Sistemas de esferas Bonner del GFR-UAB	11
1.3.3. Aplicaciones en dosimetría y espectrometría	15
1.3.4. Trabajo actual y perspectivas.....	18
2. Conceptos	21
2.1 Constituyentes del núcleo atómico.	23
2.2 Procesos radiactivos	23
2.3 Actividad de una muestra. Ley de desintegración radiactiva	25
2.4 Emisión de neutrones	26
2.4.1. Características de las fuentes de ^{241}Am -Be	27
2.5 Magnitudes utilizadas en radioprotección	29
2.5.1. Magnitudes estándar primarias o magnitudes físicas	30
2.5.2. Magnitudes limitativas.....	32
2.5.3. Magnitudes operacionales.....	34
2.5.4. Relación entre magnitudes.....	35
3. Interacción con la materia	41
3.1 Tipos de radiación ionizante	43
3.2 Interacción de partículas cargadas	44
3.2.1 Interacción de partículas alfa	45
3.2.2 Interacción de partículas beta	46
3.3 Interacción de la radiación electromagnética.....	48
3.3.1 Mecanismos de interacción de la radiación electromagnética	49
3.4 Interacción neutrónica.....	50
3.4.1 Tipos de interacción.....	52
4. Código MCNPX.....	53
4.1 Introducción histórica	55

4.2 Geometrías.	57
4.3 Materiales.	59
4.4 Otros comandos importantes.....	59
II Caracterización de la fuente de AmBe. Trabajo experimental	
5. Introducción experimental	63
5.1 Situación actual de la fuente AmBe.....	65
5.1.1 Características de la fuente.	65
5.1.2 Características y ubicación del contenedor.....	65
5.2 Qué queremos hacer con la fuente de Am-Be.	66
5.3 Como distribuimos nuestro trabajo.....	67
5.4 El polietileno.	68
5.4.1 Estructura química.	69
5.4.2 Estructura física.	70
6. Medida del término fuente	73
6.1 Estructuración del trabajo	75
6.2 Obtención de las tasas de contaje.....	76
6.3 Espectros neutrónicos medidos.....	77
6.4 Obtención del término fuente.....	79
6.4.1 Ajuste polinómico.....	79
6.5 Resultados y discusión	83
7. Simulación del irradiador	87
7.1 Objetivo.....	89
7.2 Simulaciones.	89
7.2.1 Geometría.....	90
7.2.2 Espectro de la fuente.....	92
7.2.3 Física.	92
7.2.4 Otros parámetros.....	94
7.3 Resultados de la simulación final.	94
7.3.1 Resultados obtenidos a partir del espectro ISO	94
7.3.2 Resultados obtenidos a partir del espectro obtenido (término fuente).....	99
7.3.3 Espectros absolutos de fluencia	102
7.4 El dispositivo irradiador.....	104
Conclusiones y perspectivas	107
Anexos	111
Referencias	139

INTRODUCCIÓN

Los neutrones siempre han formado parte del entorno de radiación natural en el que se ha desarrollado la vida en la Tierra, pero la actividad humana ha llevado al desarrollo de ambientes donde se pueden hallar neutrones no procedentes de fuentes naturales de radiación que pueden incrementar la dosis neutrónica recibida por los seres humanos. Los lugares de trabajo donde se pueden encontrar estos campos de neutrones de origen no natural son las instalaciones relacionadas con el ciclo de combustible nuclear, las centrales nucleares y, sobre todo, cerca de los aceleradores de partículas tanto para investigación como para aplicaciones industriales o médicas. Los campos neutrónicos presentes en estos casos cubren un rango de energías que va desde los neutrones térmicos (del orden de 0.01 eV) hasta típicamente los 20 MeV, aunque en algunas situaciones se pueden hallar neutrones de hasta unos centenares de MeV. Algunos de los campos de neutrones caracterizados por el Grup de Física de les Radiacions (GFR) de la Universitat Autònoma de Barcelona (UAB), como se describe en el capítulo 1 del presente trabajo, son: el interior del edificio de contención de 4 centrales nucleares, las salas de irradiación de aceleradores lineales de electrones (LINACs) hospitalarios para tratamientos de radioterapia, ciclotrones utilizados para la producción de radiofármacos para tomografía por emisión de positrones (PET), y aceleradores de partículas y fuentes de neutrones utilizados en instalaciones de referencia para calibración.

La presente memoria describe el trabajo llevado a cabo en el GFR de la UAB para caracterizar y hacer aprovechable la fuente de neutrones de $^{241}\text{Am-Be}$ de 1 Ci (3.7×10^4 MBq) de actividad que se encuentra en el laboratorio de radiaciones. Los objetivos principales del presente trabajo de investigación son:

- Caracterizar experimentalmente el espectro energético y la fluencia de los neutrones emitidos (término fuente) por la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ del GFR. Con este propósito se utiliza un sistema activo de espectrometría neutrónica basado en esferas Bonner y un contador proporcional de ^3He . La metodología utilizada consiste en la irradiación secuencial de todas las esferas del espectrómetro en un determinado punto, a distancia conocida de la fuente, y la repetición de las medidas en un conjunto de puntos a distintas distancias. El posterior tratamiento de datos permite determinar el término fuente, la radiación dispersa y la absorción en aire.
- Diseñar, por simulación mediante un método de Monte Carlo, un dispositivo de irradiación, que permita aprovechar los neutrones emitidos por la fuente para aplicaciones útiles. En particular, se pretende caracterizar un conjunto de puntos, adecuados para irradiar, con espectros neutrónicos centrados en diferentes valores de energía. Estos lugares de irradiación caracterizados serían especialmente útiles para la comprobación de detectores y calibrado de dosímetros.

La memoria del trabajo se estructura en dos partes, que a su vez se dividen en un total de 7 capítulos, más esta introducción y las conclusiones y perspectivas.

La primera parte, titulada “*contenidos teóricos*”, consta de cuatro capítulos:

- El capítulo 1 contiene los *antecedentes* del trabajo. Este capítulo incluye una breve introducción a la problemática de la detección, dosimetría y espectrometría de neutrones y presenta, de forma resumida, las actividades llevadas a cabo por el Grup de Física de les Radiacions de la Universitat Autònoma de Barcelona en este campo.

- El capítulo 2 presenta una descripción de los *conceptos* físicos necesarios para el desarrollo de este trabajo, haciendo especial hincapié en las definiciones de las magnitudes dosimétricas recomendadas por la Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) y por la Comisión Internacional de Protección Radiológica.
- El tercer capítulo trata sobre la *interacción de la radiación ionizante con la materia*. En él se describen los procesos por los que las partículas o radiación incidente pierden energía en los medios materiales. Se hace énfasis en la interacción de los neutrones con la materia.
- El capítulo 4 presenta las características principales del programa de simulación por Monte Carlo *MCNPX*, utilizado para simular el transporte de radiación por la materia. *MCNPX* resulta especialmente útil para calcular el transporte de neutrones ya que ha sido especialmente diseñado para tener en cuenta los modelos físicos adecuados a este transporte.

La segunda parte, titulada “*Caracterización de la fuente de AmBe. Trabajo experimental*” consta de tres capítulos

- El capítulo 5, *introducción experimental*, describe la situación actual de la fuente de neutrones de AmBe del GFR y en él se detalla cómo se pretende utilizar esta fuente en el futuro. En él se justifica la motivación del trabajo experimental realizado.
- El capítulo 6 presenta los resultados experimentales obtenidos en este trabajo sobre la *caracterización experimental* del espectro de neutrones emitidos por la fuente. Esta caracterización implica la medida experimental con el sistema de esferas Bonner activo, el tratamiento adecuado de datos, y el proceso de deconvolución adecuado para hallar los valores de las magnitudes dosimétricas.
- El capítulo 7 trata sobre la *simulación del campo neutrónico* originado en la fuente de AmBe mediante el código *MCNPX*. Esta simulación debe servir de base para estudiar la construcción de un irradiador, que permitirá aprovecharla mejor que en la actualidad

CONCEPTOS TEÓRICOS

Capítulo 1

ANTECEDENTES

Este capítulo nos servirá para ilustrar la importancia que da este proyecto al conjunto del trabajo desarrollado hasta ahora por el Grup de Física de les Radiacions de la UAB. De forma muy compacta se intentará explicar los métodos de trabajo que se utilizan en nuestros estudios, y se presentarán las referencias para poder, si se desea, profundizar más en el tema de trabajo del grupo.

1.1 Por qué estudiar los neutrones.

Los neutrones constituyen radiación indirectamente ionizante que provocan, a igual dosis absorbida, efectos biológicos más importantes que los producidos por los fotones. Por tanto, son partículas que deben ser tenidas en cuenta en la dosimetría del personal expuesto a las radiaciones. Una de las instalaciones donde se encuentran los campos de neutrones más importantes es el interior de los edificios de contención de las centrales nucleares y en las unidades de tratamiento del combustible nuclear. También se encuentran campos de neutrones en la radiación cósmica y en la proximidad de los aceleradores de partículas, como los utilizados para aplicaciones médicas.

Si bien es cierto que en instalaciones como las centrales nucleares, la contribución de los neutrones en la dosis personal es, en la mayoría de casos despreciable. Existen casos en los que existe un riesgo importante de irradiación neutrónica, como por ejemplo una intervención en el recinto de contención durante el funcionamiento del reactor.

Otro campo donde es importante tener muy bien determinada la radiación que se está aplicando es en medicina, por ejemplo, máquinas como los LINAC (*ver figura 1.1*). Por una parte, la radioprotección del personal que trabaja en la instalación requiere tener perfectamente caracterizados los campos de radiación, incluyendo los neutrones, presentes en la misma. Por otra parte, las recomendaciones de la Comisión Internacional de Protección Radiológica, recogidas en su publicación ICRP103 [2005], tienen en cuenta por primera vez la radioprotección de los pacientes sometidos a tratamientos con radiaciones ionizantes y, en particular, la de los pacientes sometidos a tratamientos de radioterapia en aceleradores lineales de electrones (LINACs). Entre las nuevas recomendaciones se encuentra la de limitar al máximo las dosis debida a las radiaciones que puedan recibir aquellos órganos sanos próximos al tumor tratado.

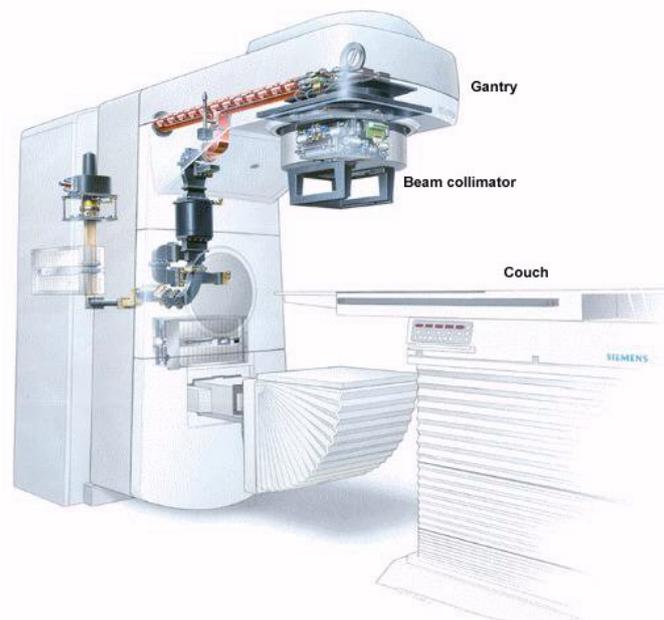


Figura 1.1.- Esquema de un LINAC, un dispositivo medico comercial de empleo universal para la radioterapia. Este consiste en un tubo de emisión gamma de 4, 6, o 18 MeV

Las reacciones de fotoproducción de neutrones que se producen en los materiales pesados (hierro, plomo, tungsteno, ...) que constituyen el cabezal y los diafragmas del propio acelerador, originan un campo de neutrones prácticamente uniforme que ocupa toda la sala de irradiación y que, consiguientemente, contribuye a la dosis de radiación que reciben los tejidos y órganos del paciente fuera del tumor tratado. La mayoría de tratamientos de radioterapia se efectúan actualmente con aceleradores de energías comprendidas entre 15 y 18 MV, por lo que esta dosis neutrónica debe ser tenida en cuenta. Además, la supervivencia de los pacientes sometidos a radioterapia ha aumentado en los últimos años y no es despreciable la probabilidad de que a un paciente tratado le aparezca, a largo plazo, un nuevo tumor en un órgano distinto al tratado originalmente, que podría ser radio-inducido.

Otros aceleradores de partículas para aplicaciones médicas, industriales o de investigación (ciclotrones para producción de radiofármacos para las técnicas utilizadas en medicina nuclear, sincrotrones utilizados para la modificación de las estructuras de los materiales o para aplicaciones médicas, aceleradores de altas energías para investigación, ...) también pueden originar campos de neutrones por mecanismos similares a los del LINAC, por lo que en todo este tipo de instalaciones debe efectuarse correctamente el control dosimétrico de la componente neutrónica de la radiación.

Uno de los problemas asociados a la dosimetría de neutrones es que los campos neutrónicos se presentan habitualmente acompañados de otras componentes de radiación, muchas veces mucho más intensas que la componente neutrónica aunque su contribución a la dosis total puede llegar a ser del mismo orden de magnitud. La principal problemática de la dosimetría de neutrones es que los factores de ponderación para neutrones, que permiten calcular la dosis equivalente a partir de la dosis absorbida, dependen fuertemente de la energía de los mismos y, por lo tanto, no es aconsejable efectuar su dosimetría sin conocer el espectro energético del campo de neutrones a detectar, por lo menos aproximadamente. Ello lleva a que para efectuar la dosimetría correctamente es necesario poseer información espectrométrica. Además, la detección de neutrones tropieza con la problemática añadida de que al tratarse de partículas neutras no producen directamente una señal medible en los detectores, sino que los mecanismos de detección se basan en las partículas cargadas secundarias originadas en la interacción de los mismos con los distintos componentes de los absorbentes

1.2 Espectrometría de neutrones

En el apartado anterior se ha citado la necesidad de poseer información espectrométrica para poder asignar correctamente las dosis neutrónicas a partir de las lecturas de un dosímetro. Esta problemática aparece como consecuencia de la definición de las magnitudes físicas, limitativas y operacionales recomendadas por la Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) y por la Comisión Internacional de Protección Radiológica. Estas magnitudes están definidas y explicadas en el capítulo 2 de la presente memoria. A continuación, ponemos de manifiesto la problemática.

Cuando debemos caracterizar los efectos que un campo de radiación puede producir sobre los seres humanos debemos utilizar las magnitudes limitativas definidas por la ICRP y la ICRU (ver capítulo 2 de la presente memoria). Los efectos de la radiación externa se miden con la magnitud limitativa *dosis efectiva*, *E*. Las magnitudes

limitativas no son medibles y sus valores deben ser obtenidos a partir de las magnitudes operacionales, que sirven de estimadores para las magnitudes limitativas. En el caso de un campo de radiación en aire, la magnitud operacional que sirve de estimador para la dosis efectiva es la *dosis equivalente ambiental*, $H^*(10)$. Por otra parte, las magnitudes operacionales tampoco pueden ser *medidas* directamente por instrumentos de medida, sino que deben ser *calculadas* a partir de *las magnitudes físicas* y de los procedimientos (habitualmente factores de ponderación) definidos por la ICRU y la ICRP.

En el caso de los neutrones, las *magnitudes físicas* más fácilmente medibles son la fluencia y su distribución energética, o sus respectivas tasas. Sea $\phi_\epsilon(\epsilon) \equiv (d\phi/d\epsilon)$ esta distribución energética de la fluencia, entonces la fluencia total será

$$\Phi = \int_{\epsilon} \frac{d\phi}{d\epsilon} d\epsilon = \int_{\epsilon} \phi_\epsilon(\epsilon) d\epsilon \tag{1.1}$$

Según la ICRP, para calcular la magnitud operacional *dosis equivalente ambiental* a partir de la distribución energética de fluencia de deben utilizar los coeficientes de conversión fluencia-dosis equivalente ambiental $h_\phi(\epsilon)$ tabulados en [ICRP75, 1997; ICRU57; 1998] y que dependen fuertemente de la energía, como se pone de manifiesto en la figura 1.2. Así,

$$H^*(10) = \int_{\epsilon} h_\phi(\epsilon) \cdot \phi_\epsilon(\epsilon) d\epsilon \tag{1.2}$$

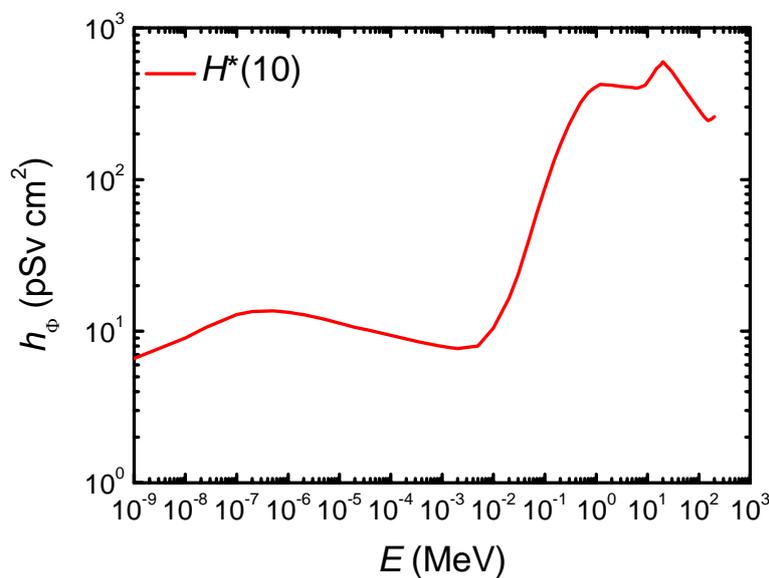


Figura 1.2.- Coeficiente de conversión fluencia a dosis equivalente ambiental en función de la energía para neutrones [ICRU57, 1988]

La lectura M de un dosímetro de neutrones, con una función respuesta en función de la energía $R(\epsilon)$, expuesto a un campo con una distribución energética de fluencia dada será

$$M = \int_{\varepsilon} R(\varepsilon) \cdot \phi_{\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon \tag{1.3}$$

En el caso en que la función respuesta del dosímetro fuera proporcional a los coeficientes de conversión fluencia-dosis equivalente ambiental, $R(\varepsilon) = kh_{\phi}(\varepsilon), \forall \varepsilon$, la lectura del dosímetro sería proporcional a la dosis equivalente ambiental, ya que según las ecuaciones 1.2 y 1.3,

$$M = \int_{\varepsilon} kh_{\phi}(\varepsilon) \cdot \phi_{\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = k \int_{\varepsilon} h_{\phi}(\varepsilon) \cdot \phi_{\varepsilon}(\varepsilon) d\varepsilon = k \cdot H^*(10) \tag{1.4}$$

En este caso, una calibración adecuada del dosímetro proporcionaría el valor de la constante de proporcionalidad k entre la lectura y la dosis y tendríamos el problema resuelto. En cualquier otro caso, no existe una relación sencilla y directa entre M y $H^*(10)$, y se debe aplicar alguna metodología que resulte efectiva para determinar las dosis equivalentes ambientales que deberá pasar, necesariamente, por la determinación de $\phi_{\varepsilon}(\varepsilon)$ y, por tanto, por la realización de espectrometría neutrónica.

Dada la fuerte dependencia energética de $h_{\phi}(\varepsilon)$ va a resultar imposible en la práctica hallar dosímetros con una función respuesta proporcional a esa función. La figura 1.3 muestra, como ejemplo, la comparativa entre $h_{\phi}(\varepsilon)$ y la función respuesta para uno de los equipos electrónicos comerciales más utilizados para la dosimetría neutrónica, en la que se puede apreciar que la coincidencia entre las dos curvas se presenta sólo para neutrones con energías comprendidas entre 0.1 MeV y 10 MeV [Burgkhardt, 1997].

1.2.1 Espectrómetros de esferas Bonner

El espectrómetro multiesferas, también denominado sistema de esferas Bonner (BSS), se utilizó por vez primera en 1960 por Bramblett, Erwing y Bonner [1960]. El sistema

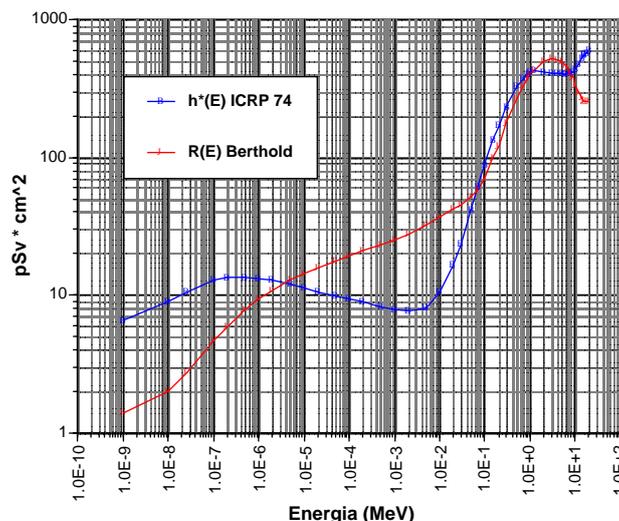


Figura 1.3.- Comparativa entre la dependencia energética de los coeficientes de conversión fluencia-dosis equivalente ambiental para neutrones y la función respuesta de un dosímetro electrónico de neutrones comercial Berthold LB6411. Datos extraídos de [Burgkhardt, 1997].

está compuesto por un detector de neutrones térmicos (${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ o ${}^3\text{He}$) cubierto por esferas de diferentes diámetros, normalmente de polietileno, que actúan como moderadores de los neutrones de mayor energía y que termalizan los neutrones en un grado que depende de la energía inicial de éstos y del diámetro de la esfera. Los neutrones rápidos se frenan en el moderador y llegan al detector en el estado térmico, mientras que los neutrones inicialmente termalizados son parcialmente absorbidos y no alcanzan el detector. Los espectrómetros Bonner son especialmente útiles en la espectrometría de neutrones pues, según se esquematiza en la figura 1.4, son el único sistema capaz de realizar espectrometría sobre 11 décadas de energía de los neutrones incidentes

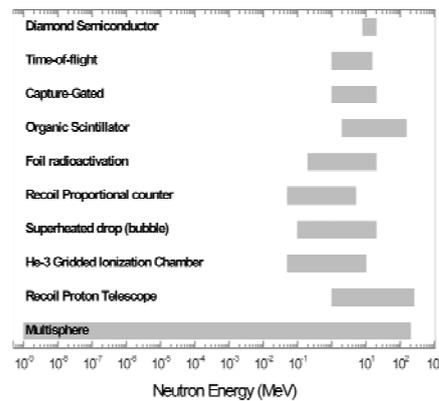


Figura 1.4.- Rango de energía en el que distintos sistemas de detectores resultan útiles para espectrometría neutrónica

La tasa de cuentas M_r (s^{-1}) obtenida a partir de una esfera de radio r en un campo neutrónico dado es la convolución de la función respuesta de esta esfera $R_r(E)$ (cm^2) con la tasa de distribución energética de fluencia $\dot{\phi}_E(E)$ ($\text{MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) de los neutrones en el punto medido.

$$M_r = \int_0^\infty R_r(E) \cdot \dot{\phi}_E(E) dE \tag{1.5}$$

Dado que, en la práctica, no tenemos una ecuación matemática que nos describa la función respuesta, y que ésta la hallamos a partir de un número finito de valores de la energía E , debemos discretizar esta ecuación. Además, un espectrómetro de esferas Bonner consiste en un conjunto finito de m esferas de diferentes radios, que situadas en un campo de neutrones desconocido lleva a un sistema de ecuaciones

$$M_r = \sum_{j=1}^n R_r(E_j) \dot{\phi}_E(E_j) \Delta E_j \quad r = 1, \dots, m \tag{1.6}$$

siendo n el número de grupos de energía utilizados para el cálculo de las funciones respuesta, que se extiende desde el rango térmico hasta típicamente unos 20 MeV. La incógnita en nuestro sistema de ecuaciones son precisamente los n valores de $\dot{\phi}_E(E_j)$ que caracterizan el espectro a hallar. La principal dificultad radica en que habitualmente $n > m$, es decir que el número de incógnitas a determinar es mayor que el número de

ecuaciones de que disponemos. Para resolver el problema es necesario utilizar un método de deconvolución. Nuestro grupo ha desarrollado métodos de deconvolución (MITOM [Tomás et al., 2004], CDM [Fernández et al., 2007a], FRUIT [Bedogni, 2006; Bedogni et al., 2007]) adecuados a distintas situaciones experimentales y tipos de espectro.

1.2.2. Deconvolución con FRUIT (FRascati Unfolding Interactive Tool)

El código de deconvolución FRUIT (FRascati Unfolding Interactive Tool) [Bedogni, 2006; Bedogni et al, 2007] ha sido uno de los resultados de la colaboración entre el Grup de Física de les Radiacions de la UAB y el “*Laboratori Nazionale di Frascati*” (LNF) del “*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*” (INFN) italiano. FRUIT es una herramienta informática de deconvolución desarrollada utilizando LabView.

Las características principales de FRUIT son:

- FRUIT modeliza un espectro neutrónico genérico a partir de una superposición de espectros de espectros elementales que vienen descritos por un conjunto de parámetros positivos, todos ellos con significado físico, al igual que lo hacía su predecesor MITOM [Tomás et al., 2004]
- La cantidad limitada de información sobre las características del espectro neutrónico necesaria “*a priori*” para obtener soluciones significativas desde el punto de vista físico. Aparte de las funciones respuestas del detector, sólo es necesario introducir al código de deconvolución información cualitativa (seleccionando una “checkbox”) sobre el lugar donde se ha producido la irradiación (central nuclear, acelerador lineal de electrones, acelerador de alta energía, fuente de neutrones, haz monoenergético, ...). Ello permite al código seleccionar el conjunto de parámetros físicos que describen el espectro en la situación seleccionada e iniciar el proceso iterativo para deconvolucionar. A diferencia de otros códigos de deconvolución, basados en métodos estrictamente matemáticos, no es necesario introducir un espectro inicial de prueba para iniciar el proceso. De esta forma se elimina la dependencia del resultado final en el espectro inicial de prueba.
- El procedimiento iterativo de convergencia varía el valor de los parámetros físicos que describen el espectro, y calcula la dispersión entre el valor calculado de las lecturas del detector con estos parámetros y el valor medido de esta lectura. La convergencia del proceso se controla a partir de los valores de χ^2 y de unos valores de la tolerancia con la que se desea ajustar el resultado, que pueden variarse durante el proceso. La reducción progresiva de esta tolerancia durante la ejecución del proceso de deconvolución permite acotar rápidamente el valor de los parámetros que dan la solución.
- Facilidad de uso y operación visual. El código presenta de forma continua en pantalla todas las magnitudes relevantes para el proceso de deconvolución y su variación: una representación gráfica del espectro, las lecturas medidas y las calculadas con el valor actual del conjunto de parámetros, el valor de los parámetros, las tolerancias y las magnitudes dosimétricas globales (fluencia y dosis equivalente ambiental). La figura 1.5 presenta la pantalla de control de FRUIT.

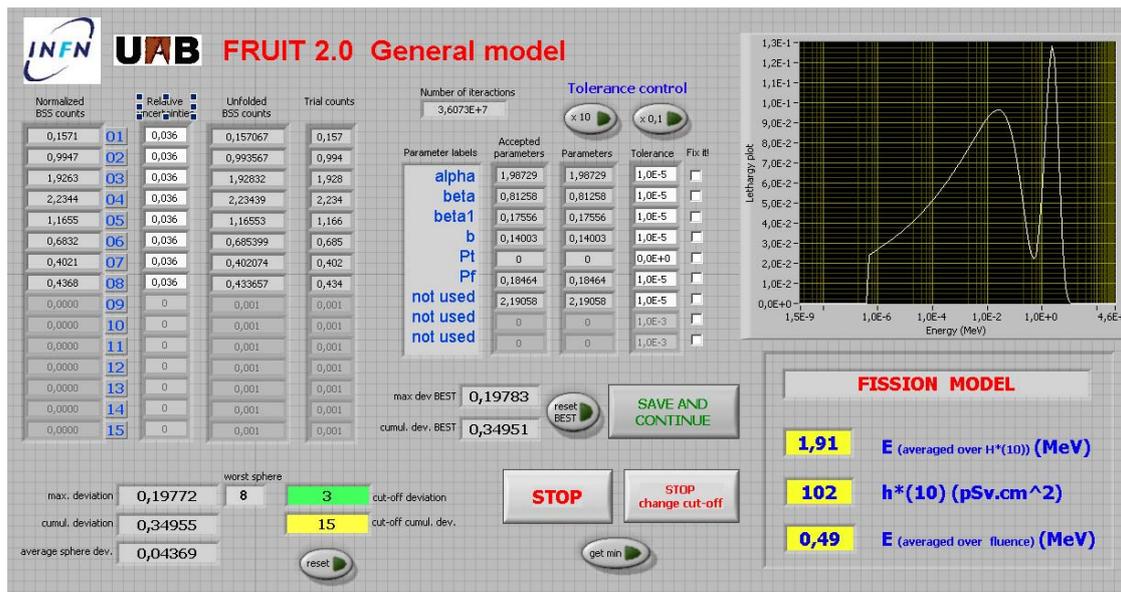


Figura 1.5.- Pantalla de control de FRUIT [Bedogni et al., 2007]

FRUIT se ha probado con una amplia variedad de espectros representativos de lugares de trabajo con presencia de neutrones, que incluyen:

- Fuentes ISO de neutrones: $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf y ^{252}Cf moderado con agua pesada (D_2O)
- Neutrones originados en el isocentro de un LINAC médico
- Aceleradores que originan campos neutrónicos de alta energía, incluyendo el espectro neutrónico obtenido tras el blindaje de hormigón del blanco de C sobre el que se irradia con iones de ^{14}C de 400 MeV/u y el espectro de neutrones obtenidos en el CERF, campo de referencia de alta energía del CERN [Aroua et al., 1994]

Los resultados son, en todos los casos, satisfactorios tanto lo que respecta a la distribución energética de los espectros obtenidos como los valores numéricos de las magnitudes dosimétricas integrales (fluencia, dosis equivalente ambiental, energía promedio del espectro, energía efectiva del espectro y fracciones de fluencia en cada intervalo de energías).

1.3 Trabajo del GFR en el estudio de neutrones

Nuestro grupo de trabajo (*Laboratori de neutrons, Grup de Física de les Radiacions, Departament de Física, Universitat Autònoma de Barcelona*) ha estado desarrollando una actividad de trabajo importante en el campo de investigación de la interacción de los neutrones con la materia y las aplicaciones a la dosimetría y espectrometría neutrónicas. Desde los años 90, nuestro equipo ha estado estudiando la interacción que los neutrones tienen con la materia para poderlos detectar y poder llevar a cabo dosimetría y espectrometría de los mismos [Domingo et al., 2007a, 2008a].

.Las líneas actuales de investigación en desarrollo en el tema de dosimetría de neutrones son las siguientes: *i)* dosimetría de neutrones con detectores sólidos de trazas nucleares, *ii)* espectrometría de neutrones mediante un sistema de esferas Bonner con detectores activos (^3He) y pasivos (láminas de Au para activación), *iii)* extensión de los sistemas dosimétricos y espectrométricos a neutrones de alta energía (> 100 MeV), y *iv)* desarrollo de un dosímetro electrónico en tiempo real. El desarrollo de estas líneas de investigación requiere disponer de instrumentación correctamente calibrada y verificada en campos neutrónicos de referencia, descritos en la publicación **ISO XXX, [ref]**.

La fuente de Am-Be de 1 Ci de actividad es una de las fuentes estándar ISO. Nuestro laboratorio dispone en la actualidad de una fuente con estas características, pero en una disposición que no permite su utilización de modo sencillo. La fuente se halla actualmente en un contenedor con un blindaje de parafina borada que impide que salgan neutrones fuera del mismo, por lo que la única forma de utilizar la fuente para irradiar es extrayéndola manualmente de su blindaje, con el consiguiente riesgo radiológico. Obviamente, disponer en nuestro laboratorio de forma útil de una de las fuentes estándar ISO en disposición de ser utilizada es una oportunidad no deberíamos desaprovechar. Por este motivo, consideramos imprescindible tanto caracterizar la fuente, para establecer si el espectro neutrónico que obtenemos tiene las características del espectro ISO, como poder construir con ella un irradiador en el que se puedan irradiar los dosímetros sin un riesgo radiológico excesivo para las personas. Todo ello permitiría no sólo calibrar y validar nuestros propios dosímetros, sino también dar servicio a otros grupos de laboratorios que necesiten fuentes de referencia.

En el resto del presente apartado presentamos un sumario de las actividades desarrolladas en el GFR desde el inicio de la línea de investigación relacionada con los neutrones.

1.3.1 Dosimetría con detectores sólidos de trazas

Entre 1988 y 1992 nuestro grupo se concentró en el desarrollo e implementación de un sistema de revelado electroquímico para el detector plástico CR-39 (PADC), así como en el estudio y cálculo por simulación de la interacción de los neutrones con la materia, que origina partículas cargadas y radiación electromagnética que pueda ser detectada por el detector [Fernández et al., 1988].

A partir de 1991 se procedió a la optimización de este dosímetro estudiando convertidores de polietileno de distintos espesores con el fin de conseguir el equilibrio protónico en un amplio rango de energías, añadiendo una lámina de Makrofol (policarbonato) de $300\ \mu\text{m}$ entre el polietileno y el CR-39 y poniendo en marcha un protocolo optimizado de revelado y lectura de los dosímetros [Fernández et al., 1991, 1992, 1996; Bouassoule, 1998]. Un estudio exhaustivo de la respuesta del dosímetro a neutrones monoenergéticos indica que la respuesta del mismo es relativamente plana en la región de los neutrones rápidos, pero no lo es para neutrones térmicos.

Con el fin de mejorar la respuesta a los neutrones térmicos se interpone una capa de 3 mm de espesor de aire entre el Makrofol y el CR-39 [Bouassoule et al., 1999] como convertidor para los neutrones térmicos (configuración PADC0), que pueden originar

protones de retroceso por medio de la reacción $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$ con el nitrógeno del aire. Los resultados obtenidos [Fernández et al., 2004a] indican que la respuesta de nuestro dosímetro a los neutrones térmicos es aún baja. En los últimos años, se han estudiado dos nuevas configuraciones basadas en aumentar el porcentaje de átomos de nitrógeno presentes en el convertidor. La primera de las configuraciones (PADC1) aumenta hasta 6 mm la capa de aire presente en el convertidor, mientras que la segunda (PADC2) sustituye la capa de aire por una capa de nylon de 100 μm de espesor [García et al., 2005]. En la figura 1.6 se muestra la respuesta en función de la energía de las configuraciones PADC0, PADC1 y PADC2. En ella se puede observar que esta última configuración presenta una respuesta aceptablemente plana en un amplio rango de energías, que incluye los neutrones térmicos. Este hecho permite la utilización de

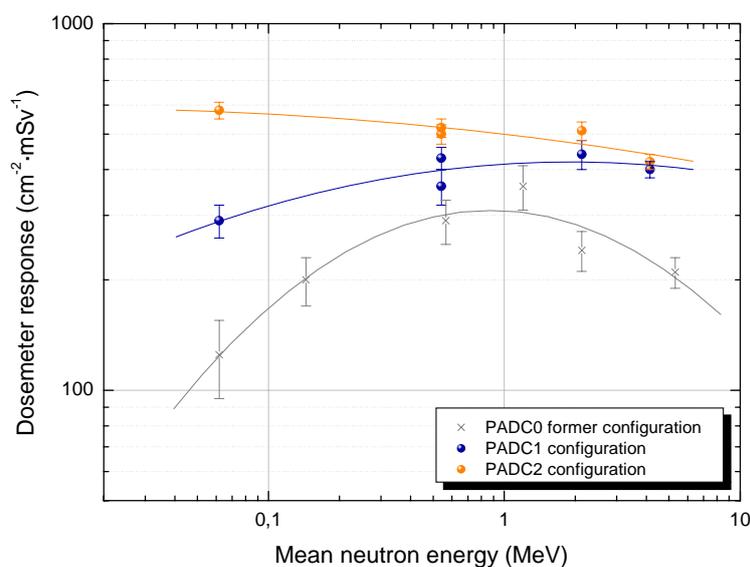


Figura 1.6.- Respuesta en función de la energía de las tres configuraciones (PADC0, PADC1 y PADC2) estudiadas [Domingo, 2007a]

dosímetros basados en la configuración PADC2 como dosímetros personales en campos realistas de neutrones.

1.3.2. Sistemas de esferas Bonner del GFR-UAB

Los instrumentos de radioprotección operacional utilizados para la dosimetría de neutrones poseen respuestas muy dependientes de la distribución energética de los neutrones. Por ello se hace difícil interpretar las indicaciones de estos instrumentos si no se conoce la distribución espectral de la fluencia neutrónica en el punto de medida [Muller et al., 2002]. Dado que esta distribución espectral puede cambiar de un punto a otro dentro de la misma instalación nuclear, la espectrometría de neutrones resulta de interés primordial para la correcta calibración de los instrumentos de medida y para la evaluación precisa de las magnitudes dosimétricas, así como para la elaboración de protocolos y estrategias adecuadas para la protección radiológica.

El sistema multiesferas de la UAB [Bakali, 2001] está compuesto por 8 esferas de polietileno de diámetros 2,5, 3, 4, 5, 6, 8, 10 y 12 pulgadas y una cubierta de Cd de 1 mm de espesor que puede ser utilizada con las tres esferas más pequeñas, con un total



Figura 1.7.- Sistema multiesferas de la UAB formado por 8 esferas de polietileno de diámetros 2.5'', 3'', 4.2'', 5'', 6'', 8'', 10'' y 12'', con un casquete de 1 mm de Cd en el que pueden introducir las tres esferas más pequeñas, y uno de los contadores proporcionales de ³He.

de 11 configuraciones (ver figura 1.7). Este sistema se puede utilizar con dos detectores distintos de neutrones térmicos en su centro: *i*) un contador proporcional de ³He del tipo 0.5NH1/1KI fabricado por EURISYS Measures que, junto con las 11 configuraciones de las esferas constituye el *espectrómetro activo* de la UAB. Una electrónica de contaje adecuada permite registrar y analizar las cuentas mediadas, y *ii*) láminas de ¹⁹⁷Au (pureza 99.99%), de 15 mm de diámetro y 0.10 mm de espesor utilizadas como detectores de activación neutrónica. El sistema con las láminas de Au y las 11 configuraciones de las esferas constituye el *espectrómetro pasivo* de la UAB. La reacción ¹⁹⁷Au(n,γ)¹⁹⁸Au origina estos últimos átomos, que decaen radiactivamente mediante emisión de una cascada β-γ con emisión predominante a 411 keV (correspondiente al ¹⁹⁸Hg) con un periodo de semidesintegración de 2.7 días. La medida mediante un detector de NaI de la actividad específica gamma a esta energía permite determinar la actividad específica de saturación de la lámina.



Figura 1.8 Muestra de una colección de láminas de oro utilizados en una medida con el sistema pasivo de esferas Bonner.

En el caso de utilizar el detector pasivo en un campo mixto de neutrones y radiación gamma hay que tener en cuenta que, además de la reacción de captura radiativa en la que se forma ^{198}Au , también es posible la reacción de fotodesintegración $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$. El ^{196}Au también es emisor beta, originándose una cascada beta-gamma con emisión a 333, 356 y 426 keV (correspondiente al ^{196}Hg) y periodo de semidesintegración 6.2 días. La utilización de un detector de radiación gamma con suficiente resolución energética (un contador de centelleo sólido de NaI(Tl) es suficiente) permite cuantificar la proporción de neutrones y radiación gamma presente en el campo de radiación inicial. La figura 1.8 muestra una colección de láminas de oro utilizadas como detector pasivo de activación en nuestro espectrómetro.

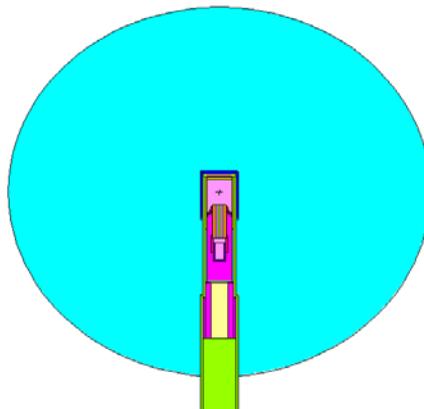


Figura 1.9.- Representación esquemática de la geometría de un corte vertical de una esfera de polietileno con el detector activo (contador proporcional de ^3He) que forma parte del espectrómetro Bonner activo de la UAB

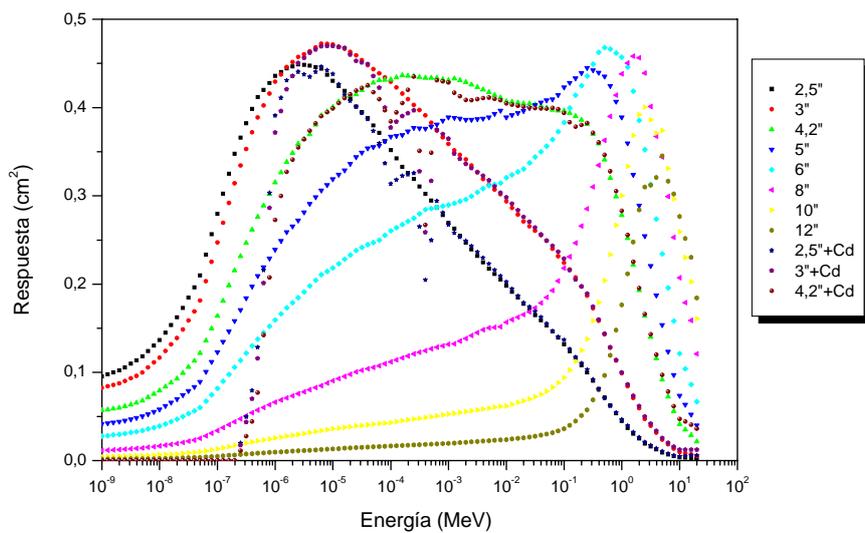


Figura 1.10.- Funciones respuesta calculadas para el espectrómetro activo de la UAB

Las funciones respuesta de los espectrómetros activo y pasivo han sido calculadas mediante los códigos MCNP4B [Briestmeister, 1997] y MCNPX 2.5.0 [Waters, 2002] y validadas experimentalmente en el PTB (Alemania) y el IRSN (Cadarache, Francia), centros de referencia en neutrones, en exposiciones a haces monoenergéticos y a fuentes ISO de neutrones [Lacoste et al, 2007; Fernández et al., 2007b]. La figura 1.9 muestra un corte esquemático vertical de la geometría de una esfera de polietileno con el detector de ^3He (activo) en su centro, mientras que la figura 1.10 muestra las funciones respuesta del espectrómetro activo de la UAB. Igualmente, la figura 1.11 muestra el corte vertical esquemático de una esfera con el detector pasivo (lámina de oro) en su centro, y la figura 1.12 muestra las correspondientes funciones respuesta

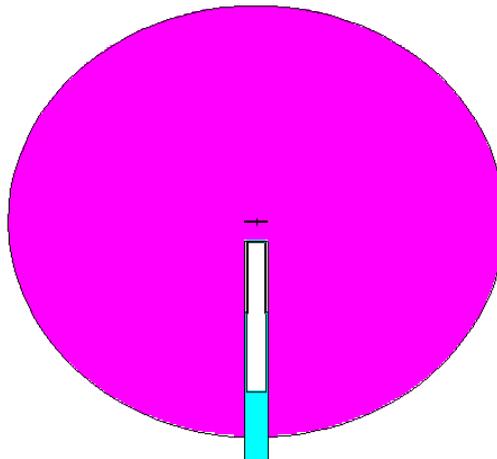
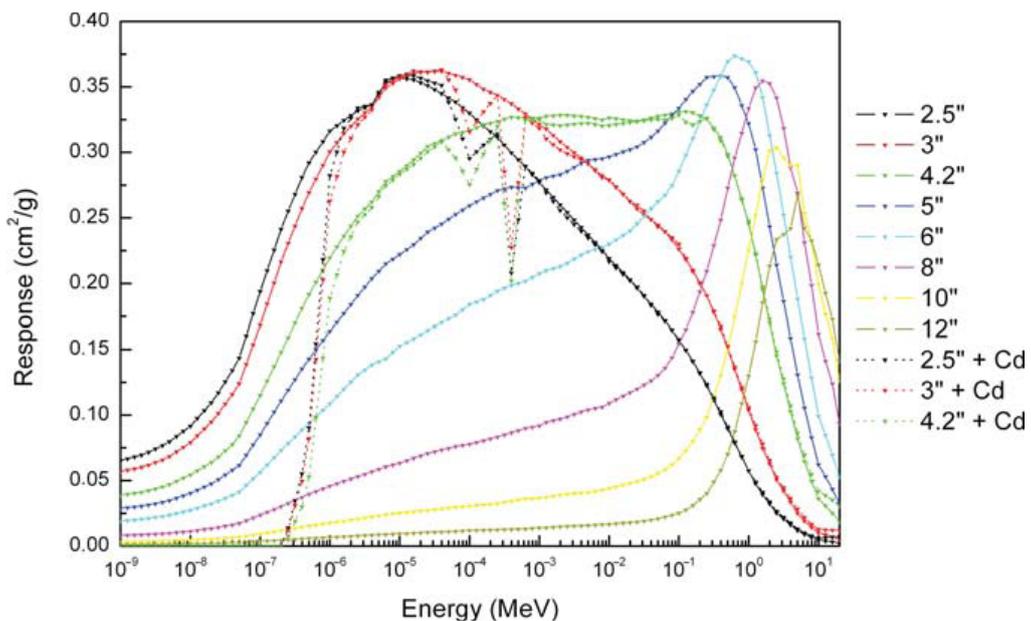


Figura 1.11.- Representación esquemática de la geometría de un corte vertical de una esfera de polietileno con el detector pasivo (lámina de oro para activación) que forma parte del espectrómetro Bonner activo de la UAB



1.12- Funciones respuesta calculadas para el espectrómetro pasivo de la UAB

1.3.3. Aplicaciones en dosimetría y espectrometría

❖ Centrales nucleares

Entre 2000° y 2002 el GFR ha participado en una campaña de medidas de espectros neutrónicos en el interior de los edificios de contención de varias centrales nucleares españolas (Ascó I y II y Vandellós II de tipo PWR y Cofrentes del tipo PWR) [Fernández et al., 2007c]. Esta campaña de medidas formaba parte de un proyecto coordinado, financiado por el Consejo de Seguridad Nuclear, en el que participó nuestro grupo y el Instituto de Técnicas Energéticas (INTE) de la Universitat Politècnica de Catalunya con la colaboración del personal de protección radiológica de las centrales estudiadas. El objetivo principal de la campaña era la determinación experimental de los espectros neutrónicos en aquellos lugares, dentro de la contención, donde se deben realizar más frecuentemente labores de mantenimiento mientras el reactor está en funcionamiento, con el fin de poder interpretar correctamente las lecturas de los dosímetros personales y de área del personal.

El resultado de las medidas en las tres centrales confirma la presencia de neutrones de baja energía en todos los puntos seleccionados para las medidas, con la correspondiente necesidad de corregir las lecturas de los aparatos de medida electrónicos calibrados para neutrones energéticos para que las lecturas de los mismos sean significativas. En algunos de los puntos de interés se han situado también algunas unidades de los dosímetros personales de CR-39 desarrollados por nuestro grupo para estudiar su respuesta a este tipo de campos neutrónicos, con una importante componente de baja energía [Domingo et al., 2008b]

❖ Caracterización del espectro neutrónico en las salas de irradiación de LINACs

Los electrones y la radiación electromagnética originados en aceleradores lineales de electrones para aplicaciones médicas (LINACs) que operen a energías superiores a unos 10 MeV van acompañados de un campo de radiación neutrónica originado por la interacción de la radiación gamma con los materiales que componen la estructura y



Figura 1.13 Imagen de una de las medidas en una instalación médica (LINAC) con las esferas Bonner, en dos puntos uno al isocentro y otro a 70 cm

cabezal del acelerador. El GFR ha utilizado el espectrómetro pasivo para llevar a cabo medidas para caracterizar el campo neutrónico presente en la sala de tratamiento de uno de los LINACs del *Hospital Universitario Germans Trias i Pujol* de Badalona (Barcelona) [Fernández et al., 2004b; 2007a; Domingo et al., 2007a].

El grupo también participa en la actualidad en una campaña de medidas, en el LINAC de la Clínica Platón de Barcelona, para determinar la posible influencia del colimador multiláminas utilizado en los tratamientos IMRT (radioterapia de intensidad modulada) sobre el campo neutrónico presente.

❖ Espectro neutrónico en un ciclotrón

La tomografía por emisión de positrones (PET) se utiliza ampliamente como un método estándar no invasivo de exploración de pacientes para determinar la localización y concentración de componentes fisiológicamente activos en el interior del cuerpo. La técnica se basa en la absorción preferencial de determinados compuestos orgánicos por parte del cuerpo humano, y consiste en etiquetar estos compuestos con radionúclidos emisores de positrones de vida corta. La producción de estos radionúclidos tiene lugar en ciclotrones que bombardean agua enriquecida con ^{18}O con protones de 18 MeV para dar origen al ^{18}F , que es el radionúclido que se utiliza como marcador en la fluoro-D-glucosa. La reacción nuclear que origina el acelerador es $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$, que origina neutrones. Estos neutrones pueden representar un riesgo radiológico para el personal que trabaje en la instalación donde se producen los radiofármacos.

Nuestro grupo ha efectuado medidas alrededor del ciclotrón de la Clínica Universitaria de Navarra, tanto en el interior del búnker del acelerador como en los lugares donde trabajan los operarios [Fernández et al., 2005b; 2007d] con el espectrómetro pasivo.

La figura 1.14 muestra una instalación de PET, con un equipo para tomografía por emisión de positrones.



Figura 1.14 Equipo para tomografía por emisión de positrones (PET)

❖ Dosimetría del paciente en tratamientos de radioterapia (NEUTOR)

El proyecto NEUTOR, puesto en marcha en España por un grupo de unos 20 científicos, tiene como objetivo estimar, a partir de la lectura de un instrumento electrónico, las dosis neutrónicas que un paciente ha recibido en distintos órganos como consecuencia de estar sometido a una sesión de un tratamiento de radioterapia. En la primera fase del proyecto, se sitúan todo tipo de detectores pasivos de neutrones (TLDs, dosímetros basados en CR-39, láminas de Au para activación, ...) en 16 puntos especificados de un maniquí antropomórfico (NORMA, ver figura 1.15) que se irradia a



Figura 1.15.- Montando y observando a NORMA

varios tratamientos estándar de radioterapia en tres aceleradores lineales de electrones: Hospital Universitario Virgen de la Macarena, Sevilla, a 15 MeV; Hospital General Universitario de Valencia, a 18 MeV; y Universitätsklinikum, Heidelberg (Alemania) a 23 MeV. Las lecturas de los detectores se correlacionarán con las del instrumento electrónico y se utilizarán para calcular las dosis equivalentes en tejidos y órganos relevantes a partir de la reconstrucción computerizada.

El GFR-UAB participa en este proyecto con dos misiones: realizar la espectrometría de referencia en las salas de irradiación con los sistemas de esferas Bonner y determinar, con una versión miniaturizada de nuestros dosímetros basados en CR-39 las dosis neutrónicas en los puntos medidos en el maniquí [Domingo et al., 2008]

❖ Calibraciones e intercomparaciones

El GFR-UAB participa frecuentemente en ejercicios de calibración e intercomparación tanto de sus detectores de neutrones como de sus métodos de cálculo y evaluación de incertidumbres. Se presenta a continuación una lista de las más recientes, relacionadas con los dosímetros y espectrómetros del grupo:

- Intercomparación de la respuesta de varios dosímetros pasivos de neutrones irradiados a fuentes estándar en las instalaciones del IRSN de Cadarache [Fernández et al, 2005]
- Caracterización del espectrómetro Bonner activo a campos de neutrones monoenergéticos y térmicos [Lacoste et al., 2004]
- Caracterización del espectrómetro pasivo a fuentes de neutrones ISO de referencia [Fernández et al., 2007b]
- Ejercicio conjunto de medida de haces quasi-monoenergéticos de neutrones de 2.5 MeV y 14.2 MeV, en el marco de la colaboración INFN Laboratorio de Frascati con el GFR-UAB. Las medidas se efectuaron en el generador de neutrones rápidos del ENEA en Frascati con el espectrómetro Bonner activo de la UAB (contador proporcional de ^3He) y con el sistema equivalente del INFN, un espectrómetro Bonner activo con contador de centelleo de $^6\text{LiI}(\text{Eu})$. [Bedogni et al., 2007]
- Intercomparación del método de simulación de resultados y del cálculo de incertidumbres en dosimetría neutrónica en el marco del proyecto CONRAD de la CE. Participación en la intercomparación de espectrómetros Bonner. [Domingo et al., 2007b]
- Intercomparación de instrumentos de medida de campos de neutrones de alta energía ($E > 20 \text{ MeV}$) para definir un campo de irradiación de referencia. El experimento tuvo lugar en el GSI en 2006 [Silari et al. 2008]

1.3.4. Trabajo actual y perspectivas

El GFR tiene actualmente diversos temas relacionados con la detección de neutrones en los que sigue trabajando activamente. Por una parte, las líneas de investigación relacionadas con la caracterización de los campos neutrónicos en aceleradores lineales (LINACs) y la dosimetría del paciente están particularmente activas. Además, el grupo está participando en la definición del nuevo estándar ISO de fuentes de neutrones de AmBe y está estudiando la construcción del dispositivo de irradiación de neutrones simulado en este trabajo.

En el campo de la dosimetría personal se han iniciado estudios sobre un grupo de trabajadores profesionalmente expuestos particularmente afectado por la radiación de los neutrones: los operadores que trabajan con sondas portátiles para la medida de densidades y humedades del terreno, que utilizan una fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ y de los materiales de construcción [Domingo et al., 2008d].

El GFR también tiene pendiente de explotación, conjuntamente con el Institute for Reference Materials and Measurements (IRMM) del Joint Research Center (JRC) de Gëel (Bélgica) de la Unión Europea y el grupo del Laboratori Nazionale di Frascati (LNF) del INFN, los resultados de un experimento de intercomparación de las repuestas de los espectrómetros Bonner efectuado con haces de neutrones quasi-monoenergéticos de entre 0.3 MeV y 19 MeV. La parte de el mismo experimento medida con dosímetros de CR-39 ha dado lugar ya a una publicación [Domingo et al., 2008e].

Otra línea abierta en la actualidad es la adaptación de los espectrómetros a neutrones de energías de hasta 1 GeV. Para ello se han preparado esferas Bonner con casquetes de Cd y de Pb, que favorecen las reacciones (n, xn) para neutrones incidentes de energías superiores a 20 MeV y hacen que la función respuesta para estos neutrones de alta energía sea significativamente diferente de cero. Se han realizado ya exposiciones con estas esferas al campo de neutrones originado en el acelerador DAΦNE del LNF del INFN. Es especialmente importante poder disponer de campos neutrónicos de calibración para estas energías, por ello hemos participado en la intercomparación que tuvo lugar en el GSI en 2006 [Silari et al., 2008] y tenemos previsto exponer en el CERF del CERN al campo de neutrones de referencia.

El GFR tiene un proyecto activo para desarrollar un dosímetro electrónico, en tiempo real, de neutrones. En este sentido, a finales de julio de 2008 obtuvimos la primera señal (ver figura 1.16), producida por los neutrones procedentes de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ de nuestro laboratorio, en un detector de Si diseñado por el Centro Nacional de Microelectrónica del CSIC sobre el que se ha situado un conjunto adecuado de convertidores para hacerlo sensible a los neutrones.

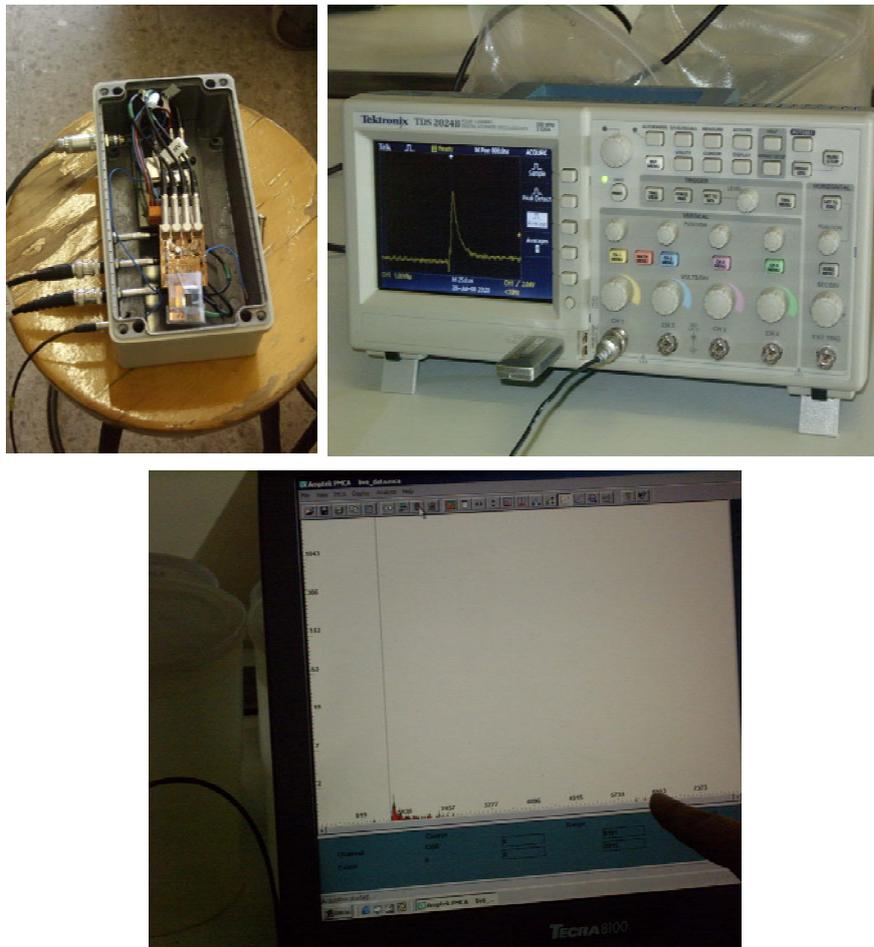


Figura 1.16.- Detector de Si con los convertidores adecuados y primera señal registrada debida a los neutrones de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ del GFR

Capítulo 2

CONCEPTOS

De forma sucinta, en este capítulo se intentará abarcar todas las definiciones de conceptos físicos sobre los tipos de radiación ionizante, y dentro de ésta muy en concreto la producida por neutrones, que en definitiva es la que nos interesa en este trabajo. De todas formas es necesario no dejar de lado las otras partículas ni sus efectos, ya que en el proceso del choque de los neutrones, como se verá en otros capítulos, se producen otras partículas como por ejemplo alfas, gammas, etc.

2.1 Constituyentes del núcleo atómico.

El núcleo de hidrógeno ordinario, es decir, el ion H^+ , recibe el nombre de protón. En 1919, Rutherford consiguió desintegrar núcleos de Nitrógeno bombardeándolos con partículas alfa y demostrar que se emitían protones. Dado que los protones aparecían con frecuencia en las desintegración nucleares y dado que los núcleos emitían espontáneamente electrones en los procesos de desintegración beta, se consideró en un principio que el núcleo constaba de A protones y $A-Z$ electrones, siendo A un entero que se denominó número de masa. Al hipotético par *protón-electrón* se le comenzó a llamar neutrón en 1920. Todos los experimentos destinados a poner en evidencia este par *protón-electrón* fracasaron. En 1930, se comprobó que al bombardear el berilio y el boro con partículas alfa procedentes de la desintegración del polonio se originaba una radiación tan penetrante que en un principio se atribuyó a fotones de gran energía. En un experimento histórico realizado en 1932, los esposos Joliot-Curie observaron que la nueva radiación era capaz de arrancar protones muy rápidos de sustancias ricas en Hidrógeno. Chadwick hizo notar que la radiación electromagnética no podía arrancar protones de las velocidades observadas y que las medidas apuntaban a una partícula neutra de masa muy semejante a la del protón [Chadwick, 1932]

De esta manera, quedó establecido que el neutrón y el protón son los constituyentes del núcleo atómico. Los protones y los neutrones se conocen por el nombre genérico de nucleones.

El número de nucleones de un núcleo o número másico se indica por el símbolo A . El número de neutrones se indica por N y la relación entre A , N y Z es, obviamente:

$$A=Z+N \quad (2.1)$$

2.2 Procesos radiactivos

Los procesos radiactivos son transformaciones espontáneas que tienen lugar en los núcleos atómicos como consecuencia de la acción de las interacciones nucleares fuerte y débil [Krane, 1988; Williams, 1991]. Estos procesos pueden llevar a un cambio de identidad del núcleo que los sufre, originándose un núcleo perteneciente a una especie nuclear diferente del original. La consecuencia de las transformaciones radiactivas es que los núcleos que las sufren emiten partículas o radiación. Si la transformación radiactiva implica un cambio en la identidad del núcleo, se emiten partículas cargadas, mientras que si la transformación lleva sólo a un cambio del estado energético del núcleo se emite radiación electromagnética (fotones)

➤ Proceso alfa

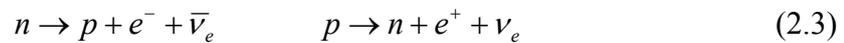
El proceso radiactivo alfa consiste en la emisión espontánea, por parte de aquellas especies nucleares en las que el balance energético sea positivo, de un paquete formado por dos protones y dos neutrones (partícula alfa), que constituyen un núcleo de ${}^4_2\text{He}$



Las partículas alfa son emitidas principalmente por los núcleos atómicos de elementos de altos números atómicos, con energía comprendida entre los 3 y los 9 MeV, son partículas no relativistas que se absorben fácilmente en la materia. Típicamente, estas partículas son detenidas por una hoja de papel o por nuestra propia epidermis por lo que el posible daño que puedan producir por irradiación externa es prácticamente despreciable. Sin embargo, si inhalamos o ingerimos un material emisor alfa, las partículas emitidas depositarían toda su energía en una región muy pequeña de tejido, originándose un gran daño biológico en el mismo.

➤ Procesos beta

Los procesos beta consisten en la transformación espontánea de un neutrón en un protón o de un protón en un neutrón como consecuencia de la interacción débil. Las leyes de conservación implican que en la transformación neutrón \rightarrow protón debe emitirse un electrón y un antineutrino electrónico, mientras que en la transformación protón \rightarrow neutrón se debe emitir un positrón y un neutrino electrónico:



Los procesos beta son transformaciones *isóbaras* de los núcleos, es decir, transformaciones en las que no cambia el número másico. La transformación neutrón \rightarrow protón se denomina proceso β^{-} , mientras que su complementaria se denomina β^{+} . En la transformación β^{-} la especie nuclear residual tiene un número atómico superior en una unidad al correspondiente a la especie inicial



mientras que en la transformación β^{+} el número atómico disminuye en una unidad



Los electrones y positrones emitidos, aunque suelen tener menor energía cinética (por debajo de los 4 MeV) que las partículas alfa descritas en el apartado anterior, llevan velocidades cercanas a la velocidad de la luz, dada la masa en reposo de electrones y positrones. Debido a la velocidad de estas partículas, debemos tratarlas de forma relativista. Este tipo de radiación es más penetrante que las partículas alfa, y pueden llegar a atravesar 1 ó 2 cm de agua. En general una hoja de aluminio de pocos milímetros de espesor detendrá un haz de partículas beta.

➤ Proceso gamma

Habitualmente, el núcleo residual de un proceso alfa o beta no queda en su estado fundamental, sino en alguno de sus estados excitados. El proceso de desexcitación nuclear acostumbra a ser extremadamente rápido ($\tau < 10^{-12}$ s) y prácticamente nunca se detecta este núcleo residual excitado. Se considera, pues, que la desexcitación nuclear ocurre simultáneamente con la desintegración alfa o beta original. La desexcitación nuclear conlleva la emisión de radiación electromagnética de frecuencia (ν) y longitud de onda (λ) adecuadas a la energía (E) liberada en la misma

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \tag{2.6}$$

h es la constante de Planck $(6.62606896 \pm 0.00000033) \times 10^{-34}$ J s) y c la velocidad de propagación de la radiación electromagnética en el vacío $(299792458 \text{ m s}^{-1})$ [NIST, 2008].

Por similitud con los procesos alfa y beta, el proceso gamma se representa como

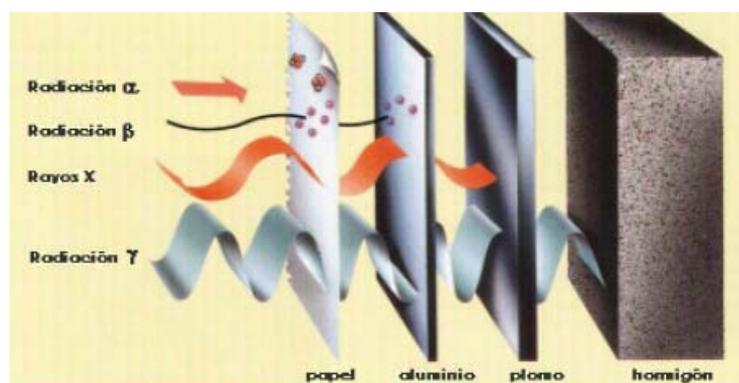


Figura. 2.1 Representación sencilla del poder de penetración de los distintos tipos de radiación

2.3 Actividad de una muestra. Ley de desintegración radiactiva

Se denomina *actividad* de una muestra al número de desintegraciones por unidad de tiempo que se producen en ella, $A = (dN/dt)$. Cada desintegración originará la emisión de una o más partículas (fotones gamma, partículas alfa, beta, neutrones,...), pero en cualquier caso la actividad de una muestra está relacionada con la cantidad de radiación que está emitiendo. La unidad de actividad en el Sistema Internacional (SI) es el Becquerelio (Bq), que equivale a 1 desintegración por segundo.

La *ley de desintegración radiactiva* establece que la actividad de una muestra es directamente proporcional al número de núcleos presentes en la muestra, $A = \lambda N$. λ es la constante de proporcionalidad, que recibe el nombre de *constante de desintegración radiactiva* y que depende únicamente de la especie nuclear que se desintegra, siendo una propiedad característica de la misma.

La integración de la ley de desintegración radiactiva lleva a que la actividad del material radiactivo decrece con el tiempo siguiendo una ley exponencial

$$A = A_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(t/\tau) \tag{2.8}$$

donde: A es la actividad de la muestra en un instante t determinado; A_0 es la actividad en el instante inicial; y $\tau = (1/\lambda)$ es la vida media, el valor promedio del tiempo que tarda en desintegrarse un núcleo de la muestra

Se define el *periodo de semidesintegración* $T_{1/2}$ como el tiempo necesario para que la actividad de una muestra disminuya a la mitad de su valor inicial. Puede calcularse de forma obvia que $T_{1/2} = ((\ln 2)/\lambda)$

2.4 Emisión de neutrones

Ninguno de los procesos radiactivos existentes tiene como consecuencia la emisión de neutrones por parte de los núcleos. La emisión de neutrones no se produce espontáneamente, sino que debe ser desencadenada por alguna reacción nuclear. El estudio de las secciones eficaces de reacción pone de manifiesto que, aparte de los procesos de fisión espontáneos o inducidos, sólo existen dos tipos de reacciones nucleares relevantes para desencadenar la emisión de neutrones:

- *Reacciones (α, n)*: Las partículas alfa emitidas por un radionúclido inciden sobre un material adecuado (habitualmente Be) y se produce la captura de la partícula alfa con la consiguiente emisión de uno o varios neutrones de unos pocos MeV de energía cinética. Este es el principio de funcionamiento de las fuentes de $^{241}\text{Am-Be}$, en las que un óxido de americio en polvo se mezcla con ^9Be , también en polvo, de forma que las partículas alfa emitidas por el ^{241}Am incidan sobre el ^9Be y desencadenen la reacción nuclear



Típicamente, con este tipo de reacciones se consiguen rendimientos de producción del orden de 15 neutrones por segundo y por Bq de actividad del radionúclidos alfa.

- *Reacciones (γ, n)*: En este caso es la radiación gamma emitida por un radionúclido la que incide sobre el material adecuado (^9Be o ^2H) para producir la reacción de fotodesintegración que desencadena la emisión del neutrón también de unos pocos MeV. En este caso también se mezcla el radionúclido emisor gamma con el material en el que se produce la reacción nuclear para obtener los neutrones. El rendimiento de producción de neutrones con este tipo de reacciones es del orden de 100 veces inferior al de las (α, n).

En lo que se refiere a procesos de fisión, las fuentes de ^{252}Cf emiten neutrones debido a que los núcleos de Cf se fisionan de forma natural. Tras el descubrimiento del neutrón por Chadwick en 1932 se han desarrollado técnicas para aprovechar las fuentes de neutrones, empezando por el primer reactor nuclear de fisión desarrollado bajo la dirección de Enrico Fermi, que alcanzó la criticidad el 2 de diciembre de 1942. Los reactores nucleares son una importante fuente de neutrones, pero no la única, ya que se pueden encontraren aceleradores de partículas utilizados para generar campos intensos de radiación que contienen electrones, fotones, neutrones y mesones. Otras fuentes de neutrones importantes son [Blanc, 1990]:

- Aviación: la radiación cósmica interacciona en las capas altas de la atmósfera y origina flujos neutrónicos muy energéticos, entre muchas otras partículas a las que el personal de vuelo de las compañías aéreas está continuamente expuesto.
- Aplicaciones médicas: los neutrones pueden ser utilizados directamente para el tratamiento de tumores, pero, sobre todo, aparecen como partículas secundarias en aceleradores lineales de electrones para radioterapia (LINACs), donde pueden causar problemas de radioprotección.
- Instalaciones industriales y de investigación: además de las aplicaciones ya descritas, se utilizan fuentes de neutrones en minería y en medidas de densidades y contenido de agua de los terrenos.

Aunque la probabilidad de interacción de los neutrones es pequeña, la cantidad de personas que utiliza técnicas con neutrones y que puede resultar afectada por ellos hace que el campo de la dosimetría neutrónica deba ser desarrollado al menos al mismo nivel que para otros tipos de radiación.

2.4.1. Características de las fuentes de $^{241}\text{Am-Be}$

La Organización Internacional para la Estandarización (ISO) establece los protocolos que se deben seguir para caracterizar y calibrar los dosímetros de neutrones. Entre ellos, define las fuentes de neutrones “estándar”, que sirven como referencia para la calibración y que pueden ser de cuatro tipos: $^{241}\text{Am-Be}$, ^{252}Cf , $^{252}\text{Cf/D}_2\text{O}$ (californio moderado con agua pesada) y $^{252}\text{Cf/D}_2\text{O} + \text{Cd}$ (californio moderado, con una celda de cadmio) [ISO8529-1, 2001; ISO8529-2, 2000; ISO8529-3, 1998]. La ISO define las características que debe cumplir cada una de estas fuentes y establece cuáles son los espectros neutrónicos de referencia emitidos por cada una de ellas. Las instalaciones de calibración deben poseer, por lo menos, fuentes con las características marcadas por la ISO. Obviamente, existen otros tipos de fuentes de neutrones que también se emplean para calibración, por ejemplo ^{241}AmF , $^{242}\text{CmBe}$, $^{227}\text{AcBe}$,...

La fuente de AmBe es de tipo (α, n), en la que las partículas alfa emitidas por el ^{241}Am inciden sobre el ^9Be para emitir neutrones. Las diferencias físicas entre la disposición de los gránulos o láminas de óxido de americio y del berilio, así como la geometría del encapsulamiento puede afectar de forma importante al espectro de neutrones emitidos, por lo que todas estas características se encuentran definidas por el documento de la ISO. Las fuentes basadas en el ^{252}Cf emiten neutrones rápidos por el proceso de fisión del mismo. Estos neutrones son moderados por el deuterio en el caso de envolver la fuente con un recipiente con agua pesada D_2O , con características y geometría establecidas también en el documento ISO, resultando un espectro con una termalización importante. Añadir una capa de Cd lleva a la absorción de los neutrones con $E < 400$ eV y, por tanto, a la desaparición de la parte térmica del espectro

Normalmente se procede a simulaciones para determinar el espectro de las fuentes ISO, que luego debe ser validado experimentalmente. Esta validación debe efectuarse con un espectrómetro convenientemente calibrado. En la figura 2.2 se presenta el espectro calculado de una fuente de AmBe [Vega-Carrillo et al., 2005], donde se observa la emisión de neutrones cuya energía varía de 0,1 a 10 MeV y tiene un máximo a 4 MeV. Las fuentes isotrópicas que utilizan el Be como blanco y a un emisor de partículas alfa

presentan características similares, ya que todas se basan en la reacción nuclear (α,n). Así, la figura 2.3 muestra el espectro de una fuente de $^{239}\text{PuBe}$ [Vega-Carrillo et al., 2005], que emite neutrones entre 0,5 y 11 MeV y su máximo se localiza también en 4 MeV. La similitud de los espectros puede observarse comparando las figuras.

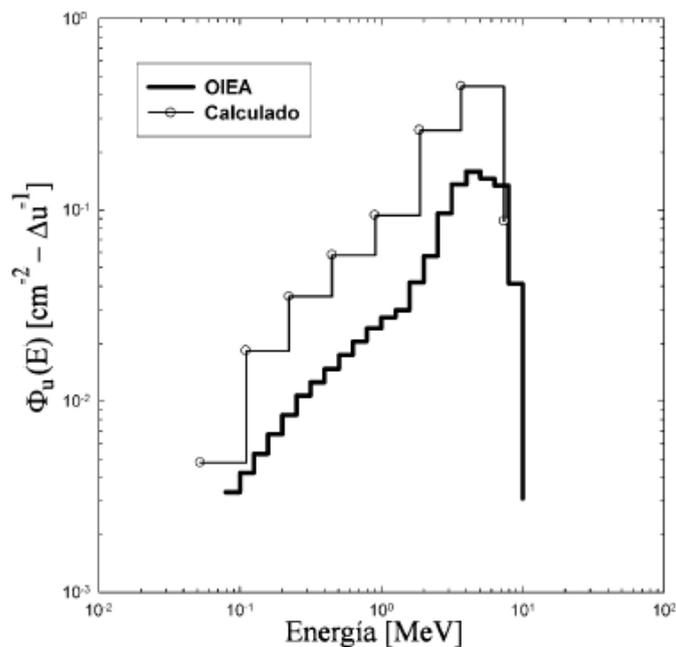


Figura 2.2 Espectro de los neutrones emitidos por la fuente de $^{241}\text{AmBe}$ [Vega-Carrillo et al., 2005]

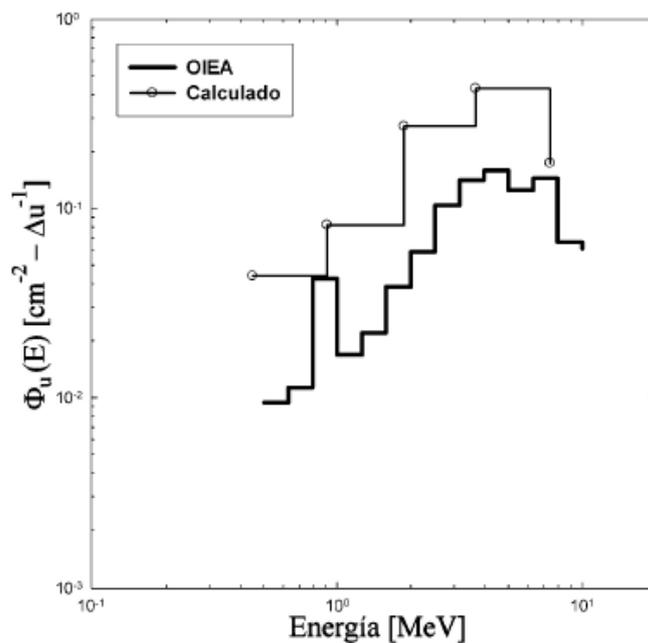


Figura 2.3.- Espectro de los neutrones emitidos por la fuente de $^{239}\text{PuBe}$ [Vega-Carrillo et al., 2005]

La figura 2.4 muestra el espectro, en términos de letargia $E(d\Phi/dE)$, definido como estándar ISO para la fuente de neutrones de $^{241}\text{Am-Be}$. El espectro medido de cualquier fuente de AmBe utilizada como calibración debe ser compatible con el mostrado. En la simulación llevada a cabo en el presente trabajo, y presentada en el capítulo 7 de esta memoria, se ha tomado inicialmente el espectro ISO de la fuente de AmBe como término fuente

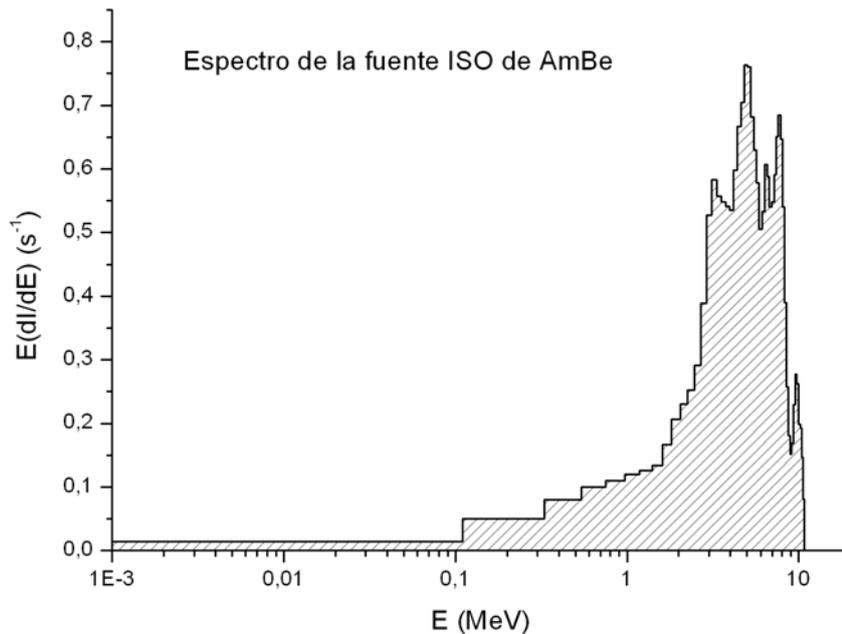


Figura 2.4.- Espectro ISO de la fuente de $^{241}\text{AmBe}$ (según [ISO8529-1, 2001])

2.5 Magnitudes utilizadas en radioprotección

La primera magnitud utilizada históricamente para caracterizar un campo de radiación fue la *exposición* (X). La exposición se define como la carga eléctrica originada por la radiación electromagnética en un volumen de aire, como consecuencia de la ionización producida por la radiación, dividida por la masa de ese volumen de aire. La exposición se mide en el Sistema Internacional en C/kg, aunque tradicionalmente se ha utilizado como unidad el Röntgen (R), con la equivalencia $1 \text{ R} = 258 \mu\text{C/kg}$. El valor de esta magnitud depende fuertemente de las condiciones de la irradiación y del material que absorba la radiación, ya que la carga eléctrica originada por la radiación depende, entre otros parámetros, del potencial de ionización del material absorbente, mientras que la masa del volumen considerado depende de las condiciones ambientales de presión y temperatura si se trata de un gas. La dificultad de generalizar la definición de exposición a cualquier radiación incidiendo sobre cualquier material ha llevado a que se haya dejado de utilizar de forma paulatina y actualmente se desaconseja su uso.

La Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) distingue en su publicación 60 [ICRP60, 1991] entre efectos deterministas y estocásticos de las radiaciones cuando considera los diferentes procesos que pueden dañar las células. En

los *efectos deterministas* se tiene en cuenta que la mayoría de los tejidos y órganos del cuerpo no sufren ningún efecto, incluso si pierden un número substancial de células, hasta que no se alcanza un determinado umbral. Una vez alcanzado este umbral, la *gravedad* del daño producido por la radiación es proporcional a la cantidad de radiación recibida. Por el contrario, en los *efectos estocásticos* se tiene en cuenta que la radiación no sólo afecta a las células irradiadas, sino a sus descendientes. Este efecto es no determinista, la *probabilidad* de que se produzca es proporcional a la dosis recibida, sin existir valor umbral. El objetivo principal de la radioprotección es controlar la exposición a las radiaciones ionizantes para prevenir el daño agudo y para limitar los efectos a largo plazo hasta niveles aceptables. Este objetivo se consigue a través del establecimiento de un sistema de protección que permite cuantificar el nivel de exposición a las radiaciones ionizantes tanto por irradiación externa (total o parcial) como por la incorporación de radionúclidos al cuerpo.

La ICRP, juntamente con la Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) ha desarrollado varios documentos en los que se definen las magnitudes utilizadas en radioprotección, para lograr los tres objetivos siguientes:

- Caracterizar los campos de radiación y su interacción con la materia a través de magnitudes físicas, denominadas *magnitudes estándar primarias*.
- Establecer *magnitudes limitativas* para estimar el riesgo biológico debido a la exposición a bajas dosis de radiación, con el fin de establecer límites legales para el público y para el personal profesionalmente expuesto que minimicen el riesgo por efectos estocásticos.
- Definir *magnitudes operacionales* para su uso en la práctica

La descripción completa de estas magnitudes y sus unidades se puede hallar en los siguientes documentos de la ICRU: ICRU39 [1985]; ICRU47, [1992]; ICRU51, [1993]; y los de la ICRP: ICRP26, [1977]; ICRP51, [1987]; ICRP60, [1991]; ICRP74, [1995]; ICRP103, [2005]. Las definiciones utilizadas en el presente texto corresponden a la publicación ICRP60 [1991]

2.5.1. *Magnitudes estándar primarias o magnitudes físicas*

Un campo de radiación queda completamente descrito por el número de partículas, su distribución energética y direccional y su distribución espacial y temporal. Las tres magnitudes más utilizadas para aplicaciones dosimétricas son: fluencia, Kerma y dosis absorbida, todas ellas escalares.

➤ **Fluencia, Φ**

Se define como el número de partículas, dN , que atraviesan una esfera de sección eficaz da , dividido por da :

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (2,10)$$

La unidad en el SI es m^{-2} . La fluencia es independiente de la distribución direccional de las partículas que atraviesan la esfera.

➤ **Kerma, libre en aire, K^{air}**

Kerma es la abreviación de “*Kinetic Energy Released in Material*”. Se utiliza para caracterizar campos de fotones y de neutrones. Se define como

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (2,11)$$

donde dE_{tr} es la suma de las energías cinéticas iniciales de todas las partículas cargadas ionizantes originadas por las partículas no cargadas incidentes en un material de masa dm . Debe destacarse que dE_{tr} incluye la energía cinética que estas partículas cargadas invierten en colisiones, la energía radiada por emisión de radiación de frenado y la energía cinética de cualquier partícula cargada secundaria originada. La unidad de Kerma en el SI es el $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$.

➤ **Dosis absorbida, D**

Si llamamos $d\bar{\varepsilon}$ al promedio de la energía transferida por la radiación ionizante a una masa dm de materia, la dosis absorbida se define como

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \quad (2,12)$$

La unidad de dosis absorbida en el SI es el $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$, que recibe el nombre de *Gray* (Gy). La energía transferida ε viene dada por tres términos:

$$\varepsilon = \sum \varepsilon_{in} - \sum \varepsilon_{ex} + \sum Q \quad (2,13)$$

El primer término representa la suma de las energías (excluyendo las masas en reposo) de todas las partículas ionizantes (directa o indirectamente) que entran en el volumen considerado. El segundo término tiene en cuenta la energía que sale del volumen considerado en las mismas condiciones que en el primero. El tercer término representa la suma de todas las energías absorbidas o transferidas en el volumen considerado por interacciones nucleares u otro tipo de transformaciones. La naturaleza estocástica inherente a la interacción de la radiación con la materia se traduce en fluctuaciones del valor de ε , pero como la dosis absorbida se define como el *promedio* de la energía transferida por unidad de masa, ésta no va a reflejar estas fluctuaciones.

La dosis absorbida es la magnitud física más importante utilizada para cuantificar la irradiación de material biológico. Por esta razón, se define en radioprotección la *dosis absorbida media en un órgano o un tejido* como

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D \cdot dm \quad (2,14)$$

donde m_T es la masa del órgano o tejido que recibe la irradiación.

2.5.2. Magnitudes limitativas

Las magnitudes estándar primarias se definen a partir de la idea básica de caracterizar el campo de radiación y su interacción con la materia a través de la dosis absorbida, $D_{T,R}$, debida a un determinado tipo de radiación R en un determinado órgano o tejido T . Esta magnitud no es capaz de estimar, por definición, los efectos biológicos de la radiación. Es un hecho que estos efectos dependen tanto del tipo de órgano o tejido como del campo de radiación. Las magnitudes limitativas se definen para tener en cuenta esas circunstancias.

➤ Dosis equivalente, H

La probabilidad de que se produzcan efectos estocásticos depende de la dosis absorbida, pero también depende del tipo de radiación que origina la dosis. Una forma de tener en cuenta este hecho es pesar la dosis absorbida por un factor, relacionado con la “calidad” de la radiación. La ICRP 60 afirma que la magnitud de interés para la protección radiológica es la dosis absorbida en un órgano o tejido (y no en un punto, como recomendaban documentos anteriores), convenientemente pesada por la *calidad* de la radiación de interés. En esta misma publicación, se presentan los valores para un nuevo factor de ponderación (factor *de ponderación de la radiación*, w_R), basado en valores experimentales de la Eficiencia Biológica Relativa (RBE) para distintos campos de radiación. La dosis absorbida así ponderada se denomina *dosis equivalente en un órgano o tejido*, H_T , y viene dada por

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \tag{2,15}$$

donde $D_{T,R}$ es la dosis absorbida promedio en el órgano o tejido T debida a la radiación R. La unidad en el SI es el $J \cdot kg^{-1}$, que recibe el nombre de *Sievert* (Sv). El sumatorio se aplica cuando se superponen varios campos de radiación.

La tabla 2.1 muestra los factores de ponderación de la radiación para distintos tipos de radiación. En el caso de los neutrones, el factor de ponderación se calcula a partir de la curva continua en función de la energía

$$w_R = 5 + 17e^{-\frac{(\ln 2E_c)^2}{6}} \tag{2,16}$$

Tabla 2.1.- Factores de ponderación para la radiación [ICRP60, 1991]

Type and energy range	Radiation weighting factor, w_R
γ , all energies	1
e^- and μ , all energies	1
n, energy < 10keV	5
10keV–100keV	10
100keV–2 MeV	20
2 MeV–20 MeV	10
> 20 MeV	5
p, other than recoil with energy > 2 MeV	5
α particles, fission fragments, heavy nuclei	20

La figura 2.5 muestra los valores tabulados de w_R para los neutrones, junto con el ajuste obtenido con la función (2,16).

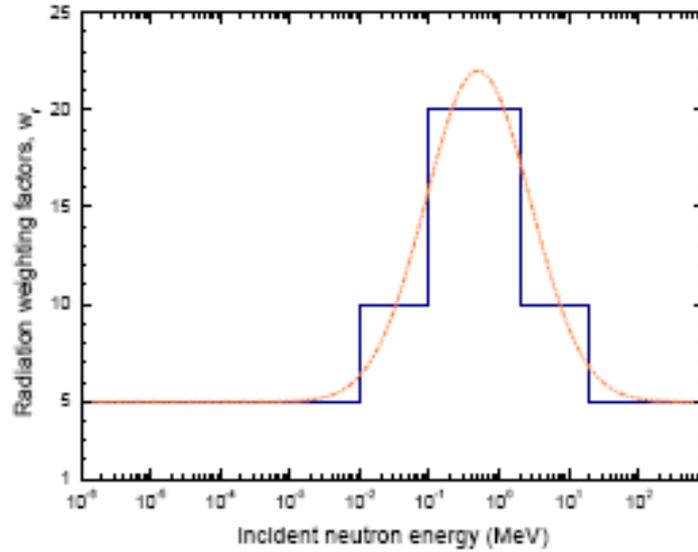


Figura 2.5.- Factores de ponderación de la radiación para neutrones, con la curva ajustada [ICRP60, 1991]

Dosis efectiva, E

La relación entre la dosis equivalente y la probabilidad de efectos estocásticos varía con el órgano o tejido irradiado. Las distintas radiosensibilidades de los tejidos y órganos, la ICRP 60 introduce una nueva magnitud dosimétrica ponderada, que se deriva de la dosis equivalente y que indica cómo se combinan diferentes dosis recibidas en distintos tejidos. Esta combinación se efectúa teniendo en cuenta factores de ponderación de los tejidos, de forma que la nueva dosis ponderada se correlacione con la probabilidad total de efectos estocásticos.

Los *factores de ponderación de los tejidos*, w_T , se definen de forma que una dosis equivalente uniformemente repartida por todo el cuerpo resulta en una dosis ponderada numéricamente igual a esta dosis equivalente uniforme. Esta dosis ponderada recibe el nombre de *dosis efectiva*, E , y se calcula como

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \tag{2,17}$$

donde H_T es la dosis equivalente en el tejido u órgano T y w_T es su factor de ponderación. La unidad en el SI de dosis efectiva es, nuevamente, el $J \cdot kg^{-1}$, que también recibe el nombre de Sievert (Sv). La tabla 2.2 muestra los diferentes valores para el factor de ponderación de los tejidos w_T recomendados por la ICRP 60.

2.5.3. *Magnitudes operacionales*

Ni la dosis efectiva ni la dosis equivalente en un órgano o tejido son magnitudes que se puedan medir de forma sencilla, por lo que no pueden ser utilizadas directamente en la monitorización de las radiaciones. Los valores de estas magnitudes deben ser inferidos utilizando modelos adecuados pero, en la práctica, es difícil hallar modelos realistas. Estas circunstancias han forzado a desarrollar magnitudes operacionales que, en la práctica, sean utilizables y que a la vez permitan estimar razonablemente E y H_T .

Las magnitudes operacionales se definen tanto para la monitorización de área como para la monitorización personal de las dosis. Fueron definidas por la ICRU en su publicación 39 [ICRU39, 1985], y posteriormente fueron modificadas en la ICRU47 [1992]. Cualquier magnitud operacional debe cumplir los siguientes criterios [Dietze y Menzel, 1994] :

- Debe estar definida para cualquier tipo de radiación
- Debe ser aditiva respecto a distintas direcciones de incidencia
- Debe tener en cuenta la retrodispersión del cuerpo
- Debe ser medible con un dosímetro que se lleve sobre el cuerpo
- Debe permitir la calibración de los dosímetros en términos de la magnitud operacional
- Deber permitir asignar dosis efectivas o dar una buena estimación coservadora de la misma

Dado que no se puede hallar una solución perfecta para esta práctica, hay que aceptar una serie de compromisos. Estos compromisos llevaron a la publicación del documento ICRU47 [1992], donde se puede encontrar la información necesaria para implementar el sistema de magnitudes operacionales y donde se establece una clara diferencia entre las magnitudes operacionales para dosimetría de área y las correspondientes a dosimetría personal. Habitualmente, la dosimetría de área se efectúa con monitores aislados rodeados de aire, mientras que la dosimetría personal se realiza con dosímetros sobre el cuerpo. Así, el campo de radiación “visto” por un monitor de área en aire es diferente del campo “visto” por un dosímetro sobre el cuerpo debido, esencialmente, a la retrodispersión y absorción de la radiación por el propio cuerpo. Estas particularidades son tenidas en cuenta en las definiciones de las diferentes magnitudes operacionales para cada caso.

➤ **Magnitudes operacionales para dosimetría de área**

De acuerdo con la ICRP 60, se definen dos magnitudes operacionales para relacionar un campo de radiación externo con las magnitudes limitativas: *i*) la *dosis equivalente ambiental*, $H^*(d)$, adecuada para radiación muy penetrante (protones de más de 12 keV, neutrones,...) y, *ii*) la *dosis equivalente direccional*, $H'(d, \alpha)$, adecuada para radiación poco penetrante (partículas alfa o beta). A continuación presentamos las definiciones de estas magnitudes según la ICRP 60, donde, a su vez, están especificados de forma completa los pormenores de las mismas:

- La *dosis equivalente ambiental*, $H^*(d)$, en un punto de un campo de radiación se define como la dosis equivalente que se produciría por el correspondiente campo alineado y expandido en la esfera ICRU a una profundidad d , en el radio opuesto

a la dirección del campo alineado. La profundidad recomendada para caracterizar radiación fuertemente penetrante es de 10 mm, por lo que habitualmente se representa con $H^*(10)$.

- La dosis equivalente direccional, $H'(d, \alpha)$, en un punto de un campo de radiación es la dosis equivalente que produciría el correspondiente campo extendido en la esfera ICRU a una profundidad d en una dirección especificada α . Para radiación poco penetrante, la profundidad recomendada es 0.07 mm, por lo que habitualmente expresamos esta dosis direccional como $H'(0.07, \alpha)$,

➤ **Magnitudes operacionales para dosimetría personal**

Dos nuevas magnitudes operacionales se definen para estimar las magnitudes linmitantes para dosimetría personal: *i*) la *dosis equivalente individual profunda*, $H_p(d)$, adecuada para órganos y tejidos en el interior del cuerpo irradiados con radiación fuertemente penetrante, y *ii*) la *dosis equivalente individual superficial*, $H_s(d)$, apropiada para órganos y tejidos superficiales, irradiados tanto con radiación fuertemente como débilmente penetrante. Las definiciones, según la ICRP 60, son:

- La *dosis equivalente individual profunda*, $H_p(d)$, es la dosis equivalente en tejido blando, definida como si la esfera ICRU estuviera bajo un punto especificado en el cuerpo a una profundidad d , a la que sólo pueda llegar radiación fuertemente penetrante. La profundidad recomendada es 10 mm, y se representa habitualmente como $H_p(10)$,
- La *dosis equivalente individual superficial*, $H_s(d)$, es la dosis equivalente en tejido blando bajo un punto especificado en el cuerpo a una profundidad d adecuada a radiación poco penetrante. La profundidad recomendada es 0.07 mm, y se representa como $H_s(0.07)$,

La publicación ICRU47 [1992] propone una redefinición de estas dos magnitudes en una única *dosis equivalente personal*, $H_p(d)$, a diferentes profundidades (0.07 mm, 3 mm y 10 mm) adaptadas cada una de ellas a la capacidad de penetración de distintos tipos de radiación [Dietze y Menzel 1994]. Dado que esta magnitud está definida en el cuerpo humano, su definición sola no es suficiente para situaciones prácticas ya que es necesario realizar una calibración que, por razones obvias, no se puede llevar a cabo con un cuerpo humano real. Para solucionar el problema de la definición de las calibraciones, se introduce la definición de un maniquí paralelepípedo de (30×30) cm² de superficie y profundidad 15 cm como referencia, sobre el cual deben calibrarse los dosímetros personales en términos de $H_p(d)$. Este maniquí recibe el nombre de maniquí estándar ICRU.

2.5.4. Relación entre magnitudes

Todas las magnitudes de protección radiológica introducidas hasta ahora están relacionadas entre sí y definen una clara jerarquía, como se puede ver en la figura 2.6. Las relaciones se establecen a partir de un conjunto de coeficientes de conversión mucho mejor definidos para las magnitudes estándar primarias y para las magnitudes operacionales de área ($H^*(d)$, $H'(d)$) que para $H_p(d)$. En el caso particular de los neutrones, los factores de conversión se encuentran detallados en la publicación ICRP74, [1995], para neutrones monoenergéticos incidentes en diferentes geometrías de



Figura 2.6.- Jerarquía de las magnitudes para protección radiológica, según [ICRP74, 1995]

irradiación sobre los maniqués de interés. En la práctica, la irradiación con neutrones monoenergéticos ocurre muy raramente, por lo que en la evaluación de los coeficientes de conversión para campos realistas se deben promediar correctamente los coeficientes para partículas monoenergéticas que sean relevantes en los espectros.

➤ **Magnitudes limitativas en función de las magnitudes físicas**

Los coeficientes de conversión que relacionan las magnitudes limitativas con las magnitudes físicas se calculan habitualmente mediante técnicas Monte Carlo. A partir de los conjuntos de datos simulados, se han publicado coeficientes de conversión para neutrones en 13 órganos o tejidos (incluyendo el resto del cuerpo) y 6 geometrías de irradiación, [ICRP74, 1995]. Los valores de dosis efectiva se determinan a partir de evaluaciones de dosis absorbida en órganos. Los coeficientes de conversión para las dosis equivalentes en órgano, H_T/Φ , se obtienen multiplicando D_T/Φ por el correspondiente factor de ponderación de la radiación para neutrones de energía igual a la de los neutrones incidentes, usando la función continua dada en la ecuación 2.16. En la figura 2.7 pueden verse los coeficientes de conversión de referencia para la dosis efectiva como función de la energía para neutrones incidentes en varias geometrías de irradiación. Los valores tabulados pueden consultarse en [ICRP74, 1995].

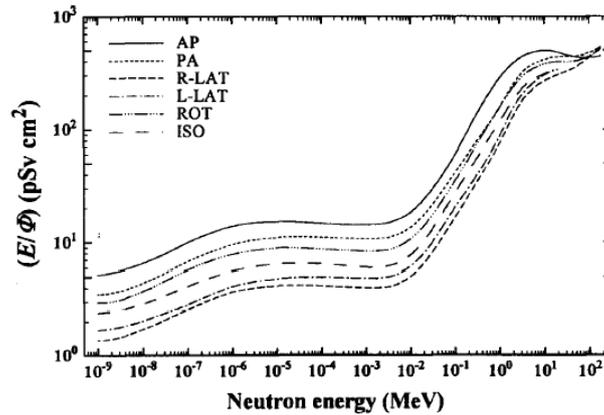


Figura 2.7.- Coeficientes de conversión de referencia para E en función de la energía de los neutrones incidentes en diferentes geometrías de irradiación, [ICRP74, 1995].

➤ **Magnitudes operacionales en función de las magnitudes físicas**

El conjunto de coeficientes de conversión para $H^*(10)$ y de fluencia neutrónica a dosis equivalente ambiental, $H^*(10) / \Phi$, en el rango de energías que va de los térmicos hasta 180 MeV se encuentran tabulados en la publicación [ICRP74, 1995]. Estos valores fueron calculados por simulación por diferentes autores como puede verse en la figura 2.8.

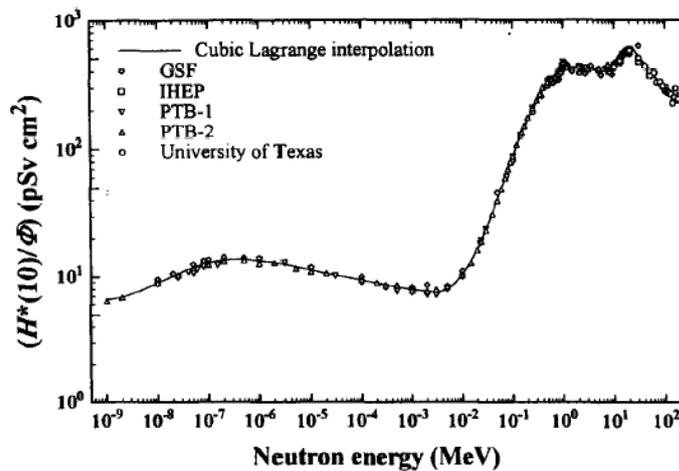


Figura 2.8.- Coeficientes de conversión de referencia para $H^*(10)/\Phi$ para neutrones, [ICRP74, 1995].

Para el establecimiento de los factores de conversión de $H_p(10)$ a partir de la fluencia, y debido a los escasos datos disponibles, en la publicación ICRP 74 se sugiere que la dosis equivalente en un paralelepípedo (“slab”) de tejido equivalente ICRU con unas dimensiones de $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ proporciona una aproximación adecuada a la retrodispersión del cuerpo humano, de forma que se puede estimar en él la magnitud $H_p(10)$. Los valores de $H_{p,slab}(10, \alpha) / \Phi$, tabulados en [ICRP74, 1995], se muestran en la figura 2.9.

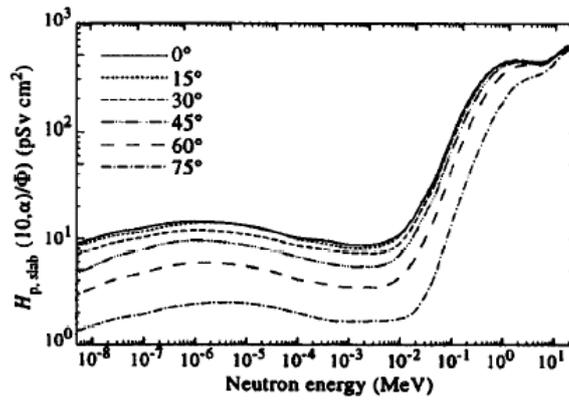


Figura 2.9.- Factores de conversión para $H_{p,slab}(10,\alpha)/\Phi$ como función de la energía y ángulo de incidencia de los neutrones en el cubo de tejido equivalente ICRU, según [ICRP74, 1995].

➤ **Magnitudes limitativas en función de las magnitudes operacionales**

Las magnitudes operacionales se diseñaron para proporcionar una aproximación adecuada de las magnitudes limitativas en casos de irradiación con fuentes externas, evitando subestimaciones o excesivas sobreestimaciones de estas magnitudes. La bondad de las magnitudes operacionales como estimadores de las magnitudes limitativas puede determinarse examinando las relaciones entre ambas, particularmente con respecto a la dosis efectiva E para la dosimetría de área y con respecto a $H_{p,slab}(10)$ para dosimetría individual. Como ejemplo véase la figura 2.10.

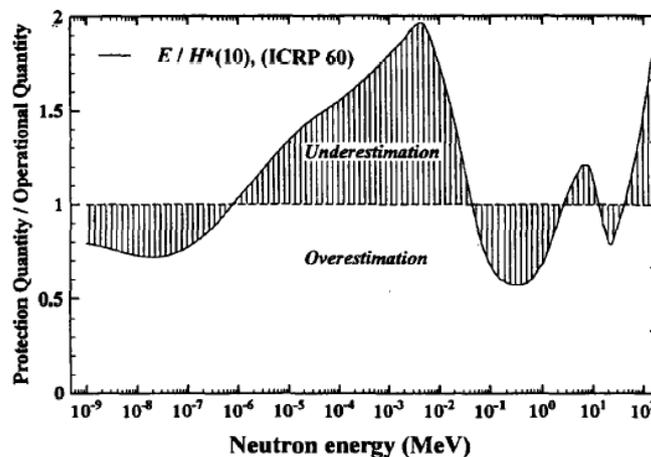


Figura 2.10- Bondad de la dosis equivalente ambiental como estimador de la dosis efectiva para neutrones en una geometría de irradiación antero-posterior, [ICRP74, 1995].

Dosimetría de área

Las figuras 2.10 y 2.11 muestran la relación entre el cociente $E/H^*(10)$ como función de la energía de los neutrones. Hasta 40 MeV la dosis equivalente ambiental sobreestima la dosis efectiva, independientemente de la geometría de irradiación, con la excepción de las geometrías antero-posterior (AP) y postero-anterior (PA). Por encima de esta energía, $H^*(10)$ subestima E en todas las geometrías. A pesar de las diferentes regiones de sub y sobreestimación y dado que, en la práctica, la irradiación con neutrones monoenergéticos ocurre raramente, la dosis equivalente ambiental es habitualmente un

estimador conservador para la dosis efectiva. El conocimiento del espectro neutrónico en el que se realizan las medidas es siempre muy recomendable para la obtención de resultados fiables en la evaluación de las dosis.

➤ **Dosimetría individual**

El cálculo de los factores de conversión para el cociente $E/H_p(10)$ se lleva a cabo para la dosis equivalente en esferas y paralelepípedos de tejido equivalente ICRU. En particular para la geometría AP de irradiación, el cociente $E/H_{p,slab}(10)$ es muy similar al cociente $E/H^*(10)$, como se ve en la figura 2.12, lo que permite caracterizar la función respuesta de cualquier dosímetro en términos de la dosis equivalente ambiental en vez de en términos de la dosis equivalente personal, siempre sujeta a mayores incertidumbres.

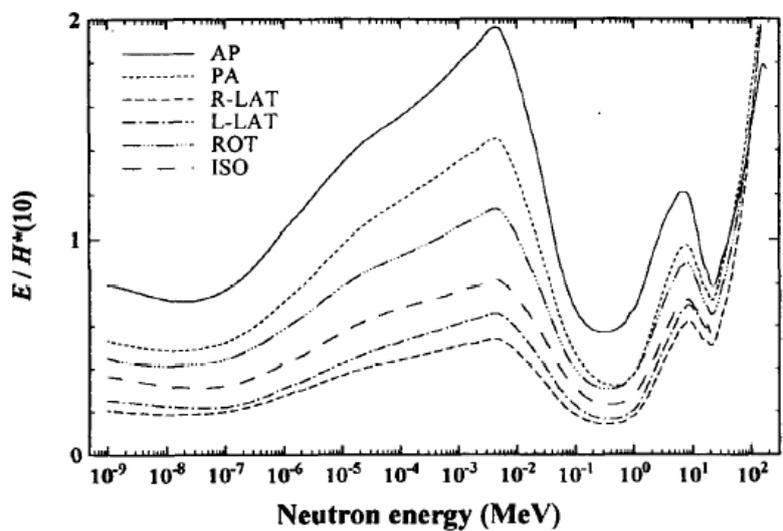


Figura 2.11.- El cociente $E/H^*(10)$ para diversas geometrías de irradiación como función de la energía de los neutrones, [ICRP74, 1995].

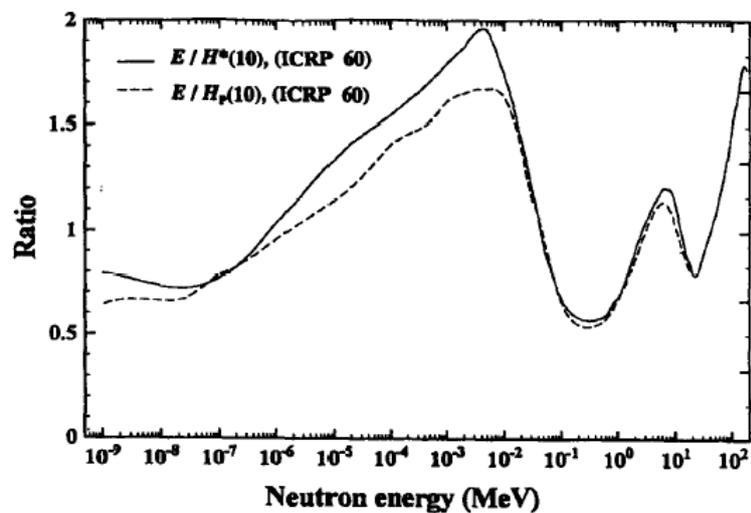


Figura 2.12.- Comparación de los cocientes entre la dosis efectiva y la dosis equivalente ambiental y entre la dosis equivalente individual

Capítulo 3

INTERACCIÓN CON LA MATERIA

Con fines de radioprotección y para las bases de la dosimetría y los blindajes, es necesario conocer los mecanismos por los cuales las radiaciones ionizantes interactúan con la materia.

La materia está constituida por átomos, y la radiación ionizante interactúa con los núcleos y con los electrones orbitales de estos átomos, con una probabilidad de ocurrencia que depende del tipo y energía de la radiación, así como también de la naturaleza del medio material.

3.1 Tipos de radiación ionizante:

Por la diferencia en su naturaleza (tabla 3.1), los cuatro tipos de radiación presentan características marcadamente diferentes en sus formas de interactuar con la materia, y por esta razón es necesario su tratamiento por separado. Las partículas con carga eléctrica constituyen radiación *directamente* ionizante, interactúan directamente con la materia a través de las fuerzas colombianas, y son capaces de originar ellas mismas ionización del medio absorbente. Para las partículas cargadas el *alcance* está bien definido y, por tanto, existe un espesor de material absorbente tal que las frenará totalmente. La radiación electromagnética obviamente carece de carga eléctrica, constituye radiación *indirectamente* ionizante ya que ella misma no es capaz de originar una cantidad apreciable de ionización en el medio y, en todo caso, son las partículas cargadas secundarias (rayos *delta*) las que son capaces de ionizar el medio. El alcance de la radiación electromagnética en un medio material no está definido, ya que no existe un espesor de material que sea capaz de detener los fotones incidentes. Se habla en este caso de la atenuación de la radiación, ya que los fotones interactúan individualmente, siendo absorbidos o dispersados del haz en un solo evento.

Los neutrones también carecen de carga eléctrica y no sufren la acción de campos eléctricos ni magnéticos. Al igual que la radiación gamma son capaces de atravesar grandes espesores de material. Un neutrón no sufre prácticamente interacción con los electrones del medio absorbente. Cuando un neutrón choca con un núcleo atómico le cede parte de su energía mediante la acción de choques elásticos (se conserva la energía del sistema) en la dispersión elástica o inelásticos (la energía del sistema se convierte en excitación interna del núcleo) en la dispersión inelástica. Como producto de los sucesivos choques el neutrón pierde velocidad de forma gradual. La cinemática de las colisiones lleva a que el neutrón incidente pierda una gran cantidad de energía cuando el núcleo que el que colisiona tiene una masa en reposo semejante a la suya propia. Consecuentemente, los colisiones que resultan en una gran pérdida de energía ocurren con los núcleos de los átomos de hidrógeno, ya que los protones y los neutrones tienen prácticamente igual masa. El proceso por el cual los neutrones reducen su velocidad en forma gradual recibe el nombre de "*termalización*" o "*moderación de neutrones*". Los neutrones se pueden desintegrar, formando un protón y un electrón, o bien pueden ser absorbidos por los núcleos de los átomos circundantes, dando lugar a reacciones nucleares, como por ejemplo la fisión nuclear.

Tabla3.1.- Muestra las características de los 4 tipos de radiación según su naturaleza

1	Electromagnética (rayos gamma y X)	masa=0	no tiene carga eléctrica
2	Neutrones	masa≠0	no tiene carga eléctrica
3	radiación beta (electrones negativos y positivos)	masa≠0	tiene carga eléctrica
4	partículas pesadas (protones, partículas alfa y otros iones pesados)	masa≠0	tiene carga eléctrica

3.2 Interacción de partículas cargadas.

Las partículas cargadas interactúan con los núcleos o los electrones orbitales de los medios materiales mediante colisiones. Estas colisiones se podrán diferenciar en colisiones elásticas cuando se mantiene constante la energía cinética del conjunto, y colisiones inelásticas cuando una parte de la energía cinética inicial se transforma en algún otro tipo de energía, por ejemplo en estados excitados del núcleo o del átomo. Las formas de interacción se pueden clasificar según los siguientes casos:

- **Colisión elástica con electrones atómicos:** La partícula incidente es desviada por electrones atómicos del absorbente, siendo en este caso la energía impartida menor que el potencial de excitación más bajo de los electrones, de donde se supone que la interacción se lleva a cabo con el átomo como un todo. Este tipo de interacción es importante sólo en el caso de electrones de baja energía (por debajo de los 100 eV).
- **Colisión inelástica con electrones atómicos:** La partícula incidente pierde energía ionizando y excitando electrones atómicos. En el primer caso se produce un par iónico, mientras que en el segundo caso, el electrón excitado vuelve al estado fundamental emitiendo un fotón de energía equivalente a la de excitación.
- **Colisión elástica con núcleos:** La partícula es desviada de su trayectoria por efecto de la interacción electrostática con las cargas del núcleo, perdiendo en éste sólo una fracción de su energía cinética inicial. Ocurre fundamentalmente con partículas incidentes ligeras (electrones o positrones).
- **Colisiones inelásticas con núcleos:** La partícula pierde una cantidad significativa de energía al ser acelerada o frenada por interacción electrostática con el núcleo. Esta energía se manifiesta como radiación electromagnética, y se la denomina radiación de frenado o "*bremsstrahlung*", siendo su espectro continuo.

Estos son los mecanismos básicos que determinan la forma en que interactúa una partícula cargada cuando se desplaza en un medio material. La probabilidad de que interactúe mediante uno u otro mecanismo es determinada por la energía de la partícula incidente y el medio absorbente.

La diferencia en el tratamiento para partículas ligeras (electrones y positrones) y partículas cargadas más pesadas, radica en que estas últimas, por su mayor masa, interactúan de forma predominante produciendo ionización y excitación del medio, ya que su trayectoria es prácticamente rectilínea hasta su frenado definitivo. Para las partículas ligeras, su pequeña masa hace que, por el contrario, sufran fuertes aceleraciones que convierten su trayectoria en un recorrido tortuoso, siendo significativas las pérdidas de energía por radiación.

Para el estudio de la interacción de partículas cargadas, se utilizan tres parámetros principales:

- **Alcance.** Es la distancia de máxima penetración de la radiación en un material, por lo que representa el espesor mínimo de material necesario para detener la radiación. Este es un concepto de gran utilidad para el estudio de haces de partículas cargadas,

ya que éstas que tienen un alcance bien definido en la materia ya que pierden su energía en interacciones sucesivas hasta llegar a detenerse.

- **Poder de frenado.** Expresa la cantidad de energía perdida por la partícula en su trayectoria, y se define como la energía perdida por unidad de camino recorrido.

$$S(E) = \frac{-dE}{dX} \tag{3.1}$$

donde $S(E)$ es el poder de frenado y E es la energía cinética de la partícula.

- **Relación alcance-energía.** Esta relación permite inferir la energía de la partícula incidente:

$$\frac{dR}{dE} = \frac{1}{S(E)} \tag{3.2}$$

donde R es el alcance y E es la energía de la partícula incidente.

3.2.1 Interacción de partículas alfa.

La pérdida de energía de estas partículas en el medio absorbente se debe principalmente a la ionización y excitación, siendo prácticamente despreciables las pérdidas por frenado o bremsstrahlung.

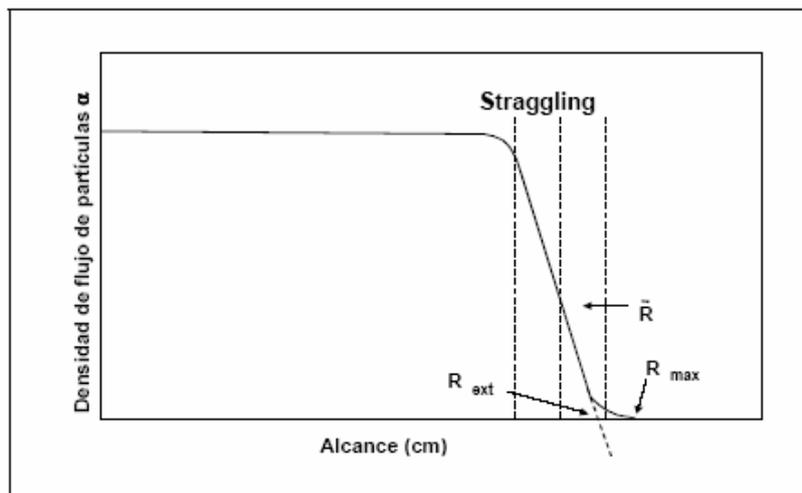


Figura 3.1.- Curva típica del alcance de las partículas alfa

La figura 3.1 muestra las características del frenado y del alcance de un haz monoenergético de partículas alfa. El frenado de partículas cargadas en un absorbente es un proceso estocástico, ya que cada partícula es frenada por un conjunto de colisiones individuales. La grafica muestra en número de partículas que atraviesan un espesor dado de material, y se observa que la densidad de partículas decrece bruscamente alrededor

de un valor dado \bar{R} del alcance, denominado alcance medio, donde llegan el 50% de las partículas del haz inicial. La dispersión del alcance (“straggling”) es del orden de 3-4%. En la curva se ilustran los conceptos de alcance medio \bar{R} , alcance máximo R_{max} y alcance extrapolado R_{ext} . El alcance máximo es el máximo valor del alcance de las partículas de haz y el alcance extrapolado corresponde a la intersección con el eje de las abscisas de la tangente en el punto de inflexión

3.2.2 Interacción de partículas beta.

Las partículas beta, como se ha dicho en otros capítulos, son mucho más penetrantes. Para tener una idea comparativa, una partícula alfa de 3 MeV tiene un alcance en aire de 2,8 centímetros y produce alrededor de 4000 pares de iones por milímetro de recorrido, mientras que una partícula beta de igual energía tiene un alcance en aire de más de 100 centímetros, y sólo produce 4 pares de iones por milímetro.

Son varios los procesos de interacción por los cuales electrones de alta energía pueden interactuar con la materia al atravesarla, los más importantes son:

- ✓ Frenado radiativo
- ✓ Dispersión elástica
- ✓ Dispersión inelástica

Las probabilidades relativas para la interacción por algunos de estos tres procesos varían con gran dependencia de la energía del electrón incidente y, en menor medida, con la naturaleza del medio absorbente.

- **Frenado radiativo (emisión de radiación de frenado).** Cuando un electrón colisiona con un núcleo atómico por interacción colombiana se pueden producir bruscas desaceleraciones, y de acuerdo con las leyes de la electrodinámica, estas desaceleraciones darán lugar a la emisión de radiación electromagnética con un espectro continuo. Dado que las mayores desaceleraciones ocurren sobre electrones energéticos atravesando el campo eléctrico de núcleos con carga elevadas, el frenado radiativo es el proceso más importante en la interacción de los electrones y positrones con absorbentes de Z alto.
- **Dispersión elástica.** Un electrón puede ser dispersado elásticamente en el campo colombiano de un átomo. Como el átomo es mucho más pesado que el electrón, no hay prácticamente transferencia de energía, si bien puede tener lugar un cambio significativo en la dirección del electrón incidente. El efecto es importante por hacer que la trayectoria efectiva se acorte al hacerse tortuoso el camino de frenado, pero el proceso no produce una pérdida de energía significativa en la partícula incidente. El alcance de los electrones suele ser significativamente menor que la longitud de la trayectoria seguida por ellos en el absorbente.
- **Dispersión inelástica (ionización y excitación).** El electrón en su desplazamiento puede excitar o ionizar los átomos del material que atraviesa por acción colombiana. Por este medio, la energía es depositada en el material a lo largo de la trayectoria.

Este es el proceso dominante de pérdida de energía por debajo de los límites para el frenado por radiación.

Si E_c es la energía cinética del electrón incidente, el poder de frenado se expresa según:

$$\left(\frac{dE_c}{dx}\right)_T = \left(\frac{dE_c}{dx}\right)_D + \left(\frac{dE_c}{dx}\right)_R \quad (3.3)$$

Donde:

$T \equiv$ total

$D \equiv$ dispersión inelástica

$R \equiv$ radiación

O sea, si no se tiene en cuenta el efecto de las transformaciones nucleares, el poder de frenado total es la suma del término correspondiente a la dispersión inelástica más el de radiación. La relación entre ambas formas de pérdida de energía es proporcional a E_c y Z según:

$$\frac{\left(\frac{dE_c}{dx}\right)_R}{\left(\frac{dE_c}{dx}\right)_D} = \frac{E_c \cdot Z}{800} \quad (3.4)$$

A partir de esta expresión, se deduce la importancia del efecto de bremsstrahlung para materiales pesados y energías elevadas. Por ejemplo, para un elemento como el plomo ($Z = 82$) la pérdida de energía por radiación resulta importante incluso para energías de 1 MeV. En cambio en el aluminio ($Z = 13$), la radiación de frenado supone sólo un pequeño porcentaje de la energía de la partícula. Por esta razón no se emplea plomo para blindar fuentes beta de alta actividad, ya que la radiación de frenado emitida por este material, con energías correspondientes a los rayos X, podría representar un mayor riesgo radiológico que los electrones que pretendemos blindar. En cambio, el aluminio, donde la radiación pierde gran parte de su energía en choques inelásticos con los electrones orbitales produciendo ionización, resulta ser un blindaje adecuado para este tipo de radiación.

Cuando los electrones de altas energías ingresan en el medio absorbente primero pierden una parte de ésta por frenado radiactivo, luego una serie de colisiones inelásticas provocan una elevada ionización, como así también una excitación de átomos a lo largo de su trayectoria. Para electrones con bajas energías ocurren gran cantidad de dispersiones elásticas con trayectorias cortas para finalmente ser capturados. Estadísticamente, algunos electrones frenados tienen trayectorias más largas que otros, antes de ser capturados, dando lugar a una penetración más profunda, es decir un alcance más elevado. Este fenómeno, como vimos anteriormente, se denomina dispersión del alcance. La ley de transmisión a través del absorbente depende de la fuente emisora. Para haces de electrones monoenergéticos obtenidos por un acelerador, la transmisión es prácticamente lineal.

3.3 Interacción de la radiación electromagnética.

La atenuación de la radiación electromagnética (rayos gamma y rayos X) es cualitativamente diferente a la de las partículas cargadas: mientras que en éstas los alcances están bien definidos en función de la energía y del medio absorbente, la radiación electromagnética sólo puede ser reducida en intensidad aumentando el espesor absorbente interpuesto.

El paso de la radiación electromagnética por la materia se caracteriza por una ley de atenuación exponencial:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x) \quad (3.5)$$

donde:

$I(x)$ \equiv intensidad de la radiación que atraviesa un espesor x de absorbente

x \equiv espesor de absorbente

I_0 \equiv intensidad incidente

μ \equiv coeficiente de atenuación. Depende del material absorbente y de la energía de la radiación

Los fotones que componen el haz sufren interacciones efectivas mucho menos frecuentes que las partículas que forman un haz de partículas cargadas, y son absorbidos por los átomos arrancando electrones o son dispersados cuando ceden energía a los electrones atómicos. Se puede definir, para fotones, el recorrido libre medio por absorción λ_a o de dispersión λ_d . Este valor corresponde a la distancia media que recorre el fotón antes de desaparecer por el mecanismo correspondiente. El recorrido libre medio total es la distancia para la cual la intensidad del haz se reduce a $1/e$ de su valor inicial.

Una magnitud de uso común, para expresar la atenuación de un haz de radiación electromagnética, es el espesor de semirreducción, o sea, el espesor del absorbente necesario para reducir a la mitad a la intensidad incidente.

$$\ln(I(x)/I_0) = -\mu x \quad (3.6)$$

Haciendo $I(x)/I_0 = 1/2$, se obtiene que el espesor de semirreducción $x_{1/2}$ es:

$$x_{1/2} = \ln 2 / \mu \quad \mu = \ln 2 / x_{1/2} \quad (3.7)$$

A partir de esta última expresión se puede observar que, si el espesor es expresado en cm, μ está dado en cm^{-1} . Si se divide a este coeficiente por la densidad se obtiene el coeficiente de atenuación másico, o sea:

$$\mu_m = \mu / \rho = \ln 2 / (\rho x_{1/2}) \quad (3.8)$$

que queda expresado en cm^2/g , si la densidad está dada en g/cm^3 . Si se emplea este coeficiente la intensidad del haz es:

$$I = I_0 \exp(-\mu_m x_m) \quad (3.9)$$

Donde $x_m = x\rho$, y posee unidades de g/cm².

Puesto que el valor del coeficiente de atenuación másico μ_m varía muy lentamente con el número atómico de absorbente Z , la variación de $\rho \cdot x_{1/2}$ de un elemento a otro también es lenta. O sea, cuanto mayor es la densidad del material, menor el espesor necesario para producir una atenuación dada de la radiación. Es por ello que como absorbente suelen utilizarse materiales pesados, por ejemplo, el plomo.

3.3.1 Mecanismos de interacción de la radiación electromagnética

Los mecanismos de interacción que prevalecen para energías entre algunas decenas de keV y aproximadamente 10 MeV son tres. Dependiendo del material absorbente y de la energía de la radiación será predominante uno u otro. Estos mecanismos son:

- ✓ Efecto fotoeléctrico
- ✓ Dispersión Compton
- ✓ Producción de pares e^+e^-

Los dos primeros involucran interacciones de los fotones incidentes con electrones orbitales de los átomos del absorbente. La producción de pares se manifiesta para energías superiores a 1,022 MeV que es la energía equivalente a la masa en reposo del electrón y positrón originados.

- **Efecto Fotoeléctrico.** Este proceso se puede considerar como la interacción del fotón incidente con la nube electrónica del átomo, en la que es totalmente absorbido emergiendo un electrón, que se denomina fotoelectrón.

La energía cinética de este fotoelectrón corresponde a la diferencia entre la energía del fotón y la energía de enlace del electrón en la capa electrónica desde donde fue arrancado. La probabilidad de ocurrencia de este proceso aumenta con la energía de enlace, por lo que habitualmente el fotoelectrón pertenece a las capas K o L del átomo, que corresponden a las más próximas al núcleo y tienen sus energías de enlace mayores.

El efecto fotoeléctrico presenta una fuerte dependencia con el número atómico que se manifiesta en su coeficiente de atenuación. Este coeficiente es proporcional a Z^5 , esto hace que por ejemplo, el plomo sea un excelente blindaje para rayos X de bajas energías. La vacante dejada por el fotoelectrón es cubierta por otro electrón que proviene de las capas superiores, con la emisión de radiación (rayos X característicos) que corresponde a la diferencia de energías entre los niveles entre los que salta el electrón. También puede ocurrir que la energía no sea emitida en forma de radiación, sino que sea transferida a un segundo electrón (electrón Auger) que también emerge del átomo, quedando éste doblemente ionizado.

- **Dispersión Compton.** La dispersión Compton se considera como una colisión inelástica entre el fotón incidente y un electrón atómico, que se supone libre por ser la energía del fotón mucho mayor que la energía de enlace del electrón.

El resultado es la desaparición del fotón con E_0 y la aparición de otro fotón de energía E menor, acompañado de un electrón cuya energía cinética es aproximadamente la diferencia $E_0 - E$. Este mecanismo de interacción prevalece, en general, para fotones cuyas energías están comprendidas entre 0.5 y 10 MeV. Cada electrón en el medio absorbente actúa como un centro dispersor por lo que las características macroscópicas del medio dependen principalmente de la densidad electrónica por unidad de masa.

- **Formación de pares.** Cuando el fotón incidente tiene energía superior a 1.022 MeV, es posible que al pasar por las proximidades de un núcleo desaparezca, y en su lugar la energía se materialice en un electrón y en un positrón. La masa en reposo de cada una de estas partículas es 0.511 MeV, por lo que la energía cinética que comparten al salir expulsados es la energía del fotón incidente menos 1.022 MeV.

Tanto el electrón como el positrón son partículas cargadas, directamente ionizantes.. El positrón, una vez perdida prácticamente toda la energía cinética, se combina con un electrón del medio material, aniquilándose y apareciendo en su lugar dos fotones de 0.511 MeV de energía cada uno, que se mueven en direcciones opuestas. Esta radiación secundaria, denominada radiación de aniquilación, acompaña normalmente la absorción de los rayos gamma de alta energía por la materia.

El coeficiente de atenuación por formación de pares es proporcional al cuadrado del número atómico y al logaritmo de la energía, por lo cual este proceso resulta importante para absorbentes con Z elevado, en caso que pueda darse por la restricción energética explicada.

3.4 Interacción neutrónica.

La interacción de los neutrones con la materia difiere de la interacción que tienen las partículas cargadas y los rayos gamma. La función que determina la variación en la intensidad del haz al atravesar un determinado espesor de absorbente es, al igual que en el caso de la radiación electromagnética, exponencial.

Como los neutrones carecen de carga eléctrica las interacciones se producen por colisiones directas en las que sólo actúan fuerzas nucleares de corto alcance. La probabilidad de que ocurra una interacción con electrones, al atravesar un medio absorbente, es ínfima. En caso de ocurrir, prácticamente no altera el movimiento del neutrón, debido a la gran diferencia de masa entre ambos.

La cuantificación de la disminución de la intensidad del haz de neutrones, en función del espesor de absorbente interpuesto, se obtiene mediante la siguiente expresión exponencial:

$$I(x) = I_0 \exp(-n\sigma x) \quad (3.10)$$

donde:

x \equiv espesor del absorbente

n \equiv densidad atómica (número de átomos por unidad de volumen)

σ \equiv sección eficaz microscópica.

El producto $n\sigma$ es formalmente similar al coeficiente de atenuación empleado para la radiación electromagnética. A dicho producto se le denomina sección eficaz macroscópica Σ , que tiene unidades de inversa de longitud.

Comúnmente se utiliza la sección eficaz microscópica para caracterizar al medio absorbente. Su valor es función de la energía de los neutrones y da una medida de la probabilidad de interacción por átomo. Su unidad es la del área, m^{-2} en el Sistema Internacional. Dada la poca adecuación de la escala, se utiliza habitualmente el *barn*, que equivale a 10^{-24} cm^2 .

Similarmente, se interpreta la sección eficaz macroscópica de interacción como la probabilidad de que los neutrones incidentes interactúen por alguno de los procesos que se describen más adelante, por unidad de camino recorrido por el neutrón en el medio.

Otro parámetro importante es el denominado recorrido libre medio. Éste corresponde a la distancia promedio que recorre el neutrón entre dos colisiones sucesivas. Se demuestra que es igual a la inversa de la sección eficaz macroscópica total:

$$\lambda = 1/\Sigma \quad (3.11)$$

Por ser la sección eficaz microscópica (σ) función de la energía, es conveniente especificar intervalos de energía dentro de los cuales las interacciones varían de un modo regular. De acuerdo con su energía los neutrones se clasifican en:

- **Térmicos.** Son aquellos que están en equilibrio térmico con el medio que los rodea, no habiendo en promedio un intercambio neto de energía entre neutrones y átomos. Estos neutrones poseen una energía promedio de 0.025 eV, correspondiente a la agitación térmica a la temperatura ambiente.
- **Intermedios o epitérmicos.** Abarcan energías desde 0.5 eV hasta aproximadamente 10^4 eV. El valor de 0.5 eV como límite inferior está tomado de la capacidad del cadmio para absorber neutrones de bajas energías (la sección eficaz microscópica σ del Cd alcanza 57000 barns para neutrones térmicos), siendo prácticamente opaco por debajo de dicho valor de energía.
- **Rápidos.** Se denominan así cuando las energías están comprendidas entre 10^4 eV y 10^7 eV. Por lo general todos los neutrones emitidos por una fuente en un principio están comprendidos en esta región energética, pasando luego a energías menores por colisiones sucesivas.
- **Relativistas, i.e, alta energía.** Son aquellos cuyas energías cinéticas son superiores a los 10 MeV, en cuyo caso esta energía es una fracción apreciable del total (energía cinética más energía en reposo) por lo que se deben aplicar correcciones relativistas en el tratamiento de los mecanismos de interacción.

3.4.1 Tipos de interacción

La observación experimental del fenómeno de interacción del neutrón con los núcleos del material absorbente, ha dado lugar a separarlos en procesos de dispersión, cuando el neutrón es desviado de su trayectoria, y de absorción, cuando es incorporado al núcleo apareciendo posteriormente otras partículas energéticas.

Dispersión:

- **Dispersión elástica.** El neutrón es dispersado por el núcleo, éste recibe a su vez una pequeña cantidad de energía que se manifiesta como movimiento de retroceso.
- **Dispersión inelástica.** El neutrón entrega una cantidad tal de energía que, además de hacer retroceder al núcleo, lo deja en un estado excitado. El núcleo vuelve a su estado fundamental emitiendo radiación gamma.

Las interacciones se simbolizan en forma abreviada colocando entre paréntesis el neutrón incidente y la partícula saliente separadas por una coma, así las dispersiones elástica e inelástica se simbolizan como (n,n) y (n,n') , respectivamente.

Absorción:

- **Captura radiativa.** El neutrón es capturado por el núcleo, pasando éste a un estado excitado, del que regresa al estado fundamental emitiendo radiación gamma. Se expresa como (n,γ) .
- **Reacción nuclear.** El neutrón permanece en el núcleo, provocando la emisión de partículas. Por ejemplo, la emisión de protones o partículas alfa (n,p) y (n,α) . En el caso en que la energía del neutrón sea muy elevada, se pueden dar los casos de emisión de múltiples partículas, como por ejemplo (n,np) , $(n,2n)$ y $(n,3n)$.
- **Fisión.** Cuando el neutrón es capturado por ciertos núcleos pesados, que pasan a un estado de inestabilidad tal que se fraccionan en dos núcleos menores. Las masas de estos núcleos son aproximadamente la mitad del núcleo original, con la liberación de una gran cantidad de energía y emisión de un determinado número de neutrones resultantes.

A cada tipo de interacción le corresponde una sección eficaz que está relacionada con la probabilidad de este tipo de interacción, éstas se designan habitualmente como:

- ✓ σ_s sección eficaz de dispersión elástica
- ✓ σ_i sección eficaz de dispersión inelástica
- ✓ σ_γ sección eficaz de captura radiativa
- ✓ σ_p, σ_α , etc. sección eficaz de reacción nuclear (n,p) , (n,α) , etc.
- ✓ σ_f sección eficaz de fisión

La sección eficaz total, relacionada con la probabilidad total de interacción por cualquier proceso, se calcula como la suma de las secciones eficaces parciales para cada uno de los procesos: $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \dots$

Capítulo 4

CÓDIGO MCNPX

El código MCNPX [Pelowitz, 2005] es un simulador que nos ofrece la posibilidad de reproducir en un ordenador, un experimento real, es decir, en nuestro caso, seguir la radiación emitida por una fuente radiactiva a través de las denominadas celdas de diferentes materiales, teniendo en cuenta todas las interacciones y partículas secundarias originadas por cualquier proceso (dispersiones, reacciones nucleares, ...), hasta que llega a un detector. El código permite cambiar los modelos físicos utilizados (“cambiar la física”) del problema, y está especialmente pensado para tener en cuenta todas las posibles interacciones de los neutrones con la materia.

En este capítulo se fundamentan los principales conceptos de funcionamiento del código MCNPX, para poder seguir el trabajo de simulación hecho.

4.1 Introducción histórica.

Los inicios del método Monte Carlo en general están atribuidos a trabajos científicos, en el desarrollo de armas nucleares en Los Álamos durante 1940. Sin embargo, las raíces son mucho más lejanas. Tal vez, el documento más primitivo en el que se usa un "muestreo de selecciones al azar" fue el creado, para resolver un problema matemático, por el Conde de Bufón en 1772. Años después, otros científicos llevaron a cabo experimentos como Laplace, en 1786, que sugirió que π podía ser evaluado por "muestreo de selecciones al azar". Lord Kelvin utiliza esta técnica para ayudarse en la evaluación de algunas integrales de la energía cinética que aparecen en la teoría cinética de los gases.

Según Emilio Segré, estudiante y colaborador de la "International School of Physics Enrico Fermi", Fermi inventó una forma del método Monte Carlo cuando estaba estudiando la moderación de neutrones en Roma. Aunque Fermi no publicó nada, dejó asombrados a sus colegas con sus predicciones en los resultados de algunos experimentos. Después, para su satisfacción, revelaría que sus "suposiciones" estaban en realidad derivadas de técnicas de muestreos estadísticos que vinieron a su cabeza en noches de insomnio.

Durante la segunda guerra mundial, en los Álamos, Fermi juntó otros muchos científicos que desarrollaron la primera bomba atómica. Fue allí donde Stan Ulam se empezó a impresionar con las computadoras usadas para estudiar impulsiones. Ulam se dio cuenta que las técnicas de "muestreos estadísticos" eran consideradas poco factibles porque eran largas y pesadas, pero con el desarrollo de las computadoras podrían llegar a ser muy prácticas. Ulam discutió sus ideas con otros, como John von Neuman y Nicholas Metrópolis. Las técnicas de "muestreo estadístico" se asimilan a los juegos de azar, donde la aleatoriedad se podría llegar a resolver de una forma estadística con predicciones probabilísticas. El nombre que se le dio al método estadístico de trabajo fue, si cabe, pintoresco ya que en esa época Nicholas Metrópolis se enteró que Stan tenía un tío, el cual quería pedir prestado dinero a sus parientes para ir a Monte Carlo y, de este modo, surgió el nombre del método matemático de Monte Carlo.

Entretanto, un equipo de científicos en tiempo de guerra encabezados por John Mauchly estaban trabajando para desarrollar la primera computadora eléctrica en la Universidad de Pennsylvania en Philadelphia. Así fue como nació la ENIAC (Electronic Numerical Integrator and Computer) (ver figura 4.1), la primera computadora electrónica fabricada en Aberdeen en la Universidad de Pennsylvania. Para hacerse una idea de cómo era la máquina, esta tenía 18000 triodos dobles de tubo de vacío y un sistema con 50000 juntas de soldaduras.

John von Neumann⁶ estaba de asesor tanto en Aberdeen como en Los Álamos. Cuando tuvo noticias acerca del ENIAC, convenció a las autoridades de Aberdeen que podrían proporcionar unos servicios mucho mejores que los que estaban desarrollando hasta el momento como "firing-table", es decir, almacenamiento de datos. En 1945 John von Neumann, Stan Frankel, y Nicholas Metropolis visitaron la mayor escuela de ingeniería eléctrica en la "university of Pennsylvania" y allí investigaron el uso del ENIAC para cálculos para armas termonucleares junto con Edward Teller de los Alamos. En el 1947,

en los Álamos, Fermi inventó la máquina llamada FERMIAC se estudiaron por el método Monte Carlo las trazas de movimientos de neutrones por materiales fisionables.

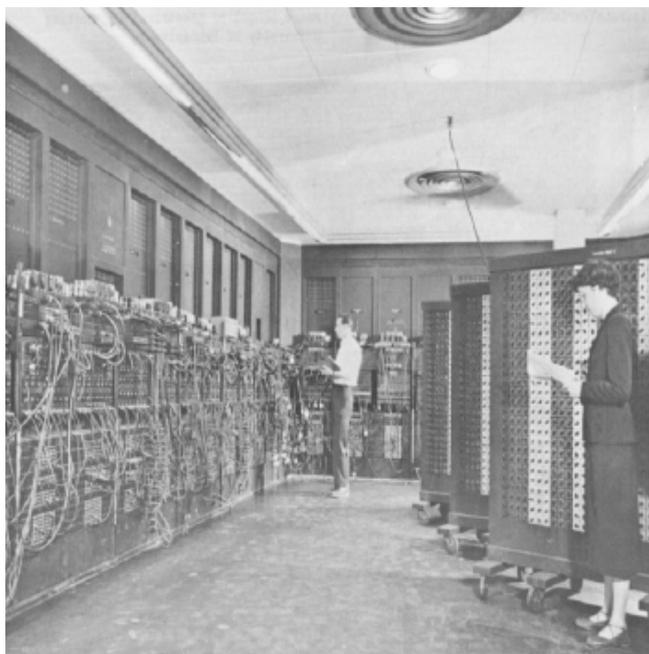


Figura 4.1.- ENIAC (Electronic Numerical Integrator and Computer) Una de las primeras máquinas de cálculo. Es decir uno de los padres de nuestros PC's

En 1948 Stan Ulam informó a la Comisión de Energía Nuclear que el método Monte Carlo no sólo era satisfactorio para resolver problemas termonucleares, como el estudio de la fisión nuclear, sino también podía ser utilizado en el estudio de cascadas de rayos cósmicos y en el estudio de ecuaciones diferenciales parciales. A finales de los 40 y principios de los 50, hubo una gran oleada de publicaciones sobre el método Monte Carlo y de cómo este podía solventar problemas en radiaciones, transporte de partículas y otras áreas de la ciencia. Muchísimos de los métodos descritos en esas publicaciones, son utilizados en el Monte Carlo de hoy en día, incluido el método de generación de números aleatorios usado en el MCNP. Gran parte del motivo de dicho alud de artículos sobre el tema fue causa del continuo desarrollo de computadoras tal como la MANIAC de los Álamos ("Mechanical Analyzer, Numerical Integrator, and Computer") en marzo de 1952.

Las técnicas matemáticas del método Monte Carlo han ido evolucionando a medida que ha pasado el tiempo. Variantes, como el código MCS, seguido del MCN en 1965, han ido perfeccionando cada vez la solución de problemas como la interacción de neutrones en la materia con geometrías tridimensionales.

Siguiendo en el desarrollo del método de trabajo, en 1973 el MCN se fusionó con MNG, un código Monte Carlo para transportar gammas de alta energía. Uno de los mayores avances de los 70, incluido en la presente estructura general de "*tallys*"*, es el cálculo de volúmenes atómicos, y un algoritmo de determinación de K_{eff} para criticidades nucleares (KCODE).

* un *tally* es en MCNPX una variable que acumula, es decir, donde se van sumando las contribuciones probabilísticas de las historias individuales para calcular la probabilidad total

Una de las últimas versiones es el evolucionado MCNPX, versión 2.5.0, del año 2005. Entre otras muchas aplicaciones, este código es utilizado por multitud de instituciones en todo el mundo para investigación, por ejemplo en los campos de:

- ✓ Diseño de aceleradores que bombardean blancos donde se producen reacciones de fragmentación nuclear, en particular para instalaciones de dispersión de neutrones.
- ✓ Investigación de aceleradores como fuentes de energía.
- ✓ Física médica, especialmente en terapias con neutrones y protones.
- ✓ Diseño de experimentos con neutrinos
- ✓ Dosimetría de altas energías y detección de neutrones.
- ✓ Protección nuclear
- ✓ Blindajes y protección radiológica...

Aun teniendo en nuestros días un código bastante sofisticado, este no es del todo perfecto. No dejemos de pensar que simplemente es un cálculo estadístico para simular la realidad, por tanto hay algunas limitaciones que con el trabajo de investigación cada vez se van salvando más, pero que se tienen de tener en cuenta. Por ejemplo una de ellas es la librería de secciones eficaces que posee el código. Ésta es muy amplia y cada vez se va ampliando más, aun así no están todos los isótopos ni todas las energías, y por tanto a veces tenemos de utilizar secciones eficaces de isótopos similares o calcularlas a partir de modelos físicos (que no siempre tienen por qué ser válidos) para poder solucionar esta falla.

4.2 Geometrías.

Cuando utilizamos este código, lo razonable es estudiar como afectan las radiaciones que produce nuestra fuente en un espacio acotado, ya que hacer el seguimiento de una partícula hasta el infinito (*“por todo el universo”*, según el lenguaje del MCNPX) consumiría un gran tiempo de cálculo. Es evidente que lo interesante es hacer el estudio de los efectos de las partículas emitidas por una fuente al chocar con un material dentro de un volumen, a una cierta distancia, al pasar por una superficie determinada, etc. Es por ello que una parte muy importante de nuestra simulación es la definición adecuada de la geometría del problema a tratar.

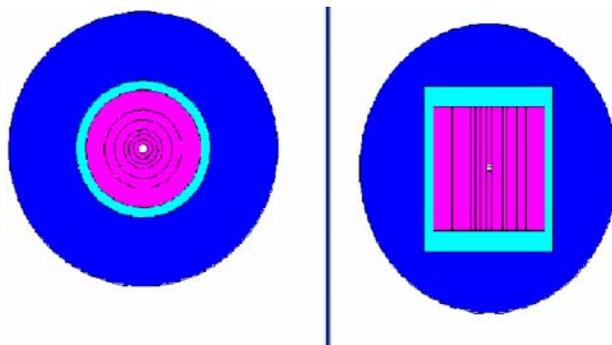


Figura 4.2.- Muestra de una simulación, la geometría muestra cilindros concéntricos, y los diferentes colores muestran los diferentes materiales que componen las diferentes celdas.

En primer lugar, para definir una geometría, definimos planos infinitos los cuales, a través de su unión o intersección formarán los diferentes volúmenes, *i.e.*, nuestras celdas. Después en el paso siguiente, tenemos que definir de qué están llenas estas celdas (será detallado en el punto siguiente), por tanto tenemos que especificar el material de estas, *i.e.*, si hay aire, si hay agua, si está el vacío, etc. Además, podemos definir incluso una combinación de materiales en una misma celda. Dentro de las geometrías, uno de los pasos más importantes es acotar el espacio poniendo nuestros volúmenes con los diferentes materiales, es decir, nuestro sistema, envueltos de un volumen con el vacío. Este hará que el simulador haga el seguimiento de las partículas dentro de "un universo" acotado, haciendo así la simulación viable. La forma que le demos a este volumen no variará el experimento.

➤ **Ejemplo de la definición de la geometría representada en la figura 5.2**

c definición de celdas

```

1 0 -11 21 -22 imp:n,p,h,a=1
20 3 -0.920000 51 -52 53 -54 25 -26 #1 imp:n,p,h,a=1
21 3 -0.920000 61 -62 63 -64 25 -26 (-51:52:-53:54)
    imp:n,p,h,a=1
3 3 -0.920000 -13 25 -26 #1 #20 #21 imp:n,p,h,a=1
4 3 -0.920000 13 -14 25 -26 imp:n,p,h,a=1
6 3 -0.920000 14 -16 25 -26 imp:n,p,h,a=1
7 4 -1.000000 -17 23 -24 #6 #4 #3 #1 #20 #21 imp:n,p,h,a=1
11 2 -0.001293 -31 #7 #6 #4 #3 #1 #20 #21 imp:n,p,h,a=1
12 0 31 imp:n,p,h,a=0
    
```

c superficies

```

11 cz 2.2
51 px -5
52 px 5
53 py -5
54 py 5
61 px -7.5
62 px 7.5
63 py -7.5
64 py 7.5
13 cz 15
14 cz 20
16 cz 30
17 cz 35
21 pz -1.1
22 pz 1.1
23 pz -40
24 pz 40
25 pz -30
26 pz 30
27 pz 40
28 pz -40
31 so 70
    
```

4.3 *Materiales.*

Como sabemos, en los cálculos de la interacción de las partículas α , β , γ , n, etc. con la materia, tiene una especial relevancia los valores de las secciones eficaces de interacción de las partículas o radiación incidente con las especies nucleares que forman los materiales con los que interacciona la radiación. Con el fin de que el código de cálculo utilice las secciones eficaces correctas para el problema definido, es importante que caractericemos bien el material que constituye nuestras celdas para que los resultados de nuestro experimento sean los esperados.

El material puede estar compuesto de diferentes isótopos de elementos naturales. Cada isótopo tiene una sección eficaz determinada, estas están guardadas en nuestro código en unas librerías internas, las cuales son publicadas por laboratorios como el de Los Álamos. Como es de esperar, cada vez hay más secciones eficaces publicadas, pero no están todas, por tanto es bueno que sepamos tomar el isótopo que más se aproxime al nuestro real, ya que de este buen criterio dependerá nuestro acierto en la simulación.

➤ **Ejemplo de definición de materiales:**

materiales

m2 8016 -0.2421 &

7014 -0.7014 &

6000 -0.0022 \$ aire

m3 6000 -0.85 1001 -0.15 \$ parafina

m4 6000 -0.8142 1001 -0.1359 &

5010 -0.0500 \$ parafina borada

4.4 *Otros comandos importantes.*

Una de las secciones también muy importante es la buena descripción de la fuente radiactiva, su situación geométrica, donde dirige su haz de partículas, de la naturaleza de este haz, etc. De igual forma es necesario que para una buena optimización de la simulación, detallemos, de todas las partículas que se van produciendo en el proceso de las diferentes colisiones con la materia, qué partículas queremos seguir y cuáles despreciar por ser irrelevantes en nuestro proyecto.

Otro factor a tener en cuenta es el de las energías. En la descripción de una fuente es importante dar la energía de las partículas que salen de ella, como describir si esta es monoenergética o si por el contrario es un espectro continuo el cual detallaremos.

Siguiendo con la optimización de nuestro proyecto, hay pequeñas ordenes que, sin modificar nuestra simulación, agilizan el proceso, por ejemplo si tenemos una fuente de neutrones que cada 10^5 de estos produce un protón al colisionar, nosotros mandamos que cada vez que colisione cree un protón y por tanto tendremos un proceso más rápido sin cambiar el concepto físico buscado en el proyecto. También debemos especificar al final de nuestro código que resultados queremos que nos contabilice y muestre su resultado, y cuales simplemente los almacene para su propio uso durante el procedimiento.

Este último ítem se especifica en los "tallys", estos son de vital importancia, no sólo para agilizar el procedimiento sino que también para darnos los resultados que podremos posteriormente estudiar con detalle. En el procedimiento, son muchos los haces de partículas que van creándose o destruyendo en cada colisión, pero es necesario saber qué es lo que nos importa para nuestro estudio para programarlo adecuadamente..

➤ **Ejemplo de los comandos de la fuente y de seguimiento de partículas:**

mode n p h a

sdef par=d1 pos=0 0 0 cel=1 erg=fpar d2

si1 L n p

sp1 1 1 \$ Los n se crean con WGT=0.5, ph con WGT=0.5

sb1 2 1 \$ El número de trazas de n=0.6667xNPS, p=0.333xNPS

ds2 S 3 4 \$ Esta card indica cuales son las entradas donde ir a buscar la información sobre la variable independiente, en este caso donde mirar las energías según el tipo de partícula. Para n ir a si3 i sp3 i para ph ir a si4 i sp4.

si3 H 4.14E-7 0.11 0.33 0.54 0.75 0.97 1.18 1.40 1.61 1.82&

2.04 2.25 2.47 2.68 2.90 3.11 3.32 3.54 3.75 3.97&

4.18 4.39 4.61 4.82 5.04 5.25 5.47 5.68 5.89 6.11&

6.32 6.54 6.75 6.96 7.18 7.39 7.61 7.82 8.03 8.25&

8.46 8.68 8.89 9.11 9.32 9.53 9.75 9.96 10.18 10.39&

10.60 10.82 11.03 11.09

sp3 D 0.0 1.43636E-2 3.33978E-2 3.12723E-2 2.81200E-2 2.50021E-2&

2.13611E-2 1.98311E-2 1.74702E-2 1.92486E-2 2.22521E-2&

2.14577E-2 2.24824E-2 2.27660E-2 2.95063E-2 3.55852E-2&

3.68529E-2 3.45833E-2 3.06587E-2 2.99874E-2 2.69066E-2&

2.86265E-2 3.17841E-2 3.07368E-2 3.33402E-2 3.04124E-2&

2.73807E-2 2.33193E-2 2.05848E-2 1.81520E-2 1.76734E-2&

2.03939E-2 1.82995E-2 1.62989E-2 1.67736E-2 1.68069E-2&

1.88334E-2 1.83744E-2 1.68805E-2 1.43522E-2 0.96773E-2&

0.65208E-2 0.42552E-2 0.36669E-2 0.38059E-2 0.50580E-2&

0.62534E-2 0.55192E-2 0.46755E-2 0.36958E-2 0.27814E-2&

0.15140E-2 0.03633E-2 0.0

si4 L 0.069231

sp4 D 1

c respuesta en las diferentes superficies

E0 1.e-11 50log 1.e3

F12:n 41 52 62 72 82 92 12 16 \$ flujo de neutrones a cada superficie

F22:p 41 52 62 72 82 92 12 16 \$ flujo de fotones a cada superficie

c F32:h 41 52 62 72 82 92 12 16 \$ flujo de protones a cada superficie

c F42:a 41 52 62 72 82 92 12 16 \$ flujo de alfas a cada superficie

c ENERGY Cards

PHYS:N 20.0 0.0 0 -1 -1 0 1

PHYS:P 20.0 0 0 0 1

PHYS:H 20.0 0 -1 j 0 j 1

PHYS:A 20.0 3j 0

CUT:N 1E34 0 -0 -0 1

CUT:H 1E34 1e-3 -0 -0 1

CUT:P 1E34 0 -0 -0 1

CUT:A 1E34 0 -0 -0

**CARACTERIZACIÓN DE
LA FUENTE DE AMBE.
TRABAJO
EXPERIMENTAL**

Capítulo 5

INTRODUCCIÓN EXPERIMENTAL

En el primer capítulo de esta parte del trabajo, introduciremos la parte experimental del trabajo de investigación. Primero daremos la situación y descripción de la fuente AmBe que tenemos. Seguiremos describiendo el proyecto de irradiador que tenemos para el aprovechamiento de esta fuente, y como se organizará el trabajo para poder tener resultados satisfactorios.

5.1 Situación actual de la fuente AmBe.

5.1.1 Características de la fuente.

La fuente que el grupo de física de las radiaciones tiene en su poder en estos momentos es una fuente transportable de $^{241}\text{Am-Be}$, con una actividad de 1000mCi referida al 17 de Julio de 1983 y suministrada a través de la División de Isótopos de la antigua Junta de Energía Nuclear (J.E.N.), por el O.R.I.S del C.E.A (todas las características en el anexo 4).



Figura 5.1.- Ubicación de la fuente $^{241}\text{Am-Be}$ del Grupo de Física de Radiaciones de la UAB

5.1.2 Características y ubicación del contenedor.

Con el fin de contener la fuente en condiciones adecuadas de seguridad, ésta está situada en el interior de un contenedor cilíndrico lleno de parafina borada. Este cilindro tiene unas dimensiones exteriores de 700×700 mm. El contenedor, con la fuente de neutrones, se encuentra ubicado en el laboratorio de Física de las Radiaciones. El contenedor está convenientemente señalado con el símbolo de zona controlada de la instalación radiactiva correspondiente, pues no puede ser manipulada por personal sin autorización. El laboratorio de Física de las Radiaciones está clasificado como zona vigilada, por lo se debe trabajar en el en presencia de personal autorizado. Los niveles de radiación en el exterior del contenedor de la fuente y en contacto con él son del orden de 4 veces el fondo natural de radiación. Incluso con la fuente extraída del contenedor y, por lo tanto, sin blindaje, 5 metros de aire son suficientes para disminuir las dosis recibidas por exposición a la radiación que proviene de la fuente a niveles por debajo de los límites de exención y de zona de libre acceso. Por este motivo, siempre que se realizan exposiciones con la fuente extraída se sitúa en un rincón del laboratorio, para asegurar que que siempre haya, por lo menos, estos 5 metros de aire entre la fuente y

una persona que esté trabajando en otra dependencia de la misma planta o entre la fuente y el pasillo de acceso.



Figura 5.2.- Instante de uno de los experimentos efectuados, con la fuente en el exterior de su blindaje.

5.2 Qué queremos hacer con la fuente de Am-Be.

Hasta ahora esta fuente ha estado inutilizada, solamente en trabajos muy específicos se ha sacado del blindaje para hacer alguna medida. Con este trabajo lo que se quiere es caracterizar la fuente, y poder construir, en principio al menos diseñar, un irradiador que, guardando todos los requisitos de seguridad necesarios pudiera hacer servible nuestra fuente.

Fijémonos en el esquema del irradiador (figura 5.3). Éste consta de un cilindro, más o menos como el que tenemos ahora como blindaje de la fuente, pero con una pequeña, gran diferencia, el material con el que está construido. Como hemos dicho antes la parafina borada blindaje todos los neutrones de la fuente, ya que la parafina, o lo que es lo mismo por sus características moleculares, el polietileno, es un elemento cargado de hidrógeno que termaliza los neutrones, que después el boro absorbe. Con el blindaje que tenemos ahora poco podemos utilizar de la fuente, pues todos los neutrones que salen de la misma son parados en el blindaje. Lo que buscamos en un irradiador es tener un flujo de neutrones a diferentes energías, para así poder poner a irradiar materiales con el flujo de neutrones de energías determinadas. Para ello tenemos que conseguir termalizar el flujo de neutrones, pero disminuyendo lo mínimo posible, este flujo.

Para nuestro trabajo hemos pensado en la construcción de este cilindro (figura 5.3) En el centro, de color rojo, tendríamos la fuente. En el exterior, en color más oscuro, situaríamos una capa de boro, para asegurarnos que no tenemos neutrones en el exterior. El cilindro interior, a diferencia de ahora que como hemos dicho tenemos parafina

borada, sería solamente de polietileno. Con ello conseguiríamos que en cada orificio, dibujado en blanco, pudiéramos tener distintos flujos de neutrones con diferentes espectros energéticos, sin prácticamente perder nada de flujo. Por último, este cilindro tendría que tener una tapa de Boro (figura 5.4) para poder sellar la fuente por todo el espacio.

Con esta constitución del contenedor donde tendríamos la fuente, sin variar mucho las características del que tenemos ahora, podríamos disponer de la fuente para trabajos de irradiación de pequeños materiales que quisiéramos estudiar. También podríamos utilizar la fuente directamente sacándola de su cilindro, más o menos como ahora hacemos.

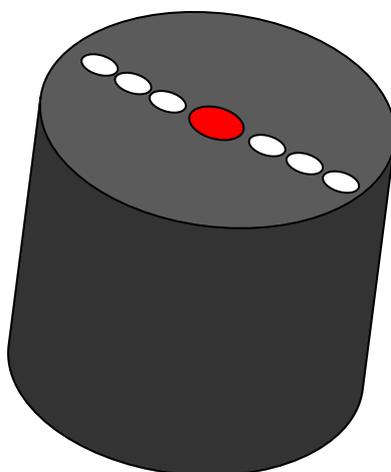


Figura 5.3.- Esquema del irradiador

5.3 Como distribuimos nuestro trabajo.

El trabajo para la construcción de este irradiador lo distribuiremos en tres fases:

1. Determinaremos el término fuente de forma experimental. Como se ha detallado en el capítulo 1, el GFR posee una amplia experiencia en la determinación de espectros neutrónicos de todo tipo. Para esta situación, podemos utilizar el espectrómetro de esferas Bonner activo, con un contador proporcional de ^3He , ya que no existe ni un campo mixto de radiación gamma-neutrón que pueda falsear las medidas (como podría ocurrir en un LINAC hospitalario, donde los neutrones aparecen como contaminación de un haz de fotones), ni campos electromagnéticos intensos que puedan perturbar los instrumentos de medida. Debemos recalcar que el objetivo de las medidas no es hallar el espectro neutrónico en el punto de medida, sino determinar el término fuente, es decir, el espectro de los neutrones emitidos por la fuente.
2. Una vez hallado el término fuente, o en paralelo, haremos todo un proceso de simulaciones con el código de simulación descrito en el capítulo 4, MCNPX. Iremos

repetiendo las simulaciones mejorando las características del irradiador hasta que hallemos lo que realmente buscamos.

3. Por último y en forma de conclusión, valoración o como mero proyecto de futuro, daremos una pincelada de cómo podríamos construir una sala para aprovechar la construcción del irradiador según las características del diseño del mismo.

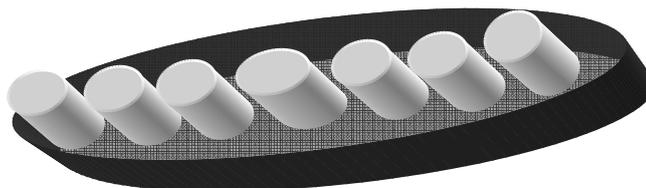


Figura 5.4.- Esquema de la tapa de nuestro irradiador

5.4 El polietileno.

Como se ha comentado, para la termalización de los neutrones utilizaremos polietileno, por su riqueza en hidrógeno. Por ello vamos a dedicar un apartado a describir las características del mismo [Polymeric Material Encyclopedia, 1996].

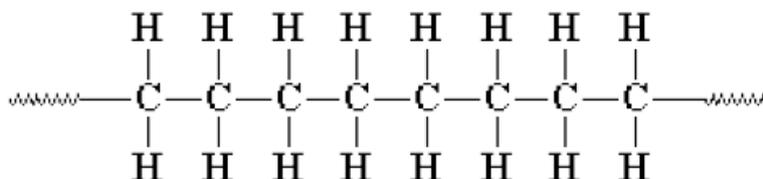


Figura 5.5.- Muestra de una cadena del polietileno de alta densidad. Este es un polímero de cadena lineal no ramificada.

Se denomina polietileno a cada uno de los polímeros del etileno. La fabricación de polímeros consume el 60% del etileno que se produce. El polietileno es probablemente el polímero que más se ve en la vida diaria. Es el plástico más popular del mundo. Existen, básicamente, dos tipos de polietileno, el polietileno de baja densidad (Low Density PolyEthylene LDPE) y el polietileno de alta densidad (High Density PolyEthylene HDPE). También se pueden distinguir el polietileno lineal de baja densidad y el polietileno de peso molecular ultra-alto (Ultra High Molecular Weight PolyEthylene UHMWPE).

- **El polietileno de alta densidad es un polímero de cadena lineal no ramificada.**(figura 5.5) Se obtiene por polimerización del etileno a presiones relativamente bajas (1-200 atm), con catalizador alquilmetalico (catálisis de Ziegler) o un óxido metalico sobre sílice o alúmina (procesos Phillips y Stardard Oil). Su

resistencia química y térmica, así como su opacidad, impermeabilidad y dureza son superiores a las del polietileno de baja densidad.

- **El polietileno de baja densidad es un polímero de cadena ramificada.** (figura 5.6) Se obtiene por polimerización del etileno a altas presiones (aproximadamente 1200 atm y 200° C) con oxígeno o catalizador de peróxido y por mecanismo de radicales libres. Es un sólido más o menos flexible, según el grosor, ligero y buen aislante eléctrico.

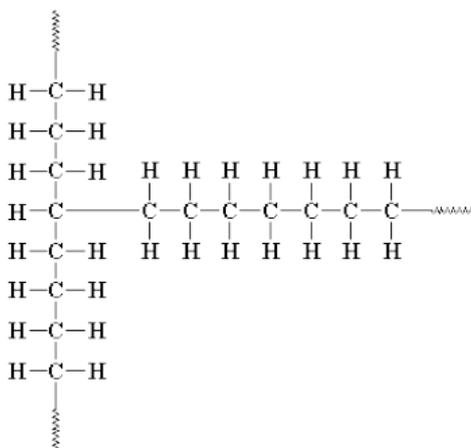


Figura 5.6.- Muestra de una cadena del polietileno de baja densidad. Este es un polímero de cadena ramificada.

Podemos ver que para nuestra elección, en una primera observación, nos es indiferente qué polímero escoger. Cuando se realice el proyecto de construcción del irradiador se decidirá cuál escoger, más seguramente por consideraciones de densidad (a mayor densidad necesitaremos menos espesor de absorbente) que no de estructura.

5.4.1 Estructura química.

El análisis del polietileno (C, 85.7%; H, 14.3%) corresponde a la fórmula empírica $(CH_2)_n$, resultante de la polimerización por adición del etileno. La estructura de un polietileno típico difiere de la de un alcano de cadena recta en que es de cadena ramificada y contiene grupos olefínicos de tres tipos (por lo menos). Puede contener también otros grupos químicos derivados del catalizador usado en su fabricación o de impurezas en el etileno, pero éstas representan generalmente mucho menos del 0.1% en peso del polímero. La condición ramificada de la cadena del polímero influye profundamente en las propiedades físicas tanto del polietileno sólido como del polietileno fundido. En consecuencia, las propiedades físicas que se indican más adelante se refieren no sólo a un intervalo de pesos moleculares, sino también a cierto tipo de polímeros de cadena ramificada. Variando las condiciones en que se realiza la polimerización, es posible variar el grado de ramificación entre límites amplios y producir gran número de tipos de polímeros. Como en la mayoría de los polímeros, una muestra normal tiene una distribución amplia de pesos moleculares, y el fraccionamiento del polietileno indica que una muestra de un peso molecular medio numérico de 15000 contiene material de peso molecular inferior a 1000 y también superior a 80000. Por otra parte, el examen infrarrojo de fracciones del polietileno

normal muestra que el número de ligaduras dobles por molécula es aproximadamente el mismo para fracciones de peso molecular elevado y de peso molecular bajo y que la frecuencia de las cadenas laterales a lo largo de la molécula es independiente del peso molecular de la fracción.

Esta estructura química y composición del polietileno es una de las razones fundamentales de nuestra elección. Fijémonos en esta composición: un primer análisis puede llevarnos a una idea equivocada del buen funcionamiento de este material para nuestro trabajo. Una proporción del 85% de carbono frente al 14% de hidrógeno nos puede hacer pensar que no es una buena proporción, ya que lo queremos es una gran cantidad de hidrógeno. Pero estamos equivocados, si seguimos analizando los resultados, nos damos cuenta que al ser esta proporción densidad másica, es normal que tengamos un 85% de carbono por un 14% de hidrógeno ya que el peso de un átomo de carbono son 12 u mientras uno de hidrógeno pesa 1 u, además tenemos que la sección eficaz para neutrones del hidrógeno comparado con el del carbono es espectacularmente superior (ver la tabla 5.1). Por tanto estamos seguros que, con estas características de estructura química, la probabilidad de que un neutrón al pasar por nuestro polietileno choque con un hidrógeno y vaya dejando su energía en el choque y por tanto perdiendo energía, es decir, termalizándose, es muy grande.

Tabla 5.1 Algunas propiedades del polietileno

Column	Unit	Quantity					
1	---	Isotope					
2	---	Natural abundance (For radioisotopes the half-life is given instead)					
3	fm	bound coherent scattering length					
4	fm	bound incoherent scattering length					
5	barn	bound coherent scattering cross section					
6	barn	bound incoherent scattering cross section					
7	barn	total bound scattering cross section					
8	barn	absorption cross section for 2200 m/s neutrons					
Neutron scattering lengths and cross sections for C							
Isotope	con c	Coh b	Inc b	Coh xs	Inc xs	Scatt xs	Abs xs
C	---	6.6460	---	5.551	0.001	5.551	0.0035
12C	98.9	6.6511	0	5.559	0	5.559	0.00353
13C	1.1	6.19	-0.52	4.81	0.034	4.84	0.00137
Neutron scattering lengths and cross sections for H							
Isotope	conc	Coh b	Inc b	Coh xs	Inc xs	Scatt xs	Abs xs
H	---	-3.7390	---	1.7568	80.26	82.02	0.3326
1H	99.985	-3.7406	25.274	1.7583	80.27	82.03	0.3326
2H	0.015	6.671	4.04	5.592	2.05	7.64	0.000519
3H	(12.32 a)	4.792	-1.04	2.89	0.14	3.03	0

5.4.2 Estructura física.

El carácter más importante de la estructura física del polietileno es la cristalinidad parcial del sólido (2,5). Un polietileno no ramificado es casi completamente cristalino y tiene un punto de fusión relativamente neto. El polietileno tiene una estructura

parcialmente cristalina, parcialmente amorfa, y muestra un cambio gradual, a medida que aumenta la temperatura, hasta el estado completamente amorfo fundido. El grado de cristalinidad a temperaturas ordinarias se determina fácilmente por una medida del peso específico, y es aproximadamente 60% para un polietileno normal. Puede hacerse muestras más o menos cristalinas, y esta variación de cristalinidad es debida a la variación en el grado de ramificación de la cadena.

Es sabido que al aumentar la ramificación de la cadena, disminuye la densidad del polietileno y su grado de cristalinidad. Varias propiedades son directamente afectadas por la cristalinidad y, en consecuencia por el grado de ramificación. Son un ejemplo la dureza, el punto de reblandecimiento y el punto de ruptura por tracción. Otras propiedades, como la resistencia a la tracción, la flexibilidad a temperaturas bajas y la resistencia al choque, son principalmente funciones del peso molecular medio. El gran número de tipos de polietileno es una consecuencia de la extensa variación en el peso molecular y en el grado de ramificación, y por consiguiente en la cristalinidad, propiedades que varían según las condiciones de polimerización. Los estudios del modo de cristalización del polietileno desde su estado fundido muestran que la cristalización empieza en puntos distribuidos al azar en la masa del material y prosiguen radialmente hacia afuera con una rapidez que depende de la temperatura a la cual se produce la cristalización.

Una más que larga lista de propiedades definen el polietileno como uno de los polímeros más utilizados tanto en la industria, como para uso cotidiano, etc. También son muy conocidas sus características de aislamiento eléctrico, su estanqueidad, etc.

Capítulo 6

MEDIDA DEL TERMINO FUENTE

En la introducción de nuestro informe hemos presentado el trabajo del Grupo de Física de las Radiaciones de la UAB. También hemos descrito la espectrometría neutrónica que se realiza con las esferas Bonner.. En este capítulo, detallaremos el trabajo de medida del espectro de emisión de neutrones de la fuente de AmBe, realizado con el espectrómetro basado en las esferas Bonner, para hallar el término fuente.

6.1 Estructuración del trabajo

Para la obtención del término fuente nos dispondremos a tomar 5 puntos de medida. Éstos estarán a diferentes distancias de la fuente de AmBe: a 0.5, 1, 1.5, 2 y 2.5 metros. En cada punto tomaremos la lectura del contador proporcional de ^3He para las 11 configuraciones diferentes de las esferas, y con el conjunto de medidas haremos el tratamiento de datos, los cuales nos darán el espectro.

En este caso, utilizamos el sistema activo de medida, pues el flujo de neutrones que obtenemos en los puntos de medida a partir de nuestra fuente no es lo suficientemente elevado para que, en un tiempo relativamente corto, se activen las láminas de oro del sistema pasivo. Por otro lado, el flujo es lo suficientemente bajo para no dañar la electrónica del sistema activo. Las lecturas obtenidas se introducen en una hoja Excel, que permite el cálculo de la respuesta de cada una de las esferas en cada punto de medida de una forma rápida y cómoda. Si el procedimiento es correcto, la respuesta de las 8 esferas desnudas debe poderse ajustar correctamente mediante un polinomio de 5º grado, mientras que la correspondiente a las tres esferas cubiertas con Cd se debe ajustar con un polinomio de segundo grado.

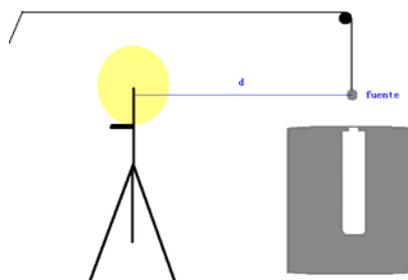


Figura 6.1.- Esquema ilustrativo del dispositivo experimental utilizado en las medidas con las esferas Bonner.

Toda la adquisición de datos ha tenido lugar sin ningún tipo de filtraje de la radiación que llega al detector, es decir, se ha efectuado sin desprestigiar ninguna radiación. Así, los neutrones que nos llegan al detector pueden provenir directamente de la fuente (término directo), que son los que queremos contar. Por otro lado, también llegan neutrones secundarios (término disperso) producto de la dispersión de los neutrones directos con los materiales de la sala donde tenemos la fuente. Los neutrones directos se ven, además, afectados por la absorción del aire que se interpone entre la fuente y el detector. La separación de estas tres componentes (directa, dispersa y absorbida) se logra, para cada una de las 11 configuraciones, mediante un ajuste polinómico de segundo grado de las lecturas obtenidas en función de la distancia, tal como describe más adelante. Este método permite extrapolar las lecturas a $d = 0$ para cada una de las 11 configuraciones y, por lo tanto, hallar la lectura que obtendríamos sólo con el término fuente (neutrones directos)

Por último, cuando los datos corresponden sólo a la radiación procedente de la fuente, es decir, la radiación directa, introduciremos los datos al programa de deconvolución FRUIT [Bedogni et al., 2007] para obtener el espectro energético de los neutrones que provienen de la fuente a partir de la respuesta de las esferas.

6.2 Obtención de las tasas de contaje.

La figura 6.1 muestra un esquema de la fuente a una distancia d del detector, la cual vamos cambiando para cada punto de medida. Adicionalmente, se sitúa una segunda esfera de 4,2” de diámetro con un segundo contador proporcional de ^3He que se utiliza como monitor del campo neutrónico, y que se mantiene durante todo el conjunto de medidas con las 11 configuraciones en un punto fijo y suficientemente alejado del primer detector para que no perturbe el campo neutrónico. En la foto de la figura 6.2 podemos apreciar al fondo esta segunda esfera.. Esta esfera nos servirá para detectar posibles anomalías en la respuesta de nuestro detector de medida. Por último las electrónicas de los dos detectores, tanto la esfera de control como la de medida, se unen a un contador con temporizador (figura 6.3) que va registrando, a intervalos regulares prefijados de tiempo, los datos que nos van dando los dos detectores.



Figura.6.2.- Foto del dispositivo montado para la medida del término fuente



Figura 6.3.-Monitor donde se van registrando los datos transmitidos por los detectores.

Se han tomado las lecturas que resultan de situar las 11 configuraciones del espectrómetro Bonner activo de la UAB en los 5 puntos seleccionados para la medida. La tabla 6.1 muestra los resultados de la medida (en cuentas/s) y los resultados normalizados por unidad monitor.

Tabla 6.1.- Valores de las lecturas de las 11 configuraciones en los 5 puntos de medida en cuentas/s entregadas por el contador proporcional y normalizadas por unidad monitor.

Esfera	Respuesta (c/s)				
	0,5 m	1 m	1,5 m	2 m	2,5
2,5	4,281 ± 0,065	2,240 ± 0,046	1,437 ± 0,035	1,233 ± 0,024	1,031 ± 0,020
3	7,03 ± 0,11	2,940 ± 0,063	1,936 ± 0,040	1,590 ± 0,028	1,319 ± 0,023
4,2	15,40 ± 0,15	5,281 ± 0,084	3,290 ± 0,048	2,461 ± 0,034	1,997 ± 0,028
5	20,66 ± 0,19	6,621 ± 0,094	3,942 ± 0,063	2,827 ± 0,043	2,277 ± 0,030
6	25,91 ± 0,21	8,06 ± 0,10	4,589 ± 0,068	3,065 ± 0,045	2,407 ± 0,034
8	29,25 ± 0,22	8,78 ± 0,11	4,532 ± 0,067	3,011 ± 0,045	2,181 ± 0,032
10	26,39 ± 0,21	7,60 ± 0,10	3,772 ± 0,061	2,414 ± 0,034	1,704 ± 0,026
12	21,95 ± 0,19	5,975 ± 0,089	2,870 ± 0,054	1,845 ± 0,030	1,298 ± 0,023
2.5" + Cd	3,551 ± 0,060	1,509 ± 0,045	1,046 ± 0,030	0,819 ± 0,020	0,757 ± 0,011
3" + Cd	6,572 ± 0,081	2,440 ± 0,057	1,570 ± 0,036	1,224 ± 0,024	1,012 ± 0,020
4.2" + Cd	14,88 ± 0,14	5,191 ± 0,083	3,055 ± 0,050	2,255 ± 0,033	1,721 ± 0,026

Esfera	Respuesta per unitat monitor				
	0.5 m	1 m	1.5 m	2 m	2.5 m
2,5	1,047 ± 0,016	0,467 ± 0,010	0,3440 ± 0,0085	0,2944 ± 0,0059	0,2432 ± 0,0049
3	1,717 ± 0,027	0,701 ± 0,015	0,457 ± 0,010	0,3834 ± 0,0068	0,3192 ± 0,0057
4,2	3,785 ± 0,036	1,244 ± 0,020	0,788 ± 0,012	0,5905 ± 0,0083	0,4800 ± 0,0069
5	5,082 ± 0,046	1,572 ± 0,023	0,956 ± 0,015	0,664 ± 0,010	0,5465 ± 0,0073
6	6,312 ± 0,051	2,009 ± 0,026	1,097 ± 0,016	0,739 ± 0,011	0,5725 ± 0,0082
8	7,059 ± 0,054	2,116 ± 0,026	1,084 ± 0,016	0,722 ± 0,011	0,5110 ± 0,0077
10	6,543 ± 0,052	1,800 ± 0,024	0,892 ± 0,015	0,5617 ± 0,0080	0,4125 ± 0,0064
12	4,999 ± 0,044	1,390 ± 0,021	0,681 ± 0,013	0,4477 ± 0,0073	0,3164 ± 0,0057
2.5" + Cd	0,874 ± 0,015	0,354 ± 0,011	0,2551 ± 0,0074	0,1948 ± 0,0048	0,1687 ± 0,0025

Con los datos obtenidos en los 5 puntos de medida y las 11 configuraciones de las esferas, obtendremos el espectro en cada uno de estos 5 puntos.

6.3 Espectros neutrónicos medidos

Después de haber comprobado, con la ayuda de nuestro monitor del campo, que los datos recogidos son correctos, ahora tenemos de comprobar que la respuesta de las esferas es la esperada. Según las características de los espectrómetros basados en esferas Bonner, independientemente del número de esferas de polietileno utilizadas, la tasa de contaje obtenida del contador de neutrones térmicos en el centro de las esferas en función del diámetro de las mismas debe ajustar de forma muy aproximada un polinomio de 5º grado.. Por tanto, tomaremos las tablas con la respuesta de cada esfera y en cada punto, con las 11 configuraciones, haremos un gráfico, para comprobar el comportamiento de dichas respuestas (figura 6.4 y anexo1)

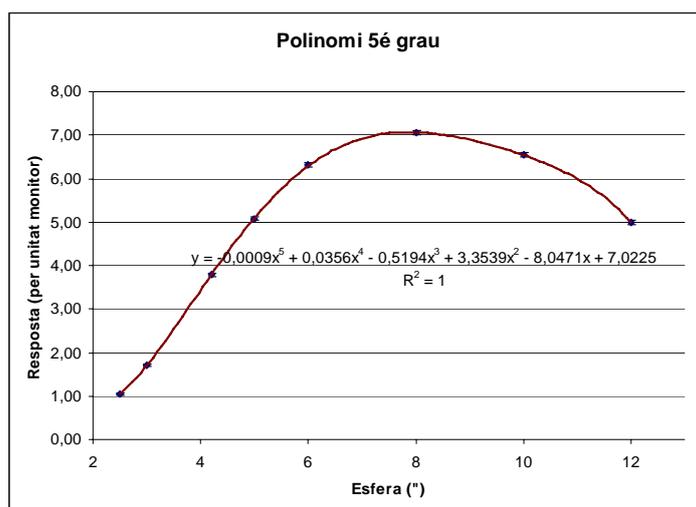


Figura. 6.4.- Muestra de la regresión polinómica de 5º grado que nos da al ajustar las 11 respuestas de un punto de medida.

Una vez comprobada la buena respuesta de nuestras esferas, nos valdremos del programa de deconvolución FRUIT para obtener los espectros neutrónicos en cada uno de los 5 puntos (figura 6.5). Podemos obtener los espectros absolutos porque las funciones respuesta de nuestras esferas están validadas experimentalmente en institutos de referencia. FRUIT también calcula, si las funciones respuesta están validadas, las magnitudes dosimétricas globales (tasa de fluencia $\dot{\phi}$ y dosis equivalente ambiental H^*) (tabla 6.2)

Tabla 6.2.- Magnitudes dosimétricas globales calculadas por FRUIT

Point	Distance to source L (m)	Fluence rate $\dot{\phi}$ (cm ⁻² ·s ⁻¹)	Ambient dose equivalent rate \dot{H}^* (10) (μSv·h ⁻¹)	Average energy (fluence) (MeV)	Average energy (dose equivalent) (MeV)
1	0.50	90.00 ± 0.26	111.95 ± 0.46	3.57	4.29
2	1.00	27.67 ± 0.29	30.80 ± 0.52	2.37	3.15
3	1.50	15.09 ± 0.16	15.08 ± 0.29	2.03	2.99
4	2.00	11.15 ± 0.12	9.78 ± 0.22	1.93	3.26
5	2.50	8.755 ± 0.090	7.02 ± 0.17	1.75	3.21

Para medir el espectro de una fuente, tendríamos de tener la fuente y nuestro sistema de medida en unas condiciones ideales, cosa que es muy difícil de conseguir, pues sólo con estar cerca de paredes de hormigón ya tendríamos neutrones detectados que no proviniendo de la emisión directa de la fuente, sino de dispersiones producidas por dicho material. Por tanto, el siguiente paso en el trabajo es, como quedarnos sólo con la

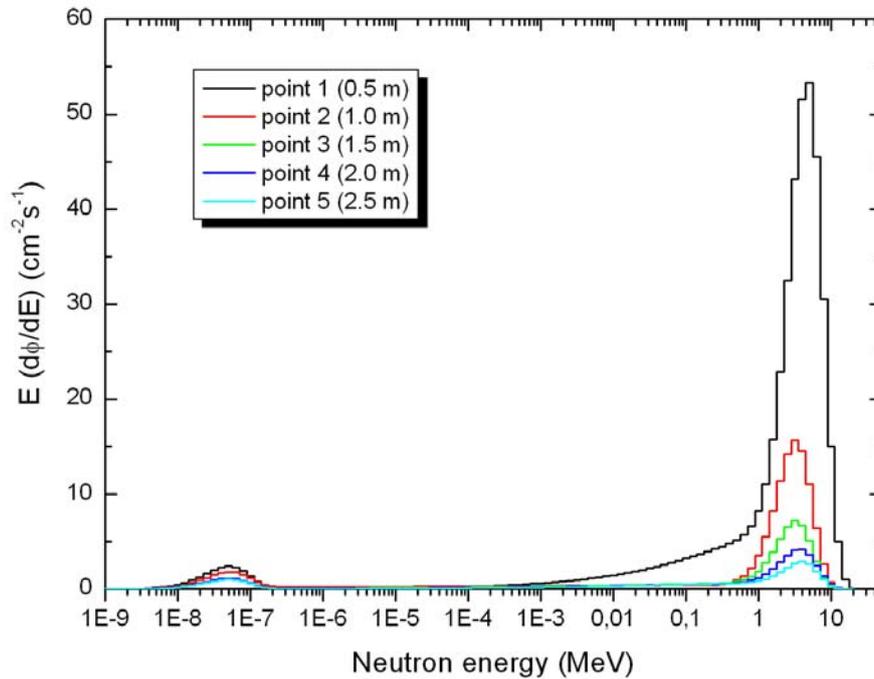


Figura. 6.5.- Espectros neutrónicos en los 5 puntos medidos

emisión directa, eliminar las componentes dispersa y absorbida para poder así obtener el término fuente.

6.4 Obtención del término fuente.

Como se describe en la Tesis del Dr. Roberto Bedogni [6] uno de los métodos para separar la parte de intensidad de neutrones que pertenece a radiación directa del resto, este método se le llama ajuste polinómico.

6.4.1 Ajuste polinómico.

Por el método del ajuste polinómico [Bedogni, 2006], partimos de que el numero de cuentas que llega al detector se pueden caracterizar mediante un polinomio de 2º grado

$$C_i = K/L^2 + A/L + S \tag{6.1}$$

donde:

- C_i es la tasa de cuentas detectadas (s^{-1})
- L es la distancia de la fuente al detector.

Por las características de las diferentes radiaciones se puede apreciar en la ecuación 6.1 cual es cada una. Las cuentas registradas en un detector a partir de una fuente puntual dependen del inverso del cuadrado de la distancia entre la fuente y el detector. Así, si K

es la tasa de emisión de la fuente, un detector situado a una distancia L verá un flujo K/L^2 , que se corresponde con el primer término de 6.1. Dado que para pequeñas distancias se puede considerar que la absorción es lineal, el efecto de la absorción del material interpuesto entre la fuente y el detector puede caracterizarse por el segundo sumando de 6.1. Igualmente, si consideramos que la componente dispersa proviene uniformemente de cualquier lugar de la sala de irradiación, podemos considerar su contribución añadiendo una constante S .

A efectos prácticos de manipulación, es conveniente multiplicar la ecuación 6.1 por el cuadrado de la distancia, obteniéndose

$$C_i L^2 = K + AL + SL^2 \tag{6.2}$$

Puestas de esta forma las cosas y reorganizando nuestros datos (tabla 6.2 y anexo 2) tenemos las herramientas para hallar el término fuente. El término fuente es el término de radiación directa, por tanto si nos fijamos en 6.2 nos damos cuenta que si aproximamos la respuesta de cada esfera en cada uno de los 5 puntos a un polinomio de 2º grado,(figura 6.6 y anexo 2) podemos obtener K .

Tabla 6.2 Muestra de la tabla hecha con los datos obtenidos para poder hacer el gráfico que nos dará el ajuste del polinomio de 2º grado.

Esfera 2,5"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
4,280	0,5	1,070	0,065	0,005	0,034
2,240	1	2,240	0,046	0,005	0,093
1,437	1,5	3,233	0,035	0,005	0,158
1,233	2	4,932	0,024	0,005	0,192
1,031	2,5	6,444	0,020	0,005	0,250

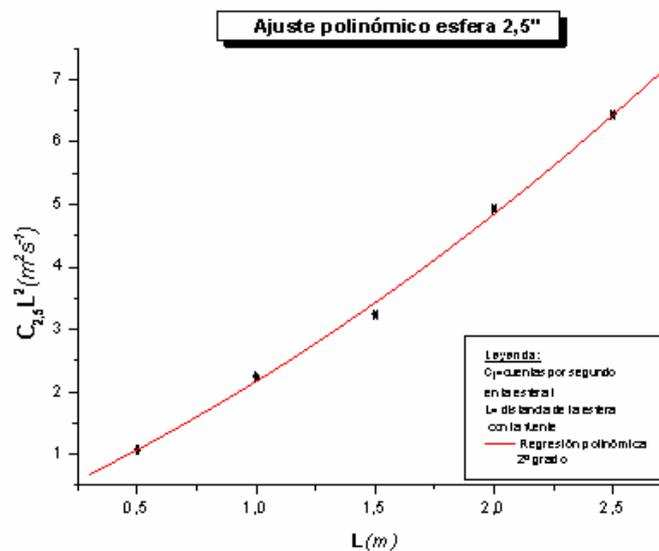


Figura.6.6.- Gráfico que muestra la regresión polinómica de 2º grado ajustada a la función definida en la ecuación 6.2 y ajustada a las medidas de la esfera de 2.5” a diferentes distancias de la fuente
 En la tabla 6.2 tenemos: en primer lugar la lectura dada directamente por el contador proporcional de ³He. En la segunda columna, la distancia, medida con una cinta métrica con una incertidumbre asociada de 0.005 m. Luego tenemos las distintas columnas de incertidumbres que se han calculado por propagación de incertidumbres estándar.

$$f(x, y) = xy^2 \tag{6.3}$$

$$\sigma(f(x, y)) = \sqrt{\left(\frac{\partial f(x, y)}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial f(x, y)}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2} \tag{6.4}$$

Ahora con la propagación de incertidumbre y colocando la ecuación 6.3 en 6.4, obtendremos la incertidumbre final de nuestra $f(x, y)$.

$$\sigma(f(x, y)) = y^4 \sigma_x^2 + 4x^2 y^2 \sigma_y^2 \tag{6.5}$$

Aclarada la tabla, miremos ahora la ilustración, vemos el gráfico que obtenemos al

Tabla 6.3 Tabla de datos de la regresión polinómica de 2º grado para cada esfera.

sphere	A	B ₁	B ₂	c _i ^{5cm}	Δc _i ^{5cm} / c _i ^{5cm}
2.5”	0.14 ± 0.15	1.70 ± 0.35	0.32 ± 0.14	56 ± 62	1.1
3”	0.88 ± 0.21	1.44 ± 0.45	0.61 ± 0.18	353 ± 85	0.24
4.2”	2.59 ± 0.24	2.02 ± 0.37	0.78 ± 0.12	1036 ± 96	0.093
5”	4.09 ± 0.34	1.64 ± 0.69	0.98 ± 0.26	(1.64 ± 0.14) × 10 ³	0.084
6”	5.11 ± 0.39	2.41 ± 0.77	0.62 ± 0.29	(2.04 ± 0.15) × 10 ³	0.076
8”	5.97 ± 0.40	2.58 ± 0.78	0.20 ± 0.29	(2.39 ± 0.16) × 10 ³	0.067
10”	5.67 ± 0.37	1.82 ± 0.73	0.07 ± 0.27	(2.27 ± 0.15) × 10 ³	0.065
12”	5.15 ± 0.32	0.54 ± 0.61	0.27 ± 0.22	(2.06 ± 0.13) × 10 ³	0.062
2.5” + Cd	0.52 ± 0.13	0.51 ± 0.29	0.47 ± 0.11	207 ± 53	0.25
3” + Cd	1.06 ± 0.18	0.93 ± 0.40	0.48 ± 0.16	423 ± 72	0.17
4.2” + Cd	2.39 ± 0.28	2.47 ± 0.58	0.37 ± 0.22	(0.95 ± 0.11) × 10 ³	0.12

poner los datos finales de la tabla. Observemos que los puntos, que son los datos de la medida de toda la radiación que nos llega en la misma esfera para cada distancia donde hemos medido, se ajusta muy bien a la regresión polinómica de 2º grado, dibujada por la línea en el gráfico. (figura 6.6)

Al final lo que obtendremos es una tabla donde podremos asociar la respuesta de cada esfera con una contribución de radiación directa (tabla 6.3). El coeficiente A de la tabla se corresponde al término independiente del polinomio ajustado y, por tanto (ver ecuación 6.2) indica la contribución directa K ; el coeficiente B_1 es el coeficiente del término de primer grado y, por tanto, está relacionado con la absorción A de la ecuación y el coeficiente B_2 es el coeficiente del término de 2º grado y se corresponde con la radiación dispersa S .

Ahora podemos decir que K se corresponde con el valor del flujo a $L = 0$, ya que se obtiene como el producto de la tasa de cuentas C para $L = 0$, multiplicado por el cuadrado de la distancia.

$$K = CL^2 \tag{6.6}$$

El siguiente paso, es volcar los datos a FRUIT para que pueda darnos el espectro del término fuente. Al igual que hemos hecho para que nos diera cada espectro neutrónico en cada punto, los datos que necesitamos son las cuentas de cada esfera en el punto donde queremos el espectro, por tanto en el punto $L = 0$. Si nos fijamos en los datos que tenemos, nos damos cuenta que lo que tenemos es K , es decir son las cuentas multiplicadas por L^2 (ecuación 6.6), por tanto tendremos de obtener las cuentas (C).para

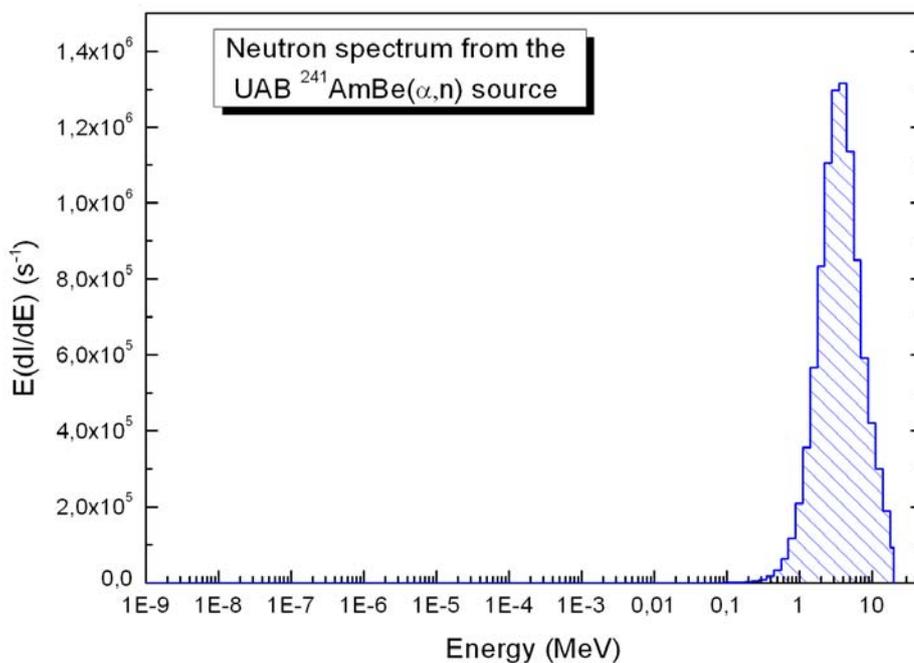


Figura 6.7.- Espectro energético, en representación equiletárgica, de la tasa de emisión de neutrones de la fuente de 241Am-Be del GFR-UAB a partir de la deconvolución con FRUIT

poder obtener el espectro. Para ser exactos, el punto donde está la fuente sería $L = 0$ pero esto nos daría una indeterminación, Para poder salvar esta indeterminación, lo que hacemos es calcular el número de cuentas a $L = 0,05$ m para obtener el flujo ($\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) a esta distancia y multiplicar por $4\pi L^2$ para obtener la tasa de emisión de neutrones de la fuente, que es independiente de la distancia. La figura 6.7 representa el término fuente, el espectro energético de la tasa de emisión de neutrones.

Por último sólo nos falta encontrar el valor de la tasa de emisión de neutrones que tenemos en nuestra fuente. El resultado dado por FRUIT a partir de las cuentas a $L = 0.05$ m es un flujo de $(6.23 \pm 0.19) \times 10^7 \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ a esa distancia de la fuente. Por tanto, la tasa total de emisión de la fuente la podemos hallar como

$$(6.23 \pm 0.19) \times 10^7 \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1} \cdot 4\pi (0.05 \text{ m})^2 = (1.956 \pm 0.060) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

El certificado de la fuente, presentado en el anexo 4, indica que la tasa de emisión o intensidad de la fuente es $(2.1 \pm 0.1) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ en todas direcciones, *i.e.*, en 4π , valoe en perfecto acuerdo con el hallado experimentalmente dentro de las incertidumbres.

6.5 Resultados y discusión

La figura 6.8 muestra el espectro energético de la tasa de emisión de neutrones por neutrón emitido (espectro unitario del término fuente) superpuesto por el espectro estándar de la fuente ISO de $^{241}\text{Am-Be}$.

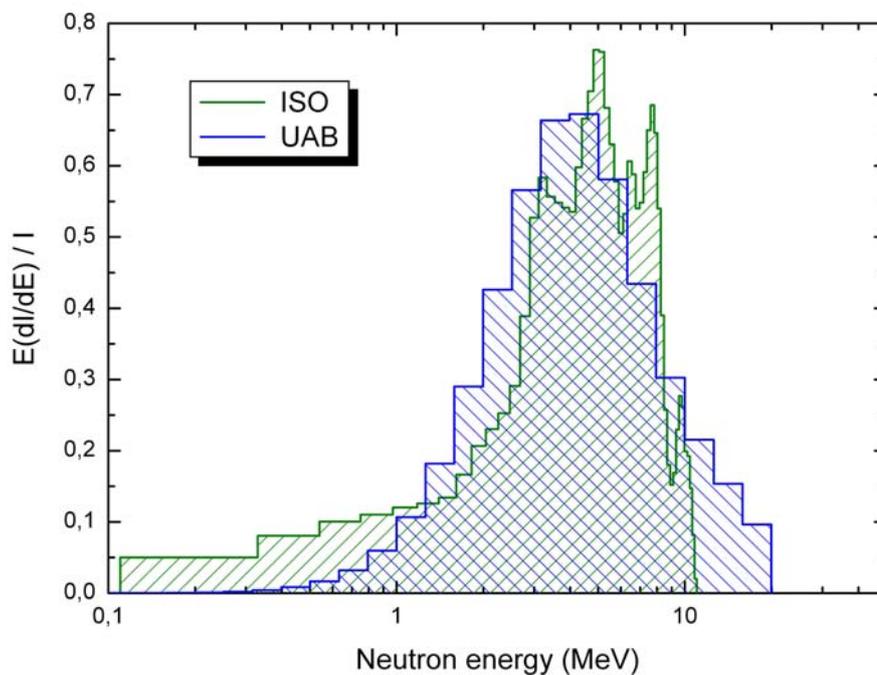


Figura 6.8.- Espectro unitario de los neutrones emitidos por la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ del GFR-UAB, comparado con el espectro ISO estándar para esta fuente

A partir de esta figura, podemos sacar varias conclusiones de nuestro experimento

- 1- La resolución en energía del espectrometro Bonner no permite ver la estructura fina del espectro.
- 2- La forma del espectro teniendo en cuenta la resolución coincide con el espectro ISO
- 3- La energía promedio (promediada en fluencia) obtenida a partir de las medidas experimentales es 4.6 MeV, mientras que la energía efectiva (promediada en dosis) es 4.8 MeV, que coincide con la energía promedio ISO (4.2 MeV) dentro de las incertidumbres esperadas.

Ademas, para apoyar aun más lo dicho sobre los resultados de nuestro experimento, recordemos también el resultado de la intensidad, $(1.956 \pm 0.060) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, que coincide, dentro de las incertidumbres, con el certificado de la fuente (anexo 4).

La tabla 6.4 muestra, en la columna “*respuesta calculada ISO*” los valores resultantes de convolucionar el espectro ISO con las funciones respuesta de las distintas esferas del

Tabla 6.4.- Comparación entre las medidas experimentales obtenidas con el espectrómetro activo expuesto a la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ de la UAB y la respuesta calculada con ese espectrómetro si tuviéramos una fuente estándar ISO

esfera	Respuesta calculada ISO	Respuesta calculada ISO/ promedio	Cuentas experimentales. (s^{-1})	Cuentas experimentales/promedio	Desviación cuadrática unitaria
2.5"	0.0254	0.1456	55	0.0455	4.82
3"	0.0522	0.2991	353	0.2893	1.14×10^{-3}
4.2"	0.1474	0.8445	1036	0.8487	2.44×10^{-5}
5"	0.2156	1.2352	1636	1.3402	6.14×10^{-3}
6"	0.2869	1.6439	2044	1.6745	3.32×10^{-4}
8"	0.3496	2.0027	2389	1.9573	5.39×10^{-4}
10"	0.3317	1.9004	2269	1.8586	5.05×10^{-4}
12"	0.2792	1.5997	2061	1.6882	2.75×10^{-3}
2.5" + Cd	0.0267	0.1528	207	0.1697	9.92×10^{-3}
3" + Cd	0.0539	0.3090	423	0.3464	1.16×10^{-2}
4.2" + Cd	0.1513	0.8671	954	0.7815	1.20×10^{-2}
Promedio	0.1745		1220.7		4.42×10^{-1}
Promedio (excepto 2.5")					4.50×10^{-3}

espectrómetro activo de la UAB y, por tanto, indica la medida que daría nuestro sistema si recibiera un espectro idéntico al ISO. La columna “*cuentas experimentales*” indica las cuentas medidas en nuestra fuente de la UAB. Estas dos columnas no son comparables directamente, ya que la actividad de la fuente, o la tasa de neutrones emitidos, no tiene por qué ser igual en la fuente ISO que en la de la UAB y actúa como factor de escala.

Para poder comparar, debemos normalizar ambas columnas de la misma forma y así podremos averiguar si el espectro de la fuente UAB es compatible o no con el espectro ISO. La normalización la efectuamos tomando el valor promedio de las medidas o respuestas calculadas de todas las esferas, y los valores de las columnas etiquetadas en color amarillo se hallan dividiendo las anteriores entre estos valores promedio. Si la fuente de la UAB reprodujera exactamente el espectro ISO, las dos columnas en amarillo deberían ser idénticas. Para parametrizar las posibles diferencias entre ellas, se utiliza la desviación cuadrática unitaria entre estas dos columnas, presentada en la columna con fondo verde.

Observando la columna “*desviación unitaria*” en la tabla 6.4 se aprecia que, a excepción de la esfera de 2.5”, todas las demás presentan desviaciones unitarias muy pequeñas. Ello nos hace concluir que la medida experimental obtenida con la esfera de 2.5” no es compatible con el espectro ISO, pero sí que lo son todas las demás. Este hecho está corroborado en la última columna de la tabla, donde se aprecia que si se excluye la esfera de 2.5” al calcular el promedio de las dispersiones, éste disminuye en dos órdenes de magnitud.

Dado que esfera de 2.5” es especialmente sensible a neutrones de baja energía, podríamos deducir que la fuente de la UAB no cumple los requisitos de fuente ISO en esta región de energía. En todo caso, el GFR no es el único grupo que halla discrepancias en este aspecto, y dado que está en marcha una revisión de los estándares ISO referentes a la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ se está aprovechando para que el nuevo espectro de referencia ISO tenga en cuenta este hecho

Capítulo 7

SIMULACIÓN DEL IRRADIADOR.

En este capítulo detallaremos la parte de simulación del irradiador. El correcto análisis de los resultados obtenidos a partir de una buena simulación, es decir, de una simulación que esté bien diseñada, nos dará una muy buena aproximación de la realidad y podremos estudiar nuestro proyecto de construcción de un dispositivo de irradiación para acotar lo mejor posible el resultado esperado antes de la construcción del mismo.

7.1 Objetivo.

El objetivo de una simulación, sea del tipo que sea, es reproducir la realidad. Es por ello que cuando empiezas a simular puede que tus parámetros no sean los óptimos para reproducir el experimento, por tanto se tiene que ir estudiando simulación a simulación, cambiando los comandos necesarios para ir mejorando paso a paso este trabajo. Es importante optimizar la simulación, pues a la hora de construir un proyecto tener bien determinada la respuesta con la simulación facilita el trabajo. Por tanto buscamos material diverso, probamos con distintas geometrías, variamos los modelos físicos y otros parámetros para ir estudiando el comportamiento de nuestra simulación y concluir con la más favorable. Para nuestro proyecto de irradiador de neutrones utilizamos el código de simulación MCNPX, porque consideramos que es el mejor código para simular procesos donde intervengan neutrones.

7.2 Simulaciones.

Como hemos dicho en el objetivo, se hicieron muchas simulaciones para ir configurando la mejor composición posible. En las diferentes simulaciones se fueron arreglando los comandos que por las características de nuestro proyecto, no reproducían los procesos adecuadamente, o que simplemente no eran necesarios para el resultado buscado y sólo aumentan el tiempo de cálculo.

Tanto las geometrías como los materiales utilizados al principio eran elegidos un poco a groso modo, pues podíamos intuir qué pasaría, pero siempre es bueno empezar con más material de lo que es necesario e ir quitando poco a poco al estudiar la respuesta de la simulación. Modificamos los modelos físicos a utilizar por el código en el proceso, por ser insuficiente para tener en cuenta los procesos físicos que padece el neutrón al chocando por la materia (explicados en el capítulo 3)

Otro de los parámetros que también estudiamos en nuestras simulaciones fueron los blindajes. Empezamos las simulaciones con una gran capa de Boro porque no sabíamos cuál era la necesaria para parar todos los neutrones que se fueran termalizando al paso del polietileno, luego vimos que era innecesaria y la rebajamos hasta tener la suficiente para pararlos, pero sin pasarse.

Otra preocupación que enseguida vimos que era innecesaria era poner una última capa de plomo con objetivo de parar la radiación gamma emitida por la fuente y las que pudieran salir de posibles reacciones intermedias. También nos dimos cuenta que era innecesario, al ser estas de poca energía se absorben antes de llegar al exterior.

Ya entrando a la mejoría de la simulación, la calidad de los resultados, la optimización del trabajo y de los resultados gráficos, mejoramos al paso de las simulaciones los cortes en energías, los bloques o cajas de volcado de información.....

7.2.1 Geometría.

Como se ha nombrado en el apartado anterior se han ido modificando las geometrías. Para no ser reiterativos y por ser innecesario para los resultados finales pondremos algunos ejemplos de lo que se fue trabajando, con los códigos más significativos.

En los primeros archivos teníamos una geometría donde pusimos una capa de parafina borada como blindaje final muy exagerada. Con el análisis del resultado, veíamos que prácticamente no teníamos neutrones cuando llegábamos a la capa, por tanto con una superficie de pequeño grosor era suficiente para atraparlos. También vimos que en las últimas capas el resultado prácticamente era el mismo, en las superficies 14, 15, 16, no variaba casi nada el espectro, no obstante como no variaba el tiempo de cálculo decidimos dejarlo para no tener que retocar las celdas, que siempre es un ejercicio delicado por la complejidad del código. Por tanto la geometría final que tenemos en nuestra simulación es un conjunto de celdas, cilíndricas concéntricas: (vease figura 7.1^a, 7.1b)

- ∞ La primera es un pequeño cilindro de las dimensiones de la fuente real con el vacío. El motivo de poner este pequeño cilindro vacío fue, primero poder poner una fuente puntual, que es más sencillo, y que no difiriera mucho del real, por tanto poniendo el vacío en el cilindro nos aseguramos que el espectro puntual saldrá del cilindro sin modificarse. Segundo, si en un futuro queremos poner la fuente real no tendremos más que quitar esta celda y no habrá que modificar nada más.

2-	c definición de celdas			
3-	1 0	-11 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
4-	2 3 -0.920000	11 -12 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
5-	3 3 -0.920000	12 -13 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
6-	4 3 -0.920000	13 -14 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
7-	5 3 -0.920000	14 -15 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
8-	6 3 -0.920000	15 -16 21 -22	imp:n,p,h,a=1	
9-	7 4 -1.000000	-17 23 -24 #6 #5 #4 #3 #2 #1		
	imp:n,p,h,a=1			
10-	11 2 -0.001293	-31 #7 #6 #5 #4 #3 #2 #1		
	imp:n,p,h,a=1			
11-	12 0	31		
	imp:n,p,h,a=0			
12-				
13-	c línea en blanc obligatoria			
14-	c superficies			
15-	11 cz 5			
16-	12 cz 10			
17-	13 cz 15			
18-	14 cz 20			
19-	15 cz 25			
20-	16 cz 30			
21-	17 cz 40			
22-	21 pz -15			
23-	22 pz 15			

Tabla 7.1 Código final de la geometría, están detalladas las celdas y superficies

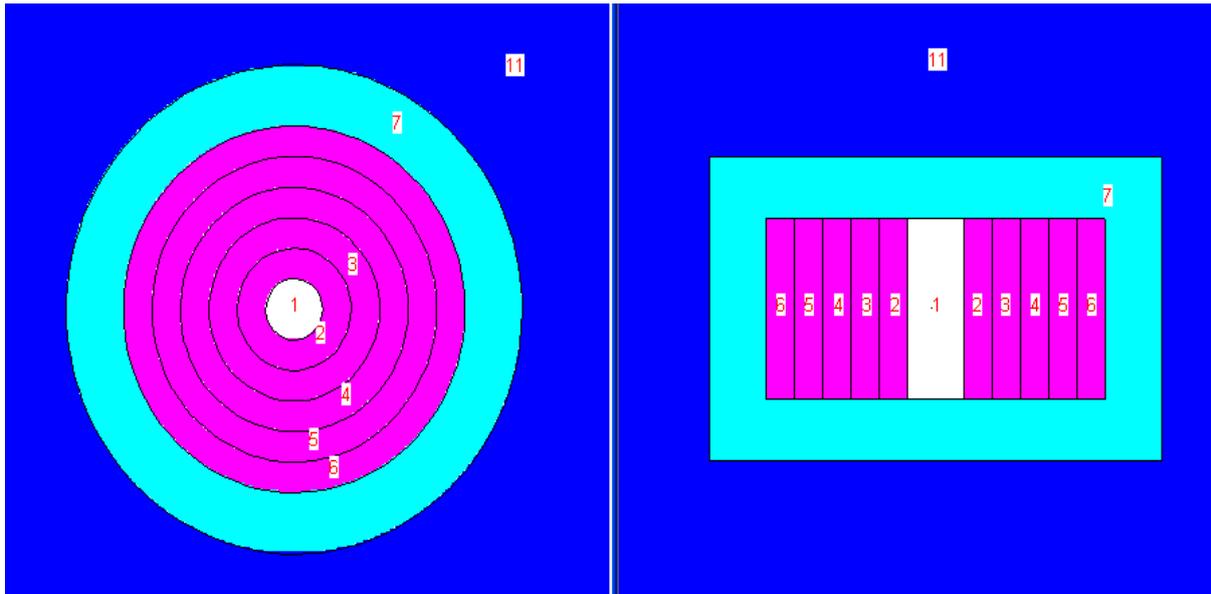


Figura 7.1a.- Dibujo de la geometría, mostrando diferentes materiales y numeración de las celdas.

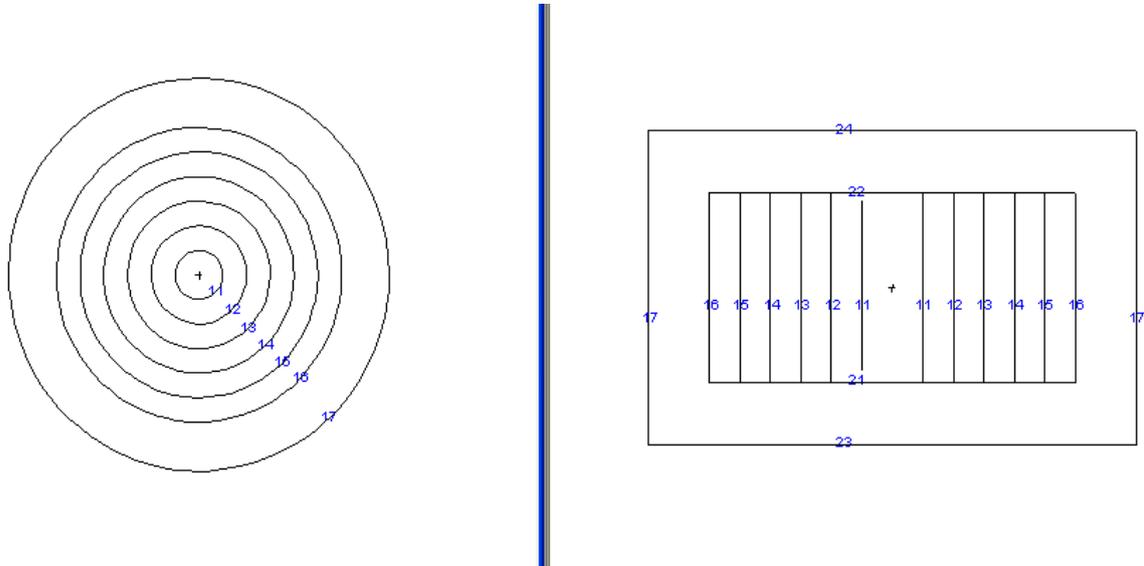


Figura 7.1b.- Dibujo de la geometría, mostrando el código de las diferentes superficies

- ☞ De la celda 2 hasta la 6 son cilindros exactamente iguales, celdas llenas de polietileno. Podríamos haber puesto una sola celda y el efecto sería el mismo, la razón de poner varias celdas es para la hora de obtener resultados.
- ☞ La celda 7 es un cilindro, también como los anteriores, donde hemos puesto parafina borada para asegurarnos de que protegemos el exterior del irradiador de toda posible irradiación.
- ☞ Por último añadiremos un volumen que englobe todas las celdas en su interior. Éste será el que delimite el espacio de nuestra simulación, es decir, MCNPX interpreta con este volumen, que técnicamente llamamos mundo, que no hay nada más allá de este mundo, por tanto sigue las partículas hasta llegar a este límite.

En la tabla 7.1 se ilustra un archivo de entrada de definición de la geometría de las celdas para simulación. Esta geometría está representada en las figuras 7.1a y 7.1b. La

figura 7.1a muestra un código de colores, que representa los diferentes materiales de las celdas, y la numeración de las mismas. Por otro lado en la figura 7.1b se muestra únicamente la numeración de las superficies. Las dos figuras están mostrando dos perspectivas diferentes de la misma geometría, primero el plano xy y el plano yz.

7.2.2 Espectro de la fuente.

Para poder ir trabajando simultáneamente en las simulaciones y en la obtención del espectro nuestra fuente empezamos nuestras simulaciones con el espectro ISO de la fuente $^{241}\text{AmBe}$ (véase capítulo 4), teniendo en cuenta que al final sólo faltaría cambiar el espectro ISO por el espectro encontrado de nuestra fuente.

Podemos ver en la tabla 7.2 las características de una parte del fichero de MCNPX donde están las características de la fuente. En primer lugar tenemos una fuente en la posición central que puede emitir fotones, neutrones. Esta fuente emite un fotón de 69 KeV, i.e, un rayo X, y un espectro continuo de neutrones. Esto se ve ilustrado en la parte del código MCNPX detallado en la tabla 7.2

```

29- mode n p h a
30- sdef par=d1 pos=0 0 0 cel=1 erg=fpar d2
31- sil L n p
32- sp1 1 1
33- sb1 2 1
34- ds2
38- si3 H 4.14E-7 0.11 0.33 0.54 0.75 0.97 1.18 1.40 1.61 1.82&
39- 2.04 2.25 2.47 2.68 2.90 3.11 3.32 3.54 3.75 3.97&
40- 4.18 4.39 4.61 4.82 5.04 5.25 5.47 5.68 5.89 6.11&
41- 6.32 6.54 6.75 6.96 7.18 7.39 7.61 7.82 8.03 8.25&
42- 8.46 8.68 8.89 9.11 9.32 9.53 9.75 9.96 10.18 10.39&
43- 10.60 10.82 11.03 11.09
44- sp3 D 0.0 1.43636E-2 3.33978E-2 3.12723E-2 2.81200E-2 2.50021E-2&
45- 2.13611E-2 1.98311E-2 1.74702E-2 1.92486E-2 2.22521E-2&
46- 2.14577E-2 2.24824E-2 2.27660E-2 2.95063E-2 3.55852E-2&
47- 3.68529E-2 3.45833E-2 3.06587E-2 2.99874E-2 2.69066E-2&
48- 2.86265E-2 3.17841E-2 3.07368E-2 3.33402E-2 3.04124E-2&
49- 2.73807E-2 2.33193E-2 2.05848E-2 1.81520E-2 1.76734E-2&
50- 2.03939E-2 1.82995E-2 1.62989E-2 1.67736E-2 1.68069E-2&
51- 1.88334E-2 1.83744E-2 1.68805E-2 1.43522E-2 0.96773E-2&
52- 0.65208E-2 0.42552E-2 0.36669E-2 0.38059E-2 0.50580E-2&
53- 0.62534E-2 0.55192E-2 0.46755E-2 0.36958E-2 0.27814E-2&
54- 0.15140E-2 0.03633E-2 0.0
55- si4 L 0.069231
56- sp4 D 1

```

Tabla 7.2.- Código final de la parte que detalla la fuente, espectro ISO (véase apartado 2.4.)

7.2.3 Física.

MCNPX permite utilizar diferentes modelos físicos para el cálculo de la interacción de los neutrones. En aquellos casos en que haya secciones eficaces tabuladas, también permite el cálculo de las probabilidades de interacción individuales a partir de estas.

El código toma por defecto unas secciones eficaces si no ponemos los comandos PHYS ni CUT. Por una parte, el comando PHYS permite controlar los modelos físicos que MCNPX utiliza para el cálculo, por otro lado CUT permite controlar los límites inferiores de la energía hasta la que MCNPX sigue las diferentes partículas, considerando que las partículas son absorbidas por el medio (desaparecen) si la energía de las mismas es inferior a la introducida en el comando CUT.

```

68-   c ENERGY Cards
69-   PHYS:N 20.0 0.0 0 -1 -1 0 1
70-   PHYS:P 20.0 0 0 0 1
71-   PHYS:H 20.0 0 -1 j 0 j 1
72-   PHYS:A 20.0 3j 0
73-   CUT:N 1E34 0 -0 -0 1
74-   CUT:H 1E34 1e-3 -0 -0 1
75-   CUT:P 1E34 0 -0 -0 1
76-   CUT:A 1E34 0 -0 -0 1

```

Tabla 7.3 Código final de la parte con las instrucciones relacionadas con los modelos físicos

Dado el rango de energías que teníamos en los neutrones de nuestra simulación, los modelos físicos por defecto no reprodujeron adecuadamente la realidad. Por ello, fue necesario introducir explícitamente en los comandos PHYS los modelos a utilizar:

- En la simulación se seguirán todas las partículas, neutrones (N), fotones (P), protones (H) y alfas (a). Los símbolos N,P,H y a son el lenguaje que utiliza el código.
- Dado que el espectro de la fuente no contiene neutrones con energías superiores a 20 MeV, no se consideran partículas con $E > 20$ MeV
- Siempre que MCNPX tenga secciones eficaces tabuladas disponibles para la partícula seguida con la energía adecuada en el material considerado, se utilizarán estas secciones eficaces para el cálculo de la interacción de las partículas y su transporte. Si no existen estas tablas, las secciones eficaces se calcularán a partir de las fórmulas asociadas a los modelos físicos utilizadas.
- Para establecer el límite inferior de la energía hasta la que se sigue los neutrones, protones, fotones y alfas, utilizamos la que tiene por defecto MCNPX [Pelowitz, 2005]

Los comandos PHYS y CUT utilizados en nuestra simulación para definir la forma de calcular las interacciones en las que se hace el transporte de partículas por los materiales utilizados se muestra en la tabla 7.3

7.2.4 Otros parámetros.

Además de los parámetros hasta ahora definidos (geometría, espectro y modelos físicos), hace falta también introducir información sobre los materiales en los que se va a estudiar la interacción y transporte de los neutrones y de la radiación. Esta información se introduce mediante los comandos “m” que también están en los mismos archivos que los expuestos hasta ahora. Asimismo, también se introducen comandos que permiten controlar el número de partículas simulado, la estadística de la simulación y el tiempo de cálculo requerido para la misma. Finalmente, otro grupo de comandos controla que información se imprime al finalizar la simulación.

7.3 Resultados de la simulación final.

7.3.1. Resultados obtenidos a partir del espectro ISO.

La figura 7.2 muestra el espectro ISO de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ que se ha utilizado en la simulación. En el gráfico 7.3a se muestra el espectro que tendremos en cada superficie cilíndrica del irradiador. Por tanto, si pudiéramos un orificio a una distancia de la fuente igual a la distancia a la que se halla cada superficie del cilindro de polietileno para poder poner muestras a irradiar, este sería el espectro de neutrones que irradiarían nuestra muestra. Si analizamos los espectros podemos ver como al paso de superficies de polietileno van variando las características del espectro:

- En la primera superficie (superficie 11), como solamente tenemos un espesor de 5 cm de polietileno entre esta superficie y la fuente, tenemos un pico de máximo absoluto en los neutrones rápidos, aunque también apreciamos un máximo relativo en la componente térmica de los neutrones. Por tanto en esta superficie, tendríamos un campo de neutrones donde coexistirían una componente elevada de neutrones rápidos y una componente no despreciable de neutrones térmicos.

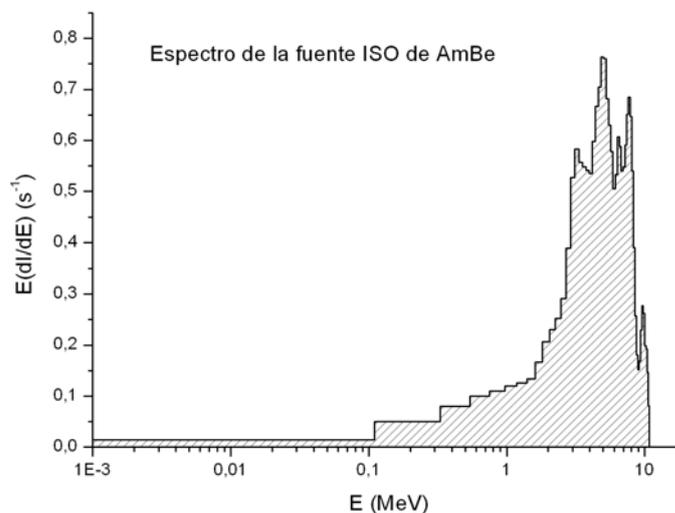


Figura 7.2 Espectro ISO de entrada de nuestra simulación

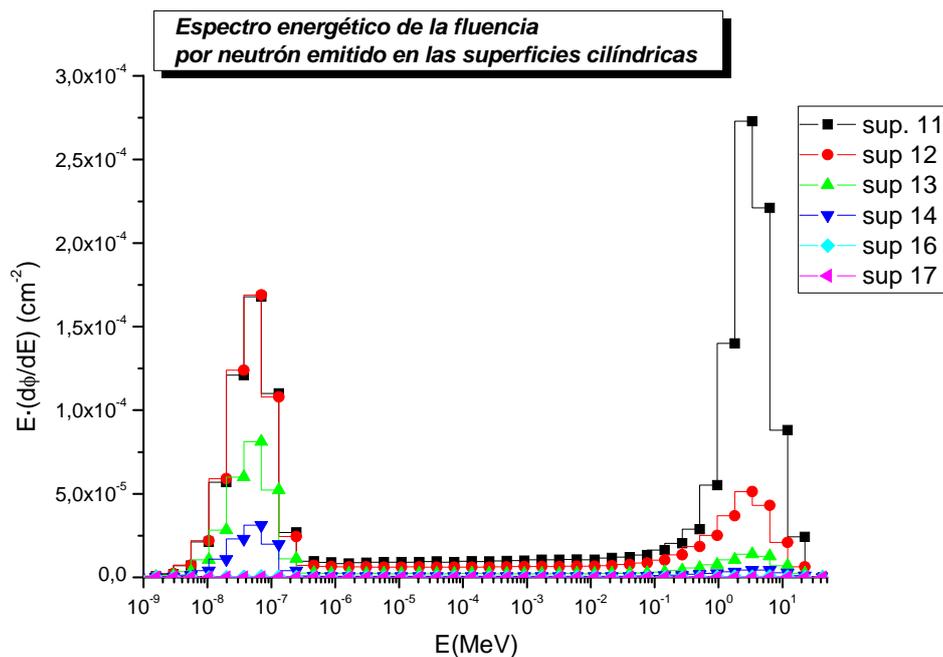


Figura.7.3a.- Espectro energético de la fluencia, en términos de letargia y por neutrón emitido por la fuente, en cada una de las superficies del irradiador, tomando como entrada el espectro ISO

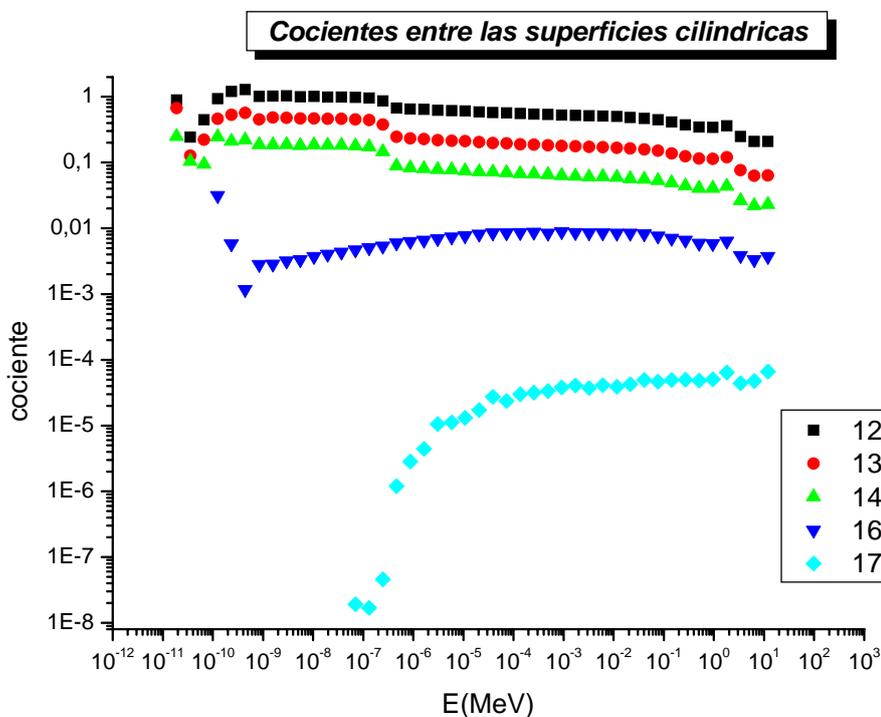


Figura 7.3b,- Cocientes relacionando la fluencia en la primera superficie con cada una de las restantes superficies cilíndricas, con espectro ISO de entrada

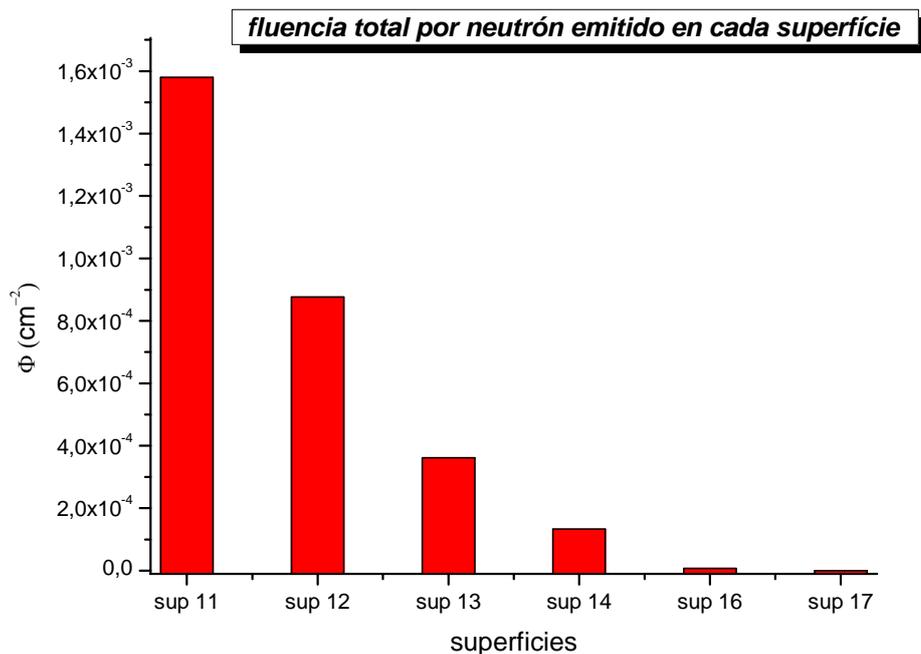


Figura 7.3c.- Fluencias totales por neutrón emitido por la fuente en cada superficie cilíndrica, con espectro ISO de entrada

- En la superficie siguiente (superficie 12) podemos ver como la componente de neutrones rápidos ha bajado más de la mitad de la que teníamos en la superficie 11, y sin embargo la componente de neutrones térmicos se ha mantenido igual. Eso es así porque en esta superficie el polietileno atravesado ya es de 10 cm, esto hace que aunque hay parte de la componente térmica que se absorbe en el material, por tanto esperaríamos que bajara esta componente, la termalización de la componente rápida es mayor, por tanto una fluencia importante de neutrones rápidos se termalizan, bajando de esta forma la componente rápida y compensando la pérdida de neutrones térmicos.
- En las restantes superficies (13, 14, 15, 16) podemos seguir viendo la capacidad del polietileno para termalizar neutrones. Podemos ver como a medida que se atraviesan superficies sucesivas tenemos un espectro más y más térmico, aunque la absorción de los térmicos ya no es compensada con la termalización de rápidos como pasaba en la superficie 12.

La figura 7.3b muestra los cocientes del espectro energético de la fluencia en una superficie cualquiera entre este mismo espectro energético en la superficie más cercana a la fuente (superficie 11). Con esta representación se pone de manifiesto, a diferencia del gráfico 7.3a que mostraba la variación del espectro de una superficie a otra, cómo cambian de forma relativa las diferentes regiones del espectro. Si nos fijamos en las 3 primeras superficies, podemos observar que el cociente entre las partes térmicas de los espectros en cada superficie entre el espectro en la primera superficie es prácticamente del 100 por 100 y, por el contrario, la parte rápida ya va mostrando un claro descenso. Fijándonos ahora en la superficie 16 vemos como en ella ya prácticamente las dos componentes tienen el mismo cociente. Por último, es muy interesante apreciar cómo se

comporta la última superficie, ya que esta es la superficie borada. Se puede apreciar muy bien como el boro absorbe totalmente los neutrones térmicos.

Por último, el gráfico 7.3c muestra como va variando la fluencia total Φ que atraviesa las superficies. En el gráfico se aprecia muy bien la caída exponencial de la absorción de los neutrones en la materia.

El conjunto de estos tres gráficos nos da un conocimiento muy bueno del espectro y fluencia de neutrones que tendríamos en los puntos de irradiación.

Los gráficos 7.3d,e,f son similares a los a, b y c pero las superficies representadas son las tapas del cilindro. En ellos es interesante analizar sobre todo la última superficie, pues representa las tapas inferior y superior de nuestro irradiador, y lo único que nos interesa saber de ellas es si son capaces de absorber toda la fluencia que llega a ellas, ya que ello significará que estamos protegidos radiológicamente. Este estudio de la protección de todas formas sólo es una primera aproximación y debe ser mejorado en el futuro. De todas formas, con estos gráficos vemos como las tapas interiores tienen una fluencia considerable que en las tapas exteriores eliminamos prácticamente por completo.

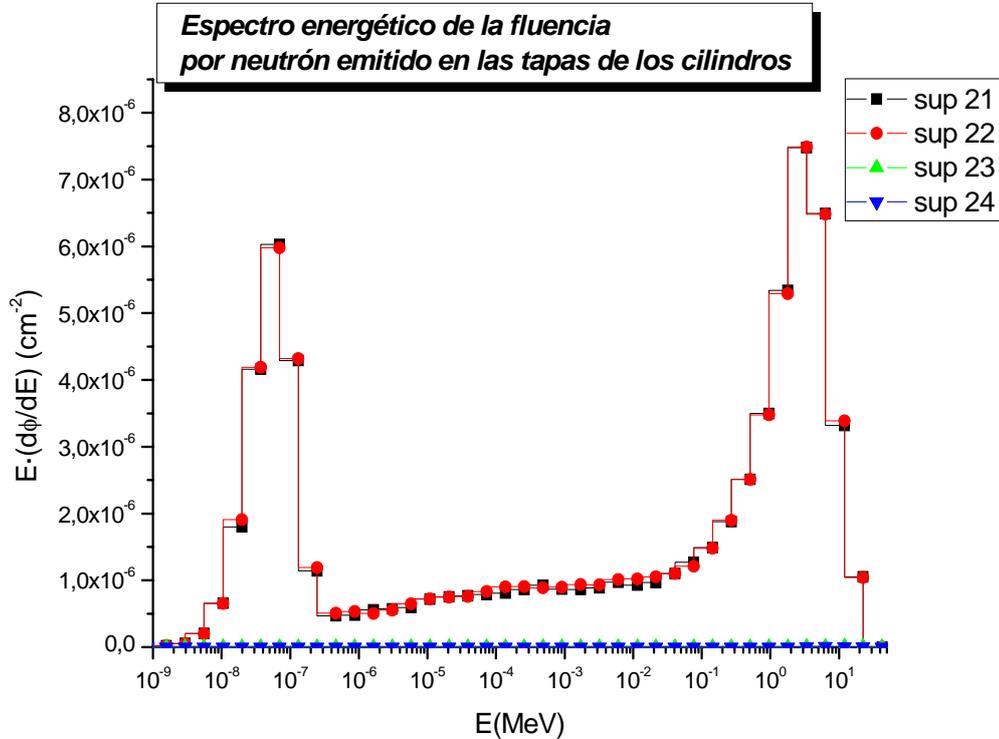


Figura 7.3d.- Espectro energético de la fluencia, en términos de letargia y por neutrón emitido por la fuente, en cada una de las superficies de las tapas del irradiador, con espectro ISO de entrada

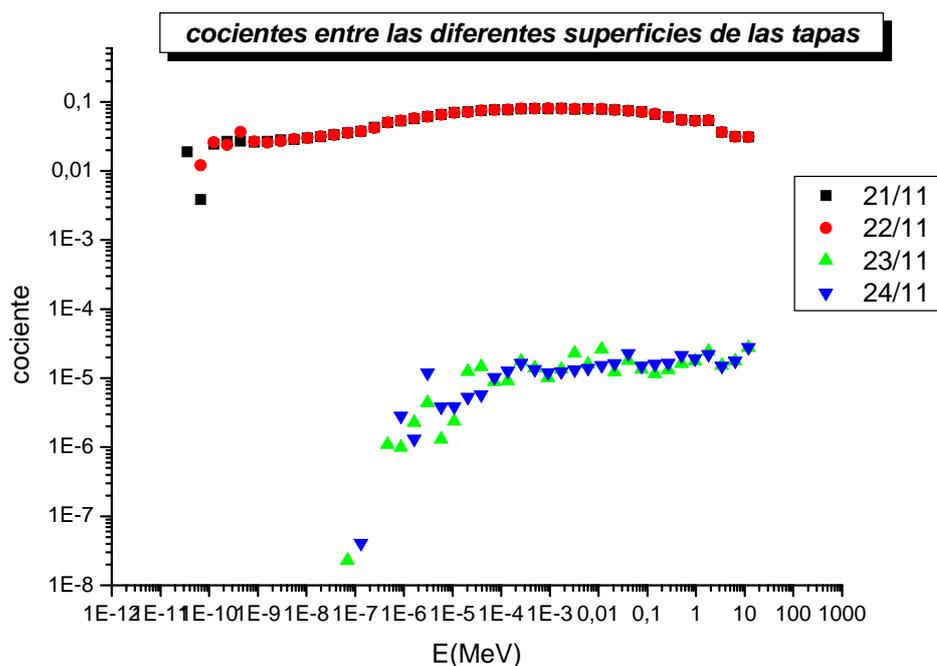


Figura 7.3e.- Cocientes relacionando la fluencia en la primera superficie con cada una de las restantes superficies de las tapas de los cilindros, con espectro ISO de entrada

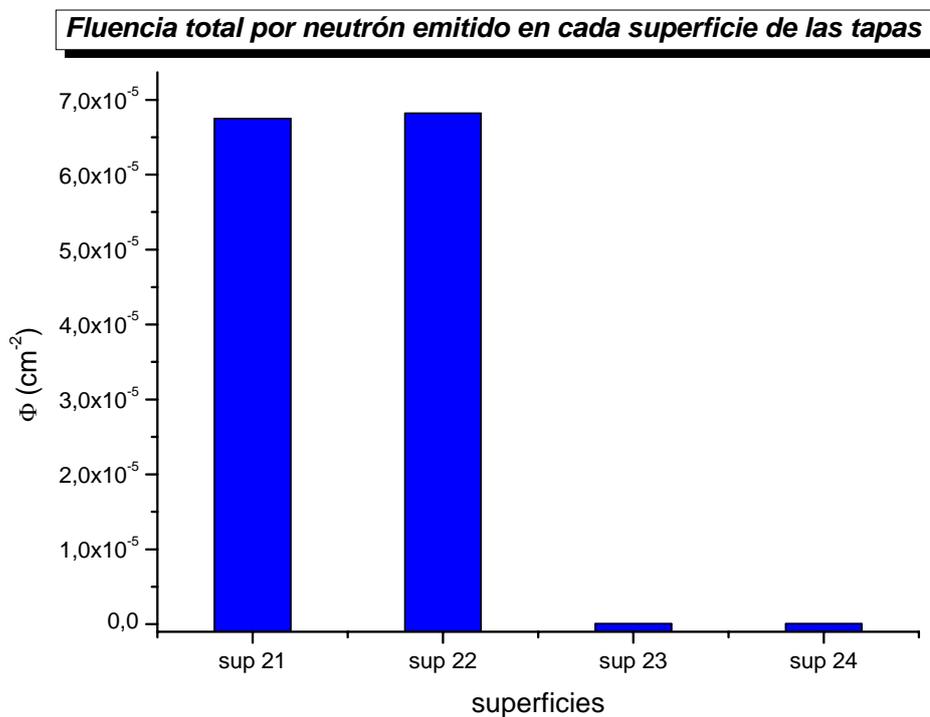


Figura 7.3f.- Fluencia total en cada una de las superficies de las tapas de los cilindros, con espectro ISO de entrada

7.3.2 Resultados obtenidos a partir del espectro medido (término fuente)

La figura 7.4 muestra el espectro energético de la fluencia neutrónica que constituye el término fuente de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ del GFR-UAB, que se utiliza como entrada en las simulaciones que se presentan en este apartado. Los resultados se muestran en los gráficos 7.5, que son similares a los presentados en el apartado anterior 7.3. Si nos fijamos, los resultados son exactamente iguales a los encontrados con la fuente ISO. Este resultado era el esperado, pues los espectros son prácticamente iguales (véase figura 6.8), y la pequeña diferencia que hay entre los dos espectros de entrada no se traduce en deferencias en los espectros calculados en las distintas superficies estudiadas.

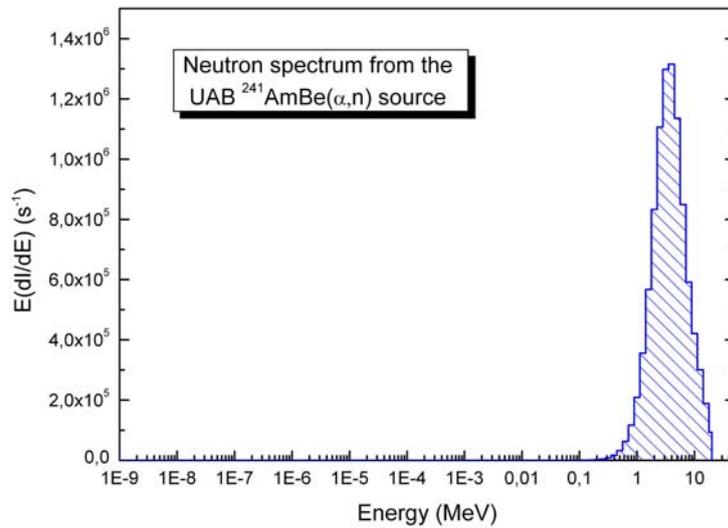


Figura. 7.4.- Espectro de entrada, medido de la fuente del GFR-UAB.

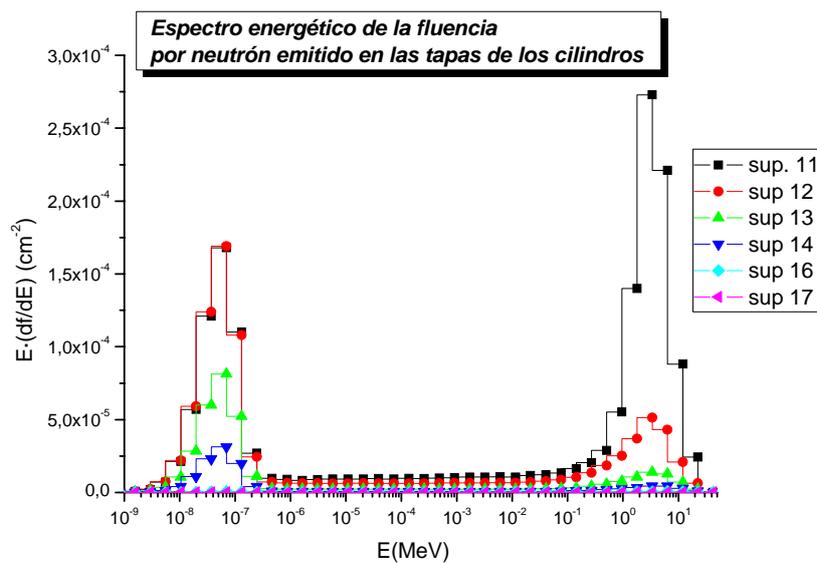


Figura. 7.5a.- Espectro energético de la fluencia, en términos de letargia y por neutrón emitido por la fuente, en cada una de las superficies del irradiador, tomando como entrada el fuente

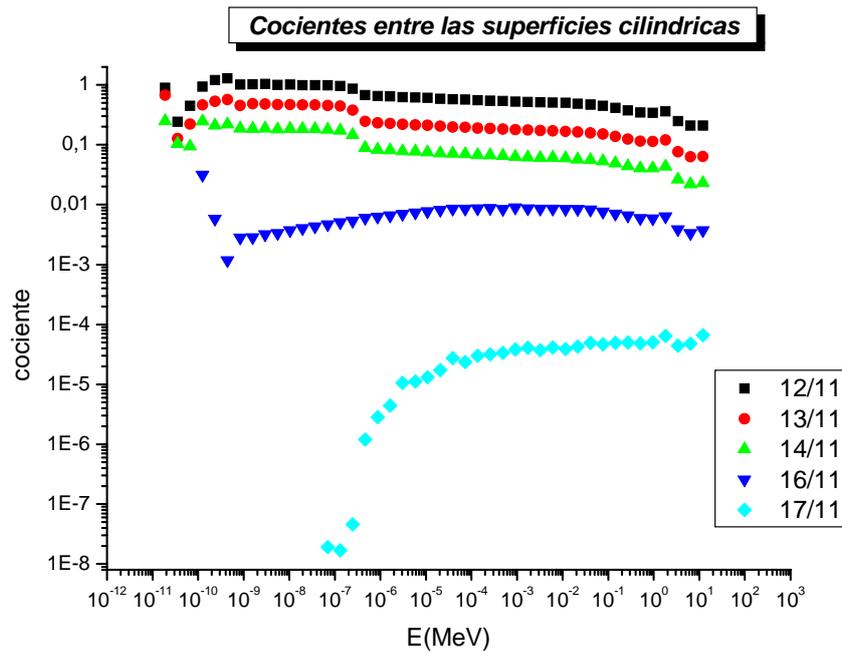


Figura. 7.5b.- Cocientes relacionando la fluencia en la primera superficie con cada una de las restantes superficies cilíndricas, con espectro fuente de entrada

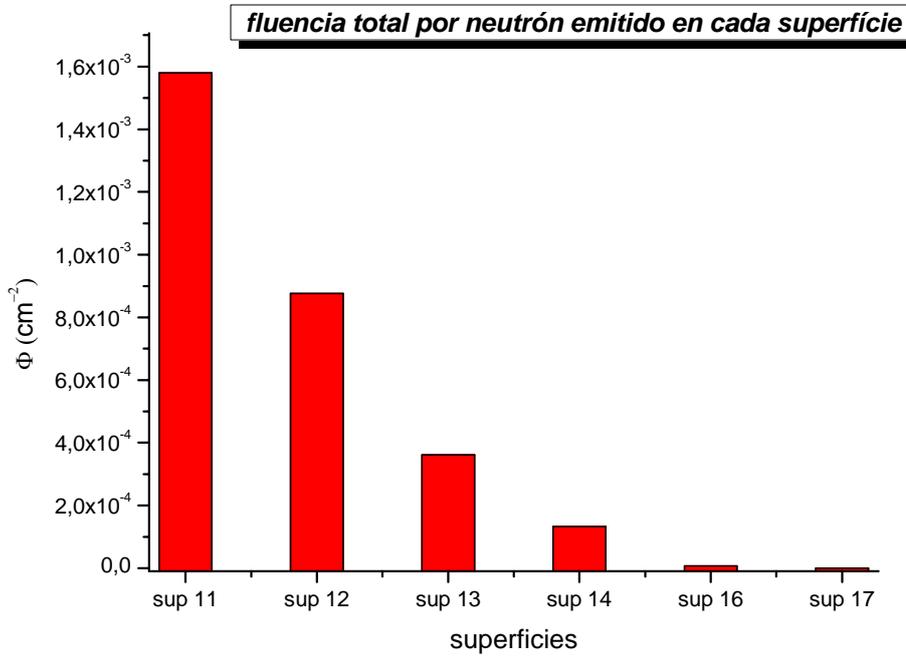


Figura. 7.5c.- Fluencias totales por neutrón emitido en cada superficie cilíndrica, con termino fuente de entrada

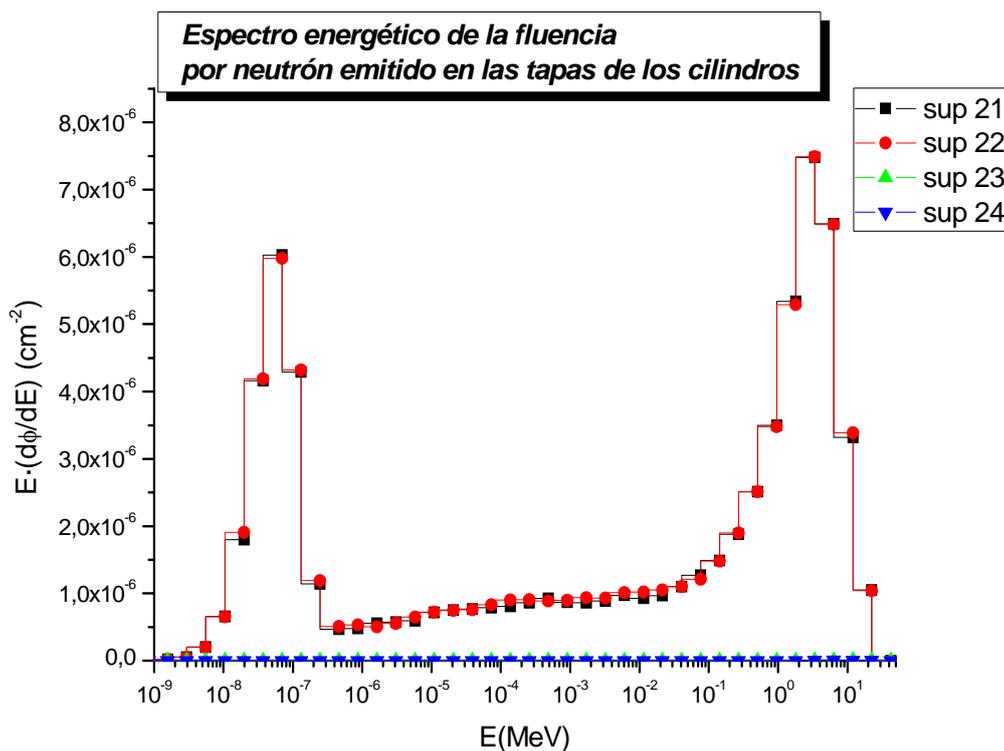


Figura 7.5d.- Espectro energético de la fluencia, en términos de letargia y por neutrón emitido por la fuente, en cada una de las superficies de las tapas del irradiador, con espectro ISO de entrada

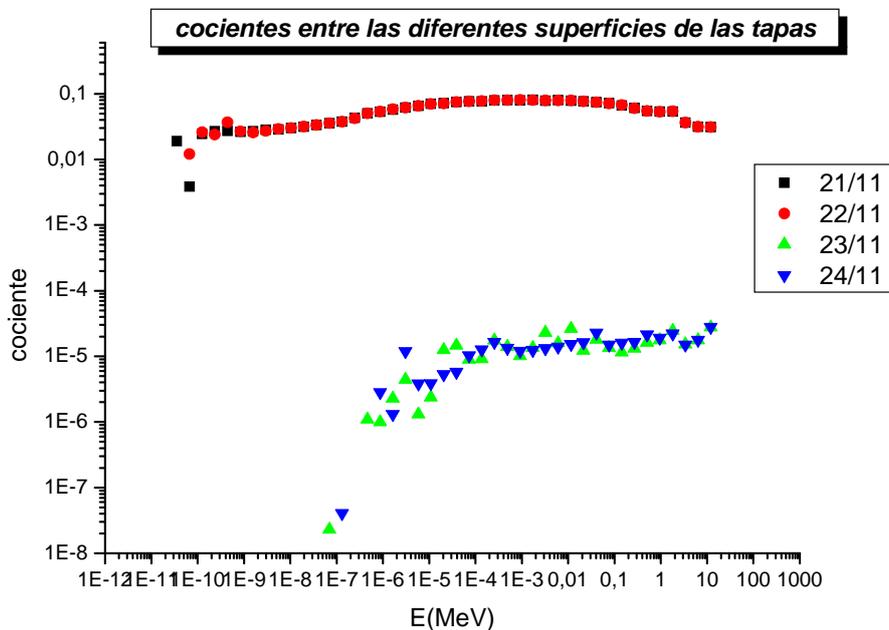


Figura. 7.5e.- Cocientes relacionando la fluencia en la primera superficie con cada una de las restantes superficies de las tapas de los cilindros, con término fuente de entrada

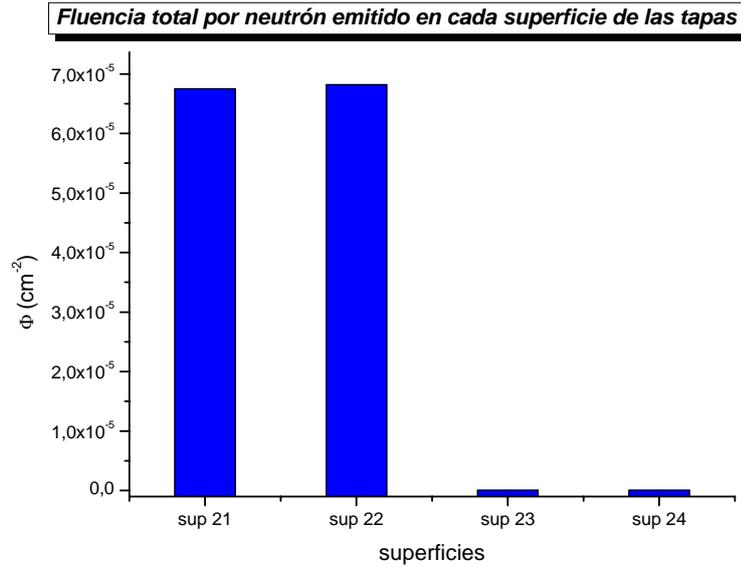


Figura 7.5f.- Fluencia total en cada una de las superficies de las tapas de los cilindros, con término fuente de entrada

7.3.3. Espectros absolutos de fluencia

Los resultados presentados en los apartados 7.3.1 y 7.3.2 son los obtenidos a partir del código de simulación MCNPX, expresados por partícula generada en la fuente, y por lo tanto representan los espectros unitarios por neutrón emitido. El objetivo del trabajo era no sólo obtener los espectros unitarios, que sólo dan información sobre la distribución energética de los neutrones presentes, sino también poder obtener el valor absoluto de la fluencia (o tasa de fluencia) que atraviesa una determinada superficie, ya que esta magnitud es la que está relacionada con la dosis y el riesgo radiológico que debe ser considerado por la radioprotección. Tomando como espectros los presentados en las figuras 7.5, que corresponden a la situación realista de haber sido calculados a partir de la fuente real del GFR, debemos escalar estos espectros con el valor de la tasa de emisión de la fuente hallado en el apartado 6.4 para obtener los espectros absolutos.

Las figuras 7.6 presentan los resultados, similares a los presentados en las 7.3 o 7.5, pero escalados para obtener valores absolutos en los espectros de fluencia.

Otra cosa a destacar es que en las últimas capas prácticamente no tenemos flujo, pues bajamos 5 órdenes de magnitud desde la primera superficie. Es por ello que vemos que a partir de la superficie 14 ya no sería factible poner ningún punto de irradiación, pues la fluencia sería prácticamente nula. También nos cerciora que con los 20 cm de blindaje de parafina borada tendríamos suficiente para protegernos radiológicamente de los neutrones, como hemos dicho anteriormente en una primera aproximación, pues si tuviéramos que efectuar cálculos con el objeto de protegernos radiológicamente deberíamos aplicar la máxima rigurosidad.

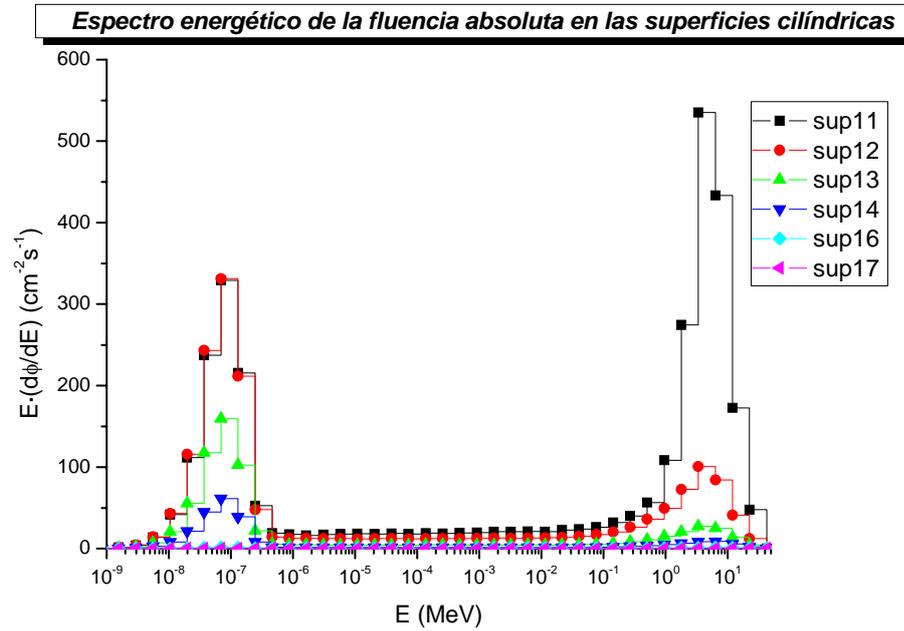


Figura 7.6a.- Espectro de la distribución energética de la tasa de fluencia absoluta en cada superficie del irradiador.

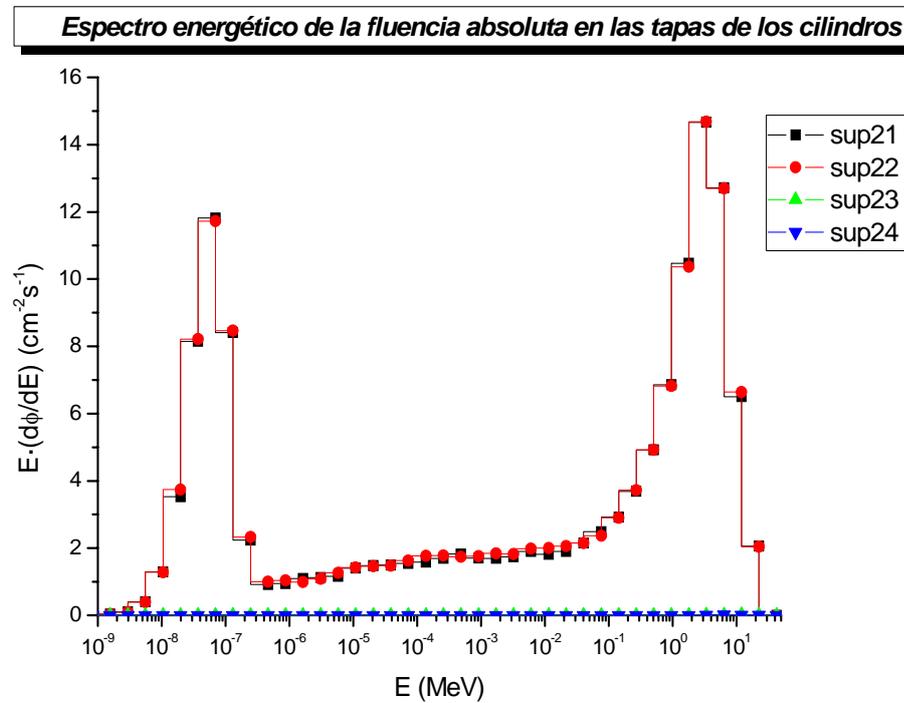


Figura 7.6b.- Espectro de la distribución energética de la tasa de fluencia absoluta en las tapas del irradiador.

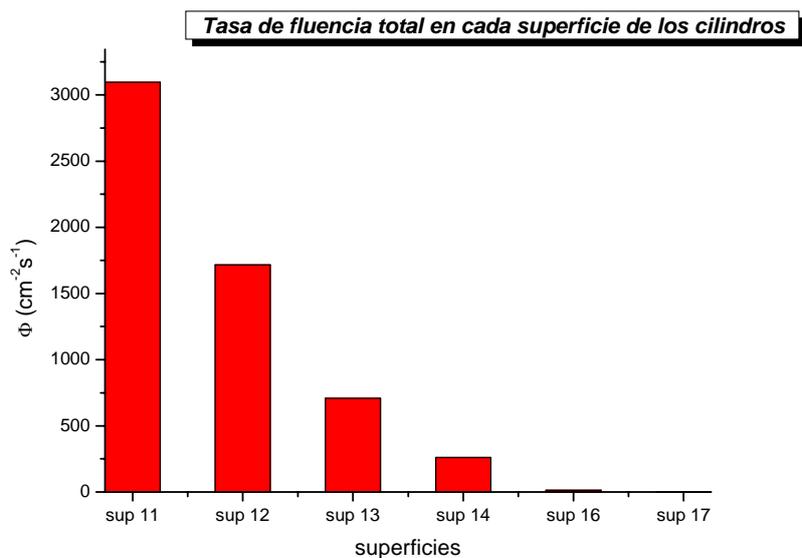


Figura 7.6c.- Tasas de fluencia totales en cada superficie del cilindro

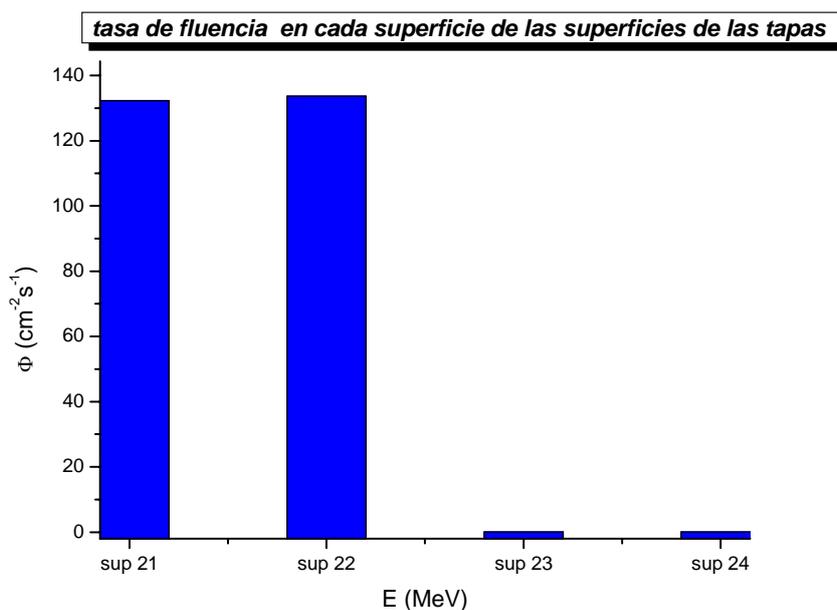


Figura 7.6d.- Tasas de fluencia totales que hay en cada superficie, de las tapas.

7.4. El dispositivo irradiador.

El irradiador sería un poco como el esquema 7.7, podríamos tener 3 puntos de irradiación diferentes, con características bien diferenciadas, aunque también podríamos poner un cuarto punto en la superficie 14, todo depende de lo que consideraríamos una fluencia suficiente para irradiar en un tiempo factible. En el primero, esquematizado en color naranja, según vemos en su espectro (figura 7.6a superficie 11) que casi no tiene

componente térmica, sería un punto de neutrones rápidos y de fluencia máxima. En el segundo punto tendríamos un espectro (figura 7.6a superficie 12) donde, aun teniendo una buena fluencia de neutrones térmicos, todavía tendríamos una componente de rápidos. Por último el punto azul (figura 7.6a superficie 13), sería un punto de neutrones térmicos, sin rápidos (vease tabla 7.4)

Tabla 7.4.- Máximos del espectro en los picos de energía térmica y rápida

	E=0.07 eV térmicos	E=3.5 MeV rápidos
Punto 1. (sup 11)	331 cm ⁻² s ⁻¹	535 cm ⁻² s ⁻¹
Punto 2. (sup 12)	331 cm ⁻² s ⁻¹	100 cm ⁻² s ⁻¹
Punto 3. (sup 13)	159cm ⁻² s ⁻¹	27 cm ⁻² s ⁻¹

Por tanto, con nuestra distribución de puntos dispondríamos de flujos de diferentes naturalezas. Un último punto que no está mostrado en esta tabla podríamos tenerlo con la fuente fuera del irradiador teniendo así un campo de neutrones con el espectro del término fuente.

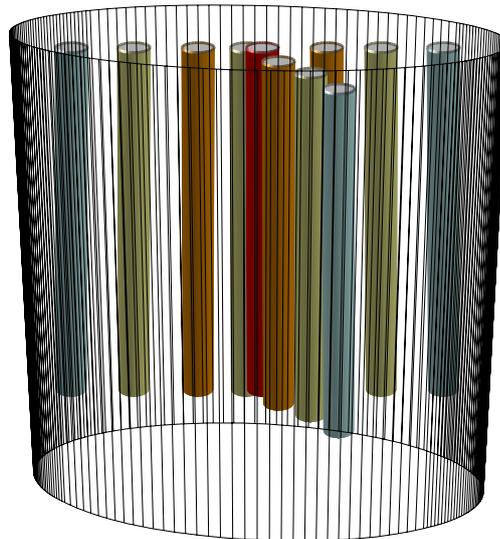


Figura 7.7.- Esquema del irradiador. Cada cilindro sería un agujero donde pudiéramos poner una probeta con el material a irradiar. Los colores representan la energía que tendríamos de neutrones, de los más energéticos a los menos. También vemos que podríamos tener 4 agujeros de cada energía, pues la fuente emite en todo el espacio.

*CONCLUSIONES Y
PERSPECTIVAS*

Conclusiones y perspectivas del trabajo.

En este trabajo además del llegar a poder dar conclusiones de un trabajo de caracterización, podemos decir que también se ha superado el objetivo de aprendizaje que todo trabajo de tercer ciclo tiene que tener en su interior, pues hemos trabajado dos partes muy importantes de la tarea diaria de un físico de radiaciones, medir espectros de neutrones con métodos como las esferas Bonner, y simular con códigos como MCNPX.

Uno de los mayores objetivos de este trabajo era poder aprovechar la fuente de $^{241}\text{AmBe}$ del GFR-UAB posee en su laboratorio de radiaciones. Como muestra el capítulo 7 con el diseño del irradiador simulado conseguiríamos poder llevar a cabo tareas del grupo e incluso ofrecer servicios para otros laboratorios de investigación pues flujos de neutrones caracterizados para poder irradiar materiales diversos para la investigación no abundan en nuestro país. Además esta sería de mucho interés para proyectos recientes como los que hablaremos al final de estas conclusiones, participar en la definición del nuevo estándar ISO de fuente AmBe, (proyecto EUROMET,.....

Se ha procedido al cálculo por Monte Carlo del transporte de neutrones en polietileno y otros materiales. Este cálculo ha llevado a obtener la tasa de fluencia neutrónica que se recibiría a distintas distancias de la fuente dentro del bloque. Para este cálculo se han seguido todas las partículas secundarias (gamma, protones y alfas) generadas.

Otro de los objetivos del trabajo era caracterizar experimentalmente el término fuente. En el capítulo 6 se ha detallado este trabajo llegando a la conclusión que con el sistema que tenemos de medida de esferas Bonner y el programa de deconvolución FRUIT, no podemos llegar a la resolución que nos da el espectro ISO, pero que si que tenemos una energía promedio igual que en este espectro. También hemos encontrado la tasa de emisión de la fuente dando este igual que el aportado por la documentación de la fuente.

Con estos resultados hemos visto que o bien tenemos algún problema en la estimación de los neutrones térmicos o la parte del espectro ISO está sobrevalorada, como bien se explica en las conclusiones del capítulo 7.

Aunque no se han dado resultados concretos al respecto en los otros capítulos, durante la simulación se ha podido ir estudiando como iban viajando y comportándose las diferentes partículas que van produciéndose en el transporte de los neutrones al paso de la materia, así como las que salen de la propia fuente. Con estos estudios intermedios se acabó con algunas dudas sobre si plomo como capa final para asegurar el blindaje, dándonos cuenta que no era necesario, pues toda radiación quedaba bien blindada con el boro de la última celda

En el capítulo 7, además del diseño del irradiador, nos ha servido para estudiar como se comportan los neutrones al paso por los diferentes materiales. Hemos comprobado cómo se va termalizando el espectro de la fuente al paso por el polietileno, o como el Boro es capaz de absorber los neutrones térmicos.

Una posible continuación del trabajo podría mejorar la resolución energética del espectro medido de la fuente de AmBe del GFR-UAB. Para ello será necesario combinar las medidas efectuadas con el espectrómetro Bonner con la simulación con métodos de

Monte Carlo de espectros “a priori” para comprobar la compatibilidad o no de las medidas con el espectro simulado.

Para concluir este trabajo sólo hace falta darle un poco de perspectiva de futuro, pues como hemos dicho el trabajo de caracterización sería fabuloso poderlo materializar en un proyecto de construcción del irradiador. Este ya depende de otros parámetros ajenos a este trabajo, pero no obstante, con esta tarea se ha dado el punto de partida para poder en un futuro trabajar en la construcción de este proyecto.

La idea de proyecto sería aprovechar el trabajo hecho de diseño del irradiador para construir una sala donde además de tener el irradiador diseñado pudiéramos tener un dispositivo de irradiación a diferentes medidas, con la fuente fuera de su blindaje. Sistema automático para no tener que, cada vez que queremos mover la que estamos irradiando, tengamos que meter la fuente dentro de su blindaje. En fin poder aprovechar este trabajo junto el diseño de la sala para poder tener una sala de irradiación de espectros neutrónicos bien definidos.

ANEXOS

Anexo 1

♣ *Tablas y gráficos de los resultados obtenidos en las medidas con las esferas Bonner.*

Campanya Caracterització AM-BE UAB

26/06/2007

Característiques del punt de mesura

Codi del punt 0,5

Mesura

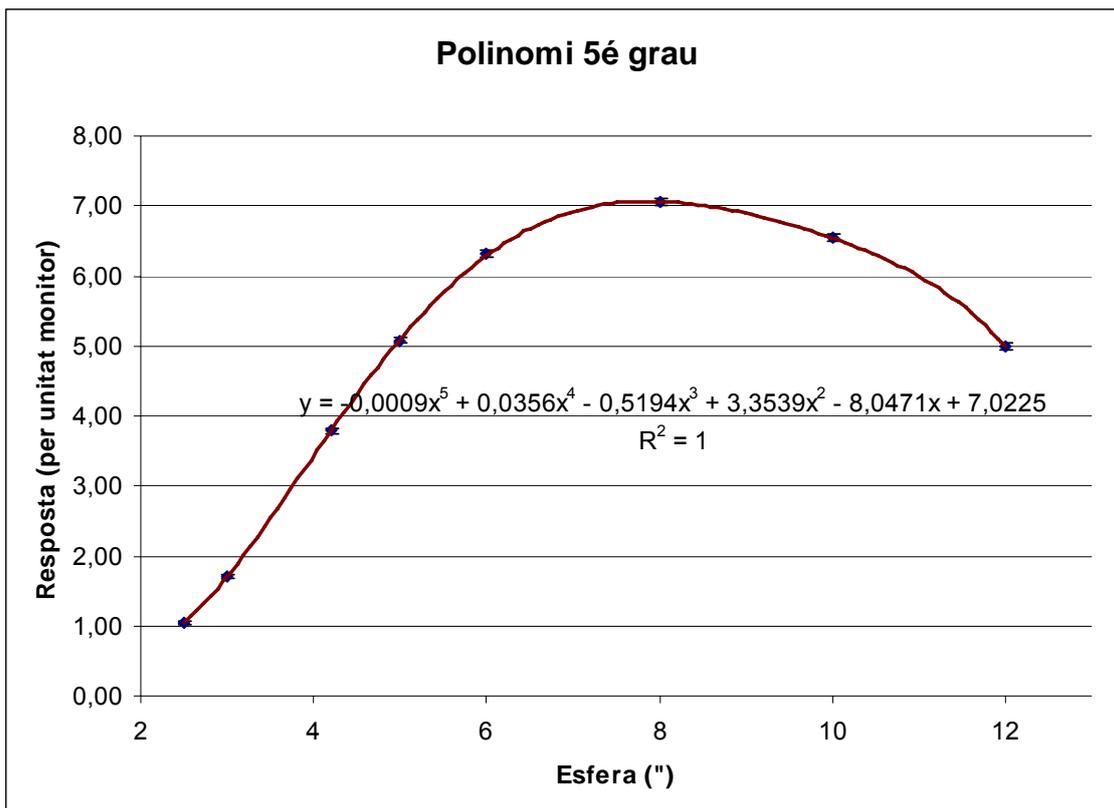
Distància 0,500 m de la font Reacció Am(α ,n)Be
--

Característiques del detector

Comptador Proporcional 3He

Mesures

Esfera	Resposta (c/s)			Resposta per unitat monitor		
2,5	4,280	±	0,065	1,0467	±	0,0162
3	7,030	±	0,108	1,7167	±	0,0268
4,2	15,399	±	0,146	3,7853	±	0,0363
5	20,658	±	0,186	5,0820	±	0,0461
6	25,910	±	0,208	6,3118	±	0,0510
8	29,248	±	0,221	7,0591	±	0,0537
10	26,390	±	0,210	6,5430	±	0,0524
12	21,947	±	0,191	4,9992	±	0,0439
2.5" + Cd	3,5470	±	0,0596	0,8743	±	0,0149
3" + Cd	6,5700	±	0,0811	1,5718	±	0,0196
4.2" + CdCd	14,8813	±	0,1409	3,5670	±	0,0341



Campanya Caracterització AM-BE UAB

11/07/2007

Característiques del punt de mesura

Codi del punt 1.0

Mesura

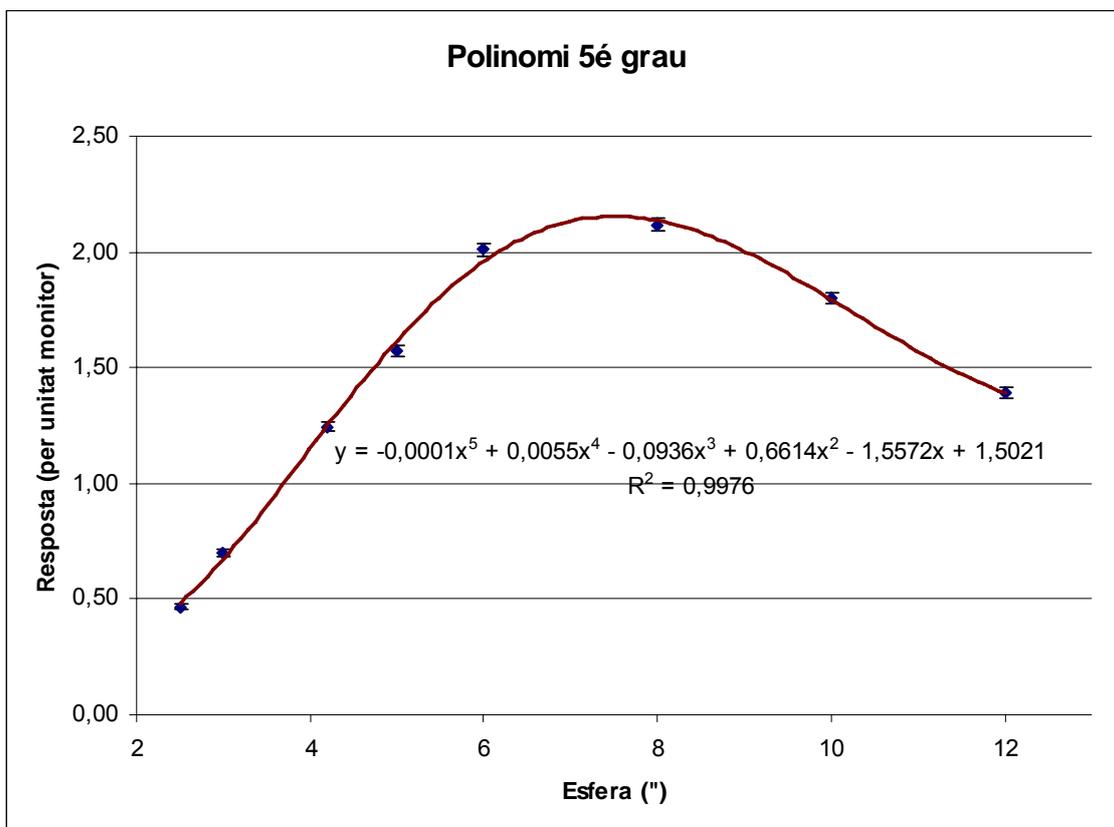
Distància 1,000 m de la font Reacció Am(α ,n)Be
--

Característiques del detector

Comptador Proporcional 3He

Mesures

Esfera	Resposta (c/s)			Resposta per unitat monitor		
2,5	2,240	±	0,046	0,4669	±	0,0098
3	2,940	±	0,063	0,7007	±	0,0152
4,2	5,281	±	0,084	1,2444	±	0,0201
5	6,621	±	0,094	1,5715	±	0,0226
6	8,059	±	0,104	2,0093	±	0,0262
8	8,781	±	0,108	2,1163	±	0,0264
10	7,601	±	0,101	1,8001	±	0,0242
12	5,975	±	0,089	1,3903	±	0,0211
2.5" + Cd	1,5093	±	0,0449	0,3543	±	0,0108
3" + Cd	2,4400	±	0,0570	0,5856	±	0,0140
4.2" + Cd	5,1907	±	0,0832	1,2371	±	0,0201



Campanya Caracterització AM-BE UAB

12/07/2007

Característiques del punt de mesura

Codi del punt 1,5

Mesura

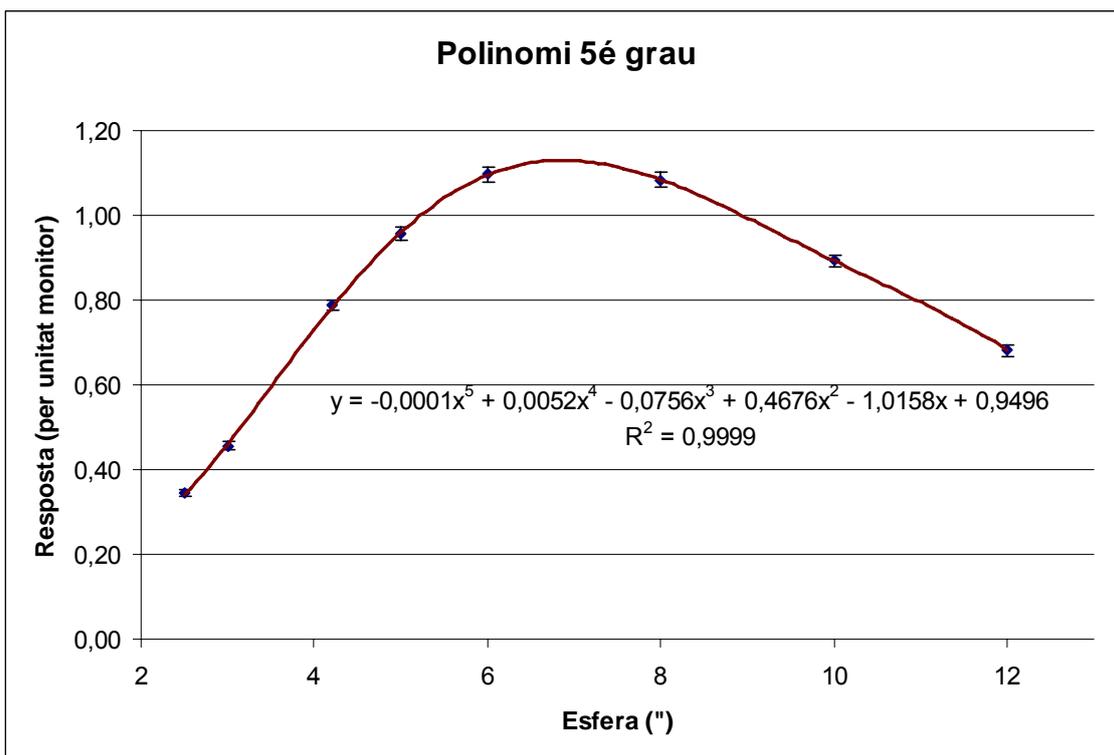
Distància 1,500 m de la font Reacció Am(α ,n)Be
--

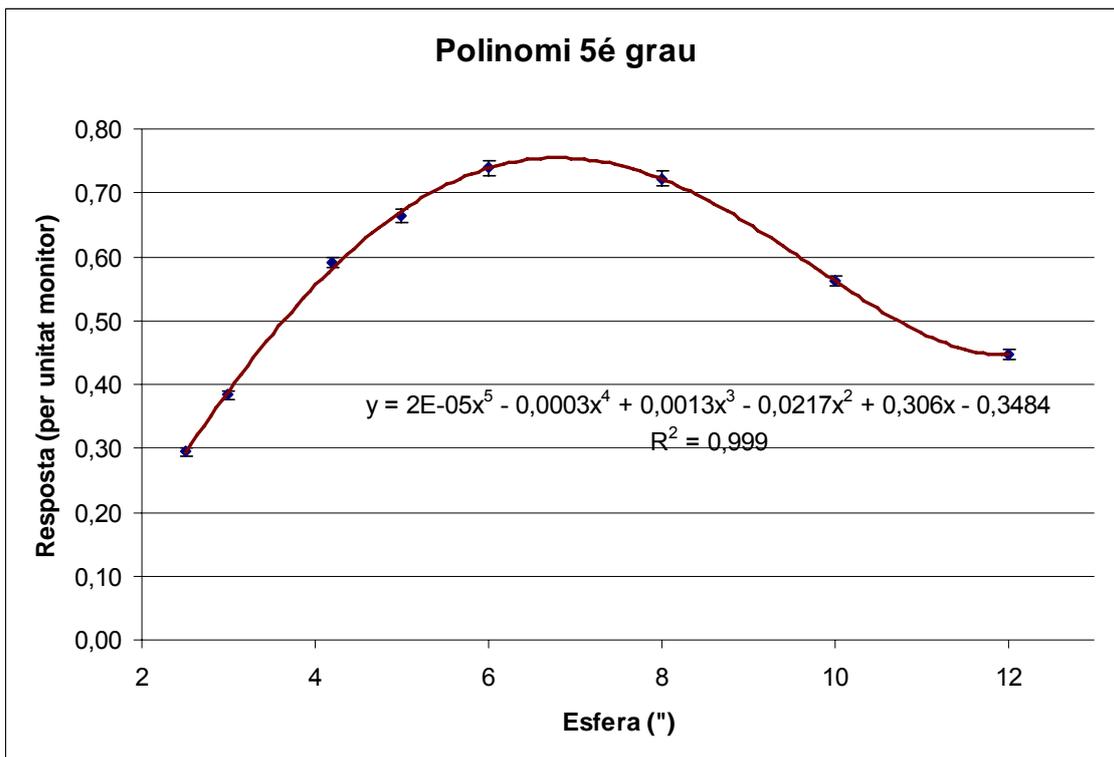
Característiques del detector

Comptador Proporcional 3He

Mesures

Esfera	Resposta (c/s)			Resposta per unitat monitor		
2,5	1,437	±	0,035	0,3440	±	0,0085
3	1,936	±	0,040	0,4568	±	0,0097
4,2	3,290	±	0,048	0,7878	±	0,0118
5	3,942	±	0,063	0,9563	±	0,0155
6	4,589	±	0,068	1,0965	±	0,0164
8	4,532	±	0,067	1,0840	±	0,0163
10	3,772	±	0,061	0,8924	±	0,0148
12	2,870	±	0,054	0,6809	±	0,0129
2.5" + Cd	1,0458	±	0,0295	0,2551	±	0,0074
3" + Cd	1,5700	±	0,0362	0,3744	±	0,0088
4.2" + Cd	3,0550	±	0,0505	0,7204	±	0,0121





Campanya Caracterització AM-BE UAB

12/07/2007

Característiques del punt de mesura

Codi del punt 2,5

Mesura

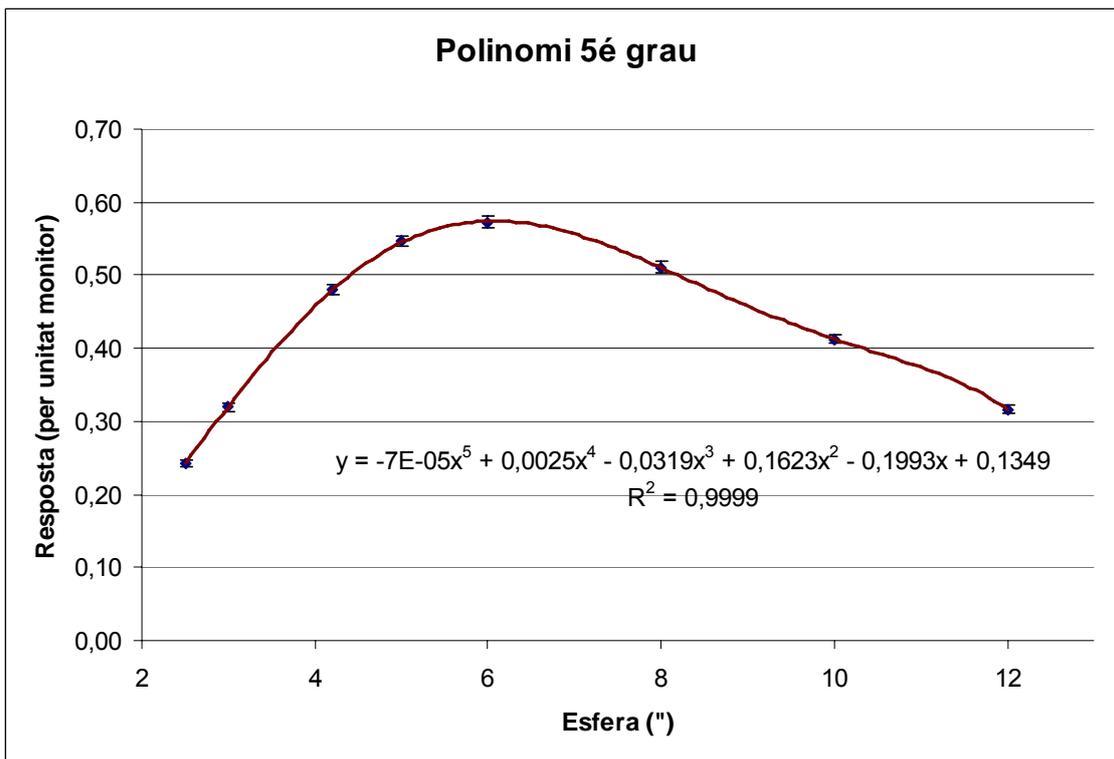
Distància 2,500 m de la font Reacció Am(α ,n)Be
--

Característiques del detector

Comptador Proporcional 3He

Mesures

Esfera	Resposta (c/s)			Resposta per unitat monitor		
2,5	1,031	±	0,020	0,2432	±	0,0049
3	1,319	±	0,023	0,3192	±	0,0057
4,2	1,997	±	0,028	0,4800	±	0,0069
5	2,277	±	0,030	0,5465	±	0,0073
6	2,407	±	0,034	0,5725	±	0,0082
8	2,181	±	0,032	0,5110	±	0,0077
10	1,704	±	0,026	0,4125	±	0,0064
12	1,298	±	0,023	0,3164	±	0,0057
2.5" + Cd	0,7567	±	0,0110	0,1687	±	0,0025
3" + Cd	1,0116	±	0,0201	0,2410	±	0,0049
4.2" + Cd	1,7212	±	0,0262	0,4114	±	0,0064



Anexo 2

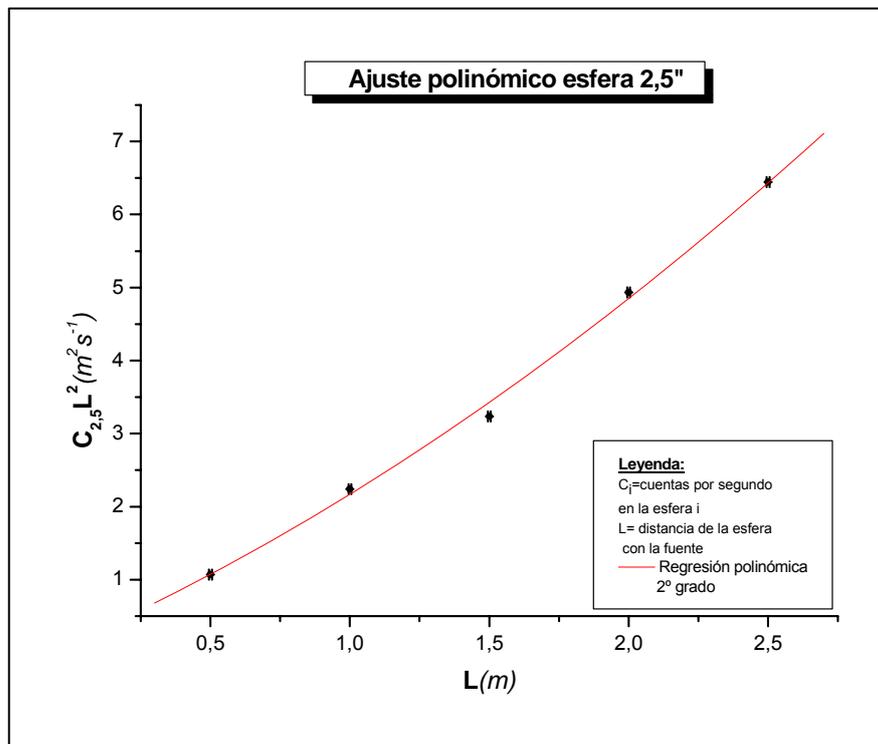
♣ *Tablas de resultados del ajuste polinómico.*

Caracterización AmBe UAB

Setiembre 2007

Ajustes polinómicos de la esfera 2,5''

Esfera 2,5''					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL²	±c/s	±L	±c/sL²
4,280	0,5	1,070	0,065	0,005	0,034
2,240	1	2,240	0,046	0,005	0,093
1,437	1,5	3,233	0,035	0,005	0,158
1,233	2	4,932	0,024	0,005	0,192
1,031	2,5	6,444	0,020	0,005	0,250



Comentarios:

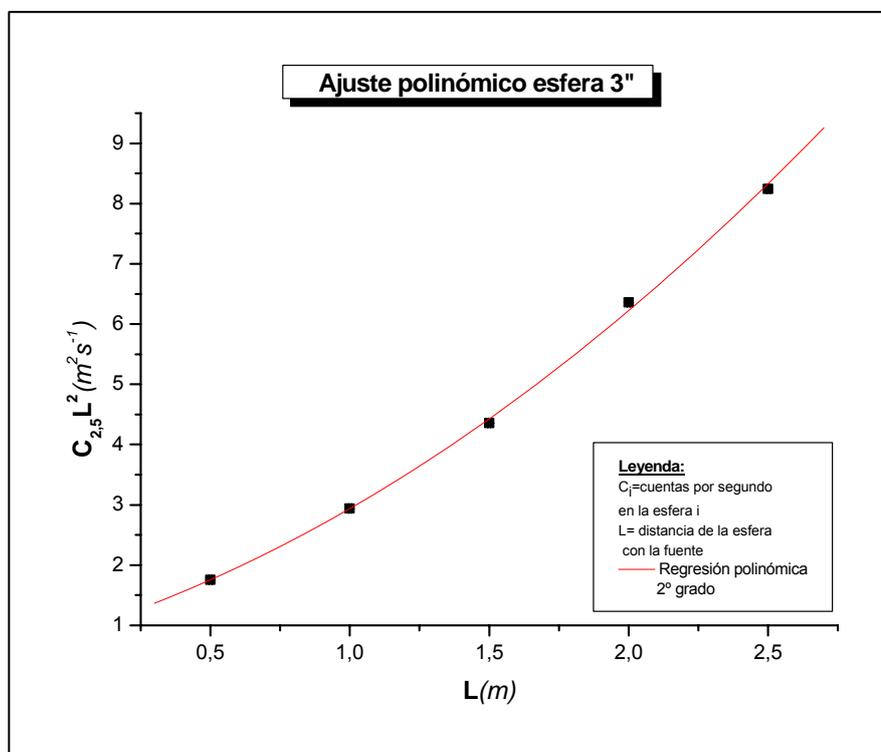
Polynomial Regression for Data2,5		
$Y = A + B1*X + B2*X^2$		
Par	Value	Error
A	0,139	0,156
B1	1,705	0,352
B2	0,324	0,139

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 3"

Esfera 3"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
7,030	0,5	1,758	0,108	0,005	0,057
2,940	1	2,940	0,063	0,005	0,127
1,936	1,5	4,356	0,04	0,005	0,181
1,590	2	6,360	0,028	0,005	0,225
1,319	2,5	8,244	0,023	0,005	0,288



Comentarios:

Polynomial Regression for Data3		
Y = A + B1*X + B2*X ²		
Par	Value	Error

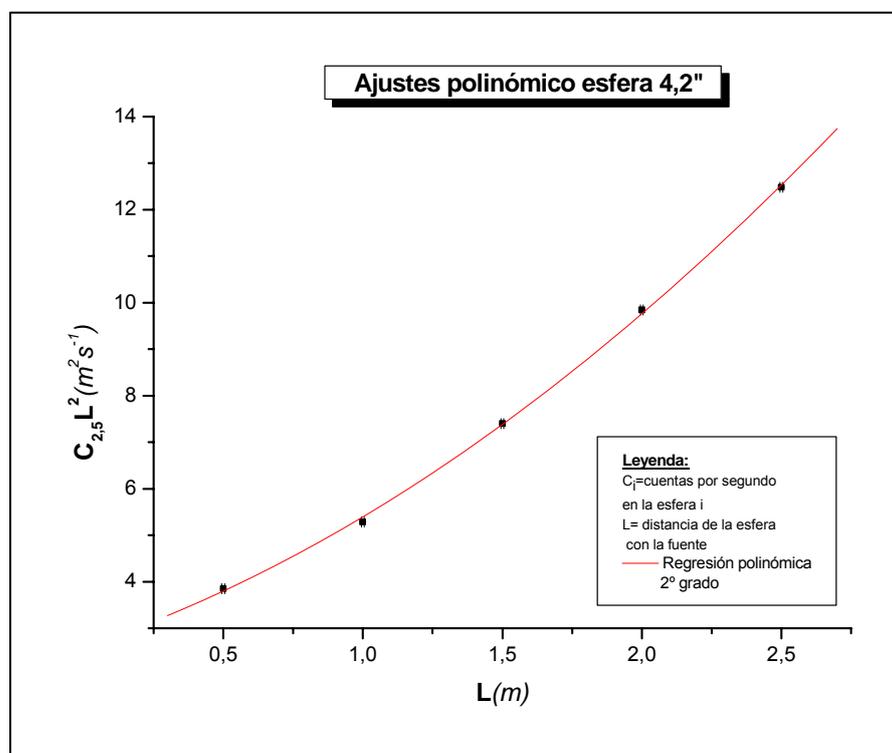
A	0,883	0,212
B1	1,439	0,453
B2	0,615	0,176

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 4,2''

Esfera 4,2''					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
15,399	0,5	3,850	0,146	0,005	0,053
5,281	1	5,281	0,084	0,005	0,088
3,290	1,5	7,403	0,048	0,005	0,111
2,461	2	9,844	0,034	0,005	0,138
1,997	2,5	12,481	0,028	0,005	0,177



Comentarios:

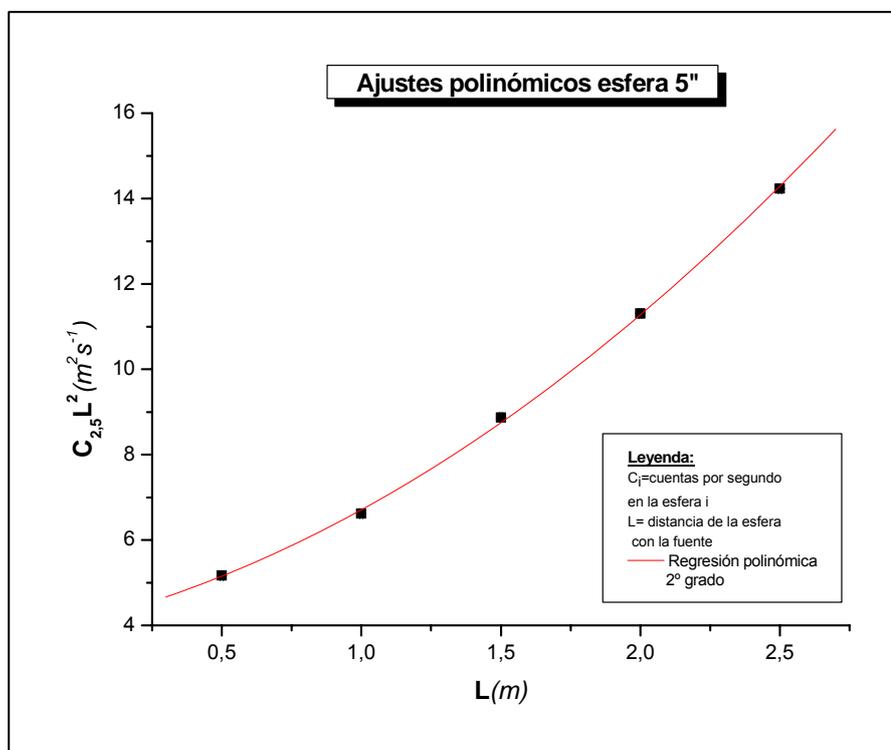
Polynomial Regression for Data 4,2		
Y = A + B1*X + B2*X^2		
Par	Value	Error
A	2,590	0,241
B1	2,023	0,368
B2	0,781	0,120

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 5"

Esfera 5"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
20,658	0,5	5,165	0,186	0,005	0,106
6,621	1	6,621	0,094	0,005	0,191
3,942	1,5	8,870	0,063	0,005	0,285
2,827	2	11,308	0,043	0,005	0,345
2,277	2,5	14,231	0,030	0,005	0,376



Comentarios:

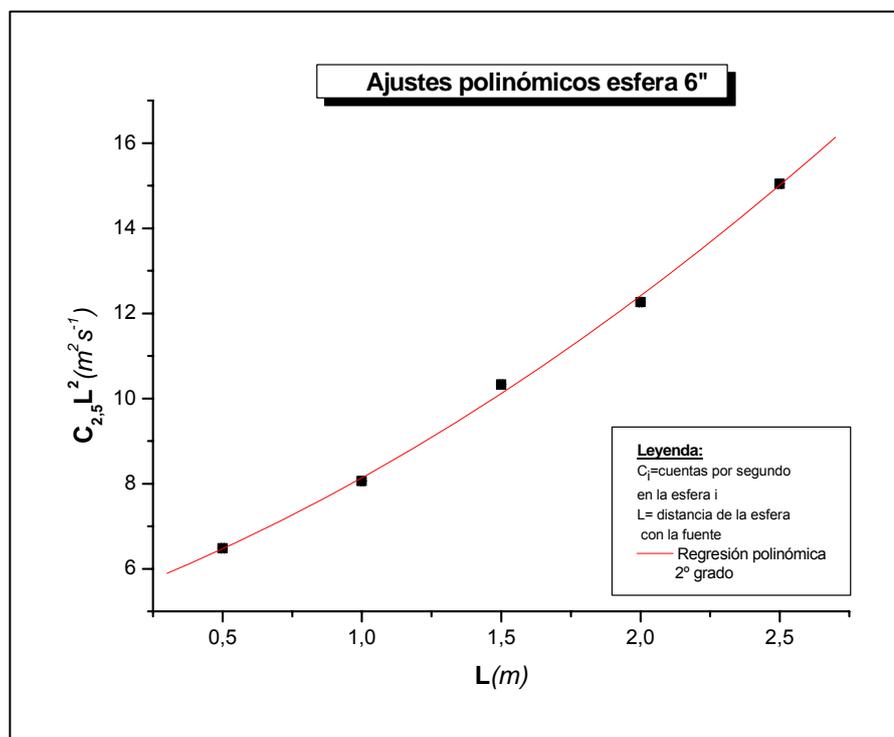
Polynomial Regression for Data5		
Y = A + B1*X + B2*X ²		
Par	Value	Error
A	4,090	0,342
B1	1,640	0,690
B2	0,976	0,257

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 6"

Esfera 6"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
25,91	0,5	6,478	0,208	0,005	0,123
8,059	1	8,059	0,104	0,005	0,212
4,589	1,5	10,325	0,068	0,005	0,308
3,065	2	12,260	0,045	0,005	0,361
2,407	2,5	15,044	0,034	0,005	0,426



Comentarios:

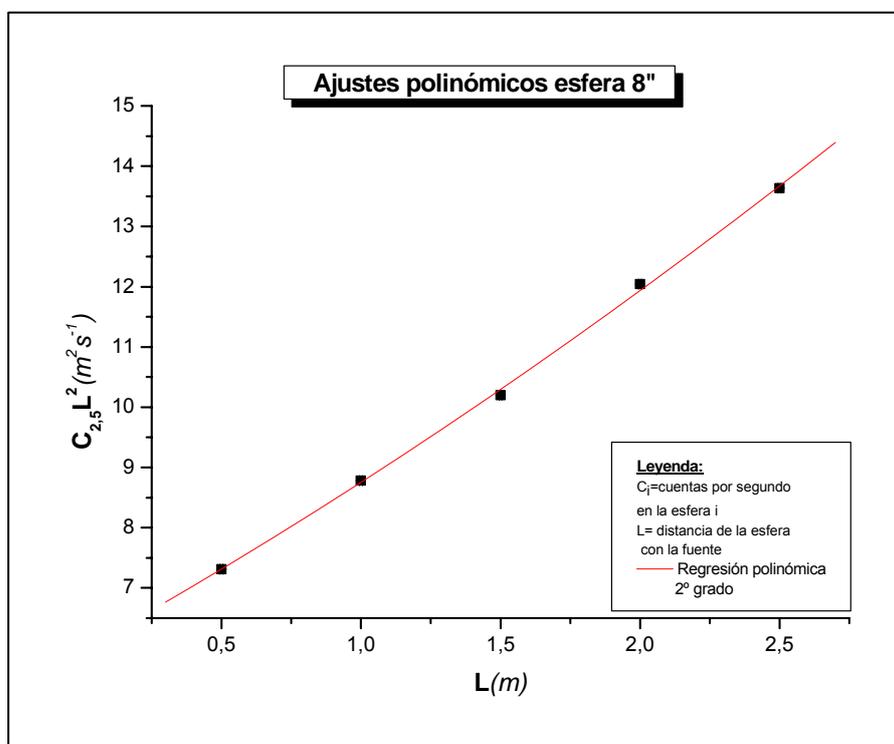
Polynomial Regression for Data6		
Y = A + B1*X + B2*X ²		
Par	Value	Error
A	5,110	0,386
B1	2,409	0,769
B2	0,620	0,287

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 8"

Esfera 8"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
29,248	0,5	7,312	0,221	0,005	0,133
8,781	1	8,781	0,108	0,005	0,220
4,532	1,5	10,197	0,067	0,005	0,303
3,011	2	12,044	0,045	0,005	0,361
2,181	2,5	13,631	0,032	0,005	0,401



Comentarios:

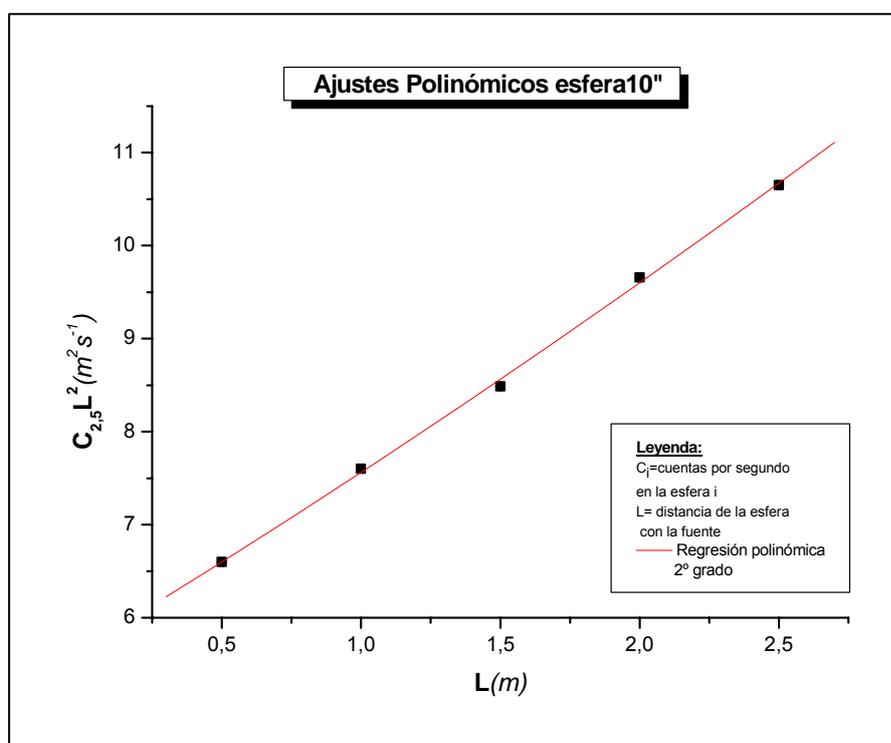
Polynomial Regression for Data8		
Y = A + B1*X + B2*X^2		
Par	Value	Error
A	5,973	0,399
B1	2,583	0,777
B2	0,199	0,286

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 10"

Esfera 10"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
26,39	0,5	6,598	0,210	0,005	0,124
7,601	1	7,601	0,126	0,005	0,256
3,772	1,5	8,487	0,061	0,005	0,276
2,414	2	9,656	0,034	0,005	0,273
1,704	2,5	10,650	0,026	0,005	0,326



Comentarios:

Polynomial Regression for Data2,5:

Y = A + B1*X + B2*X²

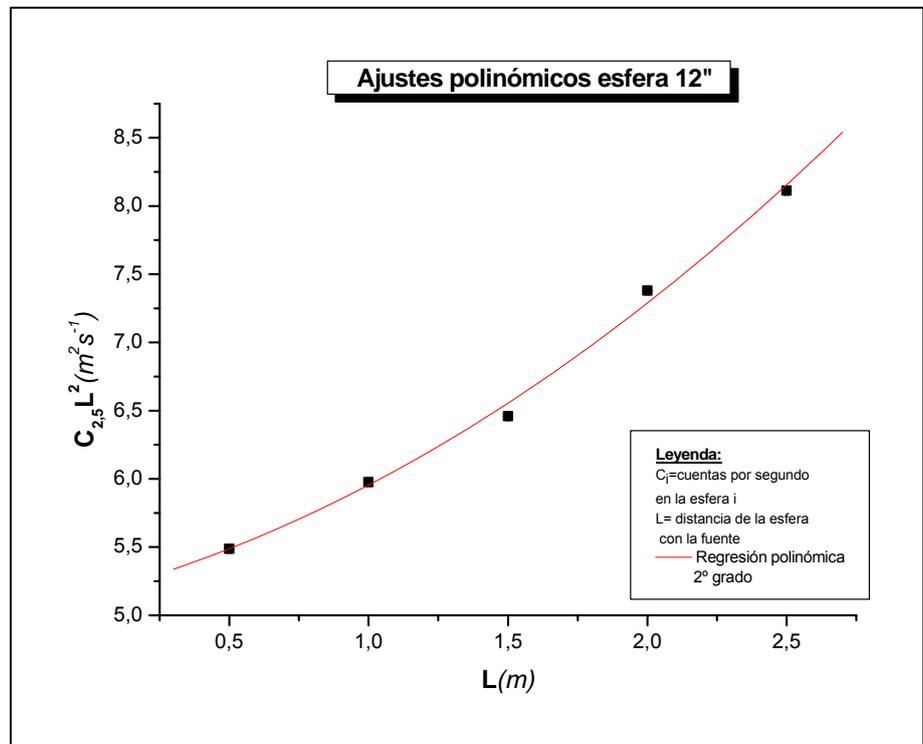
Par	Value	Error
A	5,672	0,371
B1	1,818	0,732
B2	0,073	0,266

Caracterización AmBe UAB

Setiembre 2007

Ajustes polinómicos de la esfera 12"

Esfera 12"					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL²	±c/s	±L	±c/sL²
21,947	0,5	5,487	0,191	0,005	0,110
5,975	1	5,975	0,089	0,005	0,180
2,870	1,5	6,458	0,054	0,005	0,244
1,845	2	7,380	0,030	0,005	0,241
1,298	2,5	8,113	0,023	0,005	0,288



Comentarios:

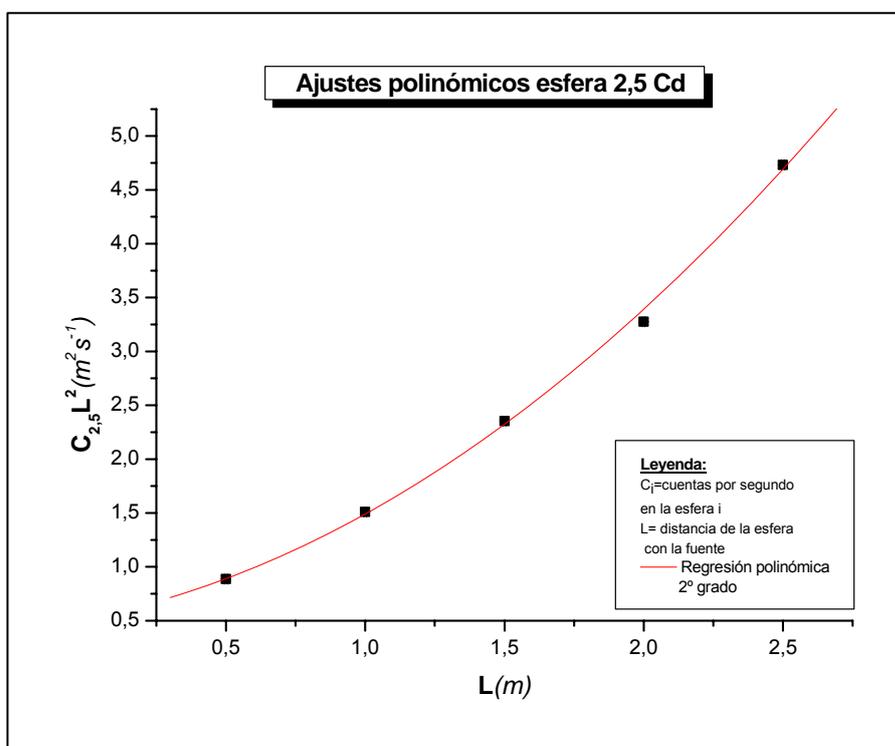
Polynomial Regression for Data12		
$Y = A + B1*X + B2*X^2$		
Par	Value	Error
A	5,152	0,320
B1	0,537	0,613
B2	0,266	0,222

Caracterización AmBe UAB

Setiembre
2007

Ajustes polinómicos de la esfera 2,5''Cd

Esfera 2,5''Cd					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
3,547	0,5	0,887	0,0596	0,005	0,031
1,509	1	1,509	0,0449	0,005	0,090
1,046	1,5	2,353	0,0295	0,005	0,133
0,819	2	3,276	0,0197	0,005	0,158
0,757	2,5	4,729	0,011	0,005	0,138



Comentarios:

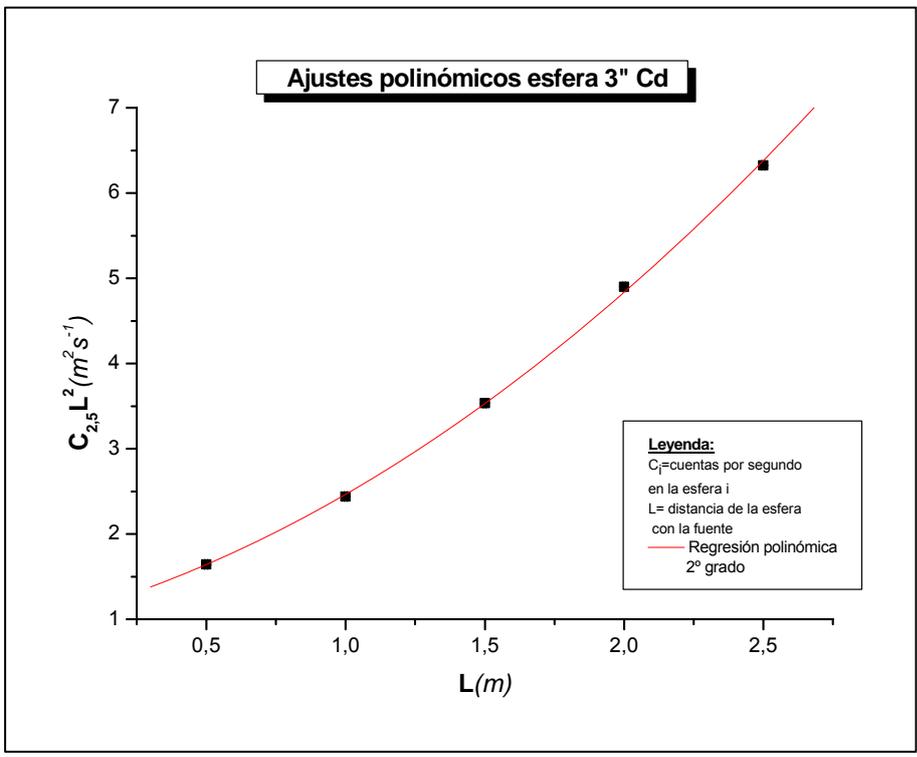
Polynomial Regression for Data2,5Cd		
Y = A + B1*X + B2*X^2		
Par	Value	Error
A	0,519	0,132
B1	0,505	0,290
B2	0,465	0,107

Caracterización AmBe UAB

**Setiembre
2007**

Ajustes polinómicos de la esfera 3" Cd

Esfera 3" Cd					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
6,570	0,5	1,643	0,081	0,005	0,044
2,440	1	2,440	0,057	0,005	0,115
1,570	1,5	3,533	0,036	0,005	0,163
1,224	2	4,897	0,024	0,005	0,193
1,012	2,5	6,323	0,020	0,005	0,252



Comentarios:

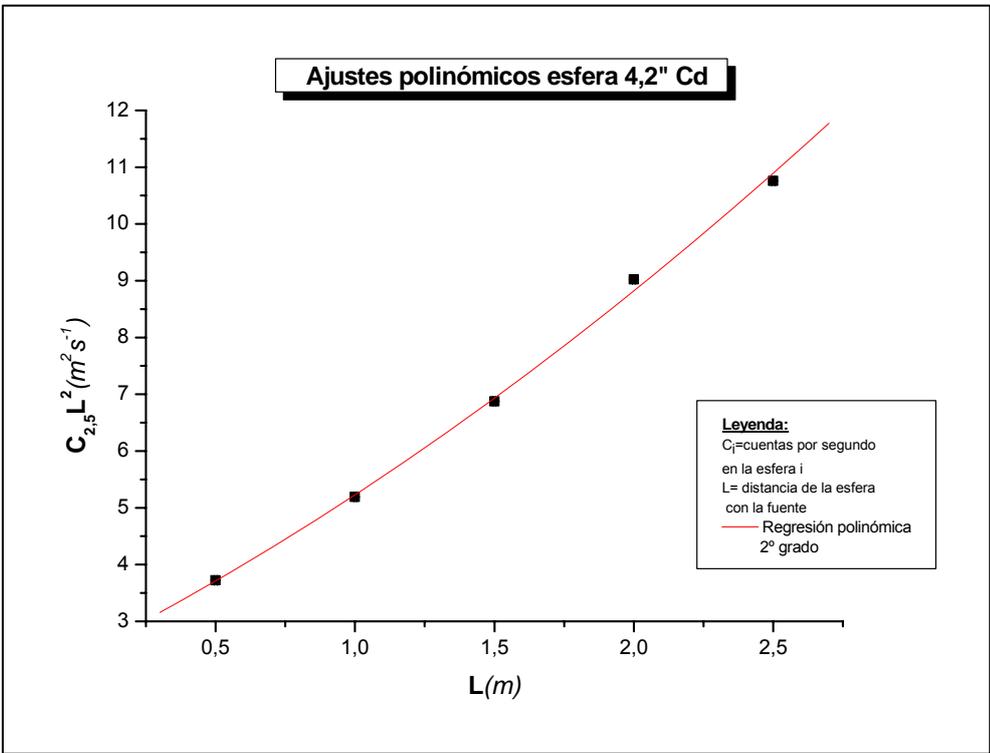
Polynomial Regression for Data3Cd		
Y = A + B1*X + B2*X^2		
Par	Value	Error
A	1,057	0,181
B1	0,928	0,399
B2	0,480	0,155

Caracterización AmBe UAB

**Setiembre
2007**

Ajustes polinómicos de la esfera 4,2" Cd

Esfera 4,2" Cd					
Respuesta(c/s)	L(m)	c/sL ²	±c/s	±L	±c/sL ²
14,881	0,5	3,720	0,141	0,005	0,080
5,191	1	5,191	0,083	0,005	0,168
3,055	1,5	6,874	0,051	0,005	0,228
2,255	2	9,019	0,033	0,005	0,263
1,721	2,5	10,758	0,026	0,005	0,328



Comentarios:

Polynomial Regression for Data4,2Cd		
Y = A + B1*X + B2*X^2		
Par	Value	Error
A	2,385	0,276
B1	2,473	0,575
B2	0,372	0,218

Anexo 3.

♣ *Tabla de valores volcada por el programa FRUIT.*

E (central)	ΔE	Espectre unitari (Mev. f)	Espectre (unitari) en letargia (aximensional)	Espectre (Mev. fs-1)	Espectre en letargia (s-1)	Tant per 1	total de comptes 0,0000E+00 Intensitat del feix (s-1) 1,96E+06
1,000E-09	2,590E-10	3,3981E-01	3,3981E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,259E-09	2,590E-10	4,2347E-01	5,3315E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,585E-09	3,260E-10	5,2629E-01	8,3417E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,995E-09	4,100E-10	6,5178E-01	1,3003E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,512E-09	5,170E-10	8,0409E-01	2,0199E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,162E-09	6,500E-10	9,8648E-01	3,1192E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,981E-09	8,190E-10	1,2024E+00	4,7868E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,012E-09	1,031E-09	1,4534E+00	7,2844E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,310E-09	1,298E-09	1,7383E+00	1,0969E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,943E-09	1,633E-09	2,0514E+00	1,6294E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,000E-08	2,057E-09	2,3809E+00	2,3809E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,259E-08	2,590E-09	2,7059E+00	3,4067E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,585E-08	3,260E-09	2,9947E+00	4,7466E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,995E-08	4,100E-09	3,2055E+00	6,3950E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,512E-08	5,170E-09	3,2902E+00	8,2650E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,162E-08	6,500E-09	3,2032E+00	1,0129E-07	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,981E-08	8,190E-09	2,9176E+00	1,1615E-07	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,012E-08	1,031E-08	2,4438E+00	1,2248E-07	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,310E-08	1,298E-08	1,8419E+00	1,1622E-07	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,943E-08	1,633E-08	1,2159E+00	9,6579E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,000E-07	2,057E-08	6,7893E-01	6,7893E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,259E-07	2,590E-08	3,0708E-01	3,8661E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,585E-07	3,260E-08	1,0657E-01	1,6891E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,995E-07	4,100E-08	2,6532E-02	5,2931E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,512E-07	5,170E-08	4,3289E-03	1,0874E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,162E-07	6,500E-08	4,1739E-04	1,3198E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,981E-07	8,190E-08	2,0639E-05	8,2164E-12	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,012E-07	1,031E-07	4,4149E-07	2,2127E-13	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,310E-07	1,298E-07	3,2928E-09	2,0778E-15	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,943E-07	1,633E-07	1,4517E-11	1,1531E-17	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,000E-06	2,057E-07	1,1342E-11	1,1342E-17	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,259E-06	2,590E-07	1,6060E-11	2,0220E-17	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,585E-06	3,260E-07	2,2744E-11	3,6049E-17	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,995E-06	4,100E-07	3,2200E-11	6,4239E-17	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00

2,5120E-06	5,1700E-07	4,5612E-11	1,1458E-16	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,1620E-06	6,5000E-07	6,4581E-11	2,0421E-16	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,9810E-06	8,1900E-07	9,1468E-11	3,6413E-16	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,0120E-06	1,0310E-06	1,2954E-10	6,4925E-16	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,3100E-06	1,2980E-06	1,8346E-10	1,1576E-15	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,9430E-06	1,6330E-06	2,5978E-10	2,0634E-15	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,0000E-05	2,0570E-06	3,6790E-10	3,6790E-15	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,2590E-05	2,5900E-06	5,2106E-10	6,5601E-15	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,5850E-05	3,2600E-06	7,3792E-10	1,1696E-14	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,9950E-05	4,1000E-06	1,0447E-09	2,0842E-14	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,5120E-05	5,1700E-06	1,4799E-09	3,7175E-14	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,1620E-05	6,5000E-06	2,0953E-09	6,6253E-14	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,9810E-05	8,1900E-06	2,9676E-09	1,1814E-13	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,0120E-05	1,0310E-05	4,2029E-09	2,1065E-13	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,3100E-05	1,2980E-05	5,9523E-09	3,7559E-13	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,9430E-05	1,6330E-05	8,4281E-09	6,6944E-13	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,0000E-04	2,0570E-05	1,1936E-08	1,1936E-12	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,2590E-04	2,5900E-05	1,6905E-08	2,1283E-12	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,5850E-04	3,2600E-05	2,3940E-08	3,7945E-12	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,9950E-04	4,1000E-05	3,3893E-08	6,7617E-12	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,5120E-04	5,1700E-05	4,8010E-08	1,2060E-11	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,1620E-04	6,5000E-05	6,7975E-08	2,1494E-11	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,9810E-04	8,1900E-05	9,6272E-08	3,8326E-11	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,0120E-04	1,0310E-04	1,3634E-07	6,8334E-11	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,3100E-04	1,2980E-04	1,9309E-07	1,2184E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,9430E-04	1,6330E-04	2,7339E-07	2,1715E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,0000E-03	2,0570E-04	3,8716E-07	3,8716E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,2590E-03	2,5900E-04	5,4829E-07	6,9030E-10	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,5850E-03	3,2600E-04	7,7639E-07	1,2306E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
1,9950E-03	4,1000E-04	1,0990E-06	2,1925E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
2,5120E-03	5,1700E-04	1,5566E-06	3,9102E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,1620E-03	6,5000E-04	2,2035E-06	6,9675E-09	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
3,9810E-03	8,1900E-04	3,1200E-06	1,2421E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
5,0120E-03	1,0310E-03	4,4173E-06	2,2140E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
6,3100E-03	1,2980E-03	6,2536E-06	3,9460E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00
7,9430E-03	1,6330E-03	8,8502E-06	7,0297E-08	0,0000E+00	0,0000E+00	0,0000E+00

Anexo 4

* **Papeles de la fuente de neutrones $^{241}\text{AmBe}$, características de la fuente.**

	<p align="center">JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR ISOTOPOS Avda. Complutense.- Apartado 3055.-MADRID (3) - España Teléfs. 244 12 00 - 454 44 00 (Ext. 1252)</p>	
<p>FUENTE DE NEUTRONES DE Am-241-Be Ref. JEN (72942) Ref. CEA (83-ET.83308)</p> <p>ACTIVIDAD: 1000 mCi referida al 17.7.1983</p> <p>NUMERO DE SERIE: 265</p> <p>EMISION DE NEUTRONES (N/s 4π): No determinado Teóricamente se ofrece como 2.0×10^6 a 2.2×10^6</p> <p>PROCEDENCIA: ORIS-C.E.A., Saclay (Francia) Importada por la J.E.N. s/demanda de la Facultad de Ciencias de la Univ. Autónoma de Barcelona.- Bellaterra, BARCELONA</p> <p>CARACTERISTICAS: Referencia AMBE.3 B Cápsula tipo SN.3 soldada en dos envolturas de acero inoxidable por arco en atmosfera de argon. Clasificada como "forma especial" ISO/C(E)66645 (*) ϕ 30 mm.; Alto 30 mm (dimensiones exteriores) ϕ 22 mm.; Alto 22 mm (área activa) Estanqueidad comprobada por inmersión No contaminación comprobada por inmersión</p>		
<p>(*).- ISO/C (E) 66645 del Laboratoire National d'Essais .-</p> <p>Resultados realizados en prototipos de cápsula como la descrita:</p> <p><u>Temperatura:</u> - 75° C (20 min.) a \downarrow 600° C (1 hora) y choque térmico de 600 ° C a 20° C</p> <p><u>Presión exterior:</u> 25 kN/m² abs. a 170 MN/m² (24.656 lbf/in²) abs.</p> <p><u>Impacto:</u> 20 kg desde 1 m</p> <p><u>Vibración:</u> 90 min a 25-80 Hz con 1.5 mm apl. entre picos 80-2000 Hz a 20 g</p> <p><u>Penetración:</u> 300 g. desde 1 m</p>		
<p align="center">(Datos extraídos del Catálogo de ORIS-CEA)</p>		
<p align="right">24 NOV. 1983</p> <p align="right">  </p>		



BON DE LIVRAISON / DELIVERY NOTE

NOTRE RÉFÉRENCE
OUR REFERENCE

83 ET 83378

COMMISSARIAT
A L'ÉNERGIE ATOMIQUE
SIREN 775 685 019 00017

EXPÉDIÉ LE
DESPATCHED ON 17 06 83 VE
PAR / BY ORLY / PARIS

NOM DU CLIENT
NAME OF CUSTOMER J.E.N. MADRID
NUMERO
NUMBER 042 E 001
ADRESSE ADDRESS

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR
SECCION DE ISOTOPOS
C/O GUSALVA
AEROPUERTO DE BARAJAS
MADRID ESPAGNE

O.R.I.S.
DIRECTION
BAT. 49 C.E.N. SACLAY
BOITE POSTALE NO 21
F - 91190 GIF SUR YVETTE

TEL. 908-52-02 TELEX 692431F

COMPTE PAYEUR N°
ACCOUNT No 2 127001
ADRESSE ADDRESS
ADDRESS JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR
SECCION DE ISOTOPOS
BP. 3055 AVENIDA COMPLUTENSE
MADRID 3 ESPAGNE

DOCUMENT ÉDITÉ LE
DOCUMENT ISSUED ON 15 06 83

RÉFÉRENCE CLIENT
CUSTOMER'S REFERENCE 72942 DU
OF 26 04 83

PRODUIT PRODUCT	T T	NUCLIDE NUCLIDE	DÉSIGNATION DESIGNATION
AMBE-3-B		241 AM	SCE NEUTRONS 1CI 241AM CAPSULE SN-3 D.ACT.22MM

CARACTÉRISTIQUES COMPLÉMENTAIRES
OTHER CHARACTERISTICS

1 CI

COMMANDE
ORDER 1 X = 1 SOURCE

SPÉCIFICATIONS DE FABRICATION / PRÉPARATION SPECIFICATIONS

EMIS. NEUT.	N / S4 PI	ACTIVITÉ DEMANDÉE AU ACTIVITY REQUIRED FOR	17 06 83
		ACTIVITÉ AU ACTIVITY ON	A 12 H PARIS AT 12 H PARIS TIME
		GROUPE PRODUCTEUR PRODUCING GROUP	11
ACTIVITE 1000	MC I	SECTION ANALYTIQUE ANALYTICAL SECTION	9209000
NO SOURCE 265			
PREPARE POUR LE 17 06 83			

OBSERVATIONS

EMBALLAGE / PACKING

18059 / 14

Referencias

Aroua et al., 1994

Aroua, A., Höfert, M., Sannikov, A.V. y Stevenson, G.R. Reference high-energy radiation fields at CERN. European Laboratory for Particle Physics. *Report CERN/TIS-RP/94-12/CF* (1994).

Bakali, 2001

Bakali, M. Espectrometría neutrónica en las centrales nucleares mediante un sistema de esferas Bonner. Tesis doctoral. Universitat Autònoma de Barcelona (2001).

Bedogni et al., 2007

Bedogni, R., Esposito, A., Domingo, C., Fernández, F., Garcia, M.J. y Angelone, M. Performance of the UAB and the INFN-LNF Bonner sphere spectrometers in quasi monoenergetic neutron fields. *Radiation Protection Dosimetry* **126**, pp.342-345 (2007).

Bedogni, 2006

Bedogni, R. Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around a high energy electron/positron collider. Tesis doctoral. Universitat Autònoma de Barcelona (2006).

Blanc, 1990

Blanc, D. Les Rayonnements Ionisants; Détection, Spectrométrie, Dosimétrie. Physique Fondamentale et Appliquée. Ed. Masson (1990).

Bramblett et al., 1960

Bramblett, R.L., Ewing, R.I. y Bonner, T.W. A new type of neutron spectrometer. *Nuclear Instruments y Methods* **9**, pp.1-12 (1960).

Briesmeister, 1993

Briesmeister, J.F. (Ed.). A general Monte Carlo code n-particle transport code, version 4A. LA-12625-M. Los Alamos National Laboratory (1993).

Bouassoule, 1998

Bouassoule, T. Contribución a la dosimetría de neutrones por detectores sólidos de trazas. Tesis doctoral. Universitat Autònoma de Barcelona (1998).

Bouassoule et al., 1999

Bouassoule, T., Fernández, F., Marín, M. y Tomás, M. A dosemeter based on nuclear etched track detectors for thermal, fast y high energy neutrons with flat response. *Radiation Protection Dosimetry* **85**(1-4), pp.39-43 (1999).

Burgkhardt et al., 1997

Burgkhardt, B., Fieg, G., Klett, A., Plewnia, A. y Siebert, B. R. L. The neutron fluence y H*(10) response of the new LB 6411 Rem counter. *Radiat. Prot. Dosim.* **70** (1-4), 361-364 (1997).

Chadwick, 1932

Chadwick, J. Possible Existence of a Neutron. *Nature* **129**, 312 (1932).

Dietze y Manzel, 1994

Dietze, G. y Menzel, H.G. Aspects of ICRP60 y ICRU47 relevant to individual monitoring of external exposure. *Radiation Protection Dosimetry* **54**(3-4), pp.167-173 (1994).

Domingo et al., 2007a

Domingo, C, Amgarou, K., Bouassoule, T., Castelo, J., García, M.J., Fernández, F. La contribución del Grup de Física de les Radiacions de la Universitat Autònoma de Barcelona a la dosimetria y espectrometria de neutrones: instrumentación. XXXI Biental de la Real Sociedad Española de Física. Granada, 10-14 de setiembre de 2007.

Domingo et al., 2007b

Domingo, C, Bouassoule, T., Amgarou, K., García, M.J., Castelo, J., Morales, E., Fernández, F. *CONRAD WP4 workshop on "Uncertainty Assessment in Computational Dosimetry: A Comparison of Approaches"* Bologna (Italy), 8-10 Oct 2007

Domingo et al., 2008a

Domingo, C., Amgarou, K., Bouassoule, T., Castelo, J., García-Fusté, M-J., Morales, E. y Fernández, F. Contribution of the GFR-UAB group to neutron dosimetry y spectrometry. *Presentado en 24th International Conference on Nuclear Tracks in Solids. Enviado a Radiation Measures.*

Domingo et al., 2008b

Domingo, C., García-Fusté, M-J., Amgarou, K., Bouassoule, T. y Castelo, J. Neutron dosimetry inside the containment building of Spanish nuclear power plants with PADC based doseimeters. *Presentado en 24th International Conference on Nuclear Tracks in Solids. Enviado a Radiation Measures.*

Domingo et al., 2008c

Domingo, C., García-Fusté, M-J., Morales, E., Amgarou, K., Castelo, J. y Sánchez-Doblado, F. Evaluation of neutron doses received at different organs in radiotherapy treatments using the UAB PADC based doseimeters in an antropomorphic phantom. *Presentado en 24th International Conference on Nuclear Tracks in Solids. Enviado a Radiation Measures.*

Domingo et al., 2008d

Domingo, C., Bouassoule, T., García-Fusté, M-J., García-Orellana, J., Morales, E., Amgarou, K., Castelo, J., y Fernández, F. Preliminary neutron dosimetric studies of density/moisture gauge operators during transport y usage. *Presentado en 24th International Conference on Nuclear Tracks in Solids. Enviado a Radiation Measures.*

Domingo et al., 2008e

Domingo, C., García-Fusté, M-J., Amgarou, K., Castelo, J. y Morales, E. MEASUREMENTS in quasi-monoenergetic neutron beams at the EC-IRMM Van-der-Graaf accelerator for calibration of the UAB PADC based neutron doseimeter. *Presentado en 24th International Conference on Nuclear Tracks in Solids. Enviado a Radiation Measurements.*

Fernández et al., 1988

Fernández, F., Baixeras, C., Zamani, M., López, D., Jokic, S., Debeauvais, M. y Ralarosy, J. CR-39 registration efficiency of protons using electrochemical etching. *Radiation Protection Dosimetry*. **23**, pp. 175-178 (1988).

Fernández et al., 1992

Fernández, F., Domingo, C., Luguera, E. y Baixeras, C. Experimental y theoretical determination of the fast neutron response using CR-39 plastic detectors y polyethylene radiators. *Radiation Protection Dosimetry*, **44**, pp. 337-340 (1992).

Fernández et al., 1996

Fernández, F., Bouassoule, T., Domingo, C., Luguera, E. y Baixeras, C. Response of a CR-39 fast neutron dosimeter with a polyethylene converter improved with Makrofol. *Radiation Protection Dosimetry*, **66**, 343-347 (1996).

Fernández et al., 2004a

Fernández, F., Bakali, M., Amgarou, K., Nourredine, A. y Mouhssine, D. Personal neutron dosimetry in nuclear power plants using etched track y albedo thermoluminescence dosimeters. *Radiation Protection Dosimetry* **110**, pp.701-704 (2004).

Fernández et al., 2004b

Fernández, F., Bakali, M., Tomás, M., Muller, H. y Pochat, L. Neutron measurements in the Vandellòs II nuclear power plant with a Bonner sphere system. *Radiation Protection Dosimetry* **110**, pp. 517-521 (2004).

Fernández et al., 2005a

Fernández, F., Amgarou, K., Domingo, C., García, M.J., Nourredine, A., Mouhssine, D., Belafrites, A. y Ribaud, I. A joint UAB-IREs-IPNO neutron comparison exercise with nuclear track detectors. *Radiation Measurements* **40**, pp.601-606 (2005).

Fernández et al., 2007a

Fernández, F., Domingo, C., Amgarou, K., Castelo, J., Bouassoule, T., García, M.J. y Luguera, E. Neutron measurements in a Varian 2100C LINAC facility using a Bonner sphere system based on passive gold activation detectors. *Radiation Protection Dosimetry* **126**(1-4), pp. 361-365 (2007).

Fernández et al., 2007b

Fernández, F., Bouassoule, T., Amgarou, K., Domingo, C., García, M.J., Lacoste, V., Gressier, V. y Muller, H. Monte Carlo calculations and validation of a gold foil-based Bonner sphere system. *Radiation Protection Dosimetry* **126**(1-4), pp.366-370 (2007).

Fernández et al., 2007c

Fernández, F., Domingo, C., Amgarou, K., Bouassoule, T. y García, M.J. Neutron measurements in Spanish nuclear power plants with a Bonner sphere spectrometer system. *Radiation Protection Dosimetry* **126**(1-4), pp.355-360 (2007).

Fernández et al., 2007d

Fernández, F., Amgarou, K., Domingo, C., García, M.J., Quinçoes, G., Martí-Climent, J.M., Méndez, R. y Barquero, R. Neutron spectrometry in a PET cyclotron with a Bonner sphere system. *Radiation Protection Dosimetry* **126**(1-4), pp. 371-375 (2007).

García et al., 2005

García, M.J., Amgarou, K., Domingo, C. y Fernández, F. Neutron response study of two CR-39 personal dosimeters with air and Nylon converters. *Radiation Measurements* **40**, pp.607-611 (2005).

ICRP26, 1977

International Commission on Radiological Protection. Publication 26. *Annals of the ICRP* (Oxford: Pergamon Press) (1977).

ICRP51, 1987

International Commission on Radiological Protection. Recommendations for the limitation of external radiation. Publication 51. *Annals of the ICRP* 27(2-3) (Oxford: Pergamon Press) (1987).

ICRP60, 1991

International Commission on Radiological Protection. 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Publication 60. *Annals of the ICRP* **21**(1-3) (Oxford: Pergamon Press) (1991).

ICRP74, 1996

International Commission on Radiological Protection. Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation. Publication 74. *Annals of the ICRP* **26**(3-4) (Oxford: Pergamon Press) (1996).

ICRP103, 2007

International Commission on Radiological Protection. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Publication 103. *Annals of the ICRP* **37**(2-4) (Oxford: Pergamon Press) (2007).

ICRU39, 1985

International Commission on Radiation Units and Measurement. Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources. Report 39. (Bethesda, Maryland: ICRU) (1985).

ICRU47, 1992

International Commission on Radiation Units and Measurement. Measurement of dose equivalents from external photon and electron radiations. Report 47. (Bethesda, Maryland: ICRU) (1992).

ICRU51, 1993

International Commission on Radiation Units and Measurement. Quantities and units in radiation protection dosimetry. Report 51. (Bethesda, Maryland: ICRU) (1993).

ISO8529-1, 1998

International Standard ISO 8529. Reference neutron radiations – Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of their response as a function of neutron energy and angle of incidence. International Standard ISO 8529-3 (1998).

ISO8529-2, 2000

International Standard ISO 8529. Reference neutron radiations – Part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field. International Standard ISO 8529-2 (2000).

ISO8529-3, 2001

International Standard ISO 8529. Reference neutron radiations – Part 1: Characteristics and methods of production. International Standard ISO 8529-1 (2001).

Krane, 1988

Krane, K.S. Introductory nuclear physics. John-Wiley and Sons, New York (1988).

Lacoste et al., 2004

Lacoste, V., Gressier, V., Pochat, J.L., Fernández, F., Bakali, M. y Bouassoule, T. AMANDE: a new facility for monoenergetic neutron fields production between 2 keV and 20 MeV. *Radiation Protection Dosimetry* **110**, pp.529-532 (2004).

Muller et al., 2002

Muller, H., Fernández, F., Van Ryckeghem, L., Alexandre, P., Bouassoule, T., Pochat, J.L. y Tomás, M. Monte Carlo calculations and experimental results of Bonner spheres systems with a new cylindrical Helium-3 proportional counter. *Nuclear Instruments and Methods A* **476**, pp.411-415 (2002).

NIST, 2008

<http://www.nist.gov> “Fundamental Physics Constants”

Pelowitz, 2005

Pelowitz, D.B. (Ed). MCNPX, User's Manual Version 2.5.0. Publication LA-CP-05-0369. Los Alamos National Laboratory (2005).

Salamone, 1996

Salamone, J.C. (Ed.). Polymeric materials encyclopedia. Vol. 8. Boca raton CRC Press (1996).

Silari et al., 2008

Silari, M., Agosteo, S., Beck, P., Bedogni, R., Cale, E., Caresana, M., Domingo, C., Donadille, L., Dubourg, N., Esposito, A., Fehrenbacher, G., Fernández, F., Ferrarini, M., Fiechtner, A., Fuchs, A., García, M.J., Golnik, N., Gutermuth, F., Khurana, S., Klages, Th., Latocha, M., Mares, V., Mayer, S., Radon, T., Reithmeier, H., Rollet, S., Roos, H., Rühm, W., Sandri, S., Schardt, D., Simmer, G., Spurný, F., Trompier, F., Villa-Grasa, C., Weitzenegger, E., Wiegel, B., Wielunski, M., Wissmann, F., Zechner, A., Zielczyński, M. Intercomparison of radiation protection devices in a high-energy stray neutron field. Part III: Instrument response. *Enviado a Radiation Measurements*.

Tomás et al., 2004

Tomás, M., Fernández, F., Bakali, M. y Muller, H. MITOM: a new unfolding code based on a spectra model method applied to neutron spectrometry. *Radiation Protection Dosimetry* **110**, pp.545-548 (2004).

Vega-Carrillo et al., 2005

Vega-Carrillo, H.R., Manzanares-Acuña, E., Hernández-Dávila, V.M., Mercado-Sánchez, G.A., Gallego-Díaz, E. y Lorente-Fillol, A. Caracterización Dosimétrica de Fuentes Isotópicas de Neutrones. *Revista Mexicana de Física* **51**(5), pp. 494-501 (2005).

Waters, 2002

Waters, L.S.(Ed.). MCNPX User's Manual Version 2.4.0. Publication LA-CP-02-408, Los Alamos National Laboratory (2002).

Williams, 1997

Williams, W.S.C. Nuclear and particle physics. Clarendon press, Oxford (1997).