

UCH-F
MAG-F
0 775
C.1



**Desarrollo de un método absoluto para la
calibración de la eficiencia de un sistema
de espectrometría γ para fuentes no
puntuales, aplicado a ^{137}Cs**

Tesis
entregada a la
Universidad de Chile
en cumplimiento parcial de los requisitos
para optar al grado de
Magíster en Ciencias con mención en Física
Facultad de Ciencias

por

Pablo César Ortiz Ramírez.

Julio, 2015

Director de Tesis: **Dr. José Roberto Morales.**

FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD DE CHILE
INFORME DE APROBACION
TESIS DE MAGISTER

Se informa a la Escuela de Postgrado de la Facultad de Ciencias que la Tesis de Magister presentada por el candidato

Pablo César Ortiz Ramírez

ha sido aprobada por la Comisión de Evaluación de la Tesis como requisito para optar al grado de Magister en Ciencias con mención en Física, en el examen de Defensa Privada de Tesis rendido el día 15 de Enero de 2015.

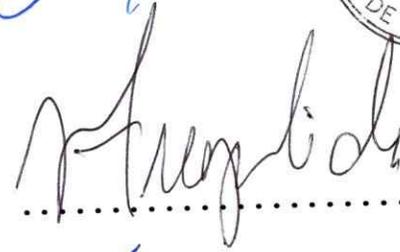
Director de Tesis

Prof. José Roberto Morales



Comisión de Evaluación de la Tesis

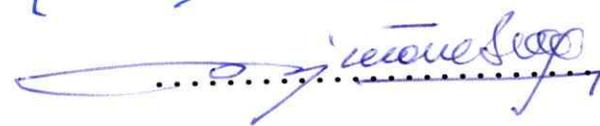
Prof. Víctor Fuenzalida



Prof. Francisco Molina



Prof. Osvaldo Piñones



A mi abuela Ana (q.e.p.d), a Lara, a mi hermano Pedro,
a mis hermanos y sobrina, a mi madre y a toda mi familia Ortiz-Ramírez.

Esta tesis fue escrita con mucho cariño y dedicación para
todos los alumnos que se interesen en la física nuclear
y en la detección de partículas.

de un año. Una vez de vuelta trabajé un año como guardia de supermercado, ya que no encontraba trabajo en mi profesión y necesitaba trabajar. Después de un año decidí entrar a la universidad. Hasta ese entonces, ya mi hermano Pedro y mis primos, Boris y Ricardo, habían accedido a estudios superiores en universidades tradicionales, siendo los primeros dentro mi familia, y hasta ese momento seguían estudiando. Con la mente clara en mi objetivo trabajé vendiendo películas de manera ilegal para costear mi preuniversitario y con lo cual también sustenté mis primeros años en la universidad.

El preuniversitario fue muy duro desde un comienzo, ya que poco sabía y poco recordaba sobre las materias que debía aprender. Debido a esto, comencé con muy poca proyección, pero rápidamente comencé a alcanzar el nivel de los demás estudiantes. Fue durante este periodo que conocí las ciencias: la química, la biología y, la que se transformó en mi devoción, la física. Anecdóticamente, la física fue la que más me costó aprender y menos entendía y creo que fue mi peor prueba en la PSU, pero despertó en mi un interés que con el tiempo iría creciendo.

Una vez rendida la PSU, llegó el momento de las postulaciones y estaba entre la física y la matemática, decidiéndome evidentemente, por la física, postulando a esta carrera en la Universidad de Chile como primera opción con una leve confianza. Fue el día de la publicación de las listas de aceptación el más satisfactorio de mi vida, hasta ese entonces. Me levante muy temprano a comprar El Mercurio y muy nervioso revisaba la lista de la carrera de física de la Universidad de Chile, ví mi nombre y raudo caminé hasta mi casa con la emoción contenida para contarle la buena noticia a mi madre. Llegué a casa, fui hasta donde ella estaba, la miré, la abracé, y lloré. Hasta ese momento todo recién comenzaba, sería la universidad donde cambiaría completamente mi vida, no la universidad de las aulas, sino la universidad de la gente.

Aquí aprendí no sólo acerca de física o matemática sino también de la vida, de la amistad, de política, de cultura, del amor, a pensar, a vivir. En las aulas fui mas bien retraído, nunca hacía preguntas, debido creo yo, a mi poca confianza heredada de mi casi nula preparación para la universidad. No así en las instancias de compartir, donde me desenvolvía con plena confianza y conocí la cara más amable de la universidad, de esta universidad, su gente. No sería sino hasta después de 6 años que terminaría mi licenciatura y sin dudarle entré al plan de magíster. Ahora, ya terminando mi magíster, me encuentro completamente enamorado de las ciencias físicas, encontré, gracias a la vida, lo que me llena y me hace feliz. Sólo espero estar a la altura del desafío que representan las ciencias y que en el tiempo que resta pueda entregar lo que estas se merecen y así aportar al conocimiento de la humanidad.

Agradecimientos

Mi más profunda gratitud a todos aquellos que confiaron en mí, a mi familia, a Lara y su familia, a mis amigos, al profesor Roberto Morales quien me aceptó como su alumno en el programa de magíster, gracias por sus consejos y orientación, y al departamento de física por aceptarme en dicho programa y otorgarme la beca del departamento.

De mi familia, mis más sinceros agradecimientos a mi hermano Pedro, con quien he contado siempre y me apoyó desde el primer momento en que comencé la difícil carrera universitaria, gracias Pedro. A mi madre, Alicia, quien nunca dudo de mis capacidades y me ayudó cuando la necesite y a mi hermana quien es un invaluable apoyo afectivo en mi vida. También a mis primos Ricardo y Boris Verdugo y a mi madrina, Lucía, de quienes siempre tuve la confianza y el apoyo. A Lara quien se transformó en parte de mi familia en este proceso y se convirtió en mi principal apoyo. Cómo no agradecer a su madre, la Sra. Claudia, por adoptarme casi como su hijo, me aceptó en su casa y me ayudó cuando lo necesité, gracias totales. También a la tía Ana María, a Nacho, al tío Rodolfo y a los tatas.

De mis incontables amigos, que no los nombraré a todos y por eso mis disculpas, comenzaré por mis compañeros de estudio, con quienes compartimos nuestro profundo amor por la física, la física del fenómeno, la del experimento. Primero agradeceré a un gran amigo y una gran persona, a Alejandro "el maguera" Martínez, a quien admiro como físico y como persona. Al Memo, mi partner y compañero de generación y de grupo en los cursos de métodos experimentales, con quien además compartimos realidades de vida similares. Al Yair, quien mientras yo estudiaba él jugaba. A la Caro Espinoza con quien formamos grupo en el curso de Métodos experimentales V, nos costó pero fuimos los mejores del ramo. Al Pedro Pablo Maldonado con quien simulamos, titánicamente, un vórtice en el curso de programación. Al Shago con quien compartimos discusiones y horas de estudio. Y a mi compañero y hermano Chespi con quien... compartimos la pilsen. También quiero agradecer a todos mis grandes amigos de la mejor generación que ha existido, la del 2005: Diego Cohen, Jaime contreras (el jarana), Pasquinel Urbani, Nicolás Donoso, Yasmín, etc... De las generaciones previas también hay grandes amigos y personas de quienes aprendí y admiro mucho: Fabian Belmonte, Tomas Veloz, Guillermo Contreras y Pedro Maldonado Lang, Pedro (piotr), Juan y Diego, Feña Zamudio, David y Oscar entre otros. Y como no agradecer a mi gente linda y sobria de las gradas por todos los momentos y por su apoyo, sólo por mencionar algunos, los más antiguos: Bito, Martiz, Emilia, Shofi, Sharro, Lana, el punki del gol y tantos otros más.

De la gente del departamento de física, me gustaría agradecer a Paulo Rosas quien

fue mi compañero en el laboratorio, a Jaime Arancibia quien apareció en un momento de mucho cansancio y me ayudó con sus consejos. A mis compañeros y amigos de física, de pregrado y postgrado, quienes siempre estuvieron entregándome apoyo y ánimo, sólo por mencionar algunos: Macarena Muñoz, Erick, Felipe González, Macarena Domínguez, Matías y Shagi. También quiero agradecer a Vicky por ayudarme a obtener la beca del departamento y a la profesora Orfa por ayudarme a mantenerla.

Finalmente quiero agradecer a los integrantes de la comisión evaluadora de mi tesis, quienes fueron un invaluable aporte para la obtención de la versión escrita de esta tesis, proceso en el cual me entregaron mucho conocimiento nuevo relacionado con la gramática y la redacción.

Gracias a la vida que me ha dado tanto.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Espectrometría gamma con fuentes no puntuales, revisión general . .	1
1.2. Hipótesis	4
1.3. Objetivos	5
1.3.1. Objetivo principal	5
1.3.2. Objetivos secundarios	5
2. Interacción radiación gamma con la materia	6
2.1. Mecanismos de interacción	7
2.1.1. Absorción fotoeléctrica	12
2.1.2. Dispersión Compton	14
2.1.3. Creación de pares	18
2.2. Atenuación de la radiación gamma	21

2.2.1. Coeficiente de atenuación total	22
2.3. Energía absorbida por un material en la interacción	27
2.3.1. Energía absorbida por un material de tamaño infinito	28
2.3.2. Energía absorbida por un material de tamaño pequeño	31
2.3.3. Energía absorbida por un material de tamaño intermedio	35
3. Interacción de electrones con la materia	39
3.1. Pérdida específica de energía	40
3.2. Energía de ionización y excitación	42
4. Función respuesta de un detector	47
4.1. Resolución de energía	49
4.1.1. Generación de portadores de carga y el factor Fano	51
4.1.2. Ruido electrónico	55
4.2. Función respuesta	58
5. Eficiencia de un detector	60
5.1. Eficiencia para una fuente puntual	62
5.2. Determinación experimental de la eficiencia de un detector	66
5.3. Eficiencia para una fuente no puntual, método relativo (método estándar)	72
6. Planteamiento teórico del método	75

6.1. Eficiencia para una fuente no puntual: Método de la eficiencia espacial intrínseca	76
6.2. Eficiencia para una fuente no puntual cilíndrica radiactivamente homogénea	80
6.3. Actividad específica de una fuente cilíndrica: Metodología de la eficiencia espacial intrínseca.	82
6.4. Expresiones matemáticas para el cálculo de la eficiencia geométrica .	83
7. Materiales y Métodos	88
7.1. Sistema de espectrometría gamma	88
7.2. Fuente radiactiva de ^{137}Cs	90
7.3. Materiales de referencia	91
7.4. Fuentes radiactivas cilíndricas	92
7.5. Determinación de la eficiencia espacial	94
7.6. Determinación del coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas	99
7.7. Determinación de la actividad específica de las fuentes cilíndricas . .	103
8. Resultados	110
8.1. Eficiencia espacial del detector coaxial HPGe GEM-10195	110
8.2. Actividad específica de las fuentes cilíndricas	116

9. Análisis y Discusión	123
9.1. IAEA-SL2	123
9.2. Sample 3	126
9.3. Sample 1	129
9.4. IAEA-447	131
9.5. IAEA-372	133
10. Conclusiones	140
Appendices	147
A. Tablas de datos para la obtención del coeficiente de atenuación	148
B. Análisis de la validez estadística de los FEP's	154
C. Eficiencias intrínseca y absoluta obtenidas experimentalmente	156

Índice de figuras

2.1. Gráfico de la sección eficaz parcial del germanio para los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia de interés para la espectrometría gamma. También se muestra la sección eficaz de la dispersión coherente.	10
2.2. Gráfico de la sección eficaz parcial del yoduro de sodio para los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia de interés para la espectrometría gamma. También se muestra la sección eficaz de la dispersión coherente.	11
2.3. Dibujo esquemático de una interacción fotoeléctrica entre un fotón y un electrón de la capa K.	13
2.4. Dibujo esquemático de la interacción por dispersión Compton entre un fotón y un electrón estacionario libre.	14

2.5. Gráfico polar de la sección eficaz de Klein-Nishina para fotones inci- diendo desde la izquierda sobre un electrón ubicado en el centro. Las distintas curvas que se aprecian corresponden a diferentes energías para el fotón incidente.	17
2.6. Figura esquemática que representa la creación de un par electrón- positrón bajo la influencia del campo coulombiano de una partícula cargada.	19
2.7. Configuración de un experimento de transmisión para la determina- ción del coeficiente de atenuación de un material.	25
2.8. Espectro de la energía absorbida por un medio infinito desde un haz de fotones mono-energético de energía E_γ	31
2.9. Espectro de la energía absorbida por un material pequeño desde un haz de fotones mono-energético de energía E_γ	35
2.10. Espectro de la energía absorbida por un material de tamaño interme- dio desde un haz de fotones mono-energético de energía E_γ	36
4.1. Figura esquemática de un espectro de energía como uno real, ya que se muestra el ensanchamiento del FEP y del borde Compton, obtenido con una fuente mono-energética de fotones de energía E_γ	56

4.2. Espectro real obtenido con un detector coaxial de germanio hiper-puro GEM-10195. Se observa el ancho finito del FEP y la contribución al espectro de los fotones que interactúan mediante la dispersión Compton con el detector (el continuo Compton) y con el blindaje (peak de retrodispersión)	57
5.1. Posible trayectoria para un fotón emitido desde una fuente puntual P incidiendo en un elemento de área dA ubicado a una distancia radial r_d desde el centro del detector.	63
5.2. Fuente no puntual cilíndrica ubicada frente a un detector de radiación gamma.	73
6.1. Elemento de volumen puntual P parte de una fuente radiactiva no puntual. Se aprecia el ángulo sólido subtendido sobre la cara frontal del detector y la distancia que recorren los fotones emitidos dentro de este ángulo sólido bajo la influencia de autoatenuación.	77
6.2. Elemento de volumen puntual P , posicionada en (r', θ, z') parte de una fuente cilíndrica, irradiando un elemento de área del detector dA , ubicado en $(r_d, 0, 0)$. También se muestra la distancia en la cual los fotones emitidos desde P hacia dA están sometidos bajo la influencia de autoatenuación d_{at}	80

6.3. Variación de la porción de área visible del manto para posiciones radiales mayores al radio del detector. Se ve que a medida que la fuente puntual se aleja radialmente del detector la fracción de área visible va aumentando.	84
7.1. Dibujo esquemático que representa un corte transversal del detector coaxial HPGe GEM-10195. Se muestra la zona activa de detección y sus dimensiones. También se muestra el radio de la carcaza y la distancia axial mínima que se puede alcanzar hacia la zona activa del detector con una fuente ubicada sobre la carcaza.	89
7.2. Diagrama de desintegración del ^{137}Cs	90
7.3. Dimensiones del contenedor y de la zona activa de la fuente radiactiva plana.	91
7.4. Fuentes radiactivas cilíndricas. Se utilizó un tubo de PVC a modo de contenedor el cual fue sellado con mylar.	93
7.5. Figura comparativa donde se aprecia el tamaño diametral de la fuente cilíndrica.	94

7.6. Método experimental para la determinación de la eficiencia espacial $\epsilon(r', z')$. Se observa una grilla sobre el plano $r - z$ en cuyos vértices se mapeó el área del FEP. Variaciones angulares no son necesarias debido a la simetría axial del detector.	96
7.7. Montaje experimental para la determinación de la eficiencia espacial $\epsilon(r', z')$	96
7.8. Muestra de espectros obtenidos en el mapeo del área del FEP. Estos corresponden a los espectros obtenidos para la menor (verde) y mayor (rojo) distancia fuente-detector sobre el eje axial.	97
7.9. Datos experimentales obtenidos para el área del FEP producida por fotones de 661,65 keV (^{137}Cs) durante 180 s de exposición. Se muestra la variación del área del FEP a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm.	98
7.10. Montaje para la determinación del coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas por medio del método de transmisión.	100
7.11. Montaje para la determinación de la actividad específica de una fuente cilíndrica de altura h_m y radio R_m	104

7.12. Espectro de energía del fondo de radiación gamma obtenido con el detector coaxial HPGe GEM-10195. Las etiquetas verticales indican las desintegraciones de los radionúclidos que son parte de las cadenas naturales de desintegración radiactiva del ^{232}Th y del ^{238}U	105
7.13. Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-SL2.	106
7.14. Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia Sample 3.	106
7.15. Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia Sample 1.	107
7.16. Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-447.	107
7.17. Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-372.	108
8.1. Gráfico del área del FEP como una función extendida sobre el espacio obtenida mediante la interpolación de los datos medidos y presentados en la sección 7.5.	111
8.2. Gráfico 3D y mapa 2D de la eficiencia espacial absoluta del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV. . . .	112

8.3. Gráfico de la eficiencia angular como una función extendida sobre el espacio obtenida mediante la interpolación de los datos medidos y presentados en la sección 7.5.	113
8.4. Gráfico 3D y mapa 2D de la eficiencia espacial intrínseca del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV. . . .	114
9.1. Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-SL2.	124
9.2. Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia Sample 3.	127
9.3. Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia Sample 1.	130
9.4. Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-447.	132
9.5. Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-372.	134
9.6. Gráfico comparativo que muestra la correlación entre los resultados obtenidos y los valores de actividad específica informados. Los puntos rojos corresponden a los resultados obtenidos en esta tesis y la curva verde muestra un ajuste lineal que da cuenta de la correlación. . . .	135

- C.1. Eficiencia espacial absoluta del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV (^{137}Cs) obtenida directamente desde los datos experimentales del área del FEP. Se muestra la variación de la la eficiencia absoluta con su error propagado a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm. . 157
- C.2. Eficiencia espacial intrínseca del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV (^{137}Cs) obtenida directamente desde los datos experimentales del área del FEP. Se muestra la variación de la la eficiencia intrínseca con su error propagado a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm. . 158

Índice de tablas

4.1. Comparación del desempeño en la resolución de los principales detectores en la espectroscopia gamma para una radiación gamma de 661,65 keV (^{137}Cs) sólo considerando las fluctuaciones estadísticas inherentes en el número de excitaciones generadas. La temperatura considerada es la de funcionamiento, es decir, 77 K para los semiconductores y temperatura ambiente para el yoduro de sodio. Los valores del número de excitaciones N , la resolución y el FWHM se determinaron mediante las ecuaciones (3.4), (4.9) y (4.10) respectivamente. e corresponde a la energía de excitación promedio.	54
7.1. Información técnica de las características del detector dadas por el fabricante.	89
7.2. Características de la fuente radiactiva plana utilizada para la caracterización del detector.	91

7.3. Características de los materiales de referencia utilizados en este estudio. En la tabla se informa de: la matriz, el nombre, y el valor de referencia certificado de la actividad específica de ^{137}Cs al momento de la estandarización de los materiales de referencia. Los materiales han sido ordenados en orden ascendente de la actividad específica. . .	92
7.4. Dimensiones de las fuentes cilíndricas elaboradas para este estudio. También se presentan la masa y la densidad del material en las fuentes.	95
7.5. Coeficientes de atenuación lineal obtenido para las fuentes cilíndricas utilizadas como muestra atenuadora. También se presenta la densidad del material en la fuente con al cual se determinará el coeficiente de atenuación másico del material.	102
7.6. Tabla de datos del área del FEP obtenida para cada una de las fuentes cilíndricas elaboradas para este estudio. En la columna titulada número de medición se muestran los valores obtenidos en distintas mediciones realizadas a la misma fuente. También se presenta el error relativo, u , y los tiempos de adquisición de cada espectro. El ROI en cada FEP corresponde a cinco veces el valor del FWHM.	109
8.1. Coeficientes de atenuación y eficiencia absoluta de las fuentes cilíndricas.	120

8.2.	Actividad específica obtenida para los diferentes materiales de referencia usados en este trabajo y la diferencia relativa que presenta respecto al valor informado por el fabricante, Δ . u representa el error relativo asociada a la actividad específica obtenida.	121
8.3.	Actividad específica promedio para los diferentes materiales de referencia usados en este trabajo y la desviación estandar σ que presentan el conjunto de resultados para cada matriz. En la última columna se presenta la diferencia relativa de los resultados respecto al valor de referencia informado por el fabricante. El error de los valores esperados está informado con un nivel de confianza de 1σ	122
A.1.	Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-SL2. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.	149

<p>A.2. Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material Sample 3. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.</p>	150
<p>A.3. Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material Sample 1. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.</p>	151

<p>A.4. Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-447. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.</p>	152
<p>A.5. Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-372. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.</p>	153
<p>B.1. Análisis estadístico del límite de detección del ¹³⁷Cs presente en las fuentes cilíndricas.</p>	155

Símbolos y Abreviaturas

- FEP: Por sus siglas en inglés Full Energy Peak y corresponde al peak generado en el espectro de energía debido a una absorción completa de la energía de un fotón en el detector.
- ϵ : Eficiencia de un detector. En general, esta corresponde a la probabilidad de que un fotón sea detectado por el detector.
- ϵ_{abs} : Eficiencia absoluta de un detector. Esta corresponde a la probabilidad de que un fotón emitido por una fuente sea detectado.
- ϵ_{int} : Eficiencia intrínseca de un detector. Esta corresponde a la probabilidad de que un fotón emitido por una fuente e incidente en el detector sea detectado por este.
- $\epsilon_{abs}(r, z)$: Eficiencia absoluta del detector para una fuente puntual ubicada en la posición (r, z) y embebida en el vacío o en un medio cuyo coeficiente de atenuación puede ser considerado como cero, es decir donde no hay atenuaciones o donde estas pueden ser despreciadas, la cual en este trabajo se ha denominado eficiencia espacial absoluta.
- $\epsilon_{abs,\mu}(r, z)$: Eficiencia absoluta del detector para una fuente puntual ubicada en la posición (r, z) y embebida en un medio de coeficiente de atenuación lineal

$\mu(E)$.

- $\epsilon_{\mu,V}$: Eficiencia absoluta del detector para una fuente no puntual de coeficiente de atenuación lineal $\mu(E)$ y volumen V .
- $\epsilon_{int}(r, z)$: Eficiencia intrínseca del detector para una fuente puntual ubicada en la posición (r, z) , la cual en este trabajo se ha denominado eficiencia espacial intrínseca.
- HPGe: Por sus siglas en inglés High-Purity Germanium. Representa a un detector de germanio hiperpuro.
- FWHM: Por sus siglas en inglés Full Width at Half Maximun y representa al ancho completo a media altura de una distribución gaussiana.
- σ : Desviación estándar de una distribución gaussiana o asumida como gaussiana.
- $\sigma_{Poisson}$: Desviación estándar de una distribución de Poisson.
- f : Eficiencia Geométrica. Esta corresponde a la fracción de los fotones emitidos por una fuente radiactiva puntual que impactan sobre el detector.
- f_{Ω} : Eficiencia geométrica en la cual se considera sólo el ángulo sólido, es decir, donde no hay atenuaciones entre la fuente y el detector o donde estas pueden

ser despreciadas.

- $f_{\Omega,\mu}$: Eficiencia geométrica en la cual se consideran el ángulo sólido y las atenuaciones ocurridas en el medio de coeficiente de atenuación lineal $\mu(E)$ entre la fuente puntual y la carcasa del detector.
- I_γ : Probabilidad de emisión de un fotón gamma en una desintegración radiactiva.
- A_s : Actividad específica de una fuente radiactiva. Esta corresponde a las desintegraciones por segundo y unidad de masa en dicha fuente.

Resumen

En este trabajo se presenta un método experimental absoluto para la determinación de la eficiencia de un sistema de espectrometría gamma para fuentes no puntuales. Este método se sometió a prueba usando un detector coaxial de alta resolución HPGe y fuentes radiactivas cilíndricas homogéneas. La fuente no puntual se representa por un conjunto de fuentes puntuales llenando su volumen. Se encontró que la eficiencia absoluta para una fuente no puntual puede ser determinada por el promedio sobre su volumen de la eficiencia absoluta para cada fuente puntual.

Se determinó experimentalmente la eficiencia intrínseca como una función de la posición fuente-detector. Entonces, considerando el ángulo sólido y las atenuaciones de los rayos gamma emitidos hacia el detector por cada fuente puntual, consideradas como embebida en la matriz de la fuente no puntual, se determinó la eficiencia absoluta para cada fuente puntual en el interior del volumen. El factor asociado con el ángulo sólido y la auto-atenuación de fotones fue deducido desde primeros principios sin ninguna aproximación matemática.

El método fue probado mediante la determinación de la actividad específica de ^{137}Cs contenido en fuentes cilíndricas homogéneas, las que fueron elaboradas usando materiales de referencia del OIEA con actividades específicas entre 1,3 Bq/kg y 9640 Bq/kg al momento de la experimentación. Los resultados obtenidos muestran un

buen acuerdo con los valores esperados excepto para el material de menor actividad específica. La diferencia relativa es menor a un 7% para la mayoría de los casos, excepto para el material con la menor actividad (1,3 Bq/kg) cuyas diferencias relativas alcanzaron hasta un 79%.

La principal ventaja de este método es que no se requiere del uso de material de referencia estándar el cual es costoso y difícil de producir. Además, tampoco se requieren correcciones por efecto de matriz, que son la principal causa de error en este tipo de mediciones, y es fácil de implementar en cualquier laboratorio de física nuclear.

Abstract

In this work an absolute experimental method for the determination of the full energy peak efficiency of a gamma spectrometry system for volume sources is presented. The method was tested for a high-resolution coaxial HPGe detector and cylindrical homogeneous volume source. The volume source is represented by a set of point sources filling its volume. We found that the absolute efficiency of a volume source can be determined by the average over its volume of the absolute efficiency of each point source.

Experimentally, we measure the intrinsic efficiency as a function upon source-detector position. Then, considering the solid angle and the attenuations of the

gamma rays emitted to the detector by each point source, considered as embedded in the source matrix, the absolute efficiency for each point source inside of the volume was determined. The factor associate with the solid angle and the self-attenuation of photons in the source was deduced from first principles without any mathematical approximation.

The method was tested by determining the specific activity of ^{137}Cs in cylindrical homogeneous sources, using IAEA reference materials with specific activities between 1.3 Bq/kg and 9640 Bq/kg at the moment of the experimentation. The results obtained shown a good agreement with the expected values except for the material the lower activity. The relative difference was less than 7% in most of the case, except for the material the lower activity (1.3 Bq/kg) whose relative differences reach up to 79%.

The main advantage of this method is that it does not require of the use of expensive and hard to produce standard references materials. In addition it does not require of matrix effect corrections, which are the main cause of error in this type of measurements, and it is easy to implement in any nuclear physics laboratory.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Espectrometría gamma con fuentes no puntuales, revisión general

La espectrometría gamma es una de las técnicas más ampliamente utilizadas para la determinación y cuantificación de radionúclidos, naturales o artificiales, en diversas actividades en un laboratorio de física nuclear, por ejemplo, en la determinación y cuantificación de las especies radiactivas en muestras ambientales [1-3] o en experimentos de activación [4,5].

En el caso de muestras ambientales, las cuales para su análisis se preparan como fuentes no puntuales con un gran volumen debido a la baja actividad de los

radionúclidos presentes en estas, o de activación sobre muestras cuyas dimensiones no permiten despreciar los efectos de matriz (autoatenuación de fotones), la cuantificación de la radiación emitida es una tarea difícil de llevar a cabo debido a los efectos de matriz presentes en las fuentes de este tipo. Dicho efecto representa la principal causa de error en la medición de la radiactividad de fuentes no puntuales con volumen y resolverlo no es una tarea sencilla.

La metodología estándar de medición corresponde a un método relativo el que implica el uso de material de referencia cuya composición química, densidad, tamaño y forma deben ser idénticos a los del material que se desea analizar [1,2]. Incluso, ambos deberían contener los mismos radionúclidos y en concentraciones similares [1,2]. Las diferencias entre el material de referencia y el material que se desea analizar inducen errores en la medición y se los denomina errores por efectos de matriz, los cuales corresponden a errores sistemáticos de la metodología. Para suplir la escasez de matrices totalmente idénticas y resolver las diferencias por efectos de matriz se han desarrollado y se siguen desarrollando un sin número de mecanismos, experimentales y teóricos, para determinar los factores de corrección asociados a dichas diferencias [3,6-9]. También se ha utilizado la simulación numérica por el método de Monte Carlo y aproximaciones matemáticas para la determinación de la eficiencia, tanto intrínseca como absoluta [3,10-13].

El principal problema para el primero de estos métodos, el estándar, es contar con materiales de referencia de variadas matrices y distintas geometrías para la determinación de la eficiencia absoluta del detector, ya que dicha eficiencia depende tanto de la matriz como de las características geométricas (forma, tamaño y posición) de la fuente, lo que implica altos costos en dinero y la innecesaria acumulación de material radiactivo. El hecho que la forma y el tamaño sean iguales permite asegurar que el ángulo sólido subtendido en ambos casos es el mismo, mientras que la composición y densidad sean iguales implica que en ambos casos lo es la autoatenuación. Sin embargo, la condición de que la composición y la densidad sean iguales es casi imposible de obtener, como por ejemplo en el caso de análisis por activación, donde lo que se busca es conocer la composición de la muestra.

Para el segundo método, el de simulación numérica, el cual corresponde a un método absoluto donde no se requiere material de referencia, la mayor complejidad es la necesidad de determinar la estructura interna del detector en detalle, vía radiografía de rayos-X por ejemplo [13], además del manejo de códigos computacionales para la caracterización del sistema de espectrometría gamma. Se debe tener en cuenta que dicha caracterización sólo puede ser exitosa en la detección de fotones, interacción de la radiación gamma con el detector, mas no en el comportamiento de la electrónica asociada al sistema de espectrometría. Por esta razón, tales métodos

deben ser acompañados de mediciones para determinar los factores de corrección y caracterizar correctamente el sistema de espectrometría.

Debido a esto es que existe la necesidad de contar con un método para la determinación de la eficiencia de un detector para fuentes no puntuales sencillo, de bajo costo y que pueda ser llevado a cabo con implementos básicos de un laboratorio de física nuclear.

1.2. Hipótesis

Una fuente radiactiva no puntual puede ser considerada como un conjunto de fuentes puntuales distribuidas en su volumen, por lo cual, la respuesta de un detector frente a una fuente no puntual puede ser descrita mediante la respuesta del detector frente a la superposición de fuentes puntuales, sumando la contribución de cada elemento de volumen puntual que forma parte de la fuente no puntual y considerando el efecto del apantallamiento entre ellas, es decir, la autoatenuación de fotones.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo principal

El objetivo de este trabajo es obtener un método experimental absoluto para la determinación de la eficiencia de un sistema de espectrometría γ para fuentes radiactivas no puntuales que sea sencillo, de bajo costo y que pueda ser llevado a cabo con implementos básicos de un laboratorio de física nuclear.

1.3.2. Objetivos secundarios

Determinar las eficiencias, intrínseca y absoluta, como una función de la posición fuente-detector para un sistema de espectrometría γ , en particular para un detector coaxial de germanio hiper-puro (HPGe).

Determinar la eficiencia del sistema de espectrometría γ del laboratorio de física nuclear de la Universidad de Chile para la determinación de la actividad específica de ^{137}Cs en muestras ambientales cilíndricas.

Capítulo 2

Interacción de la radiación gamma con la materia

En esta sección se revisarán los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia. Dichos mecanismos definen la atenuación y la absorción de un haz de fotones al viajar a través de un medio. La atenuación tiene relación con los efectos de matriz, auto-atenuación de fotones emitidos desde una fuente no puntual gruesa, de principal interés en esta tesis, mientras que la absorción determina el espectro de energía obtenido por un detector de radiación gamma.

2.1. Mecanismos de interacción

Los fotones, bosones de transporte del campo electromagnético, interactúan con las partículas que son parte de dicho campo: electrones y protones. En la materia: electrones, núcleos y los sistemas atómicos que estos constituyen.

De los posibles mecanismos de interacción entre fotones γ con la materia, considerando que el rango de energías de interés en la espectrometría gamma va desde unos cientos a unos pocos miles de keV, son sólo tres los procesos que juegan un papel trascendente para la espectrometría gamma: *la absorción fotoeléctrica, la dispersión Compton y la creación de pares.*

De estos, dos involucran directamente a electrones orbitales, la absorción fotoeléctrica y dispersión Compton, y corresponden a un traspaso total y parcial de la energía desde el fotón hacia un electrón en el medio donde está viajando dicho fotón, respectivamente. La creación de pares, por su parte, corresponde a la interacción con el campo coulombiano tanto del núcleo atómico como de los electrones. Otros mecanismos de interacción corresponden a reacciones foto-nucleares, importantes sólo para energías altas, sobre 5 MeV, y la dispersión Rayleigh, importante sólo para energías bajas del orden de la luz visible y corresponde a la interacción con partículas más grandes, átomos o moléculas. A este último mecanismo se debe la coloración del cielo, debido a la interacción de dispersión elástica entre la luz visible prove-

niente del sol y las moléculas en la atmósfera las que funcionan como absorbentes de la radiación electromagnética de energía E y luego la emiten coherentemente, es decir con la misma energía E . En el rango de energías entre los efectos Compton y Rayleigh, aparece el efecto Thomson que es similar al efecto Rayleigh pero la radiación electromagnética que interactúa corresponde a rayos X , y es la base del método analítico de difracción de rayos X . Debido a que la dispersión Rayleigh y Thomson son coherentes y no depositan energía tras la interacción, estas no son de importancia para la detección de fotones, como se verá en el siguiente capítulo.

La probabilidad de interacción entre un fotón viajando a través de un medio y una partícula en dicho medio es conocida como *sección eficaz*, parámetro que no sólo aplica en este caso sino en todas las interacciones entre partículas, y da cuenta del área efectiva, a lo que debe su nombre, de la partícula blanco en la interacción.

Como se hizo mención, en el rango de energía de interés para la espectrometría gamma la interacción entre fotones y la materia tiene tres componentes principales, por lo cual la sección eficaz total de interacción, σ_T , está determinada por la suma de la sección eficaz parcial asociada a cada una de tales componentes. Estas corresponden a los mecanismos de: absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y creación de pares, representadas por las letras griegas τ , σ y κ respectivamente.

$$\sigma_T = \tau + \sigma + \kappa. \quad (2.1)$$

En las Figuras 2.1 y 2.2 se presentan los gráficos de la sección eficaz atómica parcial, obtenida con el código XCOM [14], asociada a algunos de los mecanismos de interacción discutidos arriba para un cristal de germanio y un cristal de yoduro de sodio respectivamente. El primero de estos corresponde al material del detector utilizado en este trabajo y el segundo corresponde a un material típico utilizado en la construcción de los primeros detectores para la espectrometría gamma.

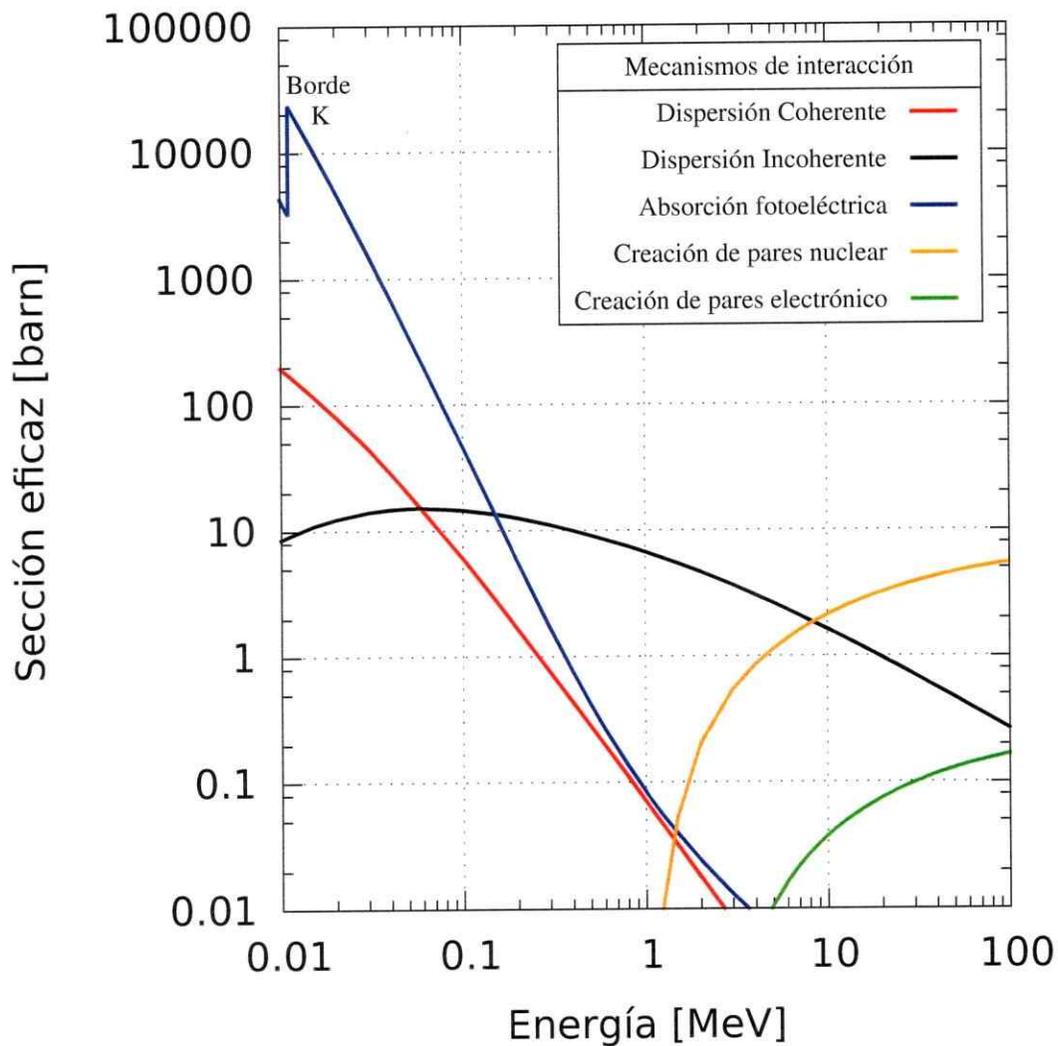


Figura 2.1: Gráfico de la sección eficaz parcial del germanio para los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia de interés para la espectrometría gamma. También se muestra la sección eficaz de la dispersión coherente.

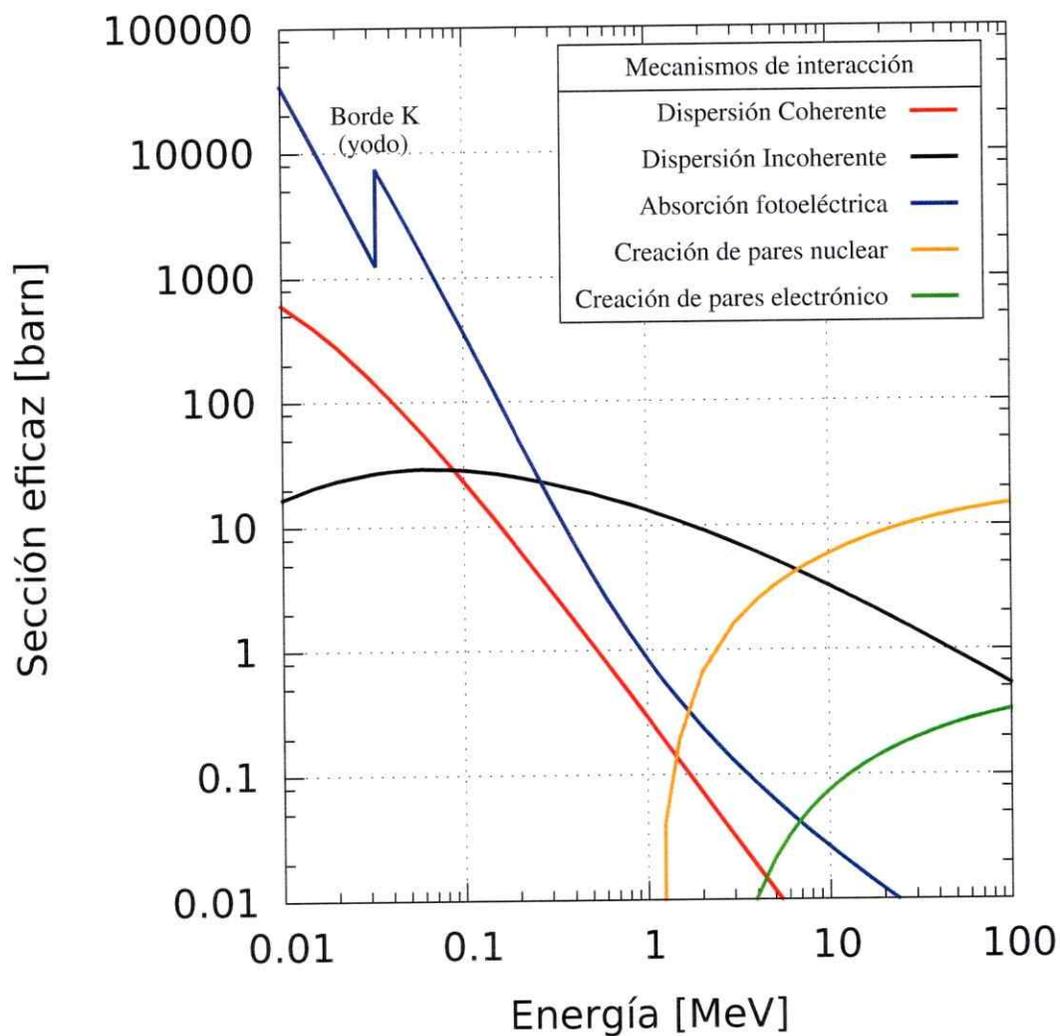


Figura 2.2: Gráfico de la sección eficaz parcial del yoduro de sodio para los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia de interés para la espectrometría gamma. También se muestra la sección eficaz de la dispersión coherente.

2.1.1. Absorción fotoeléctrica

El primer mecanismo que será analizado corresponde al de absorción fotoeléctrica, el cual juega un papel fundamental en la espectrometría gamma. Este mecanismo corresponde a la absorción de un fotón por un electrón atómico de las capas más internas.

El electrón eyectado o *fotoelectrón* es emitido con una energía cinética E_e , igual a la energía del fotón absorbido, E_γ , menos la energía de enlace de la capa en la que se encontraba el electrón, E_{ent} , es decir,

$$E_e = E_\gamma - E_{ent} . \quad (2.2)$$

Este proceso generará una vacancia en la capa desde donde fue arrancado el electrón, como se puede apreciar en la Figura 2.3, la cual es posteriormente cubierta por un electrón desde alguna de las capas más externas. Dicha transición electrónica es acompañada por la emisión de un rayo-X característico, lo cual será analizado más adelante.

Este mecanismo de interacción corresponde al principal mecanismo de interacción en la zona de bajas energías, como se puede apreciar en los gráficos de las secciones eficaces parciales para el germanio y el yoduro de sodio, en las Figuras 2.1 y 2.2 respectivamente, donde la absorción fotoeléctrica es el proceso dominante bajo los

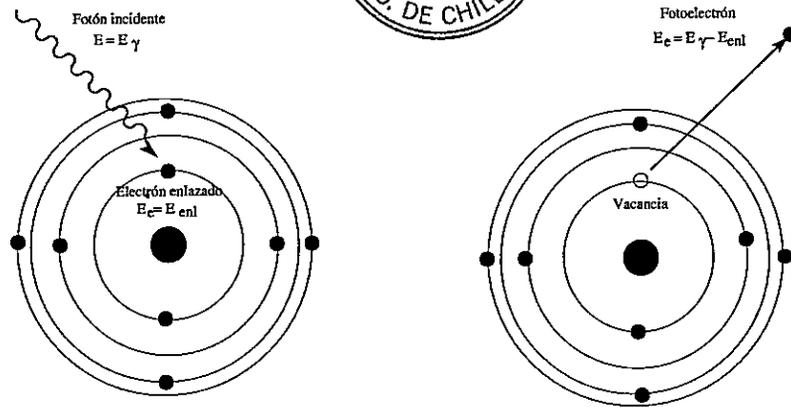


Figura 2.3: Dibujo esquemático de una interacción fotoeléctrica entre un fotón y un electrón de la capa K.

300 keV.

En estas figuras la sección eficaz atómica asociada a la interacción fotoeléctrica está etiquetada por la letra griega τ , y su dependencia con respecto al número atómico Z y la energía del fotón incidente se ha encontrado que satisface la siguiente relación [3, 15],

$$\tau \simeq \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \quad (2.3)$$

donde n varía entre 3 y 5 dependiendo del rango de energía de interés.

Una característica típica en la sección eficaz de la interacción fotoeléctrica corresponde a aparentes discontinuidades que aparecen en la zona de bajas energías donde hay un claro aumento de la probabilidad de interacción fotoeléctrica. Dicho aumento se debe a que la energía del fotón corresponde a una de las energías de enla-

ce electrónico de alguna capa de los átomos constituyentes del material absorbente, produciéndose una resonancia. Estas discontinuidades reciben el nombre de borde de absorción K, L, M, etc... dependiendo de la capa atómica que esté siendo ionizada. En las Figuras 2.1 y 2.2 se puede apreciar algunos de estos bordes.

2.1.2. Dispersión Compton

La dispersión Compton corresponde a la interacción directa entre un fotón y un electrón cuasi-libre, en la que ocurre una transferencia parcial de la energía desde el fotón hacia el electrón. En la Figura 2.4 se muestra un cuadro de tal interacción.

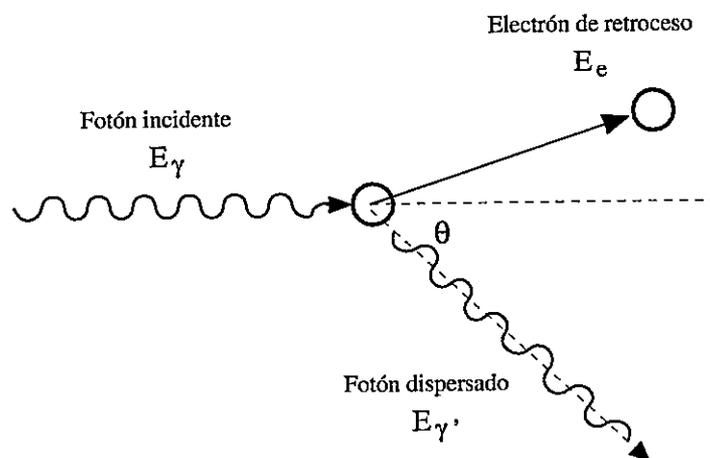


Figura 2.4: Dibujo esquemático de la interacción por dispersión Compton entre un fotón y un electrón estacionario libre.

El marco bajo el cual se le dio la explicación teórica a este fenómeno corresponde

al de una colisión elástica entre el fotón y el electrón, esto debido a que la energía de enlace de los electrones es despreciable frente a las energías proporcionadas por los fotones en este proceso. Su explicación le valió a su autor, Arthur Compton, el premio nobel de física el año 1927, debido a que el efecto Compton constituyó la primera evidencia de la dualidad onda-partícula de la radiación electromagnética.

Entonces, desde la conservación de la energía se tiene que la energía del electrón de retroceso, E_e , viene dada por la siguiente ecuación:

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'} , \quad (2.4)$$

valida sólo bajo la consideración que la interacción sea con un electrón libre y en reposo. En el caso que la interacción sea con un electrón ligado, la relación (2.4) deberá ser menor estricto y la dispersión corresponde a un proceso inelástico.

La ecuación (2.4) junto con la condición de la conservación del momento lineal, ambas en su versión relativista, permiten encontrar la energía del fotón después de la interacción, la cual corresponde a:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} , \quad (2.5)$$

donde $m_e c^2$ corresponde a la energía en reposo del electrón. La deducción de esta

relación puede ser encontrada en la literatura [16]. En esta la deducción está hecha para la dispersión de electrones debido al campo coulombiano de los núcleos atómicos, donde se desprecia la masa del electrón bajo la consideración que la energía cinética del electrón es lo suficientemente alta. En el caso de dispersión de fotones esta expresión es exacta, sin aproximaciones, debido a que el fotón es una partícula sin masa.

En la ecuación (2.5) se observa que la energía del fotón dispersado depende de la dirección de dispersión, dada por el ángulo θ , y es siempre menor a la energía del fotón incidente, razón por la cual a la dispersión Compton también se le conoce como *dispersión incoherente*.

Luego, desde la relación (2.4), la energía del electrón de retroceso en términos de la energía del fotón incidente E_γ corresponde a:

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right). \quad (2.6)$$

Este es el único caso entre los mecanismos de interacción revisados en esta tesis, donde se cuenta con una expresión analítica para la sección eficaz atómica de interacción. Esta está dada por la sección eficaz diferencial, $d\sigma/d\Omega$, predicha por la

formula de Klein-Nishina, la que se muestra a continuación.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{\alpha(1 - \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right), \quad (2.7)$$

donde $\alpha = h\nu/m_0c^2 = E_\gamma/m_0c^2$ y $r_0 = e^2/m_0c^2$ es el radio clásico del electrón.

Esta última expresión está dada en el sistema de unidades cgs. En la Figura 2.5 se presenta un gráfico polar asociado a la sección eficaz de Klein-Nishina para algún valor de Z .

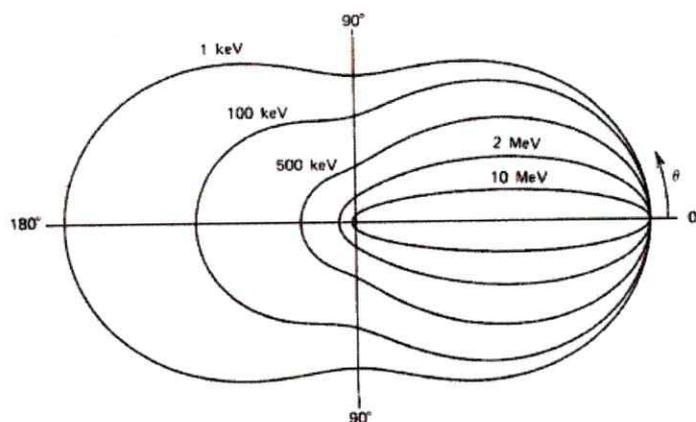


Figura 2.5: Gráfico polar de la sección eficaz de Klein-Nishina para fotones incidentes desde la izquierda sobre un electrón ubicado en el centro. Las distintas curvas que se aprecian corresponden a diferentes energías para el fotón incidente.

En la Figura 2.5 se puede apreciar que para energías sobre los 100 keV la dispersión es principalmente en la dirección hacia adelante, es decir la mayor parte de los fotones que interactúan por este mecanismo entrega una mínima cantidad de energía

al electrón de retroceso.

La sección eficaz para la dispersión Compton, σ , se puede obtener mediante integración sobre el ángulo sólido completo de la relación (2.7), como se indica a continuación.

$$\sigma = \int_{\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\theta. \quad (2.8)$$

La sección eficaz diferencial, relación (2.7), no sólo informa de la probabilidad de interacción, sino también esta da a conocer la probabilidad de que el fotón sea dispersado en algún ángulo θ , razón por la cual se puede afirmar que la dispersión, además, es anisotrópica.

Como la dispersión Compton corresponde a la interacción directa de un fotón y un electrón, la probabilidad de dispersión Compton por átomo en el absorbente depende del número de electrones disponibles como centros de dispersión, por eso se ve que la sección eficaz atómica presenta una dependencia lineal de Z . La dependencia de la energía se aprecia en la Figura 2.1, para el caso del un material de germanio, y generalmente disminuye gradualmente con la energía.

2.1.3. Creación de pares

El proceso de creación de pares es el mecanismo de interacción más impresionante en este rango de energías. En este ocurre la transmutación de energía electromagnéti-

ca en dos partículas con masa. Este mecanismo corresponde a la interacción entre un fotón y el campo coulombiano de las partículas cargadas en la materia, electrones y núcleos atómicos, donde se produce la transmutación del fotón en un par electrón-positrón. En la Figura 2.6 se muestra una representación gráfica de este mecanismo.

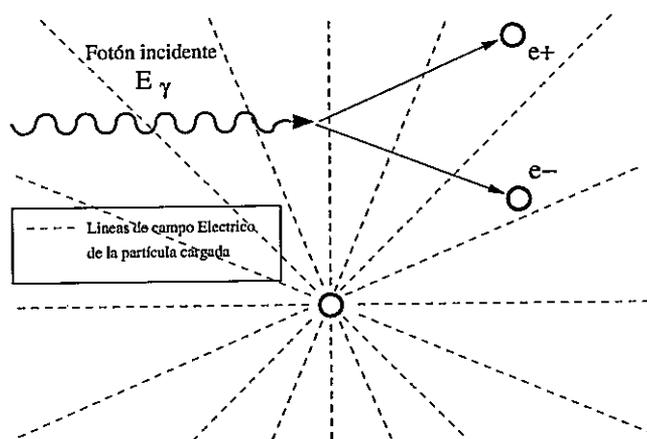


Figura 2.6: Figura esquemática que representa la creación de un par electrón-positrón bajo la influencia del campo coulombiano de una partícula cargada.

Este proceso es mediado principalmente por el campo eléctrico de los núcleos debido a que es más intenso que el campo eléctrico de los electrones además debido a su gran diferencia en la masa. Para valores de Z alto la contribución de la creación de pares por electrones es despreciable, como se puede apreciar en la Figura 2.1.

Para que este proceso tenga la posibilidad de llevarse a cabo se necesita un mínimo de energía para el fotón incidente, una energía umbral que será denotada por E_u . Si la interacción es mediada por núcleos, tal energía umbral corresponde a

la energía necesaria para crear estas dos partículas, es decir, la energía en reposo del electrón más la energía en reposo del positrón. Mientras que si la interacción es mediada por electrones la energía umbral corresponde aproximadamente al doble que para el caso de los núcleos. La energía mínima necesaria para la formación de un par electrón-positrón corresponde a la suma de sus masas en reposo, dada por la relación de Albert Einstein $E = m c^2$, multiplicada por un factor que proviene de la conservación del momento lineal. La expresión general para la energía umbral viene dada por:

$$E_u = m_{e^-} c^2 + m_{e^+} c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M} \right), \quad (2.9)$$

donde m_{e^-} y m_{e^+} son la masa del electrón y el positrón respectivamente y M la masa de la partícula cargada [17]. La energía excedente en la creación del par será otorgada a ambas partículas en forma de energía cinética.

Como esta interacción es mediada por el campo coulombiano, su probabilidad de ocurrencia debe aumentar junto con la carga nuclear. Se ha encontrado que la relación que satisface la sección eficaz parcial por creación de pares, κ , aumenta junto con Z de la siguiente forma [3, 15],

$$\kappa \simeq Z^2. \quad (2.10)$$

También se puede ver un fuerte aumento de la sección eficaz de este mecanismo con el aumento de la energía del fotón gamma en las Figuras 2.1 y 2.2, siendo esta la preponderante por sobre los 10 MeV.

2.2. Atenuación de la radiación gamma

La atenuación de la radiación gamma es una consecuencia de los procesos descritos en la sección previa. Se ha visto que cuando un fotón gamma interactúa con la materia este entrega total o parcialmente su energía en el proceso, luego se dice que el fotón gamma fue absorbido. Entonces, si se tiene un haz de fotones gamma atravesando un material una fracción de los fotones será absorbida, atenuando así el número de fotones en el haz.

La atenuación de un haz de rayos gamma depende de la composición elemental del material absorbente, más precisamente de las especies atómicas constituyentes del material, de la densidad de electrones y núcleos en el material y la carga eléctrica de los núcleos atómicos. La capacidad de atenuación del material se caracteriza mediante el *coeficiente de atenuación lineal*, μ , llamado también *sección eficaz macroscópica*. Este parámetro representa la probabilidad de interacción por unidad de camino recorrido por los fotones y viene dado en términos de la sección eficaz mi-

crosscópica, σ , por el producto entre esta y la densidad de núcleos blanco N_b .

$$\mu = \sigma N_b . \quad (2.11)$$

El proceso de transmisión de la radiación gamma corresponde a un proceso de Poisson espacial homogéneo de eventos independientes, luego, la probabilidad de trasmisión corresponde a una función exponencial decreciente como función de la penetración de los fotones en el medio, más conocida como ley de Beer-Lambert.

El comportamiento de cada material ante la radiación gamma, es decir, sus características como atenuador, entrega información valiosa para escoger correctamente materiales destinados a la construcción de blindajes para protección radiológica y fabricación de detectores. Además, es lo que determina la auto-atenuación de fotones emitidos por las fuentes no puntuales gruesas. En los casos de blindajes y detectores se dice que el material es más o es menos eficiente para la absorción de fotones. Se debe considerar que dicha eficiencia de absorción depende de la energía de los fotones que se necesiten absorber.

2.2.1. Coeficiente de atenuación total

Se ha visto que cuando un fotón gamma interactúa con la materia este entrega, total o parcialmente, su energía en el proceso, luego se dice que el fotón gamma fue

absorbido por el material. Ahora, si un fotón gamma está viajando a través de un material de espesor d , la probabilidad de interacción entre el fotón y dicho material viene dada por la siguiente expresión:

$$P_A = 1 - e^{-\mu d}, \quad (2.12)$$

donde μ es el coeficiente de atenuación lineal o sección eficaz macroscópica, dada por la ecuación (2.11), y depende del material y la densidad que este presente como se verá mas adelante.

Dicho coeficiente considera las contribuciones de cada uno de los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia, por lo cual también se lo denomina *coeficiente de atenuación lineal total*. Entonces, este tiene tres componentes principales, los coeficientes de atenuación parcial asociados al proceso de absorción fotoeléctrica (AF), a la dispersión Compton (DC) y a la creación de pares (CP), es decir,

$$\mu = \mu_{AF} + \mu_{DC} + \mu_{CP}. \quad (2.13)$$

La determinación de este parámetro, y punto de partida en el estudio de la atenuación de la radiación gamma en la materia, es en base al proceso complementario a la absorción, la transmisión. Considere el caso de una onda plana de fotones mono-

energético o haz de fotones coherente y unidireccional incidiendo perpendicularmente sobre un material de espesor d . Desde la relación (2.12), se tiene que la probabilidad de transmisión en un material de coeficiente de atenuación lineal μ y espesor d es:

$$P_T = e^{-\mu d}. \quad (2.14)$$

Luego, el número de fotones transmitidos por unidad de tiempo, I , a través de dicho material atenuador corresponde a:

$$I = I_0 e^{-\mu d}, \quad (2.15)$$

donde I_0 corresponde al número total de fotones incidentes por unidad de tiempo en el absorbente. Si se conocen los valores de I , I_0 y d se puede determinar el valor de μ mediante la siguiente relación,

$$\frac{1}{d} \text{Ln} \left(\frac{I}{I_0} \right) = -\mu. \quad (2.16)$$

Como se mencionó, la determinación experimental del coeficiente de atenuación se hace mediante el análisis de los fotones transmitidos a través del material atenuador y recibe el nombre de *método de transmisión*. Una esquema del método de transmisión se muestra en la Figura 2.7.

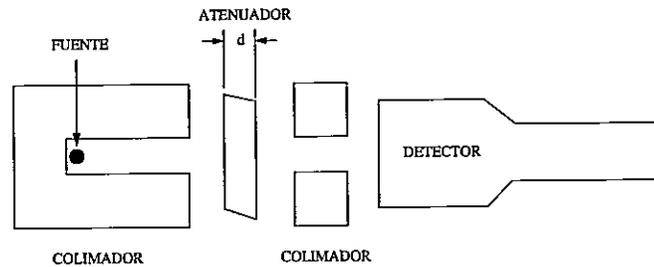


Figura 2.7: Configuración de un experimento de transmisión para la determinación del coeficiente de atenuación de un material.

La expresión asociada a la transmisión de fotones, ecuación (2.15), en su sencillez goza de mayor sentido que la expresión asociada a la absorción de fotones, ecuación (2.12), debido a que esta puede ser fácilmente deducida al plantearse lo siguiente: la tasa de cambio del número de fotones por unidad de camino recorrido, dI/dx , será proporcional al número de fotones incidentes sobre el material atenuador de espesor dx , I , y la constante de proporción es negativa, ya que mientras la distancia recorrida dx siempre es positiva la variación del número de fotones es negativa. Matemáticamente esto se expresa de la siguiente manera:

$$\frac{dI}{dx} = -\mu I. \quad (2.17)$$

Dividiendo por I la ecuación (2.17) e integrando sobre x , desde 0 hasta d (donde d es la distancia que se desea atravesar), se obtiene la ecuación (2.15).

Este razonamiento sólo da cuenta de las características del haz de rayos gamma

(número de fotones en el haz), las características del material se encuentran implícitas en el coeficiente de atenuación lineal.

Normalmente, es más utilizado en la literatura y trabajos asociados a la atenuación de fotones en materiales el llamado *coeficiente de atenuación másico* debido a que este es un parámetro intrínseco del material y es independiente de la densidad que este presenta al momento de ser analizado. Desde la relación (2.11), reescribiendo la densidad atómica o de núcleos blanco como:

$$N_b = \rho \frac{N_{Av}}{m},$$

donde ρ es la densidad del material, N_{Av} el número de Avogadro y m la masa molar del material, se tiene que:

$$\mu = \sigma \rho \frac{N_{Av}}{m}. \quad (2.18)$$

En esta última expresión se muestra explícitamente que el coeficiente de atenuación lineal μ depende de la densidad del material. Debido al resultado mostrado en la relación (2.18) se define el coeficiente de atenuación másico, μ_m , como:

$$\mu_m := \frac{\mu}{\rho}. \quad (2.19)$$

Ahora, reemplazando la ecuación (2.18) en la ecuación (2.19) se obtiene que:

$$\mu_m = \sigma \frac{N_{Av}}{m}, \quad (2.20)$$

el cual es independiente de la densidad y representa la sección eficaz por unidad de masa de material.

2.3. Energía absorbida por un material en la interacción

La energía absorbida por un material en la interacción con un fotón es de suma importancia en la espectrometría gamma, ya que esta determina las características del espectro de energía obtenido desde la interacción de la radiación gamma incidente sobre un detector.

Hasta ahora han sido revisados los mecanismos de interacción de la radiación gamma con la materia, pero, ¿cuánto de la energía disponible en la interacción, energía del fotón incidente, será transferida desde el fotón al material?, o visto de otra manera, ¿cuánto de la energía disponible en la interacción será absorbida por el material?

Para responder a estas preguntas se analizarán tres casos: el caso límite de un

material infinitamente grande, el caso límite de un material infinitamente pequeño y se concluirá con un caso real, es decir, el análisis de un material con dimensiones intermedias. Para tal análisis se estará asumiendo el hecho que la energía cinética de una partícula cargada, electrón o positrón, viajando a través de un material es totalmente trasferida al medio.

2.3.1. Energía absorbida por un material de tamaño infinito

Este es el caso más sencillo ya que es independiente del mecanismo de interacción (absorción fotoeléctrica, dispersión Compton o creación de pares). Por cualquiera de estos tres procesos de interacción, la energía absorbida será completa, cómo se verá a continuación.

En la descripción de los mecanismos de interacción, sección 2.1, sólo se mencionó el efecto primario en la interacción de la radiación gamma con la materia dejando la historia inconclusa, ya que evidentemente después de producir la eyección de el fotoelectrón o la creación del par electrón-positrón el sistema debe retornar al estado de equilibrio en el que se encontraba antes de la interacción.

■ Absorción fotoeléctrica

Una vez que el fotoelectrón con energía E_e , ecuación (2.2), es emitido desde un orbital atómico, este deja una vacancia (ausencia de un electrón) en la capa

desde donde ha sido arrancado. El proceso de ionización del átomo tiene un costo en energía, E_{ent} , que no fue cedida al fotoelectrón, luego, no ha sido absorbida por el medio. Pero, como el estado con una vacancia representa un estado excitado del sistema, este debe relajarse para acceder a su estado más estable. Para ello, comienza una avalancha de electrones bajando desde estados más energéticos a cubrir las vacancias que uno a uno van dejando. En cada proceso de cubrir una vacancia se emite un cuanto de energía electromagnética igual a la diferencia de energía entre el estado inicial y el estado final. Estos fotones emitidos, rayos-X característicos del átomo ionizado, interactuarán indudablemente con un electrón en el material ya que este tiene un tamaño infinito (Para fotones con energías en el rango de los rayos-X el principal mecanismo de interacción corresponde al efecto fotoeléctrico, como se puede ver en la Figura 2.1). En el caso que el fotón X ionice el mismo átomo desde donde fue emitido, el fotoelectrón producido recibe un nombre particular y se lo denomina *electrón Auger*.

Finalmente, los fotoelectrones secundarios terminarán entregando la energía restante, E_{ent} , en sucesivos pasos y así el material absorberá toda la energía del fotón incidente.

■ Dispersión Compton

Este proceso también implica un fotoelectrón, pero a diferencia de la absorción fotoeléctrica también un fotón gamma que se queda con parte de la energía del fotón incidente.

El fotoelectrón, como se está asumiendo, transferirá toda su energía al material, pero falta la energía del fotón dispersado. Ahora, dicho fotón dispersado puede interactuar, y lo hará debido al tamaño del absorbente, por efecto fotoeléctrico y seguir como el proceso descrito arriba, o, puede interactuar nuevamente por el efecto de dispersión Compton y así sucesivamente hasta que interactúe por efecto fotoeléctrico. Al proceso donde ocurren una serie de eventos Compton se lo denomina *evento de múltiple Compton*.

■ Creación de pares

En este caso, tanto el electrón como el positrón, generados en la interacción, entregarán su energía cinética al medio, pero la suma de sus energías cinéticas difiere en 1022 keV de la energía del fotón interactuante. El electrón cuando quede sin energía cinética se detendrá y ocupará algún estado electrónico disponible, por su parte, el positrón también entregará su energía, pero cuando este quede en reposo se aniquilará con un electrón del medio emitiendo dos fotones gamma de 511 keV los cuales pueden interactuar mediante un evento de absorción fotoeléctrico, siguiendo el proceso descrito primero, o, por efecto

Compton hasta ser absorbido totalmente.

En todos los casos la energía del fotón incidente será completamente absorbida por el material. Entonces, para un material de tamaño infinito la distribución de la energía absorbida corresponderá, idealmente, a una delta de Dirac centrada en la energía del fotón incidente, E_γ , llamado *peak de energía completa*, *fotopico* o simplemente *FEP* por sus siglas en inglés (*Full-Energy-Peak*).

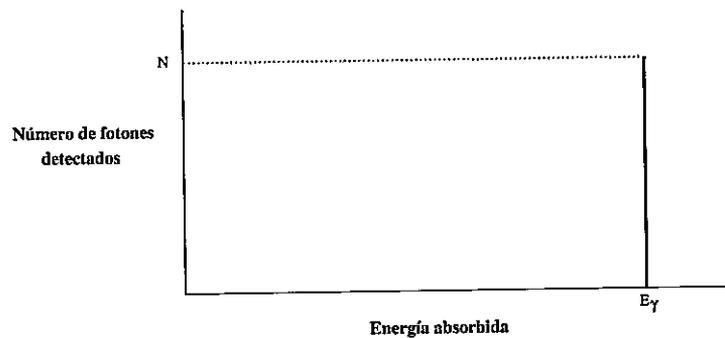


Figura 2.8: Espectro de la energía absorbida por un medio infinito desde un haz de fotones mono-energético de energía E_γ .

2.3.2. Energía absorbida por un material de tamaño pequeño

En este caso, a diferencia del material de tamaño infinito, existe la posibilidad de escape desde el material absorbente para los fotones secundarios. Si un fotón con energía E_γ , emitido como consecuencia de una primera interacción, escapa desde el

material absorbente, entonces, la energía transmitida desde el fotón incidente hacia el absorbente será $E_\gamma - E_{\gamma'}$, es decir, se produce la absorción parcial de la energía del fotón incidente, distorsionando el espectro de energía absorbida tipo delta de Dirac discutido en el caso del absorbente de tamaño infinito.

Si las dimensiones de este material son tales que todas las emisiones gamma secundarias logran escapar de este, ocurrirá lo siguiente:

- **Absorción fotoeléctrica**

En este mecanismo la radiación secundaria corresponde a radiación X y la energía restante para una absorción completa de la energía del fotón incidente es igual a la energía de enlace del fotoelectrón E_{enl} , como dice la ecuación (2.2). Para que el átomo libere la energía disponible de una sola vez es necesario que la vacancia provocada por el fotón incidente sea cubierta por un electrón libre, lo cual es prácticamente imposible, por su parte, el caso más favorable es que la vacancia sea cubierta por un electrón desde la capa más próxima y de menor energía de enlace, transición que recibe el nombre de T_α , donde T corresponde a la capa atómica que está siendo llenada. Si la transición fuera desde el segundo estado más próximo y menos energético se denota por T_β y así sucesivamente se van etiquetando con las capas atómicas más externas. Independiente del camino que lleve para alcanzar su estado de equilibrio, se está asumiendo que

toda la radiación secundaria escapa, por lo tanto el fotón-X característico no produce otras ionizaciones ni electrones Auger y la energía transferida al medio será $E_\gamma - E_{ent}$. La supresión de la posibilidad de generar un electrón Auger no es correcta, ya que un sistema por más pequeño que este sea debe consistir por lo menos de un átomo, es decir que la posibilidad de electrón Auger existe pero esta ha sido omitida para simplificar la discusión.

■ Efecto Compton

En este caso el fotón dispersado, de energía $E_{\gamma'}$, es el que escapa del medio sin entregar su energía al absorbente, por lo tanto la energía absorbida por el material es $E_\gamma - E_{\gamma'}$.

Como $E_{\gamma'}$ es una función del ángulo con el cual es dispersado el fotón secundario, ecuación (2.5), esta tiene un ancho de banda en energía entre E_{min} , cuando la dispersión es en π rad, y $E_{max} = E_\gamma$, cuando el ángulo de dispersión es 0 rad o simplemente cuando no ocurre la interacción. Por lo tanto, desde la ecuación (2.6), la energía absorbida desde fotones que interactúen por efecto Compton se presentará en el espectro como un continuo, conocido con el nombre de *continuo Compton*, que va desde 0 hasta la energía máxima que puede llevar el fotoelectrón, $E_\gamma - E_{min}$, conocida como la *energía del borde Compton* o simplemente *borde Compton* por lo cual será denotada por E_{BC} .

La forma característica del espectro continuo asociado a la interacción por efecto Compton está dada directamente por la sección eficaz diferencial de Klein-Nishina. Como se comentó en la sección 2.1.2 la mayor probabilidad es para el fotón dispersado en la dirección hacia adelante, lo que para el electrón significa un mínimo de energía absorbida. Entonces, en el espectro de energía absorbida, la zona del continuo debido a fotones que interactúan mediante el efecto Compton deberá tener una mayor altura en la zona de baja energía. A medida que aumenta la energía en el espectro, el número de fotones que cedieron tal energía deberá disminuir hasta un mínimo, cuando la dispersión ocurre en $\theta = 90^\circ$, y aumentar levemente hasta el borde Compton donde la dispersión es en $\theta = 180^\circ$, como se muestra en la Figura 2.9.

■ Creación de pares

Mediante esta interacción la radiación secundaria corresponde a una emisión doble gamma de 511 keV provenientes de la aniquilación del positrón, ya en reposo, con un electrón del medio después de formar el estado ligado conocido como positronio. En este caso ambos fotones escaparán, luego la energía transferida al material será de $E_\gamma - 1022 \text{ keV}$, generando un peak tipo delta en el espectro de energía absorbida, conocido como el *peak de doble escape*.

Tal como se ha visto, en esta situación la energía absorbida por el material ab-

sorbente será distinta y característica según el proceso de interacción que ocurra. A continuación, se presenta la distribución de la energía absorbida para el caso de un material absorbente de tamaño pequeño (tan pequeño como sea necesario tal que la radiación secundaria escape de este).

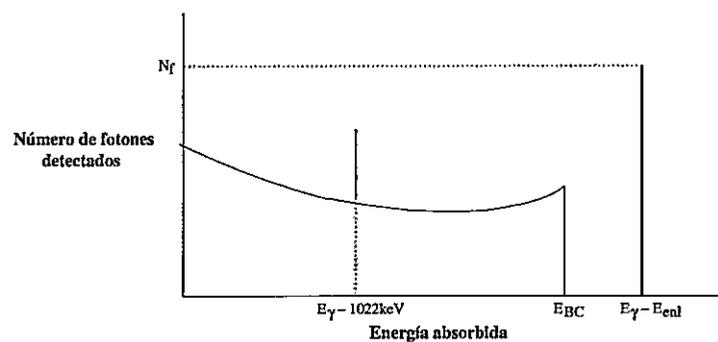


Figura 2.9: Espectro de la energía absorbida por un material pequeño desde un haz de fotones mono-energético de energía E_{γ} .

2.3.3. Energía absorbida por un material de tamaño intermedio

A diferencia de los casos ya discutidos, este caso es el real, ya que en la naturaleza no se cuenta ni con materiales infinitamente grandes ni infinitamente pequeños.

Acá ocurrirá una mezcla entre los dos casos límite revisados previamente, es decir, existirá la probabilidad tanto de una absorción completa como la de una absorción parcial de la energía del fotón incidente. Dicha probabilidad es una característica

intrínseca del material absorbente y dependerá de su composición, forma y dimensiones.

Por otro lado, para este caso aparecerán dos nuevas características en el espectro de energía absorbida. Una, es la posibilidad de evento múltiple Compton, discutido para el caso del absorbente infinito, seguido por el escape de algún fotón dispersado parte de los eventos Compton en cadena, extendiendo así el espectro continuo asociado al efecto Compton hasta el peak de energía completa (FEP). La otra, es que en el caso de interacción por creación de pares puede ocurrir que sólo uno de los fotones de aniquilación escape del material, en tal caso, aparecerá un peak sobre la energía $E = E_\gamma - 511 \text{ keV}$, llamado *peak de escape individual*. A continuación, en la Figura 2.9, se muestra un dibujo esquemático donde se presenta el espectro de la energía absorbida característico para un material absorbente de tamaño intermedio.

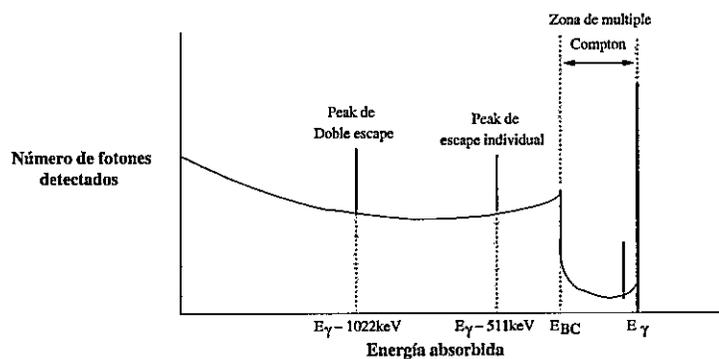


Figura 2.10: Espectro de la energía absorbida por un material de tamaño intermedio desde un haz de fotones mono-energético de energía E_γ .

Ahora, es conveniente introducir una nueva definición que de cuenta de la probabilidad de que tras una interacción fotón-material la absorción de la energía del fotón incidente sea completa y se la denomina: *coeficiente de absorción completa*, y viene dado por la suma ponderada de los coeficientes de atenuación parcial, de manera que de cuenta sólo de los fotones incidentes que transmiten toda su energía al material absorbente.

Desde la relación (2.13), el coeficiente de absorción completa, μ_{Abs} , queda definido como:

$$\mu_{Abs} = \alpha \mu_{AF} + \beta \mu_{DC} + \gamma \mu_{CP}, \quad (2.21)$$

luego, la probabilidad de que un fotón incidente sea registrado, en el espectro de energía absorbida de la Figura 2.9, bajo el peak de energía completa, fotopeak o simplemente FEP por sus siglas en inglés (Full-Energy-Peak), será:

$$P_{FEP} = 1 - e^{-(\alpha \mu_{AF} + \beta \mu_{DC} + \gamma \mu_{CP})d}, \quad (2.22)$$

donde, como ya se mencionó, los parámetros α , β y γ dependen de las características físicas y químicas del material absorbente. Para los casos límite revisados previamente $\alpha = \beta = \gamma = 1$, es decir $\mu_{Abs} = \mu$, para el caso del absorbente infinito y $\alpha = 1 \wedge \beta = \gamma = 0$, es decir $\mu_{Abs} = \mu_{AF}$, para el caso del absorbente pequeño. No está demás

aclarar que los valores permitidos para α , β y γ están entre 0 y 1.

Capítulo 3

Interacción de electrones con la materia

A diferencia de la interacción de la radiación gamma con la materia, donde se produce una transferencia parcial o total de la energía portada por el fotón incidente en una sola interacción, las partículas cargadas sufren la pérdida gradual de su energía a medida que penetran en el material absorbente debido a la interacción coulombiana, principalmente con los electrones en el medio.

En esta sección serán estudiados los mecanismos de pérdida de energía de los electrones en la materia y su importancia en la detección de la radiación gamma.

3.1. Pérdida específica de energía

En la pérdida de energía de electrones viajando en un medio hay tres mecanismos principales, estos son: pérdida por ionización y excitación de átomos y la pérdida por emisión de bremsstrahlung. A la pérdida de energía por ionización y excitación del átomo absorbente se la denomina pérdida colisional y a la pérdida de energía por emisión de bremsstrahlung, pérdida radiativa.

La excitación corresponde al proceso de promover un electrón ligado a una capa más externa o más energética, mientras que en la ionización el electrón es removido completamente desde el átomo generando un par ion. Que una u otra sea llevada a cabo, dependerá de la proximidad entre los electrones interactuantes.

Una expresión para describir la pérdida específica de energía colisional para electrones rápidos (electrones secundarios en la espectrometría gamma) ha sido derivada por Hans Bethe. Tal expresión se conoce como la fórmula de Bethe y corresponde a [19]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right), \quad (3.1)$$

donde e , m_0 , v y E corresponden a la carga, la masa en reposo, la velocidad y la

energía del electrón respectivamente, N y Z representan la densidad de átomos y el número atómico del material absorbente y $\beta \equiv \frac{v}{c}$. I representa el potencial de ionización y excitación promedio del material absorbente.

Por otro lado, el proceso radiativo se debe a desviaciones del camino de los electrones -aceleraciones- causadas por la interacción coulombiana con electrones y núcleos en el material absorbente, provocando la emisión electromagnética por parte de los electrones conocida como bremsstrahlung. Para este proceso, la pérdida específica de energía viene dada por [19]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4\ln\frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right). \quad (3.2)$$

El escape de la radiación de bremsstrahlung puede influir en la respuesta de un detector, pero debido a su alta probabilidad de absorción (rayos X blandos) esta debería ser reabsorbida cerca de su lugar de origen, siendo importante sólo para detectores pequeños.

El cociente entre la pérdida específica de energía colisional y radiativa viene dado aproximadamente por:

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \simeq \frac{EZ}{700} \quad (3.3)$$

donde E está en unidades de MeV. Ahora, desde la ecuación (3.3), debido a que los

electrones secundarios producidos por fotones en la espectrometría gamma alcanzan energías sólo de unos pocos MeV, la pérdida específica de energía por el proceso radiativo representa una pequeña fracción de la pérdida específica de energía total, tornándose más importante con el aumento de Z .

3.2. Energía de ionización y excitación

En la interacción de la radiación gamma con la materia se ha visto que esta actúa sobre el medio, ya sea ionizando átomos, produciendo un fotoelectrón viajando a través del medio mediante los efectos fotoeléctrico y Compton o creando un par electrón-positrón mediante el proceso de creación de pares. Tales procesos representan un método indirecto en la transferencia de energía desde un fotón al material absorbente, ya que ahora es la radiación secundaria, electrones y positrones, la que porta esa energía. Cualquiera sea el caso, es la radiación secundaria la que entregará gradual y completamente su energía al material absorbente mediante los procesos de ionización y excitación. Mención especial para el caso de detectores pequeños donde podría ocurrir el escape del bremsstrahlung.

Generada la radiación secundaria, electrones o positrones, estos comenzarán tanto a ionizar como a excitar átomos en el medio. Mediante el proceso de ionización se generará una avalancha de electrones energéticos libres, conocidos en este caso

como *rayos delta*, llevándose parte de la energía del electrón o positrón en forma de energía cinética. Tal rayo delta puede quedar con energía suficiente para generar más rayos delta hasta que su energía no sea suficiente para ionizar y sólo podrá excitar, promoviendo un electrón orbital a un estado más energético en sus últimos intentos para ceder toda su energía.

Son estos mecanismos: la ionización (generación de *pares ión*) y la excitación (generación de electrones excitados, pares electrón-hueco en aisladores y semiconductores) de átomos los utilizados en la detección de partículas, entre ellas la radiación gamma, y más importante aún que la simple detección estos mecanismos proporcionan los ingredientes necesarios para la espectroscopia gamma, ya que midiendo el número de pares inducidos se puede conocer, directa o indirectamente, la energía de la radiación incidente.

Las energías necesarias para la ionización y excitación son características de cada material y junto con el coeficiente de absorción para el fotón gamma de interés determinan cual material será un mejor detector.

En la práctica, el parámetro que determina el desempeño de cierto material como detector no es su energía de ionización o excitación sino la energía promedio necesaria para crear un par ion o un par electrón-hueco en los procesos de ionización y excitación respectivamente. Dichas energías promedios difieren levemente y son

siempre mayores a la energía de ionización o de excitación según sea el caso. Por ejemplo, en cámaras de ionización, tales como: cámara de iones, contadores proporcionales y Geiger-Müller, tal como su nombre lo indica, es la ionización -generación de pares ion- el mecanismo aprovechado para la determinación de la energía de la radiación incidente. Para estos casos la energía promedio necesaria para generar un par ion es del orden de las decenas de eV y se conoce como *W-value*, por ejemplo, un gas de oxígeno tiene un *W-value* de 30,8 eV, mientras que su primera energía de ionización es 12,5 eV. Para aisladores centelladores y semiconductores, estos últimos de principal interés para esta tesis, la caracterización de la energía es llevada a cabo en base al proceso de excitación mediante la cantidad de pares electrón-hueco producidos en el proceso de frenado de la radiación secundaria inducida por los fotones. En estos casos, la energía promedio necesaria para la excitación es 20 eV para el caso del centellador NaI(Tl), mientras que para el silicio y el germanio a temperatura de nitrógeno líquido (77 K) es 3,76 eV y 2,96 eV respectivamente.

Entonces, si un electrón o positrón está viajando por un material, se espera la generación de pares ion (ionización) o pares electrón-hueco (excitación) cuyo número, N , será proporcional a la energía del electrón o positrón, E , y está dado por:

$$N = \frac{E}{e}, \quad (3.4)$$

donde e corresponde a la energía promedio para la creación de un par.

Capítulo 4

Función respuesta de un detector

Como ha sido revisado en el capítulo 2, la fracción de la energía absorbida por un medio en la interacción con un fotón depende del material componente de dicho medio, mediante los coeficientes de absorción, y las dimensiones del material absorbente. Este hecho permite decidir entre que material es mejor o cual material presenta una mayor *eficiencia* para la detección de fotones de alguna energía.

Otro factor, que es el más importante para la espectroscopia, tiene relación con el proceso de generación y procesamiento de la información obtenida desde el material detector, generalmente un pulso de voltaje generado mediante la interacción de los electrones secundarios que van ionizando o excitando átomos en el material detector, el que da información sobre cual es un mejor material para la fabricación de detectores dedicados para la espectroscopia de la radiación. Tal factor corresponde al

ancho finito de un FEP exhibido en espectros reales a diferencia de los presentados, idealmente, en las figuras 2.8, 2.9 y 2.10. Tal ensanchamiento del FEP se debe a la naturaleza estadística en los procesos de generación y procesamiento de la información obtenida desde el detector. Tales factores son: las fluctuaciones estadísticas en el número de ionizaciones o excitaciones generadas en el detector (generación de portadores de carga para los casos de detectores semiconductores y de cámaras de ionización), el ruido electrónico y la colección de carga [15, 19].

Hay un cuarto efecto que influye en el ensanchamiento de un FEP y tiene relación con el proceso de emisión de la radiación gamma. Dicho efecto corresponde a la distribución lorenziana que presenta la energía de las emisiones gamma en las desintegraciones nucleares. Este fenómeno proviene del principio de incertidumbre de Heisenberg y se ha encontrado que no tiene incidencia en la espectroscopia de rayos gamma pero si en la espectroscopia de rayos-X de origen atómico [3].

Estos tres factores afectan al ensanchamiento de un FEP y se caracteriza por un parámetro denominado *resolución de energía* del detector.

Ahora, tanto la eficiencia de absorción como la resolución del detector determinan la llamada *función respuesta* del detector.

4.1. Resolución de energía

La resolución de energía de un detector es fundamental en el desempeño de un sistema espectroscópico, en su capacidad de distinguir entre dos fotones con energías muy cercanas. Esta está determinada por el ancho completo a media altura o FWHM por sus siglas en inglés (Full Width at Half Maximum), pero generalmente se representa como un porcentaje respecto a la energía asociada al FEP, parámetro conocido como *resolución relativa*. Entonces la resolución de energía de un sistema espectroscópico se define como:

$$R(E) = \frac{\text{FWHM}}{E}, \quad (4.1)$$

donde E corresponde a la energía del fotón incidente. Para un sistema espectroscópico calibrado en energía E está asociado al centro del FEP, es decir, donde la altura del FEP es máxima si la distribución de puntos que definen el FEP es gaussiana. Se debe tener en cuenta que el FWHM es una función de la energía como será visto más adelante. La ventaja de esta definición es que, independientemente de si el sistema espectroscópico está o no calibrado en energía la resolución de energía será la misma. Supongamos que el sistema no está calibrado en energía y el centro de un FEP generado por un fotón de energía E se encuentra en \bar{E} , y que estos se relacionan por

$\overline{E} = k E$. De la misma forma $\overline{\text{FWHM}} = k \text{FWHM}$, entonces,

$$R(\overline{E}) = \frac{\overline{\text{FWHM}}}{\overline{E}} = \frac{k \text{FWHM}}{k E} = R(E). \quad (4.2)$$

Se ha mencionado que hay tres fuentes principales que generan el ensanchamiento de un FEP, estas son: las fluctuaciones estadísticas en el número portadores de carga generados en el detector FWHM_I , el ruido electrónico FWHM_{EL} y la colección de los portadores de carga generados FWHM_{CC} . Entonces, el FWHM esperado corresponde a:

$$(\text{FWHM})^2 = (\text{FWHM}_I)^2 + (\text{FWHM}_{EL})^2 + (\text{FWHM}_{CC})^2. \quad (4.3)$$

Para el caso de detectores centelladores el proceso de generación de cargas consta de dos procesos independientes, estos son: el centelleo, que está directamente relacionado con las excitaciones producidas en el material detector, y la foto-multiplicación. En esta sección, para realizar una comparación sin una mayor profundización de estos tópicos, se supondrá, tal como ocurre en el caso de los detectores semiconductores, que las cargas libres se generan directamente mediante el proceso de excitación.

4.1.1. Generación de portadores de carga y el factor Fano

La naturaleza estadística en el proceso de generación de cargas libres predice un ensanchamiento del FEP tipo delta de Dirac, tales como los que se observan en las figuras 2.8, 2.9 y 2.10, y juega un papel fundamental en la resolución del FEP debido a que dichas fluctuaciones representan un límite irreducible del FWHM.

La caracterización de este proceso es mediante la premisa de que la creación de los portadores de carga corresponde a un proceso de Poisson. Entonces, si en el proceso se generan N portadores de carga, la desviación estándar de las fluctuaciones viene dada por:

$$\sigma_{Poisson} = \sqrt{N}. \quad (4.4)$$

Ahora, como σ se relaciona con el FWHM mediante la relación, $\text{FWHM} = 2,35\sigma$, se tiene que:

$$\text{FWHM}_{I,N} = 2,35\sqrt{N}, \quad (4.5)$$

donde el subíndice N indica que el FWHM corresponde al caso en que la distribución gaussiana del número de portadores de carga generados tras una absorción total de la energía del fotón incidente está centrada en N . Esta última ecuación predice un aumento del FWHM con la raíz cuadrada del número de portadores de carga. Luego la resolución de energía del detector, seguido de las ecuaciones (4.1) y (4.5),

corresponde a:

$$R(E) = \frac{2,35 \sqrt{N}}{N} = \frac{2,35}{\sqrt{N}} = \frac{2,35\sqrt{e}}{\sqrt{E}}, \quad (4.6)$$

donde N ha sido reemplazado usando la ecuación (3.4). Esta última ecuación dice que la resolución relativa de energía disminuye con el aumento del número de portadores de carga producidos. Por lo tanto, se concluye que los detectores elaborados con semiconductores presentan una mejor resolución de energía debido a la diferencia en un orden de magnitud del número de excitaciones producidas para una misma energía de la radiación gamma incidente en comparación al yoduro de sodio, como se muestra más adelante en la Tabla 4.1. Lo que a su vez se ve reflejado en la última igualdad en la ecuación (4.6) donde se muestra la resolución como una función de la energía de excitación promedio e .

Un resultado similar para el FWHM, considerando sólo el proceso de generación de los portadores de carga, se puede encontrar en términos de la energía considerando una conversión lineal entre la energía del fotón- γ incidente y el número de portadores de carga generados, es decir $E = k N$ (esto corresponde a la calibración en energía del sistema espectroscópico), y usando la ecuación (3.4) se puede encontrar que $k = e$. Luego, con ecuación (4.5) se tiene que:

$$\text{FWHM}_{I,E} = 2,35 \sqrt{e} \sqrt{E}. \quad (4.7)$$

Esta última ecuación, ecuación (4.3), dice que para un sistema calibrado en energía la mejor resolución la presentará el material detector con una menor energía promedio para la formación de los portadores de carga.

A pesar de lo expuesto previamente, se observa una discrepancia entre el FWHM_I medido experimentalmente y el predicho por la estadística de Poisson. Fue el físico italiano Ugo Fano quien observó por primera vez tal hecho [18]. Para dar cuenta de dicha diferencia se ha introducido un factor de corrección llamado *factor Fano* y se denota por la letra F y está definido como: “la varianza observada del número de pares producido (σ_{Obs}^2) dividida por la varianza predicha por la estadística de Poisson ($\sigma_{Poisson}^2$)” o, ya que $\sigma_{Poisson} = \sqrt{N}$, F también queda definida como: “la varianza observada del número de pares producido dividida por el número de pares producidos (N)”.

$$F = \frac{\sigma_{Obs}^2}{\sigma_{Poisson}^2} = \frac{\sigma_{Obs}^2}{N}. \quad (4.8)$$

Entonces, con esta definición y la ecuación (4.6), la resolución de energía en términos del factor Fano y el número de portadores de carga queda determinada por:

$$R(E) = 2,35 \frac{\sqrt{F}}{\sqrt{N}}. \quad (4.9)$$

De la misma manera, el FWHM en términos del factor Fano para un sistema calibrado en energía puede ser determinado combinando las ecuaciones (4.8) y (4.5), con lo cual

se obtiene que:

$$\text{FWHM}_{I,E} = 2,35 \sqrt{F} \sqrt{e} \sqrt{E}. \quad (4.10)$$

A continuación se presenta una tabla comparativa del desempeño, en términos de la resolución, de los principales materiales utilizados para la detección en la espectroscopia gamma. Para los cálculos presentados en la tabla sólo se tomó en el proceso de excitación. Para determinar el valor real de la resolución asociada al proceso de generación de carga para el caso del yoduro de sodio, se deben considerar otros mecanismos que aumentan el valor de la resolución, siendo estos: la conversión excitación-fotón que produce el centelleo y la foto-multiplicación. En el caso de los semiconductores el número de excitaciones N debe ser multiplicado por 2 debido a que en una excitación de estos se generan dos portadores de carga: el electrón y el hueco.

Tabla 4.1: Comparación del desempeño en la resolución de los principales detectores en la espectroscopia gamma para una radiación gamma de 661,65 keV (^{137}Cs) sólo considerando las fluctuaciones estadísticas inherentes en el número de excitaciones generadas. La temperatura considerada es la de funcionamiento, es decir, 77 K para los semiconductores y temperatura ambiente para el yoduro de sodio. Los valores del número de excitaciones N , la resolución y el FWHM se determinaron mediante las ecuaciones (3.4), (4.9) y (4.10) respectivamente. e corresponde a la energía de excitación promedio.

Desempeño de los materiales detectores más comunes					
Material	e eV [19]	N	F [19]	Resolución	FWHM keV
Ge	2,96	$2,24 \times 10^5$	$\leq 0,129$	$\leq 1,78 \times 10^{-3}$	$\leq 1,18$
Si	3,76	$1,76 \times 10^5$	$\leq 0,16$	$\leq 2,24 \times 10^{-3}$	$\leq 1,48$
NaI(Tl)	20	$3,31 \times 10^4$	~ 1	$\sim 1,29 \times 10^{-2}$	$\sim 8,55$

En esta tabla queda claro el desempeño superior, para resolver peaks cercanos, de los materiales semiconductores por sobre el material centellador más utilizado para la construcción de detectores.

4.1.2. Ruido electrónico

Este factor se debe a las fluctuaciones aleatorias de las propiedades eléctricas del detector mismo así como de los componentes electrónicos asociados al sistema espectroscópico, preamplificador y amplificador. Debido a esto los pulsos obtenidos desde la interacción de fotones en el detector no se asentarán sobre un fondo de voltaje constante y nominalmente igual a cero "limpio", sino sobre un fondo lleno de pulsos de muy pequeña amplitud. A dichos pulsos se los denomina *ruido electrónico* y debido a que estos pueden sumarse al pulso obtenido desde una interacción real partícula-detector, afectarán la amplitud de este y consecuentemente al ensanchamiento del FEP observado en el espectro de energía.

Las fuentes de ruido electrónico se han identificado como: *ruido térmico* o *ruido de Johnson* y *ruido de disparo*, y son categorizados como *ruido paralelo* y *ruido serie*.

Hay otras fuentes que afectan al ensanchamiento del FEP debido a las fluctuaciones de las alturas de los pulsos eléctricos generados por la radiación en el detector, por ejemplo, la fluctuación de los portadores de carga colectados después de la in-

teracción partícula-detector, ecuación (4.3), la cual no será discutida en esta tesis.

A continuación, en la Figura 4.1, se presenta un dibujo esquemático que representa un espectro real como los obtenidos desde un detector de radiación. En este se puede observar el ancho finito del peak de energía completa, asociado al ruido y a las fluctuaciones estadísticas en el proceso de generación de las señales eléctricas. Debido a lo mismo se puede observar que en el borde Compton ya no hay una discontinuidad, como las observadas en los espectros mostrados en el Capítulo 2, sino una disminución continua del número de cuentas hasta alcanzar el FEP. Luego, en la Figura 4.2, se presenta un espectro real obtenido con un detector de germanio hiper-puro (HPGE) GEM-10195.

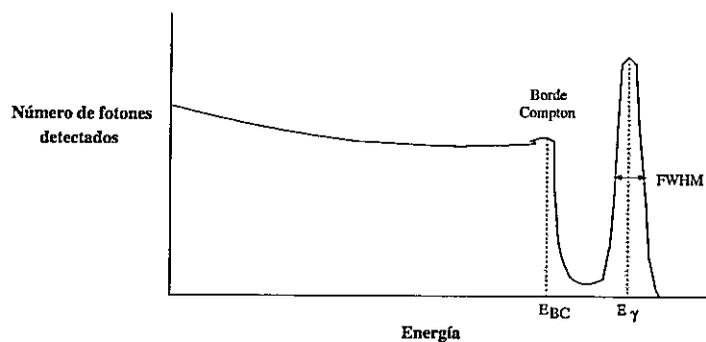


Figura 4.1: Figura esquemática de un espectro de energía como uno real, ya que se muestra el ensanchamiento del FEP y del borde Compton, obtenido con una fuente mono-energética de fotones de energía E_γ .

En la Figura 4.2 a diferencia de la Figura 4.1, se observa una estructura con forma de peak en torno a las 200 keV. Este recibe el nombre de *peak de retrodispersión* y

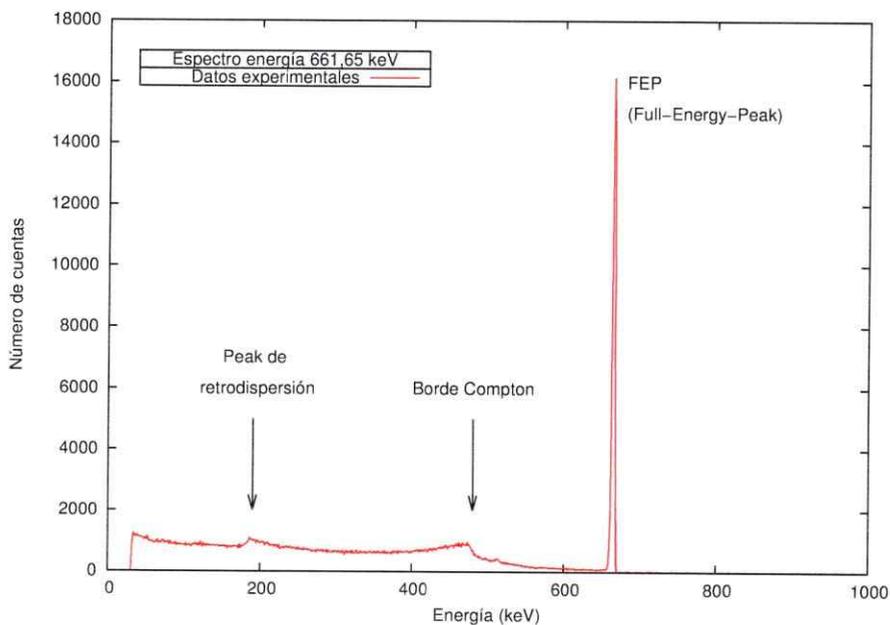


Figura 4.2: Espectro real obtenido con un detector coaxial de germanio hiper-puro GEM-10195. Se observa el ancho finito del FEP y la contribución al espectro de los fotones que interactúan mediante la dispersión Compton con el detector (el continuo Compton) y con el blindaje (peak de retrodispersión)

se debe a la interacción por dispersión Compton en 180° , a lo cual debe su nombre, que puede ocurrir entre los fotones emitidos por la fuente y algún material que se encuentre en torno al detector. Para este caso en particular se debe al blindaje de plomo que protege al detector de la radiación ambiental.

4.2. Función respuesta

Dependiendo de la energía de la radiación gamma emitida desde una fuente puntual monoenergética e incidente se obtendrá un espectro de energía, como el presentado en la figura 4.1, que mostrará una distribución característica generada por la radiación gamma incidente. Tal distribución recibe el nombre de *función respuesta* y representa la probabilidad de que un fotón de energía E_γ sea registrado con una energía E en el espectro.

Si se define la *función respuesta* como:

$$R(E_\gamma, E)dE := \{\text{Probabilidad de que un fotón emitido por la fuente con } (4.11)$$

una energía E_γ sea registrado en el espectro en el rango E y $E + dE\}$.

Un gráfico de tal distribución puede ser obtenido desde la Figura 4.2 normalizando por el número total de cuentas en el espectro. Y si además se define el *espectro de emisión de una fuente*, $S(E)$, como:

$$S(E_\gamma) := \{\text{Número de fotones emitidos por la fuente con una energía } E_\gamma\} (4.12)$$

y el *espectro medido*, $M(E)dE$, como:

$$M(E)dE := \{\text{Número de fotones registrados en el espectro de energía en el rango } E \text{ y } E + dE\}. \quad (4.13)$$

se tiene que, en general, el espectro obtenido con un detector de radiación mediante la interacción entre este y la radiación proveniente desde una fuente radiactiva viene dado por:

$$M(E) = \int_0^{\infty} S(E_\gamma)R(E_\gamma, E) dE_\gamma. \quad (4.14)$$

Además de la dependencia energética de la función respuesta $R(E, E_\gamma)$, por consecuencia del espectro medido $M(E)$, ambos también presentan una dependencia de la posición de la fuente frente al detector, como se verá en el capítulo siguiente, y que no ha sido mostrado explícitamente en este planteamiento.

Capítulo 5

Eficiencia de un detector

Como se hizo notar entrelíneas en el capítulo anterior, la *eficiencia de un detector* corresponde a la probabilidad de interacción entre los fotones y dicho detector. A tal probabilidad se la denomina *eficiencia total*, mientras que a la probabilidad de que en la interacción de un fotón con el detector la absorción de la energía sea completa se la denomina *eficiencia del peak de energía completa* o, simplemente -usando la notación adoptada en esta tesis- *eficiencia del FEP*.

La determinación de este parámetro es el punto de partida para la espectrometría en la detección de partículas. La espectrometría a diferencia de la espectroscopia, la cual sólo permite identificar las especies radiactivas presentes en una fuente mediante la identificación de la energía asociada a los FEP's presentes en el espectro obtenido con dicha fuente, permite determinar las cantidades de tales especies en la fuente, es

decir, permite cuantificar la radiactividad de la fuente.

Debido a que el parámetro de eficiencia que será utilizado en este trabajo es el asociada al FEP y no al espectro total, en este texto se hará referencia a esta como *eficiencia del FEP* o simplemente *eficiencia*.

En general, la eficiencia de un detector se subdivide en dos clases: absoluta e intrínseca [19]. Al cociente entre los fotones detectados y el total de los fotones emitidos por la fuente se lo denomina *eficiencia absoluta* y para el caso de la *eficiencia absoluta del FEP* esta queda determinada por:

$$\epsilon_{abs} := \frac{\{\text{N}^\circ \text{ de fotones detectados y registrados en el FEP}\}}{\{\text{N}^\circ \text{ de fotones emitidos por la fuente}\}}, \quad (5.1)$$

la cual corresponde a la probabilidad de que un fotón emitido por una fuente radiactiva sea detectado y su energía sea absorbida completamente y es dependiente no sólo de las propiedades del detector, sino también de las propiedades de la fuente (forma, tamaño, posición y matriz por ejemplo) y de los materiales entre estas. Ahora si se considera sólo la fracción de los fotones emitidos que inciden sobre el detector, entonces se está hablando de la *eficiencia intrínseca* y en el caso de la *eficiencia intrínseca del FEP* esta representa la probabilidad de que un fotón incidente en el

detector sea detectado y su energía sea absorbida completamente,

$$\epsilon_{int} := \frac{\{\text{N}^\circ \text{ de fotones detectados y registrados en el FEP}\}}{\{\text{N}^\circ \text{ de fotones emitidos por la fuente e incidentes en el detector}\}}, \quad (5.2)$$

y depende netamente de las características físicas y químicas del detector, a lo que debe su nombre. Desde las definiciones (5.1) y (5.2) se puede escribir la relación entre estas como:

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{int} f, \quad (5.3)$$

donde el factor f representa la fracción de fotones que alcanzan el detector y se lo denomina *eficiencia geométrica*.

5.1. Eficiencia para una fuente puntual

Considere el caso de una fuente puntual P inmersa en aire emitiendo frente a un detector, como se muestra en la Figura 5.1.

Desde la definición (5.2), la eficiencia intrínseca del detector se determina experimentalmente mediante la siguiente ecuación,

$$\epsilon_{int} = \frac{N_{det}}{n_{tot} f}, \quad (5.4)$$

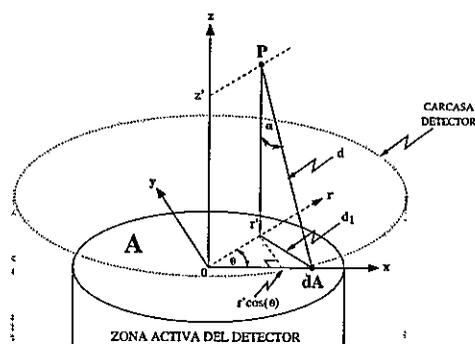


Figura 5.1: Posible trayectoria para un fotón emitido desde una fuente puntual P incidiendo en un elemento de área dA ubicado a una distancia radial r_d desde el centro del detector.

donde N_{det} corresponde al número de fotones detectados y absorbidos completamente durante un lapso de tiempo, es decir el área del FEP, n_{tot} al número total de fotones emitidos por la fuente durante el mismo lapso de tiempo y f es la *eficiencia geométrica*.

Se sabe que la eficiencia, tanto intrínseca como absoluta, es una función de la posición fuente-detector [20–22], por lo cual en esta tesis será denominada como *eficiencia espacial* y denotada por $\epsilon(\vec{r})$. Por su parte también lo son el número de fotones detectados, N_{det} , y la fracción de fotones incidentes en el detector f . Bajo estas consideraciones se puede reescribir la relación (5.4) como se indica a continuación,

$$\epsilon_{int}(r', z') = \frac{N_{det}(r', z')}{n_{tot} f(r', z')} \quad (5.5)$$

En esta última expresión se ha omitido la dependencia azimutal debido a la simetría

axial del problema.

Si el detector presenta un área visible A desde la posición de la fuente, como se muestra en la Figura 5.1, la eficiencia geométrica viene dada por:

$$f = \int_A \frac{\cos(\alpha)}{4\pi d^2} \prod_i e^{-\mu_i(E) d_{at,i}} dA, \quad (5.6)$$

donde d es la distancia entre la fuente puntual P y el elemento de área dA , $1/4\pi$ es la unidad de ángulo sólido, α es el ángulo que forma un vector normal al elemento de superficie dA y el que une la fuente P con el elemento de área dA , (ver Figura 5.1), μ_i es el coeficiente de atenuación lineal de los materiales atenuadores entre la fuente y el detector y $d_{at,i}$ la distancia que atraviesan los fotones en el i -ésimo material. E representa la dependencia de la energía del coeficiente de atenuación lineal, como se vió en el capítulo 2. El término $\cos(\alpha)/d^2$ corresponde al ángulo sólido subtendido por el elemento de área dA .

Por otro lado, cuando el medio que rodea la fuente es aire la transmisión de fotones se considera igual a 1 para distancias cortas, por ejemplo al nivel del mar y a una temperatura de 0° C, la transmisión de fotones de 661,65 keV a una distancia de 1 y 6 cm son 99,99 % y 99,94 % respectivamente [14]. Además, si se hace la suposición que no hay otros atenuadores entre la fuente puntual y la zona activa del detector se



tiene que la eficiencia geométrica para una fuente puntual en el aire viene dada por:

$$f_{\Omega}(r', z') = \int_A \frac{\cos(\alpha)}{4\pi d^2} dA = \frac{\Omega(r', z')}{4\pi}. \quad (5.7)$$

En esta ecuación se ha definido f_{Ω} como la eficiencia geométrica para una fuente puntual inmersa en una matriz de aire, donde sólo el ángulo sólido es considerado, es decir, f_{Ω} es la fracción de ángulo sólido que cubre el detector desde la posición de la fuente puntual.

A la eficiencia intrínseca determinada bajo la suposición que el detector está desnudo Moens la denominó *eficiencia intrínseca virtual* [10], ya que no se está considerando la pérdida de fotones en los materiales que son parte del dispositivo detector, como la zona muerta o la carcasa del detector por ejemplo. Dicha suposición no representa ningún problema para una correcta determinación del número de fotones que interactuaron, debido a que dichos absorbentes están siempre presentes tanto al momento de la determinación de la eficiencia del sistema como al momento de la medición de la fuente por analizar. Si dichas atenuaciones son consideradas se habla de la *eficiencia intrínseca real* y sólo depende de las características físicas y químicas de la zona activa del detector.

Finalmente, desde las ecuaciones (5.5) y (5.7), la eficiencia espacial intrínseca

“virtual” como una función de la posición de la fuente viene dada por:

$$\epsilon_{int}(r', z') = \frac{N_{det}(r', z')}{n_{tot} f_{\Omega}(r', z')}, \quad (5.8)$$

mientras que la eficiencia espacial absoluta para una fuente puntual embebida en una matriz de aire se obtiene ignorando la eficiencia geométrica en la relación (5.3),

$$\epsilon_{abs}(r', z') = \frac{N_{det}(r', z')}{n_{tot}}. \quad (5.9)$$

5.2. Determinación experimental de la eficiencia de un detector

Los términos presentados en las ecuaciones (5.8) y (5.9), N_{det} y n_{tot} , deben ser determinados con exactitud para una correcta determinación de la eficiencia del sistema espectroscópico. La determinación de N_{det} es experimental, ya que corresponde al número de fotones detectados por el sistema espectroscópico y que presentaron una absorción completa de la energía y, como se verá a continuación, se deben considerar algunos factores de corrección para su correcta determinación.

Si N es el número de fotones registrados por el sistema espectroscópico en el FEP, este se relaciona con el número de fotones detectados y que deberían haber

sido registrados en el FEP, N_{det} , por la siguiente expresión,

$$N_{det} = N \prod_i f_i, \quad (5.10)$$

donde los f_i representan los factores de corrección. Estos errores son sistemáticos, y están asociados a la electrónica del sistema. Estos corresponden a la pérdida de cuentas en el FEP debido a dos factores: el tiempo muerto del sistema espectroscópico y posibles sumas de las señales producidas por los fotones interactuantes en el detector.

El primero tiene origen en el tiempo finito que demanda el proceso de análisis de las señales generadas por el sistema de detección (pulsos de voltaje o corriente) por parte del analizador multicanal (multi channel analyzer, MCA por sus siglas en inglés), técnicamente llamado *tiempo muerto*. Dicho análisis consta de: el reconocimiento de una señal producida en el detector, la digitalización de esta y su almacenamiento [3]. Claramente este es más importante a medida que la tasa de interacción de fotones con el detector es mayor. Si el radionúclido bajo estudio tiene un periodo de semidesintegración, $\tau_{1/2}$, grande respecto a los tiempos de medición, la pérdida de cuentas en el FEP puede ser corregida al momento de la medición ajustando el tiempo de medición como el tiempo vivo del sistema (live time correction method) [3] y no el tiempo de reloj. En el caso que se midan las emisiones gamma de un radionúclido

con un periodo de semidesintegración corto en comparación al tiempo de medición, deben ser empleados métodos de corrección más complicados [3]. Debido a que en el estudio de esta tesis el radionúclido bajo estudio corresponde a ^{137}Cs que tiene un periodo de semidesintegración igual a 30.2 a, no se profundizará en tales métodos.

La segunda causa de error corresponde a la suma de señales generadas por los fotones interactuantes en el detector. Una vez interactúa un fotón con el detector, hay una ventana de tiempo en la que el sistema colecta las cargas libres producidas por la interacción, proceso mediante el cual se genera una señal de voltaje o corriente para luego ser analizada por el MCA. Si la tasa de conteo es lo suficientemente grande, las señales producidas por dos eventos distintos podrían sumarse como una sola interacción y así perder una cuenta en los canales correspondientes. A la pérdida de conteo por este proceso se la denomina *suma por coincidencia*, y están catalogadas convenientemente en dos tipos debido a que son independientes una de la otra, estas son: la *suma por coincidencia real (true coincidence summing)* y la *suma por coincidencia aleatoria (random coincidence summing o pile-up)* [3].

Las coincidencias reales corresponden a la suma de señales producidas por fotones provenientes desde la desintegración de un mismo núcleo radiactivo, el cual presenta un diagrama de desintegración complejo. Esto último implica que en una desintegración una cascada de fotones serán emitidos en una corta ventana de tiempo [3], la

que al ser comparada con la resolución temporal del sistema espectroscópico se tiene que los fotones son prácticamente emitidos en coincidencia (a lo que debe el nombre de coincidencia real) además existe la posibilidad que algunos de estos fotones sean emitidos en la dirección hacia el detector y de que sean detectados. Un ejemplo de este tipo de núcleos es el ^{152}Eu . Este tipo de corrección no será necesaria para este estudio, por lo cual no será revisada a fondo.

Si se quisiera determinar experimentalmente si esta suma por coincidencia corresponde a una coincidencia real, es decir provenientes de la misma cascada gamma, es necesario utilizar un segundo detector en modo coincidencia (hardware o software). Sin embargo esta metodología está fuera del alcance del estudio de esta tesis.

Por su parte, las coincidencias aleatorias corresponden a la suma de señales producidas por fotones emitidos desde cualquier núcleo, cualquiera sea el mecanismo de interacción y cualquiera sea la energía que depositen en el detector. Tales coincidencias son importantes bajo la condición de una alta tasa de conteo total, bajo la cual se parametriza dicha corrección. La probabilidad de que una señal producida por la interacción de un fotón con el detector no sea coincidente, dentro de una ventana temporal τ , con otra señal producida por otro fotón corresponde a un proceso de Poisson temporal de eventos independientes, por lo tanto viene dada por:

$$p = e^{-2R\tau}, \quad (5.11)$$

donde R es la tasa de conteo total por parte del sistema espectroscópico y τ es la resolución temporal del sistema espectroscópico. Luego, la probabilidad de coincidencia dentro de la ventana de resolución temporal corresponde a:

$$p_C = 1 - e^{-2R\tau}. \quad (5.12)$$

Por lo tanto, si N_{det} es el número de fotones detectados que deberían haber sido registrados en el FEP, desde la ecuación (5.11) se tiene que el número de fotones detectados y registrados en el FEP, N , viene dado por:

$$N = N_{det}e^{-2R\tau}.$$

Desde esta ecuación el número de fotones que interactuaron y deberían haber sido registrados en el FEP corresponde a:

$$N_{det} = N e^{2R\tau}. \quad (5.13)$$

Por otro lado, la determinación del número total de emisiones gamma durante el tiempo de medición, n_{tot} , se obtiene desde el valor de la actividad de la fuente radiactiva. En general, la actividad de la fuente se obtiene desde la hoja de datos entregada por el fabricante de la fuente y corresponde al valor de la actividad al

momento de la estandarización $A(t = 0) = A_0$. La actividad se define como el número de desintegraciones por unidad de tiempo y satisface la siguiente relación:

$$A(t) = A_0 e^{-t/\tau},$$

donde τ es la vida media del radionúclido y t es el tiempo transcurrido desde la estandarización. Ahora, si A_1 es la actividad de la fuente al momento de la medición, el número de núcleos que han decaído tras un tiempo Δt viene dado por:

$$n = \int_0^{\Delta t} A_1 e^{-t/\tau} dt = A_1 \tau (1 - e^{-\Delta t/\tau}).$$

Si se expresa n en términos de la actividad informada por el fabricante, se tiene que:

$$n = A_0 e^{-T/\tau} \tau (1 - e^{-\Delta t/\tau}),$$

donde T es el tiempo transcurrido desde la estandarización hasta el momento de la medición. Finalmente considerando que no todas las desintegraciones generan una emisión gamma, se tiene que el número total de emisiones gamma desde la fuente radiactiva es:

$$n_{tot} = A_0 e^{-T/\tau} \tau (1 - e^{-\Delta t/\tau}) I_\gamma, \quad (5.14)$$

donde I_γ corresponde a la probabilidad de emisión del rayo gamma en una desintegración. En el caso de radionúclidos con un periodo de semidesintegración largo en comparación al tiempo de medición, esta expresión puede ser aproximada por:

$$n_{tot} \approx A_0 e^{-T/\tau} \Delta t I_\gamma. \quad (5.15)$$

En el caso de la radiactividad natural donde se alcanza un estado estable en el número de núcleos radiactivos naturales pertenecientes a las cadenas de desintegración de los radionúclidos primordiales, llamado *estado de equilibrio secular*, la última expresión es exacta.

5.3. Eficiencia para una fuente no puntual, método relativo (método estándar)

Ahora considere el caso de una fuente radiactiva no puntual sobre un detector de radiación, como se muestra en la Figura 5.2.

Es claro que de todos los fotones emitidos desde la muestra no todos serán detectados, ya sea por motivos geométricos (ángulo sólido), efectos de matriz (autoatenuación) e intrínsecos al detector (eficiencia intrínseca). En estos casos determinar cada uno de estos términos no es una tarea sencilla además carece de sentido, ya que,

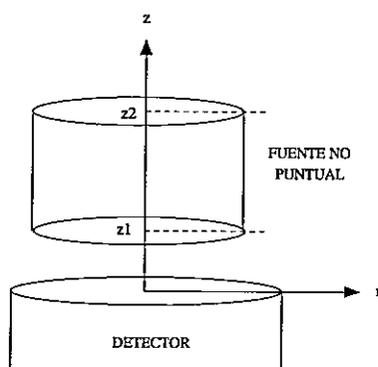


Figura 5.2: Fuente no puntual cilíndrica ubicada frente a un detector de radiación gamma.

¿cuál es el ángulo sólido en este caso?. Por este motivo, para el análisis de este tipo de fuentes se hace uso de la eficiencia absoluta, debido a que esta considera todos estos términos como uno solo, como se puede notar en la ecuación 5.3.

Tradicionalmente, la manera de determinar la eficiencia absoluta para fuentes no puntuales corresponde a un *método relativo*, es decir, se determina mediante el uso de una fuente no puntual estándar compuesta de material de referencia calibrado, la cual debe ser idéntica en forma, tamaño, densidad y composición al de la muestra que se desea analizar [1, 2]. Entonces, con dicha fuente no puntual estándar se determina la eficiencia absoluta del detector, usando la definición 5.1, para luego, con dicha eficiencia, determinar la actividad de la muestra que se desea analizar.

Ambos, la actividad específica, A_s , y la eficiencia absoluta de la fuente no puntual,

ϵ , se relacionan mediante la siguiente ecuación,

$$\epsilon = \frac{N}{A_s \Delta t m I_\gamma} f_1 f_2 f_3 \dots, \quad (5.16)$$

donde N es el área del FEP, Δt es el tiempo de conteo, m la masa de la muestra e I_γ la probabilidad de emisión del rayo γ . Los f_i representan los factores de corrección del área del FEP asociados a la electrónica (tiempo muerto, coincidencias reales (True coincidence), coincidencias aleatorias o apilamiento (random coincidence o pile-up)), masa seca, tiempo de enfriamiento debido al tiempo transcurrido desde la estandarización, decaimiento de la actividad durante la toma de datos (excepto para el caso de radiactividad natural y radionúclidos con un período de semidesintegración largos) y correcciones por efectos de matriz (autoatenuación, forma y tamaño de la fuente).

Capítulo 6

Planteamiento teórico del método

Desde este capítulo en adelante todo lo que será presentado es parte del desarrollo de esta tesis. En este capítulo se expondrá el planteamiento teórico que da sustento al método presentado en esta tesis, el cual tiene como objetivo poder determinar la eficiencia absoluta de un detector de radiación gamma para una fuente no puntual a la cual se desea determinar su actividad. Método al que llamaremos: *método de la eficiencia espacial intrínseca*.

El planteamiento está fundamentado en los principios básicos de la interacción de la radiación gamma con la material, que ya han sido discutidos en los capítulos anteriores, estos son: la eficiencia de un detector para una fuente puntual, la atenuación de la radiación gamma en la materia y el concepto de ángulo sólido. Para caracterizar el detector determinaremos experimentalmente la eficiencia intrínseca de

este como una función de la posición fuente-detector, la que ya ha sido denominado como *eficiencia espacial intrínseca* y a la cual el método debe su nombre, mientras que para dar cuenta de los efectos de matriz en la fuente no puntual utilizaremos los conceptos de atenuación de la radiación gamma en la materia y de ángulo sólido. Luego, con la eficiencia espacial intrínseca y las posibles atenuaciones de las emisiones gamma en dirección hacia el detector que pueden ocurrir en la misma fuente no puntual determinaremos la eficiencia absoluta del detector para la fuente no puntual.

Debido a que ninguna aproximación ni cálculo son realizados en este desarrollo, el método puede ser considerado como experimental.

6.1. Eficiencia para una fuente no puntual: Método de la eficiencia espacial intrínseca

Considere una fuente radiactiva no puntual de coeficiente de atenuación lineal μ frente a un detector de radiación, como se muestra en la Figura 6.1.

Ahora, considere un elemento de volumen parte de la fuente no puntual ubicado en la posición (r', z') (fuente puntual **P** en Figura 6.1) y $f_{\Omega, \mu}(r', z')$ como al factor de eficiencia geométrica asociado a la fuente puntual **P**, el cual considera tanto el ángulo sólido como la atenuación de los fotones en la misma fuente (ver ecuación (5.6)),

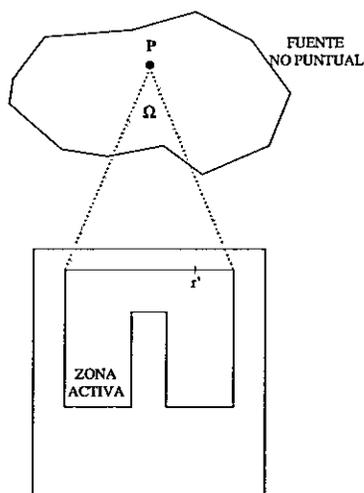


Figura 6.1: Elemento de volumen puntual P parte de una fuente radiactiva no puntual. Se aprecia el ángulo sólido subtendido sobre la cara frontal del detector y la distancia que recorren los fotones emitidos dentro de este ángulo sólido bajo la influencia de autoatenuación.

efecto técnicamente llamado *autoatenuación*. Teniendo en cuenta ambas consideraciones y la ecuación (5.5) se tiene que el número de fotones detectados de aquellos emitidos por el elemento de volumen P está dado por:

$$N_{det}(r', z') = n_{tot} \epsilon_{int}(r', z') f_{\Omega, \mu}(r', z'). \quad (6.1)$$

En esta última ecuación n_{tot} corresponde al número total de desintegraciones con emisión γ de un elemento de volumen parte de la fuente no puntual. En general n_{tot} es una función de la posición del elemento de volumen dentro de la fuente no puntual,

y está determinado por:

$$n_{tot}(\vec{r}) = \frac{N_{TOT}}{V'} g(\vec{r}),$$

donde $g(\vec{r})$ es la función distribución del material radiactivo.

Ahora, si se quiere determinar el número total de emisiones γ , N_{TOT} , por parte de la fuente no puntual se debe sumar sobre todas las contribuciones de cada elemento de volumen parte de la fuente no puntual, es decir, si N es el número de fotones γ detectados con absorción de energía completa, entonces este corresponde a:

$$N = \frac{1}{V'} \int_{V'} N_{TOT} g(\vec{r}) \epsilon_{int}(r, z) f_{\Omega, \mu}(r, z) dV. \quad (6.2)$$

Por lo tanto, el número total de desintegraciones con emisión γ desde una fuente radiactiva no puntual queda determinado por la ecuación (6.2), y corresponde a:

$$N_{TOT} = N \frac{V'}{\int_{V'} g(\vec{r}) \epsilon_{int}(r, z) f_{\Omega, \mu}(r, z) dV}. \quad (6.3)$$

Por la definición en ecuación (5.3), el término dentro de la integral que acompaña a $g(\vec{r})$ corresponde a la eficiencia absoluta para una fuente puntual embebida en el volumen radiactivo (Figura 6.1) que tiene un coeficiente de atenuación lineal μ , la

que será denotada por $\epsilon_{abs,\mu}$, es decir:

$$\epsilon_{abs,\mu}(r', z') = \epsilon_{int}(r', z') f_{\Omega,\mu}(r', z'). \quad (6.4)$$

Ahora, reescribiendo la ecuación (6.3) de la siguiente forma,

$$\frac{N}{N_{TOT}} = \frac{\int_{V'} g(\vec{r}) \epsilon_{int}(r, z) f_{\Omega,\mu}(r, z) dV}{V'}, \quad (6.5)$$

y comparando esta última ecuación con la definición (5.1), se obtiene que la eficiencia absoluta para la fuente no puntual viene dada por:

$$\epsilon_{\mu,V'} = \frac{\int_{V'} g(\vec{r}) \epsilon_{abs,\mu}(r, z) dV}{V'}. \quad (6.6)$$

Esta última ecuación nos dice que la eficiencia absoluta para una fuente radiactiva no puntual, de coeficiente de atenuación lineal μ y volumen V' , $\epsilon_{\mu,V'}$, está dada por el promedio sobre el volumen de la eficiencia espacial absoluta del detector para los elementos de volumen parte de la fuente no puntual ponderado con la función distribución del material radiactivo en la fuente $g(\vec{r})$.

Este resultado representa un método absoluto, es decir, donde no se requiere el uso de material de referencia para determinar la eficiencia de un detector para fuentes no puntuales. Por otro lado, este muestra de manera explícita la dependencia del

coeficiente de atenuación, forma y dimensiones de la fuente en la determinación de la eficiencia absoluta, lo que ha sido mostrado en otros estudios [20–22].

6.2. Eficiencia para una fuente no puntual cilíndrica radiactivamente homogénea

Considere una fuente radiactiva cilíndrica ubicada coaxialmente frente a un detector de radiación, como se muestra en la Figura 6.2.

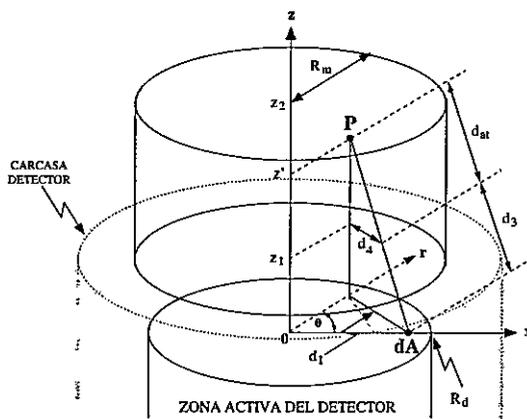


Figura 6.2: Elemento de volumen puntual P , posicionada en (r', θ, z') parte de una fuente cilíndrica, irradiando un elemento de área del detector dA , ubicado en $(r_d, 0, 0)$. También se muestra la distancia en la cual los fotones emitidos desde P hacia dA están sometidos bajo la influencia de autoatenuación d_{at} .

Ahora considere un elemento de volumen, fuente puntual P en la Figura 6.2, parte de esta fuente no puntual. En la Figura 6.2 se puede ver que la eficiencia geométrica,

desde la ecuación (5.6), viene dada por:

$$f_{\Omega, \mu}(r', z') = \int_A \frac{\cos(\alpha)}{4\pi d^2} e^{-\mu d_{at}} dA,$$

donde el parámetro d_{at} corresponde a la distancia recorrida dentro de la fuente cilíndrica por un rayo gamma emitido desde algún punto de la fuente y que incide en el detector, es decir, es la distancia en la que un fotón emitido en dirección hacia el detector viaja bajo la influencia de autoatenuación, y puede ser determinado mediante la siguiente expresión,

$$d_{at} = \frac{(z' - z_1)}{\cos(\beta)}, \quad (6.7)$$

donde β es el ángulo que forma un vector normal a la superficie de la cara inferior de la fuente cilíndrica, en la dirección hacia el detector, con uno que va desde el elemento de volumen P al elemento de área del detector dA . Luego, la eficiencia geométrica para la ecuación (6.9) viene dada por:

$$f_{\Omega, \mu}(r', z') = \int_A \frac{\cos(\alpha)}{4\pi d^2} e^{-\mu \frac{(z' - z_1)}{\cos(\beta)}} dA = \frac{\Omega_{\mu}(r', z')}{4\pi}. \quad (6.8)$$

En esta ecuación se ha definido Ω_{μ} como el ángulo sólido que considera la autoatenuación de fotones en una fuente de coeficiente de atenuación lineal μ .

Además, si se considera que el material radiactivo está homogéneamente distribuido en la fuente, muestras para análisis de la radiactividad natural por ejemplo, se tiene que $g(\vec{r}) = cte = 1$. Luego, desde la ecuación (6.6), la eficiencia absoluta para este tipo de fuentes corresponde a:

$$\epsilon_{\mu, V'} = \frac{\int_{V'} \epsilon_{int}(r, z) f_{\Omega, \mu}(r, z) dV}{V'}, \quad (6.9)$$

donde $f_{\Omega, \mu}$ corresponde a la eficiencia geométrica para una fuente puntual embebida en una fuente cilíndrica de coeficiente de atenuación lineal μ dada en la ecuación (6.8).

6.3. Actividad específica de una fuente cilíndrica: Metodología de la eficiencia espacial intrínseca.

Como consecuencia del desarrollo anterior se obtiene que la actividad específica, en analogía a la ecuación (5.16), viene dada por:

$$A_s = \frac{N}{\epsilon_{\mu, V} \Delta t m I_\gamma} f_1 f_2 f_3 \dots \quad (6.10)$$

La diferencia en este caso es que no hay que realizar correcciones por efectos de matriz.

6.4. Expresiones matemáticas para el cálculo de la eficiencia geométrica

Para determinar la eficiencia geométrica se deben considerar dos casos: el ángulo sólido subtendido por la cara frontal de la zona activa del detector y el ángulo sólido subtendido por el manto de la zona activa del detector. Este último sólo es importante para posiciones radiales de la fuente mayores que el radio del detector. Primero se deducirá la expresión para el cálculo del ángulo sólido que subtiende la cara frontal de la zona activa del detector, posteriormente se analizará el caso del ángulo sólido que subtiende el manto.

Para el cálculo de la contribución al ángulo sólido de la cara frontal del detector, se puede ver en la Figura 5.1 que $\cos(\alpha) = z'/d$ y usando trigonometría se tiene que la distancia fuente detector, d , en términos de las coordenadas de la fuente, r' y z' , viene dado por:

$$d^2 = r_d^2 - 2r_d r' \cos(\theta) + r'^2 + z'^2. \quad (6.11)$$

Con esto y la ecuación (5.7) se obtiene que el ángulo sólido subtendido por la cara

del detector puede ser determinado por:

$$\Omega_{\text{Cara}}(r', z') = \int_0^{R_d} \int_0^{2\pi} \frac{z' r_d d\theta dr_d}{(r_d^2 - 2 r_d r' \cos(\theta) + r'^2 + z'^2)^{3/2}}. \quad (6.12)$$

Por otro lado, determinar el ángulo sólido subtendido por el manto no es una tarea sencilla, ya que los límites de integración angulares varían con la posición radial de la fuente, es decir, la porción de área del manto que se observa desde la posición de la fuente puntual será distinta para distintas posiciones radiales de la fuente, como se muestra en la siguiente figura.

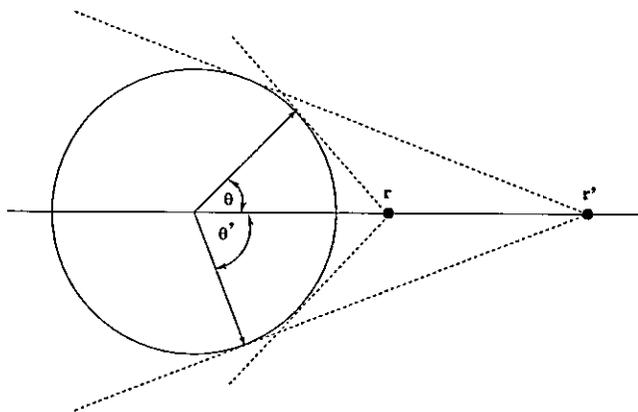


Figura 6.3: Variación de la porción de área visible del manto para posiciones radiales mayores al radio del detector. Se ve que a medida que la fuente puntual se aleja radialmente del detector la fracción de área visible va aumentando.

Además, el término $\cos(\alpha)$ en la ecuación (5.6) no es fácil de parametrizar en términos de las posiciones de la fuente y del elemento de área detector como en el caso anterior, ya que el vector normal a la superficie del detector va variando junto

con la posición del diferencial de área del manto dA . Para solucionar este problema, el $\cos(\alpha)$ será representado usando la notación vectorial y el producto punto. Por lo tanto, si \vec{r}_1 es un vector normal a la superficie del detector sobre el diferencial de área dA y \vec{r}_2 el vector que va desde dA hasta la fuente, se tiene que el ángulo sólido subtendido por el manto estará determinado por:

$$\Omega_{\text{Manto}}(r', z') = \int_{-hd}^0 \int_{-\theta(r')}^{\theta(r')} \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{\|\vec{r}_1\| \|\vec{r}_2\|^3} R_d d\theta dz_d, \quad (6.13)$$

donde $\theta(r')$ puede ser determinado desde la Figura 6.3 y viene dado por:

$$\theta(r') = \arccos\left(\frac{R_d}{r'}\right), \quad (6.14)$$

mientras que \vec{r}_1 y \vec{r}_2 , expresados en coordenadas cartesianas, serán:

$$\vec{r}_1 = (R_d \cos(\theta), R_d \sin(\theta), 0), \quad (6.15)$$

$$\vec{r}_2 = (r' - R_d \cos(\theta), -R_d \sin(\theta), z' - zd). \quad (6.16)$$

Por lo tanto, usando las ecuaciones (6.12) y (6.13) en la ecuación (5.7), se tiene que la eficiencia geométrica para una fuente radiactiva puntual, en el aire, como una

función de la posición de la fuente es:

$$f_{\Omega}(r', z') = \begin{cases} \frac{\Omega_{\text{Cara}}(r', z')}{4\pi} & r \leq R_d \\ \frac{\Omega_{\text{Cara}}(r', z') + \Omega_{\text{Manto}}(r', z')}{4\pi} & r > R_d \end{cases}, \quad (6.17)$$

donde R_d representa el radio del detector.

Ahora, para determinar la eficiencia geométrica para una fuente puntual embebida en un medio de coeficiente de atenuación lineal μ , se debe considerar la ecuación (6.8), donde además del ángulo sólido se toman en cuenta las atenuaciones ocurridas en la matriz de la fuente. Para determinar la distancia recorrida bajo la influencia de autoatenuación se debe considerar la ecuación (6.7). Nuevamente el análisis será separado en dos casos, estos son: la contribución debida a la cara frontal y la contribución debida al manto de la zona activa del detector.

Para determinar la contribución de la cara frontal, primero se identifica que para este caso $\cos(\beta) = \cos(\alpha) = z'/d$, y utilizando la relación (6.11) se tiene que:

$$\frac{1}{\cos(\beta)} = \sqrt{1 + \frac{1}{z'^2}(r_d^2 - 2r_d r' \cos(\theta) + r'^2)}.$$

Con esta última relación y ecuación (6.12) se tiene que:

$$\Omega_{\mu, \text{Cara}}(r', z') = \int_0^{R_d} \int_0^{2\pi} \frac{z' e^{-\mu(z'-z_1)} \sqrt{1 + \frac{1}{z'^2} (r_d^2 - 2r_d r \cos(\theta) + r'^2)} r_d d\theta dr_d}{(r_d^2 - 2r_d r' \cos(\theta) + r'^2 + z'^2)^{3/2}}. \quad (6.18)$$

Para el caso de posiciones radiales mayores al radio del detector, al igual que el caso anterior, será usada la notación vectorial para determinar el $\cos(\beta)$. Si se define \vec{r}_3 como un vector normal a la superficie de la cara frontal del detector, por ejemplo:

$$\vec{r}_3 = (0, 0, z),$$

y junto con ecuación (6.13) se tiene que:

$$\Omega_{\mu, \text{Manto}}(r', z') = \int_{-hd}^0 \int_{-\theta(r')}^{\theta(r')} \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 e^{-\mu(z'-z_1)} \frac{\|\vec{r}_3\| \|\vec{r}_2\|}{\|\vec{r}_3\| \|\vec{r}_2\|}}{\|\vec{r}_1\| \|\vec{r}_2\|^3} R_d d\theta dz_d. \quad (6.19)$$

Finalmente la eficiencia geométrica para una fuente puntual embebida en una fuente no puntual compuesta de un material de coeficiente lineal μ puede ser determinada por:

$$f_{\Omega, \mu}(r', z') = \begin{cases} \frac{\Omega_{\mu, \text{Cara}}(r', z')}{4\pi} & r \leq R_d \\ \frac{\Omega_{\mu, \text{Cara}}(r', z') + \Omega_{\mu, \text{Manto}}(r', z')}{4\pi} & r > R_d \end{cases}. \quad (6.20)$$

Capítulo 7

Materiales y Métodos

7.1. Sistema de espectrometría gamma

El sistema espectroscópico está compuesto principalmente por un detector coaxial de germanio hiper puro (HPGe), Ortec, modelo GEM-10195 [23]. En la Tabla 7.1 se presenta la información técnica del detector entregada por el fabricante y en la Figura 7.1 se muestra la estructura interna del detector y las dimensiones de interés para este trabajo.

El sistema de adquisición de datos es complementado por un amplificador Ortec 572 y un analizador multicanal Nucleus controlado por el programa PCA-II.

Tabla 7.1: Información técnica de las características del detector dadas por el fabricante.

Detector	
Fabricante:	Ortec
Modelo:	GEM-10195
Tipo:	Closed-End HPGe Coaxial
Dimensiones	
Diámetro del cristal:	47,5 mm
Largo cristal:	38,4 mm
Distancia cristal-carcaza:	3 mm
Capas absorbentes	
Aluminio:	1,27 mm
Germanio inactivo:	0,7 mm

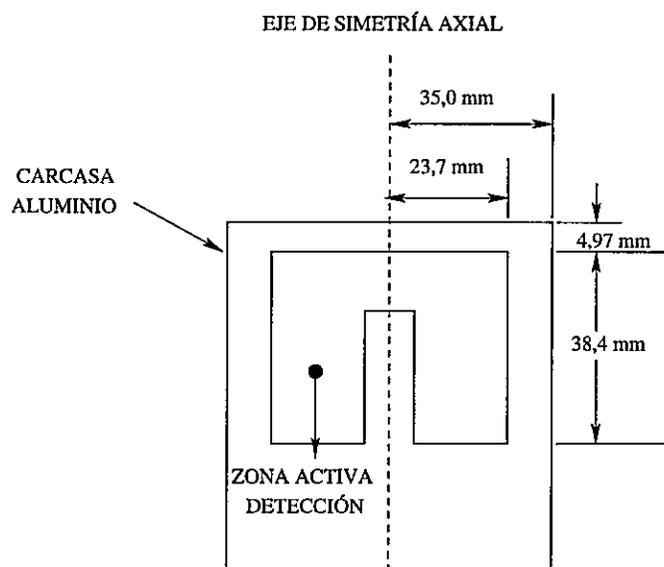


Figura 7.1: Dibujo esquemático que representa un corte transversal del detector coaxial HPGe GEM-10195. Se muestra la zona activa de detección y sus dimensiones. También se muestra el radio de la carcasa y la distancia axial mínima que se puede alcanzar hacia la zona activa del detector con una fuente ubicada sobre la carcasa.

7.2. Fuente radiactiva de ^{137}Cs

Para determinar la eficiencia espacial del detector para una energía de 661,65 keV se utilizó una fuente plana de ^{137}Cs . En la Figura 7.2 se presenta un esquema del diagrama de desintegración del ^{137}Cs .

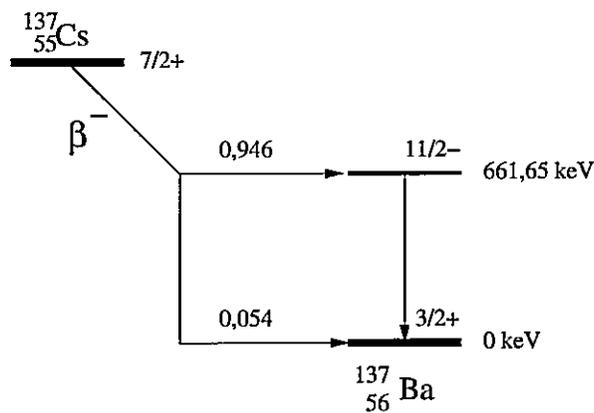


Figura 7.2: Diagrama de desintegración del ^{137}Cs .

La fuente radiactiva presentaba una actividad al momento de la experimentación de $0,883 \mu\text{Ci}$ distribuida en un disco de 3,5 mm de diámetro aproximadamente, el cual corresponde a la zona activa de la fuente. La zona activa no se encuentra directamente al aire sino en un contenedor plástico desde su fabricación. En la Figura 7.3 se presenta la estructura de la fuente.

A continuación, en la Tabla 7.2, se presentan las características de la fuente.

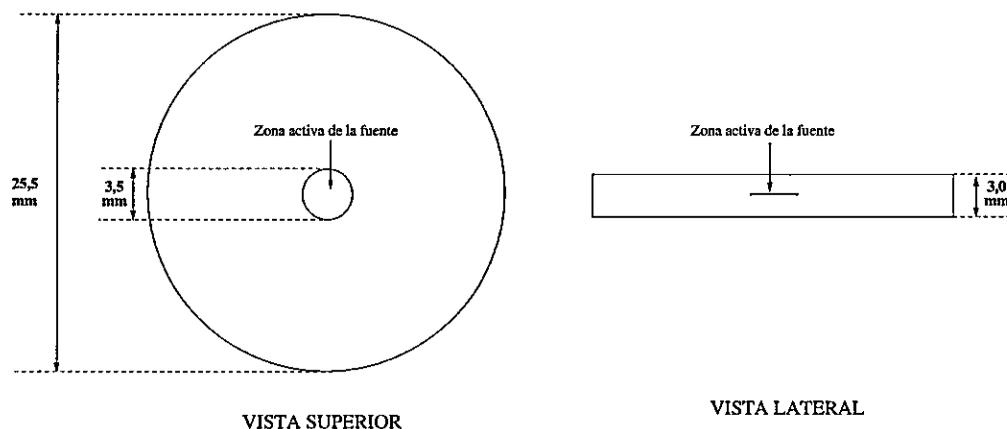


Figura 7.3: Dimensiones del contenedor y de la zona activa de la fuente radiactiva plana.

Tabla 7.2: Características de la fuente radiactiva plana utilizada para la caracterización del detector.

Fuente plana circular ^{137}Cs	
Fabricante:	Spectrum technique, Oak Ridge
Diámetro zona activa:	3,5 mm
Altura del contenedor:	3,0 mm
Actividad fabricación (Jun. 2007):	$1,00 \pm 0,01 \mu\text{Ci}$
Actividad experimentación (Dic. 2012):	$0,883 \pm 0,009 \mu\text{Ci}$
$\tau_{1/2} \text{ } ^{137}\text{Cs}$:	30,2 a
Producción γ -661,65 KeV:	84,99 %

7.3. Materiales de referencia

Con el fin de someter a prueba el método desarrollado en este trabajo, método de la eficiencia espacial intrínseca, se utilizaron cinco materiales de referencia de diferentes matrices, tales como: suelo, agua y pasto, obtenidos desde el Organismo Internacional de Energía Atómica (OIEA). A continuación, en la tabla 7.3, se pre-

sentan las características de los materiales de referencia informadas por el fabricante.

Tal información puede ser revisada en las citas que aparecen en la tabla.

Tabla 7.3: Características de los materiales de referencia utilizados en este estudio. En la tabla se informa de: la matriz, el nombre, y el valor de referencia certificado de la actividad específica de ^{137}Cs al momento de la estandarización de los materiales de referencia. Los materiales han sido ordenados en orden ascendente de la actividad específica.

Materiales de referencia			
Matriz del material	Nombre del material	Actividad específica masa seca Bq/kg	Nivel de confianza
Sedimento de lago	IAEA-SL2	$2,4 \pm 0,3$ [24]	95 %
Agua	Sample 3	$16,72 \pm 0,08$ [25]	68 %
Suelo	Sample 1	$52,6 \pm 1,1$ [25]	68 %
Musgo-Suelo	IAEA-447	425 ± 10 [26]	68 %
Pasto	IAEA-372	11320 ± 370 [27]	95 %

En esta tabla se puede ver el amplio rango de actividad específica que abarcan los materiales de referencia utilizados en este estudio, el que va desde las unidades de Bq/kg hasta las decenas de miles de Bq/kg.

7.4. Fuentes radiactivas cilíndricas

Las fuentes radiactivas cilíndricas se lograron utilizando un contenedor cilíndrico de PVC y mylar para sellarlas. Los contenedores para los materiales de referencia

fueron elaborados con un tubo cilíndrico de PVC de 2 mm de espesor y la altura se definió de acuerdo a la cantidad de material disponible. La altura y otras características de las fuentes se informan en la Tabla 7.4.

Con el fin de obtener una fuente radiactiva lo más cilíndrica posible, el contenedor fue llenado de material y sellado por ambas caras con mylar de $6,4 \mu\text{m}$ (0,25 mil). El mylar se utilizó con un doble propósito: minimizar la atenuación de fotones en la cara inferior del contenedor y poder observar que la fuente mantuviera la geometría cilíndrica, la que podría perderse por el asentamiento del material debido a una manipulación brusca de la fuente. A continuación, en las Figuras 7.4 y 7.5, se muestran imágenes donde se puede apreciar algunas de las fuentes.



Figura 7.4: Fuentes radiactivas cilíndricas. Se utilizó un tubo de PVC a modo de contenedor el cual fue sellado con mylar.

En la Tabla 7.4 se presentan las dimensiones (radio y altura) y la masa de las fuentes utilizadas en este estudio.



Figura 7.5: Figura comparativa donde se aprecia el tamaño diametral de la fuente cilíndrica.

7.5. Determinación de la eficiencia espacial

La determinación de la eficiencia espacial fue llevada a cabo por un mapeo, sobre un plano $r - z$, del área del FEP obtenida por la exposición de la fuente plana de ^{137}Cs presentada en la sección 7.2, como se muestra en la Figura 7.6.

Para realizar el mapeo se utilizó un contenedor Marinelli y dentro de este se adecuó un punto de montaje para la fuente plana, el cual fue elaborado con poliestireno expandido. En la Figura 7.7 se muestra un dibujo esquemático del montaje experimental. Debido a que el planteamiento teórico fue desarrollado en base a la eficiencia intrínseca virtual, el mismo contenedor Marinelli debe ser utilizado en la determinación de la actividad específica de las fuentes radiactivas cilíndricas.

La respuesta del sistema espectroscópico se midió durante un tiempo de 180 s para las diferentes posiciones de la fuente. En la Figura 7.8 se muestra un gráfico del

Tabla 7.4: Dimensiones de las fuentes cilíndricas elaboradas para este estudio. También se presentan la masa y la densidad del material en las fuentes.

Dimensiones de las fuentes radiactivas cilíndricas					
Material de referencia	Número fuente	Radio mm	Altura mm	Masa g	Densidad $10^{-4} g mm^{-3}$
IAEA-SL2	1	$29,4 \pm 0,1$	$24,1 \pm 0,1$	$110,21 \pm 0,01$	16,841
	2	$30,9 \pm 0,1$	$24,0 \pm 0,1$	$127,38 \pm 0,01$	17,649
Sample 3	1	$29,5 \pm 0,1$	$18,7 \pm 0,1$	$48,53 \pm 0,01$	9,492
	2	$29,5 \pm 0,1$	$25,9 \pm 0,1$	$69,63 \pm 0,01$	9,833
	3	$29,5 \pm 0,1$	$23,1 \pm 0,1$	$60,66 \pm 0,01$	9,605
Sample 1	1	$29,5 \pm 0,1$	$17,5 \pm 0,1$	$38,94 \pm 0,01$	8,139
	2	$29,5 \pm 0,1$	$18,7 \pm 0,1$	$43,87 \pm 0,01$	8,581
IAEA-447	1	$22,6 \pm 0,1$	$25,1 \pm 0,1$	$29,44 \pm 0,01$	7,310
	2	$29,4 \pm 0,1$	$15,0 \pm 0,1$	$34,80 \pm 0,01$	8,544
IAEA-372	1	$29,4 \pm 0,1$	$24,3 \pm 0,1$	$33,63 \pm 0,01$	5,097
	2	$29,4 \pm 0,1$	$24,3 \pm 0,1$	$27,79 \pm 0,01$	4,212
	3	$29,5 \pm 0,1$	$20,4 \pm 0,1$	$24,95 \pm 0,01$	4,474
	4	$29,5 \pm 0,1$	$15,1 \pm 0,1$	$18,97 \pm 0,01$	4,595

espectro obtenido para la menor y la mayor distancia sobre el eje axial.

El área del FEP se obtuvo del promedio de cinco mediciones para cada posición de la fuente, con el fin de obtener más precisión y un menor error en la determinación del área del FEP. El error relativo de los promedios fue en todos los casos menor a un 0,5%. Para obtener el área del FEP se definió una región de interés (ROI) en

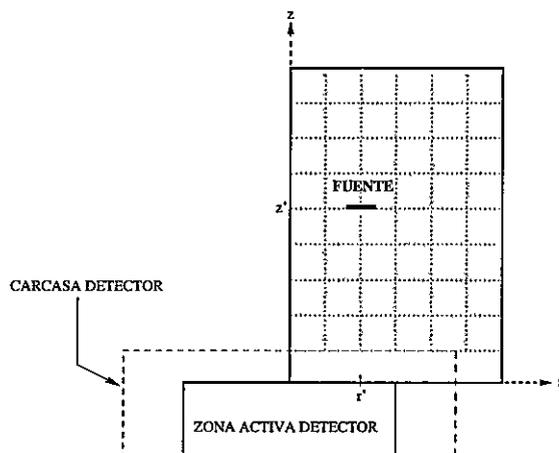


Figura 7.6: Método experimental para la determinación de la eficiencia espacial $\epsilon(r', z')$. Se observa una grilla sobre el plano $r - z$ en cuyos vértices se mapeó el área del FEP. Variaciones angulares no son necesarias debido a la simetría axial del detector.

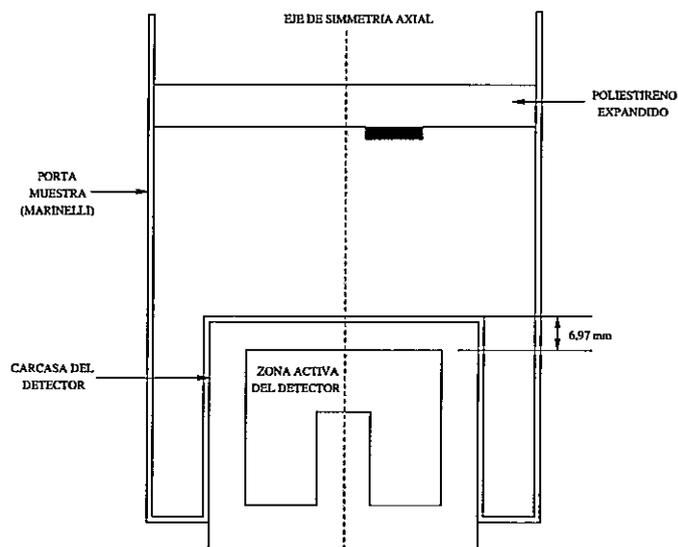


Figura 7.7: Montaje experimental para la determinación de la eficiencia espacial $\epsilon(r', z')$.

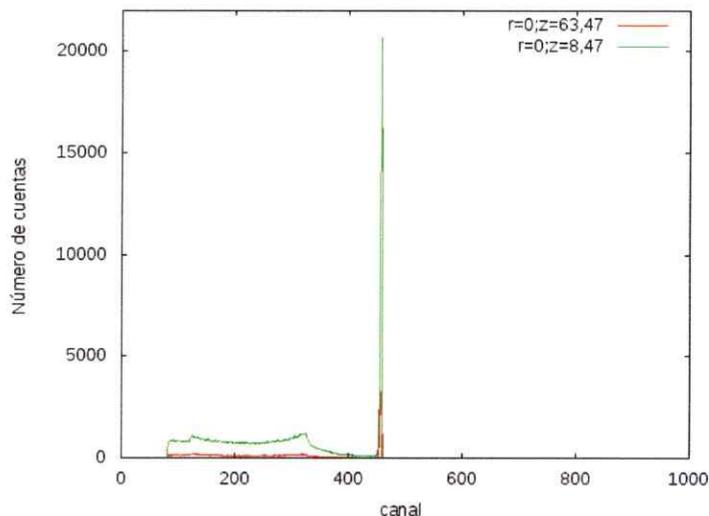


Figura 7.8: Muestra de espectros obtenidos en el mapeo del área del FEP. Estos corresponden a los espectros obtenidos para la menor (verde) y mayor (rojo) distancia fuente-detector sobre el eje axial.

torno al centro del FEP de cinco veces el FWHM del FEP.

A continuación, en la Figura 7.9, se presenta un gráfico con los valores del área promedio del FEP obtenida para cuatro posiciones radiales, entre 0 y 39 mm, y catorce posiciones axiales, entre 8,47 y 63,47 mm (La precisión de la posición axial está determinada por las dimensiones del detector informadas por el fabricante, ver Sección 7.1). La variación angular no es necesaria debido a la simetría axial del sistema.

Se puede ver que el área del FEP decrece a medida que la fuente se aleja del detector, tanto axial como radialmente. Además se observa que la variación del área

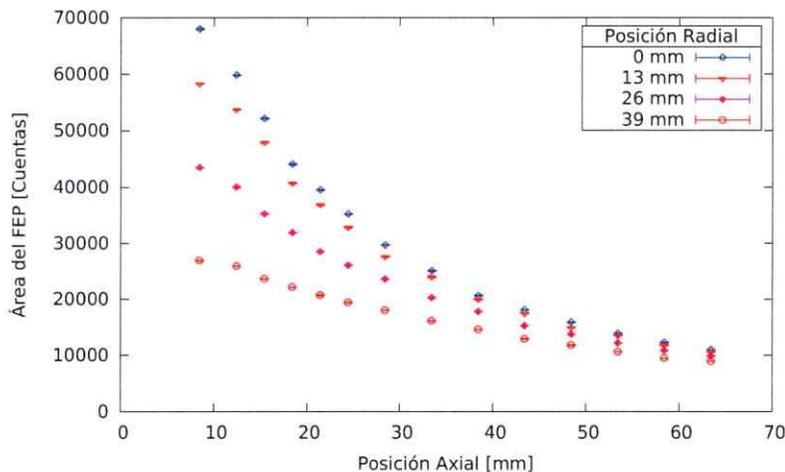


Figura 7.9: Datos experimentales obtenidos para el área del FEP producida por fotones de 661,65 keV (^{137}Cs) durante 180 s de exposición. Se muestra la variación del área del FEP a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm.

del FEP, para las distintas posiciones radiales, es más pronunciada para posiciones cercanas al eje axial tornándose más suave a medida que la fuente se aleja de este.

Para cada espectro se registró la tasa de conteo total y con la ecuación (5.13) se determinó el factor de corrección por coincidencias aleatorias (apilamiento de señales), con lo cual se determinó experimentalmente el número de fotones detectados por el sistema espectroscópico con absorción de energía completa, es decir, el número de cuentas que deberían haber sido registradas en el FEP.

Luego, el conjunto de datos fue interpolado para obtener la función $N_{det}(r', z')$. Por otro lado, por medio de las ecuaciones (6.12) y (6.13) se calculó el ángulo sólido subtendido por la fuente plana, considerada como puntual, sobre el detector y con

la ecuación (6.17) se determinó la eficiencia geométrica $f_{\Omega}(r', z')$. Finalmente, con la información mostrada en la sección 7.2 se determinó el número total de fotones gamma emitidos por la fuente durante el tiempo de adquisición.

Con esta información ($N_{det}(r', z')$, $f_{\Omega}(r', z')$ y n_{TOT}) y las ecuaciones (5.8) y (5.9) se determinarán experimentalmente la eficiencia espacial intrínseca y la eficiencia espacial absoluta.

7.6. Determinación del coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas

La determinación del coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas fue llevada a cabo por medio del método de transmisión [29], el cual consiste en medir el número de fotones gamma transmitidos a través de una muestra atenuadora de los emitidos desde una fuente radiactiva, la que será llamada fuente emisora. La configuración experimental para la aplicación de este método se muestra en la Figura 7.10.

El detector utilizado corresponde a un yoduro de sodio dopado con talio, NaI(Tl), debido a su alta eficiencia en la detección de fotones γ .

Para determinar el coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas pre-

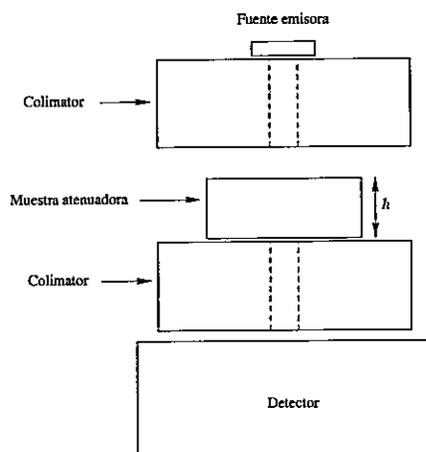


Figura 7.10: Montaje para la determinación del coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas por medio del método de transmisión.

sentadas en la Tabla 7.4 se utilizó, a modo de muestra atenuadora, una de las fuentes cilíndricas por cada material. Con este propósito se midió el número de fotones colectados en el FEP provenientes desde la fuente emisora, primero sin la muestra atenuadora entre los colimadores y luego con la muestra atenuadora entre los colimadores. Para cada uno de estos casos se colectó el espectro 5 veces consecutivas durante un tiempo de 180 s. El valor representativo del área del FEP para cada conjunto de cinco mediciones fue determinado como el promedio ponderado (weighted mean) [32].

El procedimiento ya descrito fue repetido entre 7 y 10 veces, para obtener un conjunto de valores de coeficientes de atenuación lineal estadísticamente independientes, los que serán posteriormente promediados. Este procedimiento nos ayuda a obtener



mayor exactitud y precisión en la determinación del coeficiente de atenuación.

En las Tablas A.1-A.5, presentadas en el Apéndice A, se muestran los valores obtenidos para los promedios y su error para cada una de las determinaciones estadísticamente independientes.

Entonces, con los datos mostrados en las Tablas A.1-A.5 y por medio de la relación (2.16), se determinó el conjunto de coeficientes de atenuación lineal estadísticamente independientes para cada muestra atenuadora. En la aplicación de tal ecuación se utilizó I como el área del FEP obtenida con la muestra atenuadora entre los colimadores, I_0 como el área del FEP obtenida sin la muestra atenuadora entre los colimadores y d como la altura de la muestra atenuadora. Luego, el conjunto de valores de los coeficientes de atenuación lineal fue promediado para obtener el valor representativo del coeficiente de atenuación lineal de las muestras atenuadoras. El promedio de los coeficientes de atenuación y su error fue calculado como el promedio ponderado (weighted mean) [32]. Los valores del coeficiente de atenuación lineal obtenido para cada muestra atenuadora se presentan a continuación en la Tabla 7.5.

Como se mencionó en la sección 2.2.1, tal valor del coeficiente de atenuación lineal es representativo sólo de la fuente cilíndrica utilizada para la determinación de este parámetro y no del material de referencia con el cual se elaboró dicha fuente, debido

Tabla 7.5: Coeficientes de atenuación lineal obtenido para las fuentes cilíndricas utilizadas como muestra atenuadora. También se presenta la densidad del material en la fuente con al cual se determinará el coeficiente de atenuación másico del material.

**Coeficientes de atenuación lineal μ
de las muestras atenuadoras**

Material de referencia	Número de fuente	μ 10^{-4} mm^{-1}	Densidad $10^{-4} \text{ g mm}^{-3}$
IAEA-SL2	1	134 ± 2	16,841
Sample 3	3	84 ± 2	9,605
Sample 1	2	62 ± 2	8,581
IAEA-447	2	70 ± 3	8,544
IAEA-372	3	37 ± 2	4,474

a que este parámetro depende de la densidad que presenta el material en la fuente cilíndrica. Debido a lo anterior, se procederá a determinar el valor del coeficiente de atenuación másico para cada material de referencia utilizando la relación (2.19).

Finalmente, con el coeficiente de atenuación másico se determinará el coeficiente de atenuación lineal para las otras fuentes cilíndricas elaboradas con el mismo material de referencia, multiplicando el coeficiente de atenuación másico por la densidad que presenta el material en la fuente cilíndrica bajo análisis (relación (2.19)).

7.7. Determinación de la actividad específica de las fuentes cilíndricas

Para la determinación de la actividad específica de una fuente cilíndrica, esta debe ser ubicada coaxialmente y lo más cerca posible al detector. Con tal propósito se utilizó un contenedor Marinelli como portamuestra (el mismo contenedor utilizado para la determinación de la eficiencia espacial), como se muestra en la Figura 7.11. El tiempo de medición del espectro de emisión gamma fue ajustado como el tiempo vivo del sistema de adquisición para evitar correcciones por tiempo muerto, lo cual es puede ser aplicado debido a que el período de semidesintegración del radionúclido bajo estudio, ^{132}Cs (30,2 a), es mucho mayor que los tiempos de medición.

Antes de realizar las mediciones, se obtuvo un espectro de energía del fondo de radiación gamma para descartar la existencia de una fuente de origen ambiental que interfiera con la emisión gamma proveniente de la desintegración del ^{137}Cs presente en las fuentes por analizar. A continuación, en la Figura 7.12, presentamos el espectro del fondo de radiación gamma para el detector coaxial HPGe GEM-10195. Se observa que la región de energía en la cual se espera ver los fotones asociados a la desintegración del ^{137}Cs está libre de contribuciones ambientales.

Luego, se procedió con el análisis de la radiación gamma emitida por las fuentes cilíndricas. En las Figuras 7.13-7.17 se presentan los espectros de energía obtenidos

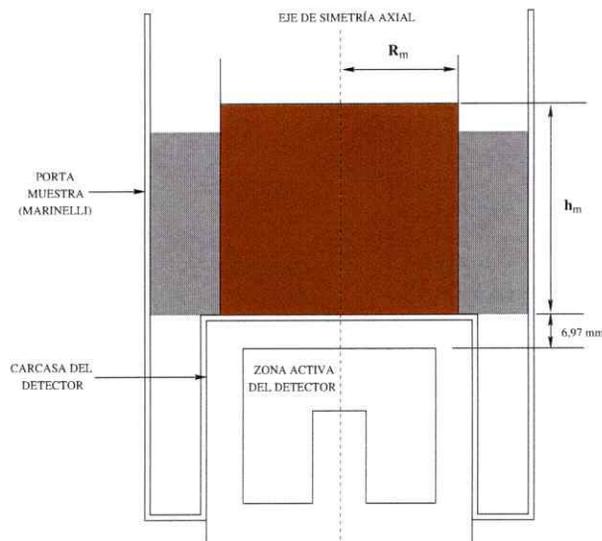


Figura 7.11: Montaje para la determinación de la actividad específica de una fuente cilíndrica de altura h_m y radio R_m .

con las fuentes cilíndricas, uno por cada material de referencia.

Una vez obtenido el espectro de radiación gamma de la fuente cilíndrica, este se analizó por medio del programa PCA-II con el cual se determinó el área del FEP. Para determinar el área del FEP se ajustó una región de interés (ROI) de cinco veces el FWHM en torno al centro del FEP.

A continuación, en la Tabla 7.6, se presentan los datos del área del FEP obtenidos en cada medida realizada a las fuentes cilíndricas y los tiempos de adquisición en cada una de estas mediciones.

En el Apéndice B se presenta el análisis de la validez de los FEP's reportados en la tabla 7.6. Para dicho análisis se utilizará el criterio estadístico 3σ [30] el cual

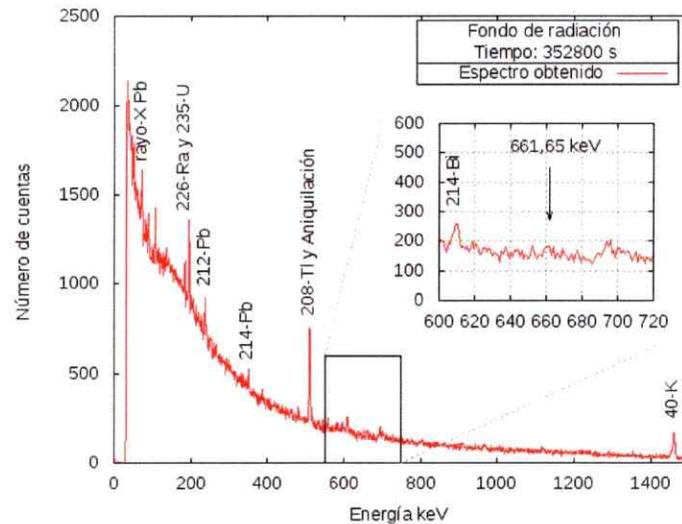


Figura 7.12: Espectro de energía del fondo de radiación gamma obtenido con el detector coaxial HPGe GEM-10195. Las etiquetas verticales indican las desintegraciones de los radionúclidos que son parte de las cadenas naturales de desintegración radiactiva del ^{232}Th y del ^{238}U .

determina si un FEP puede ser asociado a alguna especie radiactiva contenida en una fuente o si este puede ser debido a las fluctuaciones estadísticas del fondo de radiación. Este dice que si el área del FEP, N_{FEP} , es mayor a tres veces la desviación estándar del área del fondo bajo el FEP, $3\sqrt{N_F}$, entonces el FEP es estadísticamente válido [31], es decir, si:

$$N_{FEP} > 3\sqrt{N_F}.$$

Con las dimensiones de las fuentes cilíndricas, el resultado obtenido para la eficiencia espacial intrínseca y el coeficiente de atenuación lineal, determinado mediante

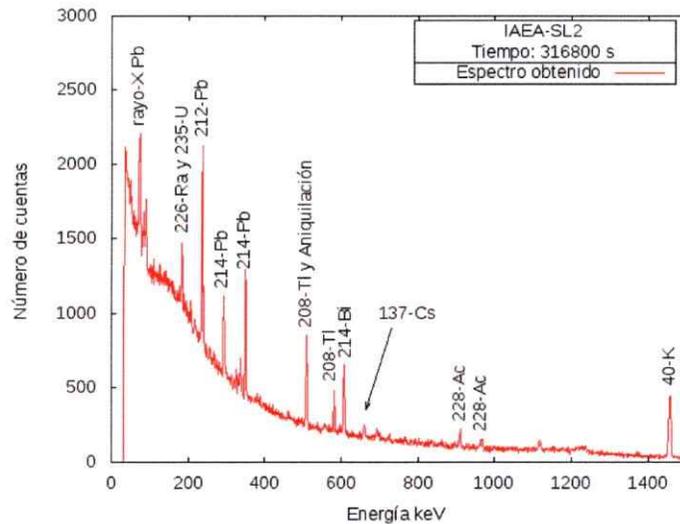


Figura 7.13: Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-SL2.

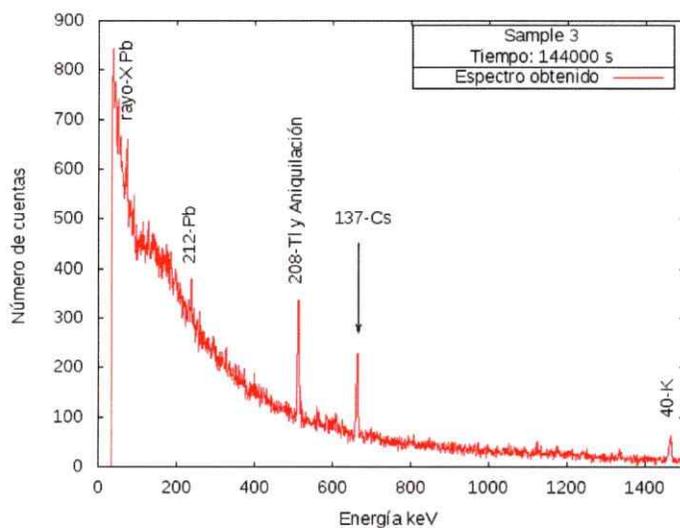


Figura 7.14: Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia Sample 3.

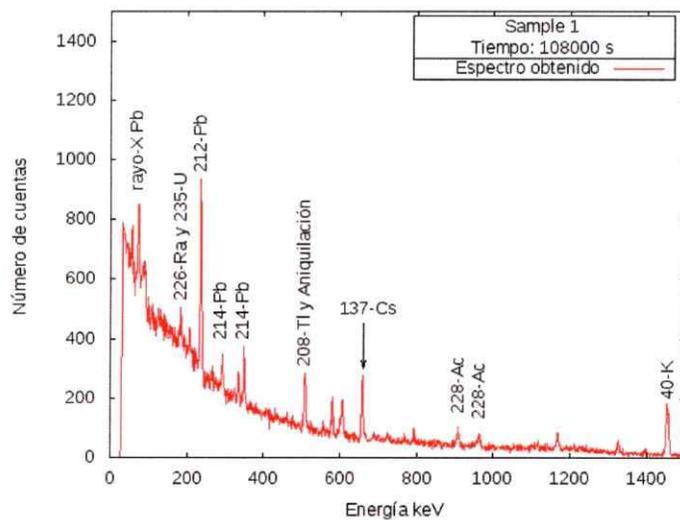


Figura 7.15: Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia Sample 1.

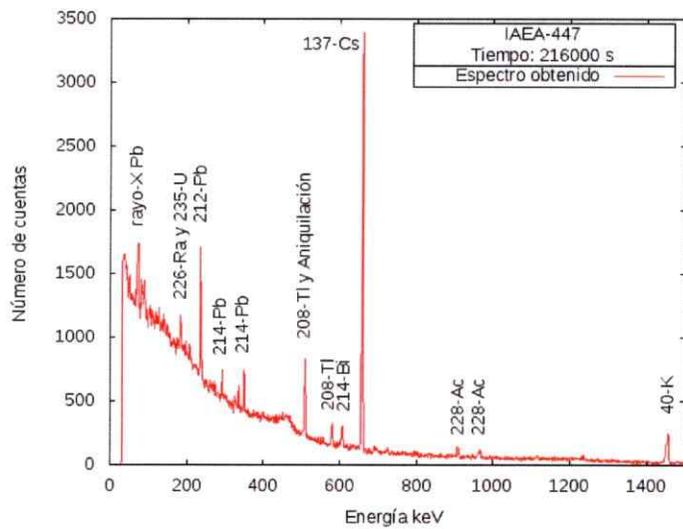


Figura 7.16: Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-447.

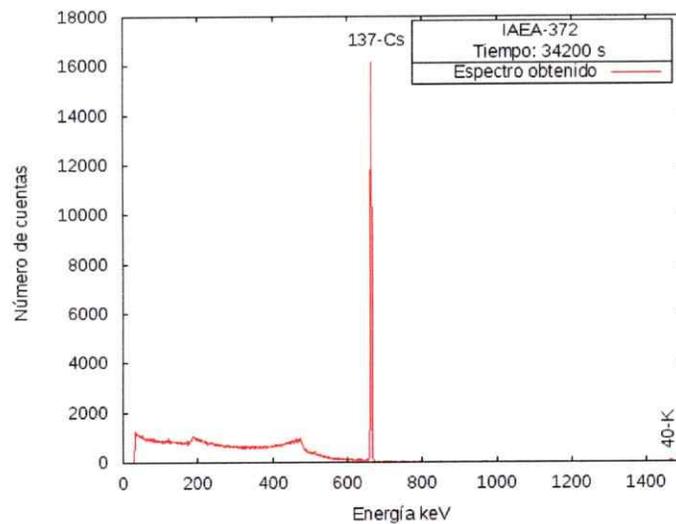


Figura 7.17: Espectro de energía obtenido con una de las fuentes cilíndricas elaboradas con el material de referencia IAEA-372.

el método de transmisión explicado en la sección previa, se determinará la eficiencia absoluta de la fuente cilíndrica mediante la ecuación (6.9). Finalmente, se determinará la actividad específica del material bajo análisis usando la ecuación (6.10).

Tabla 7.6: Tabla de datos del área del FEP obtenida para cada una de las fuentes cilíndricas elaboradas para este estudio. En la columna titulada número de medición se muestran los valores obtenidos en distintas mediciones realizadas a la misma fuente. También se presenta el error relativo, u , y los tiempos de adquisición de cada espectro. El ROI en cada FEP corresponde a cinco veces el valor del FWHM.

Datos de los espectros					
Material de referencia	Número de fuente	Número de medición	Área del FEP		Tiempo de medición s
			Cuentas	u %	
IAEA-SL2	1	1	159 ± 97	61	165600
		2	278 ± 132	47	316800
		3	285 ± 104	36	223200
		4	157 ± 97	62	187200
		5	154 ± 76 ¹	49	172800
Sample 3	1	1	304 ± 89	29	72000
		2	836 ± 99	12	144000
Sample 1	1	1	2275 ± 158	7	216000
		2	1036 ± 79	8	86400
IAEA-447	1	1	13131 ± 154	1	216000
		2	10912 ± 153	1	136800
		3	6446 ± 119	2	79200
IAEA-372	1	1	68891 ± 273	0,4	43200
		2	65909 ± 275	0,4	50400
		3	113215 ± 352	0,3	86400
		4	64664 ± 265	0,4	50400
		5	74579 ± 286	0,4	71674

¹ROI=4 FWHM

Capítulo 8

Resultados

8.1. Eficiencia espacial del detector coaxial HPGe GEM-10195

Siguiendo el procedimiento descrito en la sección 7.5 determinamos experimentalmente la eficiencia espacial intrínseca y la eficiencia espacial absoluta del detector de germanio hiper-puro GEM-10195 a través de las ecuaciones (5.8) y (5.9) respectivamente.

Primero, por medio de la ecuación (5.9),

$$\epsilon_{abs}(r', z') = \frac{N_{det}(r', z')}{n_{tot}},$$

se determinó la eficiencia espacial absoluta. La distribución espacial del área del FEP como una función extendida sobre el espacio $N_{det}(r', z')$, mostrada a continuación en la Figura 8.1, se obtuvo mediante la interpolación de los datos obtenidos en la Sección 7.5 y que fueron presentados en la Figura 7.9. Por su parte, el número total

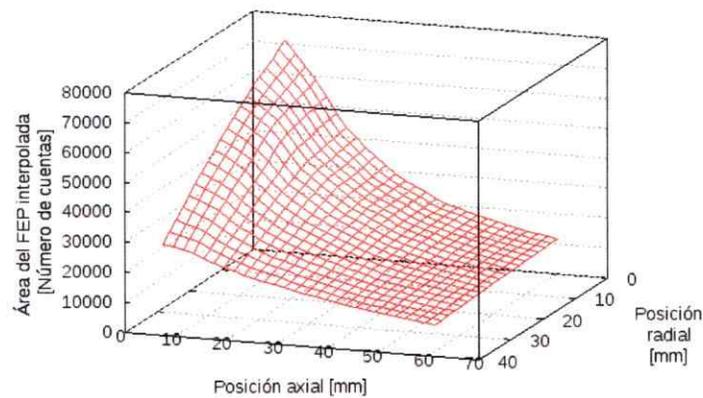


Figura 8.1: Gráfico del área del FEP como una función extendida sobre el espacio obtenida mediante la interpolación de los datos medidos y presentados en la sección 7.5.

de fotones gamma emitidos por la fuente durante el tiempo de adquisición, n_{tot} , se determinó usando la información mostrada en la sección 7.2 y se obtuvo que $n_{tot} = 5,0 \times 10^6$ fotones. A continuación, en la Figura 8.2, presentamos un gráfico 3D y un mapa de colores de la eficiencia espacial absoluta del detector coaxial HPGe GEM-10195.

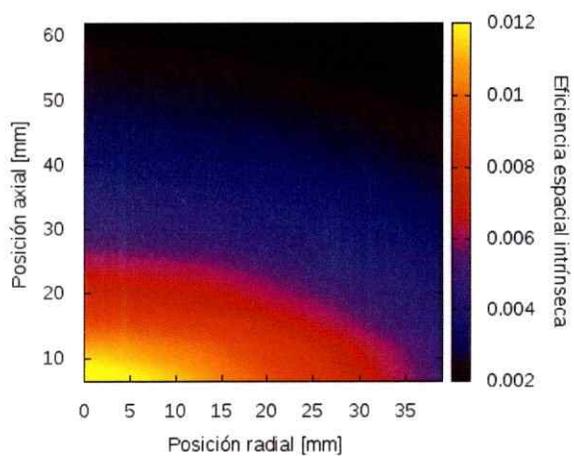
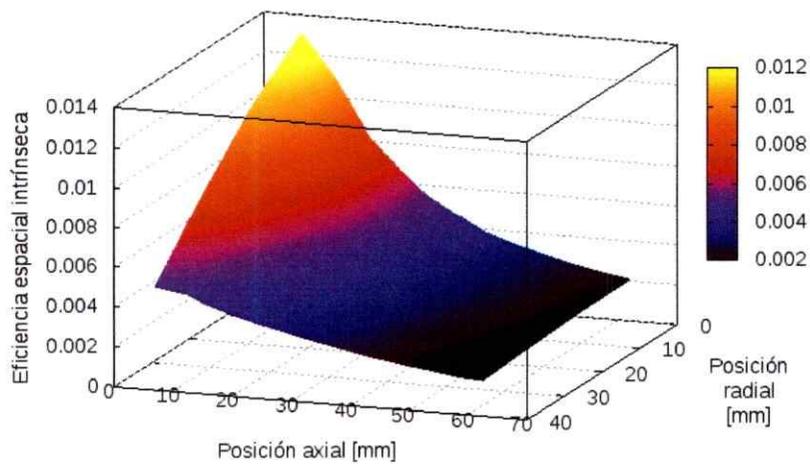


Figura 8.2: Gráfico 3D y mapa 2D de la eficiencia espacial absoluta del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV.

Luego, usando la ecuación (5.8) se determinó la eficiencia espacial intrínseca del detector, la cual en términos de la eficiencia espacial absoluta viene dada por:

$$\epsilon_{int}(r', z') = \frac{N_{det}(r', z')}{n_{tot} f_{\Omega}(r', z')} = \frac{\epsilon_{abs}(r', z')}{f_{\Omega}(r', z')}.$$

Entonces, mediante la ecuación (6.17) se calculó la eficiencia geométrica $f_{\Omega}(r', z')$, la cual corresponde al ángulo sólido subtendido por una fuente puntual sobre la zona activa de detección del detector HPGe GEM-10195. El gráfico de esta se puede apreciar en la siguiente figura.

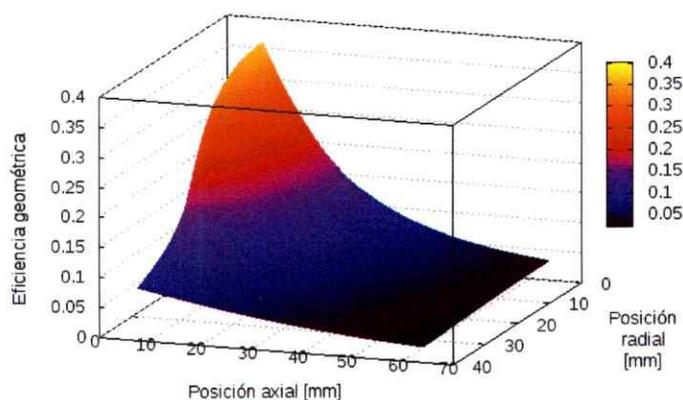


Figura 8.3: Gráfico de la eficiencia angular como una función extendida sobre el espacio obtenida mediante la interpolación de los datos medidos y presentados en la sección 7.5.

Finalmente, en la Figura 8.4, presentamos un gráfico 3D y un mapa de colores

2D de la eficiencia espacial intrínseca del detector coaxial HPGe GEM-10195.

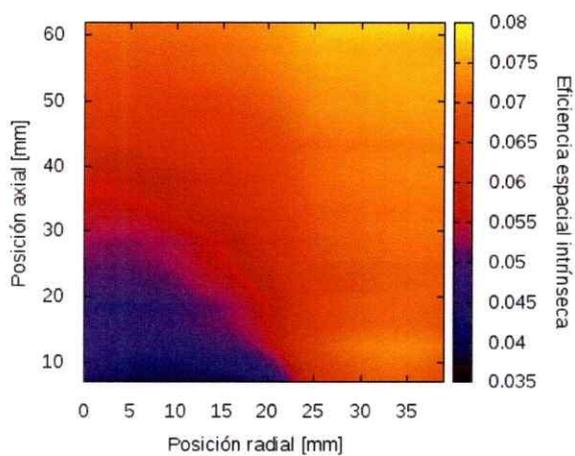
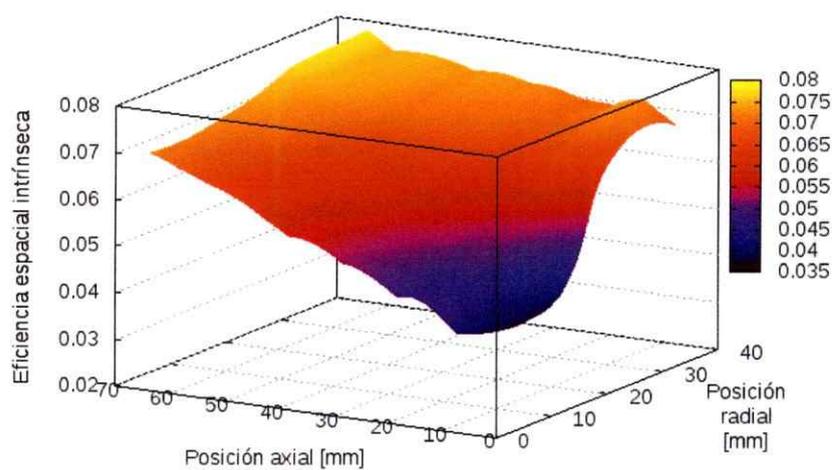


Figura 8.4: Gráfico 3D y mapa 2D de la eficiencia espacial intrínseca del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV.

En el Apéndice C adjuntamos los gráficos de la eficiencia espacial absoluta con su error y la eficiencia espacial intrínseca con su error obtenidas directamente desde los datos experimentales mostrados en el gráfico de la Figura 7.9 en la sección 7.5.

En la Figura 8.4 se puede ver que la eficiencia espacial intrínseca crece a medida que la fuente se aleja axialmente del detector, así como a medida que va aumentando la posición radial de la fuente respecto al centro de la cara frontal del detector. Se observa un fuerte crecimiento en torno a los 22 mm, siendo más pronunciado para las posiciones axiales más cercanas al detector. El primer caso, responde a que mientras la fuente puntual se va alejando del detector los fotones impactan más perpendicularmente sobre la cara de este, por lo cual el camino recorrido promedio se incrementa y junto con este también la probabilidad de interacción. El crecimiento radial debe responder, por definición, al mismo fenómeno, mas no es evidente como en el caso ya discutido, sin embargo, se aprecia que el rápido crecimiento en la dirección radial ocurre en torno a la posición cercana al radio del detector, 23,7 mm, por lo cual se puede pensar que es sensible a las características intrínsecas del detector, como es de esperarse, luego la forma de este gráfico debe ser común a todos los detectores coaxiales cilíndricos como el utilizado en este trabajo.

Por su parte, la eficiencia espacial absoluta, Figura 8.2, nos da información sobre las dimensiones óptimas, en términos estadísticos, para las fuentes cilíndricas por

analizar. Por ejemplo, se puede ver que la principal contribución al área del FEP se obtiene para posiciones axiales menores que 10 mm y posiciones radiales menores que 20 mm. Para posiciones mayores que 23 y 35 mm axiales y radiales respectivamente, la contribución se reduce a menos de la mitad, y sobre los 40 mm en el eje axial, a menos un tercio respecto a la eficiencia absoluta del detector para las posiciones más cercanas.

8.2. Actividad específica de las fuentes cilíndricas

Por medio de los procedimientos descritos en las secciones 7.6 y 7.7 determinamos el coeficiente de atenuación lineal de los materiales de referencia en las fuentes cilíndricas, la eficiencia absoluta del detector para las fuentes cilíndricas y finalmente la actividad específica de las fuentes cilíndricas.

Como se revisó en la sección 2.2.1, el valor del coeficiente de atenuación lineal determinado en la sección 7.6 es representativo sólo de la fuente cilíndrica utilizada para la determinación de este parámetro y no del material de referencia con el cual se elaboró dicha fuente, debido a que este parámetro depende de la densidad que presenta el material en la fuente cilíndrica, no así el coeficiente de atenuación másico el cual es un parámetro intrínseco del material. La relación entre ambos coeficientes

esta dada por la ecuación 2.19,

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}.$$

Por este motivo, se determinó el coeficiente de atenuación másico de cada material de referencia utilizando los valores del coeficiente de atenuación lineal y de la densidad del material en las fuentes cilíndricas presentados en la Tabla 7.5. Luego con este valor y la densidad del material en las otras fuentes cilíndricas, presentadas en la Tabla 7.4, se determinó el coeficiente de atenuación lineal de las otras fuentes cilíndricas elaboradas con el mismo material de referencia. En la Tabla 8.1 se presentan los resultados obtenidos para el coeficiente de atenuación másico de los materiales de referencia y el coeficiente de atenuación lineal de las fuentes cilíndricas. De los resultados obtenidos para el coeficiente de atenuación másico el único coeficiente que se puede comparar es el resultado obtenido para la matriz de agua, debido a que se desconoce la composición de las matrices asociadas a los otros materiales de referencia. Para este material de referencia se obtuvo un valor del coeficiente de atenuación másico usando el código XCOM [14] de: 8,564 mm²/g. Por lo tanto, nuestro resultado difiere en menos de un 1% relativo al valor obtenido con el código XCOM, lo que muestra la exactitud de la metodología utilizada para determinar dicho parámetro.

Luego, usando el valor del coeficiente de atenuación lineal μ de cada fuente y la ecuación (6.20),

$$f_{\Omega,\mu}(r', z') = \begin{cases} \frac{\Omega_{\mu,\text{Cara}}(r', z')}{4\pi} & r \leq R_d \\ \frac{\Omega_{\mu,\text{Cara}}(r', z') + \Omega_{\mu,\text{Manto}}(r', z')}{4\pi} & r > R_d \end{cases}, \quad (8.1)$$

donde $\Omega_{\mu,\text{Cara}}$ y $\Omega_{\mu,\text{Manto}}$ vienen dados por:

$$\Omega_{\mu,\text{Cara}}(r', z') = \int_0^{R_d} \int_0^{2\pi} \frac{z' e^{-\mu(z'-z_1)} \sqrt{1 + \frac{1}{z'^2} (r_d^2 - 2r_d r \cos(\theta) + r'^2)}}{(r_d^2 - 2r_d r' \cos(\theta) + r'^2 + z'^2)^{3/2}} r_d d\theta dr_d,$$

y

$$\Omega_{\mu,\text{Manto}}(r', z') = \int_{-hd}^0 \int_{-\theta(r')}^{\theta(r')} \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 e^{-\mu(z'-z_1)} \frac{\|\vec{r}_3\| \|\vec{r}_2\|}{r_3 \cdot r_2}}{\|\vec{r}_1\| \|\vec{r}_2\|^3} R_d d\theta dz_d,$$

se determinó la eficiencia geométrica para una fuente puntual embebida en la matriz de la fuente, es decir, suponiendo que sobre el plano que pasa por la cara frontal del detector (ver Figura 5.1) está lleno del material de la fuente en lugar de aire. Los parámetros en estas ecuaciones han sido definidos en la sección correspondiente. Este factor es similar, en forma, a la eficiencia geométrica para una fuente puntual en aire (Figura 8.3), exhibiendo una mayor diferencia para posiciones donde la fuente se encuentra más alejada del detector, es decir, donde sea mayor la distancia bajo la influencia de autoatenuación.

Ahora, con las dimensiones de las fuentes cilíndricas mostradas en la Tabla 7.4, el resultado obtenido para la eficiencia espacial intrínseca, $\epsilon_{int}(r, z)$, determinada en

la sección previa, y la eficiencia geométrica para una fuente puntual embebida en la matriz de la fuente, $f_{\Omega,\mu}$, se determinó la eficiencia absoluta de la fuente cilíndrica mediante la ecuación (6.9),

$$\epsilon_{\mu,V'} = \frac{\int_{V'} \epsilon_{int}(r, z) f_{\Omega,\mu}(r, z) dV}{V'}$$

En la Tabla 8.1 se presentan los resultados obtenidos para la eficiencia absoluta de las fuentes radiactivas cilíndricas.

Finalmente, se determinó la actividad específica del material de referencia bajo análisis usando la ecuación (6.10),

$$A_s = \frac{N}{\epsilon_{\mu,V} \Delta t m I_\gamma} f_{\tau_{1/2}} f_m,$$

donde $f_{\tau_{1/2}}$ y f_m corresponden a los factores de corrección asociados al tiempo de enfriamiento del material de referencia, es decir, a la disminución de la actividad específica debido a las desintegraciones que se han producido desde su fabricación hasta la fecha de medición y al factor para determinar la masa seca del material en la fuente cilíndrica respectivamente.

En la Tabla 8.2, se presentan los resultados de la actividad específica obtenidos para las fuentes radiactivas cilíndricas elaboradas para este estudio.

Tabla 8.1: Coeficientes de atenuación y eficiencia absoluta de las fuentes cilíndricas.

Coeficientes de atenuación y eficiencia absoluta				
Material de referencia	Número de fuente	Coeficiente de atenuación		Eficiencia absoluta 10^{-5}
		Másico $mm^2 g^{-1}$	Lineal $10^{-4} mm^{-1}$	
IAEA-SL2	1	$8,1 \pm 0,1$	134 ± 2	589 ± 6
	2	$8,1 \pm 0,1$	143 ± 3	560 ± 3
Sample 3	1	$8,5 \pm 0,2$	81 ± 2	703 ± 8
	2	$8,5 \pm 0,2$	83 ± 2	614 ± 6
Sample 1	1	$7,2 \pm 0,2$	58 ± 2	736 ± 9
	2	$7,2 \pm 0,2$	62 ± 2	718 ± 8
IAEA-447	1	$8,4 \pm 0,1$	61 ± 3	745 ± 10
	2	$8,4 \pm 0,1$	70 ± 3	765 ± 10
IAEA-372	1	$7,7 \pm 0,4$	42 ± 2	671 ± 7
	2	$7,7 \pm 0,4$	35 ± 2	678 ± 7
	3	$7,7 \pm 0,4$	37 ± 2	718 ± 8
	4	$7,7 \pm 0,4$	38 ± 2	785 ± 9

Finalmente, en la Tabla 8.3, se presenta el promedio y su error de los resultados obtenidos para cada matriz los que fueron calculados como el promedio ponderado (weighted mean) [32].

Tabla 8.2: Actividad específica obtenida para los diferentes materiales de referencia usados en este trabajo y la diferencia relativa que presenta respecto al valor informado por el fabricante, Δ . u representa el error relativo asociada a la actividad específica obtenida.

Resultados y comparación de la actividad específica					
Material de referencia (Actividad Bq/kg)	Número fuente	Número medición	Actividad específica obtenida		Δ %
			Bq/kg	u %	
IAEA-SL2 (2,4±0,3)	1	1	3,2 ± 2,0	63	32
		2	2,9 ± 1,4	48	23
		3	4,3 ± 1,6	37	79
		4	2,8 ± 1,7	61	18
	2	5	2,7 ± 1,3	48	14
Sample 3 (16,72±0,08)	1	1	17,1 ± 5,0	29	2,1
	2	2	18,8 ± 2,2	12	12
Sample 1 (52,6 ± 1,1)	1	1	51,9 ± 3,6	7	1,4
	2	2	53,8 ± 4,1	8	2,2
IAEA-447 (425 ± 10)	1	1	399 ± 7	2	6,2
	2	2	395 ± 7	2	7,1
		3	403 ± 9	2	5,3
IAEA-372 (11320 ± 370)	1	1	10724 ± 118	1	5,2
	2	2	10536 ± 116	1	6,9
		3	10557 ± 113	1	6,7
	3	4	10868 ± 126	1	3,9
	4	5	10593 ± 142	1	6,4

Tabla 8.3: Actividad específica promedio para los diferentes materiales de referencia usados en este trabajo y la desviación estandar σ que presentan el conjunto de resultados para cada matriz. En la última columna se presenta la diferencia relativa de los resultados respecto al valor de referencia informado por el fabricante. El error de los valores esperados está informado con un nivel de confianza de 1σ .

Resultado promedio y comparación de la actividad específica				
Nombre del material de referencia	Actividad específica Bq/kg			Diferencia relativa %
	Esperada	Obtenida	σ	
IAEA-SL2	$2,4 \pm 0,2$	$3,2 \pm 0,7$	0,6	32
Sample 3	$16,72 \pm 0,08$	$18,6 \pm 2,0$	1,2	11
Sample 1	$52,6 \pm 1,1$	$52,7 \pm 2,7$	1,4	0,2
IAEA-447	425 ± 10	398 ± 5	4	6
IAEA-372	11320 ± 185	10651 ± 54	92	6

Capítulo 9

Análisis y Discusión

Primero presentaremos el análisis de los resultados para las fuentes cilíndricas elaboradas con un mismo material y concluiremos con un análisis general.

9.1. IAEA-SL2

Si bien los resultados obtenidos con las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-SL2 son los que presentan los valores más altos de diferencia relativa (14%-79%), al considerar el rango de valores obtenidos definido por el error de cada medida, estos incluyen el valor esperado, excepto para la medición 3 la cual presenta la mayor diferencia relativa respecto al valor esperado (79%), es decir es la menos exacta. Esto se puede apreciar en la Figura 9.1 presentada a continuación.

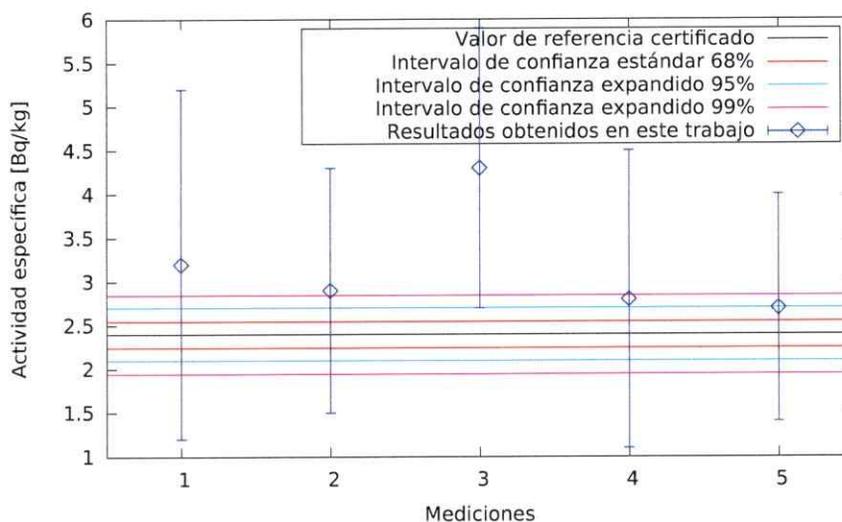


Figura 9.1: Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-SL2.

En esta figura se puede ver que tres de estas mediciones están dentro del intervalo de confianza expandido al 99 % (2, 3 y 5) estando la medición 5 al borde del intervalo de confianza expandido al 95 %, mostrando así un buen acuerdo entre estos resultados con el valor de referencia, mas las otras dos mediciones (1 y 4) se encuentran alejadas de los intervalos de confianza mostrando un mal desempeño de la metodología en estas mediciones, ya que alejan al promedio (Tabla 8.3) desde el valor esperado, es decir, disminuyen la exactitud de la medida.

La gran dispersión de los resultados obtenidos se debe a la alta sensibilidad del área del FEP con respecto a la elección del ROI, la que varía drásticamente su valor para cambios hasta de dos canales en el ROI. Tal efecto se debe a que las fluctuaciones

del fondo son cercanas a la altura del FEP. El bajo número de fotones detectados en el FEP por el sistema espectroscópico, incluso para tiempos de colección grandes, no permite una buena identificación del FEP y por ende la correcta estimación de su área. Esto queda claro al analizar la validez estadística del FEP (Tabla B.1, Apéndice B) que en la mayoría de los casos está al límite y en uno de los casos, no reportado en esta tesis, estaba por debajo del límite de detección por lo cual no se obtuvo un resultado para el área del FEP.

La principal fuente de error en la determinación de la actividad específica es el área del FEP, el que presenta errores porcentuales de hasta un 62 % para la medición 4 de la fuente 1 (Tabla 7.6) y que prácticamente define los errores de los resultados para la actividad específica reportada en la Tabla 8.2.

Para finalizar con este análisis se debe considerar el bajo valor de la actividad específica del material, 2,4 Bq/kg, y que además este es sólo un valor nominal ya que el material de referencia data del año 1986, por lo cual ha transcurrido casi un periodo de semidesintegración y su actividad al momento de la experimentación fue cercana a 1,3 Bq/kg, es decir, que un kilogramo de material SL2 emite aproximadamente 3 fotones cada 2 segundos. Como las fuentes usadas tienen una masa máxima de 130 g estas emiten a lo sumo 3 fotones en 14 segundos en los 4π sr. Considerando los datos presentados en la Tabla 7.6, la máxima tasa de conteo fue para la medición 3 y

corresponde a 0,0013 fotones por segundo, lo que significa que el sistema detectó en promedio 13 fotones cada 10^4 s.

Con estas consideraciones, si bien la exactitud y la precisión de las mediciones no son óptimas, la metodología ha mostrado un desempeño satisfactorio para medir una actividad específica del orden de las unidades de Bq/kg.

Otra característica importante que presentan estos resultados es que todos están por sobre el valor esperado, mostrando un problema en la exactitud de la determinación de la eficiencia, o bien de algunos de los métodos que componen la metodología, debido al corrimiento percibido en el promedio respecto al valor esperado (Tabla 8.3).

9.2. Sample 3

De las dos mediciones realizadas con las fuentes elaboradas con este material, la primera corresponde a una de las más exactas obtenidas usando la metodología propuesta, con una diferencia relativa de un 2,1 %, mientras que la segunda fue una de las menos exactas después de las obtenidas con el material de referencia SL2, con una diferencia relativa de un 12 %. En cuanto a la precisión de las mediciones, esta relación se invierte siendo el error relativo de la fuente 2 menos de la mitad del error relativo obtenido para la fuente 1, su origen será discutido más adelante. Estos

resultados y sus errores se presentan y comparan de manera gráfica en la Figura 9.2 a continuación.

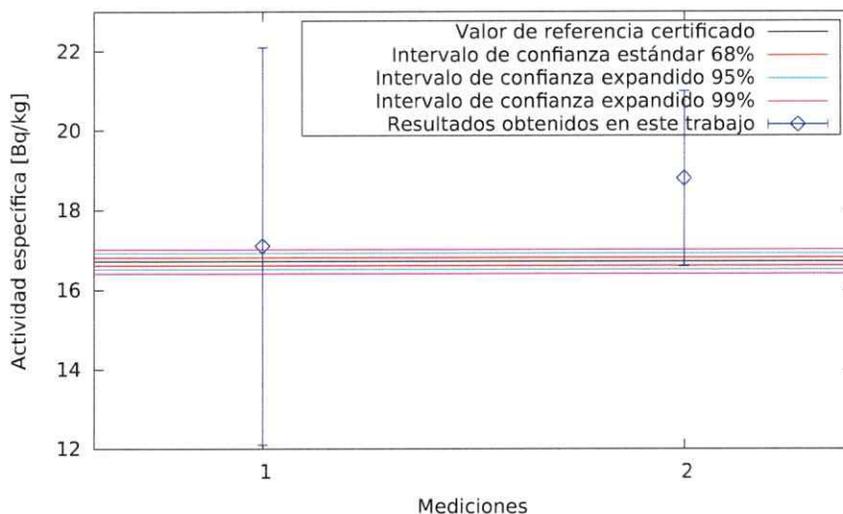


Figura 9.2: Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia Sample 3.

En la figura se puede apreciar que, a pesar de que los resultados dan cuenta del valor esperado, ninguno de los dos resultados obtenidos para este material está dentro de los intervalos de confianza, ni siquiera el resultado obtenido en la medición 1 que presenta un 2 % de diferencia relativa, debido a que el valor de referencia informado presenta una alta precisión con un error relativo de 0,5 %.

Para este caso, igual que en el caso anterior, la principal fuente de error proviene del área del FEP. Debido a esto es que se percibe una gran diferencia entre la precisión de las mediciones, ya que los errores en el área del FEP son valores comparables,

mientras que el valor del área del FEP obtenido con la fuente 2 fue más del doble que el obtenido con la fuente 1 (ver Tabla 7.6), luego el error relativo del área del FEP para la fuente 2 es menos de la mitad que el error relativo del área del FEP para la fuente 1, relación que se propaga hasta la actividad específica. Es la diferencia entre los tiempos de adquisición de datos, en un factor 2 a favor de la fuente 2, la que afectó de manera prácticamente lineal al área del FEP. Los otros factores que favorecen la obtención de una mayor área del FEP en la medición de fuente 2 son el tamaño de la fuente y su masa. A pesar de esto último la fuente 1 presenta una mejor exactitud en la determinación de la actividad específica.

De cualquier modo, en ambos casos el rango de valores obtenido para la actividad específica dan cuenta del valor esperado, mostrando así un buen desempeño en la determinación de una actividad específica de 16,7 Bq/kg.

Tanto para las fuentes del material SL2 como las elaboradas con el material Sample 3, la pobre estadística obtenida (el bajo número de fotones detectados en el FEP) se ve reflejada en el gran error relativo que estas presentan en el área del FEP (Tabla 7.6). Tal problema puede ser resuelto aumentando los tiempos de adquisición y/o aumentando el tamaño de la fuente. El problema del primero es que no se puede contar con tiempos demasiado largos cuando se desea analizar una cantidad importante de muestras (considerando que los resultados para el caso del material

SL2 fueron obtenidos con tiempos desde uno hasta cuatro días) y del segundo es que a medida que se aumenta el tamaño de la fuente, la eficiencia de detección disminuye, como fue discutido en la sección 8.1.

Un análisis para fuentes cada vez más grandes podría ser llevado a cabo para determinar la sensibilidad de la metodología con respecto al tamaño de la fuente.

Finalmente, al igual que la fuente de material SL2, las mediciones presentadas muestran un corrimiento desde el valor esperado hacia la zona de actividad mayor.

9.3. Sample 1

Las mediciones realizadas a las fuentes elaboradas con el material Sample 1, con una actividad específica de 52,6 Bq/kg, fueron las más exactas en la determinación de la actividad específica mostrando diferencias relativas menores a un 3%. En cuanto a la precisión de los resultados se puede notar que estos son similares a pesar de la gran diferencia entre los tiempos de medición (1,5 días) y consecuentemente entre las áreas del FEP, lo que da cuenta de la buena estadística de conteo obtenida con fuentes de una actividad específica de 52,6 Bq/kg, con dimensiones y tiempos de adquisición como las mostradas en las Tablas 7.4 y 7.6 respectivamente.

Los resultados con sus errores son presentados y comparados de manera gráfica a continuación en la Figura 9.3. En esta figura se hace evidente que la metodología

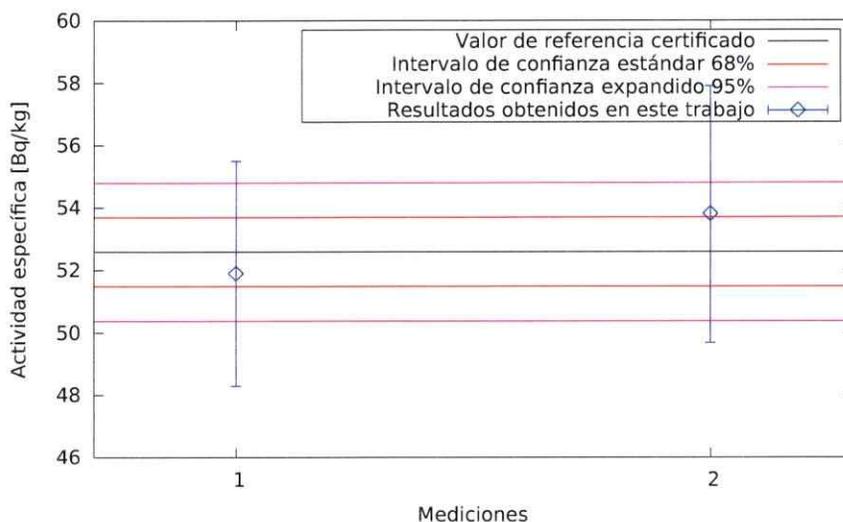


Figura 9.3: Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia Sample 1.

muestra un desempeño excelente para la determinación de la actividad específica de fuentes con actividades específicas de alrededor de los 53 Bq/kg, ya que las diferencias relativas no superan el 3%, valor que se encuentra muy por debajo del error porcentual, $\sim 7\%$, de los valores obtenidos. Además se observa que los resultados están dentro del nivel de confianza de 1σ , 68%.

A pesar de que el error porcentual del área del FEP disminuyó, este sigue siendo la principal fuente de error en la determinación de la actividad específica. Esto queda claro al comparar los errores porcentuales de ambas cantidades presentadas en las Tablas 7.6 y 8.2.

Se debe destacar que este es el único caso en que los valores de actividad específi-



ca obtenida se encuentran a ambos lados del valor esperado mostrando una gran exactitud en el promedio presentado en la Tabla 8.3 (52,7 Bq/kg) que difiere en un 0,2% del valor esperado.

9.4. IAEA-447

Como se puede apreciar en la Tabla 8.2 los valores obtenidos para la actividad específica difieren entre un 5,3% y un 7,1% respecto al valor esperado, lo que representa un buen acuerdo entre las mediciones y el valor esperado en términos de la exactitud. Ahora, con respecto a la precisión de las medidas se ve que para fuentes con una actividad de 425 Bq/kg, dimensiones y tiempos de medición como los mostrados en las Tablas 7.4 y 7.6 respectivamente, las mediciones son bastante precisas exhibiendo errores porcentuales de un 2%. Además, se observa que los errores no difieren mucho respecto al tiempo de medición ni a las dimensiones de las muestras tal como el caso anterior. Para estos casos se observa, comparando tablas 8.2 y 7.6, que si bien el área del FEP sigue siendo la principal fuente de error, esta es comparable en el orden de magnitud a las otras fuentes de error.

A continuación, en la Figura 9.4, se muestra una comparación gráfica entre los resultados obtenidos y el valor esperado. Se puede ver que los resultados obtenidos, los cuales si bien no presentan una diferencia relativa importante, no dan cuenta

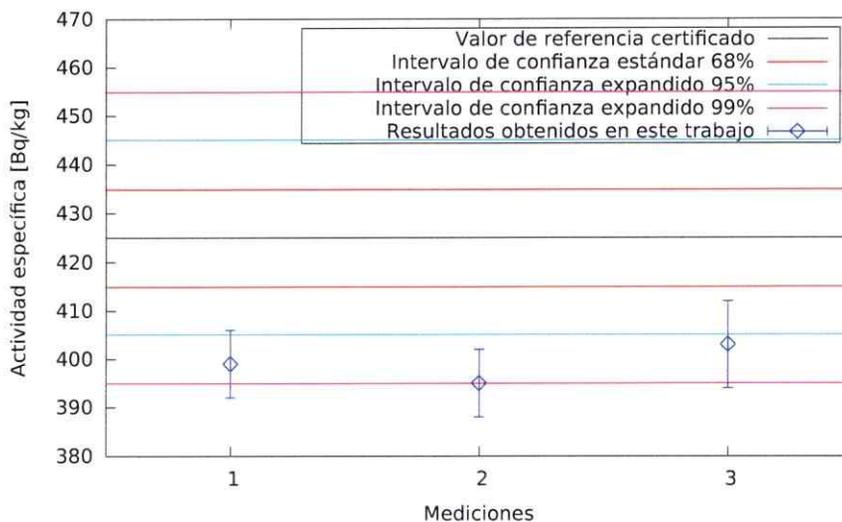


Figura 9.4: Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-447.

del valor esperado debido a su alta precisión. Sin embargo, es el buen acuerdo en términos de la baja diferencia relativa que presentan los resultados el que permite estar conforme con el desempeño de la metodología, además porque los resultados obtenidos están dentro del nivel de confianza del 99%.

También se puede apreciar que el conjunto de resultados presenta un corrimiento desde el valor esperado afectando la exactitud de la medida, mas presenta una buena precisión puesto que los resultados se encuentran agrupados en un rango pequeño de valores. En contraste con los resultados obtenidos para las fuentes de los dos primeros materiales de referencia, se tiene que ahora el corrimiento de los resultados es hacia la zona de actividad específica menor al valor esperado.

9.5. IAEA-372

Los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material IAEA-372 presentan un comportamiento similar a los obtenidos para el material IAEA-447. Se obtuvo valores de actividad específica que difieren entre un 3,9 % y un 6,9 % respecto al valor esperado, los que además exhiben un corrimiento hacia la zona de valores menores al esperado. Respecto a la precisión de las mediciones se observa que para fuentes de dimensiones y tiempos de adquisición, como los mostrados en las Tablas 7.4 y 7.6 respectivamente, las mediciones son bastante precisas exhibiendo errores porcentuales aproximadamente de un 1 %. Se observa también que tanto los resultados como su precisión no presentan una diferencia importante entre las diferentes mediciones. Para estos también se tiene que el error asociado al área del FEP representa aproximadamente un 50 % del error propagado, siendo aun para este material con la mayor actividad específica dentro de los materiales estudiados, la principal fuente de error. A continuación, en la Figura 9.5, se muestra una comparación gráfica entre los resultados obtenidos y el valor esperado.

Se puede ver que los resultados obtenidos, considerando los errores y su dispersión, no dan cuenta del valor esperado. Sin embargo, considerando la baja diferencia relativa, estos son consistentes con lo esperado.

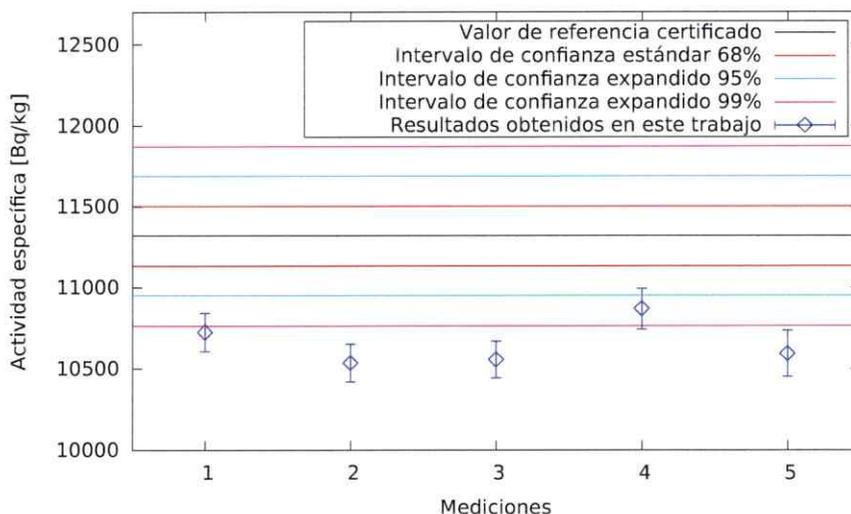


Figura 9.5: Comparación gráfica de los resultados obtenidos para las fuentes elaboradas con el material de referencia IAEA-372.

En general, la mayoría de los resultados obtenidos en este estudio presentan un buen acuerdo con los valores esperados excepto el material de menor actividad específica. Los resultados para la mayoría de estos materiales presenta diferencias relativas menores a un 7%, excepto para el material de referencia SL-2 para el cual los resultados presentan diferencias relativas entre 14% y 79%, mas los resultados son satisfactorios debido a la baja actividad específica que se desea medir. El buen acuerdo se ve reflejado en el siguiente gráfico (Figura 9.6) donde se muestra la correlación entre los valores de referencia y el promedio de los resultados obtenidos en este trabajo (ver Tabla 8.3). En este se muestra un ajuste realizado por medio del

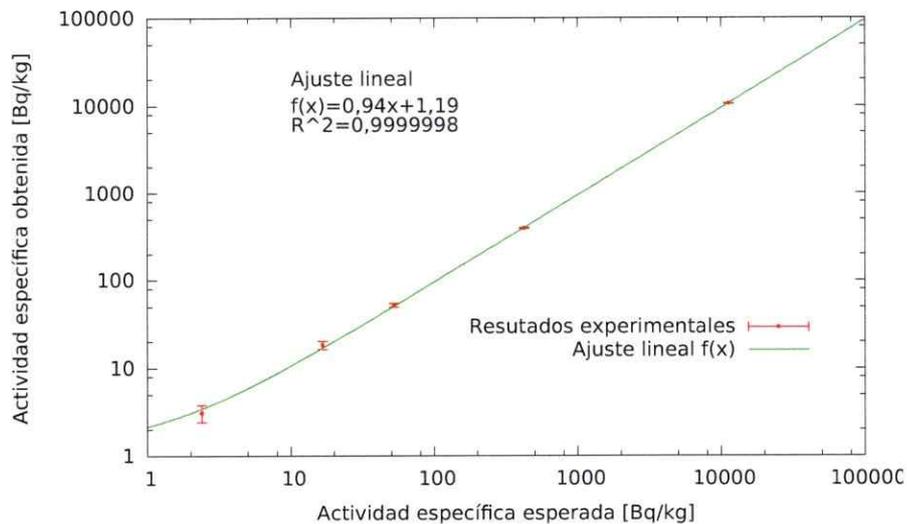


Figura 9.6: Gráfico comparativo que muestra la correlación entre los resultados obtenidos y los valores de actividad específica informados. Los puntos rojos corresponden a los resultados obtenidos en esta tesis y la curva verde muestra un ajuste lineal que da cuenta de la correlación.

método de los mínimos cuadrados, Figura 9.6. La pendiente obtenida (0,94) difiere sólo en un 6% relativo al valor esperado 1. Por su parte, el intercepto muestra la debilidad de la metodología, para este detector y fuentes cilíndricas de tamaños como los usados en este estudio, el que no entrega buenos resultados para fuentes cilíndricas con actividades específicas del orden de las unidades de Bq/kg, mas para estas, como ya se dijo, el desempeño ha sido satisfactorio.

Retomando los resultados presentados en la Tabla 8.2, si se considera el error de las mediciones el acuerdo entre los resultados obtenidos y los valores de la actividad específica informados por el fabricante es mejor para los materiales que presentan

una actividad específica menor a 52 Bq/kg, incluso para el material de sedimento de lago, el que tiene la menor actividad específica al momento de la experimentación y con el que se obtuvieron las más altas diferencias relativas. En contraste, los materiales con actividades mayores a 52 Bq/kg son los que exhibieron mejor exactitud con diferencias relativas menores a 7%. Otra característica importante que marca una diferencia entre estos dos grupos de resultados es que ambos presentan un corrimiento desde el valor esperado, pero mientras que para los materiales con actividades menores a 52 Bq/kg este corrimiento es hacia la zona de valores mayores al esperado, para los materiales con actividad mayor a 52 Bq/kg el comportamiento es inverso. El material de referencia Sample 3 es el único que presenta valores mayores y menores al esperado.

Esto último puede ser debido a algún error sistemático, el cual no pudo ser identificado en el desarrollo de esta tesis, pero el hecho de que la diferencia relativa para los materiales IAEA-447 (425 Bq/kg) y IAEA-372 (11320 Bq/kg) no varía no está de acuerdo con la idea de un error sistemático como sería el caso en que la diferencia relativa aumente junto con la actividad de la fuente siguiendo la tendencia de los resultados. Sin embargo, la estupenda correlación entre los resultados promedio y los valores de referencia, apreciada en el ajuste en la Figura 9.6, está de acuerdo con la idea de un error sistemático. Se cree que este error sistemático puede ser debido al

método con el cual se estimó el área del FEP y correspondería a la subestimación y sobreestimación del área del FEP para fuentes con actividades menores y mayores a 52 Bq/kg respectivamente, ya que esto lo hizo automáticamente el programa PCA-II utilizado para el análisis cuantitativo de los espectros gamma obtenidos con las fuentes cilíndricas y no se tuvo control sobre este. Para poder determinar si esta es la fuente de error, el estudio debería ser extendido a más fuentes cilíndricas con actividades específicas distintas a las utilizadas en este estudio, sobretodo en la zona de actividad específica mayor a 52 Bq/kg, o utilizar un código de ajuste sobre el cual se tenga control en la estimación del área del FEP.

Otro factor que puede afectar a los resultados es la suposición que la fuente plana utilizada en este trabajo es puntual, la cual para posiciones cercanas al detector no es una buena aproximación, mas esta suposición provocaría un corrimiento de los resultados hacia la zona de valores mayores o hacia la zona de valores menores al esperado y no debería mostrar diferencias dependiendo de la actividad de las fuentes, tal como en este caso. A diferencia del error sistemático discutido previamente, este factor correspondería a un error sistemático asociado a la determinación de la eficiencia del detector del detector par las fuentes no puntuales, es decir, a la sobreestimación o subestimación de esta.

Por otro lado, la metodología muestra consistencia puesto que en las distintas

mediciones realizadas a las fuentes de un mismo material de referencia los resultados obtenidos son similares para diferentes tiempos de medición y diferentes dimensiones y masas de las fuentes. Esto se aprecia en el hecho que los valores de la desviación estándar asociada a las mediciones realizadas a las fuentes de un mismo material, expuestos en la Tabla 8.3, son siempre menores que el error de cada medición independiente, es decir, el error experimental da cuenta de la dispersión de los resultados. El hecho que las dimensiones y masas de las fuentes elaboradas con un mismo material sean distintas, implica que las eficiencias absolutas de las fuentes son distintas, lo cual se puede apreciar en la Tabla 8.1, entonces el método para determinar la eficiencia absoluta para fuentes no puntuales presentado en este trabajo (método de la eficiencia espacial intrínseca) es robusto.

Respecto al error de las mediciones se tiene que el área del FEP es la principal fuente de error en la determinación de la actividad específica. Dicho error sólo puede ser reducido extendiendo el tiempo de medición o aumentando las dimensiones de las muestras, mas esto último disminuye la eficiencia absoluta de detección. Respecto al error de la eficiencia absoluta del detector determinada mediante el método de la eficiencia espacial intrínseca, este no supera el 1,5% para ninguna de las fuentes cilíndricas elaboradas para este estudio.

En este trabajo la eficiencia fue determinada sólo para una energía, debido a que

se utilizó una fuente mono-gamma. Esto fue sólo por simplicidad para la demostración del método. Para una completa calibración de la eficiencia se puede usar un conjunto de fuentes mono-gamma y seguir el método propuesto en esta tesis para cada una o utilizar una fuente multi-gamma considerando la corrección por coincidencias reales.

Capítulo 10

Conclusiones

El método presentado para determinar la eficiencia de un sistema espectroscópico gamma para fuentes no puntuales, método de la eficiencia espacial intrínseca, ha sido exitosamente aplicado para la determinación de la eficiencia de un detector coaxial de germanio hiper puro para fuentes cilíndricas radiactivamente homogéneas.

El método ha sido probada dentro de un amplio rango de valores de actividad específica, desde 1,3 a 9640 Bq/kg al momento de la experimentación, mostrando un buen desempeño en cuanto a la exactitud, mas exhibiendo diferencias en la precisión de las mediciones. Tal diferencia en la precisión es atribuida a un error sistemático el cual no fue identificado en esta tesis.

Se ha obtenido un método experimental absoluto, sencillo y de bajo costo para determinar la eficiencia de un sistema de espectrometría γ para fuentes radiactivas

cilíndricas homogéneas, ecuación (6.9). Además, se obtuvo una expresión general para determinar la eficiencia absoluta de un detector para fuentes no puntuales no homogéneas radiactivamente, ecuación (6.6), mas no fue demostrada experimentalmente. En el futuro más estudios deberían ser dedicados para este tipo de fuentes.

Puesto que la radiactividad en muestras ambientales es considerada como homogénea, la metodología es aplicable para el análisis de la radiactividad ambiental.

Se ha caracterizado el detector coaxial HPGe GEM-10195 del laboratorio de Física nuclear de la Universidad de Chile para llevar a cabo la determinación de la actividad específica de ^{137}Cs presente en muestras ambientales cilíndricas, dentro de un amplio rango de actividad (1,3-9640 Bq/kg).

Bibliografía

- [1] IAEA, Measurement of radionuclides in food and the environment (1989).
- [2] Michael F. L'Annunziata, Handbook of radioactivity analysis, Third Edition (2012).
- [3] Gordon L. Gilmore, Practical and gamma ray spectrometry, 2nd Edition (2008).
- [4] Debora M. Pearsall, Encyclopedia of archaeology, Volume 2 (2008).
- [5] S.J. Parry, Encyclopedia of analytical Science, Second Edition (2005) 1-10.
- [6] P. Jaegers and S. Landsberger, SELFABS: A PC computer for the determination of the self-absorption fraction of gamma-rays for neutron activation analysis, Nucl. Instr. and Meth. B 44 (1990) 479.
- [7] Ronald M.W. Overwater, Peter Bode & Jeroen J.M. de Goeji, Gamma-ray spectroscopy of voluminous sources corrections for source geometry and self attenuation, Nucl. Inst. & Meth. A 324 (1993) 209-218.

- [8] Julio C. Aguiar, Eduardo Galiano, Jorge Fernandez, Peak efficiency calibration for attenuation corrected cylindrical source in gamma ray spectrometry by use of a point source, *Applied Radiation and Isotopes* 64 (2006) 1643-1647.
- [9] M.S. Al-Masri, M. Hasan, A. Al-Hamwi, Y. Amin, A.W. Doubal, Mass attenuation coefficients of soil sediment samples using gamma energy from 46.5 to 1332 keV, *Journal of Environmental Radioactivity* 116 (2013) 28-33.
- [10] L. Moens, J. De Donder, Lin Xi-lei, F. De Corte, A. De Wispelaere, A. Simonits and J. Hoste, Calculation of the absolute peak efficiency of gamma-ray detector for different counting geometries, *Nucl. Inst. and Meth.* 187 (1981) 451-472.
- [11] Jun Saegusa, Katsuya Kawasaki, Akira Mihara, Mitsuo Ito, Makoto Yoshida, Determination of detection efficiency curves of HPGe detectors on radioactivity measurement of volume samples, *Applied Radiation and Isotopes* 61 (2004) 1383-1390.
- [12] Tim Vidmar, EFFTRAN-A Monte Carlo efficiency transfer code for gamma-ray spectrometry, *Nucl. Inst. and Meth. A* 550 (2005) 603-608.
- [13] L. Szentmiklósi, T. Belgya, B. Máróti and Z. Kis, Characterización of HPGe gamma spectrometers by GEANT4 Monte Carlo Simulations, *J. of Radioanal. and Nucl. Chemistry*, Enero 2014.

- [14] Berger M.J., Hubble J.H., X-com: Photon Cross Section on a Personal Computers (1987).
- [15] Tsoulfanidis N., Measurement and detection of radiation, 2nd edition (1995).
- [16] Povh B., Rith K., Scholz C., Zetsche F., Particles and nuclei, 5th Edition (2006), pp 55.
- [17] Mermier P. Sheldon E, Physics of nuclei and particles, Volume I (1969), pp 123.
- [18] U. Fano, Ionization yield of radiation. II. The Fluctuations of the number of ions, Phys. Rev. 72 (1947) 26-29.
- [19] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, 3rd Edition (2000).
- [20] P. M. Grant, Dependence of the Ge(Li) efficiency slope on the source-to-detector distance, Nucl. inst. and methods 127 (1971) 371-372.
- [21] R. G. Helmer, Variation of Ge-Detector efficiency with source diameter and radial source position, Int. J. Appl. Radiat. isot. 34:8 (1983) 1105-1108.
- [22] M. Korun, A. Likar, T. Vidmar, Monte-Carlo calculation of the spatial dependence of the coaxial HPGe detector efficiency for point source, Nucl. Inst. and Meth. A 390 (1997) 203-208.

- [23] EG&G ORTEC, GEM Series HPGe (High-purity Germanium) Coaxial detector System.
- [24] J. J. LaBrecque, R. Dekner, A. N. Hanna, F. Reichl, A. Rassoul and R. Schelenz, Report on the Intercomparison run IAEA-SL-2: Radionuclides in Lake Sediment. IAEA/RL/142, IAEA, Vienna, Austria 1987.
- [25] A. Shakhahiro, U. Sansone, Radionuclide activity measurements in environmental samples of water, soil and grass: CCRI(II)-S4 comparison report, Metrología, 2009, 46, Tech. Suppl., 06004 CRI(II)-S4. <http://www.iop.org/EJ/abstract/0026-1394/46/1A/06004/>
- [26] A. Shakhahiro, S. Tarjan, A. Cecattelli, G. Kis-Benedek, M. Betti, IAEA-447 A new certified reference material for environmental radioactivity measurements, Appl. Rad. Iso. 70 (2012) 1632-1643.
- [27] A. Shakhahiro, U. Sansone, D. Arnold, P. Dirak, Jerome J. La Rosa, S.M. Jerome, M. Makarewics, J. Mentcheva. K. Sato, S. Tarjan, The new IAEA-372 grass-certified reference material for ^{40}K and ^{137}Cs , Appl. Rad. Iso. 66 (2008) 1718-1721.
- [28] JCGM 100:2008, Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement, First Edition (2008).

- [29] D. Demir, A. Un, M. Ozgul, Y. Sahin, Determination of photon attenuation coefficient, porosity and field capacity of soil soil by gamma-ray transmission for 60, 356, 662 keV gamma rays, *Appl. Radiat. and Isot.* 66 (2008) 1834-1837.
- [30] ICRU, Measurement of low-level radioactivity, ICRU Report 22 (1972).
- [31] M. Kavčič, Improve detection limits in PIXE analysis employing wavelength dispersive X-ray spectroscopy, *Nucl. Inst. and Meth. B* 268 (2010) 3438-3442.
- [32] P. R. Bevington, D. K. Robinson, Data reduction and error analysis for the physical sciences, Third edition (2003).

Apéndices

Apéndice A

Tablas de datos para la obtención del coeficiente de atenuación

En este apéndice se presentan los datos obtenidos para determinar el coeficiente de atenuación másico de los materiales de referencia. En estas tablas se presentan el número de fotones detectados con y sin la muestra atenuadora para un conjunto de mediciones estadísticamente independiente. También se presentan las características de las fuentes con las cuales se determinó la densidad del material en las fuentes.

Tabla A.1: Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-SL2. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.

Sedimento de Lago IAEA-SL2

		Características de la fuente cilíndrica									
Radio		29,4 ± 0,1 mm									
Altura		24,1 ± 0,1 mm									
Masa		110,21 ± 0,01 g									
		Determinación estadísticamente independiente N°									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Área del FEP sin fuente, I_0		9117	9131	8965	8952	9194	9007	9065	8973	8978	8947
Cuentas		±44	±97	±92	±99	±159	±53	±60	±60	±99	±119
Área del FEP con fuente, I		6670	6547	6364	6581	6561	6484	6431	6560	6592	6465
Cuentas		±91	±76	±106	±79	±87	±81	±34	±93	±84	±110
Coefficiente atenuación lineal		130	138	142	128	140	136	142	130	0,0128	135
10^{-4} mm^{-1}		±6	±7	±8	±7	±9	±6	±4	±7	±7	±9

Tabla A.2: Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material Sample 3. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.

Agua Sample 3									
Características de la fuente cilíndrica									
Radio	29,5 ± 0,1 mm								
Altura	23,1 ± 0,1 mm								
Masa	60,66 ± 0,01 g								
Determinación estadísticamente independiente N°									
	1	2	3	4	5	6	7		
Área del FEP sin fuente, I_0	9161	9256	9077	9006	9201	9048	9058		
Cuentas	±61	±79	±78	±67	±73	±142	±109		
Área del FEP con fuente, I	7600	7698	7608	7434	7445	7486	7348		
Cuentas	±92	±47	±43	±77	±96	±87	±84		
Coefficiente atenuación lineal	81	80	76	83	92	82	91		
$10^{-4} mm^{-1}$	±6	±5	±4	±6	±7	±8	±7		

Tabla A.3: Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material Sample 1. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.

Suelo Sample 1

Características de la fuente cilíndrica

Radio	29,5 ± 0,1 mm							
Altura	18,7 ± 0,1 mm							
Masa	43,87 ± 0,01 g							

Determinación estadísticamente independiente N°

	1	2	3	4	5	6	7	8
Área del FEP sin fuente, I_0	11068	10970	11041	11154	11202	11061	10959	10937
Cuentas	±57	±97	±78	±57	±83	±78	±72	±138
Área del FEP con fuente, I	9933	9902	9908	9957	9781	9687	9749	9821
Cuentas	±51	±103	±60	±37	±86	±45	±107	±86
Coefficiente atenuación lineal	67	63	67	70	66	84	82	72
10^{-4} mm^{-1}	±4	±8	±6	±4	±10	±7	±5	±8

Tabla A.4: Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-447. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.

Musgo-Suelo IAEA-447

Características de la fuente cilíndrica							
Radio	29,4 ±0,1 mm						
Altura	15,0 ±0,1 mm						
Masa	34,80 ±0,01 g						
Determinación estadísticamente independiente N°							
	1	2	3	4	5	6	7
Área del FEP sin fuente, I_0	11280	11160	11205	10507	10578	10361	10597
Cuentas	±112	±84	±122	±49	±83	±61	±106
Área del FEP con fuente, I	10264	10074	10246	9429	9411	9391	9539
Cuentas	±33	±54	±66	±74	±60	±88	±72
Coefficiente atenuación lineal	65	71	62	75	73	81	68
10^{-4} mm^{-1}	±9	±6	±9	±6	±9	±7	±8

Tabla A.5: Promedios de cinco mediciones consecutivas de la transmisión de fotones de 661,65 keV a través de la muestra atenuadora elaborada con el material IAEA-372. Se muestran los valores promedios de las áreas del FEP obtenidas por la medición de la transmisión de fotones hechas con y sin la fuente cilíndrica escogida. También se presenta el valor del coeficiente de atenuación lineal asociado a cada determinación estadísticamente independiente.

Pasto IAEA-372

Características de la fuente cilíndrica

Radio mm	29,5 ± 0,1							
Altura mm	20,4 ± 0,1							
Masa g	24,95 ± 0,01							

Determinación estadísticamente independiente N°

	1	2	3	4	5	6	7	8
Área del FEP sin fuente, I_0	11075	11072	11126	11003	10811	10906	11022	11121
Cuentas	±100	±86	±64	±67	±73	±82*	±58*	±88
Área del FEP con fuente, I	10300	10228	10388	10261	10408	10338	10425	10216
Cuentas	±39	±129	±95	±56	±98	±88*	±51*	±139
Coefficiente atenuación lineal	35	39	34	34	19	35	37	42
10^{-4} mm^{-1}	±5	±7	±5	±4	±6	±6	±4	±8

Apéndice B

Análisis de la validez estadística de los FEP's

En este apéndice se presenta el análisis estadístico respecto a la validez de los FEP's llevado a cabo mediante el criterio estadístico 3σ . Este nos dice que si el área del FEP, N_{FEP} , es mayor a tres veces la desviación estándar del área del fondo bajo el FEP, $3\sqrt{N_F}$, entonces dicho FEP es estadísticamente válido ya que no puede ser asociado a las fluctuaciones del fondo de radiación.

Tabla B.1: Análisis estadístico del límite de detección del ^{137}Cs presente en las fuentes cilíndricas.

Datos de los espectros						
Material de referencia	Número de fuente	Número de medición	Área del FEP N_{FEP} Cuentas	Fondo N_F Cuentas	Límite de detección $3\sqrt{N_F}$	Validez del FEP
IAEA-SL2	1	1	159	1991	134	Sí
		2	278	3801	185	Sí
		3	285	2430	148	Sí
		4	157	2130	138	Sí
Sample 3	1	1	304	1114	100	Sí
		2	836	1673	123	Sí
Sample 1	1	1	2275	3886	187	Sí
		2	1036	1203	104	Sí
IAEA-447	1	1	13131	2430	148	Sí
		1	68891	1361	111	Sí
		2	65909	1759	125	Sí
IAEA-372	1	3	113215	2303	143	Sí
		3	64664	1232	105	Sí
		4	74579	1589	120	Sí
		5				

Apéndice C

Eficiencias intrínseca y absoluta obtenidas experimentalmente

En este apéndice se presentan los resultados obtenidos para la eficiencia absoluta y la eficiencia intrínseca del detector. Estos resultados a diferencia de los presentados en el Capítulo 8 corresponde a los obtenidos directamente desde los datos experimentales medidos en el sección 7.5.

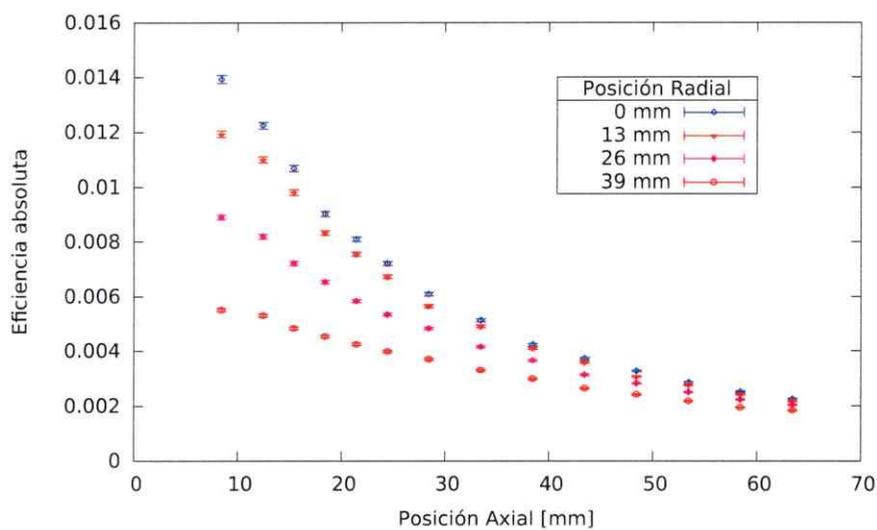


Figura C.1: Eficiencia espacial absoluta del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV (^{137}Cs) obtenida directamente desde los datos experimentales del área del FEP. Se muestra la variación de la la eficiencia absoluta con su error propagado a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm.

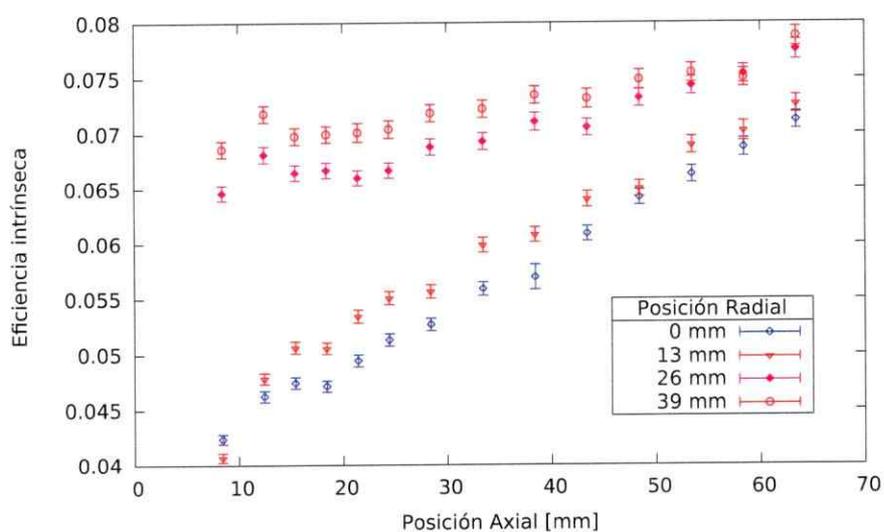


Figura C.2: Eficiencia espacial intrínseca del detector HPGe GEM-10195 para fotones con una energía de 661,65 keV (^{137}Cs) obtenida directamente desde los datos experimentales del área del FEP. Se muestra la variación de la la eficiencia intrínseca con su error propagado a lo largo de la posición axial para cuatro posiciones radiales: 0, 13, 26 y 39 mm.