



**UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE ZACATECAS**  
**“Francisco García Salinas”**



**Calibración del sistema de espectrometría GeRe-3522**  
**para mediciones *in situ***

**Tesis**

Presentada en la Unidad Académica de Estudios Nucleares en cumplimiento  
parcial de los requisitos para obtener el grado de:

**Maestro en Ciencias Nucleares**  
**con opción terminal en Técnicas Analíticas Nucleares**

Presenta:

Q.F.B. Daniel Hernández Ramírez

Dirección y Asesoría:  
Dr. Carlos Ríos Martínez

Co-asesores  
Dr. José Luis Pinedo Vega  
Dr. Fernando Mireles García

Zacatecas, Zac., agosto de 2018

**“Calibración del sistema de espectrometría GeRe-3522 para mediciones *in situ*”**

Aprobada por el jurado

---

Dr. Carlos Ríos Martínez

---

Dra. Sonia Azucena Saucedo Anaya

---

Dr. José Luis Pinedo Vega

---

Dr. Fernando Mireles García

---

Dr. J. Ignacio Dávila Rangel

Propiedad intelectual de Daniel Hernández Ramírez y la  
Unidad Académica de Estudios Nucleares  
2018 ® todos los derechos reservados

**ninib44@hotmail.com**

**criosmtz@hotmail.com**

Esta tesis es propiedad conjunta del autor y la Unidad Académica de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas. No podrá ser publicada en parte o en su totalidad sin el consentimiento por escrito del autor y la Unidad Académica de Estudios Nucleares. La tesis deberá ser citada debidamente cuando sean utilizados los resultados para cualquier propósito.

## **Dedicatoria**

A mi hijo Jorge Isaac por ser mi inspiración y motivación.

A mis padres por su ejemplo.

A mis hermanas por su apoyo incondicional.

En muestra de amistad y fraternidad, para mis queridos hermanos de Sophia Nigrans # 6.



## **Agradecimientos**

Ningún trabajo académico-científico puede llevarse a cabo si no es con la colaboración, directa o indirecta, de numerosas personas cuya contribución permiten llevar a buen término estos proyectos. En este sentido, quisiera agradecer a todos aquellos que han participado en el desarrollo de este trabajo.

Al Dr. Carlos Ríos Martínez, que tanto admiro, por la confianza depositada en mi persona para llevar a cabo este proyecto. Por compartir sin limitaciones todos sus conocimientos, por sus consejos, opiniones y su gran apoyo.

A todos mis profesores de la maestría: Dra. Sonia Saucedo Azucena Anaya, Dr. José Luis Pinedo Vega, Dr. Fernando Mireles García, Dr. J. Ignacio Dávila Rangel, Dr. Héctor Rene Vega Carrillo y M. en C. Hugo López del Rio, por sus enseñanzas, por ir siempre más allá de lo básico y por qué han creado en mí una gran motivación para mi formación científica.

Al pueblo de México que, a pesar de ser un país con casi la mitad de su población en pobreza, día a día trabaja y cumple con sus responsabilidades y obligaciones con la nación, haciendo posible que algunos estudiantes recibamos una beca a través del Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT), que nos permite realizar estudios de posgrado.

## Resumen

La espectrometría gamma *in situ* con detectores de germanio hiperpuro es una técnica pasiva, no destructiva, que permite la identificación y la cuantificación de los radionúclidos presentes en el medioambiente. Esta técnica requiere una calibración en energía para la parte cualitativa y una calibración en eficiencia para la parte cuantitativa, esta última calibración no es trivial, ya que cada detector tiene una respuesta única y particular para cada energía de los fotones gamma emitidos por radionúclidos en el medioambiente. Esta respuesta, en la geometría *in situ*, depende tanto de las características del detector como de la distribución vertical y horizontal de los emisores gamma.

Para este trabajo se realizaron dos calibraciones en eficiencia para el sistema de espectrometría gamma *in situ* GeRe-3522 de la Unidad Académica de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas. La primer calibración consiste en calcular tres factores que describen la respuesta del detector, para una energía determinada, en la geometría *in situ*; la eficiencia a un haz paralelo de fotones en la línea central del detector ( $\frac{\dot{N}_0}{\dot{N}}$ ), el flujo de fotones que arriban al detector por unidad de actividad en el suelo ( $\frac{\dot{N}_0}{A_s}$ ) y el factor de corrección angular ( $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$ ). Este último es el factor crítico de esta calibración, ya que depende únicamente de las características del detector, y se determina como la integral de 0 a  $\pi/2$  radianes de la función de respuesta angular del detector ( $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} = \frac{1}{\dot{N}_0} \int_{\cos \theta_1}^{\cos \theta_2} \dot{N}(\theta) \cos \theta d \cos \theta$ ), la cual se determinó en forma empírica. Al tener estos tres factores, para cada energía de los rayos gamma de interés, es posible determinar la actividad específica de los radionúclidos presentes en el medioambiente a partir de mediciones *in situ*.

La segunda calibración se realizó mediante simulación del transporte de la radiación gamma a través de la materia usando el método Monte Carlo con el código MCNPX del laboratorio de Los Álamos (EUA), para las simulaciones se creó un modelo del detector, modelos de seis suelos diferentes (seis composiciones químicas diferentes con cinco densidades diferentes cada uno) y una fuente radiactiva inmersa en los suelos, esta fuente emite los fotones gamma de las energías más abundantes en el medioambiente, que pertenecen a los radionúclidos de la serie del torio, de la serie del uranio y del potasio-40 (normalizados a una abundancia relativa de 1:1:1). A partir de las simulaciones de la interacción de la radiación gamma desde que es emitida hasta que llega e interacciona con el detector, se obtuvieron los factores de eficiencia absoluta que permiten convertir las mediciones *in situ*, de suelos con las características simuladas, en actividad específica.

## Abstract

*In situ* gamma-ray spectrometry using hyperpure germanium detectors is a passive, non-destructive technique which allows both the identification and quantification of radionuclides present in the environment. This technique requires an energy calibration (qualitative) and an efficiency calibration as an energy function (quantitative); this last one is not trivial, since each detector has a unique and a particular response for every gamma photon energy emitted by radionuclides in environment. This response, in situ geometry, depends on both the characteristics of the detector and the vertical and horizontal distribution of the gamma emitters.

For this work, two efficiency calibrations were performed for the GeRe-3522 in situ gamma spectrometry system of the Academic Unit of Nuclear Studies of the Universidad Autónoma de Zacatecas. The first calibration consisted in calculating three factors that describe the detector response for a given energy in the in situ geometry; Firstly, the efficiency of a parallel beam of photons in the central line of the detector  $\left(\frac{\dot{N}_0}{\varphi}\right)$ , secondly, the flow of photons arriving at the detector per unit of activity in the ground  $\left(\frac{\varphi}{A_s}\right)$  and finally, the angular correction factor  $\left(\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}\right)$ . The latter is a critical factor of this calibration, since it depends on the characteristics of the detector, and is determined as the integral of 0 to  $\pi / 2$  radians of the detector's angular response function  $\left(\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} = \frac{1}{\varphi} \int_{\cos \theta_1}^{\cos \theta_2} \varphi_{\cos \theta} \frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0} d \cos \theta\right)$  which was determined empirically. By having these three factors for the energy of every gamma rays of interest, it is possible to determine the specific activity of the radionuclides present in the environment from an in situ measurements.

The second calibration was performed by simulating the transport of gamma radiation through matter using the Monte Carlo method with the MCNPX code from the Los Alamos (USA) laboratory. For the simulations a detector model was created, six-floor different models (six different chemical compositions with five different densities each) and a radioactive source immersed in the soils, this source emits the gamma photons of the most abundant energies in the environment, which belong to the radionuclides of the thorium and uranium series, and potassium-40 (normalized to a relative abundance of 1: 1: 1). From the simulations of the interaction of the gamma radiation following its emission until it arrives and interacts with the detector, the absolute efficiency factors were obtained to allow converting the in situ measurements of soils with the simulated characteristics, into specific activity.

## Contenido

Dedicatoria.....	VI
Agradecimientos .....	VII
Resumen.....	VIII
Abstract .....	IX
Capítulo 1. Introducción.....	1
1.1 Planteamiento del problema .....	1
1.2 Justificación.....	1
1.3 Consideraciones preliminares .....	1
1.4 Objetivos .....	4
1.4.1 Objetivo general. ....	4
1.4.2 Objetivos particulares. ....	4
Capítulo 2. Marco teórico .....	6
2.1 Radiactividad y radiación .....	6
2.2 Fuentes de exposición de radiación ionizante .....	6
2.2.1 Radiactividad.....	6
2.3 Emisión de fotones.....	9
2.3.1 Desexcitación de núcleos. ....	9
2.3.2 Tiempo de vida de los estados excitados.....	11
2.3.3 Otras fuentes de fotones. ....	12
2.4 Descripción matemática del decaimiento radiactivo y del equilibrio radiactivo.....	14
2.4.1 Decaimiento radiactivo simple: vida media y constante de decaimiento. ....	14
2.4.2 Actividad. ....	15
2.4.3 Vida promedio.....	16
2.4.4 Razones de ramificación y número de modos de decaimiento.....	16
2.4.5 Cadenas de decaimiento. ....	17
2.4.6 Equilibrio radiactivo.....	18
2.5 Exposición a la radiación en el medioambiente.....	22
2.5.1 Magnitudes y unidades dosimétricas.....	22
2.5.2 Efectos de la radiación. ....	22
2.5.3 Fuentes naturales de radiación. ....	23

2.5.4 Fuentes artificiales.....	30
2.5.5 Comparación. ....	36
2.6 Interacción de la radiación gamma con la materia .....	37
2.6.1 Mecanismos de interacción. ....	37
2.6.2 Interacción de la radiación gamma con un detector. ....	46
2.7 Métodos Monte Carlo para la calibración de detectores en espectrometría gamma <i>in situ</i> . ..	51
2.8 Espectrometría gamma .....	52
2.8.1 Monitoreo del medioambiente.....	52
2.8.2 Espectrometría gamma del medioambiente. ....	52
2.8.3 Equipos.....	54
Capítulo 3. Materiales .....	55
3.1 Sistema de detección .....	55
3.1.1 Detector semiconductor de germanio de electrodo inverso GeRe-3522. ....	55
Capítulo 4. Metodología y resultados .....	63
4.1 Respuesta angular .....	63
4.1.1 Metodología. ....	65
4.1.2 Resultados. ....	67
4.2 Factor de calibración recomendado en el ICRU-53 para espectrometría gamma <i>in situ</i> .....	75
4.2.1 Respuesta del detector por unidad de fluencia en función de la energía del rayo gamma. .....	76
4.2.2 Factor de corrección angular de la respuesta del detector. ....	78
4.2.3 Fluencia de fotones por unidad de actividad. ....	83
4.3 Modelo Monte Carlo del detector GeRe-3522 y su validación .....	83
4.3.1 Dimensiones del detector proporcionadas por el proveedor. ....	84
4.3.2 Determinación de las dimensiones reales del detector a partir de fluoroscopia y rayos X. .....	85
4.3.3 Modelo Monte Carlo para determinar la respuesta angular del detector GeRe-3522. ....	86
4.3.4 Resultados y validación del modelo Monte Carlo.....	97
4.4 Simulación Monte Carlo de diferentes suelos y densidades .....	108
4.4.1 Modelo Monte Carlo del sistema GeRe-3522 en mediciones <i>in situ</i> de emisores gamma naturales. ....	109
4.4.2 Resultados. ....	119
Capítulo 5. Conclusiones y recomendaciones.....	128

Bibliografía ..... 131

## Lista de tablas

TABLA 1. DOSIS PROMEDIO ANUAL DE FUENTES RADIATIVAS NATURALES. ....	23
TABLA 2. EXPOSICIÓN A LA RADIACIÓN POR RAYOS X POR DIAGNÓSTICO MÉDICO. ....	30
TABLA 3. EXPOSICIÓN OCUPACIONAL A LA RADIACIÓN [34]. ....	31
TABLA 4. DOSIS EFECTIVA ANUAL PER CÁPITA DE FUENTES NATURALES Y ANTROPOGÉNICAS. ....	36
TABLA 5. PORCENTAJE DE ATENUACIÓN DE UN HAZ DE RAYOS GAMMA DE 100 KEV POR LOS MATERIALES DEL DETECTOR GeRE-3522 Y DEL AIRE EN LA GEOMETRÍA DE MEDICIONES IN SITU. ....	65
TABLA 6. ENERGÍA DE LOS RAYOS GAMMA DEL EUROPIO-152 [50]. ....	67
TABLA 7. ENERGÍA DE RAYOS GAMMA, RADIONÚCLIDO Y ORIGEN USADOS COMO CONTROL EN LA DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA ANGULAR DE DETECTOR. ....	73
TABLA 8. ENERGÍAS E INFORMACIÓN USADA PARA CALCULAR LA RESPUESTA DEL DETECTOR POR UNIDAD DE FLUENCIA $N0\phi$ .....	76
TABLA 9. RESPUESTA POR UNIDAD DE FLUENCIA INTERPOLADA PARA LAS ENERGÍAS DENTRO DEL RANGO DE ESTUDIO DE LOS EMISORES NATURALES. ....	78
TABLA 10. FLUENCIA PRIMARIA DE FOTONES DE UNA FUENTE DISTRIBUIDA EN FORMA CONSTANTE A UNA DISTANCIA DE UN METRO DEL DETECTOR EN EL RANGO DE ENERGÍAS DE INTERÉS. ....	79
TABLA 11. FLUENCIA PRIMARIA DE FOTONES DE UNA FUENTE CON DISTRIBUCIÓN CONSTANTE A UNA DISTANCIA DE UN METRO DEL DETECTOR PARA LAS ENERGÍAS DEL EUROPIO-152. ....	80
TABLA 12. FACTOR DE CORRECCIÓN ANGULAR PARA LAS ENERGÍAS DEL EUROPIO-152. ....	81
TABLA 13. FACTOR DE CORRECCIÓN ANGULAR PARA LAS ENERGÍAS DE LOS EMISORES GAMMA NATURALES, OBTENIDOS POR INTERPOLACIÓN. ....	82
TABLA 14. FLUENCIA DE FOTONES A UNA ALTURA DE UN METRO DE UN SUELO CON UNA FUENTE DISTRIBUIDA EN FORMA CONSTANTE PARA LOS PICOS DE ENERGÍA TOTAL DE EMISORES NATURALES EN EL RANGO DE ENERGÍAS DE ESTUDIO. ....	83
TABLA 15. POSICIONES DE LA FUENTE DE EUROPIO-152 ALREDEDOR DEL DETECTOR EN COORDENADAS CARTESIANAS PARA LA DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA ANGULAR POR EL MÉTODO MONTE CARLO. .	93
TABLA 16. ENERGÍAS DEL EUROPIO-152 Y PROBABILIDADES DE EMISIÓN INCLUIDAS EN LA SIMULACIÓN. ....	94
TABLA 17. COMPOSICIÓN ELEMENTAL PORCENTUAL DE LOS SUELOS SIMULADOS POR EL MÉTODO MONTE CARLO. ....	111
TABLA 18. ENERGÍAS Y PROBABILIDADES ( $\Gamma$ ) DE EMISIÓN NORMALIZADAS USADAS EN EL TÉRMINO FUENTE EN LA SIMULACIÓN MCNP. ....	113
TABLA 19. ENERGÍAS SELECCIONADAS PARA CALCULAR LA EFICIENCIA ABSOLUTA POR SIMULACIÓN MONTE CARLO, EL RADIONÚCLIDO QUE LAS EMITE Y LA SERIE A LA QUE PERTENECE. ....	121
TABLA 20. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 1, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	122
TABLA 21. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 2, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	123
TABLA 22. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 3, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	124
TABLA 23. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 4, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	125
TABLA 24. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 5, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	126
TABLA 25. EFICIENCIAS ABSOLUTAS PARA MEDICIONES IN SITU PARA EL SUELO 6, A DIFERENTES DENSIDADES. .....	127

## Lista de figuras

FIGURA 1. DIAGRAMA GENERAL DE DECAIMIENTOS SUCESIVOS. ....	17
FIGURA 2. EQUILIBRIO SECULAR, ACTIVIDAD RELATIVA DEL PADRE Y EL HIJO [27]. ....	20
FIGURA 3. EQUILIBRIO TRANSITORIO, ACTIVIDADES RELATIVAS DEL PADRE Y DEL HIJO [27]. ....	21
FIGURA 4. NO EQUILIBRIO, ACTIVIDADES RELATIVAS DEL PADRE Y DEL HIJO [27]. ....	21
FIGURA 5. SERIE RADIATIVA NATURAL DEL ACTINIO. ....	27
FIGURA 6. SERIE RADIATIVA NATURAL DEL URANIO. ....	27
FIGURA 7. SERIE RADIATIVA NATURAL DEL TORIO. ....	28
FIGURA 8. COEFICIENTE DE ATENUACIÓN DE ALGUNOS MATERIALES DE INTERÉS EN ESPECTROMETRÍA GAMMA EN FUNCIÓN DE LA ENERGÍA DE LA RADIACIÓN GAMMA. ....	38
FIGURA 9. COMPARACIÓN DE LOS COEFICIENTES DE ATENUACIÓN Y DE ABSORCIÓN DEL GERMANIO. ....	39
FIGURA 10. COEFICIENTE DE ATENUACIÓN LINEAL DEL GERMANIO Y SUS COMPONENTES. ....	39
FIGURA 11. A) MECANISMO DE LA ABSORCIÓN FOTOELÉCTRICA Y B) EMISIÓN DE RAYOS X DE FLUORESCENCIA. .....	41
FIGURA 12. MECANISMO DE DISPERSIÓN COMPTON. ....	42
FIGURA 13. ENERGÍA TRANSFERIDA AL ABSORBEDOR POR DISPERSIÓN COMPTON EN RELACIÓN AL ÁNGULO DE DISPERSIÓN. ....	43
FIGURA 14. MECANISMO DE LA PRODUCCIÓN DE PARES. ....	45
FIGURA 15. EJEMPLOS DE HISTORIAS DE INTERACCIÓN DENTRO DE UN DETECTOR MUY GRANDE. ....	47
FIGURA 16. (A) HISTORIAS DE INTERACCIÓN DENTRO DE UN DETECTOR MUY PEQUEÑO, Y (B) RESPUESTA DEL DETECTOR DE LAS INTERACCIONES COMPTON. ....	49
FIGURA 17. POSIBILIDADES ADICIONALES DE INTERACCIÓN DENTRO DE UN DETECTOR REAL. ....	50
FIGURA 18. ESPECTRO ESPERADO EN LOS DETECTORES DE DIFERENTES TAMAÑOS. EL DETECTOR MÁS GRANDE, LA MAYOR PARTE DE LOS EVENTOS RESULTAN EN LA ABSORCIÓN COMPLETA; PE, EFECTO FOTOELÉCTRICO; CS, DISPERSIÓN COMPTON; PP, PRODUCCIÓN DE PARES. ....	50
FIGURA 19. DIAGRAMA DE BLOQUES DEL SISTEMA DE DETECCIÓN. ....	55
FIGURA 20. CARACTERÍSTICAS Y RANGO DE ENERGÍAS PARA LOS DETECTORES DE GERMANIO. ....	56
FIGURA 21. CONFIGURACIÓN DE UN DETECTOR DE GERMANIO DE ELECTRODO INVERSO (GeRE) O DETECTOR TIPO-N. ....	57
FIGURA 22. DETECTOR DE GERMANIO TIPO-N, PREAMPLIFICADOR Y DEWAR. ....	58
FIGURA 23. GABINETE NIM PORTÁTIL MODELO 100. ....	58
FIGURA 24. SISTEMA GeRE-3522. ....	60
FIGURA 25. SISTEMA PARA POSICIONAR LA FUENTE RADIATIVA EN DIFERENTES ÁNGULOS A UNA DISTANCIA FIJA DEL CENTRO DEL DETECTOR. ....	60
FIGURA 26. ESQUEMA DE DECAIMIENTO DEL EUROPIO-152 DONDE SE MUESTRAN SÓLO LAS TRANSICIONES GAMMA DE LOS NIVELES ENERGÉTICOS SUPERIORES [47]. ....	61
FIGURA 27. ESQUEMA DE DECAIMIENTO DEL EUROPIO-152 DONDE SE MUESTRAN SÓLO LAS TRANSICIONES GAMMA DE LOS NIVELES ENERGÉTICOS INFERIORES [47]. ....	62
FIGURA 28. FUENTE RADIATIVA DE EUROPIO-152. ....	62
FIGURA 29. FACTOR DE CORRECCIÓN ANGULAR PARA TRES DETECTORES CON DIFERENTE FORMA PARA UNA FUENTE RADIATIVA DISTRIBUIDA UNIFORMEMENTE EN PROFUNDIDAD ( ) Y PARA UNA DISTRIBUCIÓN SUPERFICIAL PLANA (----). ....	64
FIGURA 30. MONTAJE EXPERIMENTAL PARA LA ADQUISICIÓN DE RADIACIÓN DE FONDO NATURAL. ....	65
FIGURA 31. DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA FRONTAL DEL DETECTOR. ....	66
FIGURA 32. DETERMINACIÓN DE LA RESPUESTA ANGULAR. ....	66
FIGURA 33. ESPECTRO CON FONDO DE LA FUENTE DE EUROPIO-152 EN ESCALA LOG. ....	68

FIGURA 34. ESPECTRO SIN FONDO DE LA FUENTE DE EUROPIO-152 EN ESCALA LOG. ....	68
FIGURA 35. RESPUESTA ANGULAR DEL SISTEMA GeRE-3522 PARA LAS ENERGÍAS DEL EUROPIO-152.....	69
FIGURA 36. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA LAS ENERGÍAS 121.781 keV, 244.6974 keV, 344.2785 keV Y 411.1165 keV DEL EUROPIO-152.....	70
FIGURA 37. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA LAS ENERGÍAS 443.956 keV, 688.67 keV, 778.9045 keV Y 867.38 keV DEL EUROPIO-152. ....	71
FIGURA 38. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA LAS ENERGÍAS 964.057 keV, 1085.837 keV, 1112.076 keV, 1212.948 keV Y 1408.013 keV DEL EUROPIO-152.....	72
FIGURA 39. GRÁFICO DE CONTROL DE LA RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 609.32 keV QUE PERTENECE AL Bi-214 DE LA SERIE DEL URANIO.....	73
FIGURA 40. GRÁFICO DE CONTROL DE LA RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 911.2 keV QUE PERTENECE AL Ac-228 DE LA SERIE DEL TORIO. ....	74
FIGURA 41. GRÁFICO DE CONTROL DE LA RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 1460.82 keV QUE PERTENECE AL RADIONÚCLIDO PRIMORDIAL K-40. ....	74
FIGURA 42. GRÁFICO DE CONTROL DE LA RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 2614.52 keV QUE PERTENECE AL Tl-208 DE LA SERIE DEL TORIO.....	75
FIGURA 43. RESPUESTA DEL DETECTOR POR UNIDAD DE FLUENCIA EN FUNCIÓN DE LA ENERGÍA DE LOS FOTONES GAMMA Y REGRESIÓN DE LOS DATOS A UNA FUNCIÓN POTENCIAL. ....	77
FIGURA 44. FLUENCIA DE FOTONES PRIMARIOS EN FUNCIÓN DE LA ENERGÍA Y REGRESIÓN LOGARÍTMICA DE LOS DATOS.....	80
FIGURA 45. EJEMPLO DEL AJUSTE DE LA RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA UTILIZANDO EL PROGRAMA MATLAB. ....	81
FIGURA 46. FACTOR DE CORRECCIÓN ANGULAR PARA LAS ENERGÍAS DEL EUROPIO-152 Y AJUSTE DE LOS DATOS A UNA FUNCIÓN LOGARÍTMICA.....	82
FIGURA 47. DIMENSIONES DEL DETECTOR GeRE-3522 PROPORCIONADAS POR EL PROVEEDOR.....	84
FIGURA 48. FLUOROSCOPIA Y RAYOS X DEL DETECTOR GeRE-3522.....	85
FIGURA 49. A) RAYOS X DEL DETECTOR Y B) FLUOROSCOPIA DEL DETECTOR. ....	85
FIGURA 50. DIMENSIONES REALES DEL DETECTOR .....	86
FIGURA 51. DIAGRAMA DEL MODELO MONTE CARLO SIMULADO PARA DETERMINAR LA RESPUESTA ANGULAR DEL DETECTOR.....	86
FIGURA 52. A) VISTA EXTERNA DEL MODELO MONTECARLO EN 3D PROPORCIONADO POR EL VISUALIZADOR VISED26 Y B) VISTA EXTERNA DEL MODELO MONTE CARLO EN 2D PROPORCIONADO POR EL VISUALIZADOR VISED26.....	87
FIGURA 53. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE DESCRIBE LAS SUPERFICIES DEL CRISTAL DEL DETECTOR.....	88
FIGURA 54. REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA SECCIÓN TRANSVERSAL DE LAS SUPERFICIES QUE DESCRIBEN EL CRISTAL DE GERMANIO.....	88
FIGURA 55. REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA CAPA MUERTA DEL DETECTOR.....	89
FIGURA 56. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LAS SUPERFICIES QUE DESCRIBEN LA CAPA MUERTA DEL DETECTOR. ....	89
FIGURA 57. REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA CUBIERTA DEL DETECTOR, LAS PARTES DE ALUMINIO ESTÁN EN BLANCO, LA VENTANA DE BERILIO EN GRIS OSCURO Y LA CUBIERTA DE PLÁSTICO EN GRIS TENUE.....	90
FIGURA 58. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LAS SUPERFICIES QUE DESCRIBEN LA CUBIERTA DE ALUMINIO.....	90
FIGURA 59. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LA SUPERFICIE QUE DESCRIBE LA VENTANA DE BERILIO.....	90
FIGURA 60. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LAS SUPERFICIES QUE DESCRIBEN LA CUBIERTA DE PLÁSTICO.....	91
FIGURA 61. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LAS CELDAS QUE FORMAN EL MODELO MONTE CARLO.....	91

FIGURA 62. A) REPRESENTACIÓN EN 2D DEL MODELO DEL DETECTOR CON EL VISUALIZADOR VISED26 Y B) Y C) REPRESENTACIÓN EN 3D DEL MODELO DEL DETECTOR CON EL VISUALIZADOR VISED26. ....	92
FIGURA 63. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LA IDENTIDAD QUÍMICA, LA DENSIDAD Y LA COMPOSICIÓN DE LOS MATERIALES QUE LLENAN LAS CELDAS DEL MODELO. ....	92
FIGURA 64. SEGMENTO DEL CÓDIGO LAS ESPECIFICACIONES DE LA FUENTE RADIATIVA. ....	93
FIGURA 65. SEGMENTO DEL CÓDIGO CON LAS ESPECIFICACIONES DEL TALLIE SOLICITADO EN CADA SIMULACIÓN. ....	95
FIGURA 66. SIMULACIÓN DE ALGUNAS HISTORIAS EN EL MODELO MONTE CARLO SIMULADO CON VISED26..	95
FIGURA 67. CÓDIGO COMPLETO DE UNA DE LAS SIMULACIONES PARA DETERMINAR LA RESPUESTA ANGULAR DEL DETECTOR GeRE-3522. ....	96
FIGURA 68. ESPECTRO GAMMA OBTENIDO POR SIMULACIÓN MCNP DE LA FUENTE DE EUROPIO-152 EN LA CARA FRONTAL DEL DETECTOR A UNA DISTANCIA DE 45 CM, EL ESPECTRO ESTÁ EN ESCALA LOGARÍTMICA. ....	96
FIGURA 69. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA OBTENIDA A PARTIR DE LAS SIMULACIONES MONTE CARLO. ...	97
FIGURA 70. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA SIMULADA PARA LAS ENERGÍAS 121.781 keV, 244.6974 keV, 344.2785 keV Y 411.1165 keV DEL EUROPIO-152. ....	98
FIGURA 71. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA LAS ENERGÍAS 443.956 keV, 688.67 keV, 778.9045 keV Y 867.38 keV DEL EUROPIO-152. ....	99
FIGURA 72. RESPUESTA ANGULAR RELATIVA PARA LAS ENERGÍAS 964.057 keV, 1085.837 keV, 1112.076 keV, 1212.948 keV Y 1408.013 keV DEL EUROPIO-152. ....	100
FIGURA 73. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 121.781 keV DEL EUROPIO-152. ....	101
FIGURA 74. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 244.6974 keV DEL EUROPIO-152. ....	101
FIGURA 75. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 344.2785 keV DEL EUROPIO-152. ....	102
FIGURA 76. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 411.116 keV DEL EUROPIO-152. ....	102
FIGURA 77. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 443.956 keV DEL EUROPIO-152. ....	103
FIGURA 78. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 688.67 keV DEL EUROPIO-152. ....	103
FIGURA 79. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 778.9045 keV DEL EUROPIO-152. ....	104
FIGURA 80. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 867.38 keV DEL EUROPIO-152. ....	104
FIGURA 81. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 964.057 keV DEL EUROPIO-152. ....	105
FIGURA 82. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 1085.837 keV DEL EUROPIO-152. ....	105
FIGURA 83. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 1112.076 keV DEL EUROPIO-152. ....	106
FIGURA 84. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 1212.948 keV DEL EUROPIO-152. ....	106
FIGURA 85. RESPUESTA ANGULAR EMPÍRICA Y SIMULADA CON MONTE CARLO PARA EL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 PARA EL PICO DE ENERGÍA TOTAL DE 1408.013 keV DEL EUROPIO-152. ....	107

FIGURA 86. PORCENTAJE DE ERROR RELATIVO DE LA RESPUESTA ANGULAR RELATIVA DEL SISTEMA DE DETECCIÓN GeRE-3522 DE LAS DIFERENTES ENERGÍAS DEL EUROPIO-152.....	108
FIGURA 87. GEOMETRÍA DE UNA FUENTE PLANA SEMI INFINITA SIMULADA, LOS COMPONENTES NO SE ENCUENTRAN A ESCALA. ....	109
FIGURA 88. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE DEFINE LOS LÍMITES DEL UNIVERSO DE LAS SIMULACIONES. ....	110
FIGURA 89. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE DEFINE EL MACRO CUERPO QUE CONTIENE LOS DIFERENTES SUELOS DE LAS SIMULACIONES Y LA FUENTE RADIATIVA. ....	110
FIGURA 90. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE DEFINE LAS CELDAS DEL MODELO MONTE CARLO. ....	111
FIGURA 91. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE DEFINE LA COMPOSICIÓN, LA IDENTIDAD QUÍMICA Y LA DENSIDAD DE LOS MATERIALES CON LOS QUE ESTÁN LLENAS LAS CELDAS DE LAS SIMULACIONES. ....	112
FIGURA 92. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE ESPECÍFICA LA UBICACIÓN DE LA FUENTE RADIATIVA, LAS ENERGÍAS DE EMISIÓN, LAS PROBABILIDADES Y LOS LÍMITES DEL MUESTREO. ....	113
FIGURA 93. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE ESPECIFICA LAS CELDAS, EL MATERIAL Y LA DENSIDAD DE LOS ALREDEDORES DE LA SIMULACIÓN. ....	114
FIGURA 94. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE ESPECÍFICA EL CEMENTERIO DE LA SIMULACIÓN DE LOS SUELOS. ....	114
FIGURA 95. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE MUESTRA LAS SUPERFICIES ESFÉRICAS ALREDEDOR DEL DETECTOR PARA CREAR LAS CELDAS PARA REDUCIR LA VARIANZA DEL TALLY CALCULADO. ....	116
FIGURA 96. SEGMENTO DEL CÓDIGO QUE MUESTRA LAS CELDAS ESFÉRICAS ALREDEDOR DEL DETECTOR, LLENAS DE AIRE, SU DENSIDAD Y LA IMPORTANCIA DE CADA UNA DE ELLAS PARA LA TÉCNICA DE REDUCCIÓN DE VARIANZA. ....	117
FIGURA 97. DIAGRAMA CREADO POR VISED26 DEL DETECTOR RODEADO CON LAS PRIMERAS DIEZ CELDAS ESFÉRICAS USADAS PARA LA REDUCCIÓN DE VARIANZA. ....	117
FIGURA 98. DIAGRAMA CREADO POR VISED26 DONDE SE MUESTRA EL DETECTOR RODEADO POR LAS SUPERFICIES ESFÉRICAS USADAS PARA REDUCIR LA VARIANZA DEL TALLIE. ....	118
FIGURA 99. DIAGRAMA CREADO POR VISED26 DONDE SE MUESTRA EL DETECTOR (ROJO), ALGUNAS DE LAS CELDAS ESFÉRICAS PARA REDUCIR LA VARIANZA (AZUL) Y EL SUELO (VERDE). ....	118
FIGURA 100. SEGMENTO DEL CÓDIGO DONDE SE SOLICITA EL TALLIE, EL NÚMERO Y SEPARACIÓN ENTRE BINS, EL MODO DE LA SIMULACIÓN Y EL NÚMERO DE HISTORIAS SIMULADAS. ....	118
FIGURA 101. CÓDIGO COMPLETO PARA LA SIMULACIÓN DE LA RESPUESTA DEL DETECTOR A UNA FUENTE DISTRIBUIDA EN UN SUELO PARA MEDICIONES IN SITU. ....	119
FIGURA 102. ESPECTRO SIMULADO, POR EL MÉTODO MONTE CARLO DE UNA FUENTE NATURAL INMERSA EN UN SUELO, POR MEDICIÓN IN SITU EN ESCALA LINEAL. ....	120
FIGURA 103. ESPECTRO, EN ESCALA LINEAL, DE EMISORES GAMMA OBTENIDO POR ESPECTROMETRÍA GAMMA IN SITU EN LA COMUNIDAD DE SANTIAGO EL CHIQUE, TABASCO, ZACATECAS EL DÍA 12 DE FEBRERO DE 2018. ....	120

## Capítulo 1. Introducción

### 1.1 Planteamiento del problema

La espectrometría gamma *in situ* con detectores de germanio hiperpuro, que son instrumentos de alta resolución, es una técnica pasiva no destructiva que permite la identificación y la determinación cuantitativa de la radiactividad del medioambiente [1]. Para realizar espectrometría gamma *in situ* es necesario realizar varias calibraciones del sistema de espectrometría gamma, por lo menos se requiere la calibración en energía, que permite hacer el análisis cualitativo, y una en eficiencia, que permite hacer la determinación cuantitativa. Esta última no es un problema trivial, ya que cada detector tiene una respuesta única que depende de sus propiedades (volumen activo, dimensiones del cristal, orientación del cristal, etc.) y de la geometría de la fuente. Los métodos de calibración en eficiencia actuales incluyen una combinación de fórmulas empíricas desarrolladas por laboratorios de medición, y métodos Monte Carlo [2]. El sistema de detección GeRe-3522 de la Unidad Académica de Estudios Nucleares de la Universidad Autónoma de Zacatecas se ha usado en mediciones *in situ* para determinar la identidad de los radionúclidos presentes en algunas zonas del estado de Zacatecas y para hacer estimaciones de sus actividades específicas [3], sin embargo, para la parte cuantitativa no se cuenta con calibraciones en eficiencia específicas para este sistema de detección. Estas estimaciones se han realizado con simplificaciones del modelo de los tres factores de Beck [4] o determinando factores de conversión del área de los picos en mediciones *in situ*-actividad específica mediante activación neutrónica [5]. Por lo tanto, surge la necesidad de contar con calibraciones en eficiencia específicas para este sistema de detección.

### 1.2 Justificación

Con la llegada de computadoras poderosas y accesibles en costos, es posible ejecutar cálculos matemáticos complejos que previamente requerían grandes supercomputadoras. Con esta capacidad de cálculo y con la determinación de la respuesta angular del detector bajo estudio, se contará con un método para calibrar el sistema espectrométrico para mediciones *in situ* cuantitativas mediante la evaluación numérica de una expresión analítica, que estima la respuesta del detector a la radiación incidente; además de un modelo Monte Carlo, lo más flexible posible para que pueda ser aplicado a una gran variedad de distribuciones de actividad en el suelo, diferentes propiedades del medio, incluso con la posibilidad de modelar la fuente radiactiva cubierta por algún material.

### 1.3 Consideraciones preliminares

Uno de los primeros métodos de calibración en eficiencia para mediciones *in situ* fue desarrollado por Beck [4]. En este método se utiliza una ecuación para estimar la razón de

conteo a la energía de interés por unidad concentración de actividad en un medio,  $\frac{\dot{N}}{A_s}$ . La ecuación de Beck es:

$$\frac{\dot{N}}{A_s} = \frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} \times \frac{\dot{N}_0}{\varphi} \times \frac{\varphi}{A_s} \quad (1)$$

Donde,  $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$  es el factor de corrección angular para una fuente con una distribución dada en el medio determinado,  $\frac{\dot{N}_0}{\varphi}$  es la razón de conteo del pico de energía total por unidad de flujo (fotones por unidad de área por unidad de tiempo) para un haz paralelo de fotones que inciden normalmente a la cara del detector y  $\frac{\varphi}{A_s}$ , es el flujo total de fotones a la energía de interés que arriba al detector por unidad de actividad en el suelo.

La probabilidad de que un fotón incidente deposite completamente su energía dentro del volumen activo del detector depende del ángulo de incidencia con el detector y de la energía del fotón incidente. Para una sola energía, esta probabilidad es descrita por la función de respuesta angular del detector  $\left(\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}\right)$ . El factor de corrección angular,  $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$ , es la integral de la función de respuesta angular de  $0-\pi/2$  rads para una fuente específica. El valor de  $\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}$  es medido ubicando fuentes puntuales a varios ángulos de la línea central del detector y haciendo mediciones corregidas por fondo de la razón de conteo a la energía de los picos de energía total del isótopo de interés.

El factor  $\frac{\dot{N}_0}{\varphi}$  es comúnmente conocido como la eficiencia del detector en la línea central. Esta representa la probabilidad de que el fotón incidente de forma normal sobre la cara del detector deposite toda su energía dentro del volumen activo del detector. Esta es calculada colocando fuentes puntuales de un rango de energías a una distancia lejana del detector de tal manera que los fotones se consideren que arriban de forma paralela al detector. La medición de la tasa de conteo a cada energía es ajustada a una curva y esta es usada para determinar  $\frac{\dot{N}_0}{\varphi}$  a cualquier energía.

El valor de  $\frac{\varphi}{A_s}$  no depende del detector y es determinado por examinación de tablas de valores previamente calculadas. Estos valores fueron calculados por Beck usando métodos Monte Carlo, métodos analíticos, y mediciones de laboratorio. Los resultados están disponibles para un rango de fuentes distribuidas exponencialmente en el suelo. La única variación en la composición del suelo que se toma en cuenta es la humedad. Solo una composición del suelo es usada para todos los cálculos [6].

El método de Beck es restringido en el sentido de que solo puede ser aplicado a un número limitado de escenarios de medición y puede ser usado para estimar la respuesta a una fuente distribuida exponencialmente en el suelo. Como  $\frac{\varphi}{A_s}$  se determina solo en base a valores previamente calculados, este puede usarse solo en situaciones donde las condiciones reales presentes en el sitio se asemejan a los usados para calcular los valores tabulados.

Las propiedades del suelo pueden variar significativamente de lugar a lugar dentro de un área de muestreo. Además, el método de Beck asume que la fuente tiene una distribución exponencial hasta una profundidad infinita en el suelo. Muchas fuentes no muestran esta distribución en el suelo. La precisión de este método se estima que tiene un 10% de incertidumbre.

Helfer y Miller [7] hicieron varias modificaciones para mejorar el método de Beck. Ellos determinaron que la respuesta a la línea central del detector respecto de la energía puede ser ajustada a un polinomio de segundo grado y que los parámetros de ajuste varían poco entre diferentes detectores. Por esta razón, ellos propusieron que el valor de  $\frac{N_0}{\varphi}$  para cualquier detector puede ser estimado de la siguiente fórmula empírica:

$$\ln\left(\frac{N_0}{\varphi}\right) = a - b \ln E \quad (2)$$

$$a = 2.689 + 0.4996 \ln \epsilon + 0.0969 (\ln \epsilon)^2 \quad (3)$$

$$b = 1.315 - 0.02044\epsilon + 0.00012\epsilon^2 \quad (4)$$

Donde  $\epsilon$  es la eficiencia relativa inicial del detector a la energía de 1332 keV del  $^{60}\text{Co}$  y  $E$  es la energía del fotón incidente.

Adicionalmente, ellos propusieron que el valor de  $\frac{N}{N_0}$  es una función de la relación longitud-diámetro del cristal del detector. Asumiendo esto estimaron el valor de  $\frac{N}{N_0}$ , para una variedad de relaciones longitud-diámetro de diferentes detectores. Un detector puede ser calibrado para alguna distribución exponencial conocida de la fuente usando solo la eficiencia inicial del detector y de la relación longitud- diámetro. Al igual que el método de Beck, el método de Helfer y Miller toma en cuenta solo una composición del suelo y es aplicable sólo, para distribuciones verticales exponenciales. Este método reduce el número de mediciones de calibración requeridas por el método de Beck, pero también reduce la precisión de la calibración. La incertidumbre asociada con este método se estima que es de 15%.

Cutshall y Larsen propusieron un método que involucra el uso de colimadores cilíndricos. El método implica el ajuste de la respuesta del detector,  $R$ , a una fuente puntual que sigue la siguiente ecuación:

$$R = a(1 - e^{b/E})e^{cr^2} \quad (5)$$

Donde, E es la energía del fotón, r es la distancia de la línea central del detector a el punto de interés, y a, b y c son parámetros de ajuste. Las fuentes puntuales de varias energías se localizan a un rango de distancias de la línea central del detector para obtener los valores de R, esos valores de R son usados para resolver un conjunto de ecuaciones no lineales para a, b y c, usando la ecuación anterior y los parámetros de ajuste, la eficiencia del detector para una fuente plana,  $F_a$ , uniforme se estima como:

$$F_a = (\pi a)(1 - e^{b/E})(r^2 e^{c r^2 - \frac{1}{c}}) \quad (6)$$

La respuesta a una fuente volumétrica distribuida uniformemente  $F_d$ , se estima como:

$$F_d = F_a/\mu \quad (7)$$

Donde  $\mu$  es el coeficiente de atenuación del material donde se encuentra la fuente. Este método reduce el número de mediciones de calibración requeridas. El método se restringe a fuentes uniformemente distribuidas y para fuentes superficiales planas. Además, requiere el uso de colimadores. El método tiene una incertidumbre del 10 al 20% dependiendo del escenario de medición [8].

Incluso se han reportado procedimientos de calibración para estos equipos de espectrometría gamma *in situ* que calculan un solo factor de calibración angular, el cual es usado en todas las energías y cualquier distribución vertical de la fuente radiactiva, es decir se considera que es una constante [9]. Aunque el modelo de los tres factores permite trabajar con muchas contantes de relajación para distribuciones de radionúclidos en los suelos, tiene dos grandes limitaciones, sólo toma en cuenta una composición de suelo ( $Al_2O_3$  13.5%,  $Fe_2O_3$  4.5%,  $SiO_2$  67.5 %,  $CO_2$  4.5% y  $H_2O$  10%) y a sólo una densidad ( $1.6 \text{ g/cm}^3$ ) [4]. Para tomar en cuenta otras condiciones de medición que tomen en cuenta otras posibles distribuciones de radionúclidos en los suelos, diferentes composiciones químicas del suelo, diferentes densidades o alguna condición de medición especial se han desarrollado una gran variedad de calibraciones usando simulación Monte Carlo [10-22].

## 1.4 Objetivos

### 1.4.1 Objetivo general.

Calcular factores de calibración para convertir el área neta de los picos de energía total en espectros de mediciones *in situ* a actividad por unidad de masa del suelo.

### 1.4.2 Objetivos particulares.

- Determinación empírica de la respuesta angular del sistema de detección GeRe-3522,  $\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}$ .

- Determinación de la respuesta frontal del sistema de detección GeRe-3522,  $\dot{N}_0$ .
- Con la respuesta frontal y con el flujo de fotones primarios de una fuente sumergida en el suelo obtener de respuesta por unidad de fluencia de fotones para las energías de rayos gamma de emisores naturales de interés,  $\frac{\dot{N}_0}{\varphi}$ .
- Con la respuesta angular empírica y con la fluencia diferencial calcular el factor de corrección angular,  $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$ .
- Con el factor de fluencia en función de la actividad por unidad de masa  $\frac{\varphi}{A_v}$  y los dos factores anteriores, calcular el factor de respuesta por unidad de actividad específica,  $\frac{\dot{N}}{A_s}$ .
- Elaboración de un modelo Monte Carlo del detector del sistema GeRe-3522 y su validación a través de la respuesta angular.
- Simulación Monte Carlo de mediciones *in situ* con el modelo del sistema GeRe-3522 con una fuente radiactiva de emisores gamma naturales sumergida en seis suelos de diferente composición a cinco densidades diferentes y determinación la eficiencia absoluta para cada energía en cada simulación.

## Capítulo 2. Marco teórico

### 2.1 Radiactividad y radiación

La palabra radiación fue usada hasta aproximadamente 1900 para describir a las ondas electromagnéticas. A medida que avanzó el siglo se descubrieron los electrones, los rayos X, y la radiactividad natural, los cuales también se incluyeron en el término radiación. Estas radiaciones recién descubiertas mostraban características de partículas, a diferencias de la radiación electromagnética, que se trata de ondas. Durante los años veinte, De Broglie desarrollo su teoría de la naturaleza dual de la materia, que fue rápidamente corroborada mediante un experimento de difracción de electrones, y la distinción entre partículas y ondas dejó de ser importante. En la actualidad, la palabra radiación hace referencia a todo el espectro electromagnético, así como a todas las partículas atómicas y subatómicas que han sido descubiertas.

Una forma de clasificar los diferentes tipos de radiaciones, es agrupándolas en ionizantes y no ionizantes. La palabra ionizante hace referencia a la habilidad de la radiación de ionizar un átomo o molécula del medio que atraviesa. La radiación no ionizante es la radiación electromagnética con longitud de onda ( $\lambda$ ) de 10 nm o superior. Las secciones del espectro electromagnético que no ionizan la materia son las ondas de radio, micro ondas, radiación infrarroja, luz visible, y luz ultravioleta ( $\lambda=390-10$  nm). La radiación ionizante incluye el resto del espectro electromagnético, rayos X ( $\lambda=0.01-10$  nm) y rayos gamma que tienen longitudes de onda más pequeñas que los rayos X). También se incluyen todas las partículas atómicas y subatómicas, como electrones, positrones, protones, partículas alfa, neutrones, iones pesados y mesones [23].

### 2.2 Fuentes de exposición de radiación ionizante

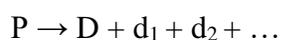
La radiación ionizante está formada por ondas electromagnéticas y partículas que pueden ionizar, esto es, que pueden remover un electrón de un átomo o de una molécula del medio a través del cual se propaga. La radiación ionizante puede ser emitida en el proceso de decaimiento natural de algún núcleo inestable o como consecuencia de la excitación de un átomo y de su núcleo en un reactor nuclear, un ciclotrón, una máquina de rayos X o en algún otro equipo. Por razones históricas, el fotón (onda electromagnética) emitido por un núcleo excitado es llamado rayo gamma y el emitido por una maquina o por transiciones electrónicas entre orbitales internos de un átomo, es llamado rayo X. Las partículas cargadas emitidas de núcleos son llamadas partículas alfa (núcleos de Helio-4) y beta (electrones) [6].

#### 2.2.1 Radiactividad.

La radiactividad puede definirse como una transformación nuclear espontanea de un átomo inestable que resulta en la formación de un nuevo elemento. Existen varios mecanismos para

esta transformación y varios de esos mecanismos pueden o no ir acompañados por la emisión de radiación gamma. La radiactividad y las propiedades de los núclidos están determinadas sólo por consideraciones nucleares y son independientes el estado físico y químico del radionúclido. Las propiedades radiactivas de los átomos, por lo tanto, no pueden cambiar por ninguna manera y son únicas para un radionúclido respectivo. El modo exacto de transformación radiactiva depende de la energía disponible para la transición. La energía disponible, a su vez, depende de dos factores: el tipo particular de inestabilidad nuclear, es decir, si la relación neutrón-protón es muy alta o muy baja para un núclido en particular, y en la relación de masa-energía entre el núcleo padre, núcleo hijo y la partícula emitida [24].

Simbólicamente el proceso puede ser descrito como:

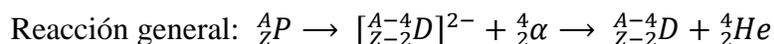


Dónde: P es el núclido inestable (padre); D es el núclido hijo, más estable que el padre;  $d_1, d_2, \dots$ , son las partículas emitidas.

Los núclidos radiactivos decaen espontáneamente por los siguientes modos puros:

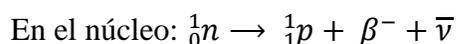
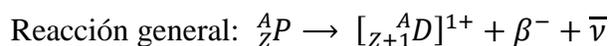
- **Decaimiento Alfa ( $\alpha$ )**

Se presenta en núclidos ricos en protones y número atómico alto, se emite una partícula alfa ( ${}^4_2\text{He}^{2+}$ ), el núcleo hijo contiene dos protones y dos neutrones menos que el padre. Se conocen 815 núclidos que decaen por esta vía.



- **Decaimiento Beta menos ( $\beta^-$ )**

Se presenta en núclidos ricos en neutrones, un neutrón en el núcleo decae y se transforma en un protón, se emite un electrón y un anti-neutrino electrónico. El núclido hijo puede quedar en un estado excitado. Se conocen aproximadamente 1281 núclidos que decaen por esa vía.



- **Decaimiento Beta más ( $\beta^+$ )**

Se presenta en núclidos ricos en protones donde la emisión alfa no es energéticamente posible. En este proceso un protón en el núcleo decae y se transforma en un neutrón, se emite un positrón (anti-electrón) y un neutrino. El núclido hijo puede quedar en un estado excitado. Se conocen aproximadamente 1496 núclidos que decaen por esta vía.

Reacción general:  ${}^A_Z P \rightarrow [{}^{A-1}_{Z-1} D]^{1-} + \beta^+ + \nu$

En el núcleo:  ${}^1_1 P \rightarrow {}^1_0 n + \beta^+ + \nu$

El positrón, después de ser emitido del núcleo, es fuertemente atraído electrostáticamente por los electrones atómicos. El positrón y el electrón que se aniquilan el uno al otro y como resultado se generan dos fotones (rayos gamma) cada uno con energía de 0.511 MeV en direcciones opuestas.

- **Captura electrónica (ε o ec)**

Se presenta en núcleos con deficiencia de neutrones. En este proceso un electrón orbital es “capturado” por el núcleo y esto resulta en la transformación de un protón en un neutrón y la emisión de un neutrino. El núcleo hijo puede quedar en un estado excitado. Se conocen aproximadamente 162 núclidos que decaen por esta vía.

Reacción general:  ${}^A_Z P + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^A_{Z-1} D^* + \nu$

En el núcleo:  ${}^1_1 P + {}^0_{-1} e \rightarrow {}^1_0 n + \nu$

- **Fisión espontánea (SF)**

Se presenta en núclidos de algunos elementos actinoides y post-actinoides. En este proceso, el núcleo se divide en un fragmento pesado y uno ligero con masa y carga alrededor de la mitad del padre, y también se liberan varios neutrones. Se conocen aproximadamente 127 núclidos que decaen por esta vía.

Reacción general:  ${}^A_Z P \rightarrow {}^{A'}_Z D + {}^{A-A'-\nu}_{Z-Z'} D + \nu {}^1_0 n + E^*$

- **Decaimiento por emisión de un neutrón (n)**

Se presenta en núclidos ricos en neutrones. En este proceso un neutrón es expulsado del núcleo después de una emisión beta menos. Se conocen aproximadamente 279 núclidos que decaen por esta vía.

Reacción general:  ${}^A_Z P^* \rightarrow {}^{A-1}_Z D + {}^1_0 n$

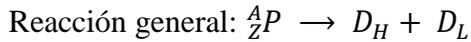
- **Decaimiento de protón (p)**

Se presenta en núcleos ricos en protones. En este proceso un protón es expulsado del núcleo. Se conocen aproximadamente 95 núclidos que decaen por esta vía.

Reacción general:  ${}^A_Z P \rightarrow [{}^{A-1}_{Z-1} D^*]^{1-} + {}^1_1 P$

- **Emisión de Clusters (CE)**

Un núcleo padre decae por la emisión de un ion ligero.



O por alguno de los tantos modos mixtos de decaimiento, por ejemplo:

- Procesos de decaimientos beta especiales ( $\beta^- n$ ,  $\beta^+ \alpha$ ,  $\beta^+ p$ )
- Emisión múltiple de iones pesados ( ${}^{14}\text{C}$ ,  ${}^{24}\text{Ne}$ , etc.)
- Decaimiento beta de núcleos desnudos
- Emisión de dos protones (2p), etc., [25].

## 2.3 Emisión de fotones

### 2.3.1 Desexcitación de núcleos.

El decaimiento de un núcleo por emisión de una partícula, como una partícula alfa o una partícula beta, usualmente deja al núcleo en un estado excitado. La energía disponible para un decaimiento posterior a un nivel de energía inferior o al estado base no es suficiente para provocar la emisión de otra partícula, o el decaimiento por la emisión de una partícula es más lenta que la emisión de radiación electromagnética, y esta última se vuelve importante. El núcleo hace la transición de un estado de energía alto,  $E_i$ , hasta un estado de menor energía,  $E_f$ , liberando el exceso de energía,  $\Delta E = E_i - E_f$ , mediante uno de los siguientes procesos:

- Emisión de rayos gamma
- Conversión interna
- Producción interna de pares [26]

#### 2.3.1.1 Emisión gamma.

Este no es una forma de decaimiento como el alfa, beta o fisión espontánea, ya que en este proceso no hay cambio en el número o tipo de nucleones del núcleo atómico; no hay cambio en  $Z$ ,  $N$  ni  $A$ . El proceso involucra solamente la pérdida del exceso de energía de excitación [27].

Si un núcleo cambia de un estado excitado al estado fundamental o a algún estado excitado de menor energía, se emiten fotones (rayos gamma). Todos los rayos gamma emitidos por un determinado núcleo son mono-energéticos. Como la energía de retroceso transmitida hacia el núcleo por la emisión de un fotón gamma es muy pequeña comparada con la energía del rayo gamma, esta última es prácticamente igual a la energía de excitación o la diferencia en las energías de excitación del núcleo:

$$E_{\gamma} = \Delta E \quad (8)$$

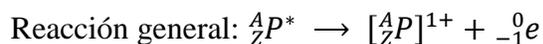
Por lo tanto, la espectrometría gamma es la herramienta más importante para el estudio de las propiedades del núcleo atómico [28].

La radiación gamma es radiación electromagnética, como las ondas de radio, las microondas y la luz visible. En el enorme rango de energías del espectro electromagnético, la radiación gamma se ubica en la parte más energética. Existe un solapamiento entre los rayos X de alta energía (de 1 a 100 keV) y la radiación gamma de menor energía (10 a 10 000 keV). Se utilizan diferentes nombres sólo para diferenciar su origen.

En lugar de tener un rango bien definido como las partículas alfa y beta, los rayos gamma pierden una cierta fracción característica de su energía por unidad de distancia que recorre a través de la materia. Los rayos gamma son altamente penetrantes y pueden provocar un daño considerable. Los emisores gamma requieren un gran blindaje y ser manejados a distancia [25].

### 2.3.1.2 Conversión interna (IC).

En lugar de la emisión de un fotón gamma, el núcleo excitado puede transmitir su energía de excitación a un electrón de las capas atómicas, preferentemente a un electrón K, en un proceso llamado conversión interna (IC).



La probabilidad de esta alternativa incrementa con el aumento de número atómico y con la disminución de la energía de excitación. El electrón de conversión es emitido en lugar de un fotón gamma y su energía es:

$$E_e = E_{\gamma} - E_B \quad (9)$$

Donde  $E_{\gamma}$  es la energía del fotón gamma y  $E_B$  la energía de enlace del electrón. En contraste con las partículas beta, los electrones de conversión son monoenergéticos. La conversión interna es seguida de la emisión de rayos X característicos, como en la captura electrónica. La relación entre los electrones de conversión y los rayos gamma emitidos por unidad de tiempo es llamada coeficiente de conversión:

$$\alpha = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_{\gamma}} \quad (10)$$

$\lambda_{e^-}$  y  $\lambda_{\gamma}$  son las constantes de decaimiento parciales (probabilidades) de conversión y de emisión gamma. El coeficiente de conversión  $\alpha$  es la suma de los coeficientes de conversión parciales de las capas K, L, etc.

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L \dots = \frac{\lambda_{e^-(K)}}{\lambda_\gamma} + \frac{\lambda_{e^-(L)}}{\lambda_\gamma} + \dots \quad (11)$$

### 2.3.1.3 Producción interna de pares.

Una alternativa muy rara a la emisión gamma es la emisión simultánea de un electrón y un positrón. Esta posibilidad solo existe si la energía de excitación es más grande que la energía necesaria para la generación de un electrón y un positrón (producción de pares), la cual es de 1.022 MeV [28].



### 2.3.2 Tiempo de vida de los estados excitados.

Los estados nucleares también tienen tiempos de vida definidos, y donde las transiciones involucran cierto grado de prohibición de acuerdo a las reglas de selección, los niveles tienen un tiempo de vida apreciable ( $>10^{-9}$  s). Si el tiempo de vida es suficientemente grande para ser medido con facilidad, entonces tendremos un estado isomérico. La vida media de la transición depende si se trata de E o M, de la multiplicidad, de la energía de la transición y del número de masa. Las vidas medias largas son favorecidas cuando existe una alta multipolaridad (por ejemplo, E4 o M4) y baja energía de transición [27].

#### 2.3.2.1 Transición isomérica.

En contraste con la emisión gamma normal que ocurre por radiación de dipolo, la transición isomérica ocurre por transiciones multipolares de alto orden que ocurren en una escala de tiempo mayor. Si el tiempo de vida de la emisión gamma excede un nanosegundo, el núcleo excitado se define como en un estado metaestable o en un estado isomérico (denotado por m). El proceso de decaimiento de este estado excitado es conocido como transición isomérica (IT) [25].

Generalmente, el tiempo de vida del estado excitado es muy pequeña, del orden de  $10^{-16}$  a  $10^{-13}$  segundos; y se considera que la radiación gamma es emitida inmediatamente después de decaimiento alfa o beta. Sin embargo, si la transición gamma inmediata es prohibida, debido a una gran diferencia entre el espín nuclear del estado excitado y el estado fundamental en combinación con las leyes de conservación del momento angular y la paridad, resulta un estado metaestable o un isómero nuclear que decae con una vida media propia. La transición isomérica es independiente de radiación alfa o beta acompañante, y algunos isómeros nucleares son de gran importancia como emisores gamma puros. Por ejemplo, el  ${}^{99m}\text{Tc}$  tiene muchas aplicaciones en medicina nuclear.

Los valores calculados por las ecuaciones de Weisskopf se encuentran en buena concordancia con los valores experimentales, lo cual es también una prueba de la aplicabilidad del modelo

de capas del núcleo. Este modelo conduce a la expectativa de que a energías bajas de excitación y con espines nucleares apreciablemente diferentes del espín nuclear, del estado fundamental, pueden ser observados frecuentemente en núcleos con número atómico o número de neutrones inferiores a los números mágicos para  $Z$  o  $N= 50, 82$  y  $126$ , respectivamente. Esos estados excitados exhiben vidas medias largas. Realmente, se observa una región en la carta de radionúclidos llamada “isla de núcleos isoméricos”, donde se encuentran varios núcleos con estados excitados con vidas medias medibles. Las vidas medias de los isómeros nucleares pueden variar entre segundos y varios años [24, 27].

### **2.3.3 Otras fuentes de fotones.**

#### ***2.3.3.1 Radiación de aniquilación.***

Los positrones creados en los decaimientos  $\beta^+$ , tienen una vida muy corta; este es rápidamente frenado en la materia hasta que este se vuelve muy lento, con energía cinética cercana a cero. Los positrones son la antipartícula de los electrones, y un positrón lento inevitablemente se encontrará a corta distancia de un electrón. El acoplamiento de estas dos partículas puede existir por un tiempo corto como un átomo exótico llamado positronio, después el proceso de aniquilación ocurrirá. El positrón y el electrón desaparecen y se producen dos fotones, cada uno con la energía igual a la masa de un electrón,  $511$  keV. Esos fotones son llamados radiación de aniquilación y el pico de aniquilación es una característica común en los espectros gamma, y muy prominente cuando están presentes radionúclidos emisores beta más. Por conservación del momentum, los dos fotones de  $511$  keV son emitidos en direcciones exactamente opuestas.

#### ***2.3.3.2 Bremsstrahlung.***

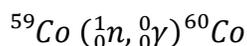
Bremsstrahlung es una palabra alemana que significa “radiación de frenado”. Es radiación electromagnética producida por la interacción de un electrón rápido con el campo Coulombiano del núcleo. La energía del electrón se pierde mediante la emisión de un espectro continuo de fotones, la mayoría de los cuales aparecen en la región de los rayos X, aunque en principio la energía máxima posible es la energía cinética del electrón. Otras partículas pierden energía de una forma similar, pero Bremsstrahlung es sólo significativa para partículas ligeras, además, el efecto es inversamente proporcional con el cuadrado de la masa de la partícula cargada. El efecto sobre un espectro gamma es el aumento en el fondo continuo, dificultando la detección de los rayos gamma empalmados en esa región. Existe una relación inversa entre el número de quanta emitida y la energía del fotón, de esta forma el fondo Bremsstrahlung disminuye con el incremento de la energía.

Se presenta una gran interacción Bremsstrahlung entre materiales absorbentes de número atómico grande con electrones de alta energía (partículas beta). En la práctica, para betas de  $1000$  keV en plomo ( $Z=82$ ), el efecto es muy apreciable; para betas de  $1000$  keV en aluminio

(Z=13), el efecto no es importante. Se sigue entonces que alguna estructura cercana al detector, como un simple contenedor para la muestra, por ejemplo, debe construirse con un material de Z bajo, como plástico. El uso de un blindaje diseñado puede minimizar en la misma forma el Bremsstrahlung. En contraste, este efecto es usado en forma positiva cuando se requiere una fuente de gran intensidad de radiación X para análisis por activación con fotones o para propósitos médicos.

### **2.3.3.3 Rayos gamma prontos.**

Estos rayos gamma se emiten durante las reacciones nucleares. Si consideramos la activación de cobalto-59 con neutrones térmicos, como se muestra en la siguiente reacción:



Cuando el rayo gamma mostrado es emitido, el núcleo de  ${}^{60}\text{Co}$  excitado cae al estado fundamental. Este proceso ocurre rápidamente, en menos de  $10^{-14}$  s, este fotón es un producto de un nivel de excitación del propio  ${}^{60}\text{Co}$  y no está relacionado con la emisión gamma del decaimiento radiactivo subsecuente del  ${}^{60}\text{Co}$ , los cuales pertenecen propiamente al  ${}^{60}\text{Ni}$ . Las mediciones de los rayos gamma pronto deben hacerse en línea y con equipamiento especializado, por ejemplo, equipo para extraer un haz de neutrones desde el reactor. Las energías observadas son mayores que las que se presentan en los decaimientos beta, siendo superiores a 10 MeV. Analíticamente, el método es útil para elementos con Z bajo que no dan productos de activación con buenas gammas de decaimiento. Los elementos, como H, B, C, N, Si, P y Ca, han sido determinados por este método.

### **2.3.3.4 Rayos X.**

Aparecen como resultado de reacomodos de los electrones extra nucleares después de una captura electrónica y después de una conversión interna. Los rayos X son monoenergéticos, con energía igual a la diferencia entre los niveles energéticos (o muy cercana a esta, como consecuencia de la conservación de la energía y del momentum existe una pequeña energía de retroceso sobre el átomo como unidad, esta reduce la energía de los rayos X en una pequeña cantidad).

### **2.3.3.5 Fuentes de información nuclear.**

Existe una versión interactiva on-line de una carta de núclidos creada por US National Nuclear Data Center la cual es una fuente de datos nucleares con información actualizada. Los núclidos estables aparecen con su símbolo en un recuadro en color negro y al seleccionar una especie nos proporciona el número de masa, su abundancia isotópica natural en porcentaje de átomos entre otra información. Los núclidos radiactivos aparecen en recuadros de colores: en azul los que decaen por beta menos; en rojo los que decaen por captura de

electrones o por beta más; en amarillo los que decaen por alfa; en verde los que decaen por fisión espontánea y si una especie decae por varias vías aparecen en un recuadro con los diferentes colores de los decaimientos de la especie, para las especies radiactivas se muestra el modo de decaimiento, si son varios se muestra el porcentaje de cada modo, también la vida media y los niveles de energía y la información de la energía de la radiación que emite cada especie [27].

## 2.4 Descripción matemática del decaimiento radiactivo y del equilibrio radiactivo

### 2.4.1 Decaimiento radiactivo simple: vida media y constante de decaimiento.

El decaimiento radiactivo es un proceso aleatorio. De esta forma, no se puede tener certeza de cuando un núcleo inestable decaerá. La probabilidad de que un átomo decaiga en el tiempo  $dt$  está dado por  $\lambda dt$  donde  $\lambda$  es la constante de proporcionalidad conocida como constante de decaimiento. En un sistema donde están presentes al inicio  $N(0)$  átomos, la variación en el número de átomos que decaen en el tiempo  $dt$  está dado por:

$$-dN = \lambda N dt \quad (12)$$

En el límite de intervalos muy pequeños, se puede expresar como:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (13)$$

Integrando con respecto al tiempo nos da el número de átomos presentes en cualquier tiempo  $t$

$$\int_{t=0}^{t=t} \frac{dN}{dt} = -\lambda \int_{N(0)}^N N \quad (14)$$

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t} \quad (15)$$

La vida media,  $t_{\frac{1}{2}}$ , es usada para denotar el tiempo al cual el número de átomos ha disminuido a la mitad de su valor inicial

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda t_{\frac{1}{2}}} \quad (16)$$

De esta forma la vida media se relaciona con la constante de decaimiento a través de la relación

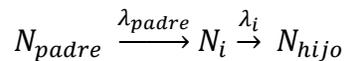
$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (17)$$

### 2.4.2 Actividad.

El número de decaimientos por unidad de tiempo, es conocido como actividad A, y se define como

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N \quad (18)$$

En esta definición se asume que N disminuye debido al decaimiento. En decaimientos sucesivos, los hijos obedecen a una ecuación con un término para el decaimiento (desaparición) y otro de acumulación (producción) desde el padre. Cuando el hijo es un isótopo estable, tan solo habrá el término de producción



Y la ecuación de velocidad es

$$\frac{dN_i}{dt} = -\lambda N_i + \lambda_{padre} N_{padre} \quad (19)$$

La unidad de actividad es el Becquerel, 1 Bq = 1 desintegración por segundo. Surge un problema técnico en la evaluación de la actividad cuando la vida media es menos a 1 s. La actividad definida anteriormente nos daría una velocidad de desintegración instantánea. Si la vida media es  $\leq 1$  s, una considerable cantidad de material ha decaído en ese primer segundo. La definición anterior sobreestima la radiación emitida. Esta dificultad puede librarse fácilmente definiendo la actividad por segundo integral

$$A_{1s} = \int_0^1 \lambda N dt = N(0)(1 - e^{-\lambda}) \quad (20)$$

Donde  $\lambda = \ln 2 / t_{\frac{1}{2}}$  y N(0) es el número de átomos en el tiempo 0. Para el cálculo de la actividad específica, denotada  $A_s$ , N(0) es el número de átomos en 1 gramo de material.

$$N(0) = N_a / \mathcal{A} \quad (21)$$

Por lo tanto

$$A_s = \frac{N_a(1 - e^{-\lambda})}{\mathcal{A}} \quad (22)$$

O

$$A_s \left( \frac{Bq}{g} \right) = 6.02214 \times 10^{23} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}}}}{\mathcal{A}} \quad (23)$$

### 2.4.3 Vida promedio.

La vida promedio de un radionúclido es una propiedad estadística y es un concepto válido sólo por el gran número de átomos involucrados. Un átomo individual de un radionúclido puede transformarse en cualquier momento, desde el tiempo cero hasta infinito. Para algunos cálculos, es conveniente usar la vida promedio de un radionúclido. La vida promedio se define como la suma de los tiempos de vida de los átomos individuales dividida entre el número total de átomos presentes el tiempo cero. Durante un intervalo de tiempo de  $t$  hasta  $t + dt$ , el número total de transformaciones es  $\lambda N dt$ . Cada átomo que decae en este intervalo tiene una existencia o tiempo de vida de  $t$ . La suma de los tiempos de vida de todos los átomos que se transformaron durante el intervalo de tiempo  $dt$ , tienen una supervivencia  $t=0$  esto es  $t \lambda N dt$ . Es la vida promedio que se espera que un átomo exista antes de que decaiga. La vida promedio está dada entonces por

$$\tau = \frac{1}{N(0)} \int_0^{\infty} t \lambda N dt \quad (24)$$

Es sencillo demostrar que la relación entre la vida promedio y la vida media está dada por

$$\tau = 1.44 t_{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

### 2.4.4 Razones de ramificación y número de modos de decaimiento.

Muchos radionúclidos tienen más de un modo de decaimiento. Considerar un radionúclido que tiene dos modos de decaimiento. La probabilidad de que un átomo decaiga por el proceso 1 en el tiempo  $dt$  es  $\lambda_1 dt$ . De forma similar, la probabilidad de que este decaiga por el proceso 2 en el tiempo  $dt$  es  $\lambda_2 dt$ . Por lo tanto, la ecuación que gobierna su decaimiento radiactivo puede escribirse como

$$\frac{dN}{dt} = -(\lambda_1 + \lambda_2)N \quad (26)$$

La constante de decaimiento total del radionúclido padre es la suma de las constantes de decaimiento parciales,  $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$ . Por lo tanto, la razón de ramificación del modo 1 y del modo 2 se definen como

$$BR_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda} \quad (27)$$

y

$$BR_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda} \quad (28)$$

En general, la razón de ramificación (BR) para un modo de decaimiento particular se define como la razón entre el número de átomos que decaen por un modo entre el número total de decaimientos

$$BR_i = \frac{\lambda_i}{(\lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_i + \dots)} = \frac{\lambda_i}{\lambda} \quad (29)$$

Alternativamente, dada la constante total de decaimiento, una constante de decaimiento parcial está dada por

$$\lambda_i = BR_i \cdot \lambda \quad (30)$$

Cada radionúclido tiene un número determinado de formas de decaimiento. Usualmente el número de modos de decaimiento es uno o dos, sin embargo, existen radionúclidos con muchos más modos de decaimiento.

### 2.4.5 Cadenas de decaimiento.

Es muy común encontrar que el hijo de un decaimiento radiactivo también es radiactivo. En estos casos se habla de cadenas de decaimiento radiactivo. Por ejemplo, si consideramos la cadena de decaimiento  $N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3 \rightarrow \dots$  en la cual el radionúclido padre  $N_1$  decae al radionúclido hijo  $N_2$  y este hijo a su vez es radiactivo y decae a  $N_3$ . Más generalmente cada radionúclido en la cadena de decaimiento  $N_i$  puede ramificarse, con una razón de ramificación determinada, en más de un hijo. En adición, puede existir una fuente externa  $S_1$  para la producción de  $N_i$  (aparte del decaimiento del padre).

La situación para decaimientos radiactivos sucesivos se muestra esquemáticamente en la figura 1. Este proceso general de decaimiento radiactivo fue investigado sistemáticamente por Bateman.

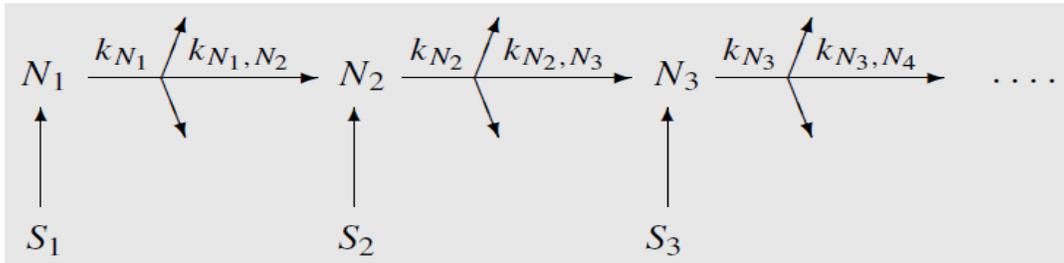


FIGURA 1. Diagrama general de decaimientos sucesivos.

Las ecuaciones diferenciales que gobiernan los procesos de arriba pueden escribirse como:

$$\frac{dN_1}{dt} = S_1 - \lambda_{N_1} N_1 \quad (31)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = S_2 + \lambda_{N_1, N_2} N_1 - \lambda_{N_2} N_2 \quad (32)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = S_i + \lambda_{N_{i-1}, N_i} N_{i-1} - \lambda_{N_i} N_i \quad (33)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = S_n + \lambda_{N_{n-1}, N_n} N_{n-1} - \lambda_{N_n} N_n \quad (34)$$

Donde,  $N_n$  es el número de átomos de la especie  $n$  presentes al tiempo  $t$ ,  $\lambda_n$  es la constante de decaimiento para la especie  $n$ , y  $\lambda_{N_{n-1},N_n}$  es la constante de decaimiento parcial. La solución de este sistema de ecuaciones es

$$N_n(t) = \sum_{i=1}^{i=n} \left[ \left( \prod_{j=1}^{j=n-1} \lambda_{j,j+1} \right) \times \sum_{j=i}^{j=n} \left( \frac{N_i(0)e^{-\lambda_j t}}{\prod_{\substack{p=i \\ p \neq j}}^n (\lambda_p - \lambda_j)} + \frac{S_i(1-e^{-\lambda_j t})}{k_j \prod_{\substack{p=i \\ p \neq j}}^n (\lambda_p - \lambda_j)} \right) \right] \quad (35)$$

Para el caso particular (el de mayor interés) de una cadena de decaimiento que inicia en un solo padre sin termino S, en este caso la solución se reduce a

$$N_n(t) = \prod_{j=1}^{j=n-1} \lambda_{j,j+1} \sum_{j=i}^{j=n} \frac{N_i(0)e^{-\lambda_j t}}{\prod_{\substack{p=i \\ p \neq j}}^n (\lambda_p - \lambda_j)} \quad (36)$$

Al reconstruir los primeros términos

$$N_1 = N_1(0)e^{-\lambda_1 t} \quad (37)$$

$$N_2 = \lambda_{1,2} \left\{ \frac{N_1(0)e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{N_1(0)e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_1 - \lambda_2} \right\} \quad (38)$$

$$N_3 = \lambda_{1,2} \lambda_{2,3} \left\{ \frac{N_1(0)e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{N_1(0)e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{N_1(0)e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_1)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right\} \quad (39)$$

Estas relaciones permiten conocer el número de átomos del tiempo  $t=0$  hasta  $t=t$ . Esto es de interés para calcular su número a varios tiempos en el rango de 0 a  $t$  (por ejemplo, con el propósito de graficar sus valores). Esto se puede hacer especificando el tiempo total,  $t$ , sobre el cual se hace el cálculo, y el número de pasos necesarios para alcanzar  $t$ . El intervalo de tiempo para cada cálculo es  $\Delta t = t/L$ . Para  $L = 1$ , sus números son evaluados al tiempo  $t$ . Para  $L = 2$ , sus números son evaluados a  $t/2$  y a  $t$ . Para  $L = 3$ , los números son evaluados a  $t/3$ ,  $2t/3$ ,  $t$  etc.

#### 2.4.6 Equilibrio radiactivo.

Si consideramos un decaimiento radiactivo simplificado que involucra tres radionúclidos,  $N_1$ ,  $N_2$  y  $N_3$ . El radionúclido 1 decae al radionúclido 2 y este a su vez decae al radionúclido 3. El radionúclido 1 es el padre del radionúclido 2. De las relaciones anteriores, el número de átomos del radionúclido 2 está dado por la ecuación:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(1 - e^{-(\lambda_1 - \lambda_2)t}) \quad (40)$$

De la ecuación anterior es posible observar que el tiempo requerido para alcanzar el equilibrio depende de la vida media tanto del padre como del hijo. Se pueden distinguir tres casos:

1.-  $t_{\frac{1}{2}1} \gg t_{\frac{1}{2}2}$  . La vida media del padre es mucho mayor que la del hijo.

2.-  $t_{\frac{1}{2}1} > t_{\frac{1}{2}2}$  . La vida media del padre es mayor que la del hijo.

3.-  $t_{\frac{1}{2}1} < t_{\frac{1}{2}2}$  . La vida media del padre es menor que la del hijo.

### 2.4.6.1 Equilibrio secular $\left( t_{\frac{1}{2}1} \gg t_{\frac{1}{2}2} \right)$ .

En el equilibrio secular, la vida media del padre es mucho mayor que la del hijo,  $t_{\frac{1}{2}1} \gg t_{\frac{1}{2}2}$  ( $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ). En este caso la ecuación 44 se reduce a

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(0)(1 - e^{-\lambda_2 t}) \quad (41)$$

Para tiempos  $t \gg t_{\frac{1}{2}1}$  , el equilibrio radiactivo se establece y se alcanza la siguiente relación:

Equilibrio secular:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{t_{\frac{1}{2}2}}{t_{\frac{1}{2}1}} \quad (42)$$

y

$$A_1 = A_2 \quad (43)$$

donde A es la actividad definida por  $\lambda N$ .

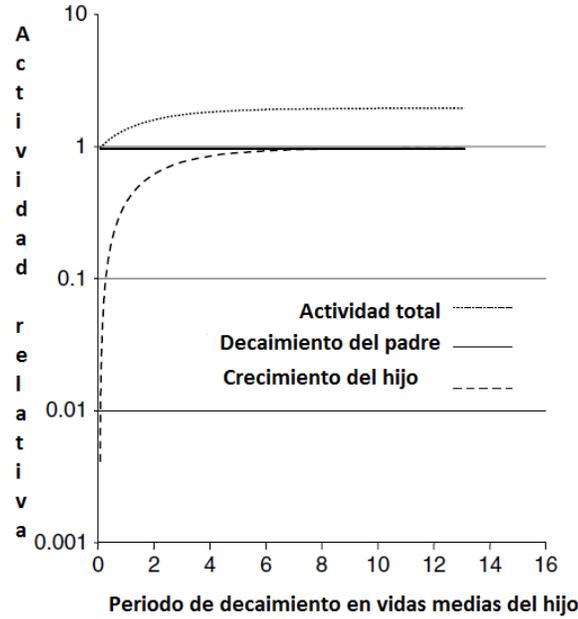


FIGURA 2. Equilibrio secular, actividad relativa del padre y el hijo [27].

#### 2.4.6.2 Equilibrio transitorio $\left( t_{\frac{1}{2}1} \geq t_{\frac{1}{2}2} \right)$ .

En el equilibrio transitorio la vida media del hijo es del mismo orden, pero menor que la del padre,  $t_{\frac{1}{2}1} > t_{\frac{1}{2}2}$  ( $\lambda_1 < \lambda_2$ ). La ecuación general para el hijo a partir de la ecuación 40.

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1(0) (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad (44)$$

Para tiempos  $t \ll t_{\frac{1}{2}1}$  el primer término exponencial se aproxima a 1 y  $N_2$  incrementa acorde con  $(1 - e^{-\lambda_2 t})$ . Para tiempos  $t \gg t_{\frac{1}{2}2}$ , el segundo exponencial se hace mucho más pequeño que el primero con forme  $N_2$  disminuye de acuerdo a  $(e^{-\lambda_1 t})$ . Para esta parte decreciente de la curva se obtiene

Equilibrio transitorio:

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1 \quad (45)$$

Donde se ha usado la relación

$$N_1 = N_1(0) e^{-\lambda_1 t} \quad (46)$$

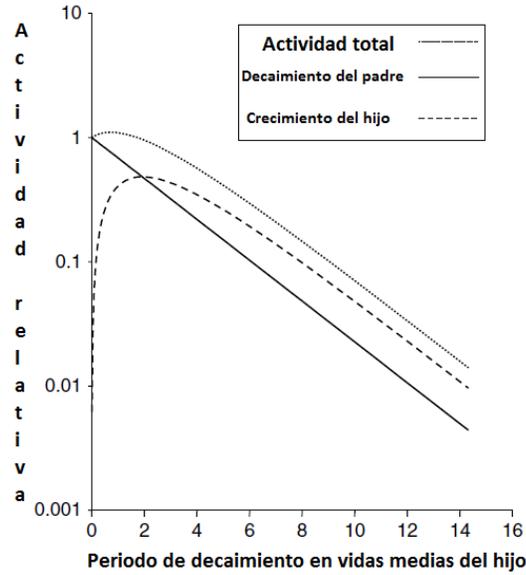


FIGURA 3. Equilibrio transitorio, actividades relativas del padre y del hijo [27].

### 2.4.6.3 No equilibrio $\left(t_{\frac{1}{2}1} < t_{\frac{1}{2}2}\right)$ .

En esta situación, la vida media del padre es más corta que la del hijo. Cuando el padre tiene una vida media inferior a la del hijo, la actividad del hijo crece hasta un máximo y después decae con su propia vida media característica [25].

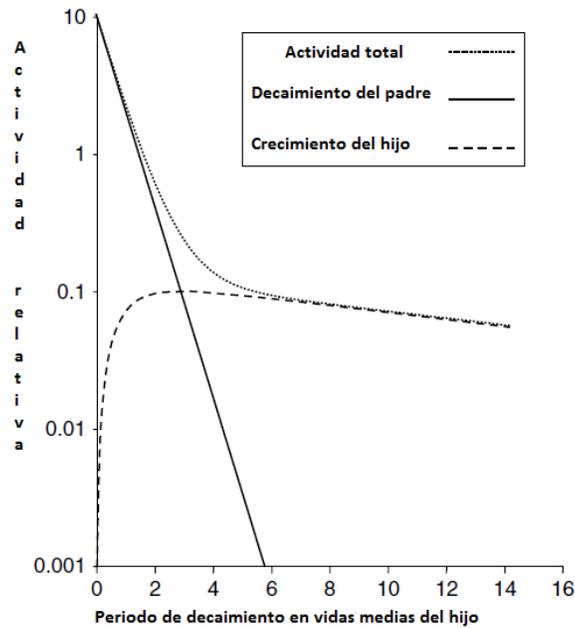


FIGURA 4. No equilibrio, actividades relativas del padre y del hijo [27].

## **2.5 Exposición a la radiación en el medioambiente**

Los humanos estamos expuestos continuamente a las emisiones de elementos radiactivos de la corteza terrestre. Existen cerca de 50 de esos radionúclidos naturales, entre ellos el potasio-40 y de las series naturales radiactivas del torio, del uranio y del actinio, y la mayoría de ellos son emisores gamma [29]. La exposición de los seres humanos a la radiación ionizante es una característica permanente e ineludible de la vida en la tierra. Para muchos individuos, esta exposición excede la de todas las fuentes antropogénicas combinadas [30].

### **2.5.1 Magnitudes y unidades dosimétricas.**

Para cuantificar los riesgos y el posible daño por exposición a la radiación se han acuñado una serie de magnitudes para tal efecto. La dosis de radiación recibida depende de la intensidad, la energía y el tipo de radiación, el tiempo de exposición y el área expuesta. Varias cantidades han sido introducidas para especificar la dosis recibida y la efectividad biológica de dicha dosis [31].

La magnitud básica usada para expresar la exposición de algún material, como el cuerpo humano, es la dosis absorbida, cuya unidad es el gray (Gy). Sin embargo, los efectos biológicos por unidad de dosis absorbida varían con el tipo de radiación y con la parte del cuerpo expuesta. Para tomar en cuenta esas variaciones, es usada una cantidad ponderada llamada dosis efectiva, para la cual su unidad es el Sievert (Sv).

Para evaluar el efecto de la exposición en un grupo de la población, se suman las dosis adquiridas por los miembros de todo el grupo, a esto se le llama dosis colectiva, y sus unidades son Sv-hombre. El valor de la dosis colectiva dividido por el número de individuos del grupo expuesto de la población es conocido como dosis per cápita (dosis por persona) y sus unidades son los Sv [6].

### **2.5.2 Efectos de la radiación.**

Cuando la radiación ionizante atraviesa un tejido provoca que sus átomos se ionicen o se exciten. Esto provoca que la estructura de las moléculas cambie y genere un daño celular. En particular, el material genético de la célula, el ADN (ácido desoxirribonucleico) puede cambiar. Se reconocen dos categorías de los daños provocados por la radiación: efectos determinísticos y efectos estocásticos. Los efectos determinísticos están asociados con dosis altas y se caracterizan por tener un límite. Por encima de este límite el daño incrementa con la dosis. Los efectos estocásticos se asocian con dosis bajas y no tienen un límite. El efecto estocástico principal es el cáncer [6, 31].

### 2.5.3 Fuentes naturales de radiación.

Todos los organismos vivos están expuestos continuamente a la radiación ionizante, la cual siempre ha existido en forma natural. Las fuentes de esta exposición son los rayos cósmicos que provienen del espacio exterior y de la superficie del sol, los radionúclidos primordiales presentes en la corteza terrestre, en materiales de construcción, en el aire, agua, alimentos, y en el cuerpo humano mismo. Algunas de las exposiciones son bastante uniformes para todos los individuos en todos lados, por ejemplo, la dosis por ingestión de Potasio-40 en los alimentos. Otras exposiciones varían ampliamente dependiendo de la localización. Por ejemplo, los rayos cósmicos, son más intensos a grandes altitudes, y la concentración de uranio y de torio en suelos es bastante elevada en ciertas áreas. La exposición puede variar como resultado de las actividades y prácticas humanas. En particular, los materiales de construcción de las casas, el diseño y los sistemas de ventilación influyen fuertemente los niveles del gas radiactivo radón y de sus productos en lugares cerrados, los cuales contribuyen significativamente a la dosis por inhalación.

La dosis efectiva per cápita anual a nivel global de fuentes de radiación natural es de 2.4 mSv. Sin embargo, el rango de dosis individual es amplio. En una población grande se espera que cerca del 65% tenga una dosis efectiva entre 1 mSv y 3 mSv, cerca de 25% de la población tendrá una dosis efectiva anual menor a 1 mSv y 10% tendrá una dosis efectiva mayor a 3 mSv.

*Tabla 1. Dosis promedio anual de fuentes radiactivas naturales.*

<b>Fuente radiactiva</b>	<b>Promedio mundial de dosis anual (mSv)</b>	<b>Rango de dosis (mSv)</b>
<b>Exposición externa</b>		
Rayos cósmicos	0.4	0.3-1.0a
Radiación gamma terrestre	0.5	0.3-0.6b
<b>Exposición interna</b>		
Inhalación (principalmente radón)	1.2	0.2-10c
Ingestión	0.3	0.2-0.8d
Total	2.4	1-10

a Rango al nivel del mar hasta una gran altitud; b Dependiendo de la composición de radionúclidos del suelo y de los materiales de construcción; c Dependiendo de la acumulación en interiores de radón; d Dependiendo de la composición de radionúclidos en alimentos y en agua potable [6].

Existen tres orígenes de las fuentes de radiación natural. La más antigua es la radiación cósmica, la cual se cree que se originó con el nacimiento del universo, hace 13 o 14 mil millones de años. Un segundo origen son los elementos radiactivos primordiales que fueron creados hace aproximadamente 4.5 mil millones de años. La actividad de estos materiales radiactivos de origen natural conocidos con el acrónimo NORM (del inglés naturally occurring radioactive material) es de interés para la seguridad radiológica. Una tercera fuente de radiactividad y radiación es la radiactividad cosmogénica. La producción de radiactividad cosmogénica es un proceso continuo en el cual la radiación cósmica interactúa con la atmósfera para producir radionúclidos. Una fuente transitoria de radiación natural fue el reactor natural que se encuentra en lo que ahora se conoce como República de Gabon en el oeste de África, en un sitio conocido como Oklo, y por lo tanto es llamado el reactor de Oklo. Este reactor fue crítico hace 1.7 mil millones de años y continuó en operación por un periodo de varios cientos de miles de años. La historia de su funcionamiento es inferida de los productos de fisión que se han encontrado y de la composición isotópica del Uranio en Oklo [24].

#### ***2.5.3.1 Cósmicas.***

La radiación cósmica fue descubierta en 1912 por el físico austríaco Victor Hess, y por esto recibió el Premio Nobel en 1936. Los rayos cósmicos son partículas de muy alta energía de fuentes extraterrestres que bombardean la tierra. Una fuente es el sol, que emite partículas alfa y protones principalmente. Otro tipo de radiación, que consiste principalmente de electrones y protones, se origina fuera de nuestro sistema solar y se llama radiación galáctica. Estas partículas primarias entran en la atmósfera de la Tierra y chocan con las moléculas de la atmósfera para producir rayos cósmicos secundarios (fotones, protones, neutrones, electrones, muones y piones) que bombardean la superficie de la tierra y tienen la energía suficiente para penetrar profundamente en el suelo y en el mar.

La intensidad de los rayos cósmicos aumenta con la altitud debido a la disminución del efecto de blindaje de la atmósfera. Por ejemplo, en una aeronave a una altitud de 9,140 metros, la intensidad de los rayos cósmicos es de aproximadamente seis a siete veces mayor que a nivel del mar. La intensidad de los rayos cósmicos aumenta con el incremento de latitud norte y sur del ecuador, debido que el campo magnético de la tierra desvía las partículas cargadas de alta velocidad que están pasando a través del campo de fuerza magnético de esta [24].

La radiación cósmica puede ser clasificada de acuerdo a su origen, energía, tipo de radiación y la densidad de flujo de sus partículas. Cuando solo los tipos de radiación importantes a la exposición de los humanos son tomados en cuenta, se clasifica en tres principales fuentes de radiación cósmica: radiación cósmica galáctica, radiación cósmica solar y la radiación de los cinturones de Van Allen.

Además de la protección proporcionada por el campo magnético de la tierra, la vida es protegida de la radiación cósmica por una capa de aire de aproximadamente  $10,000 \text{ kg/m}^2$ , la cual es comparable con una columna de agua de 10 m. Como resultado, al nivel del mar la radiación cósmica contribuye solo con el 10 % de la dosis total de la radiación a la que los humanos han estado siempre expuestos. Sin embargo, a grandes altitudes o en el espacio, los rayos cósmicos constituyen el campo de radiación dominante.

Los rayos cósmicos interactúan con los núcleos de los constituyentes de la atmósfera y producen una cascada de interacciones y de productos de reacciones secundarias que contribuyen a la exposición de los rayos cósmicos. Esta disminuye en intensidad con el incremento de la profundidad de la atmósfera, desde la altitud para aeronaves hasta el suelo. La interacción de los rayos cósmicos también produce un número de radionúclidos conocidos como radionúclidos cosmogénicos. El radionúclido cosmogénico más relevante a la exposición del público en general es el  $^{14}\text{C}$ .

Los piones, generados por la interacción de los rayos cósmicos con la atmósfera, son la fuente principal de otros componentes del campo de radiación cósmica en la atmósfera. Los piones neutros decaen en fotones de alta energía; estos producen electrones de alta energía que a su vez producen más fotones, produciendo una cascada de fotones /electrones. Los electrones y los positrones son las partículas cargadas dominantes a altitudes medias. Los piones con carga decaen en muones, los cuales tienen un rango medio bastante grande en la atmósfera y los hace la componente más importante de partículas cargadas al nivel del suelo. Estos son acompañados por un pequeño flujo de electrones generados por las colisiones de los muones al descender. Al nivel del suelo, los muones son los componentes más importantes que contribuyen a la dosis, los neutrones, electrones, positrones, fotones y protones son los componentes más importantes a alturas medias. A alturas mayores se debe considerar la componente de núcleos pesados [30].

### ***2.5.3.2 Cosmogénicas.***

La interacción de la radiación cósmica con los núcleos presentes en la atmósfera produce partículas elementales y también una serie de radionúclidos. La producción de radionúclidos es mayor en la estratosfera, pero algunos neutrones y protones que sobreviven hasta la atmósfera inferior y producen radionúclidos cosmogénicos.

Excepto para  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^7\text{Be}$ , que son isótopos de elementos con algún rol metabólico en el cuerpo humano, los radionúclidos cosmogénicos contribuyen muy poco a la dosis de radiación y son de relevancia principalmente como trazadores en la atmósfera y, después de su deposición, en sistemas hidrológicos [30].

El tritio ( $^3\text{H}$ ) y el radiocarbono ( $^{14}\text{C}$ ), son de interés debido a que el tritio y de radiocarbono de origen antropogénico son ampliamente utilizados en investigación y la presencia de los

isótopos naturales debe ser considerado en la interpretación de las mediciones de seguridad radiológica cuando se trata de estos radionúclidos. La producción de radionúclidos cosmogénicos es un proceso continuo en el que se establece un estado de equilibrio en el cual se producen los radionúclidos a la misma velocidad que estos decaen. La cantidad  $^3\text{H}$  en el estado de equilibrio en todo el mundo se estima que es de  $34 \times 10^6 \text{ Ci}$  ( $1.26 \times 10^{18} \text{ Bq}$ ) y para el  $^{14}\text{C}$  su estimación es de  $31 \times 10^7 \text{ Ci}$  ( $1.15 \times 10^{19} \text{ Bq}$ ) [30].

### 2.5.3.3 Series naturales.

Los radionúclidos naturales de origen terrestre, también denominados radionúclidos primordiales, se encuentran presentes en varios grados en todo el medioambiente, incluyendo el cuerpo humano. Solo los radionúclidos con vidas medias comparables con la edad de la tierra, y sus hijos, existen en suficiente cantidad para contribuir significativamente a la exposición de la población.

La contribución principal a la exposición externa proviene de los radionúclidos emisores gamma presentes en cantidades traza en el suelo, principalmente  $^{40}\text{K}$  y las familias del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{232}\text{Th}$ . La información de exposición al aire libre se obtiene de la medición directa de la razón de dosis o del análisis de las mediciones de la concentración de radionúclidos en el suelo. Los valores medios mundiales son de 33 Bq/kg para  $^{238}\text{U}$ , 32 Bq/Kg para  $^{226}\text{Ra}$  y 45 Bq/kg para  $^{232}\text{Th}$ . El valor promedio para el  $^{40}\text{K}$  es de 412 Bq/kg.

La exposición en interiores depende de la concentración de radionúclidos en el suelo y en los materiales de construcción. La contribución relativa de cada fuente es altamente dependiente del tipo de construcción y de los materiales de esta [30].

La sustancia radiactiva natural que descubrió Becquerel en 1896 era una mezcla de varios radionúclidos, que más tarde se descubrió que estaban relacionados con otros. Estos eran miembros de una larga serie de isótopos de varios elementos, todos radiactivos excepto el último [24]. El uranio, el más abundante de los elementos radiactivos en esta mezcla, consiste de tres isótopos diferentes: el 99.2742% del uranio natural es  $^{238}\text{U}$ , 0.7204%  $^{235}\text{U}$  y un 0.0054%  $^{234}\text{U}$  [32].

El  $^{238}\text{U}$  y el  $^{234}\text{U}$  pertenecen a una familia, la serie del Uranio, el  $^{235}\text{U}$  es el primer miembro de otra serie llamada serie del Actinio. El uranio es un elemento ubicuo en el medioambiente natural y se encuentra en el suelo en una concentración promedio de 3 ppm (partes por millón) en peso, y corresponde a aproximadamente 2 pCi o 74 mBq/g de suelo. El Uranio forma compuestos extremadamente estables con el fósforo. Por tal razón los suelos ricos en fosfato contienen concentraciones mayores al promedio, de aproximadamente 7 ppm hasta 125 ppm. Los minerales de uranio de grado medio llegan a contener de 1000 a 5000 ppm de uranio; mientras que los minerales de grado alto contienen de 10,000 a 40,000 ppm de uranio.

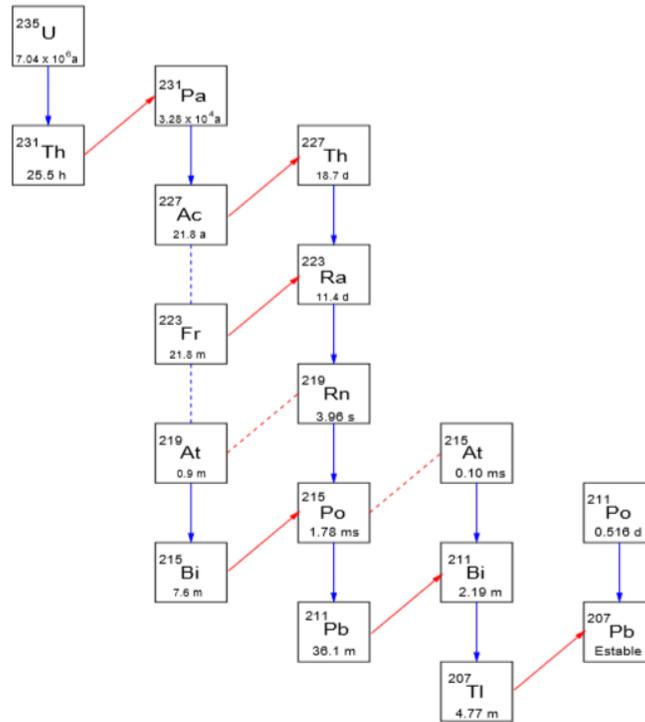


FIGURA 5. Serie radiactiva natural del Actinio.

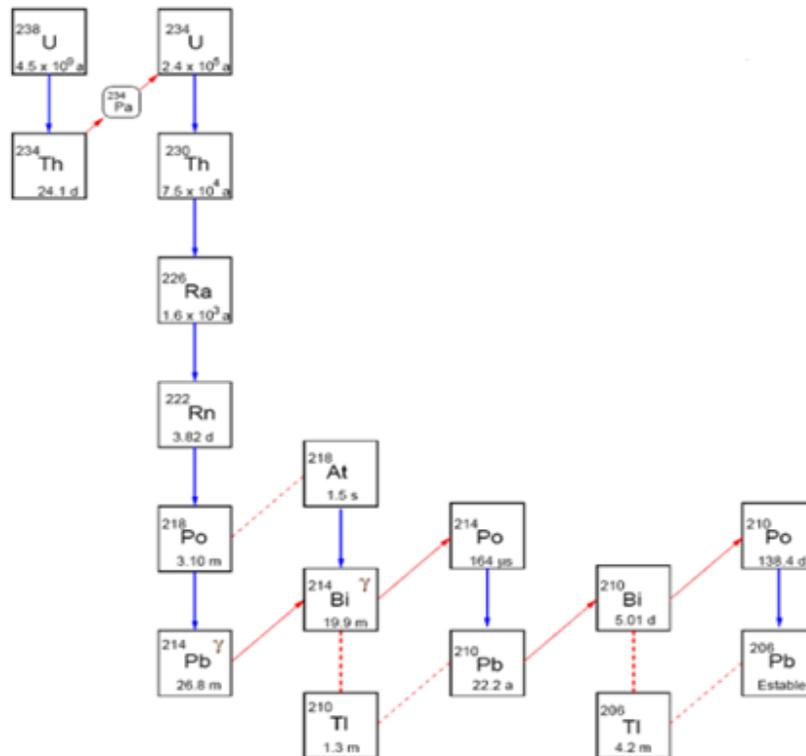


FIGURA 6. Serie radiactiva natural del uranio.

El torio es otro elemento natural radiactivo ubicuo, es cerca de cuatro veces más abundante en la naturaleza que el uranio. El isótopo más abundante del torio es el  $^{232}\text{Th}$ , el cual es el primer miembro de otra cadena de radionúclidos llamada serie del Torio.

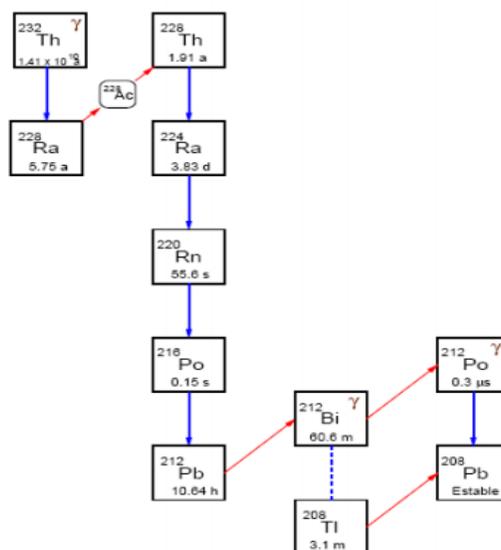


FIGURA 7. Serie radiactiva natural del torio

Todos los isótopos que son miembros de alguna serie radiactiva se encuentran en la parte inferior de la tabla periódica; el número atómico más bajo en estos grupos es 81, mientras el número de masa más baja es de 207.

Las series radiactivas tienen varias características en común. El primer miembro de cada serie tiene una vida media muy grande, que se puede medir en unidades de tiempo geológico. Que el primer miembro de cada una deba de tener una vida media tan larga es obvio, ya que, si se considera el tiempo desde la creación de la tierra, para un elemento con una vida media relativamente corta habría decaído durante los 4 500 millones años que ha existido la tierra y ya no lo observaríamos. Este punto se ilustra muy bien teniendo en cuenta la serie del Neptunio producida artificialmente. En este caso, el primer miembro es el elemento transuránico  $^{241}\text{Pu}$ , que se produce en el laboratorio por irradiación con neutrones del combustible nuclear de un reactor productor de  $^{239}\text{Pu}$ . La vida media de  $^{241}\text{Pu}$ , es de sólo 13 años. Debido a esta vida media tan corta, hasta un período de un siglo es tiempo suficiente para permitir que la mayor parte del  $^{241}\text{Pu}$  decaiga. Incluso la vida media más grande en la serie, que la tiene el  $^{237}\text{Np}$ , es de sólo  $2.2 \times 10^6$  años, aún sigue siendo lo suficientemente corta para que este elemento haya desaparecido si se hubiera creado al mismo tiempo que todos los demás elementos de la tierra.

Una segunda característica común a las tres series de origen natural es que cada una tiene un miembro gaseoso y, por otra parte, que el gas radiactivo en cada caso es un isótopo diferente

del elemento radón. En el caso de las series de uranio, el gas (Rn) se llama radón; en la serie de torio, el gas se llama torón, y en la serie del actinio se llama actinón. Cabe señalar que la serie artificial del neptunio no tiene ningún miembro gaseoso. La existencia de los gases radiactivos en las tres series es una de las principales causas de los problemas de salud pública referentes a la radiactividad natural del medio ambiente. El gas radón se difunde fuera del suelo, en el aire y se dispersa ampliamente en la atmósfera local. Los descendientes del radón, que son sólidos en condiciones normales, se unen al polvo atmosférico. El peligro para la salud debido al radón no proviene del radón en sí, sino de las partículas de polvo que son inhaladas y que llevan adsorbida la progenie del radón en sus superficies.

Las concentraciones atmosféricas de radiactividad de esta fuente varían ampliamente alrededor del planeta y son dependientes de las concentraciones locales de uranio y torio en la tierra. Aunque la concentración promedio de radón atmosférico es del orden de  $2 \times 10^{-6}$  Bq / ml ( $5 \times 10^{-11}$   $\mu$ Ci/mL), concentraciones 10 veces más que esto son comunes. Dado que la progenie del radón se encuentra en la superficie de las partículas atmosféricas y las partículas en suspensión se lavan de la atmósfera por la lluvia, es razonable esperar la mayor radiación de fondo en áreas abiertas durante los períodos de lluvia. Este fenómeno de hecho se observa y debe ser considerado en seguridad radiológica.

Una tercera característica común entre las tres series radiactivas naturales es que el producto final en cada caso es plomo. En el caso de las series de uranio, el miembro final es  $^{206}\text{Pb}$  estable; en la serie de actinio, es el  $^{207}\text{Pb}$ , y en la serie del torio es  $^{208}\text{Pb}$ . La serie neptunio artificial difiere también en esta característica de las series naturales, el elemento terminal en esta es el isótopo estable del bismuto  $^{209}\text{Bi}$ .

Estas cuatro series de desintegración radiactiva, las tres naturales y la serie neptunio producida artificialmente, a menudo se designan como las series  $4n$ ,  $4n + 1$ ,  $4n + 2$ , y  $4n + 3$ . Estos números de identificación se refieren a la divisibilidad de los números de masa de cada una de la serie por 4. El número de masa del  $^{232}\text{Th}$ , el primer miembro de la serie de torio, es exactamente divisible por 4. Puesto que todas las desintegraciones en la serie se consiguen mediante la emisión de una partícula alfa (4 unidades del número de masa) o una partícula beta (0 unidades del número de masa), se deduce que los números de masa de todos los miembros de la serie del torio son exactamente divisibles por 4. La serie de uranio, cuyo primer miembro es  $^{238}\text{U}$ , consta de radionúclidos que tienen números de masa que son divisibles por 4 y dejan un residuo de 2 ( $238 \div 4 = 59 + 2/4$ ). Esta serie, por lo tanto, se llama la serie  $4n+2$ . La serie del actinio, cuyo primer miembro es  $^{235}\text{U}$ , es la serie  $4n + 3$ . La serie de "desaparecidos",  $4n + 1$ , es la serie del neptunio producida artificialmente, que comienza con  $^{241}\text{Pu}$ .

Los radionúclidos primordiales que se encuentran en la naturaleza no se limitan a las series del torio, uranio y del actinio. Varios de los elementos con número atómico bajo también

tienen isótopos radiactivos. Los más importantes de estos emisores naturales de bajo número atómico son  $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ,  $^{138}\text{La}$ ,  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{176}\text{Lu}$  y  $^{187}\text{Re}$ .

De estos isótopos radiactivos naturales, el más importante desde el punto de vista de la seguridad radiológica es el  $^{40}\text{K}$  por la amplia distribución del potasio en el medio ambiente (la concentración promedio de potasio en las rocas de la corteza es de unos 27 g / kg y en el mar es de aproximadamente 380 mg / L), en las plantas y los animales, incluyendo los seres humanos (la concentración media de potasio en los seres humanos es alrededor de 1.7 g / kg) [24].

#### 2.5.4 Fuentes artificiales.

La liberación de materiales radiactivos al medioambiente y la exposición de la población humana a estos se ha presentado en varias actividades, prácticas y eventos que involucran fuentes radiactivas. La contribución de la exposición de fuentes antropogénicas principal proviene de las pruebas de armas nucleares en la atmósfera, de 1945 a 1980.

##### 2.5.4.1 Dx médico.

El uso de radiación ionizante en el diagnóstico y en la terapia médica es una práctica común en todo el mundo. En general, la exposición médica está confinada a una región anatómica de interés y administrada con propósitos clínicos específicos de manera que sea de beneficio directo para los individuos examinados o tratados. La exposición con propósitos diagnósticos se caracteriza por dosis bastante bajas (la dosis efectiva está típicamente en el rango de 0.1 a 10 mSv) que en principio es justo lo suficiente para brindar la información clínica requerida. En contraste, la exposición terapéutica involucra dosis mucho mayores sobre el volumen del tumor (dosis típicamente en el rango de 20 a 60 Gy) para erradicar la enfermedad, principalmente cáncer, o mitigar síntomas (tratamientos paliativos).

*Tabla 2. Exposición a la radiación por rayos X por diagnóstico médico.*

Nivel de atención de salud	Población por médico	Número de exámenes anuales por cada 1000 habitantes	Dosis efectiva anual promedio para la población (mSv)
I	< 1000	920	1.2
II	1000 - 3000	150	0.14
III	3000 - 10000	20	0.02
IV	>10000	<20	<0.02
Promedio mundial		330	0.4

#### ***2.5.4.2 Ensayos nucleares.***

Cada prueba nuclear resultó en la liberación sustancial al medioambiente de materiales radiactivos, los cuales fueron dispersados ampliamente en la atmósfera y depositados en todos los lugares de la superficie terrestre. Se ha calculado que la dosis efectiva promedio anual alcanzó un máximo de 150  $\mu\text{Sv}$  en 1963 y decreció a cerca de 5  $\mu\text{Sv}$  en el 2000, para los radionúclidos residuales en el medioambiente, principalmente  $^{14}\text{C}$ ,  $^{90}\text{Sr}$  y  $^{137}\text{Cs}$ . La dosis promedio anual es 10% mayor en el hemisferio norte, donde la mayor parte de las pruebas fueron efectuadas. Aunque hubo una gran preocupación en el momento de las pruebas, la dosis anual se mantuvo relativamente baja, alcanzando un máximo de 7% del nivel de fondo de las fuentes radiactivas naturales [33].

Las pruebas subterráneas causaron exposiciones más allá de los sitios de prueba cuando los gases radiactivos se filtraron o fueron ventilados. La mayor parte de las pruebas subterráneas tenían rendimientos inferiores a los de las pruebas atmosféricas, y generalmente era posible contener los residuos. Las pruebas subterráneas fueron efectuadas a razón de 50 o más por año desde 1962 hasta 1990. Aunque es la intención de la mayoría de los países prohibir cualquier prueba adicional, ya sea atmosférica o subterránea, el tratado de prohibición total de pruebas nucleares aún no ha entrado en vigor y se siguen efectuando pruebas subterráneas.

Durante el tiempo en el que el arsenal nuclear fue desarrollado, especialmente en los primeros años (1945-1960), hubo liberación de radionúclidos y exposición a la población local y de los alrededores de las instalaciones nucleares. Ya que había poco conocimiento del potencial de exposición y un monitoreo limitado, la evaluación de esta exposición debe realizarse en base a la reconstrucción de dosis. Ahora los procesos han mejorado mucho y los arsenales se han reducido y la exposición proveniente del ciclo del combustible para usos militares ha disminuido a niveles muy pequeños.

Un proceso que aún continúa es la generación de energía eléctrica mediante reactores nucleares de potencia. Si se asume una generación anual de 250 giga watts por año se estima una dosis anual per cápita menor a 0.2  $\mu\text{Sv}$  por año.

#### ***2.5.4.3 Exposición ocupacional.***

Existe un gran número de profesiones en las cuales los trabajadores están expuestos a fuentes de radiación antropogénica, como en instalaciones nucleares o en clínicas médicas, en las cuales algunos trabajadores se exponen a niveles de radiación superiores a la radiación natural. El término ocupacional se refiere a que la exposición se debe directamente al trabajo. La dosis promedio anual mundial se encuentra entre 1.9 mSv y 0.6 mSv.

*Tabla 3. Exposición ocupacional a la radiación [34].*

<b>Fuente/práctica</b>	<b>Número de trabajadores monitoreados</b>	<b>Dosis efectiva promedio anual (mSv)</b>
<b>Fuentes antropogénicas</b>		
Ciclo de combustible nuclear	800	1.8
Usos industriales de la radiación	700	0.5
Actividades de defensa	420	0.2
Usos médicos de la radiación	2320	0.3
Educación/veterinaria	360	0.1
Total por las fuentes antropogénicas	4600	0.6
<b>Fuentes naturales</b>		
Viaje aéreo	250	3.0
Minería	760	2.7
Minería de carbón	3910	0.7
Procesamiento de minerales	300	1.0
Trabajo en lugares subterráneos	1250	4.8
Total por las fuentes naturales	6500	1.8

#### **2.5.4.4 Accidentes.**

##### *2.5.4.4.1 Consecuencias radiológicas del accidente de Chernobyl.*

El accidente de la planta de energía nuclear de Chernóbil ha sido el accidente más serio que involucra exposición a la radiación, que causó la muerte, a los pocos días o semanas, de 30 trabajadores y daños por radiación a más de otros cien. También provocó la inmediata evacuación, en 1986, de cerca de 116,000 personas de las áreas circundantes del reactor y su reubicación permanente, después de 1986, de cerca de 220,000 personas de Bielorrusia, la Federación Rusa y Ucrania. Esto causó severos trastornos sociales y psicológicos en las personas afectadas y vastas pérdidas económicas en la región entera. Grandes áreas de tres continentes fueron contaminadas, y la deposición de los radionúclidos liberados fue medible en todos los países del hemisferio norte [6].

El accidente del reactor nuclear de Chernóbil ocurrido el 26 de abril de 1986, fue el accidente más serio que ha ocurrido en la industria de la energía nuclear. El reactor fue destruido en el accidente y cantidades considerables de materiales radiactivos fueron liberados al medioambiente y muchos trabajadores fueron expuestos a dosis altas de radiación que tuvieron serias consecuencias a la salud, como la muerte. Entre los residentes de Bielorrusia,

la Federación Rusa y Ucrania, han sido reportados más de 1,800 casos de cáncer de tiroides en niños. A pesar de los problemas asociados con la investigación, se cree que se conocen los casos causados por la exposición a la radiación recibida cuando ocurrió el accidente. Muchos otros problemas se han reportado en otras poblaciones, pero su relación con la exposición a la radiación de este evento es menos clara [35].

Se han reportado más de 1,800 casos de cáncer de tiroides en niños que fueron expuestos en el tiempo del accidente, y si la tendencia actual continúa, habrá más casos durante las siguientes décadas. A parte de este incremento, no existe evidencia de un impacto mayor a la salud pública atribuible a la exposición después de este accidente [6].

El accidente de Chernóbil ocurrió durante una prueba experimental del sistema de control eléctrico mientras el reactor estaba cerrado por mantenimiento de rutina. El operador, en una violación de las normas de seguridad, apagó sistemas importantes de control y permitió que el reactor alcanzara condiciones de inestabilidad en condiciones de baja potencia. Un aumento repentino de potencia causó una explosión de vapor que rompió la vasija del reactor, permitiendo la interacción violenta de más vapor con el combustible, destruyendo el núcleo del reactor y dañando severamente el edificio del reactor.

El reactor de Chernóbil carecía de la función de contención. Después de la explosión, se presentó un incendio intenso del grafito que duró diez días. Bajo esas condiciones, se liberaron grandes cantidades de materiales radiactivos.

Los gases radiactivos y las partículas liberadas en el accidente fueron inicialmente transportados por el viento en dirección oeste y norte. En los días siguientes, el viento llegaba de todas direcciones. La deposición de los radionúclidos estuvo gobernada principalmente por la precipitación ocurrida durante el paso de la nube radiactiva, que condujo a un patrón complejo y variable de exposición a través de la región afectada.

Los radionúclidos liberados del reactor que causaron exposición en las personas fueron principalmente yodo-131, cesio-134 y cesio-137. El yodo-131 tiene una vida media corta (8.0252 días), pero se transfiere a los humanos de forma relativamente rápida desde el aire, a través de la leche y vegetales de hojas. El yodo se acumula en la glándula tiroides. Por razones relacionadas con la ingesta de esos alimentos por los recién nacidos y los niños, así como por el tamaño de la glándula tiroides y su metabolismo, la dosis de radiación es mayor en estos que en los adultos.

Los isótopos de cesio tienen vidas medias relativamente grandes (cesio-134 tiene una vida media de 2.0652 años y el cesio -137 una vida media de 30.08 años). Estos radionúclidos causan exposición prolongada a través de la vía de la ingesta y a través de la exposición externa de su deposición en el suelo. Muchos otros radionúclidos están asociados con el accidente, y han sido considerados en la evaluación de la exposición.

La dosis promedio de las personas más afectadas por el accidente fue de 100 mSv para los 240,000 trabajadores en las operaciones de recuperación, 30 mSv para las 116,000 personas evacuadas y 10 mSv para las personas que continuaron viviendo en la zona afectada durante los siguientes 10 años después del accidente. Los valores máximos de dosis pueden estar un orden de magnitud arriba. Fuera de Bielorrusia, la Federación Rusa y Ucrania, otros países europeos fueron afectados por el accidente. Las dosis en estos fueron como máximo de 1 mSv en el primer año después del accidente, con una disminución progresiva en los años siguientes. La dosis estimada en toda la vida es de 2-5 veces la dosis del primer año. Esa dosis es comparable a una dosis anual de la radiación de fondo natural y por lo tanto tiene una significancia radiológica pequeña.

El accidente de Chernóbil causó varios efectos inmediatos severos a la salud. De 600 trabajadores presentes en el sitio durante la mañana del 26 de abril de 1986, 134 recibieron dosis altas (0.7-13.4 Gy) y presentaron enfermedad por radiación. De ellos, 28 murieron en los primeros tres meses y otros dos poco después. Además, durante 1986 y 1987, cerca de 200,000 trabajadores de recuperación recibieron dosis entre 0.01 Gy y 0.5 Gy. Este grupo está en riesgo potencial de consecuencias con los años, como cáncer y otras enfermedades y sus condiciones de salud son seguidas de cerca.

El accidente de Chernóbil dio como resultado una contaminación radiactiva generalizada en áreas de Bielorrusia, la Federación Rusa y Ucrania pobladas por millones de personas. En adición a la exposición a la radiación, el accidente causó cambios a lo largo del tiempo en las vidas de las personas que viven en las zonas afectadas, ya que las medidas destinadas a limitar las dosis de radiación incluían reubicación, cambios en los suministros de alimentos y restricciones en las actividades individuales y familiares. Después esos cambios fueron acompañados por cambios políticos, económicos y sociales mayores cuando se disolvió la Unión Soviética [35].

#### *2.5.4.4.2 Consecuencias radiológicas del accidente de Fukushima.*

El 11 de marzo del 2011, a las 14:46 hora local, ocurrió un terremoto de una magnitud de 9.0 cerca de Honshu, Japón, y creó un tsunami devastador que dejó un rastro de muerte y destrucción a su paso. El terremoto y el tsunami subsecuente, el cual inundó más de 500 kilómetros cuadrados de la isla, resultó en la pérdida de más de 20,000 vidas y destrucción de infraestructura y de recursos naturales. Este evento también provocó el peor desastre nuclear civil desde el accidente de Chernóbil en 1986. La pérdida del suministro eléctrico y el daño de los sistemas de seguridad de la planta de energía nuclear Fukushima Daiichi provocaron daños severos en el núcleo de tres de los seis reactores de la planta; esto provocó la liberación, por un largo periodo, de grandes cantidades de materiales radiactivos al medioambiente.

Como respuesta inmediata, el gobierno japonés recomendó la evacuación de cerca de 78,000 personas que vivían dentro de un radio de 20 Km de la planta de energía y el refugio en sus propias casas de cerca de 62,000 de otras personas que viven entre el radio de 20 y 40 km de la planta. Después, en abril del 2011, el gobierno recomendó la evacuación de cerca de 10,000 personas que vivían en el noroeste de la planta (referido como un área deliberadamente evacuada), debido a los altos niveles de materiales radiactivos en el suelo. La evacuación redujo en gran proporción (por un factor de 10) los niveles de exposición que pudieron recibir si se quedaban en esa área. Sin embargo, la evacuación en sí misma tuvo repercusiones en las personas involucradas, incluyendo un número de muertes relacionadas con esta y el subsecuente impacto en el bienestar mental y social.

Se liberaron entre 100 a 500 PBq de yodo-131 y entre 6 a 20 PBq de Cesio-137. Esas estimaciones son más bajas en un factor entre 10 a 5 respecto a las estimaciones de la liberación en Chernóbil. Los vientos transportaron una gran proporción de los materiales vertidos en la atmósfera hacia el océano pacífico. En adición, a los líquidos liberados al océano. Las descargas directas al océano quizás ascendieron entre 10 ó 50 % de lo descargado a la atmósfera. Continuaron liberándose niveles bajos al océano aún hasta mayo del 2013. El yodo-131 y el cesio-137 son los dos radionúclidos más importantes en el cálculo de la dosis.

La dosis media más alta se encontró en la población dentro de la zona de evacuación de los 20 Km y de la zona deliberadamente evacuada. Para los adultos se estima una dosis efectiva recibida antes y durante la evacuación de menos de 10 mSv y aproximadamente la mitad de ese nivel para los evacuados el 12 de marzo del 2011. La dosis absorbida estimada en la tiroides fue superior a 35 mGy. Para infantes de un año de edad, la dosis efectiva se estimó que es el doble que los adultos y la dosis en la tiroides se estimó de 80 mGy.

Para los adultos que viven en la ciudad de Fukushima se estimó que recibieron una dosis efectiva de 4 mSv en el primer año después del accidente; para los niños de un año se estimó del doble. Las personas que viven en otros distritos de la prefectura de Fukushima y en las prefecturas vecinas se estima que recibieron dosis comparables o menores; así mismo, se estima que los pobladores del resto de Japón recibieron dosis aún menores. La dosis efectiva a lo largo de la vida de quien continúe viviendo en la prefectura de Fukushima se estima que es de 10 mSv; esta estimación asume que no se tomaron medidas de remediación para reducir la dosis en el futuro y, por lo tanto, este valor es una sobreestimación. La fuente más importante que contribuye a esa dosis fue la radiación externa de los materiales depositados en los suelos.

La exposición a la radiación en los países vecinos y en el resto del mundo resultado del accidente fue menor a la recibida en Japón; la dosis efectiva fue menor a 0.01 mSv, y la dosis en la tiroides fue menor que 0.01 mGy; esos niveles no tienen consecuencias en la salud de los individuos.

Para finales de octubre de 2012, cerca de 25,000 trabajadores han estado involucrados en actividades de mitigación en la planta nuclear de Fukushima Daiichi; de acuerdo con los registros, la dosis efectiva de los 25,000 trabajadores durante los primeros 19 meses después del accidente fue de 12 mSv. El 35 % de los trabajadores recibieron una dosis total mayor a 10 mSv en este período, y el 0.7 % de los trabajadores recibieron una dosis superior a 100 mSv [36].

### 2.5.5 Comparación.

Las dosis de varias fuentes de exposición recibida por la población de todo el mundo se comparan en la tabla 4. Se usan dos cantidades para la comparación. Para una fuente que es constante, o cambia sólo como resultado de procesos naturales, se usa la dosis efectiva per cápita. Esa cantidad también se usa para fuentes que depositan toda su exposición en un corto tiempo. Para las fuentes que provocan exposición por un largo período, es necesario indicar la tendencia en el tiempo (promedio de dosis anual para la población mundial). Debido a la considerable variación en la exposición que depende de la localización, de los hábitos personales, dieta, etc., la dosis individual difiere de persona a persona.

*Tabla 4. Dosis efectiva anual per cápita de fuentes naturales y antropogénicas.*

<b>Fuente</b>	<b>Dosis anual efectiva per cápita mundial (mSv)</b>	<b>Rango o tendencia en exposición</b>
Radiación de fondo natural	2.4	Rango típico de 1-10 mSv
Exámenes médicos de diagnóstico	0.4	Rango de 0.04-1.0 mSv
Pruebas nucleares atmosféricas	0.005	Ha disminuido constantemente de su máximo de 0.15 mSv en 1963
Accidente de Chernobyl	0.002	Ha disminuido de su máximo de 0.04 mSv en 1986
Producción de energía nuclear	0.0002	Ha incrementado con la expansión de los programas nucleares

Por mucho la contribución mayor de exposición viene de la radiación natural de fondo. La dosis anual per cápita es de 2.4 mSv y el rango en circunstancias típicas se encuentra entre 1 mSv y 10 mSv. Sin embargo, existen pequeños grupos de personas los cuales pueden estar expuestos a niveles altos. En algunos lugares, el contenido de radionúclidos en el suelo crea

niveles altos de exposición; esos lugares son conocidos como áreas de fondo alto. La variabilidad más significativa y extendida es el nivel de concentración de radón en el aire de lugares cerrados.

La segunda contribución es la exposición individual mundial de procedimientos médicos. Existe una tendencia creciente de esta exposición, lo cual refleja la cada vez más amplia disponibilidad de los servicios de tratamientos médicos con radiación en el mundo.

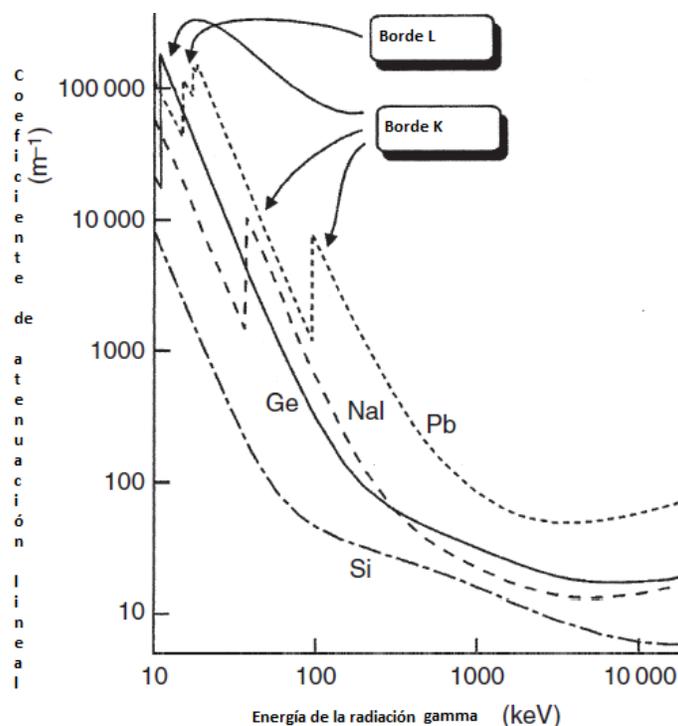
La exposición de la población mundial debido a las pruebas atmosféricas se consideró que sería bastante dramática en el tiempo de las pruebas más intensas (1958-1962). Estas pruebas dieron lugar a la liberación incontrolada de grandes cantidades de materiales radiactivos directamente en la atmósfera. De todos los eventos o actividades humanas, las pruebas nucleares atmosféricas involucran las mayores cantidades de radionúclidos liberados al medioambiente. La dosis anual alcanzada, en promedio, es de 7% del fondo natural en su máximo en 1963. Los niveles residuales de los radionúclidos de vida media larga hasta el presente en el medioambiente contribuyen muy poco a la exposición anual de la población mundial [6].

## **2.6 Interacción de la radiación gamma con la materia**

La detección instrumental de cualquier partícula o radiación depende de la producción de partículas secundarias con carga que son colectadas para producir una señal eléctrica. Las partículas con carga, como los electrones y las partículas alfa producen una señal por la ionización y la excitación directa del material del detector. La radiación gamma no tiene carga y en consecuencia no puede hacer lo que las partículas con carga. La detección de rayos gamma depende de otro tipo de interacciones que transfieren la energía del rayo gamma a los electrones de la materia del detector. Estos electrones excitados tienen carga y pierden su energía por ionización y excitación de los átomos del detector generando varios pares electrón-hueco. Los coeficientes de absorción de rayos gamma en gases son bajos y todos los detectores de rayos gamma prácticos dependen de la interacción con un sólido. Las partículas cargadas que produce el primer electrón son del tipo par electrón-hueco. Su número es proporcional a la energía de los electrones producidos en la primera interacción. El detector debe construirse con materiales adecuados y en una forma tal que los pares electrón-hueco puedan colectarse y presentarse como una señal eléctrica.

### **2.6.1 Mecanismos de interacción.**

Es de esperar que el grado de interacción de la radiación gamma con la materia dependa de la energía de la radiación. Lo que no es de esperar es la forma detallada de su dependencia con la energía. La figura 8 muestra los coeficientes de atenuación de varios materiales en función de la energía de la radiación gamma.



*FIGURA 8. Coeficiente de atenuación de algunos materiales de interés en espectrometría gamma en función de la energía de la radiación gamma.*

Las características más llamativas de esas curvas son los saltos bruscos en los coeficientes a bajas energías y un aumento a altas energías después de decaer en la mayor parte del rango. También se observa en el diagrama que la probabilidad de una interacción, expresada como el coeficiente de atenuación, depende del “tamaño” del átomo con el cual interacciona. El coeficiente de atenuación es mayor para los materiales con mayor número atómico. Por lo tanto, el germanio es un material más satisfactorio como detector para rayos gamma que el silicio, y el plomo es un material de blindaje más satisfactorio que cualquier otro material de bajo número atómico.

El coeficiente de atenuación es una medida de la reducción en la intensidad de la radiación gamma a una energía en particular causada por un material absorbedor. El coeficiente de absorción se relaciona con la cantidad de energía retenida por el material absorbedor cuando la radiación gamma pasa a través de este. Esto indica que no todas las interacciones tienen efecto en la absorción completa de rayo gamma. Como resultado de esto es que la curva de absorción cae bajo la curva de atenuación en un rango medio de energía. En la figura 9 se comparan las curvas de atenuación y la de absorción del germanio.

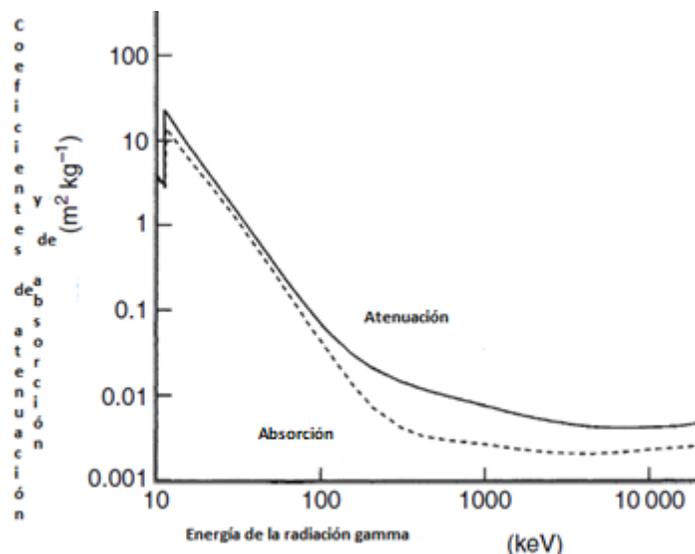


FIGURA 9. Comparación de los coeficientes de atenuación y de absorción del germanio.

Cada una de las curvas de la figura 9 es la suma de las curvas de las interacciones por absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y producción de pares. La magnitud relativa de cada una de esas interacciones para el caso del germanio se muestra en la figura 10.

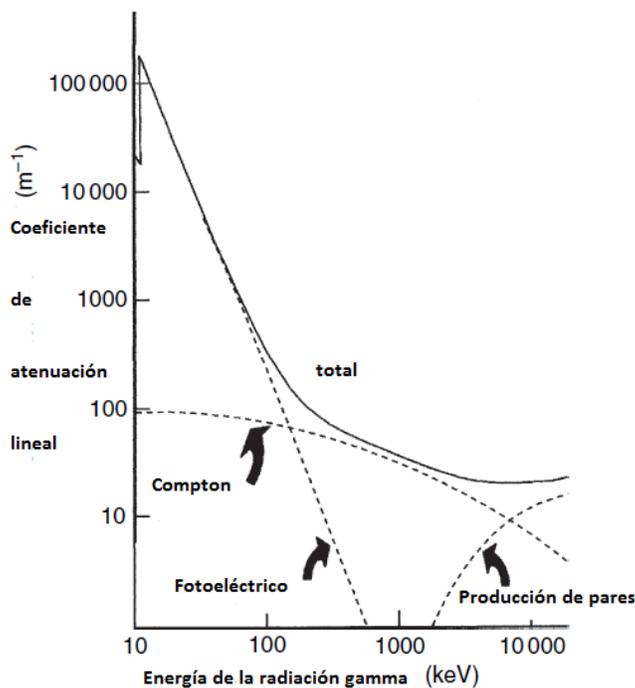


FIGURA 10. Coeficiente de atenuación lineal del germanio y sus componentes.

La interacción fotoeléctrica es la dominante a bajas energías y la producción de pares a altas energías, siendo la dispersión Compton la más importante en el rango medio de energías. La

radiación gamma puede también interactuar por dispersión coherente (como la dispersión Bragg o Rayleigh) y por reacciones foto nucleares. La dispersión coherente involucra la re-emisión del rayo gamma después de su absorción sin cambiar su energía, sólo en una dirección diferente. Estas interacciones pueden contribuir a la atenuación del haz de rayos gamma, pero como no se transfiere energía al detector, esta interacción no está involucrada en la generación de la señal del detector y por esta razón no es tomada en cuenta. La sección transversal para las reacciones fotonucleares no es significativa para rayos gamma de energías menores a 5 MeV por lo tanto este tipo de interacción puede ser descartada en la mayoría de las situaciones de medición de radiación gamma.

Es importante hacer notar que cada uno de los procesos de interacción significantes resulta en la transferencia de la energía del rayo gamma a los electrones del medio absorbente, por ejemplo, un detector.

#### ***2.6.1.1 Absorción fotoeléctrica.***

La absorción fotoeléctrica ocurre cuando interacciona un fotón gamma con un electrón enlazado a un átomo. El electrón es expulsado de su capa con una energía cinética  $E_e$ , la cual está dada por

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (47)$$

donde  $E_\gamma$  es la energía del fotón gamma y  $E_b$  es la energía de enlace del electrón. El átomo queda en un estado excitado con un exceso de energía,  $E_b$ , y puede recuperar el equilibrio en una de dos formas. El átomo puede desexcitarse por la redistribución de la energía de excitación entre el resto de los electrones del átomo. Esto puede causar la emisión de otro electrón del átomo (cascada Auger) lo cual transfiere una fracción extra de la energía del fotón gamma al detector. La otra opción es que la vacancia dejada por el fotoelectrón expulsado puede llenarse cuando cae un electrón de alta energía con la subsecuente emisión de un rayo x característico, llamando rayo x de fluorescencia, como se muestra en la figura 11.

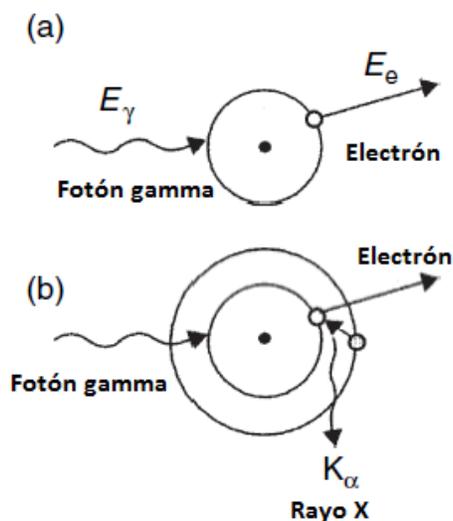


FIGURA 11. a) Mecanismo de la absorción fotoeléctrica y b) emisión de rayos x de fluorescencia.

Este rayo X a su vez puede experimentar absorción fotoeléctrica, emitiendo a su vez rayos X los cuales son absorbidos, hasta que la energía del fotón gamma es absorbida totalmente. En estas interacciones se debe conservar el momentum cuando el electrón es emitido, una pequeña cantidad de energía es retenida por el átomo de retroceso. Esta es muy pequeña y puede ser ignorada para propósitos prácticos.

El nivel de energía del cual es expulsado el electrón depende de la energía del rayo gamma. Los electrones más fáciles de expulsar son los de la capa K. Si no hay suficiente energía disponible para emitir un electrón K, pueden emitirse electrones L o M. Esto provoca las discontinuidades en las curvas de absorción fotoeléctrica. Esos bordes de absorción ocurren justo en las energías de enlace de los electrones de las capas. A menores energías, sólo los electrones L y superiores pueden ser expulsados por interacción fotoeléctrica. Para estos también aparece un borde característico en la curva de absorción fotoeléctrica.

La probabilidad de que un fotón experimente absorción fotoeléctrica puede ser expresada como una sección transversal,  $\tau$ . La medición del grado de absorción y atenuación varía con el número atómico,  $Z$ , del material absorbedor y la energía del rayo gamma,  $E_\gamma$ , en una forma complicada:

$$\tau \propto Z^n / E_\gamma^m \quad (48)$$

Donde  $n$  y  $m$  están entre 3 y 5, dependiendo de la energía. Por ejemplo, se han reportado funciones como  $Z^5 / E_\gamma^{3.5}$  y  $Z^{4.5} / E_\gamma^3$ . El significado de esta ecuación es que los átomos de mayor número atómico absorben más radiación gamma, al menos en cuanto concierne al efecto fotoeléctrico, más efectivamente que los átomos ligeros. Por consiguiente, el material

del detector debe tener un  $Z$  alto, y que las características de colección de carga sean satisfactorias.

El coeficiente de atenuación fotoeléctrica,  $\mu_{PE}$ , se puede derivar de la sección transversal en la siguiente manera:

$$\mu_{PE} = \tau \rho \frac{N_A}{A} \quad (49)$$

Donde  $\rho$  es la densidad del material absorbente,  $A$  es la masa atómica promedio y  $N_A$  es la constante de Avogadro.

Normalmente se asume que la absorción fotoeléctrica resulta en la absorción completa del rayo gamma. Sin embargo, para los eventos cercanos a la superficie del detector existe una probabilidad razonable de que algunos rayos X de fluorescencia, principalmente de los rayos X K, puedan escapar del detector. La energía neta absorbida en el detector será entonces:

$$E_e = E_\gamma - E_{K\alpha} \quad (50)$$

Donde  $E_{K\alpha}$  es la energía de los rayos X K del material del detector. Este proceso es conocido como escape de rayos X. Donde se pierde una cantidad precisa de energía. Esto da un pico definido en el lado de menor energía del pico de energía principal. En un detector de germanio, esto puede llamarse pico de escape del germanio y en un detector de yoduro de sodio como pico de escape del yoduro.

### 2.6.1.2 Dispersión Compton.

La dispersión Compton, figura 12, es una interacción directa del rayo gamma con un electrón, en la cual se transfiere parte de la energía del rayo gamma. La energía impartida al electrón de retroceso está dada por la siguiente ecuación:

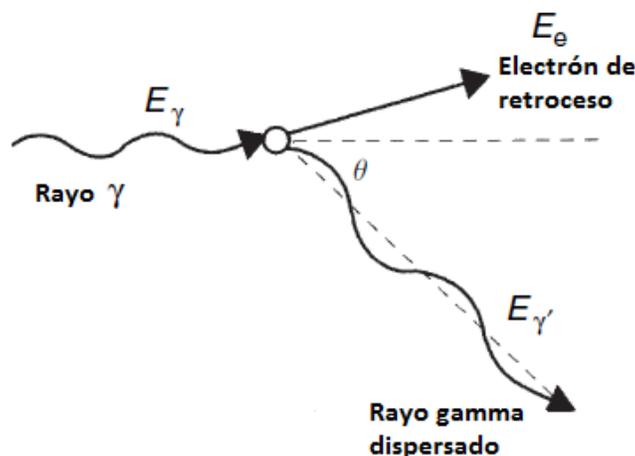


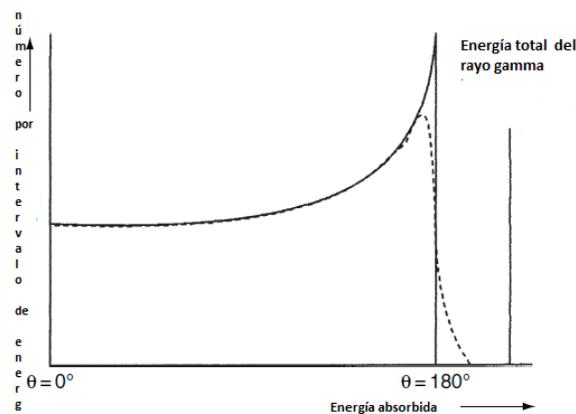
FIGURA 12. Mecanismo de dispersión Compton

$$E_e = E_\gamma - E_\gamma' \quad (51)$$

O por:

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + E_\gamma(1 - \cos \theta)/m_0c^2]} \right\} \quad (52)$$

Colocando diferentes valores de  $\theta$  en esta ecuación se observa cómo la energía absorbida varía con el ángulo de dispersión. Así, con  $\theta = 0$ , una dispersión directa hacia el punto de interacción, se encuentra que  $E_e$  es cero y en este caso no se transfiere energía al detector. Otra situación extrema es cuando el rayo gamma es retro dispersado y  $\theta = 180^\circ$ , el término entre corchetes en la ecuación anterior es menor aún a uno y sólo una proporción de la energía del rayo gamma será transferida al electrón de retroceso. En ángulos intermedios de dispersión, la cantidad de energía transferida al electrón debe estar entre estos dos extremos. La ineludible conclusión es que, a todos los ángulos de dispersión se absorbe menos del 100% de la energía del rayo gamma.



*FIGURA 13. Energía transferida al absorbedor por dispersión Compton en relación al ángulo de dispersión.*

Esta es una visión simplista del proceso, ya que se asume que el rayo gamma interactúa con un electrón libre (no enlazado a un átomo). De hecho, es mucho más probable que el electrón se encuentre enlazado a un átomo y que la energía de enlace del electrón se deba tomar en cuenta. Sin embargo, en muchos casos, la energía de enlace es insignificante comparada con la energía del rayo gamma (unos cuantos eV comparados con cientos de KeV). Al tomar en cuenta la energía de enlace del electrón se modifica la forma de la función respuesta Compton, provocando que el punto agudo en la energía de retroceso máxima sea más redondeado y el borde que corresponde con el retroceso de  $180^\circ$  adquiere una pendiente como se muestra en la curva punteada de la imagen 13.

La sección transversal de dispersión Compton, denotada por  $\sigma$ , se relaciona con el número atómico del material y con la energía del rayo gamma:

$$\sigma \propto f(E_\gamma) \quad (53)$$

Se ha sugerido como apropiada una función de  $1/E_\gamma$ . También es posible calcular el coeficiente de dispersión Compton,  $\mu_{CS}$ . Si tomamos en cuenta el hecho de que sobre una gran parte de la tabla periódica la relación  $A/Z$  es razonablemente constante y muy cercano a 2, se puede demostrar que:

$$\mu_{CS} = (\text{constante}) \sigma f(E_\gamma) \quad (54)$$

Las implicaciones de esto es que la probabilidad de la dispersión Compton a una energía dada de un rayo gamma es independiente del número atómico y que depende fuertemente de la densidad del material. Además, existe una pequeña variación del coeficiente de atenuación másico,  $\mu_{CS}/\rho$ , con el número atómico, a una determinada energía, lo que dificulta aún más hacer una corrección por auto absorción de los rayos gamma dentro de una muestra de composición desconocida.

### 2.6.1.3 Producción de pares.

A diferencia de la absorción fotoeléctrica y de la dispersión Compton, la producción de pares resulta de la interacción de un rayo gamma con un átomo como un todo. El proceso tiene lugar dentro el campo de Coulomb del núcleo, resultando en la conversión de un rayo gamma en un par electrón-positrón. Desde el punto de vista de la mecánica cuántica un rayo gamma desaparece y aparece el par electrón-positrón. Para que esto ocurra es necesario que el rayo gamma tenga una energía por lo menos equivalente a la energía de la masa en reposo de las dos partículas, 511 keV cada una, 1022 keV en total. En la práctica, se puede observar evidencia de la producción de pares sólo cuando la energía es mucho mayor a 1022 keV.

En principio la producción de pares también puede ocurrir bajo la influencia del campo de un electrón, pero la probabilidad es mucho menor y la energía límite es cuatro veces la masa en reposo del electrón, por esto es despreciable en la espectrometría gamma común (con energías de 0 a 3 MeV). El electrón y el positrón llevan el exceso de energía en igual proporción y lo pierden en el medio del detector. Cuando la energía del positrón disminuye hasta cerca de la energía térmica, es inevitable que se aniquile con un electrón, produciendo dos fotones de aniquilación de 511 keV. Esto ocurre en apenas un nanosegundo después de la creación del par, y considerando de que la colección de carga es de alrededor de 100 a 700 nanosegundos, la aniquilación se considera como instantánea a la producción de pares. La secuencia completa de eventos se muestra en la figura 14. La energía neta absorbida en el detector como consecuencia inmediata del evento de producción de pares es (con la energía expresada en keV):

$$E_e = E_\gamma - 1022 \quad (65)$$

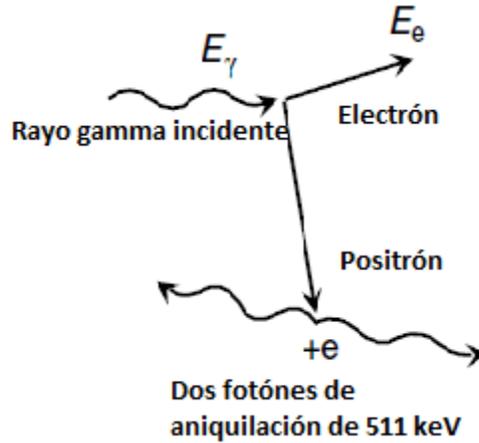


FIGURA 14. Mecanismo de la producción de pares.

La sección transversal de esta interacción,  $\kappa$ , depende de  $E_\gamma$  y  $Z$  de una forma complicada que se puede expresar como:

$$\kappa \propto Z^2 f(E_\gamma, Z) \quad (56)$$

El coeficiente de atenuación,  $\mu_{PP}$ , se calcula en forma similar al coeficiente de atenuación fotoeléctrico. La variación de  $\kappa$  con el número atómico es dominado por el término  $Z^2$ , la función entre paréntesis cambia muy poco con  $Z$ . La dependencia de la energía de  $\kappa$  está determinada por la función  $f(E_\gamma, Z)$ , la cual incrementa continuamente desde la energía límite de 1022 keV hasta la energía de 10 MeV donde la producción de pares es el mecanismo dominante de interacción.

Es más probable que el electrón con el cual se aniquila el positrón se encuentre enlazado a un átomo. Por lo que es necesario que una parte de la energía se comparta con el átomo para remover el electrón. Esto significa que la energía disponible para compartir entre los fotones de aniquilación es menor de lo esperado. Por ejemplo, en el aluminio la radiación de aniquilación se estima que es de 510.9957 keV en lugar del valor teórico de 511.0034 keV. En la espectrometría de día a día es poco probable que se tome en cuenta esta discrepancia. Lo que sí es notable es la anchura adicional del pico de aniquilación debido al efecto Doppler.

#### 2.6.1.4 Coeficiente de atenuación total.

Las curvas de la figura 9 representan la suma de los coeficientes de cada una de las interacciones importantes:

$$\mu_T = \mu_{PE} + \mu_{CS} + \mu_{PP} + \mu_{RS} \quad (57)$$

Donde el término final representa la pérdida de la radiación gamma por dispersión elástica (Rayleigh). La ecuación puede reescribirse en términos de las secciones transversales:

$$\mu_T = (\rho N_A/A)(\tau + \sigma + \kappa + \sigma_{RS}) \quad (58)$$

Un coeficiente más útil en la práctica es el coeficiente de atenuación másico, que es la razón entre el coeficiente de atenuación y la densidad del material:

$$\mu_T/\rho = (N_A/A)(\tau + \sigma + \kappa + \sigma_{RS}) \quad (59)$$

Este es el parámetro graficado en la figura 9, comparando atenuación y absorción. El coeficiente de atenuación sólo expresa la probabilidad de que un rayo gamma de una energía particular interaccione con el material en cuestión. Esto no toma en cuenta el hecho de que como resultado de la interacción de un fotón se puede generar otro fotón de diferente energía. El coeficiente de absorción total,  $\mu_A$ , debe tomar en cuenta las interacciones incompletas:

$$\mu_A = (\rho N_A/A)(\tau f_{PE} + \sigma f_{CS} + \kappa f_{PP}) \quad (60)$$

En esta expresión, cada factor “f” es la razón entre la energía transferida al electrón y la energía del rayo gamma inicial. La dispersión Rayleigh no contribuye a la absorción de la energía y por eso no aparece en la ecuación.

### 2.6.2 Interacción de la radiación gamma con un detector.

Todas las interacciones significantes entre los rayos gamma y el material del detector resultan en la transferencia de energía del rayo gamma a los electrones, o, en el caso de la producción de pares, a un electrón y un positrón. La energía de esas partículas individuales puede estar en el rango de energía muy cercana a cero hasta la energía total del rayo gamma. En términos de la espectrometría gamma, las energías pueden ir desde unos pocos keV hasta varios MeV. Si comparamos esta energía con la energía necesaria para crear un par iónico en el germanio, 2.96 eV, es obvio que los electrones energéticos primarios pueden crear pares electrón-hueco cuando se dispersan dentro del cuerpo del detector. Es posible calcular el número de pares iónicos creados por un electrón energético con la siguiente expresión:

$$N = E_e/\varepsilon \quad (61)$$

Donde  $E_e$  es la energía del electrón y  $\varepsilon$  es la energía necesaria para crear un par iónico. Multiplicando este número por la carga del electrón podemos estimar la carga creada dentro del detector. Son estos electrones secundarios y los huecos positivos asociados los que se deben coleccionar para producir la señal eléctrica del detector. La forma detallada en la cual un rayo gamma interactúa con la materia determina el tamaño de la señal del detector de cada rayo gamma en particular. Esto depende de la energía del fotón, del número atómico del material absorbedor y, de los eventos Compton, del ángulo entre radiación gamma incidente y la dispersión del rayo gamma. Tomando en cuenta que en la mayoría de los casos una interacción simple no absorbe completamente el rayo gamma, es de esperar que la locación

de la interacción con el detector es importante y que el tamaño del detector también se debe considerar.

### 2.6.2.1 Interacción con un detector muy grande.

Un detector muy grande se define como uno en el que podemos ignorar el hecho de que tiene superficie. Consideremos que lo bombardeamos con un gran número de rayos gamma de exactamente la misma energía (mayor a 1022 keV para tomar en cuenta los eventos de producción de pares). Debido a que es muy grande, podemos esperar que cada rayo gamma podrá interactuar por alguno de los tres procesos que se discutieron anteriormente. La figura 15 muestra una representación las historias de interacción para un rayo gamma por cada uno de los procesos descritos anteriormente.

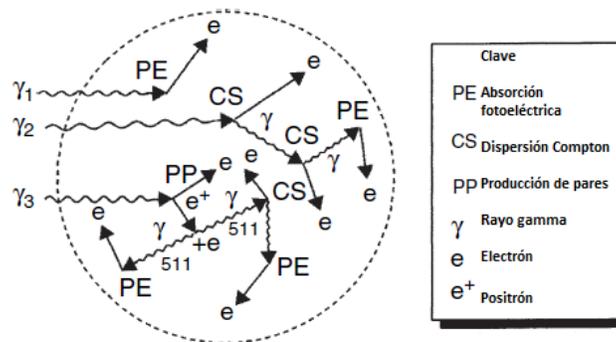


FIGURA 15. Ejemplos de historias de interacción dentro de un detector muy grande.

Si la interacción ocurre por el efecto fotoeléctrico, el resultado es la absorción completa con la liberación de los fotoelectrones y los electrones Auger compartiendo entre ellos la energía total del rayo gamma. Todos y cada uno de los rayos gamma que interactúan de esta manera entregaran la totalidad de su energía y, como los rayos gamma son idénticos, producirán una respuesta idéntica en el detector.

La historia de la dispersión Compton en la figura 15 muestra que la interacción inicial, liberando un electrón de retroceso, seguido de otras interacciones Compton del rayo gamma dispersado y liberando más electrones de retroceso. Después de cada dispersión sucesiva, el rayo gamma lleva menos y menos energía. Eventualmente, la energía será tan pequeña que la absorción fotoeléctrica es inevitable, y la energía remanente del rayo gamma se transfiere al fotoelectrón. Así, la energía total del rayo gamma es compartida entre un número de electrones de retroceso y fotoelectrones. La escala de tiempo para esas interacciones es mucho más corta que el tiempo de colección de carga y todos los efectos de los electrones primarios ocurren en un instante. De evento a evento, el número real de eventos Compton que ocurren antes del evento fotoeléctrico final varía, pero en cada caso la energía total del

rayo gamma es transferida a los electrones energéticos primarios dentro del detector. Otra vez se espera una respuesta constante a todos los rayos gamma de la misma energía.

En forma similar, la historia de la interacción por la producción de pares demuestra que toda la energía del rayo gamma puede ser transferida al detector. En este caso, la energía total del rayo gamma es, compartida equitativamente entre el electrón y el positrón creado por la interacción. Ambos, el electrón y el positrón pierden energía creando pares electrón-hueco en el proceso. Cuando el positrón se vuelve térmico, o tiene una energía cercana a la térmica, se aniquila por su combinación con un electrón, creando dos fotones de aniquilación de 511 keV. La figura 15 muestra a estos fotones siendo absorbidos por una combinación de dispersiones Compton y absorción fotoeléctrica. Por último, por una combinación de la producción de pares inicial, la eventual aniquilación del positrón y la absorción de los fotones de aniquilación, la energía total del rayo gamma es absorbida. Otra vez, aunque la historia de la interacción individual de rayo gamma a rayo gamma puede diferir, la respuesta del detector a rayos gamma idénticos será igual.

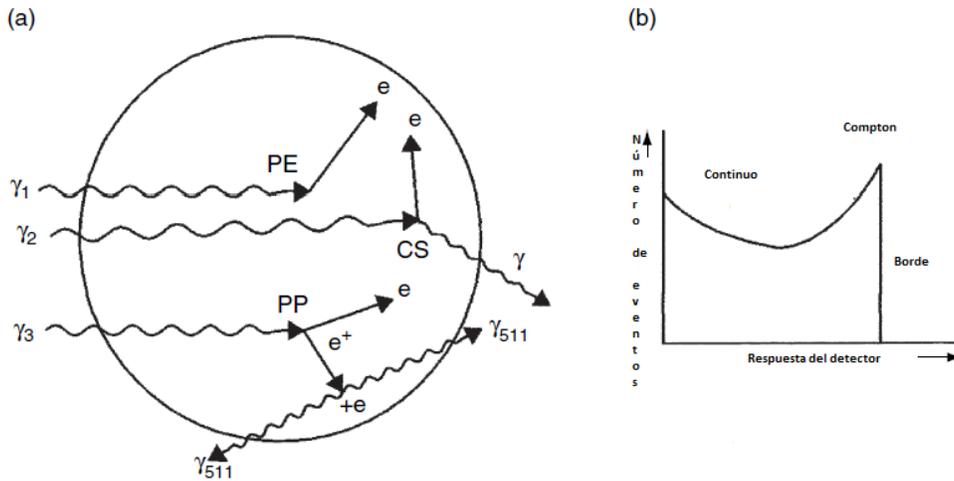
Como cada rayo gamma idéntico genera la misma respuesta del detector, sin importar el modo de interacción inicial, se espera que el espectro de rayos gamma de ese detector consista de un pico simple, que corresponde a una energía individual de los rayos gamma que emite una fuente. En algunos lugares, los picos en un espectro de rayos gamma son llamados “fotopicos”, con la implicación de que el pico se genera sólo como consecuencia de eventos fotoeléctricos. Sin embargo, los eventos que resultan en la absorción total pueden implicar dispersión Compton y producción de pares y el término “pico de energía total” para describir el pico resultante en el espectro es más adecuado.

#### ***2.6.2.2 Interacción con un detector muy pequeño.***

Si suponemos el otro extremo de tamaño, y consideramos las mismas interacciones en un detector muy pequeño, definido como aquel en el cual solo puede ocurrir una interacción. Mientras el detector muy grande es enteramente hipotético, un detector muy pequeño no es muy diferente de los pequeños detectores planos manufacturados para la medición de rayos gamma de baja energía y radiación de rayos X y a los necesariamente pequeños detectores semiconductores que funcionan a temperatura ambiente. Ahora consideraremos las tres historias de interacción para este tipo de detectores.

Ahora sólo la interacción fotoeléctrica produce la absorción total de la energía y contribuye al pico de energía total. Debido al pequeño tamaño del detector, todos los eventos Compton pueden producir sólo un electrón de retroceso que acarrea una porción de la energía del rayo gamma. El rayo gamma dispersado inevitablemente escapa del detector, llevándose el resto de la energía del rayo gamma. La respuesta del detector a la interacción Compton, produce la curva en la figura 16 y el correspondiente espectro de rayos gamma exhibe el característico

continuo Compton que se extiende desde la energía cero hasta el borde Compton, ilustrado en la figura 16. No existe contribución de la dispersión Compton al pico de energía total.



**FIGURA 16.** (a) Historias de interacción dentro de un detector muy pequeño, y (b) respuesta del detector de las interacciones Compton.

La energía absorbida por el evento de producción de pares se limita a la energía en exceso a la masa en reposo del par electrón-positrón. Se puede asumir que ambos pasan su energía cinética al detector, pero en este detector pequeño hipotético la pérdida de energía absorbida causada por el escape de los rayos gamma de aniquilación produce lo que se llama pico de escape doble (doble debido a que ambos fotones de 511 keV de aniquilación escapan del detector). Este pico, que aparece a 1022 keV bajo la posición del pico de energía total, es el único efecto de la producción de pares que se puede atribuir a la producción de pares, como se muestra en la figura 18b.

Con un detector pequeño, la razón superficie-volumen superior significa que la probabilidad de la absorción fotoeléctrica cerca de la superficie es mucho más grande que en un detector grande con un incremento en la probabilidad de escape de rayos X. En los detectores pequeños de germanio, como es de esperarse, se encuentra un pico de escape a 9.88 keV bajo cada pico de energía total del espectro.

### 2.6.2.3 Interacción con un detector real.

Un detector real, representa el caso intermedio entre un detector muy grande y uno pequeño. Se espera que algunas dispersiones Compton y algunas producciones de pares puedan contribuir a la absorción completa de la energía residual del rayo gamma o a una absorción parcial muy grande. Existen otras posibilidades (figura 17) que dan algunas características identificables en el espectro de rayos gamma. Los eventos de dispersión Compton pueden ser seguidos por una o más de otras dispersiones Compton, cada una absorbiendo un poco más de la energía del rayo gamma, antes del escape del fotón dispersado.

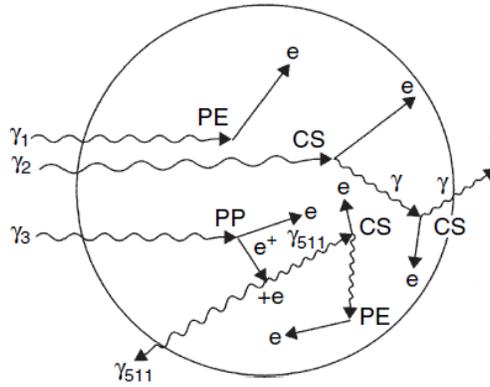


FIGURA 17. Posibilidades adicionales de interacción dentro de un detector real.

Si imaginamos que estas múltiples dispersiones Compton siguen a un evento inicial que ha producido una respuesta cercana al borde Compton, se observa que la energía absorbida extra, puede en algunos casos, resultar en eventos que aparecen en el espectro entre el borde Compton y el pico de energía total, a esto se le llama eventos Compton múltiples.

Si la energía de rayo gamma es mayor a 1,022 keV algunas otras características pueden aparecer en el espectro como consecuencia de la producción de pares. Si después de la aniquilación del positrón, sólo uno de los fotones escapa y el otro es absorbido completamente, se pierde del detector exactamente 511 keV. Esto resulta en un pico en el espectro a  $E_\gamma - 511$  keV, llamado pico de escape simple. Por supuesto que ambos fotones pueden ser parcialmente absorbidos, dando lugar a cuentas en otra parte del espectro sin ninguna característica en particular. El pico de escape simple tiene su propio borde Compton, bajo el pico de escape simple. La figura 18 muestra el espectro de rayos gamma esperado en los tres detectores discutidos [27].

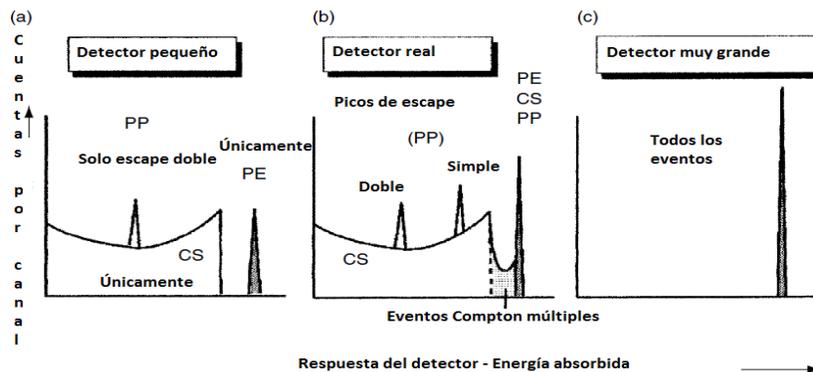


FIGURA 18. Espectro esperado en los detectores de diferentes tamaños. El detector más grande, la mayor parte de los eventos resultan en la absorción completa; PE, efecto fotoeléctrico; CS, dispersión Compton; PP, producción de pares.

## **2.7 Métodos Monte Carlo para la calibración de detectores en espectrometría gamma *in situ***

Los métodos de calibración tradicionales son útiles para geometrías razonablemente simples y distribuciones en profundidad que pueden ser descritas fácilmente por una expresión matemática. Con el objetivo de determinar la eficiencia de geometrías más complejas, para las cuales es difícil describir matemáticamente, se pueden emplear técnicas Monte Carlo [37], las cuales son cada vez más atractivas debido al incremento del poder de cómputo. Sin embargo, para validar el modelo Monte Carlo es necesario comparar sus resultados con datos experimentales.

El código Monte Carlo para partículas N, MCNPX, fue creado por el Laboratorio Nacional de Los Alamos (Los Alamos National Laboratory), EUA, usa un generador de números pseudo aleatorios para simular el transporte de radiación. El código Monte Carlo optimiza el tiempo y los recursos financieros, y permite simular energías gamma muy bajas, esto lo hace muy importante y de amplias aplicaciones para simular las trayectorias de las partículas y sus interacciones con la materia, y por esto es útil en el campo nuclear. Estos métodos son usados para calcular el transporte de fotones y partículas, además nos permite trabajar con geometrías 3D muy complejas. Es una herramienta poderosa y muy flexible debido a sus opciones para ingresar datos, para analizar rangos amplios de energías para las partículas y para fotones. Cuando se aplica en conjunto con los sistemas de espectrometría gamma nos provee de una forma para determinar la función de respuesta del detector [19].

El método Monte Carlo general es una técnica computacional para la solución de problemas que dependen de la probabilidad y son usados cuando la solución exacta es impráctica de solucionar por métodos directos. El proceso Monte Carlo usa un modelo estocástico que describe el proceso en función de cuestiones y un conjunto de números aleatorios de alta calidad, que es usado para muestrear la función de distribución de probabilidad como se describe en el modelo usado. La función de distribución de probabilidad está definida por las secciones transversales de interacción de interés. Los métodos Monte Carlo aplicados para la calibración se basan en la simulación de las historias de fotones individuales y su seguimiento de los fotones desde la fuente a través de su camino hasta el detector y sus materiales asociados. Conforme los fotones pasan a través de los materiales del detector experimenta una variedad de interacciones y se producen electrones, positrones, y un rango amplio de fotones secundarios por Bremsstrahlung, radiación de fluorescencia y partículas de aniquilación. El método sigue cada una de estas partículas por su paso a través del detector. En cada uno de los puntos de interacción se calcula la probabilidad de cada interacción y se incorporan los ángulos potenciales de dispersión para predecir el resultado final de la interacción. Todos los eventos son seguidos hasta su condición final, y se recrea el espectro completo de distribución de las energías depositadas en la celda del detector [38].

## 2.8 Espectrometría gamma

### 2.8.1 Monitoreo del medioambiente.

Dependiendo del objetivo y tipo de depósito de radionúclidos que se desee estudiar existen diferentes estrategias de medición, desde el muestreo de alimentos, de vegetación o de suelos, pasando por las mediciones de la razón de dosis, hasta la espectrometría de rayos gamma *in situ* [39].

### 2.8.2 Espectrometría gamma del medioambiente.

El monitoreo del medioambiente es extremadamente importante debido a que la radiactividad del medioambiente (natural y antropogénica) puede tener severas implicaciones para la salud humana, conocer los niveles de radiactividad es de gran importancia para la evaluación de la interacción y los efectos de la radiación en los humanos [19], por lo que es esencial contar con métodos exactos para determinar los niveles de actividad en el medioambiente, como preparativos para situaciones de emergencia y a una escala de tiempo mayor, para obtener un mapeo radioecológico. Una técnica importante para la determinación de los niveles de actividad en suelos es la espectrometría de rayos gamma *in situ*.

Existe una diferencia importante entre el monitoreo medioambiental con propósitos radioecológicos y con propósitos de preparación para emergencias. El primero requiere incertidumbres de medición pequeñas con el objetivo de detectar pequeños cambios con el tiempo, y la necesidad de resultados rápidos posiblemente es de menor importancia. En la preparación para emergencias la velocidad para obtener resultados es esencial. Sin embargo, la necesidad de bajas incertidumbres puede no ser tan importante. Existe un compromiso, entre la velocidad y la simplicidad por un lado y, bajas incertidumbres por el otro. Es importante hacer notar que cada escenario en particular debe tener su propio conjunto de parámetros y demandas, el cual se gobierna con el compromiso que se debe hacer, y cual método de medición es el mejor y más adecuado para las condiciones de medición [39].

Los dos métodos más ampliamente usados para la determinación de los niveles de radiación en suelos son la espectrometría *in situ* de rayos gamma usando detectores de germanio hiperpuro y el muestreo en suelos [40].

En la actualidad los detectores de germanio hiperpuro (HPGe) son con frecuencia la mejor opción para las mediciones *in situ* debido a su resolución en energía superior. Este es uno de los métodos más exactos y efectivos para la medición de radionúclidos emisores gamma en suelos. Sin embargo, para obtener un factor de calibración exacto para la eficiencia de conteo es necesario conocer la eficiencia intrínseca del detector y la respuesta angular, así como la distribución en profundidad de la fuente radiactiva [41]. Como la eficiencia intrínseca es determinada en forma empírica y la fluencia de fotones es determinada analíticamente para

una distribución en particular de la fuente radiactiva, los métodos de calibración se denominan semiempíricos [39].

#### **2.8.2.1 Método de muestreo.**

El muestreo de césped y de suelos es un método bien establecido que es ampliamente usado en el campo de la radioecología. Estos métodos tienen la ventaja de ser bastante sencillos, y el esquema de muestreo puede ser adaptado a una gran variedad de objetivos y de situaciones [39]. Sin embargo, el muestreo, la preparación y la medición de las muestras consumen mucho tiempo, y se requieren numerosas muestras de suelo para obtener valores promedio confiables de los niveles de radiación en grandes áreas de suelos. Si se realiza correctamente, el muestreo puede proporcionar información acerca de la distribución horizontal y vertical de los radionúclidos [40].

Es importante hacer notar que el método de muestreo no proporciona resultados inmediatos. Todas las muestras tienen que ser medidas en el laboratorio antes de que se obtenga algún resultado. El tema del muestreo medioambiental para radionúclidos es tratado en detalle por la comisión internacional de mediciones y unidades de radiación (ICRU por sus siglas en inglés) en su reporte 75.

#### **2.8.2.2 Métodos de medición de la razón de dosis.**

Estos métodos usan equipos de uso manual y dan resultados inmediatos. Sin embargo, estas mediciones no pueden ser usadas para la identificación o cuantificación de los radionúclidos en forma individual. Esto significa que no se pueden hacer predicciones de los cambios temporales en la razón de dosis.

#### **2.8.2.3 Método *in situ*.**

La espectrometría *in situ* de rayos gamma es un poderoso método que puede identificar y potencialmente cuantificar radionúclidos directamente en el sitio de medición en forma rápida y en tiempo real [42]. Esta técnica se puede realizar como una medición móvil, ya sea caminando, en automóvil o por vía aérea. Esto permite que se puedan estudiar los niveles de actividad en grandes áreas de suelos. Sin embargo, la espectrometría *in situ* de rayos gamma es una técnica compleja que requiere equipamiento costoso y usuarios con experiencia. El cálculo de los factores de calibración necesarios introduce una gran incertidumbre, especialmente para depósitos viejos de radionúclidos donde los radionúclidos han migrado dentro del suelo [39].

Este es un método rápido que automáticamente integra la información sobre grandes áreas y, por lo tanto, proporciona valores promedio confiables. Sin embargo, para obtener un valor del nivel de radionúclidos en el suelo es necesario realizar una calibración en eficiencia y

ésta requiere que se conozca o que se hagan suposiciones sobre la distribución en profundidad de los radionúclidos y sobre la densidad de los suelos [40].

### **2.8.3 Equipos.**

En la actualidad existen dos tipos de detectores que se usan en la espectrometría *in situ* de rayos gamma: yoduro de sodio dopado con talio, NaI(Tl), y germanio hiperpuro, HPGe.

Los detectores NaI(Tl) son centelleadores inorgánicos, que trabajan bajo el principio de que la radiación incidente causa excitaciones en el cristal. Subsecuentemente la desexcitación produce fotones, los cuales son capturados en el fotocátodo de un tubo fotomultiplicador, donde genera una carga eléctrica. Esta carga eléctrica es después amplificada a lo largo de una cadena de dinodos generando una señal eléctrica la cual es después analizada. Los detectores de centelleo tienen en general baja resolución en energía lo que hace difícil la identificación de radionúclidos, especialmente si están presentes varias líneas de energía. La principal ventaja de los detectores de NaI(Tl) es su alta eficiencia de detección y sus costos relativamente bajos, que hacen posible que se puedan construir grandes detectores. Estos son útiles para algunos tipos de mediciones móviles, donde su gran eficiencia permite que se realicen mediciones en periodos de tiempo muy cortos, y de esta manera tener una alta resolución espacial y temporal.

Los detectores HPGe son, en principio, diodos semi-conductores polarizados inversamente. La radiación incidente genera pares electrón-hueco en el cristal del semiconductor y la carga liberada es colectada en los electrodos ubicados sobre la superficie del cristal. El número de pares electrón-hueco creado, y la magnitud de la señal eléctrica creada, es proporcional a la cantidad de energía depositada en el detector. Los detectores HPGe tienen una muy alta resolución en energía y son completamente portátiles, sin embargo, requieren de enfriamiento utilizando nitrógeno líquido. Su alta resolución hace a estos detectores particularmente útiles para la espectrometría *in situ* de rayos gamma, ya que permite el análisis de radionúclidos en específico, principalmente en campos de radiación complejos donde están presentes muchos fotones de diferentes energías.

Ambos tipos de detectores se acoplan a un analizador multicanal (MCA) que procesa las señales de los detectores. El MCA puede o no ser conectado a una PC [39].

## Capítulo 3. Materiales

### 3.1 Sistema de detección

El sistema de espectrometría gamma portátil GeRe-3522, está construido por componentes que contribuyen a la detección, procesamiento e identificación de los pulsos característicos proporcionados por los rayos gamma de los radioisótopos que interaccionan con el detector semiconductor.

Se entiende por sistema de detección al conjunto completo de equipos que incluye, además del detector, instrumentos electrónicos y el software analizador, la figura 19 muestra el diagrama de bloques del sistema de detección.

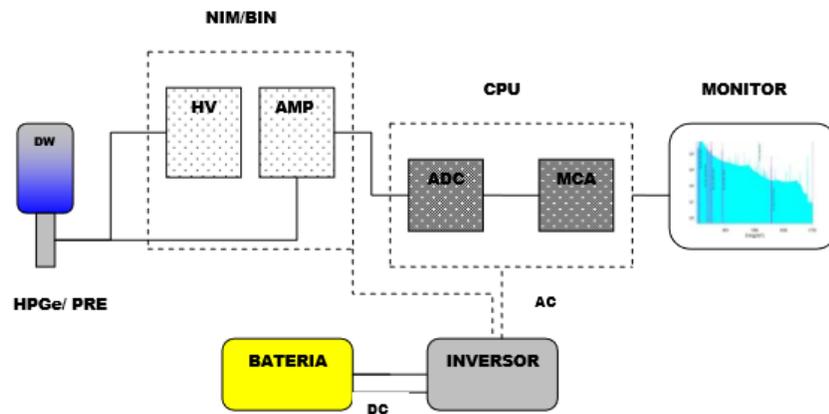


FIGURA 19. Diagrama de bloques del sistema de detección.

El principal componente del sistema de detección es el detector semiconductor de germanio de electrodo inverso GeRe-3522, el cual se describe a continuación.

#### 3.1.1 Detector semiconductor de germanio de electrodo inverso GeRe-3522.

Los detectores de HP-Ge (germanio hiperpuro) son diodos con una estructura p-i-n donde la región intrínseca es sensible a la radiación ionizante, especialmente los rayos X y los rayos gamma. El modo de operación es inverso, esto es, el potencial positivo se coloca en el material donador (semiconductor tipo-n) y el potencial negativo se coloca en el material tipo-p.

Cuando los fotones interaccionan con el detector de germanio se producen portadores de carga (electrones y huecos) los cuales son atraídos por los electrodos p o n, según sea el caso, a consecuencia del suministro de voltaje externo. La carga, la cual es proporcional a la energía depositada por el fotón en el detector, es convertida en un pulso de voltaje mediante un preamplificador sensible a la carga [43]. La señal de salida de un detector de germanio es

débil ya que se encuentra alrededor de los mV, además cualquier señal que viaja a través de un cable antes de llegar al siguiente dispositivo se degrada significativamente, por ello, es necesario contar con un dispositivo que se encuentre lo más cercano posible al semiconductor, dicho dispositivo es un preamplificador.

Por medio de esta configuración es posible preservar la máxima razón señal-ruido [44], lo cual es un factor importante en la espectrometría de rayos gamma. Otra característica de los preamplificadores es que son los componentes encargados de acoplar la señal de salida del detector con el resto de los componentes que constituyen el sistema. Existen tres tipos de preamplificadores: sensibles a la carga, sensibles a la corriente y sensibles al voltaje. El primero es el ideal para aplicaciones de espectrometría de rayos gamma.

Actualmente existen diferentes tipos de detectores de germanio, los cuales dependen de la concentración de los átomos donadores o aceptores en el detector, así como en la geometría y las características que cada uno de ellos posee, figura 20.

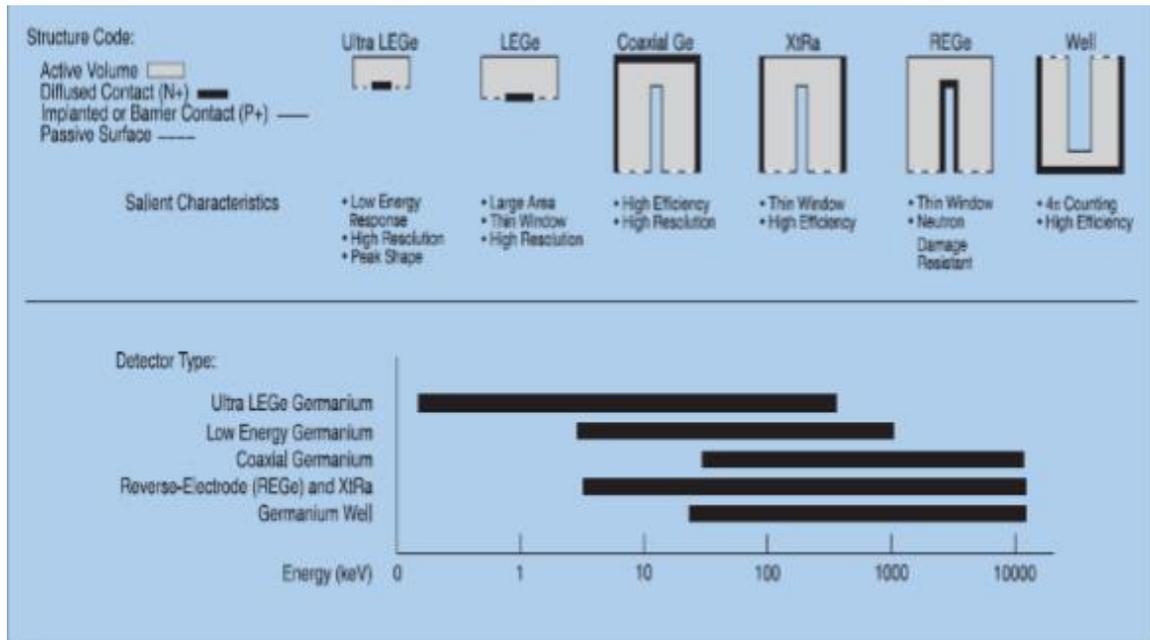
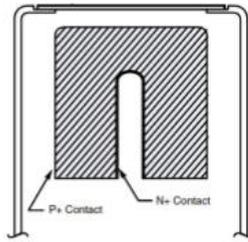


FIGURA 20. Características y rango de energías para los detectores de germanio.

El GeRe (detector de germanio de electrodo inverso), tiene una geometría similar a la de un germanio coaxial, pero con la diferencia de que los electrodos se encuentran situados en forma opuesta. Es decir, el electrodo tipo-p (con iones de boro implantados) se encuentra en el exterior con un espesor de 0.3  $\mu\text{m}$ , mientras que el electrodo tipo-n (con átomos de litio difundido) está localizado en el interior, figura 21.



*FIGURA 21. Configuración de un detector de germanio de electrodo inverso (GeRe) o detector tipo-n.*

Las principales ventajas al tener un arreglo de los electrodos como el indicado por un detector GeRe son:

- El grosor del electrodo tipo-p (0.3  $\mu\text{m}$ ) junto con el grosor de la ventana contribuyen a que el rango de detección de bajas energías sea desde los 5 keV.
- Resistente al daño producido por flujos de neutrones.

Los detectores de germanio son enfriados mediante nitrógeno líquido ( $\text{LN}_2$ ), el cual se encuentra a una temperatura de 77 K (-196 °C), para evitar la producción excesiva de portadores de carga (electrones –huecos) debido al aumento en la temperatura, esto es con el fin de evitar la excitación de electrones por mecanismos diferentes a las interacciones de los rayos gamma con el detector. El detector de germanio tiene un dispositivo especialmente diseñado para inhibir el sistema cuando hace falta suministrar  $\text{LN}_2$  [3].

Cada uno de los componentes que conforman el SEG GeRe-3522 se describen a continuación:

**Cristal de Ge hiperpuro (3522):** detecta la radiación gamma convirtiéndola en pulsos de voltaje ( $\text{mV}$ ), descrito previamente. El detector tiene una eficiencia relativa de 35% respecto a un cristal de  $\text{NaI(Tl)}$  3 X 3 pulgadas y una resolución (FWHM) de 2.2 keV, ambas para la energía de 1332.5 keV del  $^{60}\text{Co}$ .

**Preamplificador 2002 CSL:** dispositivo electrónico de reducidas dimensiones adyacente al detector, el cual facilita la transmisión de los pulsos de detección a los siguientes equipos de procesado. El modelo utilizado es el 2002 CSL el cual cuenta con un circuito que trabaja en conjunto con la temperatura registrada por el detector semiconductor, si la temperatura registrada por el detector es la correcta entonces una luz verde en el preamplificador estará encendida, pero si la temperatura del detector está por encima de la óptima entonces una luz naranja se encenderá para indicar que se ha inhibido el sistema y por lo tanto el suministro del alto voltaje se detiene por completo.

**Dewar portátil:** el detector de germanio hiperpuro de electrodo inverso, así como el preamplificador 2002 CSL adyacente a él, se encuentran montados en un dewar portátil,

figura 22. El dewar portátil Big MAC (Multi Attitude Cryostat) tiene la ventaja de adoptar diferentes posiciones en las cuales se puede colocar el dewar sin que se pierda el LN<sub>2</sub>, su tamaño es pequeño y compacto lo cual proporciona una versatilidad al momento de ser empleado en cualquier lugar[43], especialmente al hacer las mediciones in situ.



FIGURA 22. Detector de Germanio tipo-n, preamplificador y dewar.

**Gabinete NIM portátil modelo 100:** proporciona energía eléctrica a los módulos:

- **Fuente de alto voltaje Canberra 3106D:** proporciona el alto voltaje empleado para la polarización del detector, siendo en este caso -4000 V., la fuente de alto voltaje modelo 3106D, está diseñada principalmente para su operación con detectores semiconductores y sobre todo con sistemas de espectrometría gamma [43].
- **Amplificador espectroscópico modelo 2022 marca Canberra:** instrumento encargado de recibir, amplificar y dar forma a las señales eléctricas (aumentando su voltaje) provenientes del preamplificador. La amplitud de la señal de salida del preamplificador sensible a carga está en el rango de los mV, la cual es amplificada a un rango de 0.1 – 10 V con el amplificador espectroscópico.



FIGURA 23. Gabinete NIM portátil modelo 100.

**ADC (Convertidor Analógico Digital) y MCA (Analizador Multicanal) en una tarjeta de adquisición Accuspec-A de 32 kB de memoria marca Canberra:** el convertidor

analógico digital mide la amplitud máxima del pulso analógico proveniente del amplificador y lo transforma en un número digital [44], asignando al valor digital un canal específico en el analizador multicanal. El SEG-GeRe-3522 emplea un ADC Wilkinson, con una memoria para 8000 canales. En este tipo de ADC, el tiempo empleado para transformar la señal es proporcional a la energía (amplitud) del pulso.

Por otra parte, el analizador multicanal es el medio a través del cual es posible medir el espectro de energías de una fuente radiactiva. Este proceso se realiza mediante el registro de la distribución de altura de pulsos producidos por los rayos gamma emitidos por la fuente radiactiva. La mayoría de los analizadores multicanal operan mediante análisis por altura de pulsos (pulse height analysis PHA), los pulsos de entrada son acomodados de acuerdo a su altura y además se registra el número de pulsos con la misma altura en la dirección designada en la memoria del MCA. El ADC y MCA se encuentran confinados en una tarjeta interface ISA de adquisición (Acquisition Interface Board) AccuSpect-A.

**Computadora para la adquisición de espectros:** A través de éste equipo se visualizan las señales debidamente procesadas y registradas en el espectro. El software empleado para la adquisición y análisis de los espectros de rayos gamma es Genie-2000 [45], dicho software presenta funciones tales como el control del analizador multicanal, la exhibición y manipulación del espectro de rayos gamma, así como el análisis y reporte de dichos espectros [46]. Una de las características principales que presenta el Genie-2000 es el uso de las librerías de radioisótopos para la identificación tentativa de picos de energía total en un espectro, permite realizar fácilmente la calibración en energía, proporciona la anchura total del pico de energía total y a la mitad y a un décimo de su altura máxima (FWHM y FWTM) para cada uno de los picos identificados, etc.

**Soporte electrónico regulado Micro SR 480:** regula y mantiene el voltaje de salida hacia los equipos electrónicos, así mismo proporciona un respaldo de energía por si es requerido.

**Trípode del detector:** el trípode del detector es empleado para analizar las mediciones de radiación en campo y en laboratorio. El trípode modelo 7413, cuenta con patas deslizables para ajustar la altura del soporte según sea necesario. Las puntas del trípode son puntiagudas para que sean enterradas en el suelo y de esta forma estabilizar el detector.



*FIGURA 24. Sistema GeRe-3522*

**Sistema para posicionar la fuente radiactiva:** se creó un sistema para posicionar la fuente de europio-152 que cuenta con tres ejes en geometría trigonal plana, cada uno de estos ejes coloca la fuente alrededor del detector en diferentes ángulos ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  y  $90^\circ$ ) a una distancia constante de 45 cm al centro del cristal del detector.



*FIGURA 25. Sistema para posicionar la fuente radiactiva en diferentes ángulos a una distancia fija del centro del detector*

**Computadoras para las simulaciones Monte Carlo:** para las simulaciones se usaron computadoras con las siguientes características:

- HP Pavilion, procesador Intel(R) core(TM) i5 4460S CPU @ 2.90 GHz, memoria RAM 8.0 GB y sistema operativo de 64 bits.
- Dell Inspiron 5558, procesador Intel(R) core(TM) i5 5200U CPU @ 2.20 GHz, memoria RAM 12.0 GB y sistema operativo de 64 bits.

- Dell XPS 8700, procesador Intel(R) core (TM) i7 4770 CPU @ 3.40 GHz, memoria RAM 16.00 GB y sistema operativo de 64 bits.

**Fuente radiactiva de Europio-152:** fuente certificada de rayos gamma de europio-152, suministrada por Medidores Industriales y Médicos S.A. de C.V., con una actividad de 1.036  $\mu\text{Ci}$  (38.33 kBq) al 15 de noviembre del 2015 a las 12:00 pm, con una incertidumbre total del 3%, con base de epóxido y cubierta de acrílico, con un diámetro activo de 5 mm formada a partir de una sal evaporada del metal.

El europio-152 es un isótopo radiactivo sintético del elemento europio, tiene una vida media de 13.517 años, decae por beta menos con una probabilidad de 27.90 % y por captura electrónica con una probabilidad de 72.10 %, al decaer por estas vías los núclidos hijos (gadolinio-152 y samario-152 respectivamente) pueden quedar en diferentes estados excitados, por lo tanto se emiten rayos gamma en un rango amplio de energías, este radioisótopo sintético se obtiene a partir del  $\text{Eu-151}$  en una reacción nuclear neutrón-gamma [47]

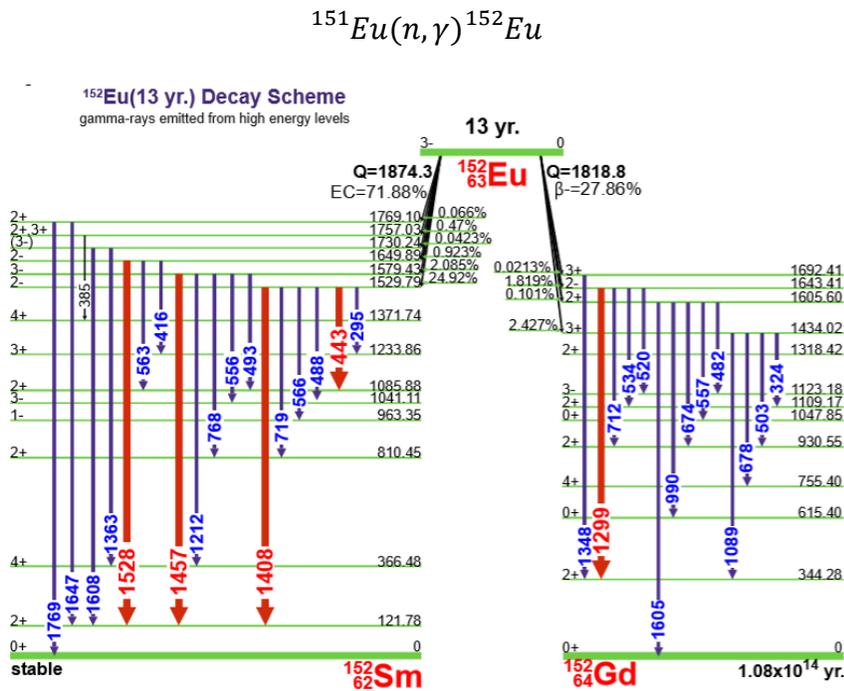


FIGURA 26. Esquema de decaimiento del europio-152 donde se muestran sólo las transiciones gamma de los niveles energéticos superiores [47].

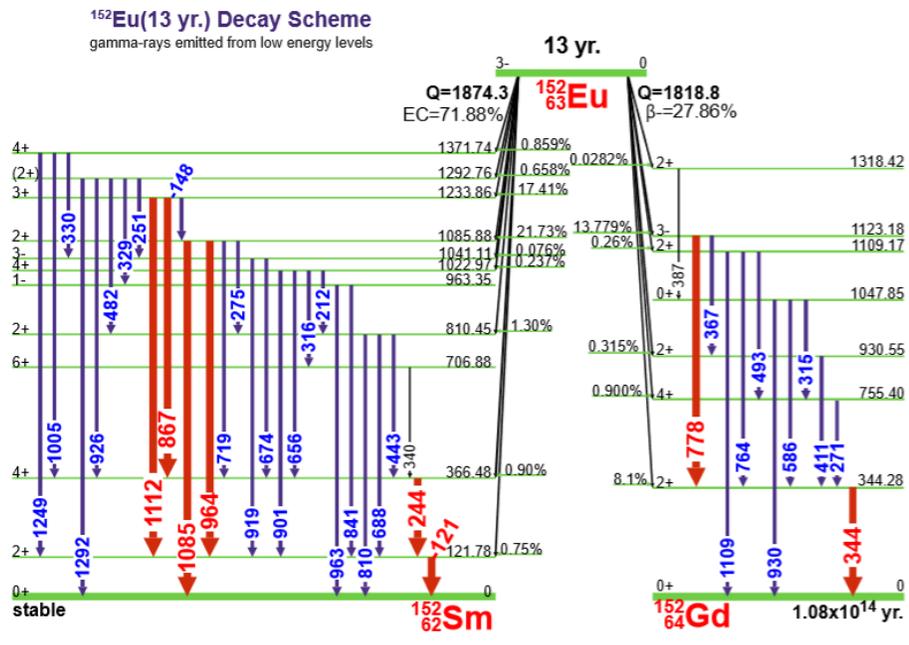


FIGURA 27. Esquema de decaimiento del europio-152 donde se muestran sólo las transiciones gamma de los niveles energéticos inferiores [47].



FIGURA 28. Fuente radiactiva de europio-152.

## Capítulo 4. Metodología y resultados

### 4.1 Respuesta angular

Aunque la respuesta de un detector a los fotones que inciden de forma normal provee una medida general de la sensibilidad para mediciones *in situ*, una calibración real y completa del detector para la mayoría de las aplicaciones implica la respuesta a otros ángulos de incidencia debido a que generalmente en las determinaciones medioambientales se miden grandes áreas en lugar de fuentes puntuales. En estas circunstancias los fotones pueden incidir por la pared lateral del detector, y posiblemente con trayectorias diferentes a los incidentes normalmente. Por esta razón, se deben tomar algunas consideraciones respecto a la forma del cristal, el tamaño del dewar y la orientación del detector en la medición de campo [48].

Un detector típico HPGe se puede caracterizar con 10 parámetros (radio y longitud del cristal, radio y longitud del orificio interior, espesor de la capa muerta, materiales y espesor del soporte, material y espesor de la cubierta final y la posición del cristal dentro de la cubierta final). Cualitativamente, la respuesta angular de una fuente puntual alrededor del cristal es el resultado de la variación de tres factores: a) el ángulo sólido geométrico del detector; b) la distribución de la longitud de trayectoria a través del volumen sensible del detector; y c) la atenuación de los fotones entre la fuente y el detector [1].

Debido a la forma cilíndrica del cristal de germanio, se espera una respuesta uniforme alrededor del eje de rotación. Esto puede ser revisado experimentalmente para un detector a fin de asegurar que la estructura de montaje no introduce una respuesta asimétrica sustancial particularmente para bajas energías. Para las aplicaciones típicas de campo, la orientación del detector debe ser con el eje de rotación perpendicular al suelo y de esta forma se elimina cualquier dependencia del ángulo azimutal de incidencia de los fotones.

En general, la respuesta depende del ángulo entre la dirección de incidencia de los fotones y el eje de simetría y de rotación del detector. Una medición de una fuente en una geometría de “medio espacio” (half-space) consiste en la cara del detector orientada hacia la fuente, en un rango de ángulos desde  $0^\circ$  (incidente normal a la cara del detector, axial) hasta  $90^\circ$  (incidente en la cara lateral del detector). Esta es la orientación ideal para las mediciones en suelos (con la cara del detector hacia abajo y el dewar de cabeza). Aunque en ocasiones se hacen mediciones en la posición no convencional con la cara del detector hacia arriba y el dewar debajo. En este caso, el rango es de  $90^\circ$  hasta  $180^\circ$ , relativo a la cara del detector. En cada caso se debe determinar la respuesta del detector respecto al ángulo de incidencia de los fotones.

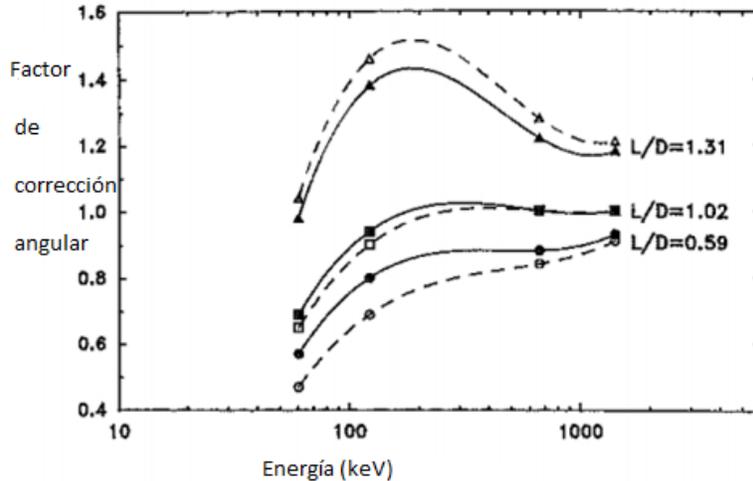


FIGURA 29. Factor de corrección angular para tres detectores con diferente forma para una fuente radiactiva distribuida uniformemente en profundidad (—) y para una distribución superficial plana (-----).

Se sabe que el volumen total del cristal de germanio se relaciona con la eficiencia, la forma del cristal es el factor fundamental de control en una incidencia de fotones diferente a la normal. Un cristal cilíndrico con una longitud, L, mayor que el diámetro, D, tendrá una mayor respuesta en ángulos fuera de la incidencia normal. La respuesta para un detector donde L es menor que D será opuesta ya que se presenta un área menor hacia la fuente. La variación en la respuesta debe ser menor para cristales donde L es del orden de D. En general la variación en la respuesta con el ángulo es pronunciada a bajas energías donde la eficiencia se relaciona con el área efectiva que intercepta la fluencia de fotones. A altas energías, la respuesta angular característica es menos sensible a la forma del cristal donde la absorción primaria y secundaria ocurre a través del volumen del cristal de germanio. Para caracterizar el detector se determinó la razón de conteo (área bajo el pico de energía total) de diferentes energías de la fuente de europio-152 por unidad de razón de fluencia relativas a la incidencia de fotones normal a la cara del detector ( $\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}$ ) para ángulos desde 0° hasta 90° en intervalos de 10°.

A energías muy bajas (menos de 100 keV), el efecto de la atenuación por la estructura del detector y los materiales de encapsulamiento pueden reducir sustancialmente el valor de  $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$  para el flujo de fotones que incide por un lado del detector, dificultando la predicción del comportamiento general, sin embargo, a energías superiores este efecto disminuye [48], en la tabla 5 se muestra el porcentaje de atenuación a fotones de 100 keV por los materiales de la cubierta del detector y por la capa muerta del mismo.

*Tabla 5. Porcentaje de atenuación de un haz de rayos gamma de 100 keV por los materiales del detector GeRe-3522 y del aire en la geometría de mediciones in situ.*

<b>Material</b>	<b>Espesor (cm)</b>	<b>Densidad (g/cm<sup>3</sup>)</b>	<b>Coefficiente de atenuación másico para fotones de 100 keV (cm<sup>2</sup>/g) [49]</b>	<b>Porcentaje de atenuación</b>
Berilio	0.1	1.848	0.1328	2.42
Aluminio	0.1	2.6989	0.1704	4.49
Aire	100	0.001205	0.1541	1.84
Capa muerta de germanio	0.00003	5.323	0.555	0.01

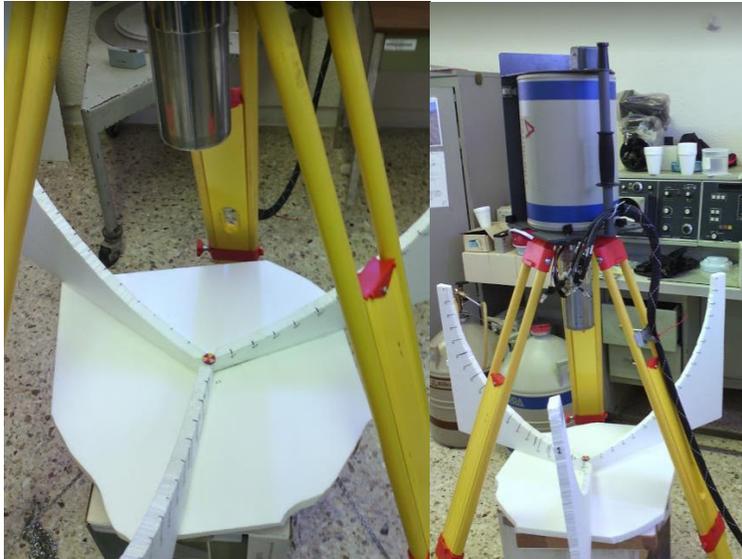
#### **4.1.1 Metodología.**

- 1.- Montaje del detector frío en el tripié sobre el dispositivo posicionador de la fuente radiactiva y conexiones.
- 2.- Adquisición de radiación de fondo por un periodo de 252,300 segundos, con un voltaje de 4000 Volts en polaridad negativa, ganancia gruesa de 10, ganancia fina de 0.61, tiempo de formación de pulsos de 4  $\mu$ s.



*FIGURA 30. Montaje experimental para la adquisición de radiación de fondo natural.*

- 3.- Medición de la fuente de europio-152 a una distancia de 45 cm del centro del detector (a un ángulo polar de 0°) por un período de 7,200 segundos.



*FIGURA 31. Determinación de la respuesta frontal del detector.*

4.- Medición de la fuente de europio-152 a una distancia de 45 cm del centro del detector a los ángulos polares de  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  y  $90^\circ$ , en tres ejes de geometría trigonal plana (27 mediciones en total) por periodos de 7,200 segundos.



*FIGURA 32. Determinación de la respuesta angular.*

5.- Calibración de los espectros en energía. Esta calibración establece la relación existente entre el número del canal que se asigna en el multicanal y la energía de los fotones gamma. Para esto se seleccionaron 14 picos bien definidos que aparecen en el espectro de fondo.

Tabla 6. Energía de los rayos gamma del europio-152 [50].

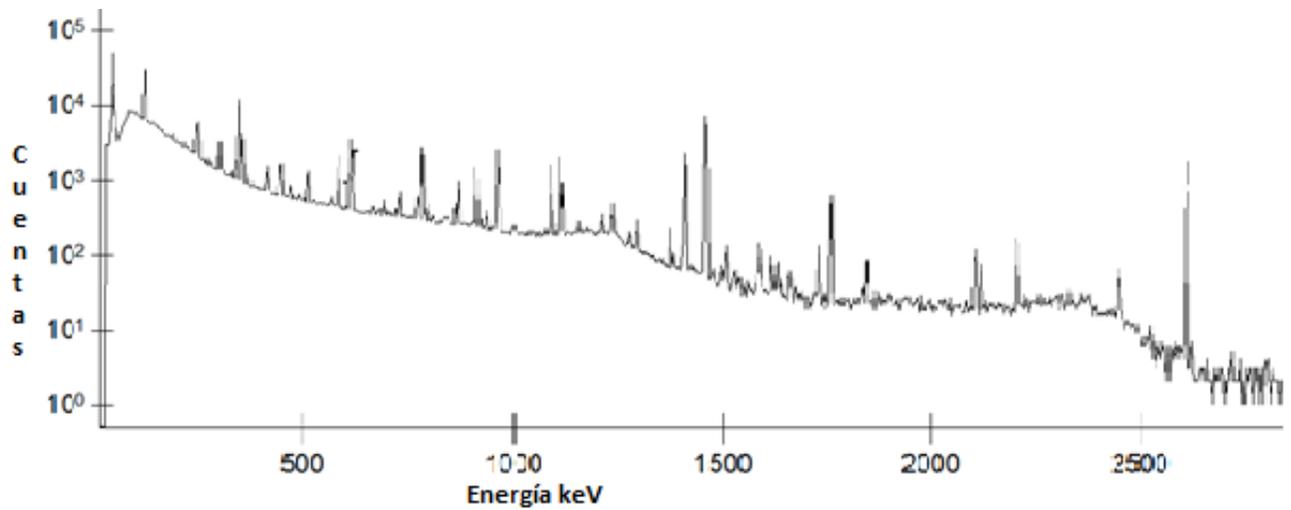
<b>Energías de los rayos gamma del europio-152 (keV)</b>	<b>Probabilidad de emisión</b>
121.781	0.2853
244.6974	0.0755
344.2785	0.2659
411.116	0.02237
443.956	0.03125
688.67	0.00856
778.9045	0.1293
867.38	0.0423
964.057	0.1451
1085.837	0.1011
1112.076	0.1367
1212.948	0.01415
1408.013	0.2087

6.- Análisis de los espectros y determinación de la respuesta del detector a cada pico de energía total de interés, que son los que no tienen interferencias con los picos de fondo y con altas probabilidades de emisión.

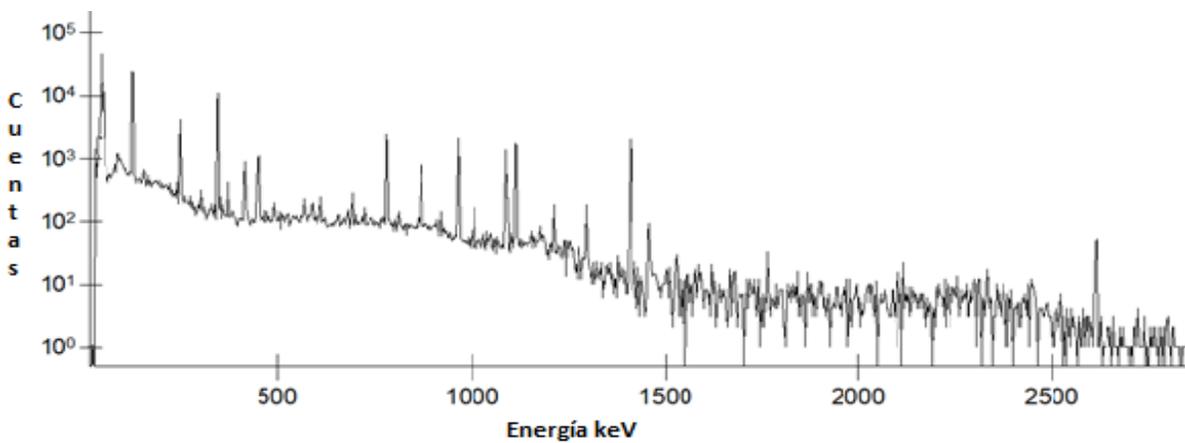
7.- Cálculo de la respuesta angular relativa a la respuesta frontal, como la razón entre la respuesta del detector, a cada energía, en los diferentes ángulos y la respuesta frontal.

#### **4.1.2 Resultados.**

En la figura 33 se muestra un espectro característico de las mediciones de la fuente de europio-152 con fondo y sin fondo en la figura 34, donde se aprecia la presencia de varios picos de energía total de esta fuente, que fueron usados para hacer la determinación de la respuesta angular.



*FIGURA 33. Espectro con fondo de la fuente de europio-152 en escala log.*



*FIGURA 34. Espectro sin fondo de la fuente de europio-152 en escala log.*

En la figura 35 se muestra la respuesta angular (de 0° hasta 90°) relativa a la respuesta frontal (0°) para las energías de los rayos gamma seleccionados de la fuente de europio-152.

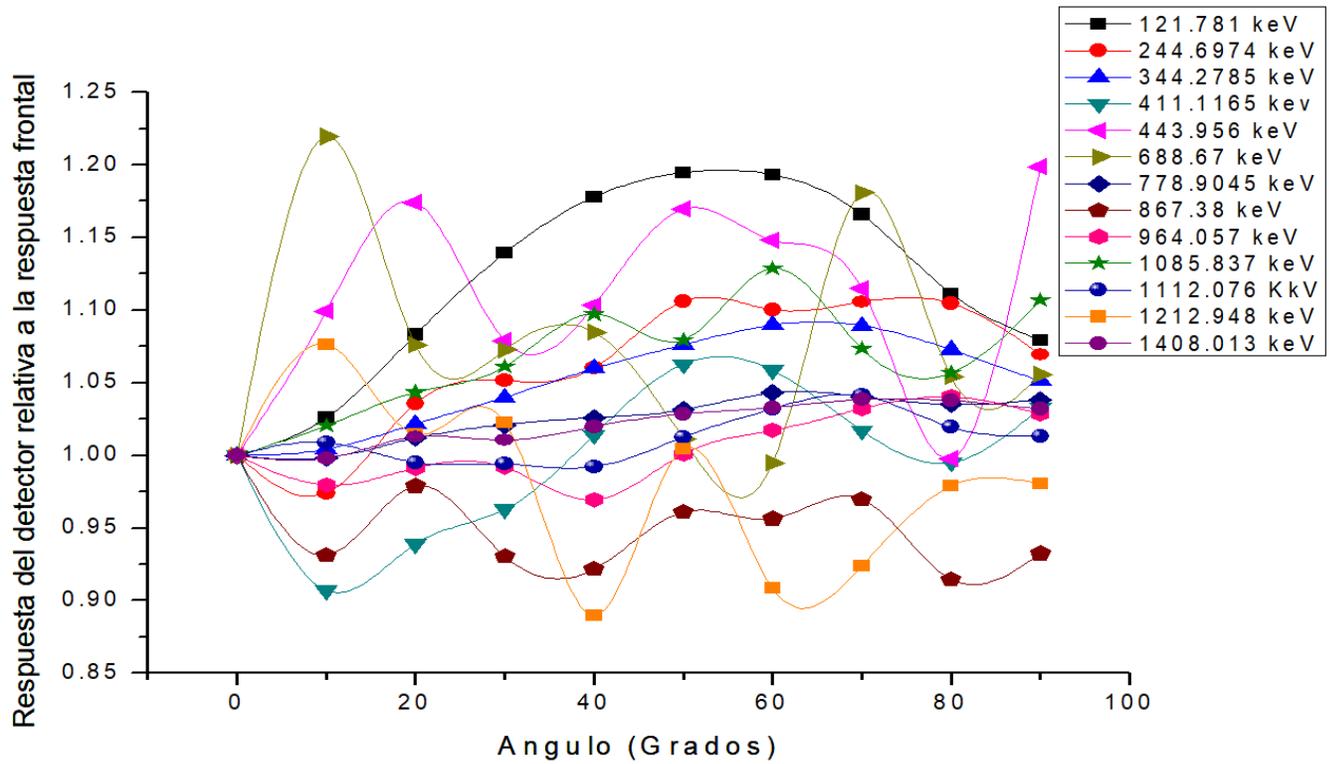


FIGURA 35. Respuesta angular del sistema GeRe-3522 para las energías del europio-152.

De la figura 36 hasta 38 se muestra la respuesta angular relativa de cada una de las energías de interés, en todas las gráficas el rango es de 0.65 a 1.25.

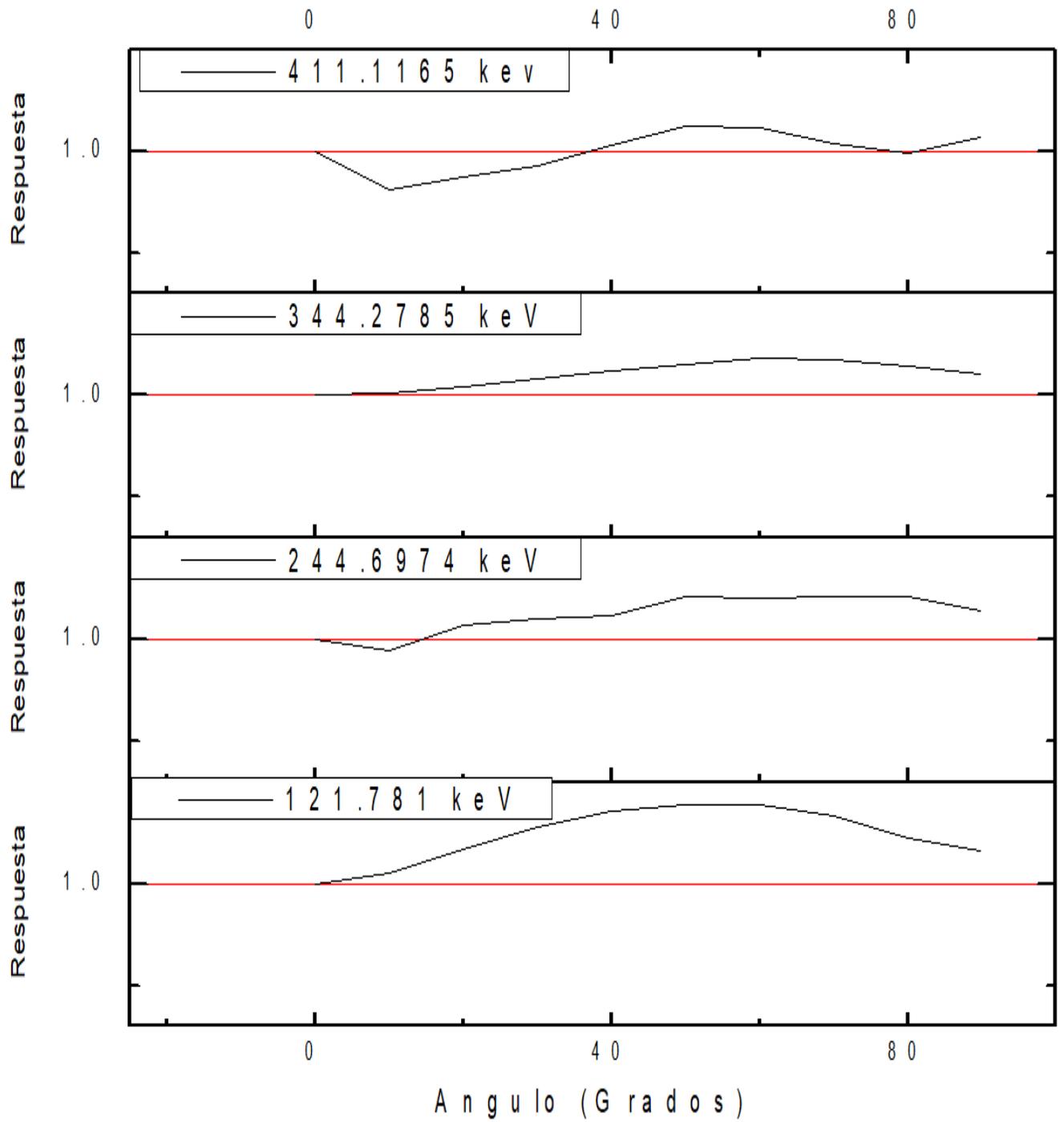


FIGURA 36. Respuesta angular relativa para las energías 121.781 keV, 244.6974 keV, 344.2785 keV y 411.1165 keV del europio-152.

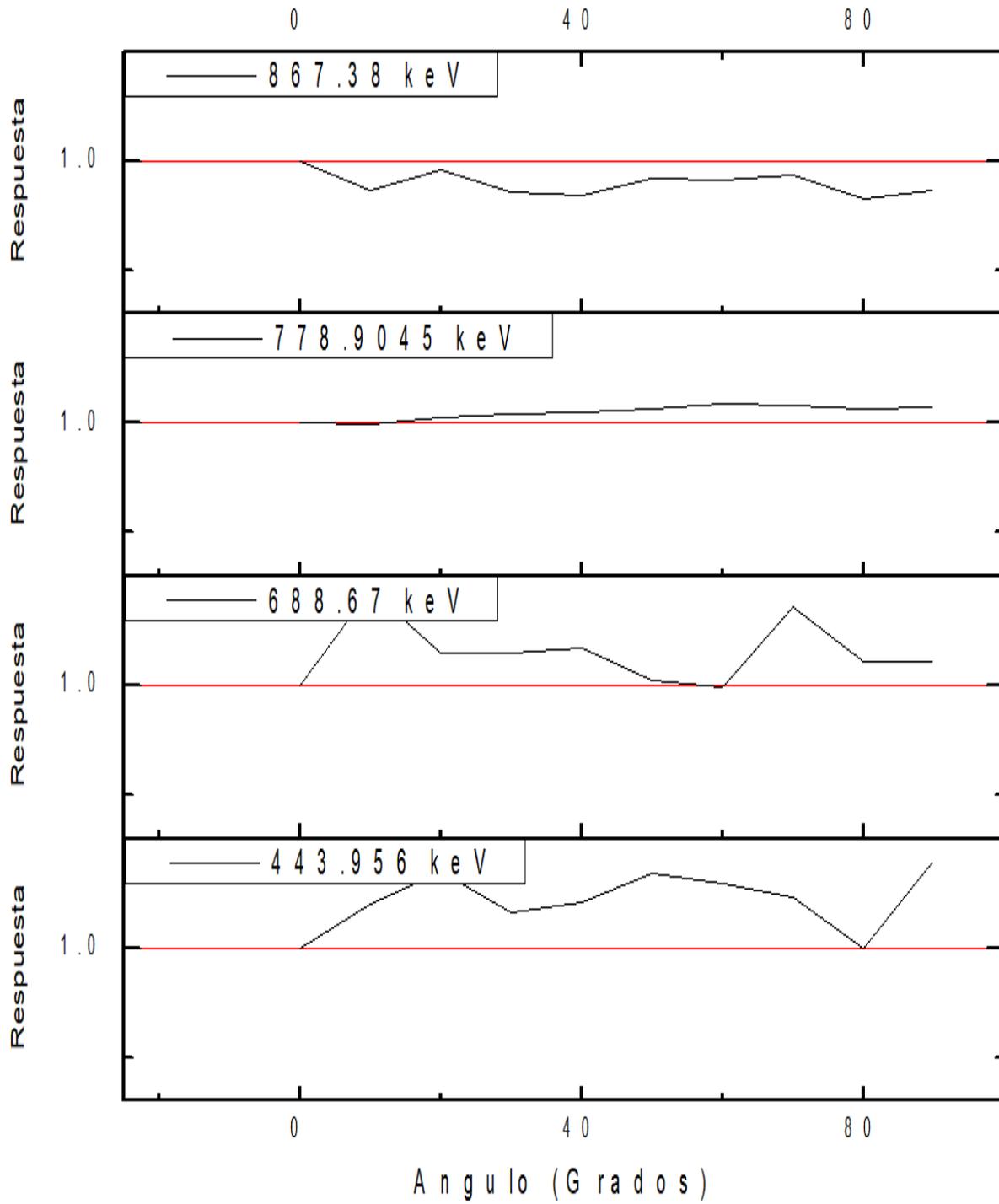


FIGURA 37. Respuesta angular relativa para las energías 443.956 keV, 688.67 keV, 778.9045 keV y 867.38 keV del europio-152.

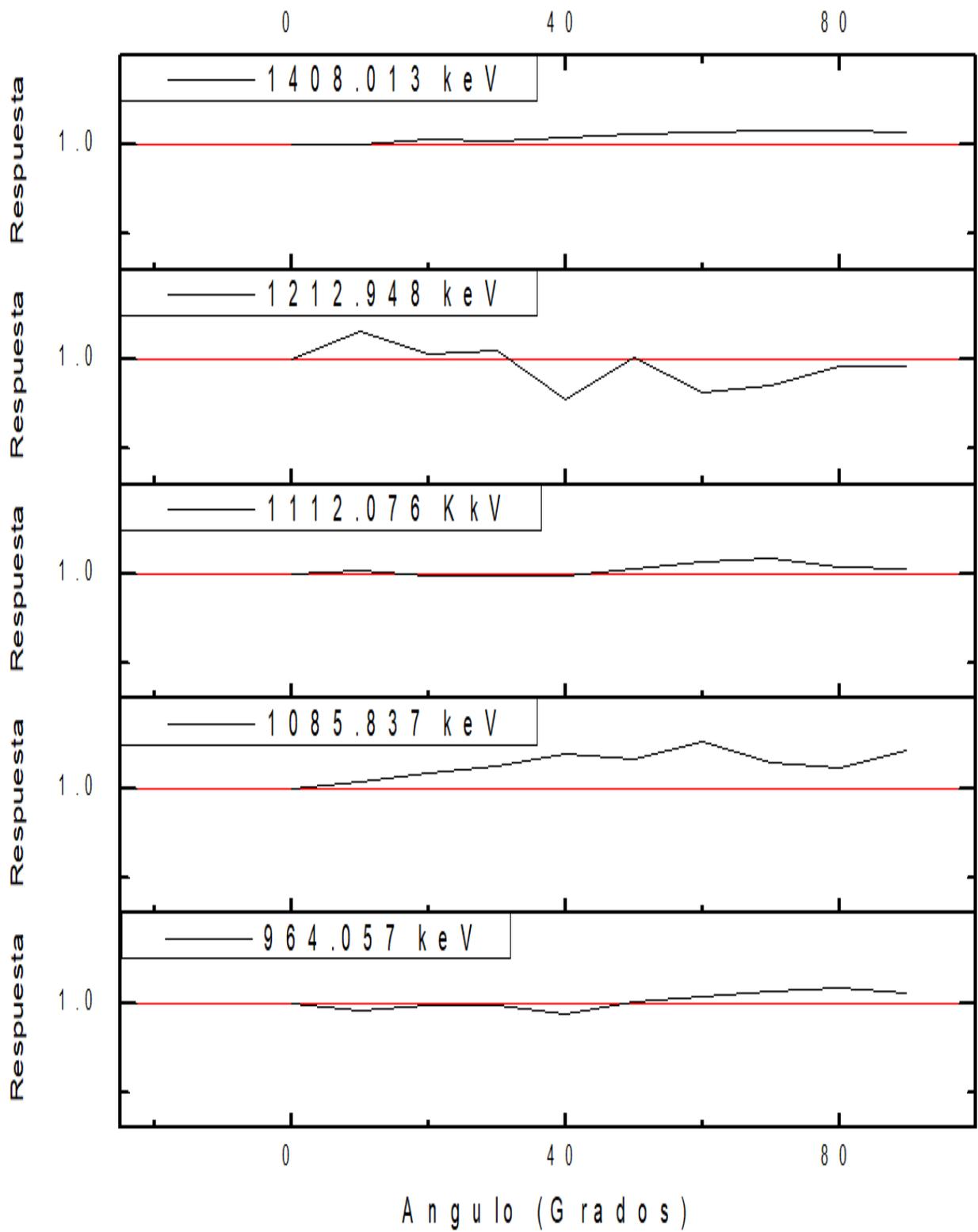
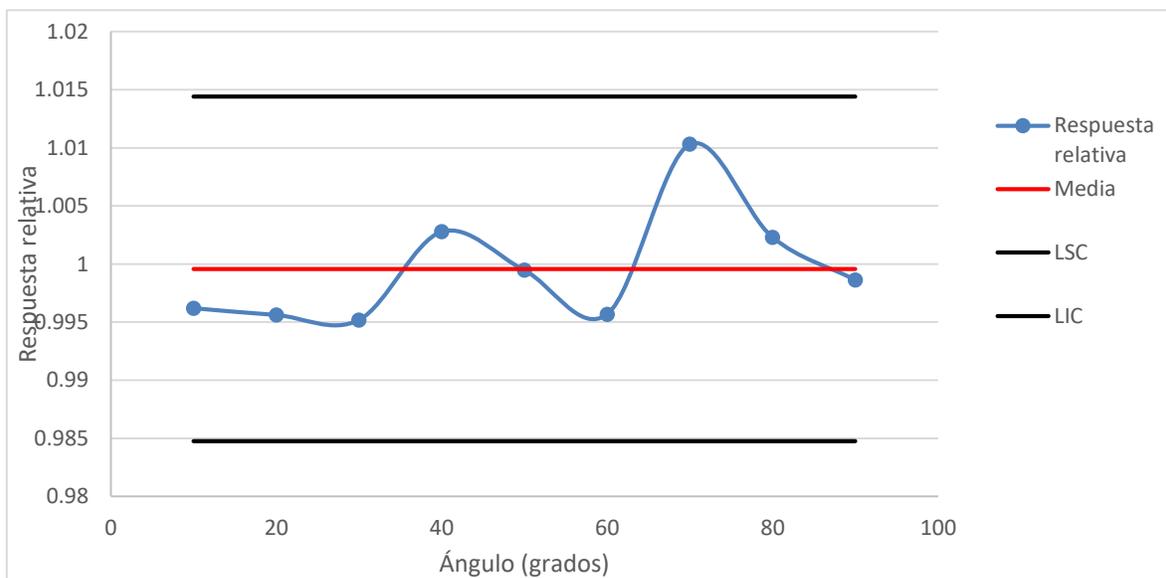


FIGURA 38. Respuesta angular relativa para las energías 964.057 keV, 1085.837 keV, 1112.076 keV, 1212.948 keV y 1408.013 keV del europio-152.

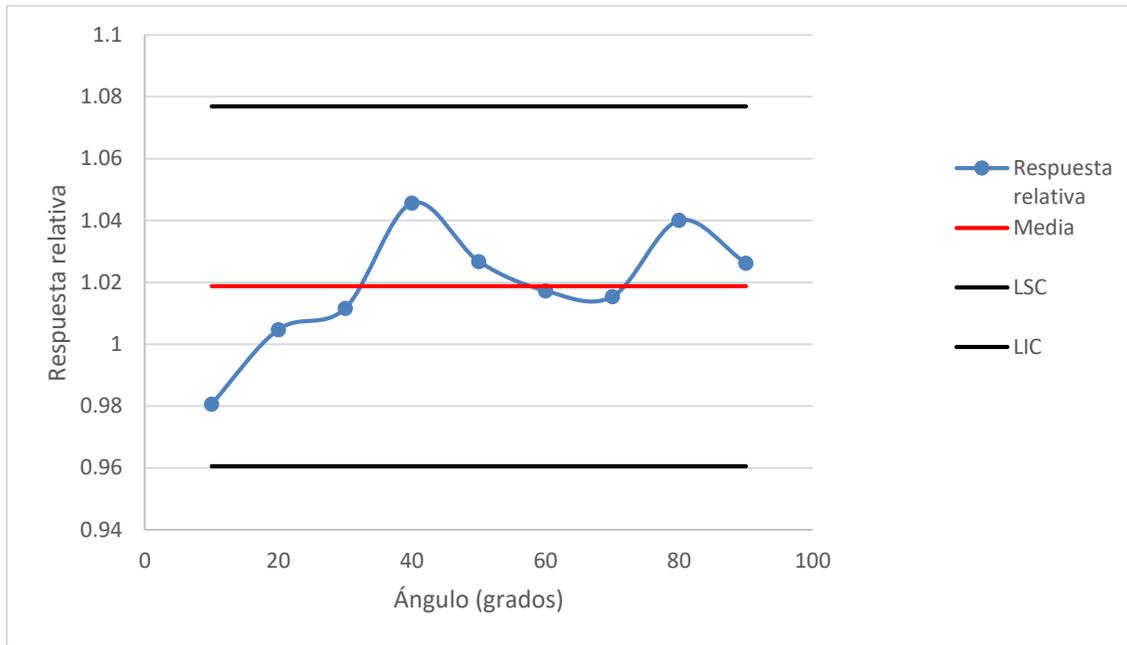
Como la radiación de fondo no depende de la geometría de medición de la fuente de europio-152, se eligieron cuatro de los picos de energía total característicos del fondo natural como control de calidad de nuestras mediciones, para estos picos también se determinó la respuesta angular relativa a los diferentes ángulos y se construyeron gráficos de control, que se muestran en las figuras 39, 40, 41 y 42, donde LSC es el límite de control superior y LIC es el límite de control inferior. La medición de fondo se mantuvo en control durante la determinación empírica de la respuesta angular relativa del detector, lo que nos indica que el sistema de medición GeRe-3522 se mantuvo estable en este período y no existen razones para desconfiar de nuestras mediciones.

*Tabla 7. Energía de rayos gamma, radionúclido y origen usados como control en la determinación de la respuesta angular de detector.*

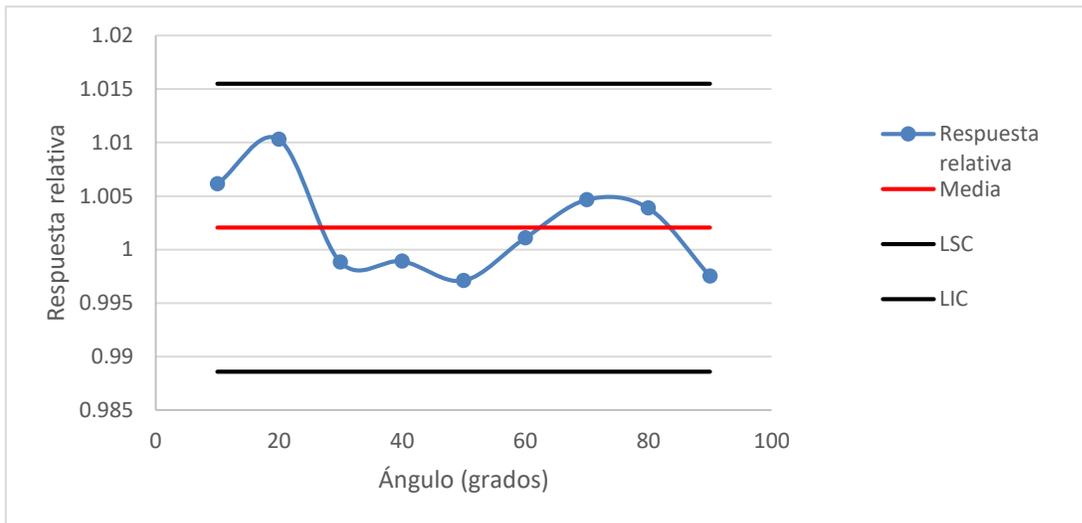
Energía (keV)	Radionúclido	Origen
609.32	Bi-214	Serie del uranio
911.2	Ac-228	Serie del torio
1460.82	K-40	Primordial
2614.52	Tl-208	Serie del torio



*FIGURA 39. Gráfico de control de la respuesta angular relativa para el pico de energía total de 609.32 keV que pertenece al Bi-214 de la serie del uranio.*



**FIGURA 40.** Gráfico de control de la respuesta angular relativa para el pico de energía total de 911.2 keV que pertenece al Ac-228 de la serie del torio.



**FIGURA 41.** Gráfico de control de la respuesta angular relativa para el pico de energía total de 1460.82 keV que pertenece al radionúclido primordial K-40.

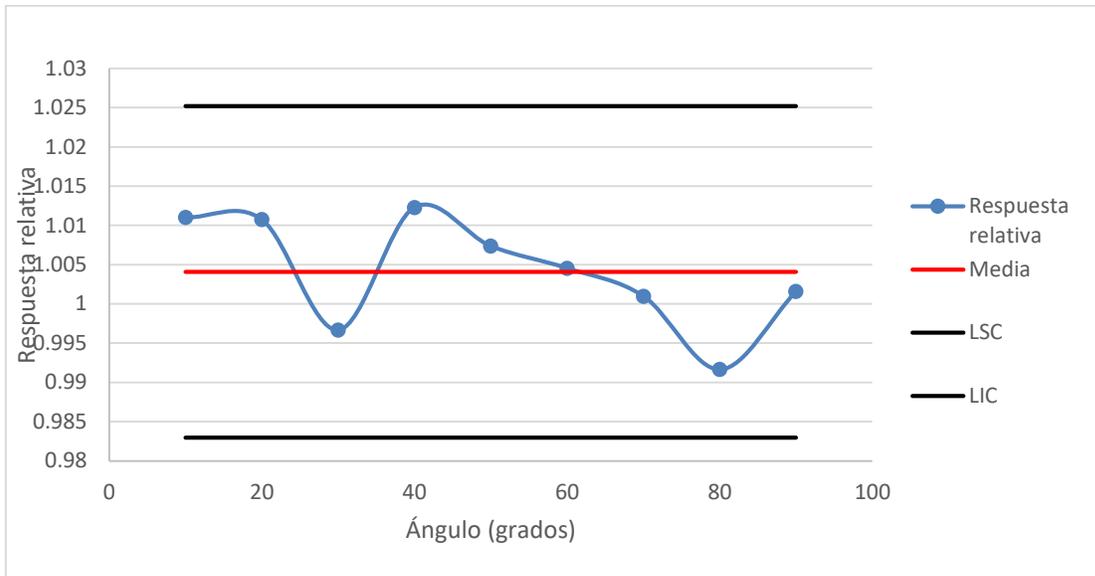


FIGURA 42. Gráfico de control de la respuesta angular relativa para el pico de energía total de 2614.52 keV que pertenece al Tl-208 de la serie del torio.

Como se esperaba la respuesta promedio no es igual a uno, pero sí muy cercana a este valor, ya que la radiación de fondo no le llega al detector en forma isotrópico, por lo tanto, la forma del detector influye en la respuesta, sin embargo, las respuestas se mantienen bajo control ya que el fondo llega al detector de forma constante en el tiempo.

#### 4.2 Factor de calibración recomendado en el ICRU-53 para espectrometría gamma *in situ*

En concordancia con el ICRU-53 el factor de calibración para las mediciones *in situ*, es decir la relación entre la razón de conteo en algún pico de energía total,  $\dot{N}$  ( $s^{-1}$ ) y la actividad por unidad masa  $A_s$  ( $Bq\ kg^{-1}$ ), se puede expandir como:

$$\frac{\dot{N}}{A_s} = \frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} \times \frac{\dot{N}_0}{\varphi} \times \frac{\varphi}{A_s} \quad (62)$$

Donde  $\dot{N}_0$  es la razón de conteo en algún pico de energía ( $s^{-1}$ ) para los fotones que inciden en forma normal a la cara del detector, y  $\varphi$  es la razón de fluencia de fotones sobre el detector ( $cm^{-2}\ s^{-1}$ ). Aunque la actividad específica es expresada en términos de actividad por unidad de masa en la ecuación anterior, el resultado final se puede recalcular fácilmente en unidades de actividad por unidad de área o de volumen.

El primer término del lado derecho de la ecuación 62 representa un factor de corrección para la respuesta angular del detector, y el segundo término representa la respuesta frontal ( $0^\circ$ ) del detector a una energía determinada de fotones y el tercero la razón de fluencia de fotones primarios en aire por unidad de actividad en suelo. El uso de dos factores de corrección para

la dependencia angular y de energía es el método prevaleciente para la calibración en mediciones *in situ* [40].

#### 4.2.1 Respuesta del detector por unidad de fluencia en función de la energía del rayo gamma.

La respuesta del detector por unidad de razón de fluencia de fotones gamma de energía E, que inciden en forma paralela en la cara frontal del detector, puede ser expresada como  $\dot{N}_0/\varphi$  ( $\text{cm}^2$ ) donde  $\dot{N}_0$  es la razón de conteo del pico de energía total ( $\text{s}^{-1}$ ) el cual se determina en forma empírica y  $\varphi$  es la razón de fluencia ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) de los fotones de energía E, está última dada por

$$\varphi = C(E)p(E)A(4\pi r^2)^{-1} \quad (63)$$

Donde C(E) es un factor numérico que toma en cuenta el efecto de atenuación de la fuente por el aire que se encuentra entre la fuente radiactiva y el detector, p(E) es la probabilidad de emisión de los fotones de energía E por desintegración ( $\text{s}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ ), A es la actividad de la fuente (Bq) y r es la distancia de la fuente al detector (cm), que se recomienda que sea de 100 ó 200 cm, pero por cuestiones técnicas utilizamos una distancia de 45 cm.

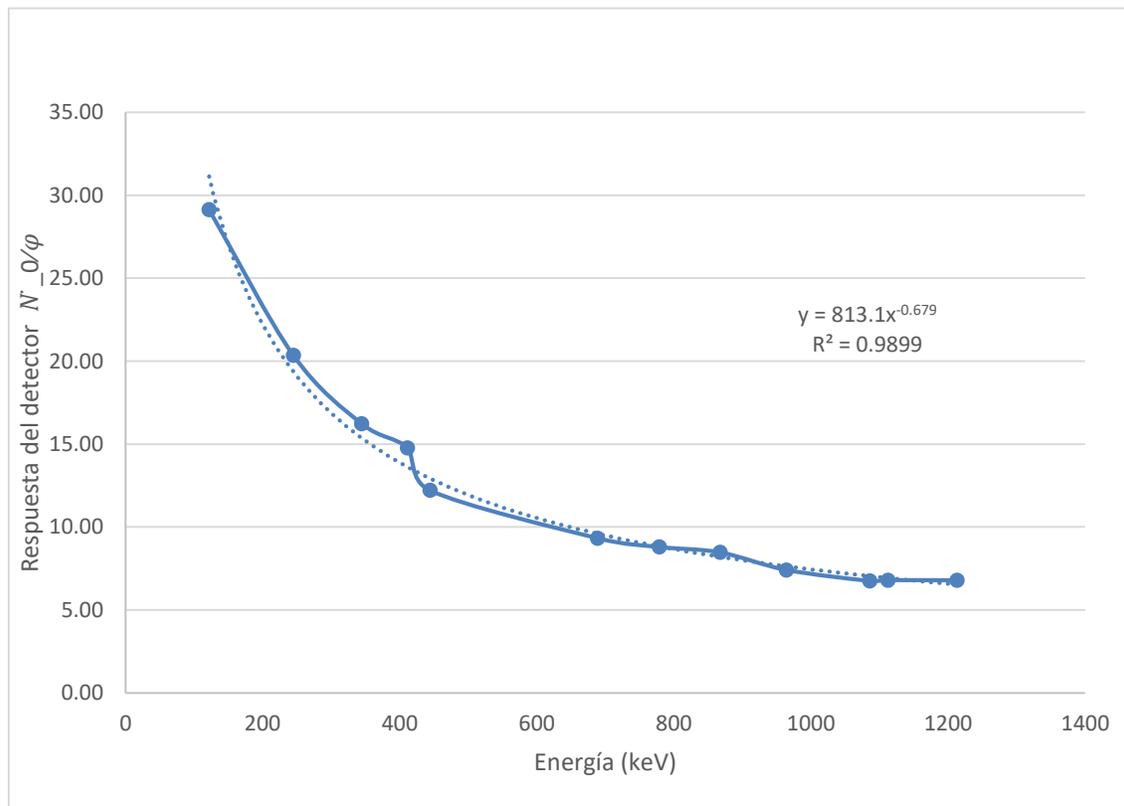
La razón de conteo se determinó para diferentes picos de energía total que cubren sólo una parte del rango de energía de operación del equipo, se usó la fuente de europio-152 descrita en la sección de materiales.

Tabla 8. Energías e información usada para calcular la respuesta del detector por unidad de fluencia ( $\dot{N}_0/\varphi$ ).

Energía (keV)	Probabilidad de emisión	Coefficiente de atenuación lineal ( $\text{cm}^{-1}$ ) en aire seco a 1 atm. [49]	Factor de atenuación C (E)	Razón de fluencia $\varphi$ ( $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) [48]	Respuesta del detector por unidad de tiempo ( $\text{s}^{-1}$ )	Respuesta del detector por unidad de fluencia ( $\text{cm}^2$ )
121.781	0.2853	1.75488E-04	0.9921	0.4148	12.0806	29.12
244.6974	0.0755	1.48868E-04	0.9933	0.1099	2.2365	20.35
344.2785	0.2659	1.3464E-04	0.9939	0.3873	6.2846	16.23
411.116	0.02237	1.26309E-04	0.9943	0.0326	0.4813	14.76
443.956	0.03125	1.22536E-04	0.9945	0.0455	0.5558	12.20

688.67	0.00856	1.00144E-04	0.9955	0.0125	0.1164	9.32
778.9045	0.1293	9.39485E-05	0.9957	0.1887	1.6585	8.79
867.38	0.0423	8.86859E-05	0.9960	0.0617	0.5226	8.47
964.057	0.1451	8.36981E-05	0.9962	0.2118	1.5690	7.41
1085.837	0.1011	7.83398E-05	0.9964	0.1476	0.9958	6.75
1112.076	0.1367	7.73001E-05	0.9965	0.1996	1.3560	6.79
1212.948	0.01415	7.36268E-05	0.9966	0.0207	0.1401	6.78

La respuesta por unidad de fluencia se graficó en función de la energía y se realizó una regresión utilizando una función potencial con la cual se interpolaron los valores de la respuesta por unidad de fluencia para las energías recomendadas por Fernando de la Torre [51] que están dentro del rango de energías de la determinación experimental y que corresponden a emisores gamma naturales.



**FIGURA 43.** Respuesta del detector por unidad de fluencia en función de la energía de los fotones gamma y regresión de los datos a una función potencial.

Tabla 9. Respuesta por unidad de fluencia interpolada para las energías dentro del rango de estudio de los emisores naturales.

Serie radiactiva	Radionúclido	Energía (keV)	Respuesta por unidad de fluencia interpolada ( $\dot{N}_0/\varphi$ ) (cm <sup>2</sup> )
U-238	Pb-214	295.39	17.09
U-238	Pb-214	351.95	15.17
Th-232	Tl-208	583.33	10.77
U-238	Bi-214	609.61	10.45
Th-232	Tl-208	860.69	8.27
Th-232	Ac-228	911.42	7.95
Th-232	Ac-228	969.08	7.63

#### 4.2.2 Factor de corrección angular de la respuesta del detector.

Este factor toma en cuenta que la fluencia de los fotones emitidos por una fuente extendida no es normal a la cara del detector, que tiene una distribución en un rango determinado de ángulos. Este factor es dependiente de las características del detector y de la geometría de la fuente. Se calcula como el promedio ponderado de la respuesta normalizada de los picos de energía total entre la razón de fluencia de fotones en función del ángulo,  $\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}$ , que es la respuesta angular calculada en la sección 4.1, sobre la distribución de la razón de fluencia en  $\cos \theta$ ,  $\varphi_{\cos \theta}$

$$\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0} = \frac{1}{\varphi} \int_{\cos \theta_1}^{\cos \theta_2} \varphi_{\cos \theta} \frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0} d \cos \theta \quad (64)$$

Los límites de integración de esta ecuación para la geometría de medición usada son 0° y 90°.

##### 4.2.2.1 Distribución de los radionúclidos en el suelo.

Para muchas aplicaciones de la espectrometría gamma *in situ*, una buena aproximación de la distribución de la muestra es la de un espacio semi infinito con una concentración homogénea de la fuente en el plano horizontal y que sólo varía con la profundidad del suelo. En la práctica un espacio semi infinito puede ser una gran área de suelo abierto (de un radio que puede ser de 10 a 70 m) donde existen pocas obstrucciones (naturales o antropogénicas). Para radionúclidos naturales (series del uranio, del torio y el potasio-40) se asume una concentración uniforme respecto a la profundidad [48](que equivale a una distribución exponencial con masa de relajación por unidad de área infinita).

La distribución polar de la razón de fluencia de los fotones primarios en aire, de una fuente distribuida en un suelo está dada por:

$$\varphi_{\cos \theta} = \frac{p(E)}{2} A_{\alpha} \left[ \frac{1}{\cos \theta + \beta \mu'_s / \rho} \right] \exp(-\mu'_a h / \cos \theta) \quad (65)$$

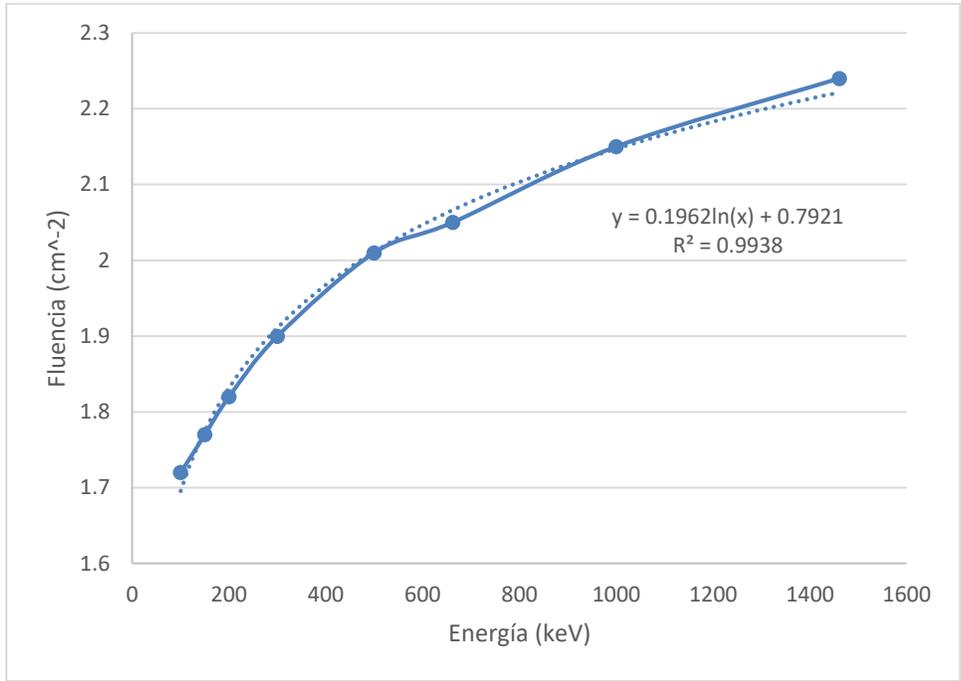
Donde  $p(E)$  es la probabilidad de emisión ( $s^{-1}Bq^{-1}$ ) de fotones con energía  $E$  por desintegración de la fuente,  $-\mu'_a$  es el coeficiente de atenuación lineal del aire sin dispersión coherente ( $cm^{-1}$ ),  $\mu'_s$  es el coeficiente de atenuación lineal del suelo sin dispersión coherente ( $cm^{-1}$ ),  $h$  es la distancia del detector al suelo ( $cm$ ) y  $\theta$  es el ángulo entre la normal y el plano del suelo y el elemento de volumen.

La ecuación 64 puede evaluarse numéricamente usando los datos experimentales para  $\frac{\dot{N}(\theta)}{\dot{N}_0}$  y con los valores calculados de  $\varphi_{\cos \theta}$  para las diferentes energías y geometrías de la fuente. Integrando  $\varphi_{\cos \theta}$  sobre  $\cos \theta$  se obtiene la fluencia total. Si la densidad no depende de la profundidad en el suelo la integración puede hacerse con procedimientos semi analíticos. Estos valores son válidos para los casos más generales de diferente densidad de suelo [48]. Los valores de fluencia primaria en aire, a una altura de 1 metro sobre el suelo por unidad de área para una distribución constante de la fuente radiactiva para el rango de energías de interés se muestran en la tabla 10.

*Tabla 10. Fluencia primaria de fotones de una fuente distribuida en forma constante a una distancia de un metro del detector en el rango de energías de interés.*

Energía (keV)	Fluencia primaria de fotones ( $\varphi_{\cos \theta}$ ) [48]
100	1.72
150	1.77
200	1.82
300	1.9
500	2.01
662	2.05
1000	2.15
1461	2.24

Estos valores se graficaron y se les realizó una regresión logarítmica para obtener los valores de fluencia primaria de las energías de interés.



*FIGURA 44. Fluencia de fotones primarios en función de la energía y regresión logarítmica de los datos.*

*Tabla 11. Fluencia primaria de fotones de una fuente con distribución constante a una distancia de un metro del detector para las energías del europio-152.*

<b>Energía (keV)</b>	<b>Fluencia de fotones primarios <math>\varphi_{\cos\theta}</math> (cm<sup>-2</sup>)</b>
121.781	1.7692
244.6974	1.6694
344.2785	1.6554
411.116	1.5632
443.956	1.6735
688.67	1.6944
778.9045	1.5897
867.38	1.5846
964.057	1.5757
1085.837	1.6691
1112.076	1.5876
1212.948	1.6456
1408.013	1.6075

#### 4.2.2.2 Factor de corrección angular.

La respuesta angular relativa para esas mismas energías se determinó experimentalmente (sección 4.1.2) y se ajustó a una función polinómica para después integrarse, por el método de cuadratura adaptativa [52], de 0° a 90° utilizando el programa MATLAB.

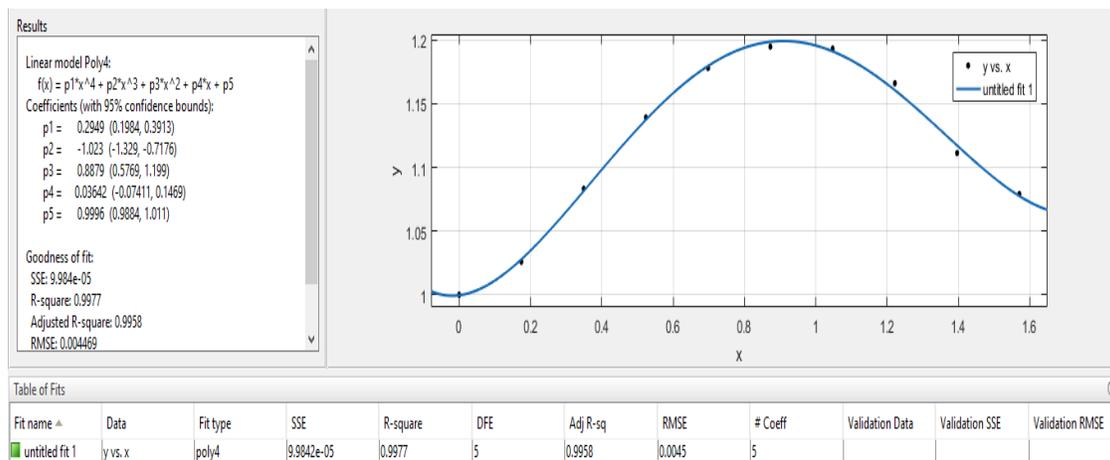


FIGURA 45. Ejemplo del ajuste de la respuesta angular empírica utilizando el programa MATLAB.

Tabla 12. Factor de corrección angular para las energías del europio-152.

Energía (keV)	Factor de corrección angular $\left(\frac{N}{N_0}\right)$
121.781	0.9803
244.6974	1.1209
344.2785	1.1708
411.116	1.2622
443.956	1.1880
688.67	1.2242
778.9045	1.3200
867.38	1.3376
964.057	1.3583
1085.837	1.2962
1112.076	1.3657
1212.948	1.3280
1408.013	1.3776

Los valores de estas integrales y los valores de la fluencia de fotones primarios se usaron para calcular el factor de corrección angular de cada energía ( $\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}$ ), la cual se graficó y se realizó regresión logarítmica y por interpolación se calcularon los valores para las energías de interés.

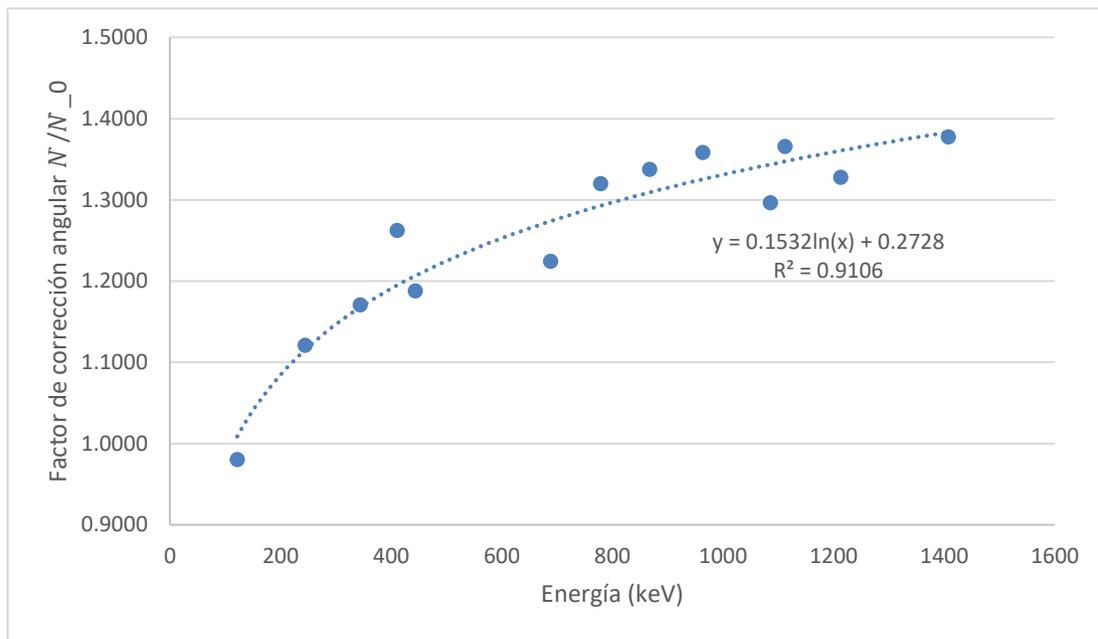


FIGURA 46. Factor de corrección angular para las energías del europio-152 y ajuste de los datos a una función logarítmica.

Tabla 13. Factor de corrección angular para las energías de los emisores gamma naturales, obtenidos por interpolación.

Serie radiactiva	Radionúclido	Energía (keV)	Factor de corrección angular $\left(\frac{\dot{N}}{\dot{N}_0}\right)$
U-238	Pb-214	295.39	1.1442
U-238	Pb-214	351.95	1.1711
Th-232	Tl-208	583.33	1.2485
U-238	Bi-214	609.61	1.2552
Th-232	Tl-208	860.69	1.3081
Th-232	Ac-228	911.42	1.3169
Th-232	Ac-228	969.08	1.3263

### 4.2.3 Fluencia de fotones por unidad de actividad.

Para fuentes homogéneas en suelos, la razón de fluencia de fotones a un metro de altura sobre el suelo se obtuvo del ICRU-53 [48] y se muestran en la tabla 14.

*Tabla 14. Fluencia de fotones a una altura de un metro de un suelo con una fuente distribuida en forma constante para los picos de energía total de emisores naturales en el rango de energías de estudio.*

Serie radiactiva	Radionúclido	Energía (keV)	Fluencia de fotones por unidad de actividad $\frac{\varphi}{A_m}$ ( $cm^{-2}s^{-1}Bq^{-1}g$ )
U-238	Pb-214	295.39	0.828
U-238	Pb-214	351.95	1.71
Th-232	Tl-208	583.33	1.76
U-238	Bi-214	609.61	2.75
Th-232	Tl-208	860.69	0.313
Th-232	Ac-228	911.42	2.060
Th-232	Ac-228	969.08	1.282

### 4.3 Modelo Monte Carlo del detector GeRe-3522 y su validación

Con el creciente aumento en el uso de material nuclear y radiactivo, se ha vuelto de gran importancia el monitoreo ambiental con el objetivo de prevenir la contaminación con estos materiales. Debido a la alta penetración de los fotones, la espectrometría gamma es de gran importancia para el análisis de muestras; ya que no se requiere de separaciones químicas y se puede medir en masa. Además, el análisis cualitativo y cuantitativo se realiza con una sola medición [15].

Los detectores de germanio hiperpuro son ampliamente usados en el campo de la seguridad nuclear, debido a su alta eficiencia y su excelente resolución en energía [53]. La determinación de las curvas de respuesta para este tipo de detectores no es fácil y demanda un gran número de emisores gamma para abarcar el rango de energías de interés. Para geometrías volumétricas, comúnmente se usan soluciones estándar de mezclas de radionúclidos, pero se requiere una solución estándar para cada geometría de conteo de interés. Los modelos MCNP representan una alternativa para determinar la curva de respuesta y calibrar detectores HPGe [15].

El código MCNP es uno de los programas más usados para simular la respuesta de los detectores gamma [16, 54-63], en la mayoría de los estudios se observa una discrepancia sustancial entre los datos calculados y los datos experimentales. La eficiencia calculada con los métodos Monte Carlo son típicamente superiores en un 10-50% que la eficiencia experimental.

Esta discrepancia en la eficiencia es atribuida a una subestimación del espesor de la capa muerta en la parte frontal del detector que es causada por el contacto n+ de los detectores tipo-p. De esta forma el espesor es ajustado en el modelo para que la eficiencia experimental corresponda con la calculada por el método Monte Carlo. Sin embargo, en el caso de los detectores tipo-n, esta posibilidad de ajuste no está disponible ya que la capa muerta en el contacto P+ externo es extremadamente delgada (0.3 $\mu$ m). Una explicación alternativa para la discrepancia en la eficiencia, especialmente para los detectores tipo-n, es la incertidumbre en las dimensiones físicas del cristal de germanio que son proporcionadas por el proveedor [53].

#### 4.3.1 Dimensiones del detector proporcionadas por el proveedor.

El certificado que provee la empresa que distribuye el detector indica que es un detector cilíndrico con una altura del cristal de 6.5 cm, un diámetro de 6.05 y una distancia a la ventana de 0.5 cm, que nos da un volumen activo de 189.7 cm<sup>3</sup>. El detector de germanio es de electrodo inverso (GeRe), es decir, tiene una geometría similar a la de un germanio coaxial pero la diferencia radica en que los electrodos se encuentran situados en forma opuesta. Esto es, el electrodo tipo-p (con iones de boro implantados) se encuentra en el exterior con un grosor de 0.3  $\mu$ m, mientras que el electrodo tipo-N (iones de litio difundidos) está localizado en el interior. El grosor del electrodo tipo-P comúnmente es de 0.3  $\mu$ m, el grosor de la ventana de berilio es de 0.5 mm, estas dimensiones contribuyen a que el rango de detección de bajas energías sea desde los 5 keV [64].

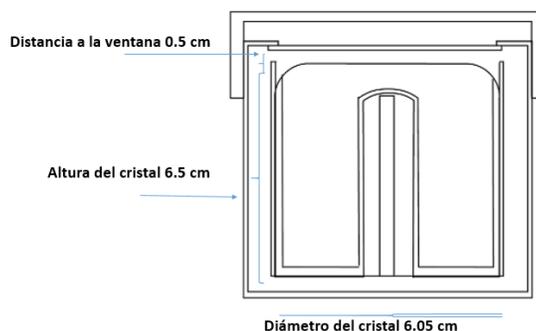


FIGURA 47. Dimensiones del detector GeRe-3522 proporcionadas por el proveedor

### 4.3.2 Determinación de las dimensiones reales del detector a partir de fluoroscopia y rayos X.

Las dimensiones proporcionadas por el distribuidor del equipo se muestran en la figura 47, pero se tomó la decisión de no usar esos datos, ya que se han reportado discrepancias significativas entre la información reportada por quien manufactura el equipo y por las determinaciones empíricas de esas dimensiones [57], así que se realizaron fluoroscopías y rayos X del equipo para determinar algunas de sus dimensiones y crear el modelo Monte Carlo del detector.



FIGURA 48. Fluoroscopia y rayos X del detector GeRe-3522.

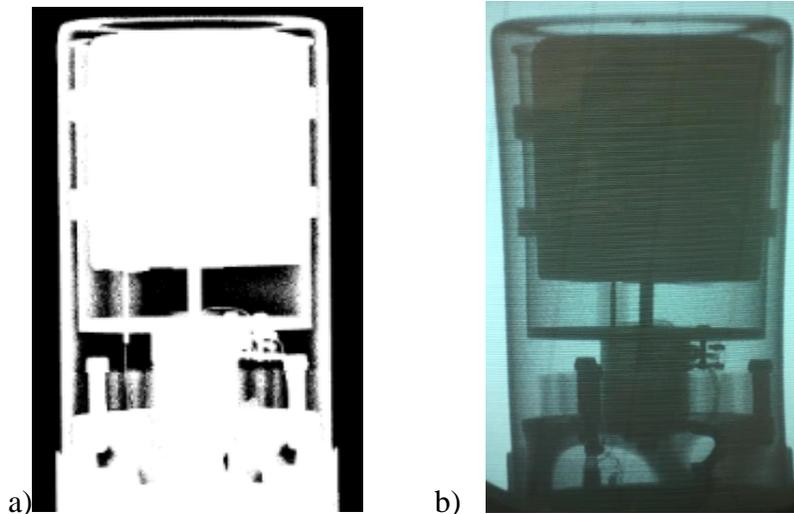
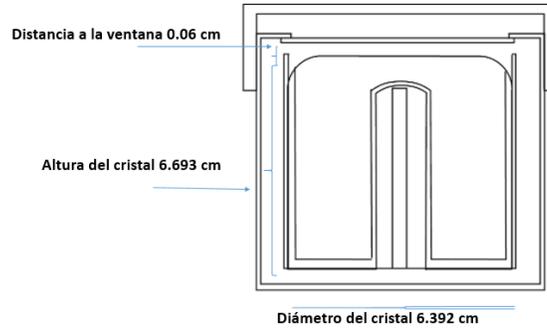


FIGURA 49. a) Rayos X del detector y b) fluoroscopia del detector.

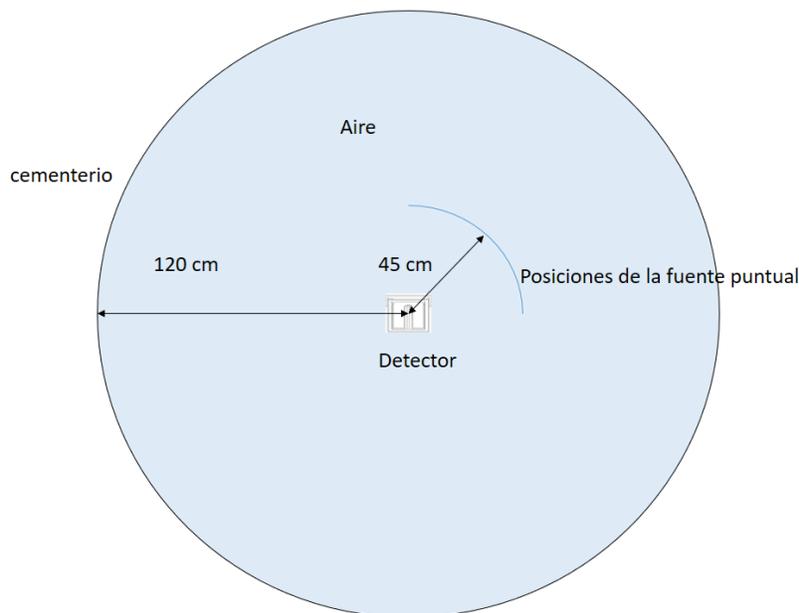
Las dimensiones calculadas a partir de las imágenes de rayos X y las de fluoroscopia se muestran en la figura 50, como se observa estas dimensiones difieren significativamente de las reportadas por el proveedor, la altura estaba subestimada un 2.88 %, el diámetro estaba subestimado un 5.35 % y la discrepancia mayor se encontró en la distancia del cristal a la ventana de berilio, la cual estaba sobre estimada en un 733.33 %.



*FIGURA 50. Dimensiones reales del detector*

### 4.3.3 Modelo Monte Carlo para determinar la respuesta angular del detector GeRe-3522.

Los valores de eficiencia obtenidos por cálculos Monte Carlo dependen fuertemente de los parámetros del detector, los datos de secciones transversales y las peculiaridades del modelo [21]. Se creó el modelo del detector en la geometría de medición para determinar su respuesta angular para comparar estos resultados con los obtenidos empíricamente como una forma de validar el modelo Monte Carlo del detector, el modelo consiste en el cristal de germanio, capa muerta, cubierta de aluminio, ventana de berilio, alrededores, fuente radiactiva con las energías del europio-152 y los alrededores en forma de una esfera donde la región fuera de esta esfera es la región de cementerio.



*FIGURA 51. Diagrama del modelo Monte Carlo simulado para determinar la respuesta angular del detector.*

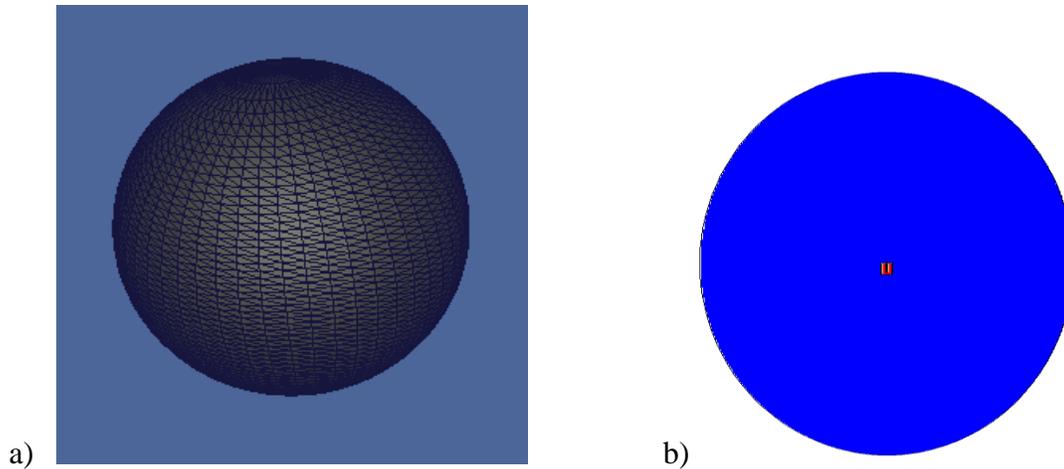


FIGURA 52. a) vista externa del modelo Montecarlo en 3D proporcionado por el visualizador vised26 y b) vista externa del modelo Monte Carlo en 2d proporcionado por el visualizador vised26.

#### 4.3.3.1 Modelo del detector.

El modelo del detector para el código MCNPX se desarrolló basándose en las dimensiones físicas determinadas a partir de las placas fluoroscópicas y de rayos X, del certificado del proveedor o por medición directa y usando el procedimiento propuesto por *C.C. Conti [15]*. En la elaboración del modelo se tomaron las siguientes suposiciones:

- La capa muerta interna (el contacto de litio N+) se consideró como germanio con la densidad del germanio hiperpuro.
- La capa del contacto P- es de  $0.3 \mu\text{m}$ .
- El orificio interno es cilíndrico.

El eje del detector se hace coincidir con el eje X del modelo y el centro de la base del cristal está ubicado en las coordenadas 0,0,0 (x,y,z).

##### 4.3.3.1.1 Cristal de germanio.

La simulación del cristal del detector es un paso crítico debido a que es la región donde la energía depositada es cuantificada. La figura 54 representa una sección transversal de la representación del cristal y las superficies usadas para su simulación. La descripción matemática está compuesta por un toroide (superficie 9), una esfera (superficie 8), cuatro planos (superficie 1,2,3 y 4) y tres cilindros (superficies 5,6 y 7). El segmento del código que describe las superficies para crear el cristal del detector es (las dimensiones están en centímetros):

```

c *
c * Geom      Size  $ Coments
c *****
1  px      0      $ base del detector
2  px     5.449   $ limite del orificio interno
3  px     5.693   $ corte del toroide
4  px     6.693   $ cara frontal del detector
5  cx     3.196   $ radio del cristal
6  cx     2.196   $ corte del toride
7  cx     0.7     $ orificio del cristal
8  sx     4.179 1.45 $ orificio del cristal
9  tx     5.693 0 0 2.196 1 1 $ toroide

```

FIGURA 53. Segmento del código que describe las superficies del cristal del detector.

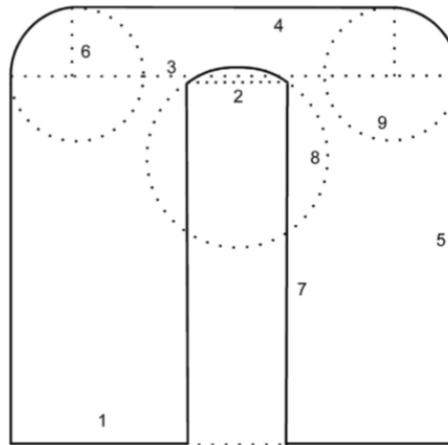
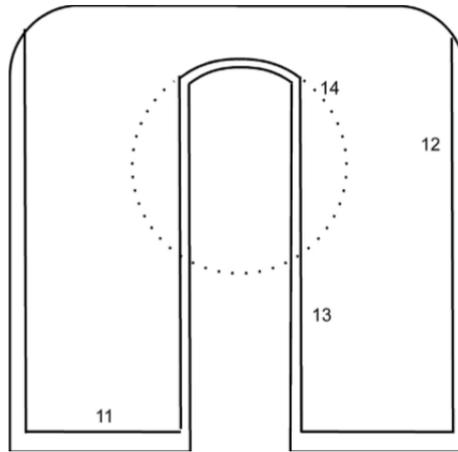


FIGURA 54. Representación esquemática de la sección transversal de las superficies que describen el cristal de germanio.

Es necesario incluir una región dentro del cristal que represente la capa muerta, que es la región responsable del contacto eléctrico, y la capa de transición en la cual los electrones liberados por los fotones interaccionantes no son colectados completamente debido a que el campo eléctrico no es suficientemente fuerte en esa región, contribuyendo de esta forma al continuo Compton. La suma de estas dos capas es conocida como “capa muerta”. Como el detector que simulamos es del tipo-n la capa muerta es extremadamente pequeña y se ha reportado para estos detectores con un espesor de 0.3  $\mu\text{m}$ . En la figura 55 se muestra la capa muerta y las superficies para su simulación.



*FIGURA 55. Representación esquemática de la capa muerta del detector.*

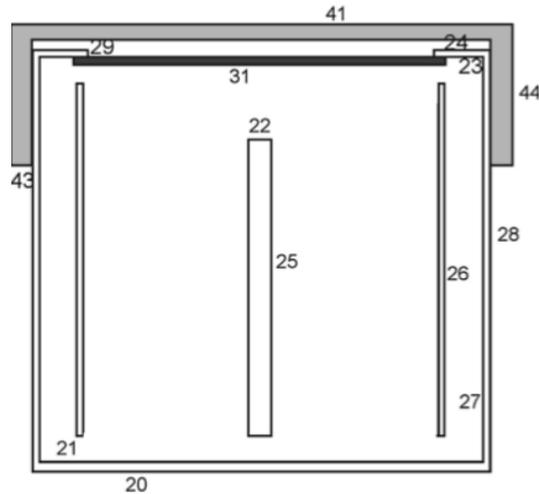
El segmento del código relativo a la definición de las superficies que describen los límites de la capa muerta está compuesto de sólo un plano (superficie 11), dos cilindros (superficies 12 y 13) y una esfera (superficie 14), como se muestra a continuación:

11	px	0.0003	\$ capa muerta de la base
12	cx	3.1957	\$ capa muerta externa
13	cx	0.7003	\$ capa muerta del orificio
14	sx	5.4491 0.15	\$ capa muerta del orificio

*FIGURA 56. Segmento del código con las superficies que describen la capa muerta del detector.*

#### *4.3.3.1.2 Cubierta del detector.*

La cubierta del detector está compuesta de partes de aluminio, la ventana de berilio y la cubierta de plástico, la cual se encuentra en la parte superior del detector para prevenir que la delgada ventana de berilio sea dañada. Aunque esta última no es una parte del detector, en algunas mediciones suele conservarse y por lo tanto debe incluirse en esas simulaciones. Para nuestro modelo no es necesario incluirla. La figura 57 muestra las partes de la cubierta del detector. El cristal del detector está ubicado en la “copa” de aluminio con un electrodo insertado. La cubierta de aluminio contiene una ventana de berilio en la parte frontal. El segmento del código relativo a la definición de superficies que describen las partes de aluminio es:



*FIGURA 57. Representación esquemática de la cubierta del detector, las partes de aluminio están en blanco, la ventana de berilio en gris oscuro y la cubierta de plástico en gris tenue.*

El segmento del código relativo a la definición de superficies que describen las partes de aluminio está compuesto de cinco planos (superficies 20, 21, 22, 23 y 24) y cuatro cilindros (superficies 25, 26, 27, 28 y 29) como se muestra a continuación:

20	px	-0.6	\$ base externa
21	px	-0.5	\$ base interna
22	px	5.175	\$ contacto electrico
23	px	6.853	\$ tope interno
24	px	6.953	\$ tope externo
25	cx	0.2	\$ contacto electrico
26	cx	3.296	\$ copa
27	cx	3.783	\$ cubierta interna
28	cx	3.883	\$ cubierta externa
29	cx	2.883	\$ encapsulado

*FIGURA 58. Segmento del código con las superficies que describen la cubierta de aluminio.*

El segmento del código relativo a la definición de las superficies que describen la ventana de berilio consta de un solo plano:

31	px	6.753	\$ ventana de berilio
----	----	-------	-----------------------

*FIGURA 59. Segmento del código con la superficie que describe la ventana de berilio.*

El segmento de código relativo a la definición de las superficies que describen la cubierta de plástico consta de tres planos (superficies 41, 42 y 43) y un cilindro (superficie 44)

41	px	7.233	\$ base cubiertaplástica
42	px	7.013	\$ tope interno
43	px	4.688	\$ tope externo
44	cx	4.23	\$ radio

FIGURA 60. Segmento del código con las superficies que describen la cubierta de plástico.

#### 4.3.3.1.3 Celdas del modelo.

Las celdas se crearon a partir de las superficies definidas anteriormente utilizando los operadores unión (**A:B**), intersección (**AB**) y complemento (**#**), la sección del código que muestra las celdas se muestra a continuación incluye el cristal (celda 1), regiones vacías en el detector y su cubierta (celdas 2 y 3), la capa muerta (celda 4), la cubierta de aluminio (celda 5), la ventana de berilio (celda 6), los alrededores con forma de una esfera con un radio de 120 cm centrada en el origen que es el centro de la base del cristal de germanio y está compuesta por aire (celda 101) y una región de cementerio que es la región fuera de la esfera que define los alrededores (celda 100):

```

c
c * ----- CELDAS ----- *
c * ----- *
c * Cell Material Density  Surfaces Importance $ Comentario *
c * #      #      <0, g/cm3 *
c *****
1  1      -5.323 ((1 -3 -5):(3 -4 -6):-9)#2 #4 #5 imp:p,e 1 $ cristal
2  0      ((1 -2 -7):(2 -8)) #5 imp:p,e 1 $ orificio
3  0      (21 -31 -27)#1 #2 #4 #5 imp:p,e 1 $ vacio
4  1      -5.323 (1 -11 -5 7):(11 -5 12 -3):(3 -9 12):(11 7 -13&
-2):(2 8 -14) imp:p,e 1 $ capa muerta
5  5      -2.6989 (1 -22 -25):(1 -4 5 -26):(20 -21 -28):(21 -24 27&
-28):(23 -24 29 -27) imp:p,e 1 $ partes de Al
6  6      -1.848 31 -23 -27 imp:p,e 1 $ berilio
101 2      -0.001124 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 imp:p,e 1 $ alrededores
100 0 100 imp:p,e 0 $ cementerio

```

FIGURA 61. Segmento del código con las celdas que forman el modelo Monte Carlo.



16 se muestran las energías y las respectivas probabilidades de emisión de las energías usadas en la simulación. El segmento del código relativo a la geometría de la fuente es:

```

c *****
c *                               Termino fuente                               *
c *****
sdef pos=3.3465 45 0 erg=d1 par=2
si1 L 0.1217817 0.2446974 0.3442785 0.3677891 0.4111165 0.443965
      0.68867 0.7789045 0.86738 0.964057 1.085837 1.112076
      1.212948 1.299142 1.408013 1.457643
sp1 0.2853 0.0755 0.2659 0.00859 0.02237 0.03125
     0.00856 0.1293 0.0423 0.1451 0.1011 0.1367
     0.01415 0.01633 0.2087 0.00497

```

FIGURA 64. Segmento del código las especificaciones de la fuente radiactiva.

La entrada tiene el siguiente formato:

sdef pos=xyz erg=E par=2

dónde: “x” es la posición de la fuente relativa al eje x en cm; lo mismo para “y” y para “z” a sus respectivos ejes; “E” es la energía de la fuente, en este caso las energías se dan en la lista si1 L en MeV con las probabilidades de emisión o intensidades en la lista sp1; y par se refiere al tipo de partículas que se emiten, en este caso 2 se refiere a fotones.

Tabla 15. Posiciones de la fuente de europio-152 alrededor del detector en coordenadas cartesianas para la determinación de la respuesta angular por el método Monte Carlo.

Posición	Ángulo $\theta$ (grados)	x (cm)	y (cm)	z (cm)
1	90	3.3465	45	0
2	85	7.2685	44.8287	0
3	80	11.1606	44.3163	0
4	75	14.9933	43.4666	0
5	70	18.7374	42.2861	0
6	65	22.3643	40.7838	0
7	60	25.8465	38.9711	0
8	55	29.1574	36.8618	0
9	50	32.2719	34.4719	0
10	45	35.1663	31.8198	0

11	40	37.8184	28.9254	0
12	35	40.2083	25.8109	0
13	30	42.3176	22.5	0
14	25	44.1303	19.0178	0
15	20	45.6326	15.3909	0
16	15	46.8131	11.6468	0
17	10	47.6628	7.8141	0
18	5	48.1752	3.9220	0
19	0	48.3465	0	0

*Tabla 16. Energías del europio-152 y probabilidades de emisión incluidas en la simulación.*

<b>Energía (KeV)</b>	<b>Intensidad (%)</b>
121.7817	28.53
244.6974	7.55
344.2785	26.59
367.7891	0.859
411.1165	2.237
443.965	3.125
688.67	0.856
778.9045	12.93
867.38	4.23
964.085	14.51
1085.837	10.11
1112.076	13.67
1212.948	1.415
1299.142	1.633
1408.013	20.87
1457.643	0.497

#### 4.3.3.1.6 Tallies.

Se solicitó el tallie F8: p,e, que nos proporciona una distribución de altura de pulsos en una celda, en este caso para la celda del cristal de germanio, distribuidos en 8192 bins de energía que van de 0 a 1.5 MeV. Se simularon  $1 \times 10^8$  historias en el modo p e (fotones y electrones)

```
c *****
c *                               Tallies                               *
c *****
f8:p,e 1 $ energia depositada en la celda 1
e8 0 0.01 8192i 3.0 $ bins de energia de 0 a 1.5 MeV
mode p e
nps 1e8
print
```

FIGURA 65. Segmento del código con las especificaciones del tallie solicitado en cada simulación.

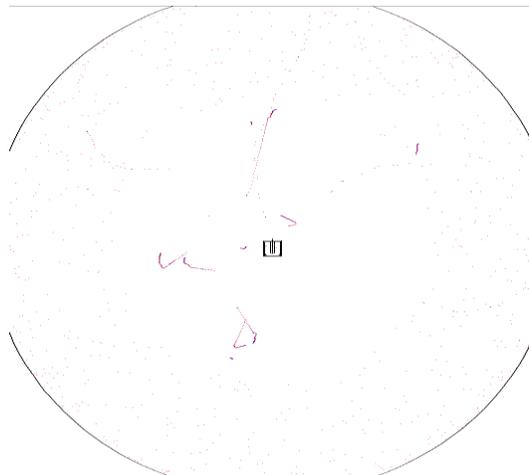


FIGURA 66. Simulación de algunas historias en el modelo Monte Carlo simulado con *vised26*.

El código completo MCNPX de entrada para el detector es:

```

Detector GeRe-3522 uaz calibracion in situ
c
c
c *****
c *                               CELDAS                               *
c *-----*
c * Cell Material Density  Surfaces Importance $ Comentario *
c * # # <0, g/cm3 *
c *****
1 1 -5.323 ((1 -3 -5):(3 -4 -6):-9)#2 #4 #5 imp:p,e 1 $ cristal
2 0 ((1 -2 -7):(2 -8)) #5 imp:p,e 1 $ orificio
3 0 (21 -31 -27)#1 #2 #4 #5 imp:p,e 1 $ vacio
4 1 -5.323 (1 -11 -5 7):(11 -5 12 -3):(3 -9 12):(11 7 -13&
-2):(2 8 -14) imp:p,e 1 $ capa muerta
5 5 -2.6989 (1 -22 -25):(1 -4 5 -26):(20 -21 -28):(21 -24 27&
-28):(23 -24 29 -27) imp:p,e 1 $ partes de Al
6 6 -1.848 31 -23 -27 imp:p,e 1 $ berilio
101 2 -0.001124 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 imp:p,e 1 $ alrededores
100 0 100 imp:p,e 0 $ cementerio
c
c
c *****
c *                               MATERIALES                               *
c *-----*
c * Mat. ZAID (>0, At. Fracc.; <0, Weigth fracc.) *
c * # / Comments *
c *****
m1 032000 1 $ germanio
m2 006000 0.000125 007000 0.68691 008000 0.301248 018000 0.011717 $ aire
m5 013000 1 $ aluminio
m6 004000 1 $ berilio
c *****
c *                               Termino fuente                               *
c *-----*
sdef pos=25.8465 38.9711 0 erg=d1 par=2
s11 l 0.1217817 0.2446974 0.3442785 0.3677891 0.4111165 0.443965
0.68867 0.7789045 0.86738 0.964057 1.085837 1.112076
1.212948 1.299142 1.408013 1.457643
sp1 0.2853 0.0755 0.2659 0.00859 0.02237 0.03125
0.00856 0.1293 0.0423 0.1451 0.1011 0.1367
0.01415 0.01633 0.2087 0.00497
c
c *****
c *                               Tallies                               *
c *-----*
f8:p,e 1 $ energia depositada en la celda 1
e8 0 0.01 8192i 3.0 $ bins de energia de 0 a 1.5 MeV
mode p e
nps 1e8
print

```

FIGURA 67. Código completo de una de las simulaciones para determinar la respuesta angular del detector GeRe-3522.

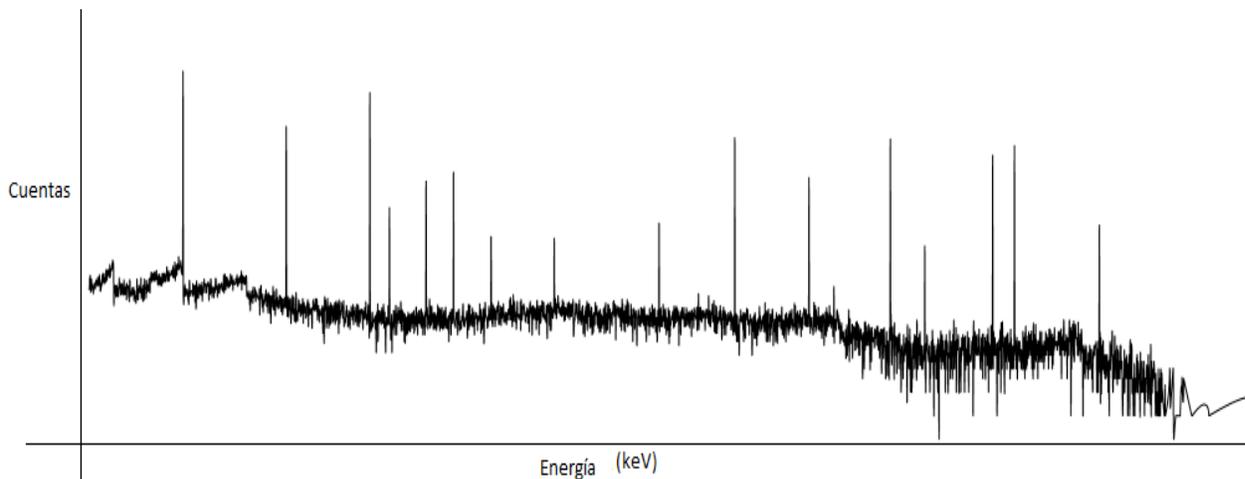


FIGURA 68. Espectro gamma obtenido por simulación MCNP de la fuente de europio-152 en la cara frontal del detector a una distancia de 45 cm, el espectro está en escala logarítmica.

#### 4.3.4 Resultados y validación del modelo Monte Carlo.

En la figura 68 se muestra un espectro gamma característico que se obtiene en las simulaciones. A partir de la distribución de pulsos en la celda del detector que nos da el tally 8 se determinó la respuesta angular relativa a la respuesta frontal, esta respuesta se muestra en la figura 69 para todas las energías simuladas.

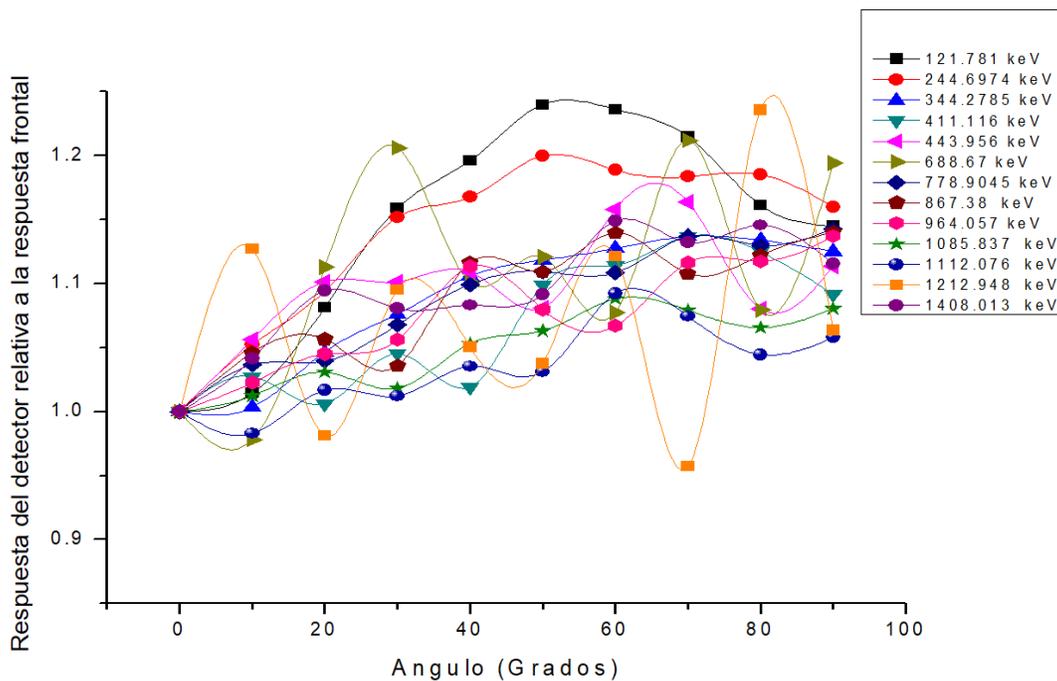


FIGURA 69. Respuesta angular relativa obtenida a partir de las simulaciones Monte Carlo.

En las figuras 70,71 y 72 se muestra la respuesta angular relativa de cada una de las energías por separado.

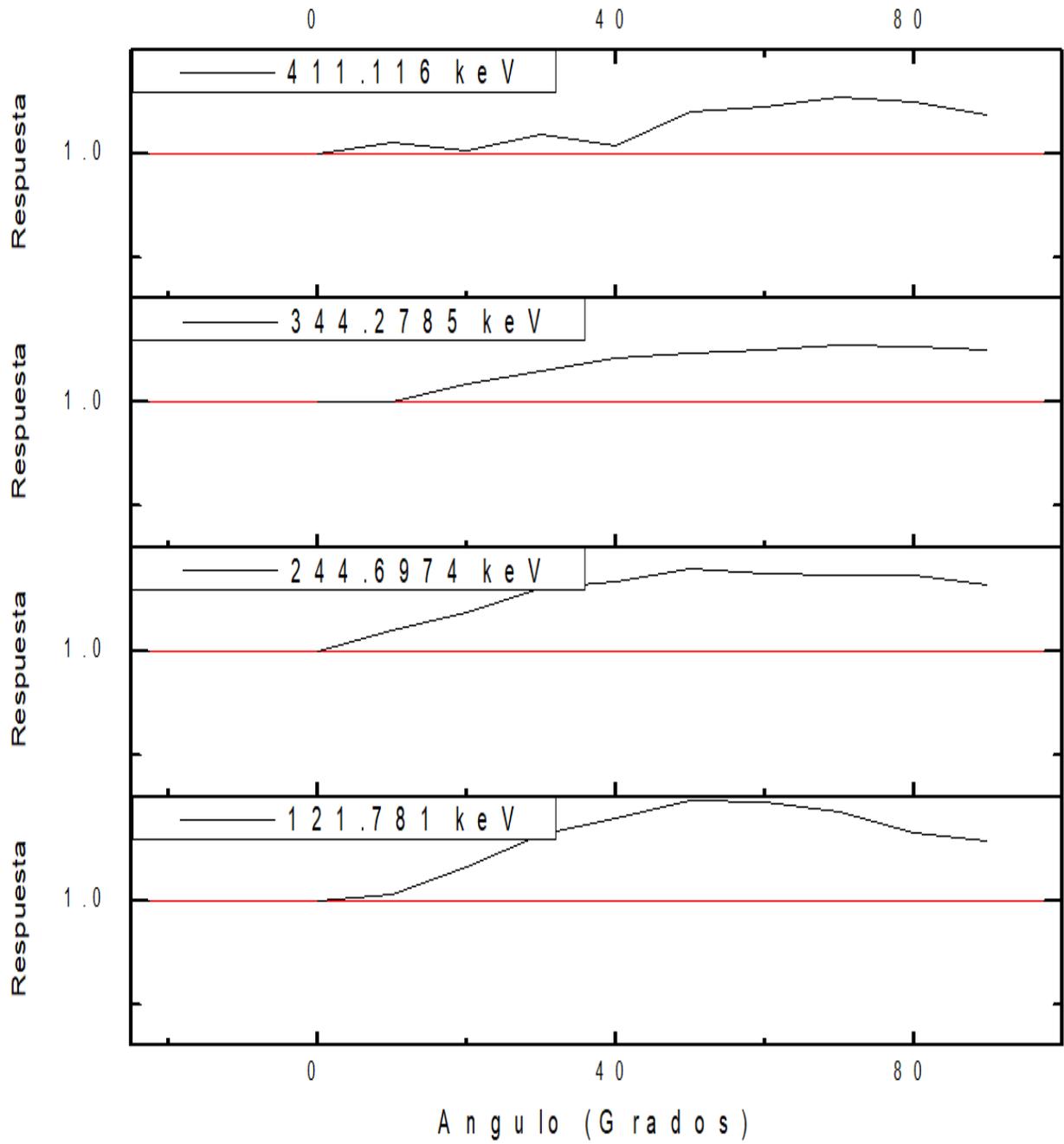


FIGURA 70. Respuesta angular relativa simulada para las energías 121.781 keV, 244.6974 keV, 344.2785 keV y 411.1165 keV del europio-152.

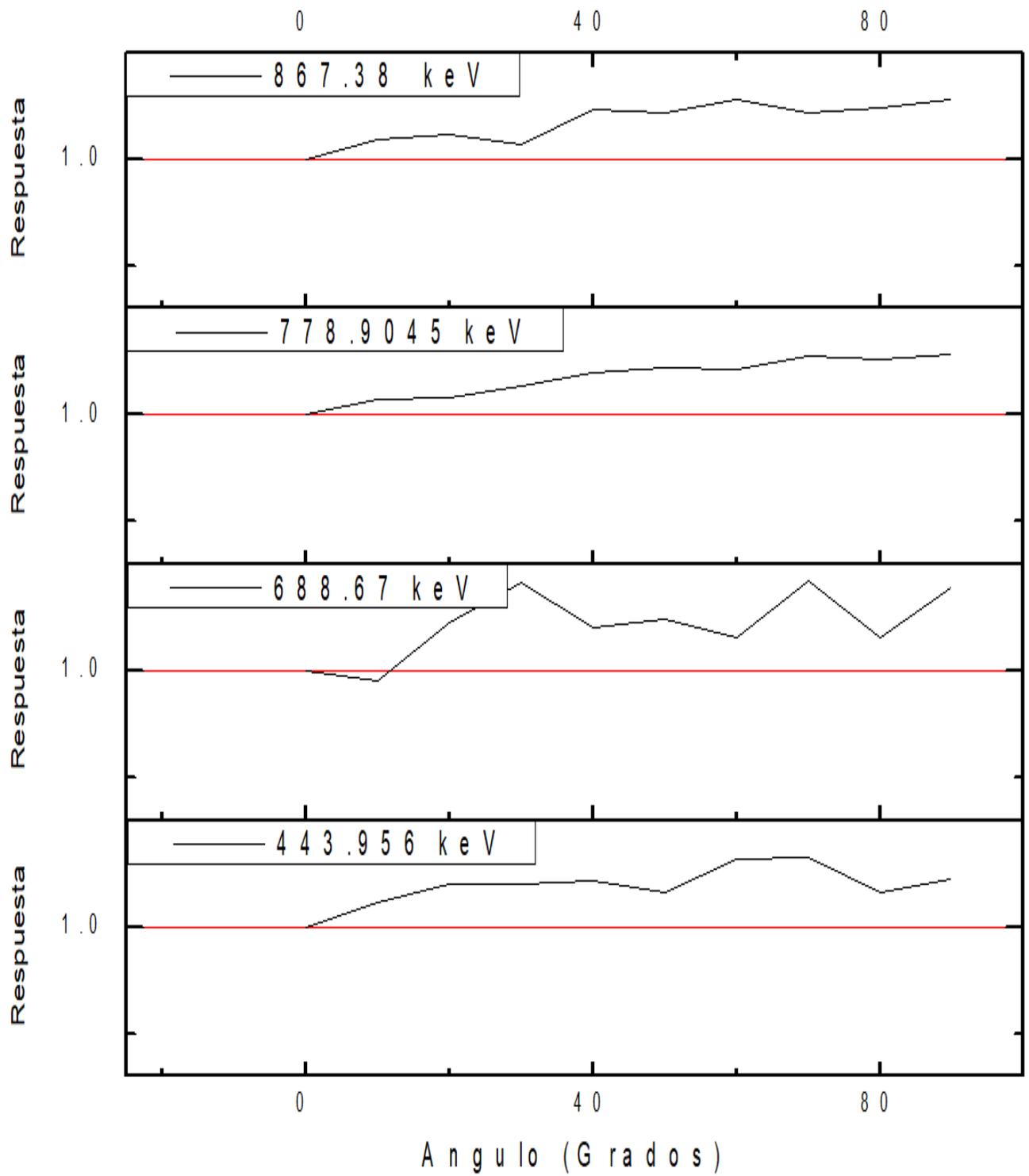
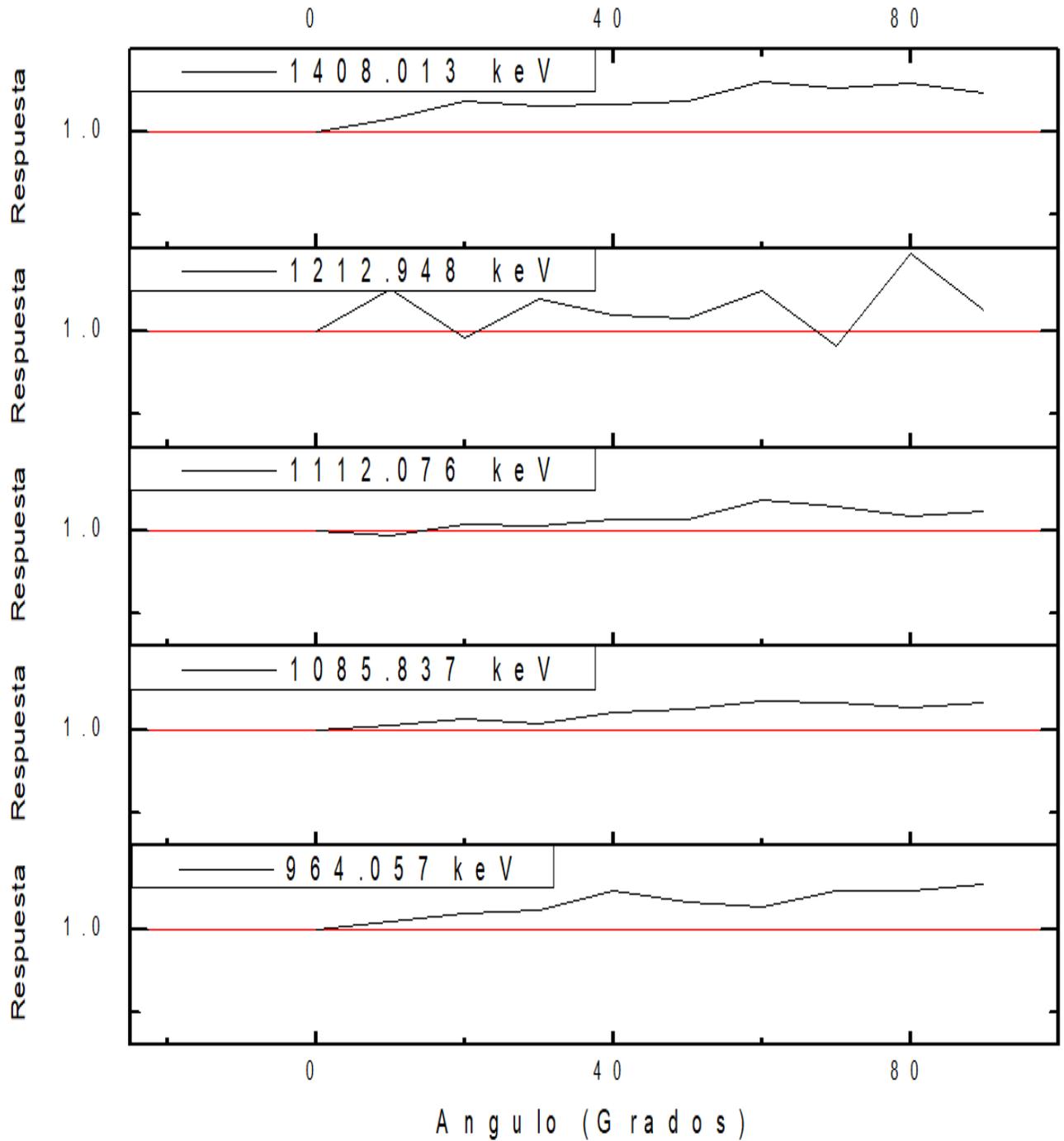


FIGURA 71. Respuesta angular relativa para las energías 443.956 keV, 688.67 keV, 778.9045 keV y 867.38 keV del europio-152.



*FIGURA 72. Respuesta angular relativa para las energías 964.057 keV, 1085.837 keV, 1112.076 keV, 1212.948 keV y 1408.013 keV del europio-152.*

Como validación del modelo Monte Carlo se comparó la respuesta angular simulada con la empírica calculada en la sección 4.1.2, en las figuras 73 hasta la 85, se muestra esta respuesta para cada energía.

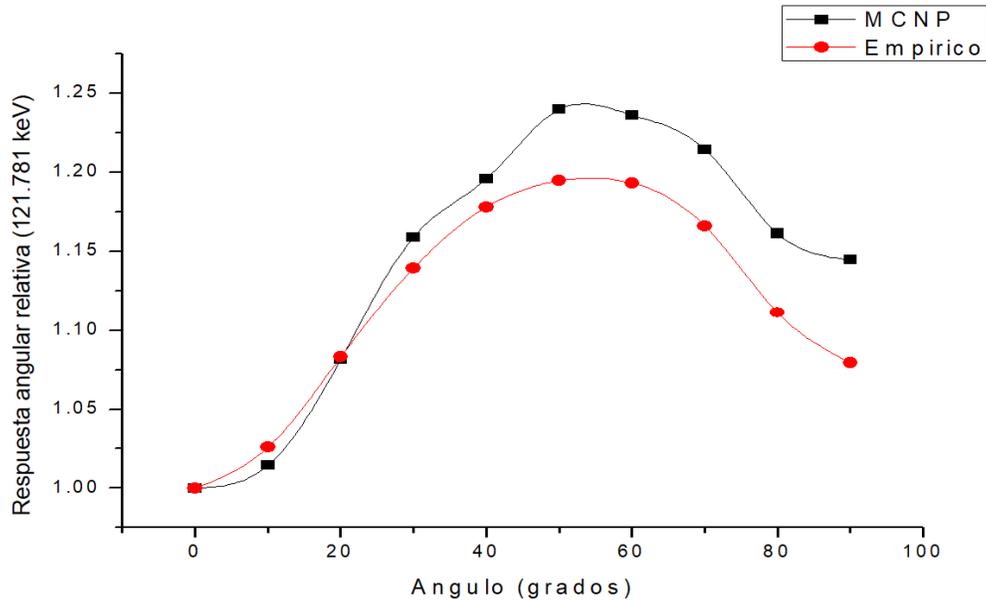


FIGURA 73. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 121.781 keV del europio-152.

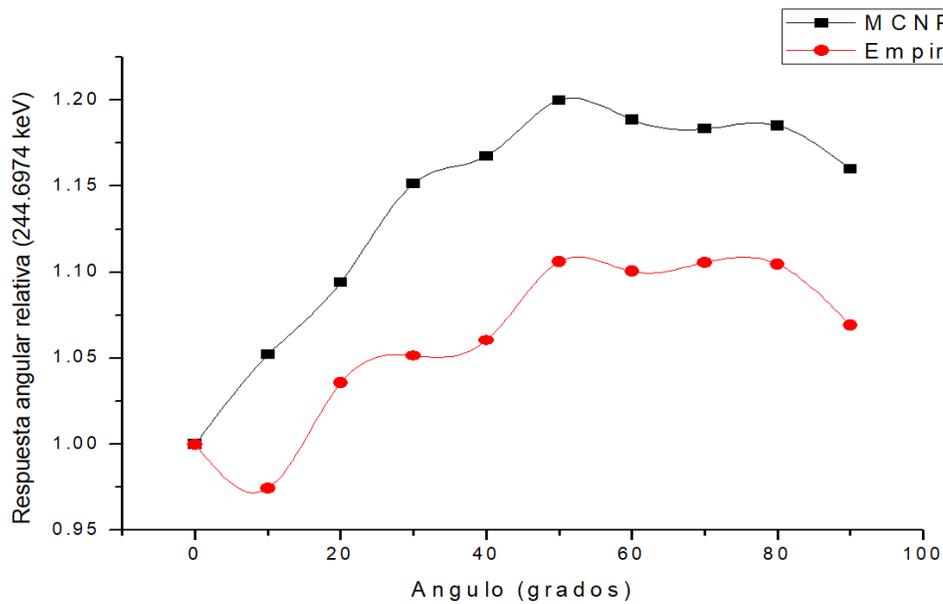


FIGURA 74. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 244.6974 keV del europio-152.

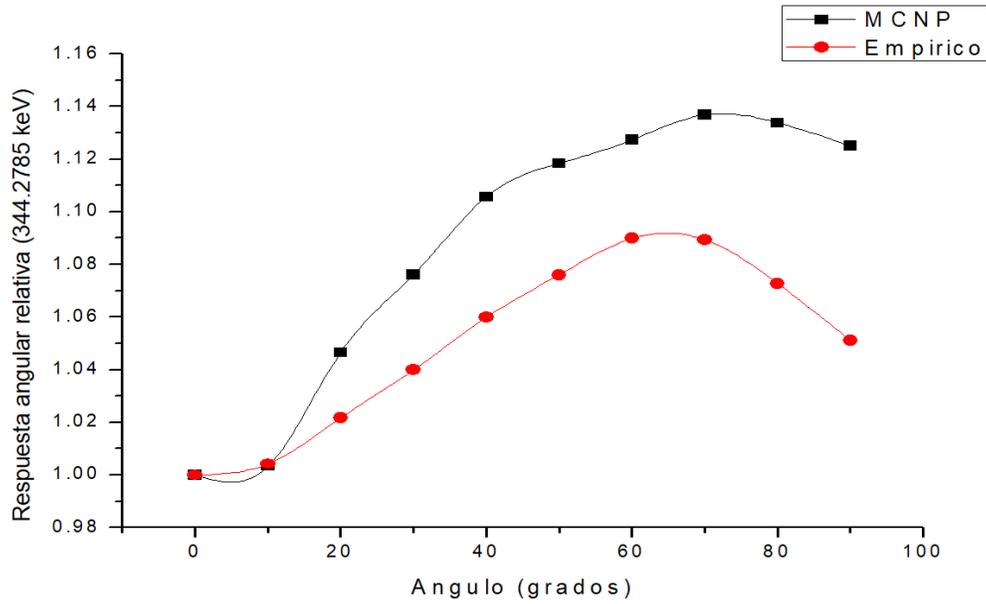


FIGURA 75. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 344.2785 keV del europio-152.

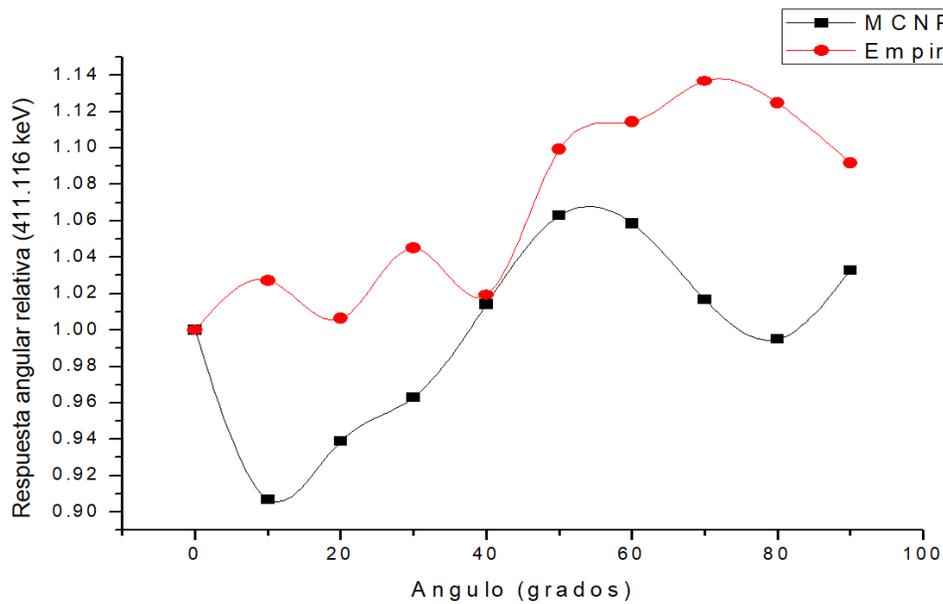


FIGURA 76. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 411.116 keV del europio-152.

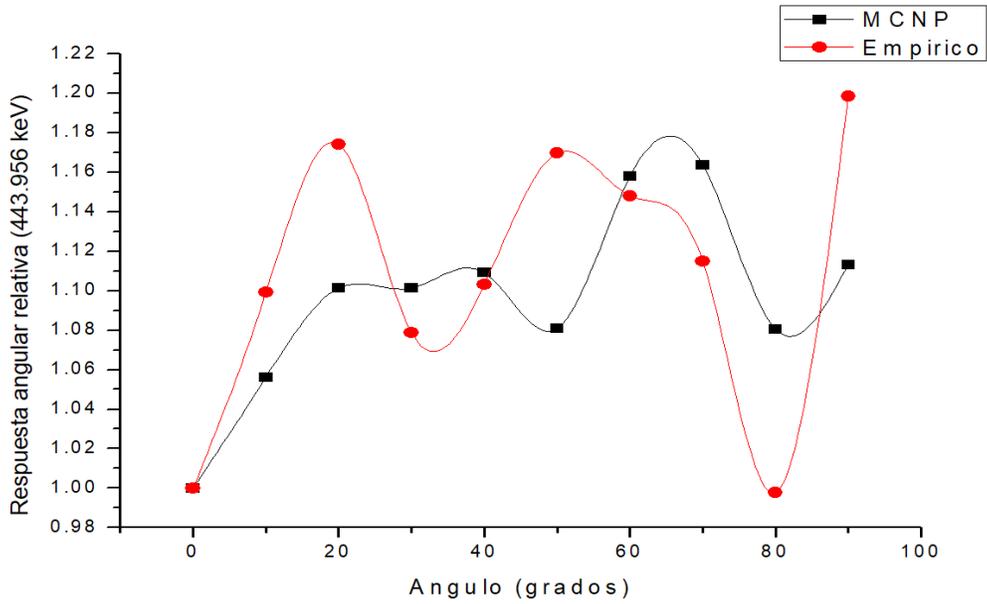


FIGURA 77. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 443.956 keV del europio-152.

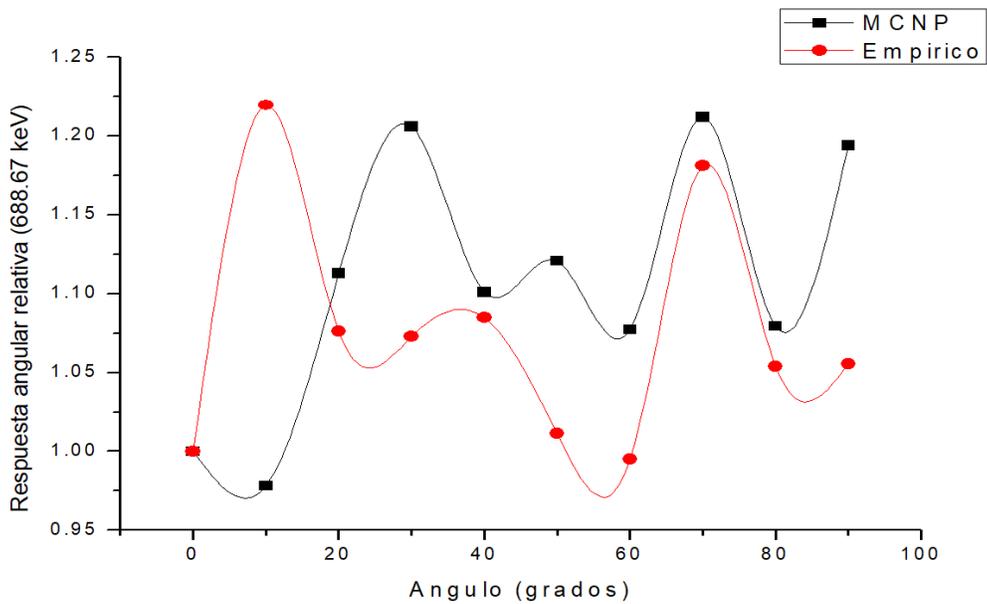


FIGURA 78. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 688.67 keV del europio-152.

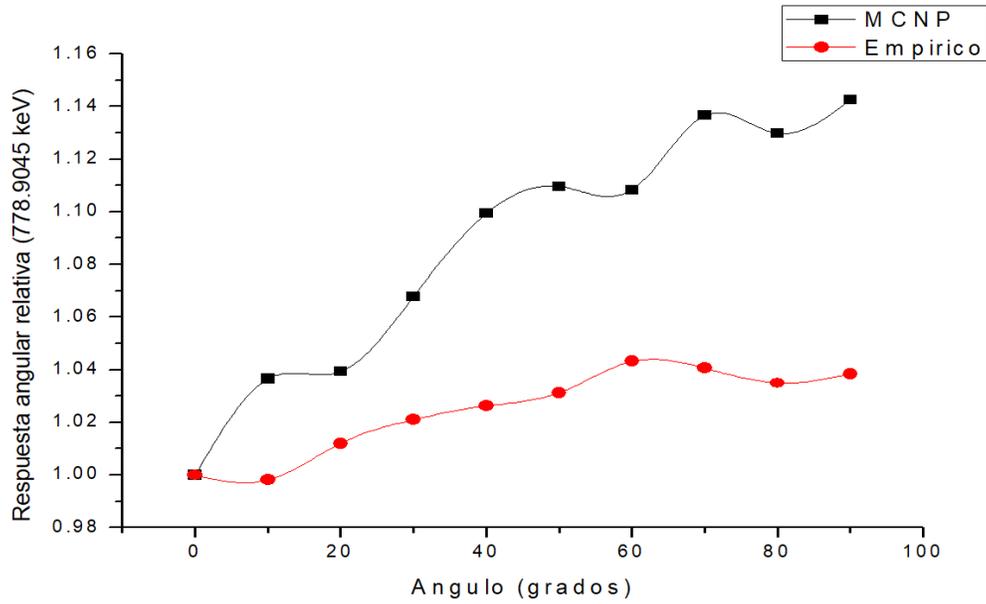


FIGURA 79. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 778.9045 keV del europio-152.

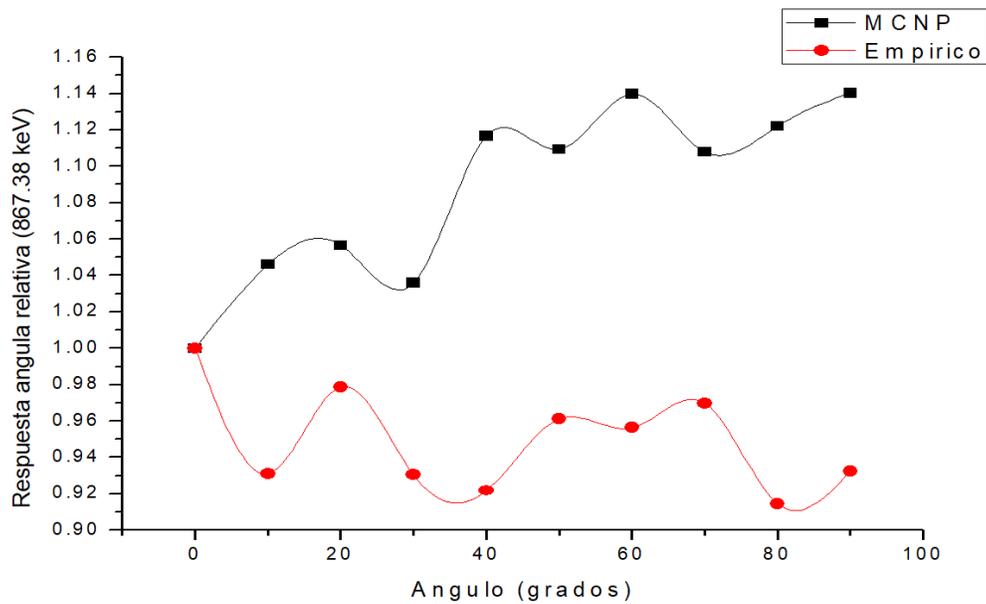


FIGURA 80. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 867.38 keV del europio-152.

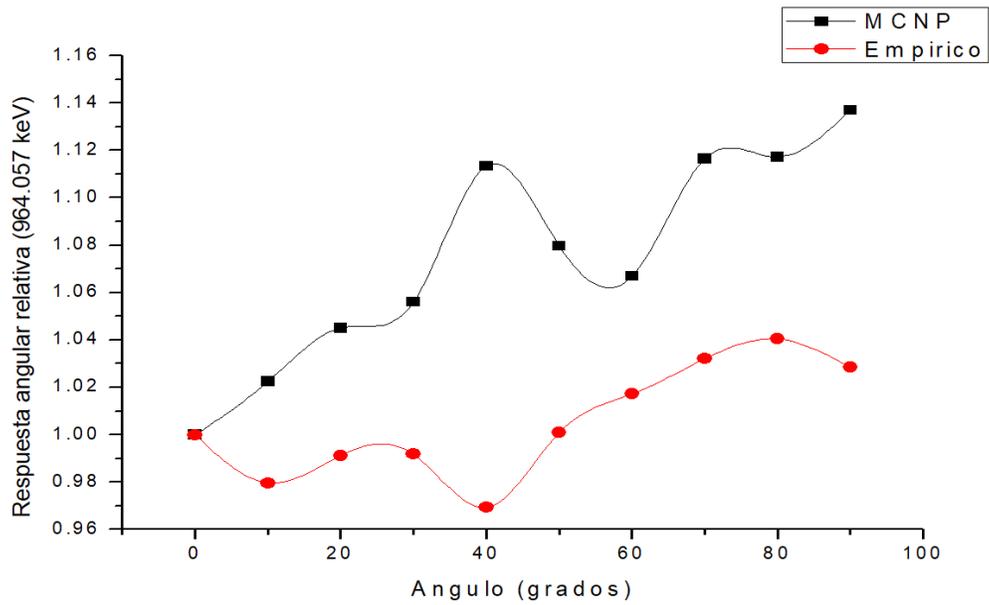


FIGURA 81. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 964.057 keV del europio-152.

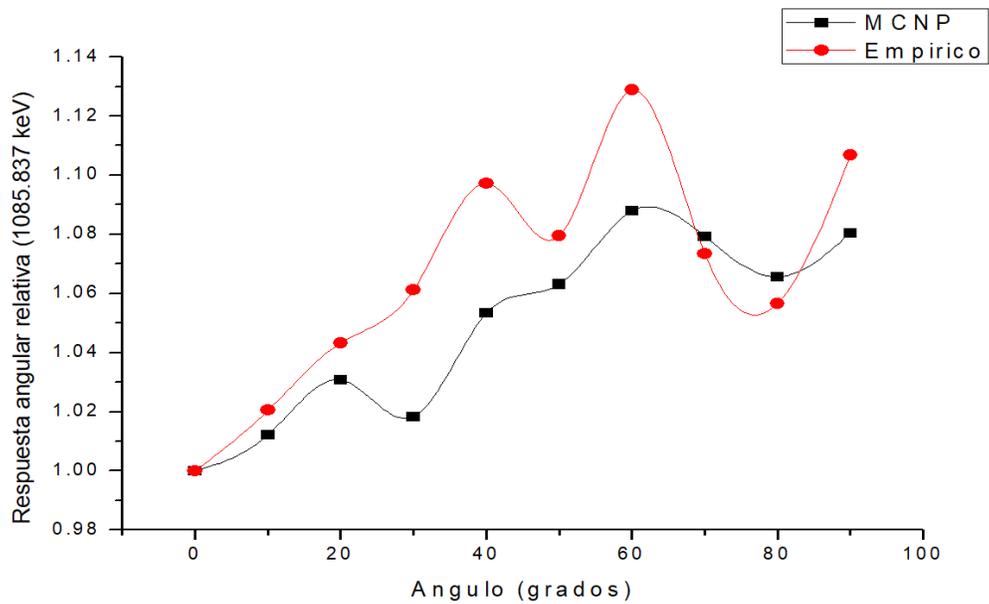


FIGURA 82. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 1085.837 keV del europio-152.

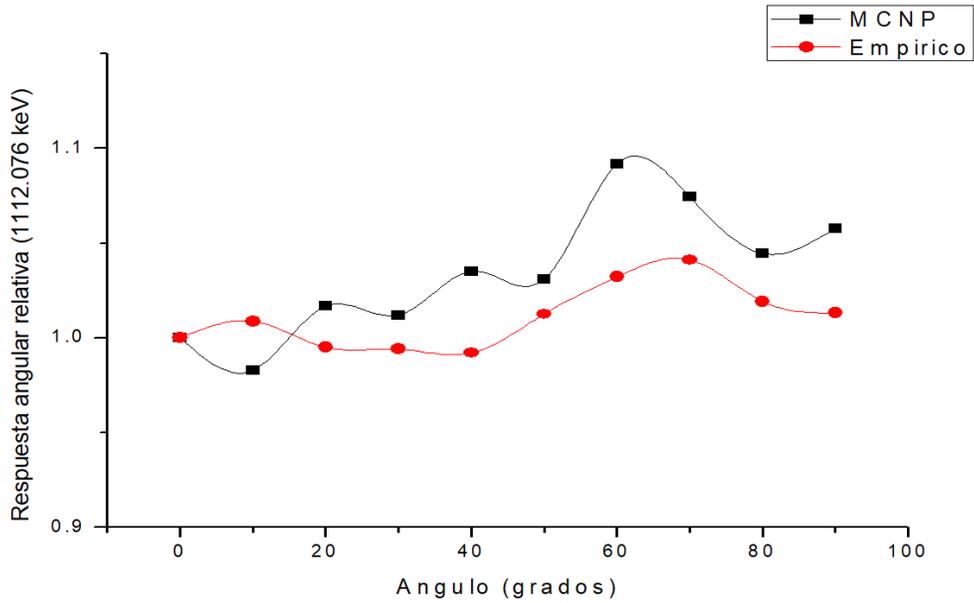


FIGURA 83. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 1112.076 keV del europio-152.

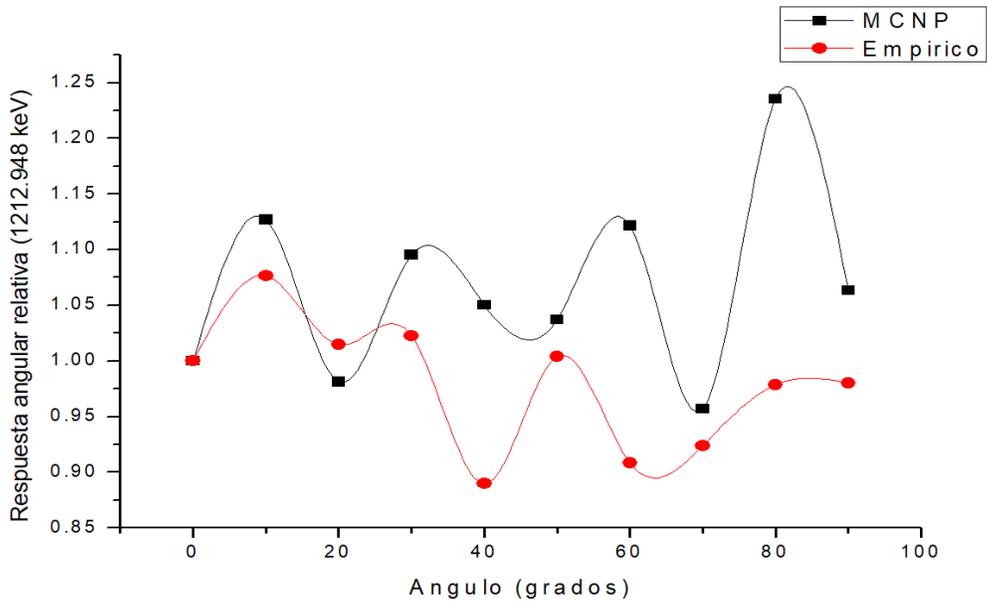
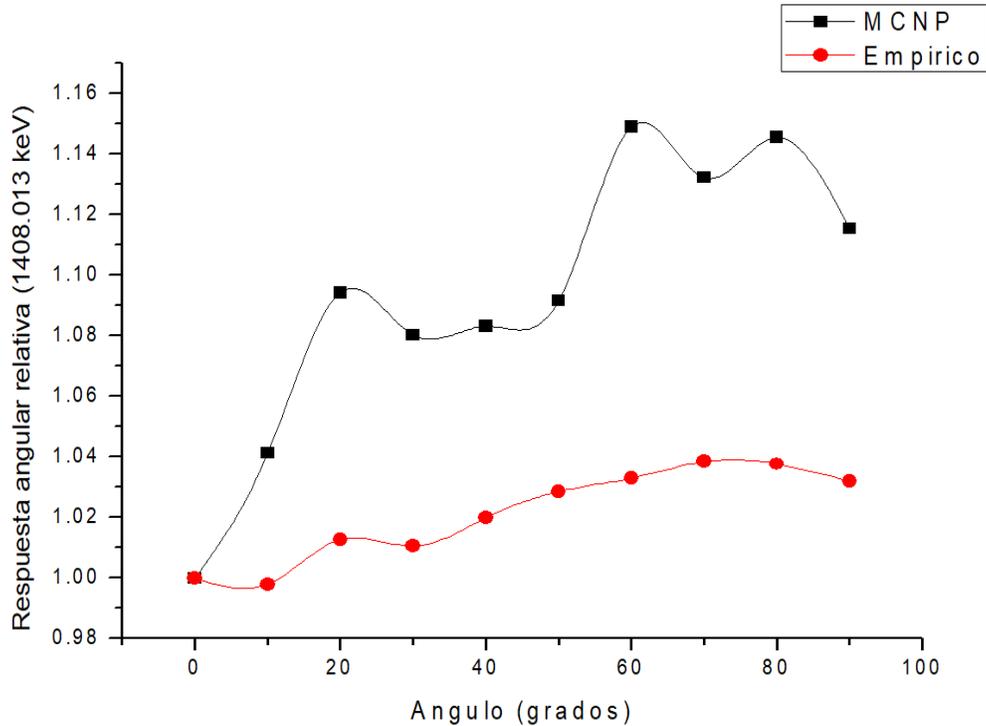


FIGURA 84. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 1212.948 keV del europio-152.



*FIGURA 85. Respuesta angular empírica y simulada con Monte Carlo para el sistema de detección GeRe-3522 para el pico de energía total de 1408.013 keV del europio-152.*

Como se observa la respuesta angular relativa simulada no coincide exactamente con la determinada empíricamente, sin embargo para algunas energías la forma de la respuesta es bastante similar, aunque es grande la discrepancia, los porcentajes de error máximos están alrededor del 25 %, lo cual está dentro del error característico de este tipo de simulaciones (10 al 50 %), el porcentaje de error relativo de cada simulación se muestra en la figura 86.

Para mejorar el modelo a fin de reproducir la respuesta empírica con el modelo Monte Carlo es necesario escanear el detector con fuentes gamma colimadas para verificar la suposición de respuesta homogénea usada en el modelo, para buscar el volumen activo real del cristal, ya que disminuye por el aumento de la capa muerta (región no sensible del cristal debido a el electrodo y la imperfección del campo eléctrico en el volumen del cristal) [41].

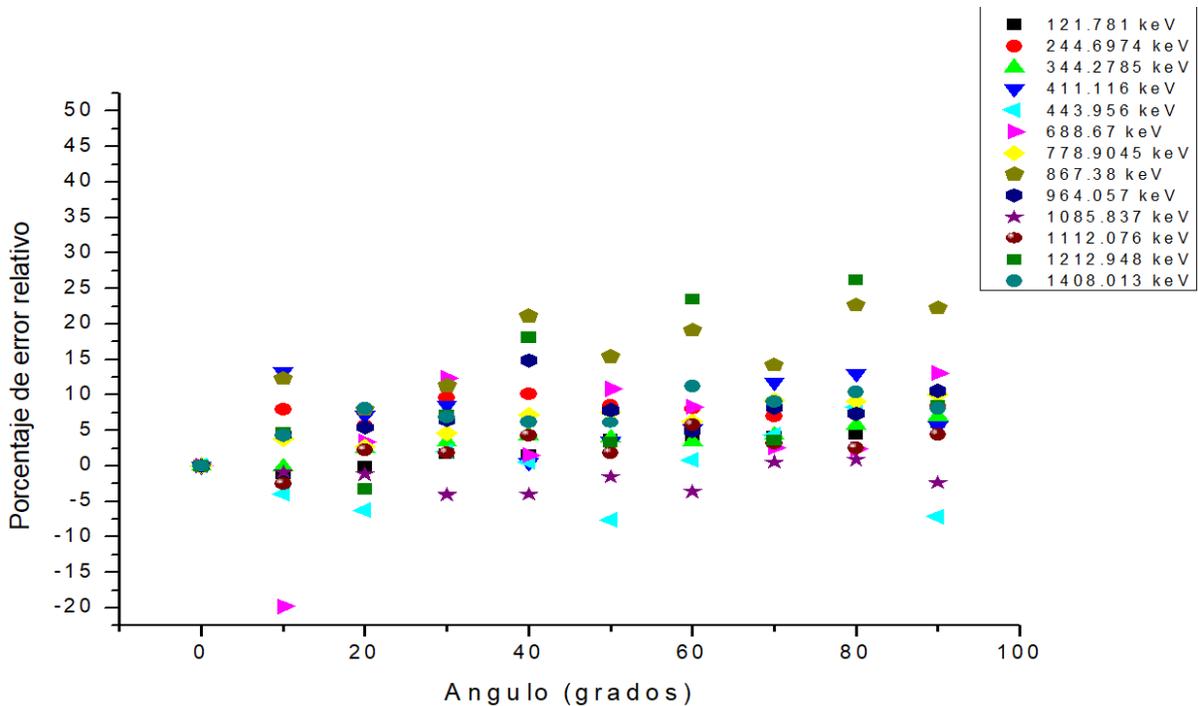


FIGURA 86. Porcentaje de error relativo de la respuesta angular relativa del sistema de detección GeRe-3522 de las diferentes energías del europio-152.

#### 4.4 Simulación Monte Carlo de diferentes suelos y densidades

La medición de campos de radiación asociados a fuentes radiactivas distribuidas, como los materiales radiactivos de ocurrencia natural (NORM por sus siglas en ingles) y materiales radiactivos sobre suelos contaminados, es de interés en seguridad radiológica. Las mediciones de los niveles de radiación asociada a las fuentes NORM se realiza comúnmente usando cámaras de ionización de alta presión (HPIC) para el kerma o detectores de germanio (Ge) cuando se requieren los detalles que ofrece el espectro resultante. La habilidad de modelar diferentes configuraciones de fuentes radiactivas es de mucho valor para propósitos de protección de la radiación y propósitos de planeación.

Los modelos Monte Carlo permiten predecir el campo de radiación esperado en materiales NORM de alta actividad como son las fuentes TENORM, así como de fuentes antropogénicas y son útiles para propósitos de planeación de remediación, descontaminación o desmantelamiento. En términos geométricos simples las fuentes ambientales pueden describirse en una de las tres formas siguientes: como una fuente volumétrica en la cual el detector está inmerso (un detector en aire o un detector en agua), o un detector en la proximidad de un volumen finito o un detector sobre un plano. En este trabajo se modeló un detector sobre un plano semi-infinito [12].

El nivel de radiación a una altura de un metro sobre la superficie de un plano semi-infinito es proporcional a la actividad por unidad de área o de masa, siendo mayor la contribución de los puntos más próximos al detector que la de los puntos que están a mayor distancia en la superficie. Los puntos a mayor distancia tienen un efecto sustancialmente reducido debido a: la ley de inverso cuadrado, al aumento de la atenuación como resultado del incremento de la trayectoria de los fotones en aire y a la atenuación adicional debido al incremento de la oblicuidad de la trayectoria de los fotones de la fuente a través del suelo. El incremento en el área de la superficie con la distancia (SA es proporcional a  $R^2$ ) y el incremento en la superficie es exactamente compensado con el incremento en la atenuación debido a la distancia (la atenuación es proporcional a  $1/R^2$ ).

El incremento de la atenuación a través del suelo debido a la oblicuidad de las emisiones distales al detector, significa que un modelo de una fuente plana debe sólo requerir que se representen los componentes de la fuente radiactiva en la proximidad del detector [12].

#### 4.4.1 Modelo Monte Carlo del sistema GeRe-3522 en mediciones *in situ* de emisores gamma naturales.

El modelo está compuesto de un paralelepípedo (cuboide) lleno de aire de 2500 cm x 2500 cm x 256.9531 cm (volumen simulado de más de  $1.6 \times 10^9 \text{ cm}^3$ ) el cual representa el universo de la simulación y fuera de él está el cementerio, dentro del paralelepípedo está también modelado un suelo como un cilindro de 1250 cm de radio y 50 cm de profundidad y sobre el suelo se encuentra el detector de germanio hiperpuro, el suelo se encuentra a una distancia de un metro del centro del cristal del detector. La fuente radiactiva se encuentra sólo en los primeros 30 centímetros de profundidad del suelo [29].

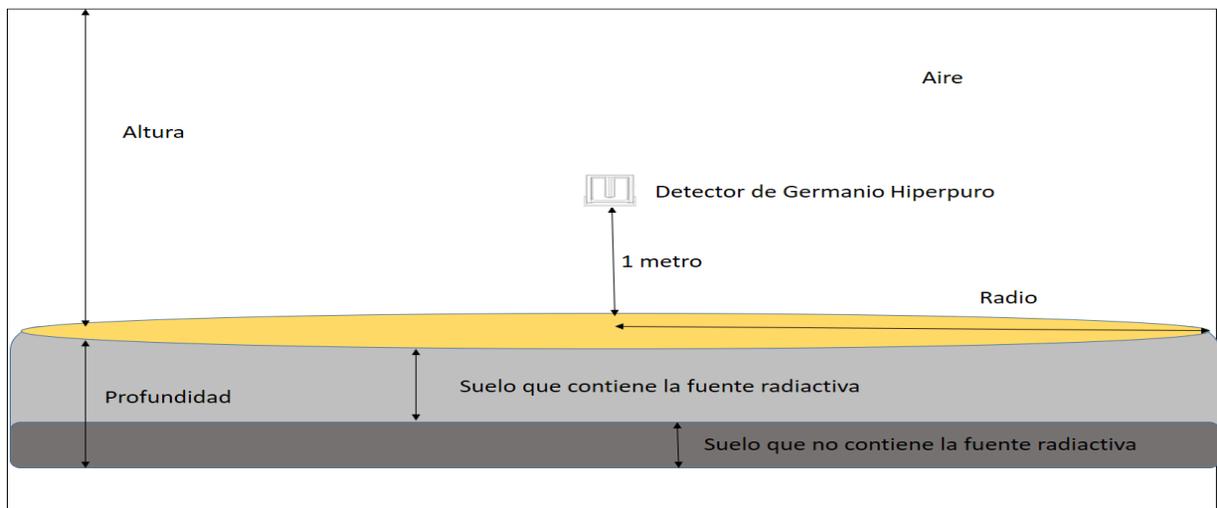


FIGURA 87. Geometría de una fuente plana semi infinita simulada, los componentes no se encuentran a escala.

El segmento del código que define el macro cuerpo que representa el límite entre el universo simulado y el cementerio se muestra a continuación.

```
100 rpp -100.0001 156.9531 -1250.0001 1250.0001&  
-1250.0001 1250.0001 $ cuboide
```

*FIGURA 88. Segmento del código que define los límites del universo de las simulaciones.*

#### **4.4.1.1 Detector.**

El modelo del detector es el mismo que se utilizó en la sección 4.3.3.1 por lo que se omitirá su descripción.

#### **4.4.1.2 Suelos.**

En este modelo el suelo es la celda en la cual está la fuente radiactiva. La celda del suelo se creó como un macro cuerpo cilíndrico con un radio de 1,250 cm, ya que la literatura señala que una buena representación de la fuente radiactiva para superficies semi infinitas debe de tener un radio mayor a los 10 metros, y con una profundidad de 50 cm, ya que la literatura señala que son los primeros 30 cm de suelo los que contribuyen en una mayor proporción a la fluencia de fotones que llegan al detector, pero se requiere de una mayor profundidad para simular adecuadamente los efectos de retro dispersión [12].

El segmento del código relativo a la definición del macro cuerpo para el suelo se muestra a continuación:

```
200 rcc 106.953 0 0 50 0 0 1250 $ suelo
```

*FIGURA 89. Segmento del código que define el macro cuerpo que contiene los diferentes suelos de las simulaciones y la fuente radiactiva.*

La celda del suelo fue llenada con cinco composiciones diferentes, que son las recomendadas en el ICRU 1994 [29, 65] y uno con una composición formada por la mediana de los valores promedio de los primeros 13 elementos más abundantes en los suelos del mundo [20] y se simularon con cinco densidades diferentes cada uno (1.3, 1.4, 1.5, 1.6 y 1.7 g/cm<sup>3</sup>) de esta forma se corrieron 35 simulaciones diferentes. En la tabla 17 se muestran las composiciones porcentuales de los seis suelos diferentes simulados

Tabla 17. Composición elemental porcentual de los suelos simulados por el método Monte Carlo.

Elementos	O	Si	Al	Fe	C	Ca	K	Na	Mg	Ti	N	S	P	H	
<b>Suelos</b>	1	57.5	26.2	8.5	5.6	-	-	-	-	-	-	-	-	2.2	
	2	58.2	26.2	10.6	2.8	-	-	-	-	-	-	-	-	2.2	
	3	55.8	31.6	7.2	3.1	1.2	-	-	-	-	-	-	-	1.1	
	4	78	-	-	-	11.4	-	-	-	-	-	0.4	0.2	-	10.0
	5	45.2	25	8.3	12.2	-	4.1	-	-	2.5	-	-	-	-	-
	6	49.188	33.127	7.127	3.814	2.008	1.375	1.365	0.632	0.632	0.462	0.1	0.09	0.08	-

#### 4.4.1.3 Celdas del modelo.

Las celdas se crearon a partir de las superficies definidas anteriormente utilizando los operadores unión (A:B), intersección (AB) y complemento (#), la sección del código que muestra las celdas se muestra a continuación:

```

c -----
c *                               CELDAS                               *
c * ----- *
c * Cell Material Density  Surfaces Importance $ Comentario *
c * #      #      <math>\rho</math>, g/cm3 *
c * *****
1  1      -5.323 ((1 -3 -5):(3 -4 -6):-9) #2 #4 #5 imp:p,e 450 $crystal
2  0      ((1 -2 -7):(2 -8)) #5 imp:p,e 430 $ orificio
3  0      (21 -31 -27) #1 #2 #4 #5 imp:p,e 430 $ vacio
4  1      -5.323 (1 -11 -5 7):(11 -5 12 -3):(3 -9 12):(11 7 -13&
-2):(2 8 -14) imp:p,e 430 $ capa muerta
5  5      -2.6989 (1 -22 -25):(1 -4 5 -26):(20 -21 -28):(21 -24 27&
-28):(23 -24 29 -27) imp:p,e 430 $ partes de Al
6  6      -1.848 31 -23 -27 imp:p,e 430 $ berilio
101 2      -0.001124 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #200 #300 #305&
#315 #325 #335 #345 #355 #365 #375 #385 #395 #405 #415 #425&
#435 #445 #455 #465 #475 #485 #495 imp:p,e 1 $ alrd
100 0 100 imp:p,e 0 $ cementerio
200 7      -1.3 -200 imp:o,e 1 $ suelo

```

FIGURA 90. Segmento del código que define las celdas del modelo Monte Carlo.

#### 4.4.1.4 Materiales.

Para rellenar las celdas se utilizaron los siguientes materiales: germanio para el cristal del detector y para la capa muerta con una densidad de 5.323 g/cm<sup>3</sup>, aluminio para la cubierta con una densidad de 2.6989 g/cm<sup>3</sup>, berilio para la ventana con una densidad de 1.848 g/cm<sup>3</sup> y aire con una densidad de 1.205 x 10<sup>-3</sup> g/cm<sup>3</sup> [66] y una línea donde se colocó la composición



usó la proporción 1:1:1 como una primera aproximación. Aunque el uranio-235 es primordial, se excluyó ya que tiene una abundancia de 0.7 % del uranio total [12]. Las energías de los picos de energía total elegidos y sus probabilidades de emisión normalizadas se encuentran en la tabla 18.

*Tabla 18. Energías y probabilidades ( $\gamma$ ) de emisión normalizadas usadas en el término fuente en la simulación MCNP.*

E (keV)	$\gamma$	E (keV)	$\gamma$	E (keV)	$\gamma$	E (keV)	$\gamma$
<b>46.5</b>	0.010391	<b>295</b>	0.045231	<b>769</b>	0.011956	<b>1461</b>	0.026063
<b>63.0</b>	0.011735	<b>300</b>	0.007775	<b>794</b>	0.010391	<b>1588</b>	0.007873
<b>92.0</b>	0.013643	<b>328</b>	0.007213	<b>860</b>	0.010953	<b>1729</b>	0.006944
<b>129</b>	0.005917	<b>338</b>	0.027554	<b>911</b>	0.063079	<b>1764</b>	0.037585
<b>186.2</b>	0.008679	<b>352</b>	0.087039	<b>935</b>	0.007554	<b>1848</b>	0.004938
<b>209</b>	0.0009511	<b>463</b>	0.010758	<b>964</b>	0.012200	<b>2204</b>	0.012005
<b>238</b>	0.106598	<b>511</b>	0.015403	<b>968</b>	0.038629	<b>2614</b>	0.087651
<b>242</b>	0.017775	<b>583</b>	0.074815	<b>1120</b>	0.036454		
<b>270</b>	0.008459	<b>609</b>	0.111219	<b>1238</b>	0.014254		
<b>277</b>	0.005794	<b>727</b>	0.016479	<b>1378</b>	0.009706		

La fuente radiactiva se simuló con una distribución volumétrica cilíndrica inmersa en la celda del suelo. Se especificó una región cilíndrica (los primeros treinta centímetros del suelo) contenida completamente en una celda (la celda del suelo) y esta región es muestreada uniformemente por todo su volumen, si el punto muestreado se encuentra dentro de la celda del suelo se acepta y se crea una partícula para la simulación. Si no está en la celda del suelo se rechaza el punto y se muestrea otro punto. El segmento del código donde se especifica la fuente radiactiva se muestra en la figura 92.

```

*
* Termino fuente
*
:
:
: def erg=d1 pos=121.953 0 0 cel=200 rad=d2 ext=d3 axs=1 0 0
: i1 l 0.046539 0.06329 0.09259 0.129065 0.186211 0.209253 0.238632
: 0.241995 0.270245 0.277371 0.2952228 0.300087 0.328000
: 0.338320 0.3519321 0.463004 0.511 0.583187 0.609320 0.727330
: 0.768360 0.794947 0.860557 0.911204 0.934056 0.964766
: 0.968971 1.120294 1.238122 1.377669 1.460822 1.58820
: 1.729595 1.764491 1.847429 2.204059 2.614511
: p1 0.010391 0.011735 0.013643 0.005917 0.008679 0.009511
: 0.106598 0.017775 0.008459 0.005794 0.045231 0.007775
: 0.007213 0.027554 0.087039 0.010758 0.015403 0.074815
: 0.111219 0.016479 0.011956 0.018391 0.010953 0.063079
: 0.007554 0.012200 0.038629 0.036454 0.014254 0.009706
: 0.026063 0.007873 0.006944 0.037585 0.004938 0.012005
: 0.087651
: i2 0 1250 $ radio de muestreo
: i3 15 $ limites superior e inferior de muestreo

```

*FIGURA 92. Segmento del código que especifica la ubicación de la fuente radiactiva, las energías de emisión, las probabilidades y los límites del muestreo.*

La distribución cilíndrica volumétrica se especifica con las variables **POS**, **AXS**, **RAD** y **EXT**. El eje de cilindro pasa a través del punto **POS** en la dirección **AXN**. La posición de las partículas es muestreada uniformemente sobre un círculo cuyo radio es el valor de muestreo de **RAD**, centrado en el eje del cilindro. El círculo cae en el plano perpendicular al eje **AXS** a una distancia de **POS** la cual es el valor de muestreo **EXT** [72].

Las líneas del código nos indican que es una fuente con distribución uniforme, en el volumen de la celda **200** (que pertenece al suelo). La celda se encuentra dentro de un volumen de muestreo centrado en las coordenadas (x,y,z) **121.953,0,0**. El eje del volumen de muestreo es la línea a través de x,y,z en la dirección (i,j,k) **1,0,0**. El radio interno y el externo del volumen de muestreo son (r1 y r2) **0** y **1250** cm y se extiende a lo largo de i,j,k una distancia de  $\pm 15$  cm de x,y,z. La energía de los fotones que emite la fuente (37 energías diferentes) aparecen en la lista **si1 L** con las probabilidades de emisión normalizadas que aparecen en la lista **sp1**.

#### 4.4.1.6 Alrededores y cementerio.

Los alrededores se simularon como aire y consisten en todo lo que está dentro del paralelepípedo que define el universo excepto el detector y el suelo, las líneas del código que especifican los alrededores se muestran en la figura 93.

```
101 2      -0.001124 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #200 #300 #305&
#315 #325 #335 #345 #355 #365 #375 #385 #395 #405 #415 #425&
#435 #445 #455 #465 #475 #485 #495 imp:p,e 1 $ alrd
```

FIGURA 93. Segmento del código que especifica las celdas, el material y la densidad de los alrededores de la simulación.

El cementerio se eligió como la región fuera del paralelepípedo que define el universo, la línea del código que especifican el cementerio se muestra en la figura 94.

```
100 0 100 imp:p,e 0 $ cementerio
```

FIGURA 94. Segmento del código que especifica el cementerio de la simulación de los suelos.

#### 4.4.1.7 Reducción de la varianza.

El reto en el uso de MCNP es minimizar el tiempo de cómputo necesario para obtener una estimación de un tally con un error relativo aceptable (así como para los otros nueve criterios

estadísticos). Para muchos problemas complejos, la simulación directa (MCNP análogo) puede requerir de muchas historias para alcanzar resultados aceptables con el tiempo de cómputo disponible. En muchos casos, el analista debe emplear trucos para reducir el error relativo de un tallie (o su varianza) para un tiempo de cómputo fijo, o para reducir el tiempo de cómputo para alcanzar el mismo error relativo.

Se pueden aplicar dos aproximaciones para reducir el esfuerzo de cómputo para un problema en particular: (1) simplificar el modelo MCNP y (2) usar la simulación no análoga. En la primera aproximación, la geometría del modelo y la física aplicada para simular el transporte de las partículas puede ser simplificada o truncada. Por ejemplo, se considera un desperdicio de esfuerzo de cómputo el usar un modelo geométrico detallado de una región que se encuentra lejos de donde se generará el tally de un detector y que tendrá una pequeña influencia en el campo de radiación que se encuentra cerca del detector.

En la segunda aproximación para reducir la varianza de un tally es modificar el proceso de simulación haciendo que ciertos eventos sean más o menos probables de lo que realmente ocurren en la naturaleza. A estas modificaciones de la simulación se les llama como no análogas. MCNP tiene muchas opciones no análogas que el analista puede usar en combinación para tratar un problema análogo en una forma mucho más simple. Estos trucos no análogos pueden clasificarse en tres diferentes categorías: (1) control de población, (2) modificación del muestreo y (3) cálculos parcialmente determinísticos. En el control de población el número de partículas en regiones de alta/baja importancia puede ser artificialmente aumentado o disminuido. En los métodos de modificación del muestreo ciertos eventos pueden alterarse de su frecuencia natural. Finalmente, en los métodos de cálculos parcialmente determinísticos una parte de la simulación de los eventos aleatorios puede ser reemplazada por un tipo de cálculo determinístico.

En muchos problemas, muy pocas partículas de la fuente alcanzan el detector o la región usada como tally, es decir la mayor parte de las partículas producen un score de cero. El número de partículas que alcanzan la región del tally puede incrementarse si se abandona la simulación análoga. Por supuesto, el valor esperado del tally no debe cambiar. La clave para realizar esto es asignando a cada partícula un factor de peso (weight), de esta forma la partícula es forzada hacia la región del tally, el factor de peso de la partícula es disminuido en la misma magnitud que el promedio de los factores de peso de las partículas que alcanzan la región de tally y de esta forma se obtiene un tally igual al esperado en una simulación análoga. Si hacemos cierto evento de la historia de una partícula  $m$  veces más probable se debe multiplicar la importancia de la partícula por  $1/m$  para evitar sesgos en el valor esperado del tally.

En este trabajo se usó la opción de seccionamiento de la geometría (geometry splitting), en esta opción se asignan importancias a cada celda del problema. Generalmente, las celdas cercanas a la región del tally deben tener una mayor importancia que las celdas más lejanas.

Cuando una partícula pasa de una celda con una importancia  $I_1$  a una celda con importancia  $I_2$ , la partícula es separada en varias partículas en un factor proporcional a  $I_2/I_1$ . Estas nuevas partículas tienen una importancia tal que su suma es igual a la importancia de la partícula original, de esta forma el valor esperado del tally no se modifica, y además se mueven a la misma velocidad que la partícula original. El proceso de simulación se ejecuta en forma independiente para cada nueva partícula desde su entrada a la nueva celda. De esta forma el número de partículas que alcanzan la región del tally se incrementa reduciendo su varianza [73].

Para realizarlo se crearon 21 celdas esféricas alrededor del detector llenas de aire y con diferentes importancias, la más pequeña con un radio de 10 cm para cada esfera, de las primeras 10, se aumentó su radio 10 cm respecto a la esfera anterior de esta manera la última de estas 10 esferas tiene un radio de 100 cm, las siguientes esferas se crearon con un radio de 100 cm mayor a la esfera anterior, por lo que la última de las esferas tiene un radio de 1200 cm. Los segmentos del código que muestran las superficies y las celdas de este procedimiento de reducción de varianza se muestran en las figuras 95 y 96.

```
301 so 10                                     $ esfera 1
302 so 20 $ esfera 2
303 so 30 $ esfera 3
304 so 40 $ esfera 4
305 so 50 $ esfera 5
306 so 60 $ esfera 6
307 so 70 $ esfera 7
308 so 80 $ esfera 8
309 so 90 $ esfera 9
310 so 100 $ esfera 10
311 so 200 $ esfera 11
312 so 300 $ esfera 12
313 so 400 $ esfera 13
314 so 500 $ esfera 14
315 so 600 $ esfera 15
316 so 700 $ esfera 16
317 so 800 $ esfera 17
318 so 900 $ esfera 18
319 so 1000 $ esfera 19
320 so 1100 $ esfera 20
321 so 1200 $ esfera 21
```

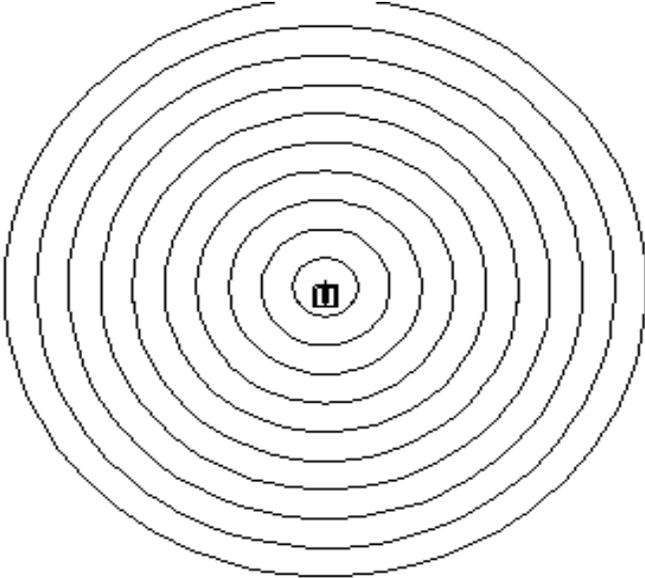
*FIGURA 95. Segmento del código que muestra las superficies esféricas alrededor del detector para crear las celdas para reducir la varianza del tally calculado.*

```

300 2 -0.001124 -301 #1 #2 #3 #4 #5 #6 imp:p,e 410 $ e1
305 2 -0.001124 -302 301 imp:p,e 390 $ esfera 2
315 2 -0.001124 -303 302 imp:p,e 370 $ esfera 3
325 2 -0.001124 -304 303 imp:p,e 350 $ esfera 4
335 2 -0.001124 -305 304 imp:p,e 330 $ esfera 5
345 2 -0.001124 -306 305 imp:p,e 310 $ esfera 6
355 2 -0.001124 -307 306 imp:p,e 290 $ esfera 7
365 2 -0.001124 -308 307 imp:p,e 270 $ esfera 8
375 2 -0.001124 -309 308 imp:p,e 250 $ esfera 9
385 2 -0.001124 -310 309 imp:p,e 230 $ esfera 10
395 2 -0.001124 (-311 310) #200 #100 imp:p,e 210 $ esfera 11
405 2 -0.001124 (-312 311) #200 #100 imp:p,e 190 $ e 12
415 2 -0.001124 (-313 312) #200 #100 imp:p,e 170 $ e 13
425 2 -0.001124 (-314 313) #200 #100 imp:p,e 150 $ e 14
435 2 -0.001124 (-315 314) #200 #100 imp:p,e 130 $ e 15
445 2 -0.001124 (-316 315) #200 #100 imp:p,e 110 $ e 16
455 2 -0.001124 (-317 316) #200 #100 imp:p,e 90 $ e 17
465 2 -0.001124 (-318 317) #200 #100 imp:p,e 70 $ e 18
475 2 -0.001124 (-319 318) #200 #100 imp:p,e 50 $ e 19
485 2 -0.001124 (-320 319) #200 #100 imp:p,e 30 $ e 20
495 2 -0.001124 (-321 320) #200 #100 imp:p,e 10 $ e 21

```

*FIGURA 96. Segmento del código que muestra las celdas esféricas alrededor del detector, llenas de aire, su densidad y la importancia de cada una de ellas para la técnica de reducción de varianza.*



*FIGURA 97. Diagrama creado por vised26 del detector rodeado con las primeras diez celdas esféricas usadas para la reducción de varianza.*

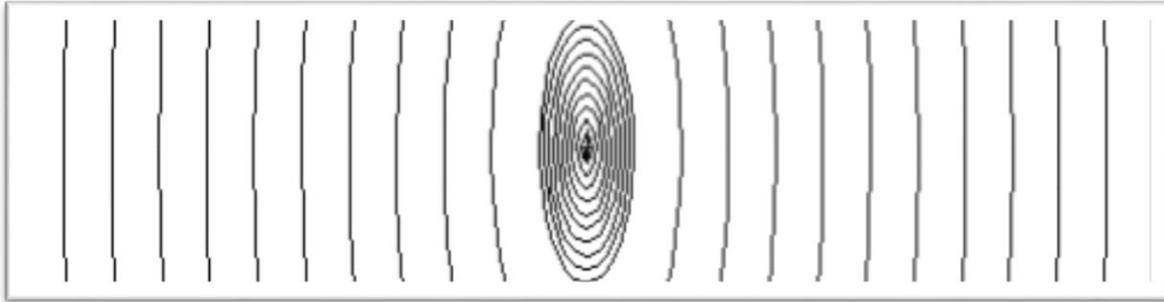


FIGURA 98. Diagrama creado por vised26 donde se muestra el detector rodeado por las superficies esféricas usadas para reducir la varianza del tallie.

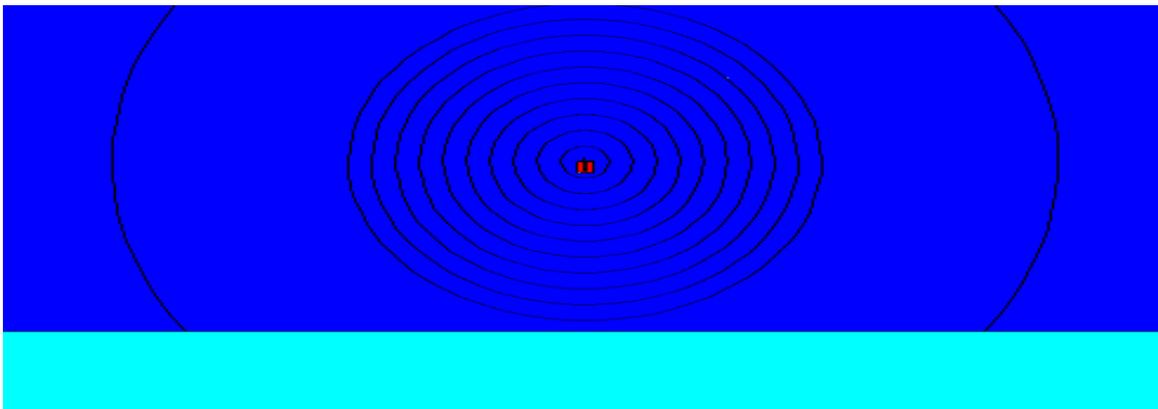


FIGURA 99. Diagrama creado por vised26 donde se muestra el detector (rojo), algunas de las celdas esféricas para reducir la varianza (azul) y el suelo (verde).

#### 4.4.1.8 Tallies.

Se solicitó el tally F8: p,e, que nos proporciona una distribución de altura de pulsos en una celda, en este caso para la celda del cristal de germanio, distribuidos en 8192 bins o canales de energía que van de 0 a 3 MeV. Se simularon  $2 \times 10^8$  historias en el modo p e (fotones y electrones).

```

c ..... Tallies .....
c *
c *****
f8:p,e 1 $ energia depositada en la celda 1
e8 0 0.01 8192i 3.0 $ bins de energia de 0 a 3 MeV
mode p e
nps 2e8
print

```

FIGURA 100. Segmento del código donde se solicita el tallie, el número y separación entre bins, el modo de la simulación y el número de historias simuladas.

El código completo de la simulación de la fuente NORM y el detector de germanio hiperpuro se muestra en la figura 101.

```

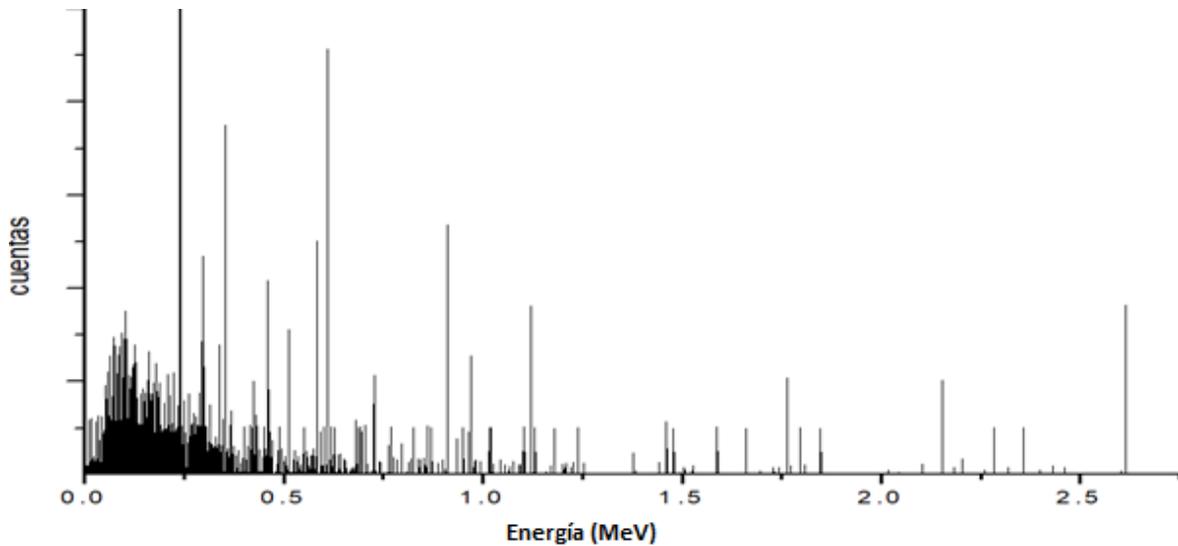
Detector GeRe-3522 uaz calibracion in situ
c
c *****
c *                               * 1 1      -5.323 (1 -3 -5):(3 -4 -6): -9) #2 #4 #5 imp,i,e 450 $cristal
c *                               * 2 0      ((1 -2 -7):(2 -8)) #5 imp,i,e 430 $ orificio
c *                               * 3 0      (21 -31 -27) #1 #2 #4 #5 imp,i,e 430 $ vacio
c *                               * 4 1      -5.323 (1 -11 -5 7):(11 -5 12 -3):(3 -9 12):(11 7 -138
c *                               * 5      -2.6089 (1 -22 -25):(3 -4 5 -26):(20 -21 -28):(21 -24 278
c *                               * 6      -0.001324 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #200 #300 #305#
c *                               * 7      -2B):(23 -24 29 -27) imp,i,e 430 $ partes de A1
c *                               * 8      -1.048 31 -23 -27 imp,i,e 430 $ berilio
c *                               * 101 2      -0.001324 -100 #1 #2 #3 #4 #5 #6 #200 #300 #305#
c *                               * 102 2      #315 #425 #435 #445 #455 #465 #475 #305 #305 #405 #415 #425#
c *                               * 103 2      #435 #445 #455 #465 #475 #485 #495 imp,i,e 1 $ aird
c *                               * 100 0 100 imp,i,e 0 $ comentario
c *                               * 200 7      -1.3 -200 imp,i,e 1 $ suelo
c *                               * 300 2      -0.001324 -301 #1 #2 #3 #4 #5 #6 imp,i,e 430 $ e1
c *                               * 305 2      -0.001324 -302 301 imp,i,e 350 $ esfera 2
c *                               * 315 2      -0.001324 -303 302 imp,i,e 370 $ esfera 3
c *                               * 325 2      -0.001324 -304 303 imp,i,e 350 $ esfera 4
c *                               * 335 2      -0.001324 -305 304 imp,i,e 330 $ esfera 5
c *                               * 345 2      -0.001324 -306 305 imp,i,e 310 $ esfera 6
c *                               * 355 2      -0.001324 -307 306 imp,i,e 290 $ esfera 7
c *                               * 365 2      -0.001324 -308 307 imp,i,e 270 $ esfera 8
c *                               * 375 2      -0.001324 -309 308 imp,i,e 250 $ esfera 9
c *                               * 385 2      -0.001324 -310 309 imp,i,e 230 $ esfera 10
c *                               * 395 2      -0.001324 (-311 310) #200 #100 imp,i,e 210 $ esfera 11
c *                               * 405 2      -0.001324 (-312 311) #200 #100 imp,i,e 190 $ e 12
c *                               * 415 2      -0.001324 (-313 312) #200 #100 imp,i,e 170 $ e 13
c *                               * 425 2      -0.001324 (-314 313) #200 #100 imp,i,e 150 $ e 14
c *                               * 435 2      -0.001324 (-315 314) #200 #100 imp,i,e 130 $ e 15
c *                               * 445 2      -0.001324 (-316 315) #200 #100 imp,i,e 110 $ e 16
c *                               * 455 2      -0.001324 (-317 316) #200 #100 imp,i,e 90 $ e 17
c *                               * 465 2      -0.001324 (-318 317) #200 #100 imp,i,e 70 $ e 18
c *                               * 475 2      -0.001324 (-319 318) #200 #100 imp,i,e 50 $ e 19
c *                               * 485 2      -0.001324 (-320 319) #200 #100 imp,i,e 30 $ e 20
c *                               * 495 2      -0.001324 (-321 320) #200 #100 imp,i,e 10 $ e 21
c
c *****
c *                               * 305 so 50 $ esfera 5
c *                               * 306 so 60 $ esfera 6
c *                               * 307 so 70 $ esfera 7
c *                               * 308 so 80 $ esfera 8
c *                               * 309 so 90 $ esfera 9
c *                               * 310 so 100 $ esfera 10
c *                               * 311 so 200 $ esfera 11
c *                               * 312 so 300 $ esfera 12
c *                               * 313 so 400 $ esfera 13
c *                               * 314 so 500 $ esfera 14
c *                               * 315 so 500 $ esfera 15
c *                               * 316 so 700 $ esfera 16
c *                               * 317 so 800 $ esfera 17
c *                               * 318 so 900 $ esfera 18
c *                               * 319 so 1000 $ esfera 19
c *                               * 320 so 1100 $ esfera 20
c *                               * 321 so 1200 $ esfera 21
c
c *****
c *                               * MATERIALES *
c *                               * *
c *                               * Mat. ZAID (>0, At. Fracc.; <0, Weigh Fracc.) *
c *                               * / Comments *
c *                               * *
c *                               * *
c *                               * m1 032000 1 $ germanio
c *                               * m2 006000 0.000125 007000 0.68691 008000 0.301248 018000 0.011717 0 aire
c *                               * m5 013000 1 $ aluminio
c *                               * m6 004000 1 $ berilio
c *                               * m7 001000 0.022 008000 -0.582 013000 -0.106 014000 -0.2628
c *                               * 026000 -0.020 $ suelo
c
c *****
c *                               * Termino fuente *
c *                               * *
c *                               * sdef erg=d1 pos=121.953 0 0 col=200 rad=d2 ext=d3 axs=1 0 0
c *                               * sil l 0.046539 0.06329 0.09259 0.129065 0.186211 0.209253 0.238632
c *                               * 0.241995 0.270245 0.277371 0.295228 0.300087 0.328000
c *                               * 0.338320 0.3519321 0.463004 0.511 0.583187 0.609320 0.727330
c *                               * 0.768360 0.794947 0.860557 0.911204 0.934056 0.964766
c *                               * 0.968971 1.120294 1.238122 1.377669 1.466822 1.58820
c *                               * 1.729595 1.764491 1.847429 2.204059 2.614511
c *                               * 0.018391 0.011735 0.013643 0.005917 0.006579 0.009511
c *                               * 0.106598 0.017775 0.008450 0.005794 0.045231 0.007775
c *                               * 0.007213 0.027554 0.087839 0.010758 0.015403 0.074815
c *                               * 0.111219 0.016479 0.011956 0.010391 0.010953 0.063079
c *                               * 0.007554 0.012200 0.038629 0.036454 0.014254 0.009796
c *                               * 0.026063 0.007873 0.006944 0.037585 0.004938 0.012005
c *                               * 0.087651
c *                               * sil2 0 1250 $ radio de muestreo
c *                               * sil3 15 $ limites superior e inferior de muestreo
c *                               * c *
c *                               * Tallies *
c *                               * *
c *                               * f8:p,e 1 $ energia depositada en la celda 1
c *                               * e8 0 0.01 01921 3,0 $ bins de energia de 0 a 3 MeV
c *                               * mode p e
c *                               * nps 2e8
c *                               * print

```

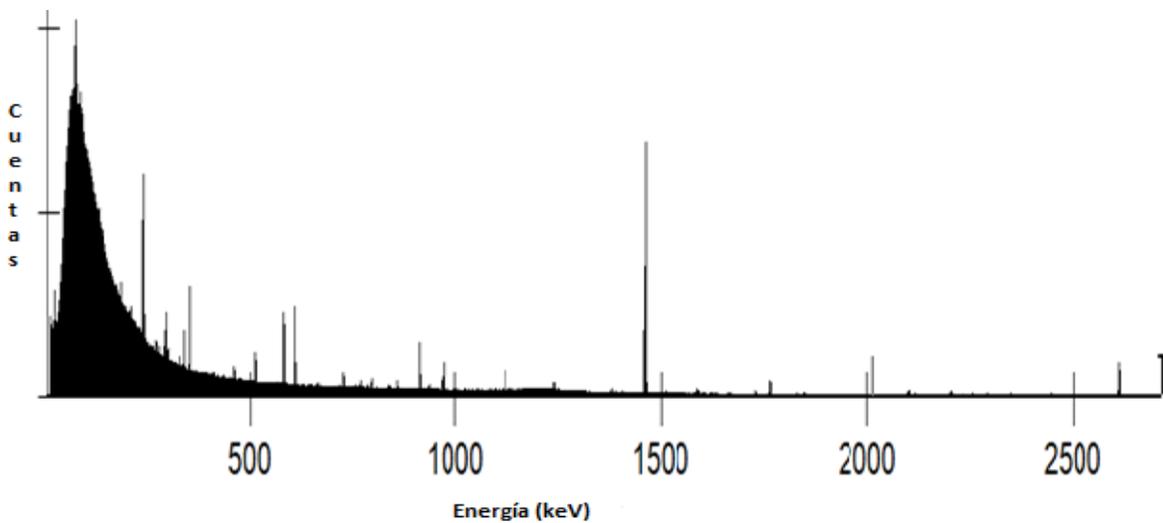
FIGURA 101. Código completo para la simulación de la respuesta del detector a una fuente distribuida en un suelo para mediciones in situ.

#### 4.4.2 Resultados.

En la figura 102 se muestra un espectro obtenido en la simulación Monte Carlo para una medición *in situ* y en la figura 103 se muestra un espectro determinado en una medición empírica *in situ*, como se observa tienen características muy similares, la mayor diferencia es el tamaño del característico del potasio-40, este no aparece tan prominente en la simulación debido a que en la simulación se supuso que la serie del torio, la del uranio y el potasio-40 están en proporciones 1:1:1.



*FIGURA 102. Espectro simulado, por el método Monte Carlo de una fuente natural inmersa en un suelo, por medición in situ en escala lineal.*



*FIGURA 103. Espectro, en escala lineal, de emisores gamma obtenido por espectrometría gamma in situ en la comunidad de Santiago el Chique, Tabasco, Zacatecas el día 12 de febrero de 2018.*

A partir de la distribución de pulsos que nos proporciona el tallie solicitado de cada simulación se eligieron los picos de energía total con mejor estadística para obtener las eficiencias absolutas de medición, las energías seleccionadas, el radioisótopo que la emite y la serie radiactiva a la que pertenece se muestran en la tabla 19.

*Tabla 19. Energías seleccionadas para calcular la eficiencia absoluta por simulación Monte Carlo, el radionúclido que las emite y la serie a la que pertenece.*

<b>Energía (MeV)</b>	<b>Radionúclido</b>	<b>Serie radiactiva</b>
0.2388	Pb-212	torio
0.2954	Pb-214	uranio
0.3385	Ac-228	torio
0.3520	Pb-214	uranio
0.5111	Tl-208	torio
0.5833	Tl-208	torio
0.6096	Bi-214	uranio
0.7275	Bi-212	torio
0.9114	Ac-228	torio
0.9691	Ac-228	torio
1.1205	Bi-214	uranio
1.2384	Bi-214	uranio
1.4610	K-40	
1.5884	Ac-228	torio
1.7647	Bi-214	uranio
2.6146	Tl-208	torio

De la tabla 20 hasta la 25 se muestran las eficiencias absolutas Monte Carlo para los diferentes suelos simulados a las diferentes densidades.

Tabla 20. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 1, a diferentes densidades.

Suelo 1	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$
<b>0.2388</b>	1.9901	0.3620	1.9033	0.3694	2.0446	0.4016	1.9863	0.4036	2.0110	0.4173
<b>0.2954</b>	0.1781	0.0625	0.1922	0.0674	0.1794	0.0675	0.1928	0.0720	0.2032	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0729	0.0290	0.0675	0.0293	0.0657	0.0307	0.0703	0.0328	0.0747	0.0348
<b>0.3520</b>	0.5930	0.1529	0.5064	0.1455	0.5390	0.1559	0.5061	0.1568	0.5391	0.1666
<b>0.5111</b>	0.0600	0.0188	0.0596	0.0196	0.0496	0.0183	0.0388	0.0165	0.0402	0.0175
<b>0.5833</b>	0.3628	0.0871	0.3277	0.0842	0.3310	0.0881	0.3183	0.0877	0.3382	0.0932
<b>0.6096</b>	0.9433	0.1980	0.9310	0.2064	0.9445	0.2172	0.9148	0.2236	0.9389	0.2357
<b>0.7275</b>	0.0339	0.0136	0.0365	0.0147	0.0390	0.0157	0.0417	0.0168	0.0441	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3247	0.0703	0.3420	0.0754	0.3351	0.0772	0.3570	0.0824	0.3708	0.0871
<b>0.9691</b>	0.0941	0.0298	0.0927	0.0308	0.0887	0.0314	0.0948	0.0335	0.1005	0.0356
<b>1.1205</b>	0.1152	0.0285	0.1148	0.0292	0.0962	0.0271	0.0740	0.0237	0.0786	0.0252
<b>1.2384</b>	0.0139	0.0063	0.0150	0.0068	0.0160	0.0073	0.0172	0.0078	0.0182	0.0082
<b>1.4610</b>	0.0295	0.0118	0.0258	0.0113	0.0276	0.0122	0.0296	0.0130	0.0313	0.0138
<b>1.5884</b>	0.0076	0.0032	0.0064	0.0029	0.0052	0.0027	0.0043	0.0025	0.0046	0.0027
<b>1.7647</b>	0.0768	0.0210	0.0772	0.0219	0.0801	0.0233	0.0724	0.0213	0.0708	0.0217
<b>2.6146</b>	0.2976	0.0507	0.3124	0.0541	0.3182	0.0564	0.3132	0.0572	0.3189	0.0595

Tabla 21. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 2, a diferentes densidades.

Suelo 2	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	Energía (MeV)	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )
<b>0.2388</b>	2.0381	0.3652	0.9683	0.2036	2.0053	0.3914	1.9758	0.4013	2.0024	0.4155
<b>0.2954</b>	0.1772	0.0625	0.1915	0.0674	0.1805	0.0675	0.1920	0.0720	0.2039	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0735	0.0291	0.0679	0.0294	0.0657	0.0308	0.0707	0.0329	0.0752	0.0349
<b>0.3520</b>	0.5932	0.1536	0.5068	0.1458	0.5379	0.1562	0.5064	0.1571	0.5405	0.1669
<b>0.5111</b>	0.0487	0.0166	0.0588	0.0194	0.0423	0.0168	0.0460	0.0183	0.0405	0.0176
<b>0.5833</b>	0.3598	0.0870	0.3258	0.0844	0.3287	0.0879	0.3188	0.0881	0.3399	0.0936
<b>0.6096</b>	0.9381	0.1973	0.9244	0.2056	0.9390	0.2163	0.9091	0.2227	0.9312	0.2347
<b>0.7275</b>	0.0340	0.0136	0.0364	0.0147	0.0391	0.0157	0.0416	0.0168	0.0441	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3249	0.0702	0.3426	0.0753	0.3353	0.0772	0.3567	0.0823	0.3709	0.0871
<b>0.9691</b>	0.0942	0.0298	0.0925	0.0308	0.0889	0.0314	0.0948	0.0335	0.1006	0.0356
<b>1.1205</b>	0.1184	0.0294	0.1183	0.0303	0.0983	0.0279	0.0720	0.0228	0.0765	0.0243
<b>1.2384</b>	0.0140	0.0063	0.0151	0.0068	0.0161	0.0073	0.0172	0.0078	0.0184	0.0083
<b>1.4610</b>	0.0291	0.0116	0.0255	0.0112	0.0273	0.0120	0.0291	0.0127	0.0310	0.0135
<b>1.5884</b>	0.0079	0.0033	0.0064	0.0030	0.0051	0.0026	0.0042	0.0025	0.0044	0.0026
<b>1.7647</b>	0.0763	0.0209	0.0759	0.0217	0.0791	0.0231	0.0714	0.0210	0.0695	0.0214
<b>2.6146</b>	0.2961	0.0504	0.3120	0.0539	0.3158	0.0562	0.3141	0.0572	0.3218	0.0596

Tabla 22. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 3, a diferentes densidades.

Suelo 3	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	Energía (MeV)	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )
<b>0.2388</b>	2.0534	0.3676	1.9949	0.3768	2.0141	0.3930	2.0646	0.4111	2.0241	0.4200
<b>0.2954</b>	0.1777	0.0625	0.1912	0.0674	0.1803	0.0675	0.1914	0.0720	0.2043	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0725	0.0291	0.0676	0.0294	0.0728	0.0315	0.0710	0.0328	0.0741	0.0348
<b>0.3520</b>	0.6434	0.1614	0.5127	0.1481	0.5487	0.1586	0.5163	0.1599	0.5475	0.1699
<b>0.5111</b>	0.0479	0.0166	0.0534	0.0187	0.0423	0.0168	0.0500	0.0186	0.0495	0.0197
<b>0.5833</b>	0.3575	0.0865	0.3456	0.0871	0.3254	0.0874	0.3153	0.0877	0.3345	0.0927
<b>0.6096</b>	0.9570	0.1977	0.9200	0.2045	0.9889	0.2193	0.9054	0.2214	0.9271	0.2336
<b>0.7275</b>	0.0340	0.0136	0.0365	0.0147	0.0390	0.0157	0.0416	0.0168	0.0441	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3220	0.0701	0.3432	0.0754	0.3343	0.0772	0.3567	0.0823	0.3702	0.0870
<b>0.9691</b>	0.1322	0.0478	0.1026	0.0325	0.0906	0.0319	0.0958	0.0340	0.1019	0.0361
<b>1.1205</b>	0.1156	0.0286	0.1155	0.0293	0.1040	0.0283	0.0728	0.0230	0.0769	0.0244
<b>1.2384</b>	0.0142	0.0064	0.0152	0.0069	0.0163	0.0074	0.0174	0.0079	0.0186	0.0084
<b>1.4610</b>	0.0293	0.0117	0.0257	0.0113	0.0275	0.0121	0.0295	0.0129	0.0312	0.0137
<b>1.5884</b>	0.0076	0.0032	0.0064	0.0029	0.0068	0.0031	0.0055	0.0028	0.0046	0.0027
<b>1.7647</b>	0.0761	0.0208	0.0766	0.0218	0.0793	0.0232	0.0720	0.0211	0.0698	0.0215
<b>2.6146</b>	0.2944	0.0502	0.3092	0.0536	0.3152	0.0560	0.3082	0.0565	0.3143	0.0586

Tabla 23. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 4, a diferentes densidades.

Suelo 4	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$
<b>0.2388</b>	1.8553	0.3514	1.8806	0.3675	1.9911	0.3986	1.8971	0.3931	2.0203	0.4190
<b>0.2954</b>	0.1789	0.0625	0.1676	0.0630	0.1904	0.0683	0.1919	0.0720	0.2042	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0633	0.0274	0.0619	0.0288	0.0666	0.0309	0.0702	0.0329	0.0745	0.0350
<b>0.3520</b>	0.4713	0.1357	0.5036	0.1462	0.4771	0.1478	0.5058	0.1576	0.5374	0.1675
<b>0.5111</b>	0.0542	0.0179	0.0395	0.0157	0.0356	0.0155	0.0401	0.0167	0.0530	0.0198
<b>0.5833</b>	0.2987	0.0773	0.3021	0.0810	0.2966	0.0825	0.3135	0.0871	0.2940	0.0839
<b>0.6096</b>	0.8589	0.1905	0.8751	0.2014	0.8516	0.2081	0.8745	0.2202	0.8681	0.2280
<b>0.7275</b>	0.0339	0.0136	0.0364	0.0147	0.0392	0.0157	0.0418	0.0168	0.0441	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3159	0.0699	0.3108	0.0719	0.3334	0.0771	0.3471	0.0818	0.3632	0.0867
<b>0.9691</b>	0.0868	0.0290	0.0841	0.0298	0.0899	0.0319	0.0822	0.0312	0.0874	0.0331
<b>1.1205</b>	0.1006	0.0265	0.0832	0.0245	0.0690	0.0220	0.0734	0.0234	0.0765	0.0249
<b>1.2384</b>	0.0142	0.0064	0.0153	0.0069	0.0164	0.0074	0.0175	0.0079	0.0187	0.0084
<b>1.4610</b>	0.0237	0.0103	0.0254	0.0111	0.0272	0.0119	0.0291	0.0127	0.0261	0.0126
<b>1.5884</b>	0.0059	0.0027	0.0048	0.0025	0.0040	0.0024	0.0041	0.0024	0.0046	0.0027
<b>1.7647</b>	0.0705	0.0201	0.0734	0.0215	0.0610	0.0188	0.0650	0.0201	0.0691	0.0214
<b>2.6146</b>	0.2942	0.0508	0.2972	0.0527	0.2960	0.0541	0.3029	0.0562	0.3140	0.0594

Tabla 24. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 5, a diferentes densidades.

Suelo 5	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$
<b>0.2388</b>	2.1245	0.3741	1.9204	0.3689	1.9345	0.3846	2.1898	0.4292	2.0217	0.4193
<b>0.2954</b>	0.2034	0.0673	0.1928	0.0674	0.1797	0.0675	0.1925	0.0720	0.2035	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0735	0.0291	0.0680	0.0295	0.0730	0.0316	0.0710	0.0329	0.0748	0.0350
<b>0.3520</b>	0.6283	0.1583	0.6432	0.1667	0.5435	0.1575	0.5108	0.1586	0.5436	0.1686
<b>0.5111</b>	0.0466	0.0163	0.0547	0.0187	0.0474	0.0177	0.0536	0.0198	0.0410	0.0179
<b>0.5833</b>	0.3636	0.0877	0.3915	0.0942	0.3524	0.0907	0.3212	0.0884	0.3410	0.0942
<b>0.6096</b>	0.9667	0.1991	0.9277	0.2060	0.9930	0.2206	0.9929	0.2309	0.9349	0.2351
<b>0.7275</b>	0.0339	0.0136	0.0366	0.0147	0.0392	0.0157	0.0418	0.0168	0.0443	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3272	0.0706	0.3446	0.0753	0.3343	0.0771	0.3574	0.0822	0.3701	0.0870
<b>0.9691</b>	0.0955	0.0303	0.1026	0.0326	0.1006	0.0336	0.0965	0.0341	0.1021	0.0362
<b>1.1205</b>	0.1273	0.0307	0.1176	0.0301	0.1055	0.0288	0.0846	0.0260	0.0794	0.0256
<b>1.2384</b>	0.0144	0.0065	0.0155	0.0070	0.0166	0.0075	0.0177	0.0080	0.0189	0.0085
<b>1.4610</b>	0.0291	0.0117	0.0256	0.0112	0.0274	0.0120	0.0292	0.0128	0.0312	0.0136
<b>1.5884</b>	0.0079	0.0033	0.0067	0.0031	0.0072	0.0033	0.0055	0.0028	0.0046	0.0027
<b>1.7647</b>	0.0751	0.0206	0.0763	0.0217	0.0790	0.0231	0.0713	0.0210	0.0694	0.0214
<b>2.6146</b>	0.3211	0.0531	0.3130	0.0542	0.3343	0.0583	0.3146	0.0574	0.3240	0.0601

Tabla 25. Eficiencias absolutas para mediciones in situ para el suelo 6, a diferentes densidades.

Suelo 6	Eficiencia absoluta (g/Bq s)									
	A(1.3 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	B(1.4 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	C(1.5 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	D(1.6 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$	E(1.7 g/cm <sup>3</sup> )	$\sigma$
<b>0.2388</b>	2.0896	0.3684	2.0001	0.3760	2.0101	0.3922	2.0601	0.4100	2.0225	0.4193
<b>0.2954</b>	0.2032	0.0673	0.1914	0.0674	0.1803	0.0675	0.1920	0.0720	0.2048	0.0765
<b>0.3385</b>	0.0737	0.0291	0.0682	0.0294	0.0731	0.0315	0.0702	0.0328	0.0751	0.0349
<b>0.3520</b>	0.6257	0.1569	0.6381	0.1645	0.5388	0.1556	0.5054	0.1565	0.5389	0.1662
<b>0.5111</b>	0.0460	0.0160	0.0536	0.0187	0.0427	0.0168	0.0448	0.0179	0.0405	0.0175
<b>0.5833</b>	0.3592	0.0869	0.3862	0.0936	0.3458	0.0897	0.3145	0.0875	0.3353	0.0933
<b>0.6096</b>	0.9720	0.2002	0.9351	0.2075	1.0021	0.2224	1.0037	0.2328	0.9466	0.2371
<b>0.7275</b>	0.0338	0.0136	0.0364	0.0147	0.0390	0.0157	0.0416	0.0168	0.0441	0.0178
<b>0.9114</b>	0.3239	0.0702	0.3448	0.0754	0.3346	0.0772	0.3569	0.0824	0.3710	0.0871
<b>0.9691</b>	0.0947	0.0300	0.1020	0.0323	0.0994	0.0332	0.0951	0.0337	0.1010	0.0358
<b>1.1205</b>	0.1263	0.0304	0.1165	0.0297	0.1044	0.0284	0.0823	0.0250	0.0770	0.0245
<b>1.2384</b>	0.0138	0.0063	0.0149	0.0068	0.0160	0.0072	0.0170	0.0077	0.0182	0.0082
<b>1.4610</b>	0.0286	0.0114	0.0250	0.0108	0.0267	0.0116	0.0285	0.0124	0.0303	0.0131
<b>1.5884</b>	0.0078	0.0033	0.0065	0.0030	0.0071	0.0033	0.0056	0.0028	0.0045	0.0027
<b>1.7647</b>	0.0749	0.0206	0.0807	0.0230	0.0791	0.0232	0.0715	0.0211	0.0696	0.0215
<b>2.6146</b>	0.3050	0.0514	0.3094	0.0538	0.3156	0.0562	0.3135	0.0574	0.3199	0.0596

## Capítulo 5. Conclusiones y recomendaciones

En este trabajo se determinaron factores de calibración que permiten convertir el área de los picos de energía total, de los espectros generados por el sistema de detección GeRe-3522, en actividad específica de los correspondientes emisores gamma naturales, de acuerdo al ICRU-53 y por simulaciones Monte Carlo. Para alcanzar este objetivo primero se determinó la respuesta angular del sistema, incluyendo la respuesta frontal, que es uno de los parámetros que caracterizan la respuesta de este sistema de detección en las mediciones *in situ*, ya que incluye la respuesta cuando la fluencia de rayos gamma no incide normalmente a la cara del detector. Estas mediciones implican la respuesta del detector a otros ángulos de incidencia debido a que en mediciones medioambientales se analizan grandes áreas en lugar de fuentes puntuales. Este parámetro, la respuesta angular, es por sí mismo interesante debido a que cada detector tiene una respuesta particular y específica que describe su comportamiento para cada ángulo de incidencia de los rayos gamma diferentes a la normal. Adicionalmente, se desarrolló un modelo Monte Carlo para determinar las eficiencias de energías selectas de los emisores gamma naturales. Este modelo fue validado contra la respuesta angular obtenida experimentalmente.

- Aunque el rango de energías para las cuales se determinó la respuesta angular es bastante amplio (de 121.781 keV hasta 1408.013 keV), las energías están concentradas en la parte de baja energía de tal manera que la parte de alta energía queda con poca cobertura. Utilizando otras fuentes radiactivas fácilmente se podría cubrir esta parte de tal manera que se obtenga la respuesta angular para todo el rango de energías comúnmente analizadas por esta técnica.
- Con la respuesta angular del sistema de detección, la respuesta normal y las estimaciones de la fluencia de fotones del suelo al detector, se determinaron los tres factores de calibración recomendados por el ICRU – 53 para mediciones *in situ* que permiten convertir el área de un pico de energía total en actividad específica para algunos emisores gamma naturales, el rango de energías de estudio solo permite el cálculo de estos factores para siete picos de energía total recomendados por Fernando De la Torre y colaboradores [51] para los estudios de emisores gamma naturales.
- Con lo anterior, fueron cubiertos los primeros Objetivos Particulares propuestos, dado que conforman la parte empírica o experimental de este trabajo.
- Otra forma de calcular la eficiencia de mediciones *in situ* es a través de los métodos Monte Carlo, en estos métodos un factor crítico es la precisión en el modelo del detector, para construir este modelo con la mayor precisión posible se determinaron las dimensiones a partir de fluoroscopias y de rayos X y a modo de validación se determinó la respuesta angular en las mismas condiciones de la medición empírica de este parámetro, aunque existen discrepancias entre la respuesta simulada y la

empírica, estas se encuentran dentro del rango típico (10 -50%) de error encontrado en estas simulaciones, estas discrepancias se deben a que sólo se conocen 5 (radio y longitud del cristal, material y espesor de la cubierta y posición del cristal en la cubierta) de los 10 parámetros que caracterizan a estos detectores.

- El modelo Monte Carlo del detector se usó para calcular la eficiencia absoluta para mediciones *in situ* de la actividad de los emisores gamma naturales para seis tipos de suelos diferentes en composición química y cada uno con cinco densidades diferentes, para usar estas eficiencias entonces es necesario que se conozca la composición química del suelo y su densidad para usar los factores correctos, sin embargo, deben usarse con precaución ya que en esta primera aproximación se consideró que la actividad relativa de la serie del uranio, la de torio y la de potasio-40 es de 1:1:1, pero las actividades relativas más realistas son 1:1:10 o 1:1:20.
- Aunque se simularon 37 energías de fotones diferentes sólo 16 de ellas tuvieron una estadística adecuada para calcular las eficiencias.
- Con el modelo Monte Carlo del detector es posible obtener la eficiencia en una gran variedad de configuraciones experimentales diferentes a las mostradas en este trabajo (geometría Marinelli, caja de Preti, mediciones en interiores, etc.)
- El modelo de medición *in situ* se puede modificar fácilmente a distribuciones de la fuente radiactiva diferente a la homogénea (exponenciales, exponenciales inversas, superficiales, etc.)
- El modelo de medición *in situ* se puede modificar fácilmente para incluir otras fuentes radiactivas, por ejemplo, radionúclidos de origen antropogénico (Cs-137 y otros productos de fisión) con diferentes distribuciones en los suelos (superficial para depósitos frescos y exponenciales para depósitos viejos)

#### Recomendaciones y trabajo a seguir:

- Para futuros trabajos es necesario determinar la respuesta angular en un rango de energía más amplio, para calcular los factores de calibración recomendados por ICRU reporte 53 para todas las energías de estudio.
- Es necesario corroborar la suposición de respuesta homogénea alrededor del eje de simetría del detector.
- Es necesario que se determinen más características, de las 10 que describen un detector, y que se integren en el modelo Monte Carlo para que la respuesta simulada sea lo más parecida posible a la empírica.
- La contribución de la incertidumbre de la eficiencia intrínseca del detector se espera que sea muy pequeña en comparación con la incertidumbre en la descripción de la matriz de la fuente radiactiva, sin embargo, no se debe ignorar su contribución para una apropiada cuantificación. Entonces es necesario implementar una estrategia (debido a que no es un problema trivial) para estimación de la incertidumbre de la eficiencia, realizando la propagación del error de sus componentes principales,

distancia de la fuente al detector, actividad de la fuente y la razón de conteo en los picos de energía total [74, 75], con el objetivo de poder comparar los resultados obtenidos con la técnica *in situ* con los resultados obtenidos por mediciones de muestras en laboratorio y por activación neutrónica.

- Es necesario simular mediciones *in situ* con los seis suelos y las diferentes densidades, pero con fuentes radiactivas naturales con proporciones relativas de actividad entre las series más parecidas a las observadas (1:1:10 hasta 1:1:20).
- Se puede generar un stock de simulaciones con diferentes composiciones de suelos, diferentes densidades y diferentes razones de actividades de la fuente radiactiva y a través de las técnicas derivadas de la estadística multi variable (análisis clasificadorio, regresión lineal múltiple, análisis de conjuntos, análisis de componentes principales...) determinar a partir del espectro a qué suelo modelado se parece más el suelo analizado, la densidad del suelo, la mejor razón entre las actividades relativas de las series y el potasio-40, la actividad específica de los emisores gamma naturales, etc.

## Bibliografía

1. Nir-El, Y. and O. Sima, *Angular response of a HPGe detector to gamma-rays in in situ measurements*. Applied Radiation and Isotopes, 2001. **55**(1): p. 1-7.
2. Dewey, S.C., Z.D. Whetstone, and K.J. Kearfott, *A NUMERICAL METHOD FOR THE CALIBRATION OF IN SITU GAMMA RAY SPECTROSCOPY SYSTEMS*. Health Physics, 2010. **98**(5): p. 657-671.
3. Rivera-Belmontes, M., *Mapeo in situ de emisores gamma en el estado de zacatecas (fase 1)*, in *Unidad Académica de Estudios Nucleares*. 2011, Universidad Autónoma de Zacatecas: Zacatecas, Zacatecas, México. p. 68.
4. Beck, H.L., J. DeCampo, and C. Gogolak, *In situ Ge(Li) and NaI(Tl) gamma ray spectrometry*, U.S.A.E. Commission, Editor. 1972, U.S. Atomic Energy Commission.
5. Nava-Maldonado, F.M., *Mapeo in situ de emisores gamma; fase II: calibración área neta in situ-actividad específica*, in *Unidad Académica de Estudios Nucleares*. 2012, Universidad Autónoma de Zacatecas: Zacatecas, Zacatecas, México. p. 61.
6. UNSCEAR, *SOURCES AND EFFECTS OF IONIZING RADIATION, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 2008 Report to the General Assembly*, in *UNSCEAR 2008*  
2008, United Nations
7. Helfer, I.K. and K.M. Miller, *Calibration Factors for Ge Detectors Used for Field Spectrometry*. Health Physics, 1988. **55**(1): p. 15-29.
8. Cutshall, N.H. and I.L. Larsen, *Calibration of a Portable Intrinsic Ge Gamma-ray Detector Using Point Sources and Testing for Field Applications*. Health Physics, 1986. **51**(1): p. 53-59.
9. Corbacho-Merino, J.Á., *Evaluación radiactiva-dosimétrica de suelos mediante técnicas convencionales e in situ*, in *Facultad de Ciencias, Departamento de Física Aplicada*. 2007, Universidad de Extremadura: Cáceres, España.
10. Likar, A., et al., *Monte Carlo calculation of entire in situ gamma-ray spectra*. Journal of Environmental Radioactivity, 2004. **72**(1-2): p. 163-168.
11. Gutiérrez-Villanueva, J.L., et al., *Calibration of a portable HPGe detector using MCNP code for the determination of <sup>137</sup>Cs in soils*. Journal of Environmental Radioactivity, 2008. **99**(10): p. 1520-1524.
12. Wallace, J.D., *Monte Carlo modelling of large scale NORM sources using MCNP*. Journal of Environmental Radioactivity, 2013. **126**: p. 55-60.
13. Wielopolski, L., et al., *Basic considerations for Monte Carlo calculations in soil*. Applied Radiation and Isotopes, 2005. **62**(1): p. 97-107.
14. Tzika, F., et al., *Application of the Monte Carlo method for the calibration of an in situ gamma spectrometer*. Applied Radiation and Isotopes, 2010. **68**(7): p. 1441-1444.
15. Conti, C.C., I.C.P. Salinas, and H. Zylberberg, *A detailed procedure to simulate an HPGe detector with MCNP5*. Progress in Nuclear Energy, 2013. **66**: p. 35-40.
16. Ródenas, J., et al., *Analysis of the influence of germanium dead layer on detector calibration simulation for environmental radioactive samples using the Monte Carlo method*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2003. **496**(2-3): p. 390-399.
17. Maučec, M., et al., *Determination of correction factors for borehole natural gamma-ray measurements by Monte Carlo simulations*. Nuclear Instruments and Methods in Physics

- Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2009. **609**(2): p. 194-204.
18. Ashrafi, S., A. Likar, and T. Vidmar, *Precise modeling of a coaxial HPGe detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999. **438**(2–3): p. 421-428.
  19. Santo, A.S.E., F.G. Wasserman, and C.C. Conti, *HPGe well detector calibration procedure by MCNP5 Monte Carlo computer code*. Annals of Nuclear Energy, 2012. **46**: p. 213-217.
  20. Akar Tarim, U., et al., *Monte Carlo calculations for gamma-ray mass attenuation coefficients of some soil samples*. Annals of Nuclear Energy, 2013. **58**: p. 198-201.
  21. Sima, O. and D. Arnold, *On the Monte Carlo simulation of HPGe gamma-spectrometry systems*. Applied Radiation and Isotopes, 2009. **67**(5): p. 701-705.
  22. Östlund, K., C. Samuelsson, and C.L. Rääf, *Experimentally determined vs. Monte Carlo simulated peak-to-valley ratios for a well-characterised n-type HPGe detector*. Applied Radiation and Isotopes, 2015. **95**: p. 94-100.
  23. Tsoufanidis, N., *MEASUREMENT AND DETECTION OF RADIATION*. second Edition ed, ed. T. & Francis. 1995, Washington, DC.
  24. Cember, H. and T.E. Johnson, *Introduction to Health Physics: Fourth Edition*. 2008: McGraw-Hill Education.
  25. Magill, j. and J. Galy, *Radioactivity Radionuclides Radiation*. 1 ed. 2005, Karlsruhe, Germany: Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
  26. Arya, A.P., *Fundamentals of nuclear physics*. first ed. 1966, Boston, USA: Allyn & Bacon.
  27. Gilmore, G.R., *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. 2008: John Wiley & Sons, Ltd. 387.
  28. Heinrich-Lieser, K., *Nuclear and Radiochemistry: fundamentals and applications*. Second ed. 2001, Federal Republic of Germany: WILEY-VCH.
  29. Gasser, E., et al., *Update of 40K and 226Ra and 232Th series  $\gamma$ -to-dose conversion factors for soil*. Journal of Environmental Radioactivity, 2014. **138**: p. 68-71.
  30. UNSCEAR, *SOURCES AND EFFECTS OF IONIZING RADIATION, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 2008 Report to the General Assembly, anexo b, in UNSCEAR 2008*
- 2008, United Nations
31. Cooper, J.R., K. Randle, and R.S. Sokhi, *Radioactive Releases in the Environment: Impact and Assessment*. 2003: Wiley.
  32. Tuli, J.K., *Nuclear Wallet Card*. 2011, Upton, New York, U.S.A.: Brookhaven National Laboratory.
  33. UNSCEAR, *Sources and Effects of Ionising Radiation, in Report of the United Nations Scientific Committee on the Effects at Atomic Radiation to the General Assembly*. 1993, United Nations
  34. UNSCEAR, *SOURCES, EFFECTS AND RISKS OF IONIZING RADIATION, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 1996, Report to the General Assembly with Annexes, in UNSCEAR 1996 1996, United Nations*
  35. UNSCEAR, *SOURCES, EFFECTS AND RISKS OF IONIZING RADIATION, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, 1988 Report to the General Assembly with Annexes, annex D, Exposures from the Chernobyl accident, in UNSCEAR 1988*. 1988, United Nations
  36. UNSCEAR, *SOURCES, EFFECTS AND RISKS OF IONIZING RADIATION, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, Report to the General Assembly, Scientific Annex A, Levels and effects of radiation exposure due to the nuclear accident*

- after the 2011 great east japan earthquake and tsunami, in UNSCEAR 2013. 2014, United Nations
37. Ashrafi, S., A. Likar, and T. Vidmar, *Precise modeling of a coaxial HPGe detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999. **438**(2): p. 421-428.
  38. Dowdall, M., *Practicable Monte Carlo calibration of HPGe detectors for environmental measurements*. International Nuclear Information System, 2006: p. 116-126.
  39. Boson, J., *Improving accuracy of in situ gamma-ray spectrometry*, in *Radiofysik*. 2008, Umeå. p. 47.
  40. Boson, J., et al., *In situ gamma-ray spectrometry for environmental monitoring: A semi empirical calibration method*. Radiation Protection Dosimetry, 2006. **121**(3): p. 310-316.
  41. Boson, J., et al., *Improving Calibration of HPGe Detectors for In Situ Measurements – a Comparison of Semi-empirical and Monte Carlo Methods*. 2008.
  42. Tyler, A.N. and D. Coplestone, *Preliminary results from the first national in situ gamma spectrometry survey of the United Kingdom*. Journal of Environmental Radioactivity, 2007. **96**(1): p. 94-102.
  43. Canberra, *Germanium Detectors: user's manual*. 1993: Camberra Industries.
  44. G., S., *Electronics for Radiation Measurements*. Vol. Vol. 1 y 2. 1996: CRC Pres.
  45. Genie-2000, *Genie 2000 Operations Manual*. 2001: Camberra Industries.
  46. Genie-2000, *Covering the spectrum in nuclear instrumentation*, ed. MIYMSA. 2001: camberra.
  47. center, G.s., *Gamma-ray spectrum catalogue*, G.a.S.D. Spectra, Editor. 1999, Idaho National Laboratory.
  48. Gehrke, R.J., *Gamma-ray spectrometry in the environment: ICRU Report 53 (International Commission on Radiation Units and Measurements, Inc., Washington, DC, USA, 1994)*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1996. **372**(1–2): p. 333-334.
  49. J. H., H. and S. S. M. *NIST: X-Ray Mass Attenuation Coefficients*. 1989,1990,1996 June 30, 2017 [cited 2018].
  50. NNDC, B.N.L., *Chart of Nuclides*. United States of America.
  51. De la torre Aguilar, F., *Conformación de una secuencia de análisis óptima para espectros de radiación gamma ambiental con el programa Genie 2000*, in *Unidad Académica de Estudios Nucleares*. 2010, Universidad Autónoma de Zacatecas: Zacatecas, Zactecas, México. p. 76.
  52. Gander, W. and W. Gautschi, *Adaptive Quadrature—Revisited*. Vol. 40. 2000. 84-101.
  53. Berndt, R. and P. Mortreau, *Monte Carlo modelling of a N-type coaxial high purity germanium detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2012. **694**: p. 341-347.
  54. Keyser, R.M. and W.K. Hensley, *Efficiency of germanium detectors as a function of energy and incident geometry: Comparison of measurements and calculations* \par Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2005. **264**(1): p. 259-264.
  55. R. M. Keyser, W.K.H., *Efficiency and Resolution of Germanium Detectors as a Function of Energy and Incident Geometry*. Nuclear Science Smposium and Medical Imaging Conference, 2002. **1**: p. 375.
  56. Keyser, R.M. and W.K. Hensley. *Efficiency and resolution of germanium detectors as a function of energy and incident geometry*. in *2002 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. 2002.

57. Boson, J., G. Ågren, and L. Johansson, *A detailed investigation of HPGe detector response for improved Monte Carlo efficiency calculations*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2008. **587**(2–3): p. 304-314.
58. Huy, N.Q., D.Q. Binh, and V.X. An, *Study on the increase of inactive germanium layer in a high-purity germanium detector after a long time operation applying MCNP code*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2007. **573**(3): p. 384-388.
59. Huy, N.Q., *Dead-layer thickness effect for gamma spectra measured in an HPGe p-type detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2011. **641**(1): p. 101-104.
60. Agarwal, C., et al., *Full energy peak efficiency calibration of HPGe detector for point and extended sources using Monte Carlo code*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 2011. **287**(3): p. 701-708.
61. Helmer, R.G., et al., *Precise efficiency calibration of an HPGe detector up to 3.5MeV, with measurements and Monte Carlo calculations*. Applied Radiation and Isotopes, 2004. **60**(2): p. 173-177.
62. Liye, L., et al., *Monte Carlo efficiency transfer method for full energy peak efficiency calibration of three type HPGe detectors: A coaxial N-type, a coaxial P-type and four BEGe detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2006. **564**(1): p. 608-613.
63. Lépy, M.C., et al., *Intercomparison of efficiency transfer software for gamma-ray spectrometry*. Applied Radiation and Isotopes, 2001. **55**(4): p. 493-503.
64. Amador - Valenzuela, P., *Caracterización y optimización del sistema de espectroscopía gamma GeRe3522 del CREN*, in *Centro Regional de Estudios Nucleares (CREN)*. 2006, Universidad Autónoma de Zacatecas: Zacatecas, Zacatecas, México. p. 79.
65. Jacob, P., et al., *Report 53*. Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements, 1994. **os27**(2): p. NP-NP.
66. Lide, D.R., *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition*. 2004: Taylor & Francis.
67. Clouvas, A., et al., *Monte Carlo calculation of dose rate conversion factors for external exposure to photon emitters in soil - Response*. Health Physics, 2000. **78**: p. 295-302.
68. Misdag, M.A., et al., *A new method for studying the transport of  $\gamma$  photons in various geological materials by combining the SSNTD technique with Monte Carlo simulations*. Radiation Measurements, 2001. **33**(2): p. 175-181.
69. Novikova, E.I., B.F. Philips, and E.A. Wulf, *A  $\gamma$ -ray background model for Monte Carlo simulations*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2007. **579**(1): p. 279-283.
70. Hendriks, P.H.G.M., M. Maučec, and R.J. de Meijer, *MCNP modelling of scintillation-detector  $\gamma$ -ray spectra from natural radionuclides*. Applied Radiation and Isotopes, 2002. **57**(3): p. 449-457.
71. Krstic, D. and D. Nikezic, *Calculation of the effective dose from natural radioactivity in soil using MCNP code*. Applied Radiation and Isotopes, 2010. **68**(4): p. 946-947.
72. D.B. Pelowitz, E., *MCNPX User's Manual, Version 2.7.0*. 2011.
73. J. Kenneth Shultis, R.E.F., *AN INTRODUCTION TO THE MCNP CODE*. 2005.
74. Boson, J., et al., *Uncertainty in HPGe detector calibrations for in situ gamma-ray spectrometry*. Radiation Protection Dosimetry, 2009. **134**(2): p. 122-129.

75. Boson, J., et al., *Evaluation of Monte Carlo-based calibrations of HPGe detectors for in situ gamma-ray spectrometry*. Journal of Environmental Radioactivity, 2009. **100**(11): p. 935-940.