

ESCUELA POLITÉCNICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIAS

USO DEL CÓDIGO FLUKA PARA EL ESTUDIO COMPARATIVO ENTRE EL
EXPERIMENTO Y LA SIMULACIÓN EN LA DEPOSICIÓN DE ENERGÍA DE
MATERIALES TERMOLUMINISCENTES EN HACES DE ELECTRONES EXTERNOS.

TRABAJO DE TITULACIÓN PREVIO A LA OBTENCIÓN DEL TÍTULO

DE FÍSICO

PROYECTO DE INVESTIGACIÓN

VICTOR HUGO ALTAMIRANO CARPIO

victor.altamirano@epn.edu.ec

DIRECTOR: Ph.D. EDY AYALA A.

edy.ayala@epn.edu.ec

Quito, agosto, 2021

DECLARACIÓN

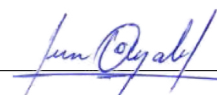
Yo, Víctor Hugo Altamirano Carpio, declaro bajo juramento que el trabajo aquí escrito es de mi autoría; que no ha sido previamente presentado para ningún grado o calificación profesional; y que he consultado las referencias bibliográficas que se incluyen en este documento. A través de la presente declaración cedo mis derechos de propiedad intelectual, correspondientes a este trabajo, a la Escuela Politécnica Nacional, según lo establecido por la Ley de Propiedad Intelectual, por su reglamento y por la normativa institucional vigente.



Víctor Hugo Altamirano Carpio

CERTIFICACIÓN

Certifico que el presente trabajo fue desarrollado por Víctor Hugo Altamirano Carpio, bajo mi supervisión.



Edy Rodrigo Ayala Amaya, Ph.D.

Director del Proyecto

El poder de la instrucción es, en general, poco eficaz, excepto en las felices disposiciones en que es casi superfluo.

E. GIBBONS

AGRADECIMIENTOS

Sobrecogido con toda humildad reconozco profundamente mi agradecimiento a todos aquellos que me han ayudado a poner estas ideas, muy por encima del nivel de la sencillez, en algo concreto.

A mi director de tesis, Dr. Edy Ayala, por su guía, colaboración y paciencia invaluable en el desarrollo del presente trabajo.

A mis profesores, que durante mi paso de por el pregrado, motivaron mi curiosidad por la comprensión de la naturaleza a través de la ciencia. Porque “al final del día el experimento es el que manda”.

A mi familia, que no responde al estereotipo de lo que es “normal”, al contrario las vicisitudes que hemos pasado solo me permite describirlos como luchadores.

Finalmente, y para nada menos importante, a todos los ecuatorianos. Por que, sin duda alguna, esta es una muestra de la materialización de “la generación de oportunidades” producto de eso que a veces lo vemos muy lejano y abstracto “el estado”.

DEDICATORIA

A mi madre ...

ABSTRACT

The complexity when measuring the absorbed dose in the medium product of irradiation with electrons in an energy range of the order of MeV, using LiF-based thermoluminescent dosimeters, is due to the absence of electronic equilibrium for the nature of said radiation field and the impossibility of applying the Bragg-Gray approximation in this type of dosimeters. This work simulates the experiment of Ogunleye T., published in his article [1], using Fluka software; the absorbed dose results are contrasted, and it is shown that the simulation reproduces well the experimental values for the case of an aluminum phantom. The impact of backscattering in the measurement of absorbed dose of the medium is studied when the sidewalls of the dosimeters are covered with the same material as the medium and when the side walls are covered with the dosimeter material; obtaining that for materials with a high atomic number (copper and lead) there is an alteration in the dose profile that increases the irradiated area in the medium. The absorbed dose is also analyzed in each layer of dosimeters within the detector with 5 and 7 layers. The simulation is contrasted with experimental data, and they show that the difference of the simulated values in the first and last layer for polystyrene is 0.24 % and in the case of lead, the difference is 1.12 and 4.53 % in the first and last layer, respectively. In addition, the values simulated by Fluka in each layer match only in the case of polystyrene. Using the results of the simulation and within the framework of the cavity theory, it is proposed to contrast with the theoretically defined stopping power, f_1 , various theoretical and proposed approaches. However, the results show that most of these approximations only agree with f_1 in the case of aluminum and almost none in the case of high atomic number materials such as copper and lead. The approximation, f'_1 , is also proposed, which considers the difference in density between the medium and the detector; the results show a high level of agreement with f_1 regardless of the middle atomic number.

RESUMEN

La complejidad al medir la dosis absorbida en el medio producto de la irradiación con electrones en un rango energético del orden de los MeV, utilizando dosímetros termoluminiscentes a base de LiF, se debe a la ausencia de equilibrio electrónico para la naturaleza de dicho campo de radiación y la imposibilidad de aplicar la aproximación de Bragg-Gray en este tipo de dosímetros. El presente trabajo simula el experimento de Ogunleye T., publicado en su artículo [1], utilizando el software Fluka; los resultados de dosis absorbida son contrastados y se muestra que la simulación reproduce bien los valores experimentales para el caso de un fantoma de aluminio. Se estudia el impacto de la retrodispersión en la medición de dosis absorbida del medio cuando las paredes laterales de los dosímetros son cubiertas del mismo material del medio y cuando las paredes laterales son cubiertas del material del dosímetro; obteniendo que para materiales de alto número atómico (cobre y plomo) existe una alteración en el perfil de dosis que aumenta el área irradiada en el medio. Se analiza también la dosis absorbida en cada capa de dosímetros dentro del detector con 5 y 7 capas. La simulación es contrastada con datos experimentales y muestran que la diferencia de los valores simulados en la primera y última capa para el poliestireno es de 0.24 % y para el caso del plomo la diferencia es del 1.12 y 4.53 % en la primera y última capa, respectivamente. Los resultados también muestran que los valores simulados por Fluka en cada capa de dosímetros coinciden solo para el caso del poliestireno y no así en plomo. Además, utilizando los resultados de la simulación y en el marco de la teoría de cavidad, se plantea contrastar con el poder de frenado teóricamente definido, f_1 , diversas aproximaciones teóricas y aproximaciones planteadas. Sin embargo, los resultados muestran que la mayor parte de estas aproximaciones solo coinciden con f_1 en el caso del aluminio y casi ninguna en el caso de materiales de alto número atómico como cobre y plomo. Se plantea también la aproximación, f'_1 , que considera la diferencia de densidad entre el medio y el detector; los resultados muestran un alto nivel de coincidencia con f_1 independientemente del número atómico del medio.

ÍNDICE GENERAL

Índice general	IX
Índice de figuras	XII
Índice de cuadros	XV
Introducción	1
Capítulo I: Interacción radiación - materia	2
1.1. Clasificación de la radiación	2
1.2. Cantidades Radiométricas	3
1.2.1. Número de Partículas (N)	3
1.2.2. Flujo de Partículas (\dot{N})	3
1.2.3. Fluencia de Partículas (Φ)	3
1.2.4. Tasa de Fluencia de Partículas (φ)	3
1.2.5. Energía radiante (R)	3
1.2.6. Flujo de energía (\dot{R})	3
1.2.7. Fluencia energética (Ψ)	4
1.2.8. Tasa de fluencia energética (ψ)	4
1.3. Coeficientes de Interacción	4
1.3.1. Sección Eficaz (σ)	4
1.3.2. Poder de frenado	5
1.4. Cantidades Dosimétricas	10
1.4.1. Energía Impartida (ϵ)	10
1.4.2. Energía Específica Impartida (z)	11
1.4.3. Energía transferida (ϵ_{tr})	11
1.4.4. Energía transferida neta (ϵ_{tr}^n)	11
1.4.5. Kerma	13
1.4.6. Dosis Absorbida (D)	14
1.4.7. Tasa de Dosis Absorbida (\dot{D})	14
1.5. Equilibrio Radiactivo (RE) y de Partículas Cargadas (CPE)	15
1.5.1. Equilibrio Radiactivo (RE)	15
1.5.2. Equilibrio de Partículas Cargadas (CPE)	15
Capítulo II: Cálculo de Dosis	17
2.1. Cálculo de Dosis por Partículas Cargadas en Láminas Delgadas	17
2.2. Cálculo de Dosis por Electrones	17
2.2.1. Retrodispersión de partículas	18
2.2.2. CPE en Radiación de Electrones	19
2.3. Teoría de la Cavity	23
2.3.1. Teoría de la Cavity de Burlin para electrones	26
2.3.2. Aproximación de Almond y McCray	26
2.3.3. Aproximación de Holt y colaboradores	27
2.3.4. Aproximación de Fregene	27
2.3.5. Aproximación de Ogunleye-Paliwal	28

Capítulo III: Metodología	30
3.1. Software Monte Carlo: Fluka	30
3.1.1. Ecuación de transporte de Boltzmann	31
3.1.2. Aproximación Molière-Bethe	33
3.2. Hardware	35
3.3. Detectores de estado sólido a base de LiF	35
3.3.1. Síntesis de la dosimetría termoluminiscente	36
3.3.2. Características principales del LiF	37
3.3.3. Otras consideraciones sobre los TLDs	37
3.4. Geometrías de simulación	38
3.4.1. Análisis de parámetros iniciales del software Fluka para irradiación con electrones	38
3.4.2. Contrastación numérica de la publicación: <i>An experimental examination of cavity theory for electrons</i>	39
3.4.3. Estudio del impacto del envolvente al volumen sensitivo del dosímetro, en la medición de dosis relativa.	40
Capítulo IV: Resultados	41
4.1. Análisis de parámetros del software Fluka para irradiación con electrones	41
4.1.1. Número de partículas primarias y ciclos	42
4.1.2. Tiempo de simulación	44
4.1.3. Error estadístico	46
4.2. Contrastación numérica de la publicación: <i>An experimental examination of cavity theory for electrons</i> [38].	49
4.3. Estudio del impacto del envolvente al volumen sensitivo del dosímetro, en la medición de dosis relativa.	53
Capítulo V: Discusión	56
5.1. Discusión de las dosis obtenidas en los detectores dependiendo de su tamaño en la simulación y su comparación con el experimento.	56
5.2. Discusión sobre los PDDs	59
5.3. Retrodispersión	60
5.4. Poder de frenado	63
5.5. Evaluación de las aproximaciones de f	63
5.5.1. Factor f_1 (Definición)	63
5.5.2. Factor f_2	65
5.5.3. Factor f_3	66
5.5.4. Factor f_4	68
5.5.5. Factor f_5	73
5.5.6. Factor f_6	74
5.5.7. Factor f'_1	76
5.5.8. Comparación de factores f	77
Capítulo VI: Conclusiones	81
Bibliografía	83
Appendix A: Codigos Fluka	86
A.1. Contrastación numérica de la publicación: <i>An experimental examination of cavity theory for electrons</i> [38].	86

A.1.1. Poliestireno	86
A.1.2. Aluminio	90
A.1.3. Cobre	93
A.1.4. Plomo	97

ÍNDICE DE FIGURAS

<i>Número</i>	<i>Página</i>
1.1. Esquema de las interacciones de dispersión entre la partícula cargada incidente y los átomos constituyentes del material irradiado.	6
1.2. Comparación entre el poder de frenado radiativo (líneas entrecortadas) y poder de frenado de colisión (líneas sólidas) en unidades del poder de frenado másico; para materiales como poliestireno, aluminio, cobre y plomo. Los datos fueron recopilados del NIST.	8
1.3. Esquema del proceso de dispersión entre electrones. b representa el parámetro de impacto, $d\sigma$ la sección diferencial transversal de interacción y θ el ángulo de dispersión de la partícula emergente.	9
1.4. Esquema que muestra los conceptos de energía impartida, transferida y transferida neta para el caso de interacciones compton y bremsstrahlung.	12
1.5. Esquema donde se muestra los valores de Q para el caso cuando parte de la materia se convierte en energía y viceversa.	13
2.1. Fracción η del número de partículas perpendicularmente incidentes que son retrodispersadas en una lámina infinitamente gruesa (grosor $= > t_{max}/2$). Datos mostrados para poliestireno, aluminio, cobre y plomo; muestran la dependencia de η con el número Z del material y con la energía E_{ki}	19
2.2. Dosis relativa vs. profundidad en agua para un haz de protones de 100 MeV incidiendo paralelamente al eje principal de un cilindro de agua de radio 5 cm y 10 cm de altura. Se muestra el pico de Bragg ubicado entre los 7 y 8 g/cm ²	20
2.3. Dosis relativa vs. profundidad en agua para un haz de electrones de 18 MeV incidiendo paralelamente al eje principal de un cilindro de agua de radio 5 cm y 10 cm de altura. Se muestra que la mayor concentración de dosis se ubica a la profundidad de 4 y 5.5 g/cm ²	21
2.4. PDD para un haz de electrones donde se muestran los principales puntos característicos.	22
2.5. (a) Esquema que muestra el punto P de interés dentro del medio m donde se mide la dosis absorbida. (b) Esquema que muestra el punto P de interés, pero una vez que se ha introducido la sonda en el medio.	24
3.1. (a) Dosímetros TLD-100, similares a los simulados en el presente trabajo. (b) TLD-100 utilizados comercialmente como anillos para protección radiológica.	36

3.2.	Esquema de la geometría utilizada en la presente sección del proyecto de investigación. Los 4 dosímetros se encuentran agrupados en una capa alrededor del eje principal del cilindro y a una profundidad de 7.7 mm desde la superficie más próxima al haz de radiación.	38
3.3.	Esquema de la geometría utilizada en la presente sección. El material de los fantomas y las posiciones de las capas de dosímetros de LiF corresponden a los detallados en el artículo [38]. La dirección de incidencia del haz de electrones ha sido representada por conos verdes consecutivos. (a), (b), (c) y (d) muestran el fantoma con 1, 3, 5 y 7 capas de dosímetros, respectivamente.	39
3.4.	Esquema de la geometría utilizada cuando los dosímetros poseen una envoltura de LiF, representadas como discos violetas, que se extiende hasta los bordes del fantoma. El material de los fantomas y las posiciones de las capas de dosímetros de LiF corresponden a los detallados en el artículo [39]. La dirección del haz de electrones incidentes es paralela al eje central del cilindro y desde la cara circular más cercana a los dosímetros. (a), (b), (c) y (d) muestran el fantoma con 1, 3, 5 y 7 capas de dosímetros y sus envoltentes, respectivamente.	40
4.1.	Dosis absorbida en función del número de partículas primarias para: (a) 3, 5 y 10 ciclos, y (b) 10 y 20 ciclos. (c) muestra la dosis absorbida en función del número total de partículas primarias.	43
4.2.	Las gráficas (a) y (b) muestran las mediciones de los tiempos promedios de lectura del código e inicialización, respectivamente. Los valores representan el promedio al simular 20 ciclos.	45
4.3.	Tiempo total de simulación medido en horas, en función del número de partículas totales. Recta de regresión lineal: $y = 1,861 \times 10^{-07}x - 0,286$, índice de correlación: $r = 0,9979$	46
4.4.	(a) y (b) error estadístico en la medición de dosis absorbida vs. el número de partículas totales. (c) Datos de dosis absorbida relativa y error estadístico en función del número de partículas totales, para 20 ciclos. La gráfica resalta, en color rojo, el número de partículas totales seleccionado (1×10^8) en el presente estudio.	48
4.5.	Contrastación entre los valores de dosis relativa de cada conjunto de dosímetros simulados (-*-) y experimentales (-Δ-).	50
4.6.	Perfiles de distribución de dosis con dosímetros sin (línea azul) y con (línea roja) envoltente en función de la profundidad (cm).	55

5.1.	Datos experimentales (línea roja) y simulados (línea azul) de la dosis absorbida relativa para detectores conformados por 5 y 7 capas de dosímetros. La dosis ha sido normalizada a la lectura del dosímetro ubicado en la mitad del detector para enfatizar los efectos del proceso de retrodispersión. Los datos experimentales han sido obtenidos de [38].	62
5.2.	Comparación entre el factor f_1 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	64
5.3.	Comparación entre el factor f_2 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	66
5.4.	Comparación entre el factor f_3 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	68
5.5.	Las figuras (a) y (b) muestran la energía E_z y el poder de frenado relativo S_m^{LiF} en función de la posición media (en cm) de cada dosímetro. Debido a la gran diferencia entre los valores de E_z y S_m^{LiF} , para comparar y apreciar la relación existente entre ellos, la figura (c) muestra los valores normalizados (estadísticamente) de tal forma que el rango de los datos se encuentren entre 0 y 1.	71
5.6.	Comparación entre el factor f_4 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	72
5.7.	Comparación entre el factor f_5 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	74
5.8.	Comparación entre el factor f_6 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector. . .	75
5.9.	Comparación entre el factor f'_1 y las aproximaciones teóricas de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector.	77
5.10.	Comparación entre los factores f calculados en función del tamaño del detector.	79

ÍNDICE DE CUADROS

<i>Número</i>	<i>Página</i>
1.1. Relación para varios rangos energéticos de la sección diferencial radiactiva de bremsstrahlung y el parámetro B_{rad} . Datos tomados de [4, 5].	7
2.1. Porcentaje de producción bremsstrahlung en función de la energía de los electrones incidentes.	22
3.1. Características principales de las unidades de procesamiento utilizadas en el presente estudio.	35
4.1. Herramientas para comparar los datos experimentales y simulados. Se muestra la diferencia expresada en porcentaje con respecto a los valores experimentales, coeficientes de correlación de Pearson, valores p de la prueba t-pareada y χ^2/n	51
4.2. Resultados de dosis absorbida relativa y error, obtenidos de la simulación en Fluka. Los materiales y condiciones de simulación son las mismas a las expuestas en el artículo [38].	51
4.3. Dosis absorbida en el caso homogéneo, normalizada a la dosis absorbida en un fantoma homogéneo de LiF.	52
4.4. Dosis absorbida normalizada con respecto a la medición en un fantoma homogéneo de LiF. Los resultados han sido medidos para dosímetros de LiF, cuyas paredes laterales se expanden hasta los bordes del fantoma cilíndrico.	54
5.1. Datos para la comparación entre los valores experimentales y simulados. Se muestra la diferencia entre los datos expresados en porcentaje, con respecto a los datos experimentales, de la primera y última capa de los detectores de 5 y 7 capas de dosímetros; los coeficientes de correlación de Pearson y los valores de χ^2/n para el poliestireno y plomo.	62
5.2. Valores de f_1 determinados en función del número de capas de dosímetros.	64
5.3. Valores de f_2 determinados en función del número de capas de dosímetros.	65
5.4. Valores de densidad electrónica y densidad electrónica relativa para los materiales utilizados en el presente trabajo.	67
5.5. Valores de f_3 determinados en función del número de capas de dosímetros.	67
5.6. Se muestran los datos calculados para los materiales utilizados en el desarrollo del presente trabajo incluido el material de los detectores, LiF.	70
5.7. Valores de E_z y los correspondientes valores de S_m^{LiF} . Los valores de E_z han sido calculados a partir de la relación 5.6 y S_m^{LiF} fue obtenido de la base de datos[6].	70
5.8. Valores de f_4 determinados en función del número de capas de dosímetros.	70
5.9. Valores de f_5 determinados en función del número de capas de dosímetros.	73
5.10. Poder de frenado relativo y energía a la que fue calculada. Datos extraídos de [38].	75

5.11.	Valores de f_6 determinados en función del número de capas de dosímetros. . . .	75
5.12.	Longitud de las regiones equivalentes en masa a los distintos tamaños de detectores de LiF.	76
5.13.	Valores de f'_1 determinados en función del número de capas de dosímetros. . . .	77
5.14.	Coefficiente de correlación de Pearson, ρ , y χ^2/n para la comparación entre los diferentes valores de f con respecto a f_1	79
5.15.	Coefficiente de correlación de Pearson, ρ , y χ^2/n para la comparación entre los diferentes valores de f con respecto a las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne.	80

INTRODUCCIÓN

La teoría de la cavidad general trata con el problema de determinar la dosis absorbida en un punto, dentro de un medio cualquiera, a partir de la lectura del detector que se ubicó en el punto del medio donde se requiere determinar la dosis. El factor que relaciona estas dosis es el poder de frenado efectivo f_m^c . Este factor dependerá del campo de radiación, tamaño del detector y la diferencia entre la composición del medio y el detector.

La ausencia de una aproximación teórica clara para la determinación del poder de frenado efectivo, f_m^c en una teoría de la cavidad para haces de electrones, así como la dificultad de la experimentación directa del problema nos conduce a plantearnos si las simulaciones de los experimentos podrán ayudar al desarrollo de una teoría de la cavidad para haces de electrones.

El presente trabajo analiza ciertas características del código de simulación Fluka. Con la finalidad de estudiar varias aproximaciones del factor f_m^c , para dosímetros termoluminiscentes a base de LiF en presencia de un campo de radiación de electrones con energía en el rango de los MeV. Se ha tratado de cubrir un amplio espectro de medios, para lo cual se ha seleccionado materiales con diversos números atómicos como el poliestireno, aluminio, cobre y plomo. Además, se ha planteado un estudio del impacto de la dispersión de radiación en la dosis absorbida. Para esto se plantea una geometría donde las paredes laterales de los dosímetros inmersos en el medio son cubiertas por el mismo material del dosímetro.

En cumplimiento de lo antes mencionado, el trabajo se estructura de la siguiente forma:

En el capítulo 1 se desarrollan las definiciones básicas de la interacción radiación-materia. Clasificando los tipos de radiación y las variables que describen el campo de radiación (cantidades radiométricas), el medio (cantidades dosimétricas) y la interacción entre ellos (coeficientes de interacción).

El capítulo 2 expone la teoría para el cálculo de dosis absorbida debido a la irradiación de electrones. Se detalla la teoría de la cavidad junto a las principales aproximaciones teóricas desarrolladas para el campo de electrones.

El capítulo 3 muestra características del código de simulación, del equipo computacional y de los dosímetros utilizados. Además, se exponen los detalles de las geometrías utilizadas en cada simulación.

En el capítulo 4 se presentan los resultados de las simulaciones. Mientras que la consecuente discusión y comparación se realiza en el capítulo 5.

Finalmente, el capítulo 6 aborda las conclusiones encontradas en el presente trabajo.

Capítulo 1

INTERACCIÓN RADIACIÓN - MATERIA

La interacción de la radiación con la materia depende de la magnitud del campo de radiación y el grado de interacción, factores determinantes de los efectos de la radiación en el material irradiado. El presente capítulo detalla ciertas magnitudes físicas necesarias para el estudio de la interacción entre la radiación de electrones y la materia. Estas magnitudes se encuentran distribuidas en tres categorías. El primer grupo son cantidades físicas que definen el campo de radiación, denominadas medidas radiométricas. Un segundo grupo denominado coeficientes de interacción comprende las cantidades asociadas con la interacción radiación-materia. Por último, las medidas físicas que correlacionan los efectos potenciales o reales de la radiación se denominan cantidades dosimétricas, estas cantidades son producto de las previamente mencionadas y usualmente son medidas directamente.

1.1. Clasificación de la radiación

La radiación se clasifica en radiación ionizante y no-ionizante, de acuerdo a su potencial de ionización. El potencial de ionización es la energía mínima requerida para ionizar un átomo, esta energía está en el rango de unos pocos eV para elementos alcalinos hasta 24.6 eV para el helio.

La radiación ionizante a su vez se clasifica en directamente ionizante e indirectamente ionizante. La radiación directamente ionizante está conformada por partículas cargadas como electrones, protones, partículas alfa e iones pesados. Este tipo de radiación deposita energía en el medio directamente a través de interacciones coulombicas entre las partículas cargadas de la radiación y los electrones de los átomos del medio. Por otra parte, la radiación indirectamente ionizante está conformada por partículas con carga eléctrica neutra como fotones y neutrones. Este tipo de radiación deposita energía en el medio por medio de dos procesos: (1) En primer lugar la radiación incidente libera una partícula cargada en el medio. (2) La partícula liberada deposita energía a través de interacciones coulombicas con los electrones orbitales de los átomos en el medio.[1, 2]

De esta forma, la radiación de electrones es categorizada como directamente ionizante.

Convencionalmente existen cuatro aspectos físicos utilizados para describir la interacción radiación - materia: pérdida de energía, dispersión de energía, dispersión múltiple e interacciones nucleares.

1.2. Cantidades Radiométricas

Son aquellas magnitudes que describen el campo de radiación.

En las siguientes definiciones, la palabra partícula puede ser modificada de acuerdo a la naturaleza de la radiación a estudiar.

1.2.1. Número de Partículas (N)

Es el número de partículas emitidas, transferidas o recibidas.

1.2.2. Flujo de Partículas (\dot{N})

Representa la variación del número de partículas, dN , en un intervalo de tiempo, dt . La unidad es s^{-1} .

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad (1.1)$$

1.2.3. Fluencia de Partículas (Φ)

Es el número de partículas incidentes, dN , sobre un área transversal, da , a la dirección de irradiación. Por conveniencia y simplicidad se considera el área de una esfera. La unidad de esta magnitud es m^{-2} .

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (1.2)$$

1.2.4. Tasa de Fluencia de Partículas (φ)

Es la variación de la fluencia de partículas, $d\Phi$, en un intervalo de tiempo, dt . Otro nombre para la magnitud es densidad de flujo de partículas. La unidad de la magnitud es $m^{-2}s^{-1}$

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d^2N}{dadt} \quad (1.3)$$

1.2.5. Energía radiante (R)

Es la energía de las partículas emitidas, transferidas o recibidas, excluyendo la energía de las partículas en reposo.

1.2.6. Flujo de energía (\dot{R})

Es la variación de la energía radiante dR en un intervalo de tiempo dt .

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad (1.4)$$

1.2.7. Fluencia energética (Ψ)

Ψ relaciona la energía radiante incidente, dR , sobre un elemento de superficie dividido por el área del elemento de superficie, da . Por facilidad, para garantizar la perpendicularidad de los haces de radiación a la superficie incidente, es común considerar el área de una esfera.

La fluencia energética tiene unidades de Jm^{-2} .

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad (1.5)$$

1.2.8. Tasa de fluencia energética (ψ)

La tasa de fluencia energética o densidad de flujo de energía es el incremento de la fluencia energética, $d\Psi$, en un intervalo de tiempo, dt .

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt} = \frac{d^2R}{da dt} \quad (1.6)$$

1.3. Coeficientes de Interacción

Las magnitudes que constituyen esta categoría caracterizan la interacción entre la radiación y materia, por lo tanto, toman valores específicos dependiendo del tipo y características de la radiación incidente y el material. Además, estas magnitudes son de carácter no estocástico.

1.3.1. Sección Eficaz (σ)

Es la probabilidad de interacción, P , de un objeto en presencia de una fluencia de partículas, Φ . La unidad con que se mide esta magnitud es el *barn*, $1b = 10^{-28}m^2$.

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad (1.7)$$

El proceso de interacción hace referencia a la alteración de la energía o dirección de la partícula incidente, originando la emisión de una o varias partículas secundarias. Debido a que la sección eficaz depende de la probabilidad de interacción, si en un objetivo son posibles diversas interacciones independientes, la sección eficaz total es la suma de las secciones eficaces de cada proceso.

$$\sigma = \sum_j \sigma_j = \frac{1}{\Phi} \sum P_j \quad (1.8)$$

La sección eficaz de blancos compuestos, como moléculas, es generalmente considerada como una mezcla de átomos independientes. Aunque esta aproximación es satisfactoria en la mayoría de escenarios, ocasionalmente conduce a errores, como en el caso de la radiación de fotones de baja energía.

1.3.2. Poder de frenado

Los electrones, al ser partículas cargadas, su campo de fuerza eléctrica de Coulomb interacciona con el campo de los electrones orbitales y núcleos presentes en el material irradiado. Dichas interacciones permiten la transferencia energética desde los electrones incidentes hacia los átomos del material irradiado. La energía transferida hacia la materia en cada interacción atómica es relativamente pequeña en comparación a la energía inicial del electrón incidente, de esta forma los electrones incidentes tienen un gran número de interacciones antes de perder toda su energía cinética.[1, 2]

Para describir la pérdida gradual de energía que sufre una partícula cargada a medida que penetra un medio incidente, se define el stopping power o poder de frenado.

1.3.2.1. Aspectos generales del poder de frenado

Cuando una partícula cargada se moviliza dentro de un material, el campo electromagnético de la partícula interacciona con los campos de los núcleos y electrones orbitales constituyentes del medio, haciendo que la partícula incidente pierda energía. La tasa promedio a la cual la partícula cargada pierde energía por unidad de longitud de camino recorrido se define como poder de frenado lineal (dE/dx). Las interacciones de la partícula incidente pueden ser analizadas desde el punto de vista de la teoría clásica de dispersión, comparando el parámetro de impacto b con el tamaño del radio atómico a , identificando los siguientes tipos de interacciones (ver figura 1.1):

1. **Soft collision o colisión suave.**- Ocurre cuando $b \gg a$, la interacción de la fuerza de Coulomb ocurre entre la partícula incidente y el electrón orbital.
2. **Hard collision o colisión fuerte.**- Ocurre cuando $b \approx a$, la interacción de la fuerza de Coulomb ocurre entre la partícula incidente y el electrón orbital, la interacción puede ocurrir en presencia del campo electromagnético del núcleo.
3. **Bremsstrahlung producción o colisión radiactiva.**- Ocurre cuando $b \ll a$, la interacción de la fuerza de Coulomb ocurre entre la partícula incidente y el campo nuclear externo.

De acuerdo a estas interacciones el proceso de transferencia de energía y por lo tanto el poder de frenado (S_{tot}) se divide en dos componentes: (1) el poder de frenado de colisión o collision stopping power (S_{col}), que es la energía promedio perdida por unidad de longitud debido a colisiones inelásticas con los electrones del medio resultando en ionización y excitación; y (2) el poder de frenado radiativo o radiative stopping power (S_{rad}), que es la energía promedio

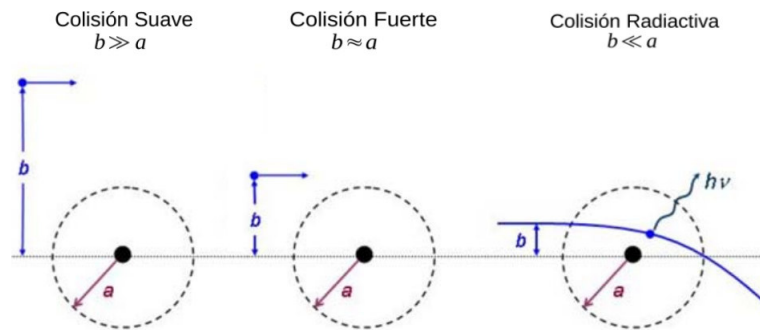


Figura 1.1: Esquema de las interacciones de dispersión entre la partícula cargada incidente y los átomos constituyentes del material irradiado.

perdida por unidad de longitud debido a la emisión bremsstrahlung en el campo eléctrico de los núcleos atómicos.

$$S_{tot} = S_{rad} + S_{col} \quad (1.9)$$

La separación del poder de frenado responde a dos razones. Primero, los métodos utilizados para la medición y evaluación de estos dos componentes son distintos. Segundo, la energía del poder de frenado de colisión es absorbida en una región del medio muy cercana a la trayectoria de la partícula en forma de ionización y excitación de átomos, en contraste; la energía del poder de frenado radiativo es dispersada en el medio lejos de la trayectoria de la partícula, ya que por medio del proceso de bremsstrahlung se genera fotones los cuales recorren una gran distancia en el medio antes de ser absorbidos.

Adicionalmente, es común que el poder de frenado sea expresado en las mismas unidades que el poder de frenado másico (S) el cual está definido como la razón entre el poder de frenado lineal (dE/dx) y la densidad (ρ) del medio absorbente, de esta forma las unidades son $\left[MeV \cdot \frac{cm^2}{g}\right]$.

Cabe resaltar que el poder de frenado es una propiedad del material en el cual la partícula cargada se propaga.[1-3]

1.3.2.2. Poder de frenado radiativo

El poder de frenado radiativo, es la tasa de emisión bremsstrahlung producida por las partículas ligeras (electrones y positrones) cargadas viajando a través del medio, se define de

acuerdo a la siguiente relación:

$$S_{rad} = N_a \sigma_{rad} E_i \quad (1.10)$$

Donde:

N_a es el número de átomos por unidad de masa: $N_a = N/m = N_A/A$.

σ_{rad} es la sección transversal total para bremsstrahlung, la cual está determinada para varios rangos energéticos mostrados en el cuadro 1.1.

E_i es la energía inicial total de la partícula cargada incidente: $E_i = E_{K_i} + m_e c^2$.

E_{K_i} es la energía cinética inicial de la partícula cargada incidente.

De esta forma si se reemplaza σ_{rad} con la expresión correspondiente del cuadro 1.1 para el caso de partículas no relativistas, se tiene:

$$S_{rad} = \alpha r_e^2 Z^2 \frac{N_A}{A} B_{rad} E_i \quad (1.11)$$

donde B_{rad} es una función que cambia muy poco en relación a la variación de Z y E_i , los valores de la función están dados en el cuadro 1.1 y son determinados a partir de la expresión $\sigma_{rad}/(\alpha r_e^2 Z^2)$. B_{rad} toma el valor de 16/3 para partículas ligeras cargadas en el rango no relativista; el valor de 6 para $E_K = 1MeV$; 12 para $E_K = 10MeV$ y 15 para $E_K = 100MeV$.

Rango de energía	σ_{rad} ($cm^2/nucleón$)	$B_{rad} = \sigma_{rad}/(\alpha r_e^2 Z^2)$
No relativista $E_{K_i} \ll m_e c^2$	$\frac{16}{3} \alpha r_e^2 Z^2$	$\frac{16}{3}$
Relativista $E_{K_i} \approx m_e c^2$	Serie de potencias	-
"High-relativistic" $m_e c^2 \ll E_{K_i} \ll \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$	$8 \alpha r_e^2 Z^2 \left[\ln \left(\frac{E_i}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{6} \right]$	$8 \left[\ln \left(\frac{E_i}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{6} \right]$
Ultra-relativista $E_{K_i} \gg \frac{m_e c^2}{\alpha Z^{1/3}}$	$4 \alpha r_e^2 Z^2 \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right]$	$4 \left[\ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{18} \right]$

Cuadro 1.1: Relación para varios rangos energéticos de la sección diferencial radiactiva de bremsstrahlung y el parámetro B_{rad} . Datos tomados de [4, 5].

La figura 1.2 muestra el poder de frenado radiativo (líneas entre cortadas) y el poder de frenado de colisión (líneas sólidas) para distintos valores energéticos y materiales de distinto número atómico como el poliestireno ($Z_{eff} \approx 5,7$), aluminio ($Z = 13$), cobre ($Z = 29$) y plomo ($Z = 82$). Los datos fueron recopilados del *National Institute of Standards and Technology*

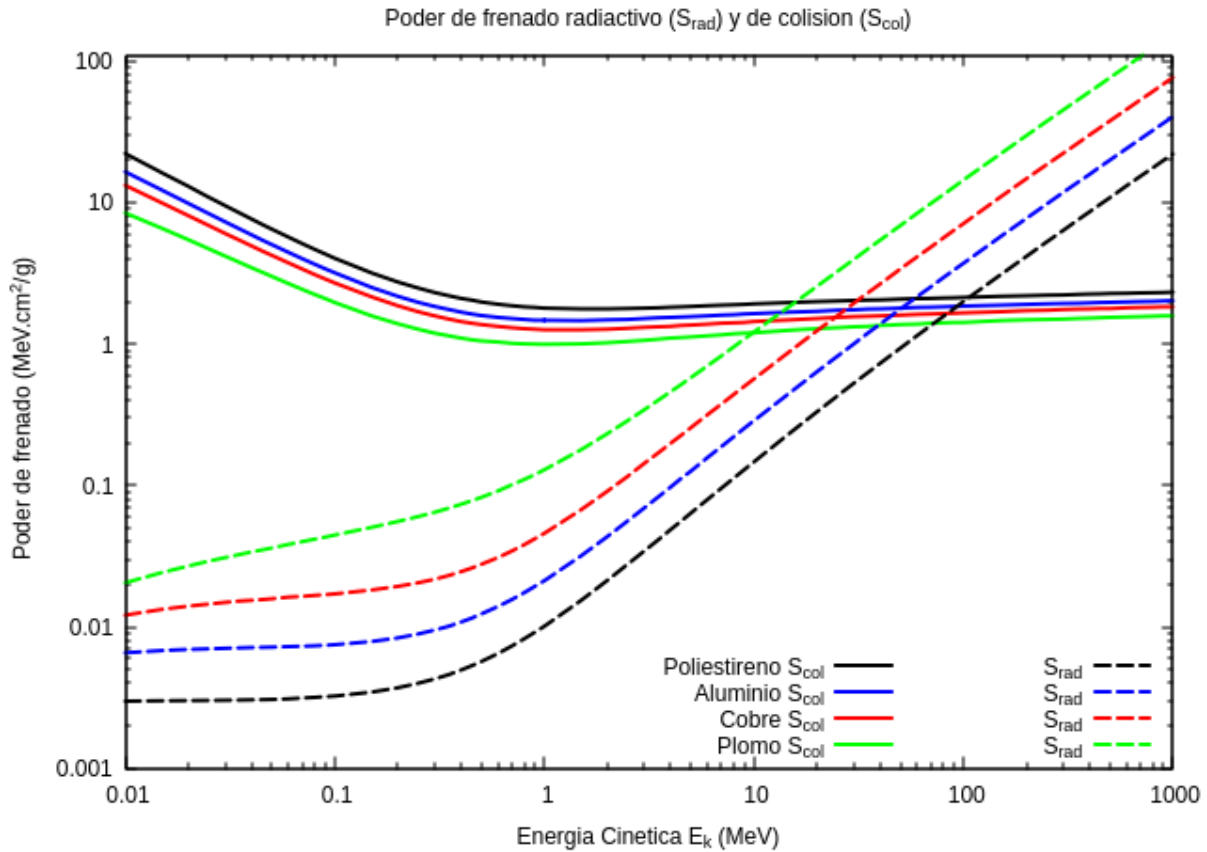


Figura 1.2: Comparación entre el poder de frenado radiativo (líneas entrecortadas) y poder de frenado de colisión (líneas sólidas) en unidades del poder de frenado másico; para materiales como poliestireno, aluminio, cobre y plomo. Los datos fueron recopilados del NIST.

(NIST)[6], EE.UU. Como se muestra el poder de frenado radiativo S_{rad} es proporcional al número atómico Z del medio y a la energía cinética E_K de la partícula ligera cargada, cuando esta es superior a $\approx 1 MeV$.

1.3.2.3. Poder de frenado de colisión

El poder de frenado de colisión, que expresa la pérdida de energía por unidad de longitud debido a colisiones inelásticas con los electrones orbitales del medio, se obtiene a partir de la relación con la energía transferida, ϵ_{tr} . La relación surge del análisis del proceso de dispersión esquematizado en la figura 1.3.

$$S_{col} = \int \epsilon_{tr} \frac{d\sigma}{d\epsilon_{tr}} d\epsilon_{tr} \quad (1.12)$$

Donde $\frac{d\sigma}{d\epsilon_{tr}}$ es la sección diferencial transversal (por electrón atómico), la cual para el caso

de electrones está determinada por la relación de Møller (1932);

$$d\sigma = \frac{2\pi r_e^2 m c^2}{\beta^2} \frac{dW}{W^2} \times \left[1 + \frac{W^2}{(E_K - W)^2} + \frac{\tau^2}{(\tau + 1)^2} \left(\frac{W}{E_K} \right)^2 - \frac{(2\tau + 1) W}{(\tau + 1)^2 (E_K - W)} \right] \quad (1.13)$$

en el que r_e es el radio clásico del electrón, $m c^2$ es la energía en reposo del electrón, β es la velocidad del electrón incidente dividida entre la velocidad de la luz y $\tau = \frac{E_K}{m c^2}$ es la relación entre la energía cinética del electrón incidente y su energía en reposo. Cabe mencionar, que la teoría de Møller considera los efectos relativistas, de spin y los efectos de indistinguibilidad del electrón incidente y objetivo. Por convención, el poder de frenado es calculado para el electrón con mayor energía cinética que emerge de la colisión.

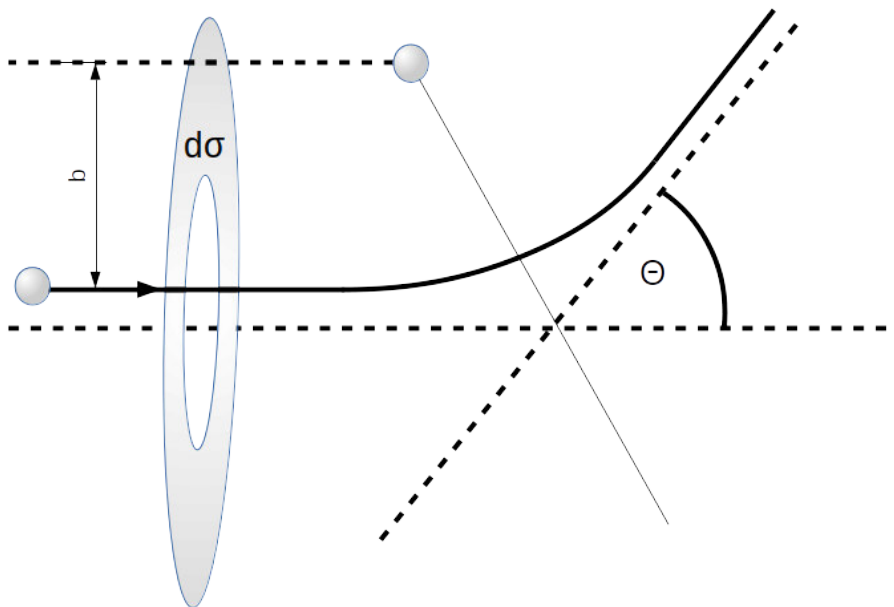


Figura 1.3: Esquema del proceso de dispersión entre electrones. b representa el parámetro de impacto, $d\sigma$ la sección diferencial transversal de interacción y θ el ángulo de dispersión de la partícula emergente.

La expresión final del **poder de frenado de colisión** se obtiene al reemplazar la ecuación (1.13) en (1.12) y en concordancia con el Reporte 37 del ICRU se obtiene:

$$S_{col} = 2\pi r_e^2 \frac{Z}{A} N_A \frac{m_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{E_K}{I} \right)^2 + \ln \left(1 + \frac{\tau}{2} \right) + F^-(\tau) - \delta \right] \quad (1.14)$$

donde I es la energía promedio de excitación del medio irradiado y $F^-(\tau)$ para el caso de electrones está definida como:

$$F^-(\tau) = (1 - \beta^2) \left[1 + \frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \ln(2) \right] \quad (1.15)$$

A partir de la relación (1.14), se puede mencionar que las interacciones entre electrones difieren de aquellas con partículas pesadas en los siguientes aspectos:

- Los efectos relativistas son importantes en energías cinéticas relativamente bajas.
- Las colisiones con electrones orbitales pueden resultar en una transferencia energética de hasta el 50 % de la energía cinética de la partícula incidente.
- S_{col} depende del número de electrones por unidad de masa del medio, esto se aprecia en el factor Z/A de (1.14). Dicho valor es de 1 para el hidrógeno; 0,5 para medios de Z bajo y descende gradualmente a $\approx 0,4$ para medios de Z altos.
- A medida que Z se incrementa el término S_{col} decrece debido a la relación directa entre Z e I . La energía media de excitación I al no poder ser determinada desde la teoría atómica, puede ser estimada por medio de la siguiente relación empírica:

$$I(\text{en eV}) \approx 11,5Z \quad (1.16)$$

o una aproximación más exacta es:

$$I(\text{en eV}) = 9,1Z(1 + 1,9Z^{-2/3}) \quad (1.17)$$

1.4. Cantidades Dosimétricas

Las cantidades dosimétricas muestran la correlación entre el campo de radiación y los reales o potenciales efectos de la radiación en la materia. Experimentalmente se miden directamente, por lo que, no se definen en función de las cantidades radiométricas o coeficientes de interacción.

1.4.1. Energía Impartida (ϵ)

La energía impartida, ϵ , es definida sin importar si la radiación proviene de partículas cargadas o no cargadas y relaciona a la parte de la energía radiante que puede producir efectos dentro de un volumen irradiado.

$$\epsilon = R_{in} - R_{out} + \sum Q \quad (1.18)$$

donde:

R_{in} es la energía radiante incidente sobre el volumen. Es decir, R_{in} es la suma de las energías de las partículas cargadas, $(R_{in})_c$, y no cargadas, $(R_{in})_u$, que ingresan al volumen en cuestión; excluyendo la energía en reposo de las partículas.

R_{out} es la energía radiante emitida desde el volumen. Es decir, R_{out} es la suma de las energías de las partículas cargadas, $(R_{out})_c$, y no cargadas, $(R_{out})_u$, que dejan el volumen; excluyendo la energía en reposo.

$\sum Q$ es la energía neta procedente de la masa en reposo ubicada dentro del volumen v analizado.

ϵ posee unidades de energía (joules J) y es una cantidad estocástica mientras que la energía media impartida $\bar{\epsilon}$ no lo es.

1.4.2. Energía Específica Impartida (z)

La energía específica impartida o solamente energía específica z es el cociente de la energía impartida ϵ y la masa de la materia m .

$$z = \frac{\epsilon}{m} \quad (1.19)$$

z posee unidades de energía por unidad de masa (J/kg), denominada gray (Gy)

$$1Gy = 1J/kg$$

Al igual que la *energía impartida* ϵ , la *energía específica* z es una cantidad estocástica.

1.4.3. Energía transferida (ϵ_{tr})

La energía transferida es la suma de la energía cinética de todas las partículas cargadas liberadas por las partículas no cargadas incidentes, en el volumen de estudio.

$$\epsilon_{tr} = (R_{in})_u - (R_{out})_u^{no-r} + \sum Q \quad (1.20)$$

donde:

$(R_{in})_u$ es la energía radiante incidente de las partículas sin carga, en la región de estudio dentro del volumen irradiado.

$(R_{out})_u^{no-r}$ es la energía radiante de las partículas sin carga que son emitidas desde la región de estudio dentro del volumen irradiado. Exceptuando, la energía radiactiva, producto de la disminución de energía cinética de las partículas cargadas dentro de la región.

$\sum Q$ la variable fue previamente definida en la ecuación 1.18.

1.4.4. Energía transferida neta (ϵ_{tr}^n)

La energía transferida neta es la energía transferida sin considerar la energía irradiada por fotones producto de la desaceleración de las partículas cargadas liberadas.

$$\epsilon_{tr}^n = \epsilon_{tr} - R_u^r \quad (1.21)$$

donde:

R_u^r es la energía radiante emitida producto de la pérdida energética de las partículas cargadas liberadas por las partículas incidentes, en la región de estudio.

Diferencia entre energía impartida, transferida y transferida neta

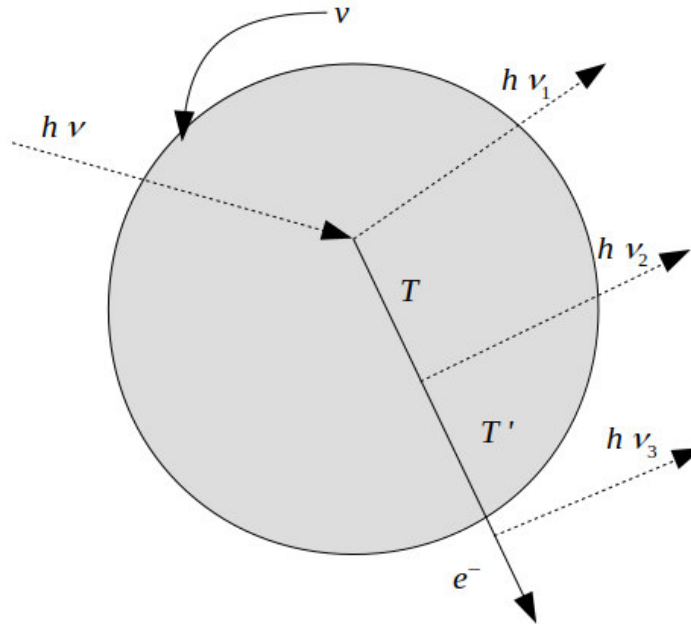


Figura 1.4: Esquema que muestra los conceptos de energía impartida, transferida y transferida neta para el caso de interacciones compton y bremsstrahlung.

Para definir y diferenciar entre la energía impartida, transferida y transferida neta se considera el esquema de la figura 1.4. El esquema describe un fotón, $h\nu$, incidente en una región, v , dentro del volumen irradiado. Por medio del efecto Compton el fotón dispersa un nuevo fotón, $h\nu_1$, e imparte energía cinética T a un electrón de la región. El electrón produce un nuevo fotón, $h\nu_2$, por efecto bremsstrahlung antes de dispersarse fuera de la región, v . Una vez fuera de la región de análisis el electrón emitido genera de nuevo el fotón, $h\nu_3$.

Basándonos en este esquema se define la energía impartida, transferida y transferida neta, respectivamente como:

$$\epsilon = h\nu - (T' + h\nu_1 + h\nu_2) \quad (1.22)$$

$$\epsilon_{tr} = h\nu - h\nu_1 = T \quad (1.23)$$

$$\epsilon_{tr}^n = T - (h\nu_2 + h\nu_3) \quad (1.24)$$

Sin embargo, el esquema planteado en la figura 1.4, no considera la conversión masa-energía resultante de interacciones o decaimiento radiactivo. Por lo tanto, se plantea un esquema

distinto el cual se muestra en la figura 1.5. Donde se resalta el signo del factor Q , el cual es positivo cuando parte de la masa se convierte en energía y es negativo cuando parte de la energía incidente se convierte en masa.

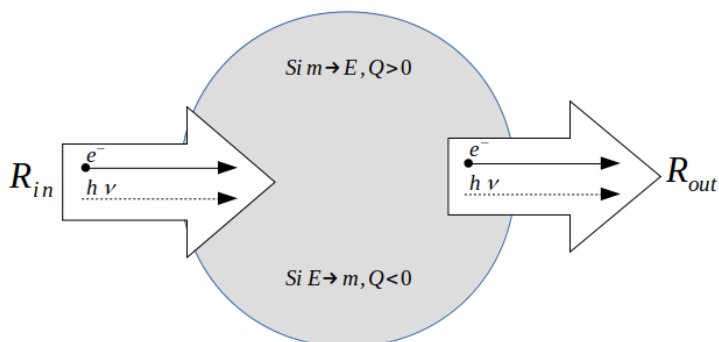


Figura 1.5: Esquema donde se muestra los valores de Q para el caso cuando parte de la materia se convierte en energía y viceversa.

1.4.5. Kerma

Kerma es el acrónimo del inglés *Kinetic Energy Release per unit MAss* y se define como el valor medio de la energía transferida a las partículas cargadas por unidad de masa en el punto de interés. Desde la definición de **energía transferida**, el kerma solo considera la energía de pérdida radiactiva y excluye la transferencia energética entre partículas cargadas.

$$K = \frac{d\bar{\epsilon}_{tr}}{dm} \quad (1.25)$$

Ya que el kerma incluye la energía cinética de las partículas cargadas, esta a su vez puede utilizarse en procesos de colisión, K_c , o radioactivos, K_r . De esta forma, el kerma, K , posee dos componentes:

$$K = K_c + K_r \quad (1.26)$$

- K_c es el **kerma de colisión** que representa el valor medio de la energía transferida neta a las partículas cargadas por unidad de masa, excluyendo la pérdida energética radiactiva y la transferida entre partículas cargadas.

$$K_c = \frac{d\bar{\epsilon}_{tr}^n}{dm} \quad (1.27)$$

De esta forma la energía transferida por el kerma de colisión ocurre en una región muy cercana a las trayectorias de las partículas cargadas liberadas y se realiza principalmente por procesos de excitación e ionización.

- K_r , **kerma radiactivo** representa la energía radiante media emitida de las partículas cargadas liberadas por unidad de masa.

$$K_r = \frac{d\bar{R}_u^r}{dm} \quad (1.28)$$

Al contrario del kerma de colisión, la energía transferida por el kerma radiactivo ocurre en una región lejana a las trayectorias de las partículas cargadas y se realiza por la emisión de fotones.

1.4.6. Dosis Absorbida (D)

La *dosis absorbida* es la razón entre la energía media impartida por la radiación ionizante $d\bar{\epsilon}$ y la masa dm .

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (1.29)$$

La unidad al igual que la *energía específica* es el gray (Gy).

La *dosis absorbida* también puede definirse en función de la *energía específica media*:

$$D = \lim_{m \rightarrow 0} \bar{z} \quad (1.30)$$

de esta forma la relación indica que la *dosis absorbida*, D , es igual al límite de \bar{z} cuando la masa, m , se aproxima a cero.

La *energía específica media* se define como:

$$\bar{z} = \int_0^{\infty} z f(z) dz \quad (1.31)$$

donde $f(z)$ es la densidad de probabilidad que se obtiene al derivar el valor de la función de distribución $F(z)$ con respecto a z . La función de distribución representa la probabilidad de que la energía específica sea igual o menor que z . Para que la función no asigne un valor de energía en el punto $z = 0$, se incluye una componente discreta (delta de Dirac).

1.4.7. Tasa de Dosis Absorbida (\dot{D})

La *tasa de dosis absorbida* expresa la variación de dosis absorbida, dD , en el intervalo de tiempo, dt .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (1.32)$$

\dot{D} se expresa en $\left[\frac{J}{kg \cdot s} \right]$ o $\left[\frac{Gy}{s} \right]$.

1.5. Equilibrio Radiactivo (RE) y de Partículas Cargadas (CPE)

Los conceptos de *equilibrio radiactivo*, RE (por sus siglas en inglés), y *equilibrio de partículas cargadas*, CPE, son de uso típico en física radiológica pues permiten equiparar la dosis, D , a la masa en reposo neta convertida en energía por unidad de masa en el punto de interés y al kerma de colisión, respectivamente.

1.5.1. Equilibrio Radiactivo (RE)

El *equilibrio radiactivo*, RE, se tiene cuando para cada haz de energía radiante incidente sobre un volumen, v , se tiene otro haz de energía radiante idéntico emitido.

En consecuencia se tiene que:

$$\overline{R}_{in} = \overline{R}_{out} \quad (1.33)$$

por lo que se puede reescribir la energía impartida como:

$$\overline{\epsilon} = \overline{\sum Q} \quad (1.34)$$

de esta forma la energía impartida a la materia en el volumen v es igual a la energía media resultante de la conversión masa-energía, producto de las interacciones o decaimientos radiactivos. Excluyendo la energía proveniente de los neutrinos.

Si el volumen v en consideración se reduce en tamaño a un infinitesimal dv , manteniendo la relación no estocástica, alrededor del punto P de interés se puede decir que RE existe en el punto P . De esta forma la dosis absorbida en el punto P está determinada por $D = d\overline{\epsilon}/dm$.

1.5.2. Equilibrio de Partículas Cargadas (CPE)

Un volumen v alcanza el equilibrio de partículas cargadas, CPE, si cada partícula cargada que sale de dicho volumen es reemplazada por una partícula idéntica de la misma energía que ingresa al volumen. De esta forma se tiene:

$$\overline{(R_{in})_c} = \overline{(R_{out})_c} \quad (1.35)$$

es decir, la energía radiante incidente y emitida dependen únicamente del aporte de las partículas no cargadas. Por lo tanto, la **energía impartida** es equivalente a la **energía transferida**:

$$\epsilon = (R_{in})_u - (R_{out})_u + \sum Q = \epsilon_{tr} \quad (1.36)$$

Además, si asumimos que el volumen, v , es suficientemente pequeño para permitir escapar a los fotones producidos por pérdida radiactiva, se tiene:

$$(R_{out})_u = (R_{out})_u^{no-r} + R_u^r \quad (1.37)$$

lo que conduce a que la **energía impartida** tenga la misma magnitud que la **energía transferida neta**. Expresando en función de sus magnitudes medias:

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_{tr}^n \quad (1.38)$$

De esta forma la dosis, D , se equipara al kerma de colisión, K_c , bajo la condición de equilibrio de partículas cargadas.

$$D = \frac{\bar{\epsilon}}{dm} = \frac{\bar{\epsilon}_{tr}^n}{dm} = K_c \quad (1.39)$$

Capítulo 2

CÁLCULO DE DOSIS

2.1. Cálculo de Dosis por Partículas Cargadas en Láminas Delgadas

El cálculo de la dosis absorbida, en el caso más simple, considera un haz de partículas con energía cinética, T_o , perpendicularmente incidente a una lámina suficientemente delgada. La condición de lámina suficientemente delgada se cumple cuando: (1) el poder de frenado en el medio permanece prácticamente invariante y depende solo de la energía cinética, T_o ; (2) la energía procedente de los rayos δ es despreciable y (3) la dispersión de las partículas incidentes es mínima.

La primera condición permite establecer la pérdida de energía, debido a interacciones de colisión para una fluencia Φ con energía T_o que atraviesa perpendicularmente una lámina de grosor ρl , de la siguiente forma:

$$E = \Phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho l \left[\frac{MeV}{cm^2} \right] \quad (2.1)$$

donde:

$\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c$ es el poder de frenado de la lámina que ha sido evaluado para la energía T_o .

ρl es la longitud de la trayectoria de la partícula a través de la lámina.

La segunda condición, garantiza la existencia de equilibrio de partículas cargadas, CPE. Bajo la condición de equilibrio la energía perdida por las partículas es la energía impartida, por lo tanto la dosis absorbida se define como:

$$D = \frac{\Phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \rho l}{\rho l} = \Phi \left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c [Gy] \quad (2.2)$$

Para finalizar, la tercera condición permite establecer que si la dispersión de las partículas es mínima no existe una variación significativa en el poder de frenado. Entonces, la dosis en la lámina no depende del grosor de la misma.

2.2. Cálculo de Dosis por Electrones

La generalización del modelo de cálculo de dosis en láminas delgadas para láminas de cualquier grosor con radiación incidente de electrones no es trivial. Los electrones, a diferencia

de otras partículas cargadas como los protones, debido a su masa tienden a presentar un mayor grado de dispersión. Por lo tanto, la energía de las partículas retrodispersadas ya no se puede considerar como despreciable. Además, la consideración de que la energía que proviene de los rayos δ sea despreciable implica que existe una suerte de CPE, lo cual tampoco se tiene en el caso de los electrones.

2.2.1. Retrodispersión de partículas

El efecto de retrodispersión en el cálculo de dosis no es despreciable cuando de partículas cargadas ligeras se trata, como es el caso de los electrones. La dispersión de los electrones debido a interacciones principalmente nucleares es una importante causa de la reducción de dosis en materiales gruesos, de Z alto y energía cinética baja, E_{ki} . [7, 8]

Cuando los electrones inciden en una lámina delgada, la retrodispersión es igualmente probable que ocurra en cualquier capa infinitesimal de la lámina, por lo que no se requiere de un factor de corrección en la determinación de la dosis. De hecho, se puede asumir que la retrodispersión ocurre en el plano de la mitad de la lámina. La distribución de energía es mayor cerca a la superficie de incidencia, pero la dosis absorbida promedio es constante a lo largo de toda la lámina.

Para el caso de una lámina gruesa es necesario conocer la fracción de fluencia de energía que es redireccionada. Esta fracción es llamada coeficiente de retrodispersión de energía electrónica, $\eta_e(E_{ki}, Z, \infty)$. La medición de η_e se la realiza por medio de calorimetría, al contrastar el flujo de energía incidente con el calor medido en el punto de interés.

Aunque no se tiene una expresión explícita para la determinación de η_e , la misma puede ser aproximada a partir del número de electrones retrodispersados. La fracción del número de partículas perpendicularmente incidentes que son retrodispersadas por una lámina es representado por el coeficiente de retrodispersión, $\eta(E_{ki}, Z, \infty)$. Para energías de $1 - 22(\text{MeV})$, $Z \leq 6$ y $Z/E_{ki} \leq 2(\text{MeV})^{-1}$ la expresión de η , determinada por [9], es:

$$\eta(E_{ki}, Z, \infty) = 1,28e^{-11,9Z^{-0,65}(1+0,103Z^{0,37}E_{ki}^{0,65})} \quad (2.3)$$

La figura 2.1 evidencia la dependencia de η con respecto a la energía cinética inicial E_{ki} y al número Z del material. De esta forma, materiales de alto número Z y radiación de baja energía E_{ki} presentan un alto valor η , el mismo que disminuye a medida que la energía E_{ki} aumenta.

La estimación de η_e a partir de η obedece al hecho de que los electrones poseen menos energía cuando son retrodispersados que cuando inciden sobre la lámina. De esta forma la fracción η constituye el límite máximo que puede llegar a tomar el valor de η_e . Esto se verifica

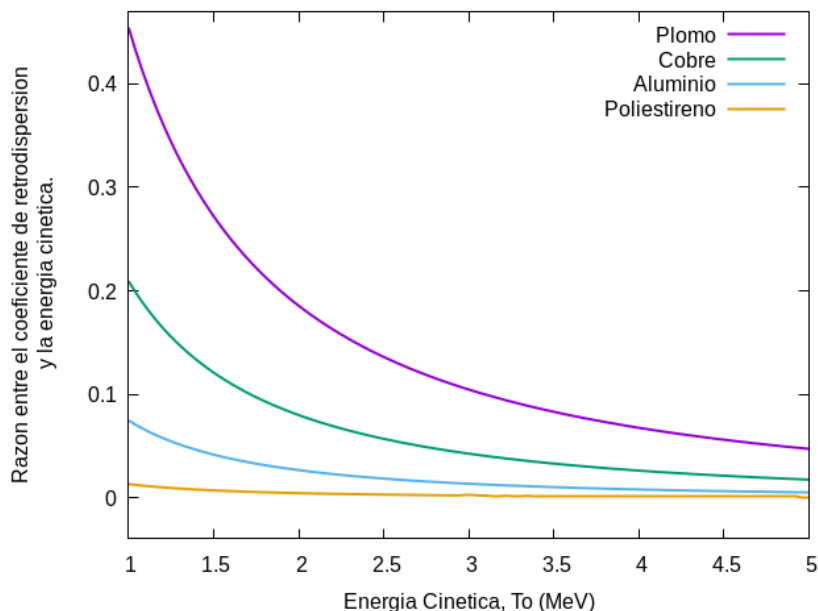


Figura 2.1: Fracción η del número de partículas perpendicularmente incidentes que son retrodispersadas en una lámina infinitamente gruesa (grosor $= > t_{max}/2$). Datos mostrados para poliestireno, aluminio, cobre y plomo; muestran la dependencia de η con el número Z del material y con la energía E_{ki} .

experimentalmente. Por ejemplo, para electrones de energía $1(MeV)$ incidentes en Pb se tiene $\eta_e = 0,34$ mientras que el valor teórico del coeficiente de dispersión, mostrado en la figura 2.1, es $\eta = 0,45$. Estos datos muestran que η_e constituye alrededor del 75 % del valor de η , sin embargo este valor decrece al 58 % cuando la energía E_{ki} aumenta a $3(MeV)$.

Además, autores como Tabata en su trabajo [9], muestra que para materiales con $Z = 29, 47, 79$ y una energía fija de E_{ki} . Se tiene que, la razón entre η_e y η se incrementa continuamente hasta una profundidad de $t_{max}/2$ y que toma un valor mayor a 0,5 para $t_{max}/4$. Mostrando que las capas de material más cercanas a la superficie de incidencia tienen un mayor efecto sobre la retrodispersión que las capas más internas y que el proceso no está limitado a una delgada capa superficial.

2.2.2. CPE en Radiación de Electrones

Las partículas cargadas pesadas (protones, partículas alfa, etc.) que inciden en un material con la energía suficiente para que las interacciones nucleares sean mínimas ó despreciables, poseen una distribución de dosis acorde a la forma de la curva de Bragg. La curva de Bragg representa la tasa de energía pérdida o transferencia de energía lineal (LET) en función de la distancia de penetración de las partículas incidentes.

La pérdida de energía representada en la curva de Bragg es caracterizada por el cuadrado

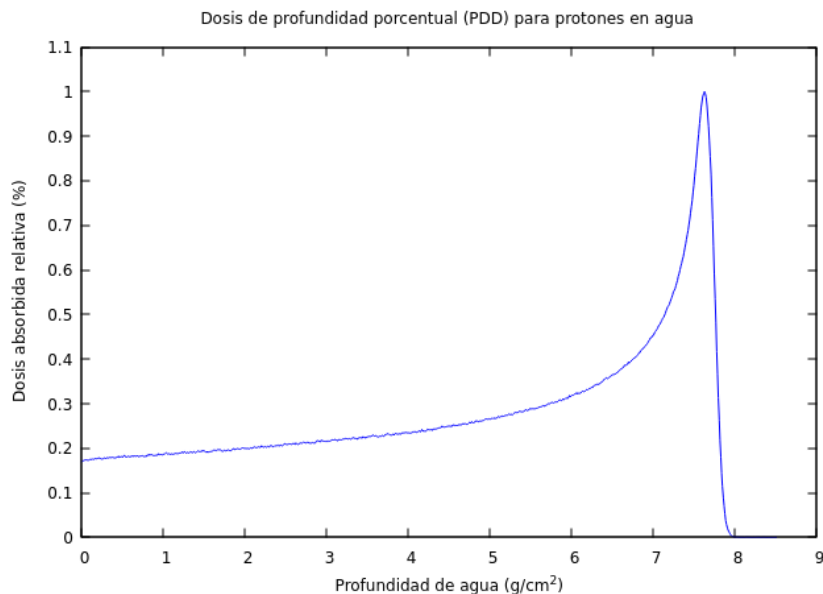


Figura 2.2: Dosis relativa vs. profundidad en agua para un haz de protones de 100 MeV incidiendo paralelamente al eje principal de un cilindro de agua de radio 5 cm y 10 cm de altura. Se muestra el pico de Bragg ubicado entre los 7 y 8 g/cm².

del número atómico, Z y el inverso cuadrado de la velocidad del proyectil, β^{-2} . De tal forma que, si la partícula transfiere la mitad de su energía cinética inicial en una distancia x dentro del medio incidente, la otra mitad de energía la transfiere en una distancia aproximadamente igual a un tercio de x ; creando una acumulación energética al final de la trayectoria conocido como pico de Bragg, ver figura 2.2. La localización de energía en una zona reducida al final de la trayectoria de las partículas cargadas incidentes en un medio, permitió que Raju propusiese la irradiación con partículas cargadas como alternativa en el tratamiento de tumores.

A diferencia de los protones o iones, al poseer menor masa, los electrones se dispersan en mayor grado y no presentan un marcado pico de Bragg cerca del final de su trayectoria. Por el contrario, la máxima transferencia energética se alcanza alrededor de la mitad de la máxima profundidad de penetración. Ver figura 2.3. El impacto de la dispersión múltiple de electrones es tal que, a pesar de que la energía decrece en forma aproximadamente lineal a medida que la profundidad aumenta, la fluencia de electrones en función de la profundidad no se puede estimar fácilmente.

La dificultad al estimar la fluencia de electrones para cualquier punto dentro del medio irradiado conlleva a que el cálculo de dosis sea realizado a través de cálculos de transporte de radiación. De igual manera, la medición de dosis en un medio se realiza insertando un pequeño sensor o sonda en el punto de interés. Sin embargo, la sola presencia del sensor crea una pequeña cavidad distinta al medio, alterando la dosis en el punto de medición, este problema es abordado

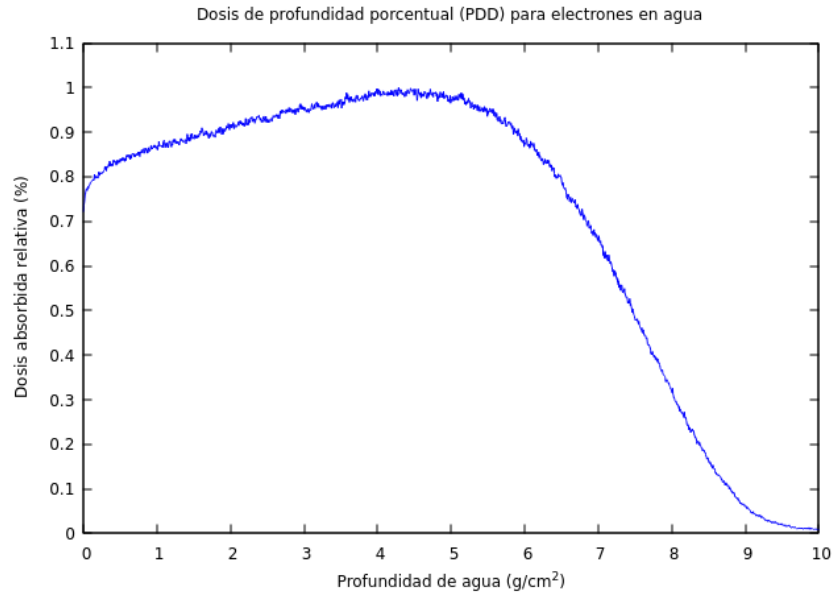


Figura 2.3: Dosis relativa vs. profundidad en agua para un haz de electrones de 18 MeV incidiendo paralelamente al eje principal de un cilindro de agua de radio 5 cm y 10 cm de altura. Se muestra que la mayor concentración de dosis se ubica a la profundidad de 4 y 5.5 g/cm².

a partir de la teoría de cavidad.

2.2.2.1. Características de la radiación de electrones

La radiación de electrones tiene varias características y algunas de estas se muestran en la figura 2.4. [10, 11]

Los elementos característicos más comunes son:

- **Energía más probable:** E_p Es la energía cinética que poseen la mayoría de electrones incidentes en la superficie del fantoma.
- **Energía media:** E_o Es la energía cinética promedio de los electrones incidentes en la superficie del medio irradiado (generalmente un paciente). Esta energía es ligeramente menor a E_p .
- **Energía a la profundidad z :** E_z Es la energía cinética promedio de los electrones incidentes a la profundidad z , en el medio irradiado.
- **Rango:** R El rango es la profundidad, en el medio, a la cual los electrones incidentes han perdido toda su energía cinética.

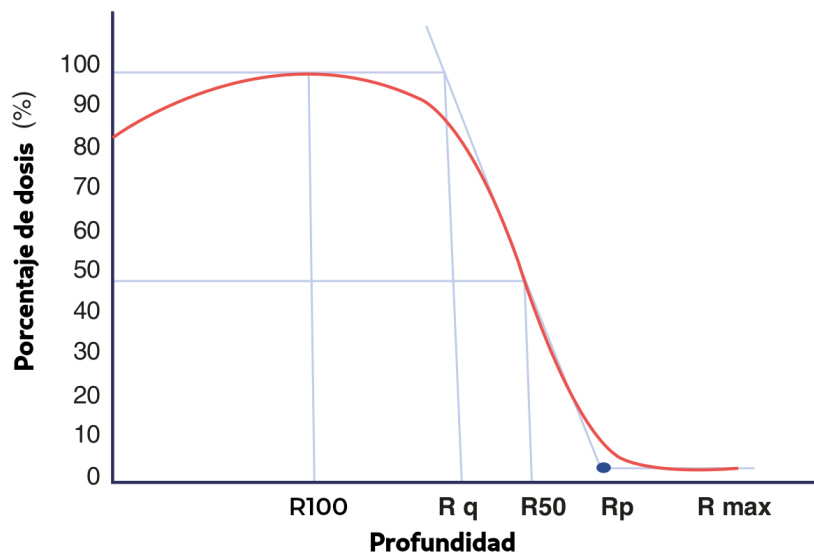


Figura 2.4: PDD para un haz de electrones donde se muestran los principales puntos característicos.

- **Rango práctico:** R_p Está determinado por la intersección entre la extrapolación de la recta de bremsstrahlung y la recta tangente de la caída de dosis. El cuadro 2.1 muestra un estimado de los porcentajes de energía bremsstrahlung en función de la energía de los electrones.[2, 11, 12]

Energía de los electrones incidentes (MeV)	Producción Bremsstrahlung
6 - 10	0.5 - 1 %
12 - 15	1 - 2 %
16 - 20	2 - 5 %

Cuadro 2.1: Porcentaje de producción bremsstrahlung en función de la energía de los electrones incidentes.

- **Rango máximo:** R_{max} Representa la máxima penetración de los electrones en el medio y corresponde al punto donde la cola de bremsstrahlung se interseca con el eje horizontal.
- R_q : Profundidad a la que el nivel de dosis máximo se interseca con la recta tangente de la caída de dosis.
- R_{90} , R_{80} , R_{50} : Profundidad donde el perfil de dosis, más allá del máximo valor, alcanza los valores de dosis del 90 %, 80 % y 50 %, respectivamente.
- R_{100} o Z_{max} : Es la profundidad donde el perfil de dosis alcanza su máximo valor.

- **Región de Build-up:** Es la región entre la superficie del fantoma y la profundidad de máxima dosis.

Algunas de estas características pueden ser estimadas de la siguiente forma [11]:

- $R_{100} = \frac{E}{4} [cm]$
- $R_{90} = \frac{E}{3,2} [cm]$
- $R_{80} = \frac{E}{2,8} [cm]$
- $R_{50} = \frac{E}{2,33} [cm]$
- **Rango práctico:** $R_p = \frac{E}{2} [cm]$
- **Energía media:** $E_o = 2,33 \times R_{50} [MeV]$
- **Energía más probable:** $E_p = 0,22 + 1,98R_p + 0,0025R_p^2 [MeV]$
- **Energía a la profundidad z :** $E_z = E_o(1 - \frac{z}{R_p}) [MeV]$

donde: E es la energía nominal de radiación.

2.3. Teoría de la Cavidad

La teoría de la cavidad aborda el problema de determinar la dosis en un punto dentro de un medio irradiado, insertando una pequeña sonda o dosímetro en el punto de interés. Sin embargo, la dosis medida por la sonda difiere de la dosis absorbida que tendría el medio en dicho punto, si no se hubiese introducido la sonda. Esto se debe a que la sonda posee una composición distinta al medio, afectando el comportamiento de la radiación incidente a lo largo de su trayectoria. Determinar la dosis absorbida en el medio a partir de la dosis medida del sensor, constituye el objetivo de la teoría de la cavidad. [13]

W. H. Bragg y L. H. Gray relacionaron la dosis medida por el sensor D_c y la dosis del medio D_m , bajo la condición de equilibrio. Las ecuaciones para las dosis D_c y D_m y los respectivos esquemas se muestran en la ecuación 2.4 y la figura 2.5, respectivamente.

$$D_m = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_m \right]_T \quad D_c = \Phi \left[\left(\frac{dT}{\rho dx} \right)_c \right]_T \quad (2.4)$$

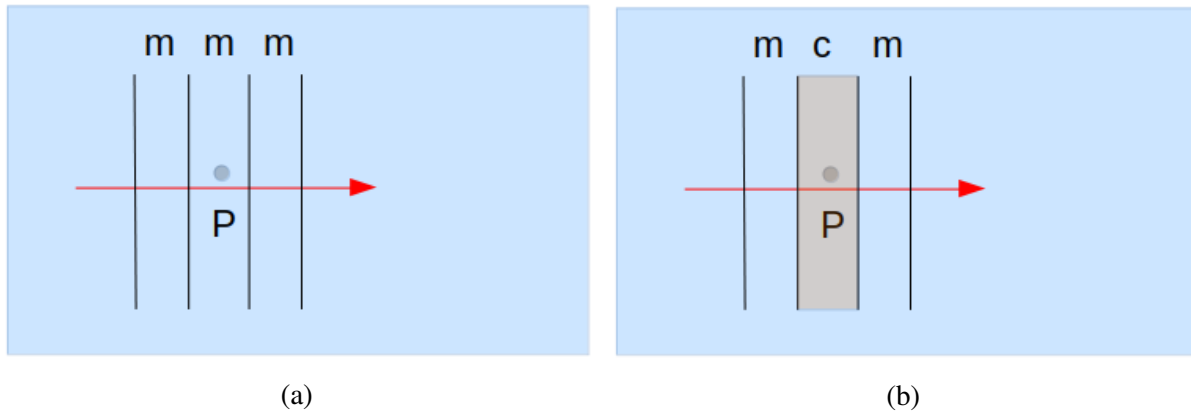


Figura 2.5: (a) Esquema que muestra el punto P de interés dentro del medio m donde se mide la dosis absorbida. (b) Esquema que muestra el punto P de interés, pero una vez que se ha introducido la sonda en el medio.

Considerando una fluencia de partículas Φ constante. Es decir, que la retrodispersión en la interfaz de los medios no aporta significativamente a la variación de Φ . La razón entre las dosis de los dos medios se puede escribir como:

$$\frac{D_m}{D_c} = \frac{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_m}{\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c} \quad (2.5)$$

La ecuación 2.5 constituye la base de la teoría de cavidad de Bragg-Gray. De hecho, Gray utilizó como sensor una cavidad de gas, de ahí el nombre "teoría de la cavidad".

Sin embargo, para que la ecuación 2.5 se cumpla deben satisfacerse dos condiciones: (1) el tamaño de la cavidad debe ser lo suficientemente pequeño en comparación al rango de las partículas de tal forma que su presencia no perturbe el campo de las partículas cargadas y (2) la dosis absorbida en la cavidad debe ser totalmente depositada por las partículas cargadas que la atraviesan.

Es decir, la primera condición exige que la longitud media de la trayectoria de las partículas al atravesar la cavidad sea la misma que si la cavidad estuviese compuesta del mismo material del medio, para ello las propiedades de dispersión del medio y la cavidad deben ser muy similares. Además, se asume que las partículas que inciden en la cavidad no se detienen en ella. Por otra parte, la segunda condición es complicada de cumplirse para partículas pesadas como neutrones debido a su gran sección eficaz de interacción; incluso las partículas cargadas secundarias como protones y α poseen un menor rango que los electrones secundarios. Por lo tanto, para partículas pesadas, como los neutrones, la segunda condición presenta dificultad

para ser satisfecha y para partículas livianas, como los electrones, la dificultad se presenta en la primera condición.

Al cumplirse las condiciones establecidas por la teoría de Bragg-Gray, la relación de dosis en medios adyacentes mostrada en 2.5 se cumple para cada componente monoenergético que atraviesa la cavidad. Para el caso más general, de una distribución energética se recurre al correspondiente valor del poder de frenado medio. En el caso de la cavidad se tiene:

$$\bar{S}_c = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{dT}{\rho dx} \right) dT}{\int_0^{T_{max}} \Phi_T dT} = \frac{D_c}{\Phi} \quad (2.6)$$

y para el medio:

$$\bar{S}_m = \frac{\int_0^{T_{max}} \Phi_T \left(\frac{dT}{\rho dx} \right) dT}{\int_0^{T_{max}} \Phi_T dT} = \frac{D_m}{\Phi} \quad (2.7)$$

De esta forma la relación 2.5 se reescribe:

$$\frac{D_m}{D_c} = \frac{\bar{S}_m}{\bar{S}_c} \cong \bar{S}_c^m \quad (2.8)$$

y la dosis en el medio, D_m , es:

$$D_m = D_c \bar{S}_c^m \quad (2.9)$$

La teoría de cavidad de Bragg-Gray, expresada en la ecuación 2.9, puede ser aplicada a “cavidades” sólidas o líquidas con la finalidad de determinar el valor de dosis en el medio, D_m , a partir de la medición de D_c . Siempre y cuando se pueda medir D_c de alguna manera eficiente y se satisfaga las condiciones impuestas, es decir cavidades o detectores pequeños en comparación al rango de las partículas. Para detectores de mayor tamaño se debe introducir el factor de corrección por perturbación de la fluencia, $P_{m,c}$, ya que los campos de radiación presentan una variación de la fluencia en función de la profundidad.

Tomando la razón entre la dosis absorbida del detector y la dosis absorbida en el medio, se define el poder de frenado efectivo, f_m^c , o factor f .

$$f_m^c = \frac{\bar{D}_c}{D_m} \quad (2.10)$$

El factor f depende de parámetros como: variación de la fluencia, tamaño y densidad del detector, entre otros. Sin embargo, una teoría general de la cavidad debe ser capaz de obtener el poder de frenado efectivo independientemente de las características de la cavidad y del tipo de radiación.

2.3.1. Teoría de la Cavidad de Burlin para electrones

Burlin desarrolló la expresión para electrones a partir su teoría general para fotones. Bajo la consideración que dentro de la cavidad no se generaban electrones secundarios a partir de los electrones primarios. Burlin eliminó el término que consideraba esto de su teoría para fotones. De esta forma el factor f puede ser escrito como:

$$f = dS_m^c \quad (2.11)$$

donde S_m^c es la razón de poder de frenado másico de colisión de la cavidad al medio calculado según la teoría de Spencer-Attix. Por otra parte, según Burlin d se calcula en la misma forma que para el caso de los fotones y representa un factor de ponderación que considera el decrecimiento del espectro de electrones del medio dentro de la cavidad, asumiendo una atenuación exponencial.

$$d = \frac{1 - e^{-\beta g}}{\beta g} \quad (2.12)$$

d se expresa en función del coeficiente de absorción másico de electrones, β , y la longitud media transversal de la cavidad, g .

La aproximación de Burlin es válida para medios de Z alto y electrones de baja energía. Es decir, escenarios donde los electrones sufren de mucha dispersión.

2.3.2. Aproximación de Almond y McCray

A partir de la expresión de Burlin para fotones, Almond y McCray consideraron la producción de los rayos delta dentro de la cavidad. Para ello, añadieron un término (ad hoc), que permita considerar la contribución de los electrones secundarios en la cavidad, a la expresión del factor f de Burlin de electrones. [14]

$$f = dS_m^c + (1 - d) \left(\frac{Z}{A} \right)_m^c \quad (2.13)$$

donde: $\left(\frac{Z}{A} \right)_m^c$ representa la razón de las densidades electrónicas de la cavidad con respecto al medio.

A pesar de que se ha reportado una buena correlación con datos experimentales, sobre todo para el caso de poliestireno con cavidades de LiF , CaF_2 o LiB_2O_4 en un rango energético de 6-35 MeV . La aproximación ha sido ampliamente discutida sobre todo por el hecho de que el término introducido no considera la falta de equilibrio electrónico.

2.3.3. Aproximación de Holt y colaboradores

La aproximación del equipo liderado por Holt plantea un factor f que considera la diferencia en las propiedades de dispersión electrónica entre el medio y la cavidad.

El espectro energético entre el medio y la cavidad en primera aproximación puede ser escrito como:

$$\frac{\Psi_m}{\Psi_c} = l_c S_c^m + (1 - l_c) \quad (2.14)$$

donde $(1 - l_c)$ representa el decaimiento del espectro energético dentro de la cavidad y l_c representa la fracción de energía absorbida dentro de la cavidad. Por lo tanto, el máximo valor del espectro energético dentro de la cavidad es $l_c S_c^m$.

De esta forma, el poder de frenado efectivo o factor f definido por Holt es [15]:

$$f = S_c^m [1 + l_c (S_c^m - 1)] \quad (2.15)$$

donde:

$$l_c = \frac{\langle X \rangle}{R_{max}} \leq 1 \quad (2.16)$$

de tal forma que $\langle X \rangle$ es el camino medio recorrido por los electrones dentro de la cavidad y R_{max} es el rango máximo tomado de los cálculos realizados por Berger y Seltzer; la selección del rango máximo por sobre el rango práctico es una cuestión de conveniencia.

La longitud de camino medio recorrido en la cavidad $\langle X \rangle$ depende del grosor t , densidad ρ y la raíz del ángulo medio cuadrático de dispersión, θ_{rms} :

$$\langle X \rangle = t \rho \sec \theta_{rms} \quad (2.17)$$

Por otra parte θ_{rms} es calculado por medio de la aproximación de Rossi. La cual expresa θ_{rms} en función de la energía inicial de los electrones T_o (en MeV):

$$\theta_{rms} = \frac{180}{\pi} \frac{(21)}{T_o} \left(\frac{l}{X_o} \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

donde: l es la longitud del medio antes de alcanzar la cavidad y X_o la longitud de radiación que según los cálculos de Rossi para el caso de electrones toma el valor de $37,1cm$. Cabe mencionar que la longitud de camino medio $\langle X \rangle$ fue calculada para geometrías planas ortogonalmente ubicadas al eje central del haz incidente, siendo válida para cilindros y esferas.

2.3.4. Aproximación de Fregene

La aproximación planteada por Fregene surge de mediciones experimentales de la profundidad de dosis y de la región de build-up, para electrones secundarios, en distintos medios. Aunque su trabajo no ha sido publicado, sus resultados conducen a la conclusión de que el poder

de frenado másico varía linealmente con el grosor de la cavidad para profundidades menores a la del equilibrio de los electrones secundarios, $r_e(R_{100})$. El valor de r_e o R_{100} corresponde a la profundidad de máxima dosis en agua para la energía de radiación correspondiente.

De esta forma el poder de frenado efectivo se define como:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{S_m^c} + \left(1 - \frac{1}{S_m^c}\right) \frac{x}{r_e} \quad (2.19)$$

para cuando el grosor del detector x es menor que r_e .

Además, la aproximación de Fregene no solo abarca la dosimetría de electrones sino también la de fotones de alta energía. [16]

2.3.5. Aproximación de Ogunleye-Paliwal

Ogunleye y Paliwal también partieron de la teoría general de fotones de Burlin, la cual define el poder de frenado efectivo como [17]:

$$f = (Z/A)_m^c \left\{ \left[1 + d[(Z/A)_c^m S_m^c - 1] \right] + (1 - d) \left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_m^c (Z/A)_c^m - 1 \right] \right\} \quad (2.20)$$

donde el primer término representa los electrones generados en el medio y el segundo término los electrones generados en la cavidad como resultado de la interacción de los fotones.

La primera modificación a la teoría general de fotones de Burlin planteada por Ogunleye-Paliwal consiste en limitar el ancho de la cavidad del detector, x , a una distancia menor que la longitud de radiación, X_o . Además, para longitudes de x cercanas a X_o se establece que $\frac{D_c}{D_m} \approx 1$. De esta forma el factor f está determinado por:

$$f = (Z/A)_m^c \left\{ \left[1 + d[(Z/A)_c^m S_m^c - 1] \right] + (1 - d) \left[(Z/A)_c^m - 1 \right] \right\} \quad (2.21)$$

La segunda modificación planteada, surge al considerar una desaceleración continua de los electrones incidentes. Por lo tanto, el factor f que es proporcional a la dosis en los dos medios, está en función de la raíz del ángulo cuadrático medio de dispersión. Dicho ángulo a su vez es resultante de la penetración, x , de los electrones en el medio y la cavidad. En este sentido, se tiene:

$$f \propto \frac{[\sec \theta_{rms}(x)]_e}{[\sec \theta_{rms}(x)]_m} = \Sigma_m^c \quad (2.22)$$

Para finalizar, Ogunleye y Paliwal basándose en datos experimentales de dosis en función de la profundidad, determinaron que el factor de ponderación d presenta un comportamiento

lineal para la región inicial de build-up antes de la profundidad de máxima dosis, R_{100} . Contrastando con el carácter exponencial para d planteado por Burlin. De esta forma el parámetro de ponderación puede ser escrito como:

$$d = 1 - \frac{x}{R_{100}} \quad (2.23)$$

Introduciendo 2.22 en 2.21 y simplificando la expresión:

$$\begin{aligned} f &= (Z/A)_m^c \Sigma_m^c \{ [1 + d[(Z/A)_c^m S_m^c - 1]] + (1 - d) [(Z/A)_c^m - 1] \} \\ f &= (Z/A)_m^c \Sigma_m^c \{ 1 + d(Z/A)_c^m S_m^c - d + (Z/A)_c^m - 1 - d(Z/A)_c^m + d \} \\ f &= \Sigma_m^c \{ 1 + dS_m^c - d \} \end{aligned}$$

Así, el poder de frenado efectivo planteado por Ogunleye-Paliwal es:

$$f = \Sigma_m^c [dS_m^c + (1 - d)] \quad (2.24)$$

Capítulo 3

METODOLOGÍA

3.1. Software Monte Carlo: Fluka

El presente trabajo fue desarrollado con el software de simulación Monte Carlo: Fluka, el cual está basado en la técnica esteocástica Monte Carlo que permite aproximar soluciones de la ecuación de transporte de Boltzman utilizando la aproximación de Molière-Bethe. Fluka es un software escrito en Fortran con un tamaño de 25 MB correspondiente a 540 000 líneas del código principal y 60 000 líneas de código auxiliar utilizado para generar y comprobar los archivos de datos necesarios para su normal funcionamiento.

La historia de Fluka se remonta a 1962-1967 en los laboratorios del CERN. Durante este periodo de tiempo Johannes Ranft, mientras trabajaba investigando casadas de hadrones bajo la guía de Hans Geibel y Lothar Hoffmann, escribió el que sería el primer código de transporte Monte Carlo para hadrones de alta energía. De esta forma nace Fluka, cuyo nombre es un acrónimo del alemán **FL**Uktuierende **KA**skade que significa “cascada fluctuante” haciendo referencia al objetivo de simular la fluctuación hadrónica en un proceso de cascada.

La evolución de Fluka se ha desarrollado en 3 etapas bien definidas: La primera (1962-1978), basada en el código implementado por Ranft para el diseño de blindajes para protones de energía de alrededor de 300 GeV. Este primer código poseía una implementación muy básica para calcular la pérdida de energía por ionización y múltiple dispersión de Coulomb. Su configuración limitaba el cálculo a partículas con energías mayores a 50 MeV y las únicas cantidades medibles fueron la densidad de partículas y la energía depositada. La segunda generación de Fluka (1978-1988) comprende un rediseño del código con el aporte no solo de especialistas del CERN sino también de la Universidad de Tecnología de Helsinki y de la Universidad Leipzig. Algunas características de esta versión fue la introducción de un nuevo generador de quarks, se implementó el trabajo con materiales compuestos y se permitió el diseño de geometrías en coordenadas rectangulares y esféricas. Las magnitudes medibles en la segunda versión de Fluka fueron la deposición de energía, densidad de partículas y distribución angular. Para finalizar, la tercera y actual versión (1989-presente) nace en respuesta a la nueva generación de colisionadores con mayores energías (TeV) y sensores más sofisticados. Debido a esto Fluka se ve obligado a modificar su código de tal manera que: mejore su capacidad de manejar un mayor número de multiplicidades, permita la interacción con campos magnéticos fuertes, analice la deposición energética en pequeñas cavidades, considere efectos altamente energéticos y permita interacciones neutrónicas de baja energía. Para cumplir estas exigencias,

la actualización de Fluka debió convertir el software de simulación de hadrones a uno de simulación multi-partículas. La idea inicialmente presentada por A. Ferrari no fue bien acogida por parte del CERN, quien prefirió dar soporte a su código multi-partículas, Geant. De esta forma Fluka dejó de tener soporte de parte del CERN y pasó a ser totalmente administrado por el Instituto Nacional de Física Nuclear italiano (INFN, por sus siglas en italiano). Actualmente Fluka soporta al rededor de 60 partículas entre hadrones, leptones, fotones, partículas cargadas (iones) e interacciones nucleares. [18, 19]

En lo concerniente al transporte de leptones, como es el caso de electrones, Fluka es posiblemente el único software que permite la simulación de toda la gama de interacciones y procesos de dispersión en un rango energético desde 1 keV a 1 PeV. La versatilidad de Fluka se debe a su algoritmo basado en la aproximación de Molière para la ecuación de transporte de Boltzman.

3.1.1. Ecuación de transporte de Boltzmann

En el marco del cálculo de dosis, aproximar la solución de la ecuación de transporte de Boltzmann es el procedimiento común entre los distintos programas computacionales. La principal diferencia entre los programas de simulación es el uso de distintas aproximaciones para abordar, desde el uso de métodos numéricos, el problema de la ecuación de transporte.[18, 20, 21]

La ecuación de transporte de Boltzmann a pesar de ser desarrollada en un principio para gases, ha sido ampliamente aplicada a un sin número de problemas de transporte de partículas en diversos campos de estudio [22]. De hecho, la ecuación de Boltzmann se ha convertido en el corazón de la teoría de transporte en sólidos [23], debido en gran parte a su versatilidad, pues es una ecuación de continuidad para la densidad de partículas [24].

La deducción de la ecuación de Boltzmann puede realizarse en dos formas distintas [24]. La primera y más común, a breves rasgos, posee un fuerte carácter matemático y consiste en la integración de la ecuación de Liouville [25], la cual describe la densidad de N-partículas en un espacio multidimensional (> 6). Siguiendo este camino se obtiene que la densidad de N partículas depende de la densidad de N+1 partículas, formando de esta manera un sistema de ecuaciones acopladas denominado acople BBGKY [24, 26]. Para determinar una solución se suele hacer varias aproximaciones a la forma de la densidad de las partículas[24, 27].

La segunda forma de deducción, la cual se aborda en mayor detalle, al contrario de la anteriormente mencionada resalta consideraciones físicas. La deducción parte del Hamiltoniano

de un conjunto de partículas no interactuantes en presencia de un potencial externo:

$$H = \sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} - V_{ext}(\mathbf{r}_i, t) \quad (3.1)$$

Asumiendo que el conjunto de partículas es no interactuante se obtienen dos conclusiones: la primera, es que se puede aproximar la función de distribución de N partículas como el producto de N funciones de distribución de una partícula $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$. La segunda, implica que el flujo de densidad sea incomprensible, es decir, el volumen ($d\mathbf{r}d\mathbf{p}$) en el espacio de fase que corresponde al número de partículas permanece invariante. Por lo tanto para n dimensiones se tiene:

$$\begin{aligned} \frac{df(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt} &= 0 \\ \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial r_i} \frac{\partial r_i}{\partial t} + \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial p_i} \frac{\partial p_i}{\partial t} \right) &= 0 \\ \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \frac{d\mathbf{p}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) &= 0 \end{aligned} \quad (3.2)$$

Por otra parte, a través de las ecuaciones de movimiento de Hamilton:

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} \quad ; \quad \dot{\mathbf{p}}_i = -\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} \quad (3.3)$$

Reemplazando el hamiltoniano (3.1) en (3.2), se obtiene:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \nabla_{\mathbf{r}} V_{ext}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = 0 \quad (3.4)$$

De esta forma, la relación (3.4) constituye la ecuación de transporte para partículas no interactuantes, sometidas a un potencial externo V_{ext} que generalmente es un potencial periódico (transporte en sólidos). Para incluir la interacción de partículas, sin pérdida de generalidad, se modifica la parte derecha de (3.4) de tal forma que la variación del volumen en el espacio de fase es igual a la diferencia entre la tasa de “producción” y la tasa de “destrucción”. [28]

$$\frac{df(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt} = \text{“producción”} - \text{“destrucción”} \quad (3.5)$$

La tasa de “producción” considera aquellas partículas cuya función de distribución en el espacio de fase inicialmente fuera del volumen ingresan al volumen en cuestión, debido alguna

interacción. En otras palabras y desde una perspectiva fuera del espacio de fase, la tasa de “producción” es la medida de las partículas que ingresan al flujo $\frac{df(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{dt}$. Por otra parte y de manera antagónica, la tasa de “destrucción” considera aquellas partículas cuya función de distribución en el espacio de fase inicialmente dentro del volumen en cuestión, lo abandonan.

Cabe notar que en el caso de que la tasa de “producción” y “destrucción” sean iguales, la variación de la función de densidad es constante. Por lo que, el estudio de partículas no interactuantes es una particularidad.

La forma matemática de la tasa de “producción” y “destrucción” son semejantes y para m procesos de interacción considerados se tiene:

$$\text{producción / destrucción} \propto \sum_{n=1}^m \sigma_n(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (3.6)$$

Donde σ_n es la sección eficaz del proceso físico que media la interacción entre las partículas con funciones de distribución f_i y f_j . La constante de proporcionalidad, generalmente, es la densidad de partículas n .

Finalmente, reemplazando la ecuación (3.6) en (3.5) se obtiene la ecuación de transporte de Boltzman (3.7).

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \nabla_{\mathbf{r}} V_{ext}(\mathbf{r}, t) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = n \sum_{n=1}^m \sigma_n(\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j) f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (3.7)$$

La ecuación (3.7) ha sido obtenida de forma general. Tanto el potencial como los procesos físicos de interacción (secciones eficaces) dependen del campo y parámetros de estudio.

Como se ha mencionado y se puede apreciar la ecuación (3.7) es una ecuación de continuidad, fuera del estado de equilibrio e integro-diferencial multi-dimensional que en general posee > 6 dimensiones. Desafortunadamente no existe solución analítica. Es por tal razón que se recurre a un esquema de resolución numérico, fundamentado principalmente en métodos esteocásticos como el método Monte Carlo. Por lo tanto, los resultados requieren de un proceso de validación y delimitación del rango de aplicabilidad.[29-31]

3.1.2. Aproximación Molière-Bethe

Como se ha mencionado previamente, el grado de complejidad de la ecuación de transporte de Boltzmann ha motivado el uso de técnicas numéricas con la finalidad de obtener soluciones

aproximadas. Sin embargo, la aplicación de estas técnicas numéricas no es directa. La limitación en recursos computacionales obliga a realizar ciertas consideraciones y aproximaciones sobre dicha ecuación.

De las diferentes aproximaciones a la ecuación de Boltzmann para el transporte de electrones, resaltan por su alto grado de similitud cuatro de ellas. Las cuales son aquellas desarrolladas por Molière [32], Snyder y Scott [33], Goudsmit y Saunderson [34, 35] y finalmente la de Lewis [36].

Las aproximaciones descritas por Molière y Snyder-Scott consideran los ángulos de dispersión pequeños de tal forma que la función de distribución de las partículas puede representarse como una expansión en funciones de Bessel. Por el contrario, el amplio trabajo de Goudsmit y Saunderson considera todo valor de ángulo de dispersión, representando la función de distribución como una expansión de polinomios de Legendre. En última instancia y a diferencia de los tres trabajos anteriores, Lewis parte de la expansión en polinomios de Legendre y tomando el límite menor sobre el ángulo concluye en la expansión en funciones de Bessel, estableciendo de esta forma la conexión entre los tres trabajos.

Otra ventaja de los trabajos de Molière y Snyder-Scott es que no realizan mayores conjeturas sobre las secciones eficaces. En ambas teorías la dispersión debido al apantallamiento atómico es representada por un solo parámetro conocido como el ángulo crítico, χ_a . Sin embargo, el cálculo de este parámetro es distinto en ambas teorías. La estimación de χ_a realizada por Molière es a través de un potencial de Thomas-Fermi para la dispersión de una sola partícula sin hacer uso de la aproximación de Born, por lo que la solución es posible usando el método WKB. En contraste, Snyder-Scott asume que el apantallamiento atómico posee un potencial, más común, de forma exponencial, $Ze^2r^{-1}e^{-r/a}$.

En concordancia con lo antes expuesto, la función de distribución planteada por Molière-Bethe es:

$$f(\theta, t) = \int_0^\infty \eta d\eta J_0(\eta\theta) g(\eta, t) \quad (3.8)$$

Siendo $g(\eta, t)$ los correspondientes coeficientes de la serie de Bessel $J_0(\eta\theta)$. Estos coeficientes están determinados por la siguiente relación:

$$g(\eta, t) = e^{\Omega(\eta) - \Omega_0} \quad (3.9)$$

y la función $\Omega(\eta)$ es:

$$\Omega(\eta) = Nt \int_0^\infty \sigma(\chi) \chi d\chi J_0(\eta\chi) \quad (3.10)$$

Donde N es el número de átomos dispersados por cm^3 , $\sigma(\chi) \chi d\chi$ es la sección diferencial eficaz en el intervalo angular $d\chi$, Ω_0 es el valor del número total de colisiones determinado por (3.9) con $\eta = 0$.

Las ecuaciones (3.8) y (3.9) se denominan ecuaciones fundamentales de Molière. Y la expresión $\Omega_0 - \Omega(\eta)$ representa el “número efectivo de colisiones”.

Reemplazando las ecuaciones 3.10 y 3.9 en 3.8, se obtiene la función de distribución de electrones una vez que han transcurrido una distancia t y para ángulos θ pequeños.

$$f(\theta, t) = \int_0^\infty \eta d\eta J_0(\eta\theta) e^{-Nt \int_0^\infty \sigma(\chi)\chi d\chi [1 - J_0(\eta\chi)]} \quad (3.11)$$

3.2. Hardware

Se utilizó dos tipos de unidades de procesamiento (CPUs) para el desarrollo del presente trabajo de investigación. Las características del hardware de cada CPU se muestran en el cuadro 3.1.

Característica	CPU 1	CPU 2
Arquitectura	x86_64	x86_64
CPU(s)	8	8
On-line CPU(s) list	0-7	0-7
Hilo(s) de procesamiento por núcleo	2	2
Model name	Intel(R) Core(TM) i7-3770	Intel(R) Core(TM) i7-2600
CPU MHz	3678.870	2820.132
CPU max MHz	3900,0000	3800,0000
CPU min MHz	1600,0000	1600,0000
Caché L3	8192K	8192K

Cuadro 3.1: Características principales de las unidades de procesamiento utilizadas en el presente estudio.

La versatilidad del código Fluka permite al usuario realizar una simulación utilizando todos los núcleos del procesador en conjunto ó realizar una simulación por cada núcleo. Es claro que al utilizar cada núcleo de forma independiente el tiempo de cálculo es mayor. Sin embargo, al utilizar esta configuración se puede ejecutar un mayor número de simulaciones en el mismo periodo de tiempo. La cantidad promedio de núcleos activos durante el presente estudio fue de 294.

3.3. Detectores de estado sólido a base de LiF

Los detectores de LiF por su propiedad de termoluminiscencia son clasificados como dosímetros integradores. Perteneciente a la familia de los cristales fosfóricos, los detectores a base de fluoruro de litio (*LiF*), comparten características similares con el borato de litio (*Li₂B₄O₇*) y el fluoruro de calcio (*CaF₂*).

La propiedad de termoluminiscencia del LiF permite que cuando el dosímetro es irradiado, parte de la energía es absorbida y almacenada en la red cristalina. Después, el dosímetro es

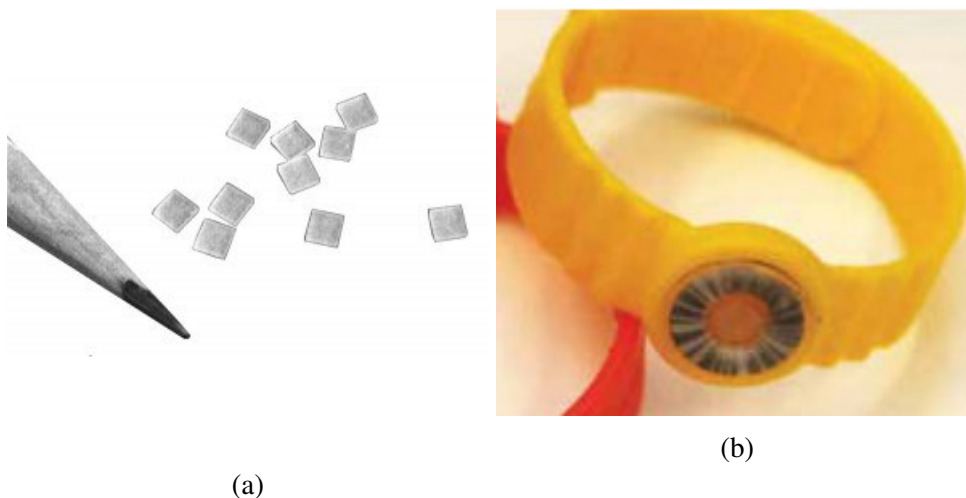


Figura 3.1: (a) Dosímetros TLD-100, similares a los simulados en el presente trabajo. (b) TLD-100 utilizados comercialmente como anillos para protección radiológica.

colocado en una fuente de calor para elevar la temperatura del dosímetro de manera controlada. Los fotones emitidos son medidos por un fotomultiplicador, obteniendo un pulso eléctrico. Dicha corriente es entonces amplificada y medida por un contador.

3.3.1. Síntesis de la dosimetría termoluminiscente

El comportamiento de los dosímetros termoluminiscentes (TLD) puede ser justificado de manera cualitativa a partir del análisis de la disposición de los electrones en la red cristalina.

Se considera sobre todo el hecho experimental, que dosímetros de LiF con un alto grado de pureza exhiben un bajo nivel de termoluminiscencia. En contraste, la presencia de impurezas en la composición del dosímetro mejora el fenómeno termoluminiscente.

La disposición atómica en la red cristalina de los TLDs, hace que los niveles electrónicos sean perturbados, por las interacciones mutuas entre los átomos, originando niveles o bandas energéticas permitidas y prohibidas. La presencia de impurezas en el cristal genera trampas en la banda prohibida, creando estados metaestables para los electrones. Cuando el material es irradiado los electrones ubicados en la banda de valencia pueden moverse hacia la banda de conducción. Como resultado se tiene un hueco en la banda de valencia y un electrón en la banda de conducción, los cuales se mueven independientemente por sus respectivas bandas hasta recombinarse. Sin embargo, el proceso de recombinación puede no ser directo debido a las trampas o estados metaestables. Si el electrón alcanza el centro de recombinación directamente emitiendo un fotón instantáneamente el fenómeno se denomina fluorescencia. Si el electrón requiere energía para salir de la trampa, alcanzar la banda de conducción y posteriormente el centro de recombinación, el proceso se denomina fosforescencia. Si el proceso de fosfo-

rescencia puede acelerarse elevando la temperatura del material, el fenómeno es denominado termoluminiscencia.[2, 11, 37]

A medida que la temperatura del material se eleva, la probabilidad de que el electrón abandone la trampa se incrementa. La luz emitida aumenta hasta un pico máximo y luego decae nuevamente. Debido a que la mayoría de los cristales fosfóricos poseen varias trampas en varios niveles de energía en la banda prohibida, la curva de termoluminiscencia en función de la temperatura puede presentar varios picos.

3.3.2. Características principales del LiF

Los dosímetros de LiF son ampliamente utilizados, en comparación al resto de TLDs. Una de las razones es su número atómico efectivo de 8,2 el cual es muy cercano al valor del tejido blando, 7,4. Esta característica hace del LiF un material muy adecuado para la aplicación en dosimetría médica. La dosis medida en el detector puede ser convertida a dosis en el tejido bajo las condiciones respectivas. Por ejemplo, si las dimensiones del dosímetro son pequeñas en comparación al rango de los electrones, la relación de Bragg-Gray puede ser utilizada. De esta forma, la razón de la dosis absorbida en cada medio es igual a la relación de los poderes de frenado másico de los materiales. [37]

3.3.3. Otras consideraciones sobre los TLDs

Todos los TLDs deben ser calibrados previamente antes de medir dosis desconocidas. Debido a que la respuesta del TLD depende de su historial radioactivo, por lo tanto debe someterse a un proceso de recocido adecuado. El proceso de recocido estándar para el LiF consiste en un calentamiento a 400°C por el transcurso de 1 hora y luego mantenerlo por 24 horas a una temperatura estable de 80°C . A pesar de que existen diversas técnicas, el proceso de recocido es indispensable para que la curva de termoluminiscencia sea estable y predecible.[1, 2]

La respuesta de los TLDs es lineal hasta los 10^3 cGy, luego de este valor la curva muestra un aumento mayor a una relación lineal. Sin embargo, la respuesta del detector depende de varios factores por lo que se debe tener cuidado y estandarizar los procesos de calibración y medición.[2, 12, 37]

Si las condiciones del uso de los TLDs son óptimas se puede alcanzar un nivel de precisión aproximado del 3%. A pesar de que las cámaras de ionización poseen un mejor nivel de precisión, los TLDs están disponibles en mayor variedad de formas y tamaños por lo que pueden medir dosis en regiones donde las cámaras no pueden ser utilizadas. Por ejemplo, los TLDs son utilizados para medir dosis en la región de build-up de fuentes de braquiterapia. [12, 37]

3.4. Geometrías de simulación

3.4.1. Análisis de parámetros iniciales del software Fluka para irradiación con electrones

La primera simulación se basó en la geometría utilizada en el artículo [38]. Es decir, un fantoma (phantom) de LiF cilíndrico de 6 cm de diámetro y 12 cm de alto, cuyo eje principal se ubicó horizontalmente. En su interior los cuatro dosímetros de LiF, cuyas medidas son $1/8'' \times 1/8'' \times 0,015''$, fueron colocados en torno al eje central formando una capa o pila a una profundidad de 7.7 mm desde la cara circular más próxima al haz incidente. El haz de electrones, con una configuración anular de 3 cm de radio y una energía de $18 \pm 0,6$ MeV, fue centrado sobre el eje principal del fantoma. El esquema de la geometría se muestra en la figura 3.2.

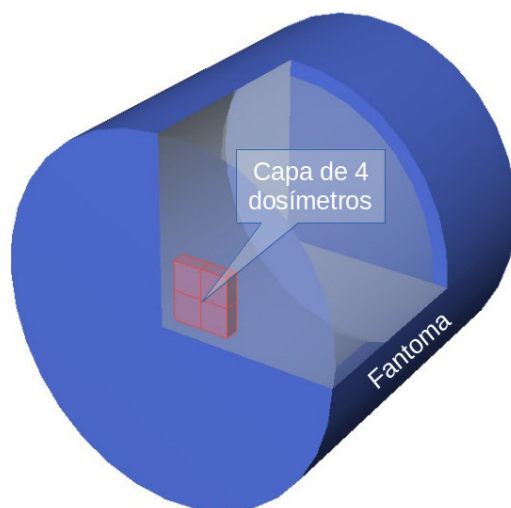


Figura 3.2: Esquema de la geometría utilizada en la presente sección del proyecto de investigación. Los 4 dosímetros se encuentran agrupados en una capa alrededor del eje principal del cilindro y a una profundidad de 7.7 mm desde la superficie más próxima al haz de radiación.

3.4.2. Contratación numérica de la publicación: An experimental examination of cavity theory for electrons

La geometría utilizada replica la descrita por O. T. Ogunleye en su trabajo [38]. En concordancia, los materiales de los fantomas cilíndricos fueron: LiF, poliestireno, aluminio, cobre y plomo. La forma y ubicación de los fantomas fueron las mismas a las descritas en la sección previa. Las mediciones se realizaron para 1, 2, 3, 5 y 7 pilas de dosímetros, ubicados a la misma profundidad detallada en el artículo [38]. La figura 3.3 muestra un esquema de la pila de dosímetros en el fantoma.

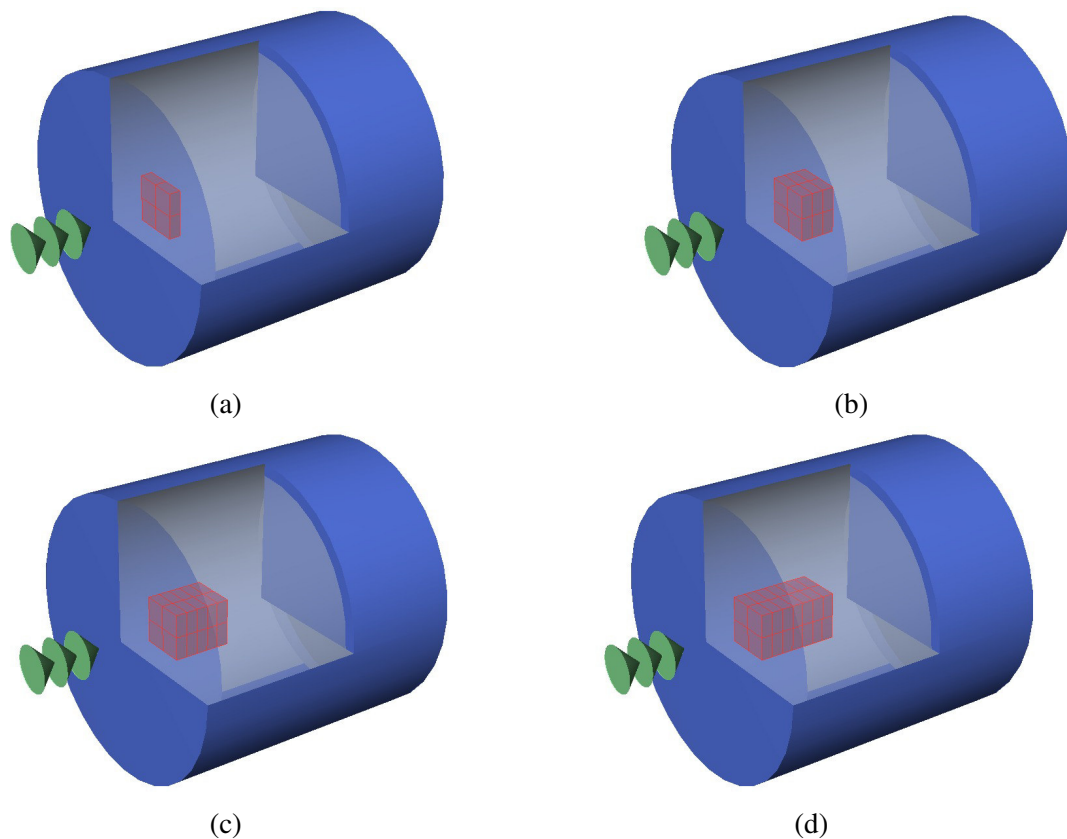


Figura 3.3: Esquema de la geometría utilizada en la presente sección. El material de los fantomas y las posiciones de las capas de dosímetros de LiF corresponden a los detallados en el artículo [38]. La dirección de incidencia del haz de electrones ha sido representada por conos verdes consecutivos. (a), (b), (c) y (d) muestran el fantoma con 1, 3, 5 y 7 capas de dosímetros, respectivamente.

3.4.3. Estudio del impacto del envoltorio al volumen sensible del dosímetro, en la medición de dosis relativa.

En esta sección se imita la geometría presentada en el artículo [39]. Se implementa un envoltorio a las pilas de dosímetros. El envoltorio, de LiF, se extiende desde los bordes de la pila hasta las paredes del fantoma cilíndrico. Las mediciones de dosis absorbida fueron realizadas en fantomas de LiF, poliestireno, aluminio, cobre y plomo; y utilizando 1, 2, 3, 5, y 7 pilas de dosímetros. La figura 3.4 muestra la geometría utilizada.

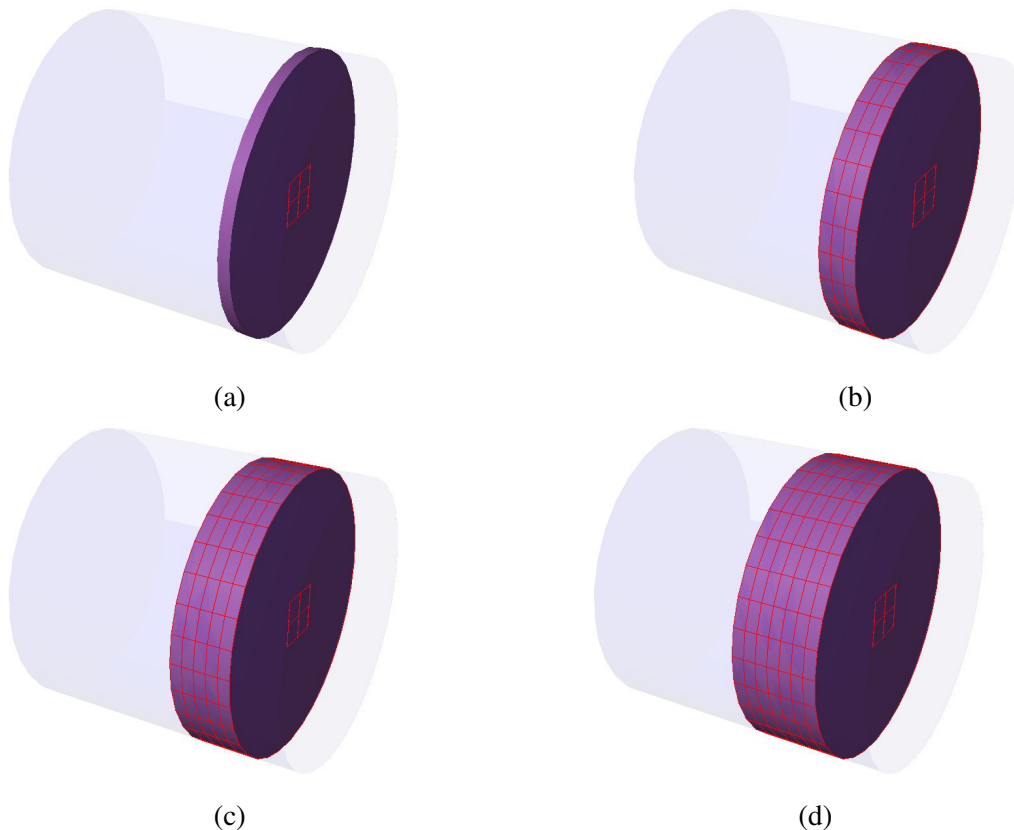


Figura 3.4: Esquema de la geometría utilizada cuando los dosímetros poseen una envoltura de LiF, representadas como discos violetas, que se extiende hasta los bordes del fantoma. El material de los fantomas y las posiciones de las capas de dosímetros de LiF corresponden a los detallados en el artículo [39]. La dirección del haz de electrones incidentes es paralela al eje central del cilindro y desde la cara circular más cercana a los dosímetros. (a), (b), (c) y (d) muestran el fantoma con 1, 3, 5 y 7 capas de dosímetros y sus envoltorios, respectivamente.

Capítulo 4

RESULTADOS

La propuesta del presente trabajo de abordar el cálculo de dosis absorbida desde la simulación del experimento por medio del software Fluka. Nos conduce a la inevitable acción de analizar el desempeño de Fluka en este tipo de escenarios. El análisis no solo nos permite optimizar los recursos del software, sino dilucidar el grado de pertinencia de usar el software en cuestión. Y es que a través del análisis se puede estimar las condiciones donde la simulación en algo puede aportar a entender de mejor manera el proceso de deposición de energía de la radiación de electrones.

El análisis planteado, en primer lugar, nos permite comprender las diferentes características del programa Fluka, para lo cual se realizaron diversas mediciones cada una con diversos valores en los parámetros que el programa permite modificar. Después, una vez entablados los valores de los parámetros se realiza la simulación de tal forma que la geometría de la simulación sea lo más parecida a la del experimento real, con la finalidad de poder contrastar los resultados. Para finalizar, se plantea una modificación a la geometría del experimento para explorar nuevas situaciones que de forma experimental conllevaría una gran inversión de recursos.

4.1. Análisis de parámetros del software Fluka para irradiación con electrones

Al igual que otros programas Monte Carlo, los resultados de Fluka dependen del número de iteraciones que el software realice para alcanzar mejores resultados; mejores en el sentido de que los resultados de la simulación sean más próximos a resultados reales. Por lo tanto, el análisis de parámetros planteado tiene la finalidad de evaluar el nivel de precisión del software. Precisión, refiriéndonos a la validez estadística de los resultados simulados y como estos pueden mejorarse al incrementar el número de iteraciones.

De entre los parámetros que Fluka permite modificar cuando se trabaja con radiación de electrones. Hemos considerado: (1) el número de partículas primarias y ciclos, debido a que estos dos parámetros definen el número de iteraciones totales; (2) el tiempo de simulación, sin duda uno de los parámetros más importantes a medir para estimar el tiempo necesario de la simulación, es decir, que a pesar de nuestros deseos por los mejores resultados posibles no podemos pasarnos una vida simulando, a veces es más eficiente tener un resultado relativamente pronto y proyectar su falta de exactitud por medio del (3) error estadístico.

A continuación, mostramos los resultados obtenidos para cada uno de los tres parámetros antes mencionados.

4.1.1. Número de partículas primarias y ciclos

Antecedemos la discusión exponiendo la definición del número de partículas primarias y el número de ciclos. Las partículas primarias representan el número de iteraciones consecutivas que realiza el programa para determinar un resultado, si se selecciona un bajo número de partículas primarias el resultado no solo que será inexacto, sino también poco preciso. Por otra parte, los ciclos son el número de veces que se repite la simulación con un determinado número de partículas primarias. El resultado final de la simulación considera estadísticamente el número de partículas y ciclos realizado.

Nuestro análisis se enfocó en determinar cuál de estos dos factores tienen una mayor repercusión en el nivel de precisión del resultado de la simulación. Es decir, considerando recursos computacionales limitados y el deseo de obtener resultados exactos; ¿qué conviene más, aumentar el número de ciclos o el de partículas primarias?

Fijando todos los parámetros necesarios y solamente modificando el número de partículas primarias y número de ciclos hemos obtenido los resultados de dosis absorbida relativa que se muestran en las figuras 4.1. La figura 4.1a y 4.1b muestran la dosis en función del número de partículas primarias identificando por separado la cantidad de ciclos realizados; la diferencia entre las dos gráficas es el mayor número de partículas primarias y por ende una mayor inversión de recursos utilizados en los datos mostrados en la figura 4.1b. Por otra parte, la figura 4.1c muestra la dosis medida cuando se considera el número de partículas totales, es decir, el número de partículas primarias multiplicado por el número de ciclos realizados.

De las dos (4.1a y 4.1b) primeras figuras podemos observar claramente que la variabilidad en la dosis disminuye a medida que el número de partículas primarias se incrementa. También se observa que al aumentar la cantidad de ciclos el número de partículas primarias necesarias para alcanzar dicha estabilidad en la medición de dosis es menor. Por ejemplo, a partir de la gráfica 4.1b se evidencia que al duplicar la cantidad de ciclos el número de partículas primarias se reduce a la mitad.

Para la gráfica 4.1c hemos considerado el número de partículas primarias a todas las interacciones del sistema, es decir, el número de ciclos multiplicado por el número de partículas primarias. Se puede apreciar que el perfil de dosis obtenido es similar al de las otras dos gráficas precedentes y de la misma forma al aumentar el número de partículas se tiene una disminución en la variabilidad del resultado.

Las mediciones que hemos mostrado indican que no existe una mayor diferencia entre privilegiar el aumento del número de partículas primarias o el número de ciclos. A final de cuentas, el sistema parece depender únicamente del número de interacciones totales. Así, nuestra preferencia por aumentar el número de ciclos o el número de partículas primarias dependerá

del análisis de los otros parámetros y de la conveniencia a nuestros recursos disponibles.

No podemos terminar esta sección sin antes describir ciertas particularidades que se observan en los distintos perfiles mostrados en la figura 4.1. Como se aprecia, al aumentar la cantidad de partículas primarias la dosis muestra un punto máximo o de saturación. Sin embargo, este punto de saturación no corresponde a un único valor definido de partículas primarias. Sobre la base de nuestros datos solo podemos recomendar la selección de un número de partículas primarias lo suficientemente grande para evitar la cercanía a este pico de saturación, ya que es una región donde la dosis presenta un alto grado de variabilidad.

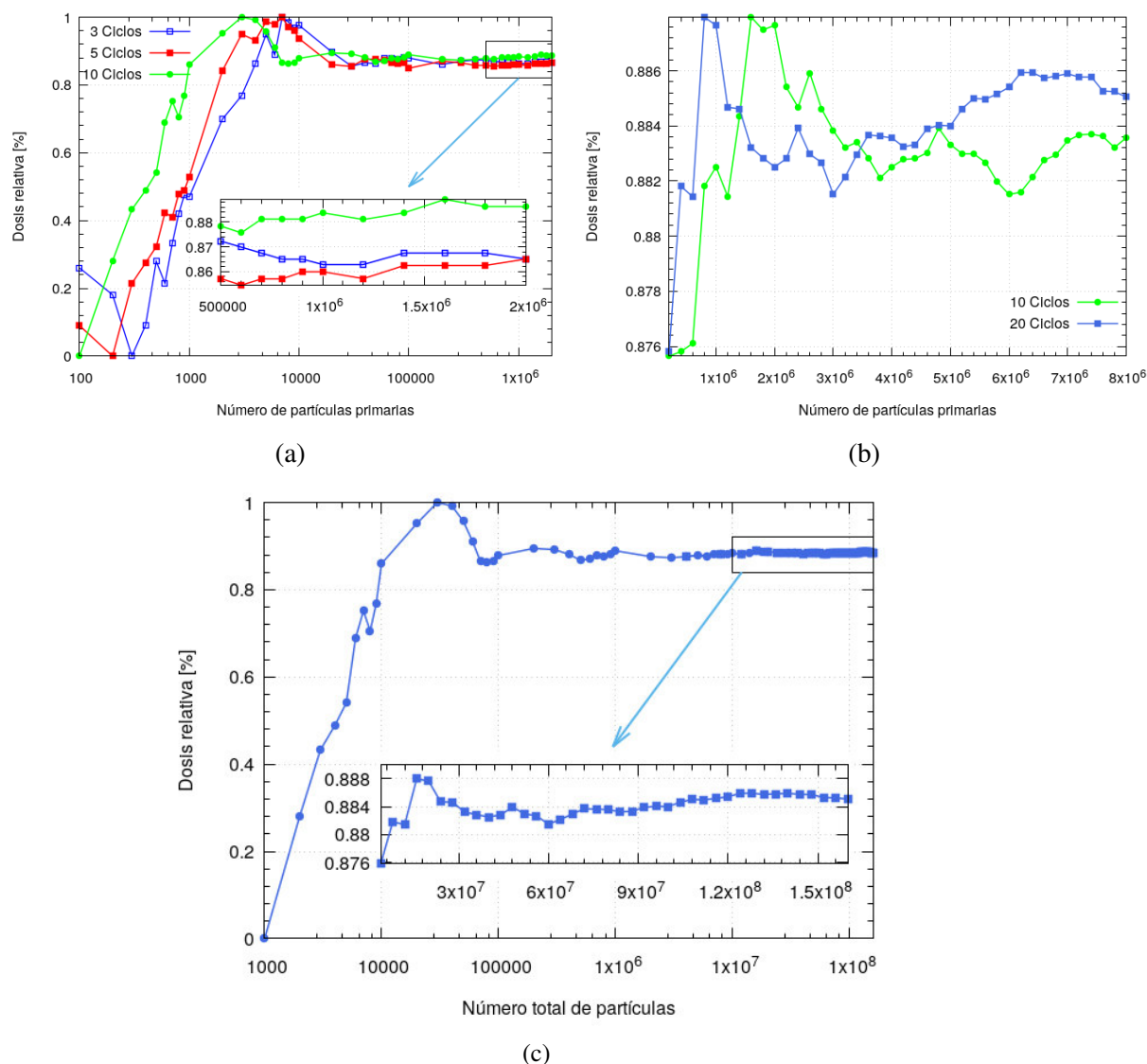


Figura 4.1: Dosis absorbida en función del número de partículas primarias para: (a) 3, 5 y 10 ciclos, y (b) 10 y 20 ciclos. (c) muestra la dosis absorbida en función del número total de partículas primarias.

4.1.2. Tiempo de simulación

El tiempo de simulación constituye, si no el principal, un parámetro de importancia porque a pesar del avance tecnológico de las unidades de procesamiento el tiempo de cálculo sigue siendo una desventaja para el desarrollo de simulaciones. El problema radica principalmente en la disyuntiva entre escoger un resultado más exacto con una inversión de tiempo de cálculo muy alta o un resultado rápido, pero con un margen de error mayor.

El tiempo de cálculo en Fluka, al igual que en la mayoría de programas basados en técnicas Monte Carlo, se divide en tres partes, como se muestra en la ecuación 4.1.

$$T_t = \sum_{n=1}^N (T_{read} + T_{start} + T_p)_n \quad (4.1)$$

Donde:

N : Representa el número total de ciclos de la simulación.

T_{read} : Tiempo de lectura del código.

T_{start} : Tiempo de inicialización.

T_p : Tiempo de cada ciclo o tiempo de simulación de todas las partículas primarias.

Los resultados que mostramos de las componentes del tiempo total de simulación corresponden al promedio de 20 mediciones o ciclos. Nuestros resultados sobre el tiempo de lectura del código (T_{read}) y el tiempo de inicialización (T_{start}), mostrados en la figura 4.2, nos indican que no existe una relación clara entre el número de partículas primarias y el tiempo de cada proceso. Por tal razón, sin recurrir a un análisis más profundo podemos indicar que estas dos componentes del tiempo no dependen del número de partículas primarias.

Además, debemos mencionar, como se observa en la figura 4.2, la existencia un tiempo mínimo atípico cuando el número de partículas primarias es aproximadamente 2×10^6 . Aunque no conocemos las causas claras de este punto mínimo, podemos hipotetizar sobre el hecho de que tal vez Fluka esté optimizado para trabajar con ese número de partículas o aquel número de partículas no permite una estabilidad en los resultados. De cualquier forma, el análisis de este hecho sale de los límites del presente estudio, por lo tanto, nosotros preferiremos trabajar con un número de partículas primarias superior de tal manera que nos aleje de la región de este valor mínimo.

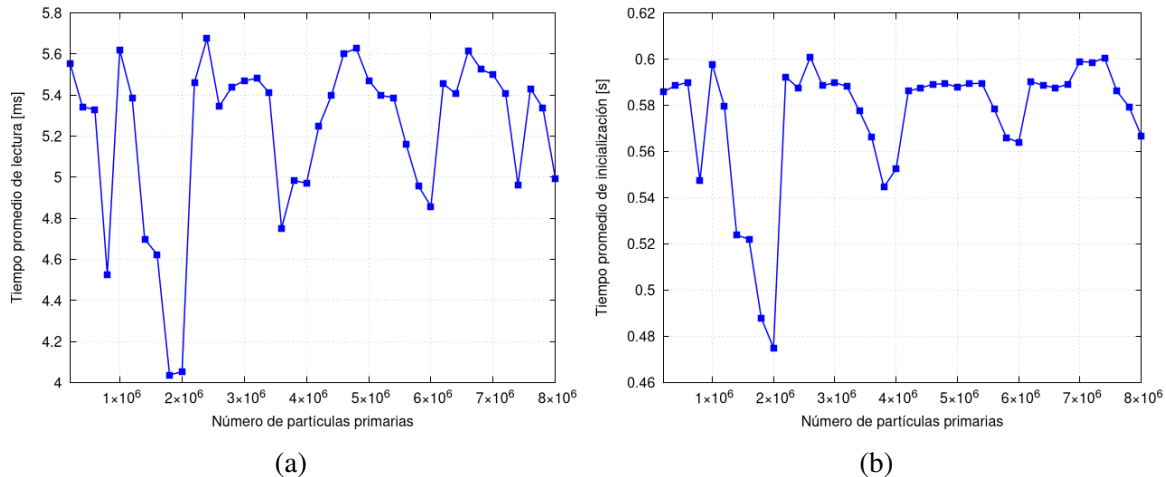


Figura 4.2: Las gráficas (a) y (b) muestran las mediciones de los tiempos promedios de lectura del código e inicialización, respectivamente. Los valores representan el promedio al simular 20 ciclos.

El tiempo de simulación de todas las partículas primarias es el tiempo necesario para que se realice toda la simulación, es decir, el número total de partículas (N_t), definido como:

$$N_t = N_p \times C \quad (4.2)$$

donde:

N_p es el número de partículas primarias.

C es el número de ciclos que posee la simulación.

Los resultados del tiempo de simulación de todas las partículas se muestra en la gráfica 4.3 y nos indica que este componente del tiempo es por mucho la componente más relevante del tiempo total.

Además, su relación con el número de partículas totales es lineal, de hecho, la recta de regresión para los datos mostrados es: $t = 1,861 \times 10^{-07} N_t - 0,286$, con un índice de correlación $r = 0,9979$. La recta de regresión lineal nos indica que cuando el número de partículas totales es menor o igual a $1,5 \times 10^6$ el tiempo de procesamiento es casi cero, de ninguna forma el término independiente de la ecuación de regresión indica un aporte negativo al tiempo total.

A pesar de determinar la relación entre el tiempo y el número de partículas primarias, es totalmente equívoco intentar anticipar, con esta relación, el tiempo necesario para realizar una simulación, ya que la relación encontrada se ajusta a condiciones muy particulares de la geometría de simulación, de los materiales irradiados y de la capacidad computacional. Por tal

motivo, la relación encontrada poco aporta en el intento de predecir el tiempo necesario para llevar a cabo una simulación, pero si nos permite confirmar que el tiempo de simulación es directamente proporcional al número de partículas totales.

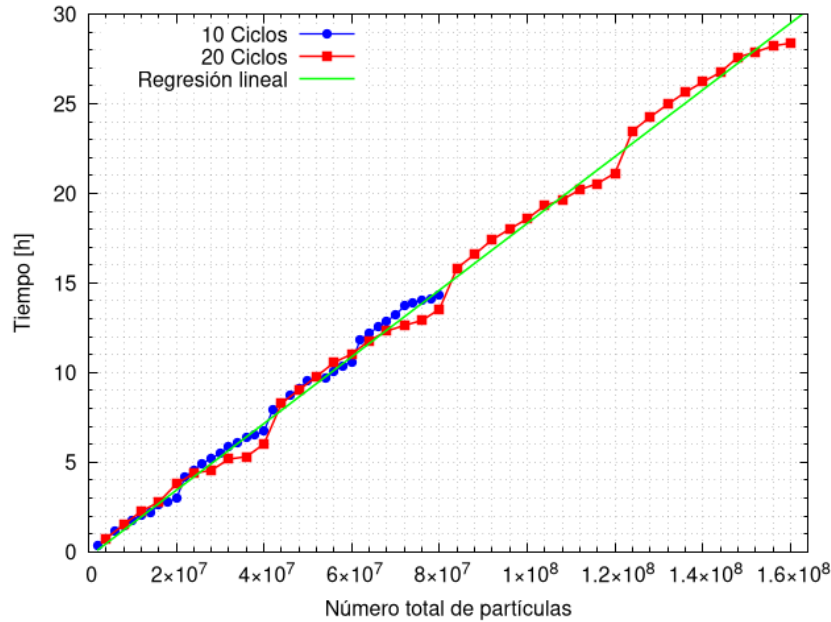


Figura 4.3: Tiempo total de simulación medido en horas, en función del número de partículas totales. Recta de regresión lineal: $y = 1,861 \times 10^{-07}x - 0,286$, índice de correlación: $r = 0,9979$.

4.1.3. Error estadístico

El último parámetro analizar en la presente sección es el error estadístico, el cual representa la variabilidad en la medición de una magnitud física, en este caso dosis absorbida. El nivel de precisión de la simulación o el valor de error estadístico aceptable es determinado por el campo de investigación y/o el criterio del investigador. A partir de estos criterios se puede determinar el número de partículas primarias y el número de ciclos.

Fluka determina el error estadístico por medio de la siguiente relación [40]:

$$\%e = \frac{\sigma}{\bar{x}} * 100 \% \quad (4.3)$$

donde la varianza está determinada por:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N - 1} \left[\frac{\sum_1^N n_i x_i^2}{n} - \left(\frac{\sum_i^N n_i x_i}{n} \right)^2 \right] \quad (4.4)$$

siendo:

N : número de ciclos.

n_i : número de partículas primarias.

n : número de partículas totales

x_i : el promedio de la cantidad medida en el i -ésimo ciclo

Como se puede apreciar en las figuras 4.4a y 4.4b, el error disminuye a medida que el número de partículas primarias aumenta. Nuevamente, incrementar el número de ciclos permite obtener un menor valor de error con un menor número de partículas primarias.

Por otra parte, la gráfica 4.4c muestra los mismos valores de dosis relativa presentados en la figura 4.1c, pero ahora se muestra junto con el valor del error estadístico representado en las barras verticales. Dichas barras de error tienden a poseer una longitud uniforme a medida que el número de partículas primarias se incrementa.

El valor resaltado en color rojo correspondiente a 1×10^8 partículas primarias constituye el valor seleccionado para realizar las siguientes etapas del presente estudio. Para la selección de este valor se ha considerado: (1) el hecho de que el valor es suficientemente grande como para no presentar una alta variabilidad, (2) el error estadístico en el caso de la geometría aplicada en esta fase del estudio es de aproximadamente $\approx 0,1011$ % y (3) el tiempo estimado de simulación en un solo ordenador es de 18 horas y 35 minutos. Cabe mencionar que el número de partículas seleccionado para las fases siguientes del estudio, fue dividido en 20 ciclos de 5×10^6 partículas iniciales cada uno. Los ciclos se corrieron simultáneamente en 20 distintos ordenadores con el fin de reducir el tiempo de cálculo.

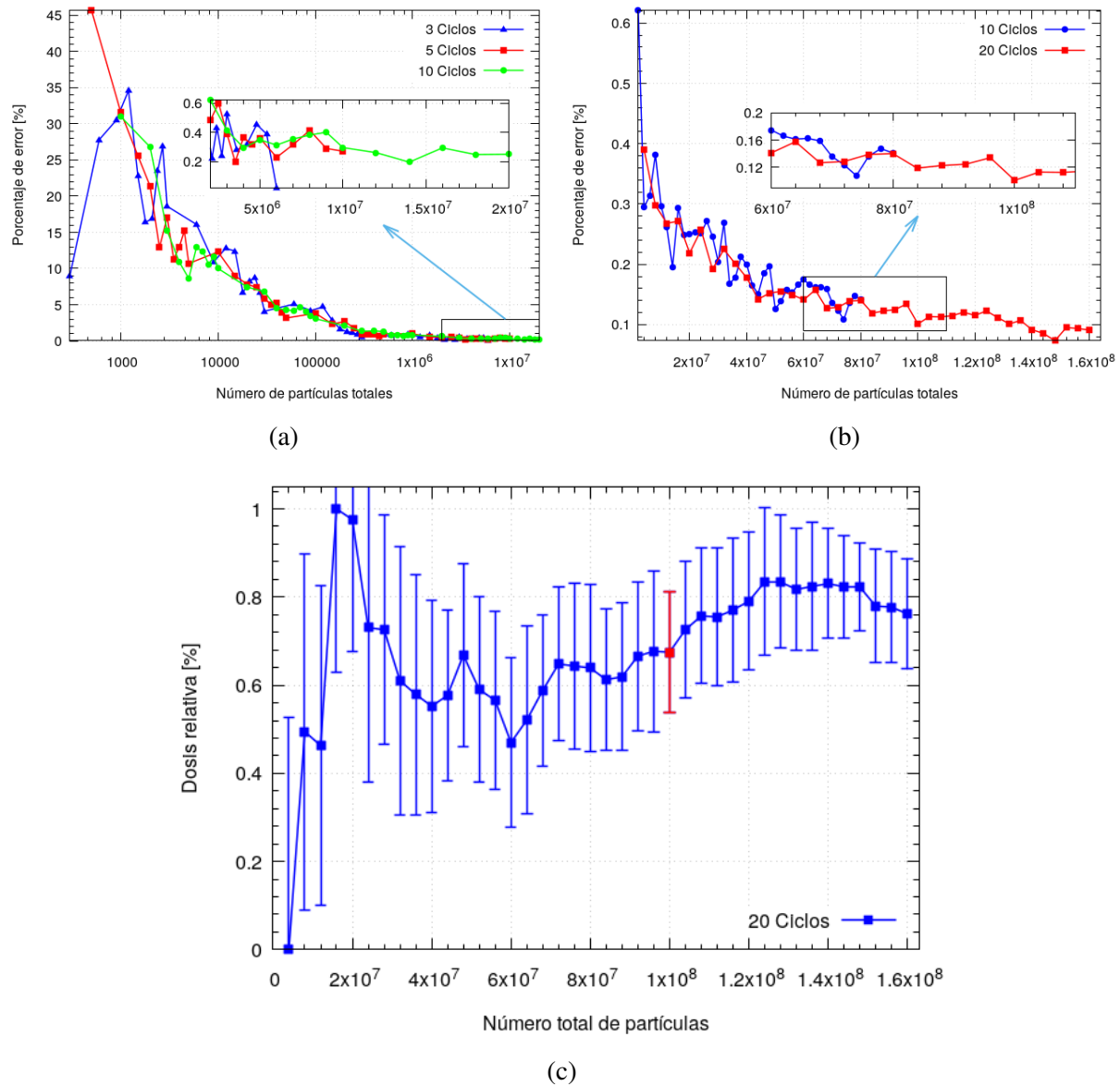


Figura 4.4: (a) y (b) error estadístico en la medición de dosis absorbida vs. el número de partículas totales. (c) Datos de dosis absorbida relativa y error estadístico en función del número de partículas totales, para 20 ciclos. La gráfica resalta, en color rojo, el número de partículas totales seleccionado (1×10^8) en el presente estudio.

4.2. Contrastación numérica de la publicación: *An experimental examination of cavity theory for electrons* [38].

La contrastación entre los datos simulados y experimentales no solo es de gran importancia por el hecho de que nos muestra, bajo todas las limitaciones antes expuestas, la efectividad del software en cuestión sino también porque permite establecer rangos de aplicabilidad en función del nivel de exactitud de la simulación de Fluka en el estudio de la interacción de la radiación de electrones con la materia; aparte de que constituye una razón muy relevante del presente trabajo de titulación.

La contrastación que proponemos utiliza los datos experimentales del artículo [38], por lo que fue necesario reproducir de la manera más fiel posible la geometría y materiales utilizados durante la simulación. Las razones por las que el artículo [38] fue seleccionado se pueden resumir en: (1) el hecho de que los datos mostrados, a decir del autor, presentan un alto grado de precisión con una desviación estándar máxima de aproximadamente 2 % para los valores de dosis absorbida relativa y 1,5 % para los factores f de conversión dosimétrica; (2) la simplicidad de la geometría, pues la disposición y forma de los fantomas y dosímetros utilizados constituyen estructuras geométricas simples (cilindros y prismas rectangulares, respectivamente); (3) los materiales utilizados cubren un amplio rango del número atómico (poliestireno ($Z_{eff} \approx 3,51$ [41]), aluminio ($Z = 13$), cobre ($Z = 29$) y plomo ($Z = 82$)) y (4) la relativa facilidad para obtener el artículo y referencia bibliográfica concerniente al mismo.

Por consiguiente, el cuadro 4.2 muestra los valores obtenidos de la simulación de dosis absorbida relativa a las mediciones del caso homogéneo, cuando el fantoma y los dosímetros son de LiF. Y la figura 4.5 expone los valores simulados de dosis absorbida de tal forma que se los puede comparar con los datos experimentales.

Para comparar los datos mostrados en 4.5 se ha planteado analizar: la diferencia porcentual de las medidas con respecto a los datos experimentales, los respectivos coeficientes de correlación, los valores p al realizar una prueba t-pareada y test de chi-cuadrado; estos datos se muestran en el cuadro 4.1.

El criterio de buena coincidencia entre la teoría y el experimento para el coeficiente de Pearson es que sea cercano a 1, para el valor p de la prueba t-pareada es que sea mayor a 0.05 y para la prueba de chi-cuadrado χ^2/n debe ser menor o igual a 1.

Sobre la base de estos datos podemos observar que la mayor diferencia en la última capa se muestran en el cobre, con un máximo del 11.59 %, mientras que el menor valor de diferencia se tienen para el aluminio, con 0.45 %. La mejor coincidencia de la simulación con los datos experimentales se da para el aluminio, aunque la correlación no sea buena.

Una ventaja de la simulación es que se puede medir la dosis absorbida en cualquier punto

del medio irradiado sin necesidad de la inserción de un dosímetro. De esta forma, el cuadro 4.3 muestra los valores de dosis absorbida en el mismo volumen de los dosímetros de LiF, pero con el mismo material del medio, es decir, los fantasmas son homogéneos. La dosis absorbida ha sido normalizada con respecto a las mediciones obtenidas en el fantoma de LiF.

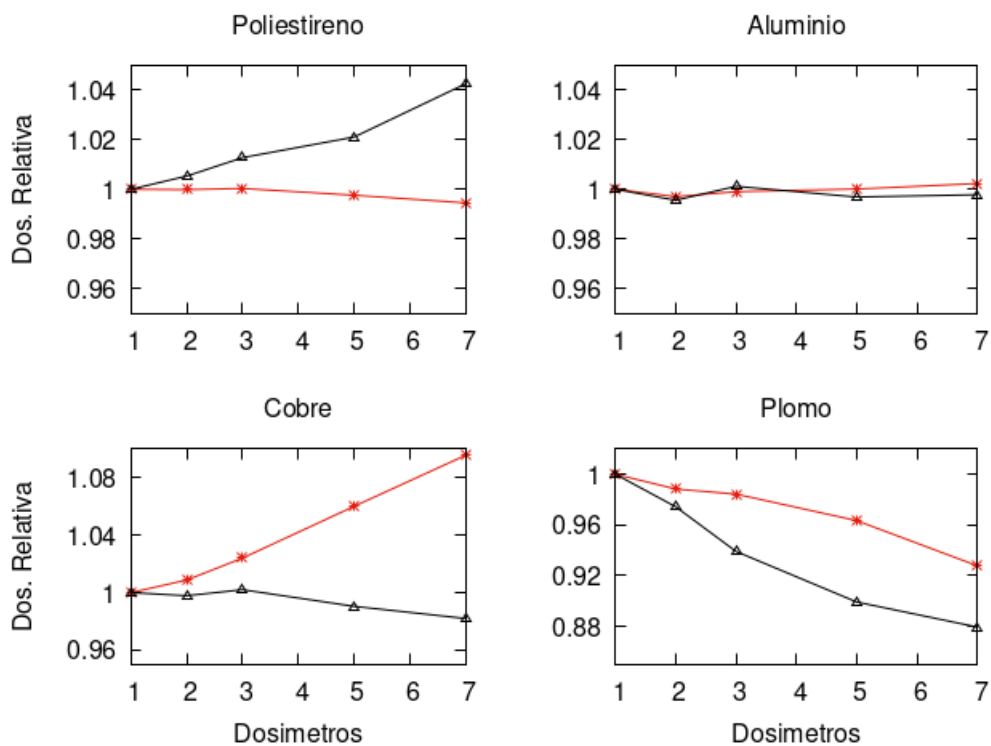


Figura 4.5: Contrastación entre los valores de dosis relativa de cada conjunto de dosímetros simulados (-*-) y experimentales (-Δ-).

	Poli.	Al	Cu	Pb
Capas	Diferencia entre datos			
2	0.55 %	0.15 %	1.09 %	1.44 %
3	1.23 %	0.22 %	2.20 %	4.82 %
5	2.30 %	0.32 %	7.03 %	7.14 %
7	4.61 %	0.45 %	11.59 %	5.50 %
Coef. Corr. Pearson				
ρ	-0.946	0.227	-0.938	0.922
t-pareada				
p-value	0.051	0.159	0.056	0.022
χ^2/n				
	1.417	0.019	9.484	5.329

Cuadro 4.1: Herramientas para comparar los datos experimentales y simulados. Se muestra la diferencia expresada en porcentaje con respecto a los valores experimentales, coeficientes de correlación de Pearson, valores p de la prueba t-pareada y χ^2/n .

Capas de dosímetros	Número de capa	Dosis absorbida				(% Error)			
		Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	1	0.972	1.022	1.221	1.769	0.067 %	0.065 %	0.059 %	0.065 %
2	1	0.975	1.015	1.213	1.725	0.058 %	0.069 %	0.066 %	0.075 %
	2	0.969	1.023	1.249	1.773	0.067 %	0.067 %	0.075 %	0.073 %
3	1	0.976	1.014	1.215	1.705	0.075 %	0.081 %	0.082 %	0.091 %
	2	0.973	1.019	1.244	1.733	0.076 %	0.080 %	0.079 %	0.087 %
	3	0.969	1.029	1.290	1.787	0.060 %	0.068 %	0.065 %	0.073 %
5	1	0.975	1.013	1.218	1.662	0.067 %	0.067 %	0.082 %	0.067 %
	2	0.973	1.016	1.247	1.682	0.068 %	0.065 %	0.070 %	0.066 %
	3	0.971	1.021	1.286	1.706	0.066 %	0.063 %	0.071 %	0.070 %
	4	0.968	1.025	1.331	1.723	0.063 %	0.074 %	0.074 %	0.070 %
	5	0.962	1.035	1.387	1.751	0.068 %	0.086 %	0.082 %	0.071 %
7	1	0.975	1.012	1.218	1.623	0.055 %	0.061 %	0.073 %	0.058 %
	2	0.973	1.015	1.246	1.640	0.060 %	0.070 %	0.072 %	0.069 %
	3	0.972	1.018	1.286	1.656	0.058 %	0.069 %	0.064 %	0.083 %
	4	0.969	1.022	1.330	1.657	0.066 %	0.071 %	0.063 %	0.079 %
	5	0.965	1.027	1.378	1.646	0.061 %	0.064 %	0.061 %	0.072 %
	6	0.961	1.033	1.425	1.633	0.062 %	0.063 %	0.066 %	0.073 %
	7	0.953	1.043	1.478	1.637	0.063 %	0.072 %	0.070 %	0.071 %

Cuadro 4.2: Resultados de dosis absorbida relativa y error, obtenidos de la simulación en Fluka. Los materiales y condiciones de simulación son las mismas a las expuestas en el artículo [38].

Número de pila	Número de capa	Dosis absorbida				(% Error)			
		Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	1	0.989	1.028	1.202	1.578	0.510 %	0.143 %	0.324 %	1.047 %
2	1	0.991	1.017	1.196	1.533	0.489 %	0.096 %	0.306 %	0.906 %
	2	0.986	1.026	1.235	1.577	0.502 %	0.088 %	0.246 %	0.891 %
3	1	1.017	1.017	1.215	1.528	0.734 %	0.108 %	0.082 %	0.838 %
	2	1.013	1.022	1.244	1.566	0.738 %	0.103 %	0.079 %	0.783 %
	3	1.010	1.031	1.290	1.560	0.752 %	0.084 %	0.065 %	1.045 %
5	1	0.992	1.015	1.168	1.512	0.492 %	0.099 %	0.466 %	0.721 %
	2	0.990	1.019	1.209	1.548	0.489 %	0.101 %	0.341 %	0.623 %
	3	0.988	1.023	1.255	1.531	0.488 %	0.097 %	0.274 %	0.820 %
	4	0.984	1.028	1.301	1.474	0.493 %	0.096 %	0.258 %	1.203 %
	5	0.978	1.037	1.345	1.394	0.498 %	0.087 %	0.347 %	1.813 %
7	1	0.992	1.015	1.167	1.435	0.488 %	0.099 %	0.465 %	0.121 %
	2	0.990	1.018	1.209	1.478	0.490 %	0.101 %	0.340 %	0.116 %
	3	0.988	1.021	1.254	1.443	0.482 %	0.100 %	0.277 %	0.120 %
	4	0.985	1.024	1.299	1.348	0.487 %	0.093 %	0.274 %	0.120 %
	5	0.982	1.029	1.341	1.214	0.487 %	0.088 %	0.322 %	0.128 %
	6	0.977	1.035	1.372	1.060	0.492 %	0.081 %	0.426 %	0.131 %
	7	0.970	1.045	1.397	0.901	0.506 %	0.072 %	0.627 %	0.157 %

Cuadro 4.3: Dosis absorbida en el caso homogéneo, normalizada a la dosis absorbida en un fantoma homogéneo de LiF.

4.3. Estudio del impacto del envolvente al volumen sensitivo del dosímetro, en la medición de dosis relativa.

Vamos a considerar una configuración más real del dosímetro. Debido a que la respuesta del dosímetro depende de la radiación depositada dentro del volumen sensitivo del detector, el cual normalmente se encuentra rodeado por algún material cuyo papel muchas veces es de protección. Es importante analizar el grado de la influencia de esta envoltura en la dosis absorbida.

La envoltura del volumen sensitivo actúa de tal forma que es la región donde el campo de radiación primaria interacciona generando partículas cargadas secundarias. De esta forma, si el espesor de la envoltura es al menos del rango máximo del campo de partículas cargadas, la respuesta del dosímetro depende solamente de las partículas cargadas secundarias que se originaron en el volumen sensitivo. Para dosímetros cuya envoltura es muy delgada con respecto al rango del campo de radiación primaria, se puede suponer que el flujo de partículas cargadas hacia el volumen sensitivo no es perturbado obteniendo la condición de equilibrio electrónico.

Considerando el accionar del envolvente, hemos decidido analizar su influencia en la distribución de dosis en el medio irradiado. En primer lugar, la tabla 4.4 muestra los valores de dosis absorbida relativa de cada capa de dosímetros en las distintas configuraciones de tamaño del detector. En segundo lugar, la figura 4.6 contrasta los perfiles de dosis (PDD) cuando las capas de dosímetros se encuentran con y sin la presencia del envolvente.

Ya que se ha decidido estudiar la distribución de dosis en todo el medio irradiado es necesario aclarar que los perfiles de dosis o PDDs fueron medidos a lo largo del eje central de todo el fantoma cilíndrico, dividiendo cada fantoma en mil partes perpendiculares a la dirección del haz incidente. Así, el perfil de dosis es el resultado de las mediciones en cada sección transversal en la que se dividió el fantoma, en contraste a la forma de medición de un PDD que suele ser conformado de las mediciones puntuales sobre algún eje del fantoma.

Los resultados mostrados nos motivan a plantear la importancia de los procesos de retrodispersión en las diferentes interfaces y su contribución a la dosis absorbida. Para materiales de z bajo los procesos de retrodispersión disminuyen la dosis absorbida en las regiones donde se ubican los detectores, por el contrario, en materiales con un mayor valor z los procesos de retrodispersión contribuyen aumentando la dosis absorbida.

Número de pila	Número de capa	Dosis absorbida				(%) Error			
		Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	1	0.901	1.096	1.301	1.619	0.15 %	0.15 %	0.17 %	0.16 %
2	1	0.908	1.085	1.267	1.542	0.13 %	0.15 %	0.14 %	0.15 %
	2	0.904	1.091	1.281	1.563	0.13 %	0.15 %	0.13 %	0.15 %
3	1	0.910	1.079	1.243	1.492	0.14 %	0.16 %	0.16 %	0.15 %
	2	0.910	1.081	1.245	1.489	0.16 %	0.16 %	0.16 %	0.15 %
	3	0.907	1.088	1.263	1.522	0.17 %	0.18 %	0.15 %	0.15 %
5	1	0.912	1.068	1.208	1.418	0.16 %	0.17 %	0.17 %	0.19 %
	2	0.913	1.068	1.202	1.405	0.15 %	0.16 %	0.17 %	0.15 %
	3	0.913	1.066	1.201	1.404	0.13 %	0.14 %	0.16 %	0.13 %
	4	0.914	1.070	1.210	1.421	0.14 %	0.16 %	0.16 %	0.16 %
	5	0.912	1.080	1.233	1.460	0.13 %	0.15 %	0.15 %	0.17 %
7	1	0.912	1.060	1.175	1.357	0.15 %	0.14 %	0.17 %	0.15 %
	2	0.915	1.059	1.170	1.345	0.14 %	0.13 %	0.15 %	0.16 %
	3	0.917	1.059	1.169	1.342	0.15 %	0.14 %	0.17 %	0.15 %
	4	0.918	1.057	1.169	1.341	0.13 %	0.13 %	0.15 %	0.14 %
	5	0.919	1.058	1.173	1.350	0.15 %	0.15 %	0.17 %	0.17 %
	6	0.920	1.064	1.183	1.369	0.16 %	0.14 %	0.15 %	0.15 %
	7	0.919	1.072	1.207	1.413	0.15 %	0.13 %	0.14 %	0.17 %

Cuadro 4.4: Dosis absorbida normalizada con respecto a la medición en un fantoma homogéneo de LiF. Los resultados han sido medidos para dosímetros de LiF, cuyas paredes laterales se expanden hasta los bordes del fantoma cilíndrico.

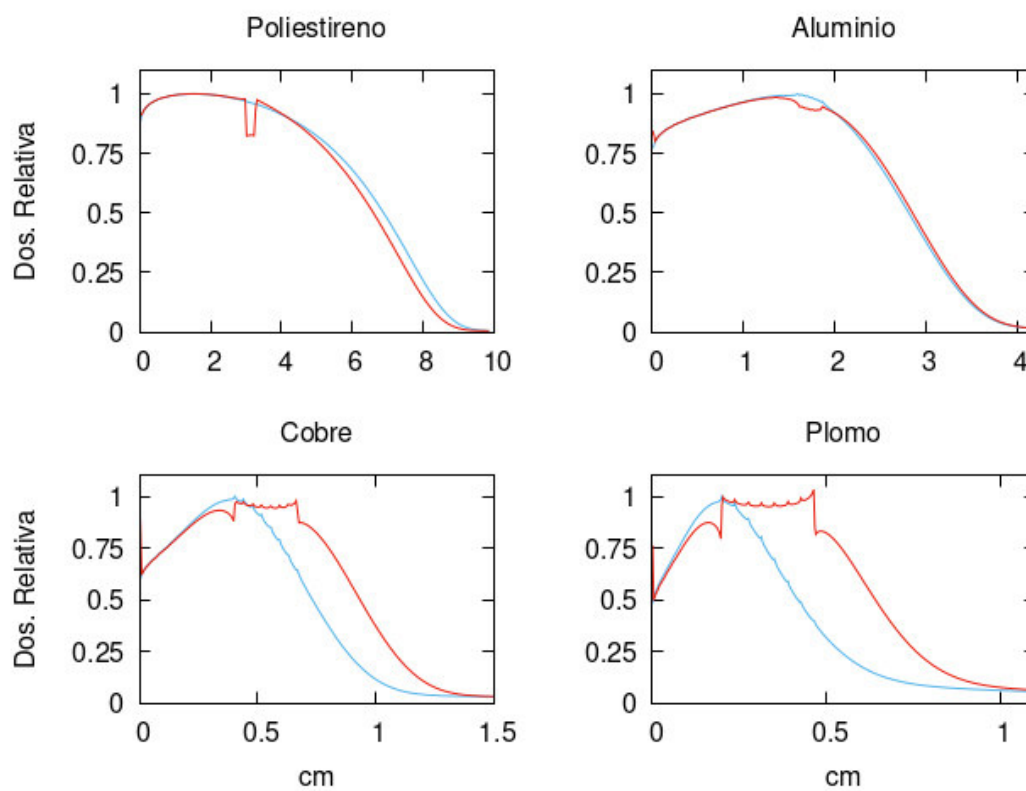


Figura 4.6: Perfiles de distribución de dosis con dosímetros sin (línea azul) y con (línea roja) envoltorio en función de la profundidad (cm).

Capítulo 5

DISCUSIÓN

El presente capítulo se basa en los resultados mostrados previamente con la finalidad de describirlos desde la perspectiva física de la interacción radiación-materia. No es intención del presente trabajo llegar a conclusiones rigurosas o descubrimientos en el mencionado campo de estudio. El presente es un trabajo de titulación de pregrado y como tal, más allá de los resultados totalmente discutibles, muestra que a este nivel se puede plantear un esquema de investigación que a pesar de ser básico permite, y eso ya es bastante decir, la comprensión de un problema físico.

Acorde a lo mencionado, a continuación, describiremos los resultados en el mismo orden en el que fueron expuestos en la sección previa. En primer lugar, realizamos una discusión sobre las dosis obtenidas en función del tamaño del detector comparando los valores simulados y experimentales. Luego, describimos los perfiles de dosis y centramos nuestro análisis en los procesos de retrodispersión que modifican la distribución de dosis. Para finalizar, planteamos y contrastamos varias aproximaciones al poder de frenado, f .

5.1. Discusión de las dosis obtenidas en los detectores dependiendo de su tamaño en la simulación y su comparación con el experimento.

Vamos a fijar nuestra atención en los resultados mostrados en la tabla 4.2 y sobre todo en la figura 4.5 donde se exponen los valores de dosis absorbida relativa para cada capa de dosímetros y para cada conjunto o pila de dosímetros, respectivamente. Hay que dejar claro, el hecho de que, al aumentar la cantidad de capas de dosímetros se aumenta el tamaño del detector. De esta forma, la figura 4.5 contrasta los valores de dosis absorbida en función del tamaño del detector.

A simple vista se nota que la figura 4.5 muestra que la simulación no reproduce los resultados experimentales, pero antes de validar o no dicha afirmación detallemos un poco más el gráfico; después de todo parece ser que para el caso del aluminio la simulación "si acertó". Para sustentar nuestra discusión recurrimos al siguiente modelo sencillo; supongamos que un electrón incide sobre un medio con una cierta energía inicial, el electrón al ser una partícula cargada interacciona con el campo de los electrones orbitales de los átomos que conforman el medio. El tipo de interacción que el electrón presente depende de su energía inicial, sin embargo, producto de estas interacciones el electrón pierde su energía cinética gradualmente conforme se desplaza en el medio. La pérdida de energía de la partícula incidente es transferida al medio irradiado principalmente por interacciones de carácter coulombico que posibilitan la

ionización y/o excitación de los átomos del medio. Las partículas generadas de la ionización de los átomos también se desplazan dentro del medio hasta perder su energía cinética; en el sentido de que ya no se desplazan distancias considerables dentro del medio. De esta forma, podemos determinar la dosis absorbida en un volumen del medio a partir de la energía cinética pérdida por la partícula incidente al atravesar dicho volumen. Poniendo el modelo en perspectiva de nuestro análisis, en vez de una partícula cargada incidente tenemos un flujo al que denominamos campo primario de partículas cargadas y las partículas producto de la ionización en el medio las denominamos campo secundario de partículas cargadas, por lo tanto, la dosis absorbida depende de la energía cinética perdida en la región de interés dentro del medio por parte de los campos primario y secundario de partículas cargadas. Cabe resaltar que la configuración del campo secundario de partículas cargadas no solo depende de las características del campo primario sino también del medio irradiado. Es decir, un medio conformado por un material con alto número atómico posee mayor probabilidad de interacción entre el campo primario incidente y el campo electromagnético de los electrones orbitales pudiendo generar mayor cantidad de ionizaciones y por ende un flujo mayor de partículas secundarias.

Así, si aplicamos nuestro sencillo modelo para tratar de explicar la dosis absorbida en el dosímetro podemos determinar que, si el tamaño del detector es pequeño a tal punto que la probabilidad de que se genere un campo secundario de partículas cargadas sea casi nula la dosis absorbida dependerá principalmente del campo primario de partículas; y a medida que la longitud del detector se incremente la dosis absorbida dependerá, cada vez más, del aporte del campo secundario de partículas generado en el dosímetro. En consecuencia, la dosis absorbida medida será alta para un dosímetro de material con bajo número atómico y pequeño inmerso en un material de alto número atómico que es irradiado, pero esta dosis ira disminuyendo a medida que el tamaño del detector aumente pues la dosis absorbida dependerá cada vez más del campo secundario de partículas cargadas generado en el dosímetro.

Entonces, sobre la base de nuestro modelo para describir de mejor forma los resultados debemos considerar los números atómicos de los materiales utilizados, donde resalta el hecho que el único material con un número atómico (efectivo) menor al del detector (LiF , $Z_{eff} \approx 8$) es el poliestireno. Nuestro modelo está acorde a los valores experimentales de dosis absorbida del aluminio, cobre y plomo (materiales con un número atómico mayor al del detector), donde claramente se observa que a medida que aumenta el tamaño del detector la dosis absorbida es menor (cabe recordar que los datos expuestos en 4.5 han sido previamente normalizados con respecto a la dosis absorbida por el dosímetro más pequeño). El modelo también justifica, de cierta forma, la dosis absorbida en el poliestireno, puesto que el detector al poseer un mayor número atómico que el medio donde está inmerso y a medida que el tamaño del dosímetro aumenta, el flujo de partículas secundarias cargadas aumenta y en consecuencia aumenta la

dosis absorbida.

Otra evidencia que muestran los resultados experimentales y que está acorde a nuestro modelo es el hecho de que si el número atómico del dosímetro y el medio son similares el flujo de partículas en cada medio sería similar, por lo que la variación en dosis absorbida al incrementar el tamaño del detector sería mínima. Esto se puede observar sobre todo en el aluminio y cobre donde la dosis absorbida casi no varía al aumentar el tamaño del dosímetro, al contrario del caso del poliestireno y plomo.

Los resultados simulados para el plomo también presentan un descenso en la dosis absorbida a medida que el tamaño del detector aumenta y los datos del aluminio se asemejan a los datos experimentales. Pero ¿cómo explicar los datos obtenidos de la simulación del poliestireno y cobre?

Empecemos por el caso del poliestireno, como se aprecia en la figura la dosis absorbida simulada del detector disminuye ligeramente a medida que el tamaño de este aumenta. Dicho patrón de dosis absorbida es el mismo que en el caso del plomo o aluminio, es decir, el software de simulación puede estar determinando un número atómico efectivo para el detector de LiF ligeramente menor al número atómico efectivo del poliestireno. La duda inminente es: ¿Es posible que Fluka calcule erróneamente el número atómico efectivo de un compuesto? Tristemente dar una respuesta directa a esta incógnita sale del alcance del presente trabajo, pero lo que si podemos argumentar es el hecho que la determinación del número atómico efectivo no es sencilla. Y es que no basta con considerar únicamente los elementos que forman el compuesto sino también otros factores como la intensidad y naturaleza de la radiación incidente, como se muestra en el estudio [41]. De esta forma, es probable que Fluka no sea muy eficiente al simular la interacción radiación-materia cuando se utiliza compuestos en el rango de energías del presente estudio.

Para el mismo problema podemos exponer una respuesta alternativa, pero esta respuesta le daremos el alcance también para el caso del cobre. Y aunque era la respuesta más lógica en la mente del lector perspicaz, no la mencionamos sino solo hasta el punto en donde hemos agotado todas las alternativas para justificar los resultados obtenidos. Lo arriesgado de mencionar el hecho de que Fluka no sea muy exacto al simular la interacción radiación-materia para electrones en el rango energético de los MeV y por ende los valores de dosis absorbida relativa difieren de los valores experimentales, radica en la estructura misma del presente trabajo, ya que los datos obtenidos apenas fueron contrastados con cuatro materiales distintos, los datos experimentales apenas provienen de una fuente bibliográfica y el número de partículas simuladas (iteraciones) está por debajo de la media de un estudio mejor estructurado. Por lo tanto, no podemos emitir un criterio sobre la validez del código Fluka bajo las condiciones planteadas en el presente

trabajo, pero los resultados obtenidos nos permiten profundizar el estudio de la interacción radiación-materia mejorando nuestra comprensión del problema en la determinación de dosis y sobre todo abriendo el camino a futuros estudios mejor elaborados.

5.2. Discusión sobre los PDDs

A continuación, vamos a describir la figura 4.6 que sin duda alguna es una de las más llamativas del presente trabajo. Los perfiles de dosis o PDDs, por sus siglas en inglés, muestran la dosis absorbida en el medio irradiado en función de la profundidad. La obtención de estos perfiles se realizó dividiendo la fantoma en secciones pequeñas con cortes perpendiculares al eje de incidencia del haz. Por lo tanto, los PDDs no solo nos dan información sobre la intensidad de dosis absorbida sino también sobre la profundidad de penetración de la radiación incidente.

A breves rasgos, la figura 4.6 muestra para cada material en estudio dos perfiles de dosis, uno cuando el medio posee únicamente los dosímetros de LiF y el otro cuando las paredes laterales de los dosímetros se encuentran cubiertas con espaciadores del mismo material que se extienden hasta el borde del fantoma cilíndrico. Cada PDD se encuentra normalizado y la profundidad está expresada en cm.

La primera pregunta que surge es: ¿Por qué los PDDs solo fueron tomados para cuando el tamaño del detector era el más grande (7 capas de dosímetros)? Y la respuesta más trivial, de que se ha escogido el detector más grande para que se noten más claramente los efectos de la distorsión en la distribución de dosis, en parte es correcta. La otra parte de la respuesta tiene que ver sobre todo con los picos que se observan en los PDDs cuando se considera la presencia del envoltorio en el cobre y plomo o la disminución abrupta de dosis que se observa en el caso del poliestireno y aluminio, estas marcadas variaciones de dosis son el resultado de procesos de retrodispersión que son contrastados de mejor forma cuando el tamaño del detector es grande. Pero una discusión más detallada sobre los procesos de retrodispersión la postergamos para la siguiente sección y por el momento nos centraremos en describir las diferencias entre los perfiles de dosis mostrados.

Para el caso de los elementos con menor número atómico, como lo son el poliestireno y el aluminio, se observa que la presencia de la envoltura produce una disminución en la dosis absorbida en la región en la que se ubica los dosímetros. En general, la distribución de dosis en función de la profundidad no varía mucho entre el caso con y sin la presencia del envoltorio, es por tal razón que los perfiles de dosis guardan mucha similitud entre sí.

Por otra parte, los perfiles de dosis del cobre y plomo en la región donde se ubican los dosímetros presentan un súbito aumento en los valores de dosis absorbida, la razón de este fenómeno de nuevo concierne a procesos de retrodispersión que serán explicados más adelante. Sin embargo, y como se aprecia la dosis absorbida máxima es similar para el caso

con y sin presencia del envolvente. Además, se muestra claramente que en el cobre y plomo la radiación incidente tiene mayor profundidad cuando los dosímetros se encuentran en presencia del envolvente. Por lo tanto, la presencia del envolvente en la parte lateral del detector en medios con un número atómico relativamente alto permite la redistribución de la dosis dentro del medio irradiado, de tal forma que aumenta la profundidad de la región irradiada en el medio.

5.3. Retrodispersión

Para poder explicar un proceso de retrodispersión es necesario que modifiquemos nuestro modelo planteado en la sección 5.1 con la finalidad de expandir la definición de dosis absorbida. Si bien es cierto que la dosis absorbida está relacionada con la pérdida de energía cinética por parte del campo primario y secundario de partículas cargadas, estos campos están relacionados a la vez con el flujo de las partículas que los constituyen. Por lo que es importante analizar las condiciones que afectan dicho flujo de partículas. Uno de los parámetros que modifican en gran medida el flujo de partículas es la presencia de interfaces o variaciones en el medio; si el flujo de partículas se dirige hacia un medio de mayor número atómico la probabilidad de interacciones entre las partículas cargadas incidentes y los campos electromagnéticos de los electrones orbitales aumenta. En consecuencia, también aumenta la probabilidad de que un electrón al intentar cambiar de medio sea dispersado en dirección contraria, retornando al medio inicial.

Entendiendo de esta manera el proceso de retrodispersión, podemos dar una explicación a las regiones de súbito cambio en dosis absorbida mostradas en los PDDS de la figura 4.6. Para el caso del poliestireno, el flujo de partículas que incide sobre el detector se reduce pues el desplazamiento ocurre de un medio de número atómico bajo (poliestireno) a un medio de número atómico más alto (LiF), eso se ve reflejado en la reducción de los valores de dosis absorbida. El caso del aluminio es un poco singular, debido a la similitud entre el número atómico del detector y el material no se tiene una variación significativa en el flujo de partículas en las interfaces; lo que se ve reflejado en una mínima alteración del perfil de dosis.

Para finalizar, la variación de dosis presente en el cobre y plomo se pueden explicar de manera conjunta debido a que al ser materiales con un número atómico alto las partículas incidentes al detector no presentan mayor dificultad al cambiar de medio, esto explica el hecho de que las primeras capas de dosímetros midan valores altos de dosis relativa. A medida que la radiación se desplaza en el detector el flujo de partículas disminuye y con ello la dosis absorbida en las capas de dosímetros intermedias. Pero en la parte final del detector, las partículas cargadas deben retornar al medio cuyo número atómico era alto y esto produce nuevamente un proceso de retrodispersión que aumenta el flujo de partículas en las últimas capas de dosímetros elevando el valor de dosis absorbida.

Hemos decidido profundizar, pero solo un poco más, el estudio de retrodispersión comparando los valores simulados y experimentales de dosis absorbida en cada capa de dosímetros cuando los detectores están formados por 5 y 7 capas, para el poliestireno y plomo (debido a que son los únicos materiales de los que se reportan los valores experimentales en [38]). Así, la figura 5.1 muestra los valores de dosis en cada capa normalizados a la lectura de la capa del dosímetro ubicado en la mitad con la finalidad de resaltar las variaciones de dosis en las capas iniciales y finales del detector, donde los procesos de retrodispersión son más notorios.

Los datos experimentales mostrados en la figura 5.1 están en concordancia con la explicación previamente abordada, donde se expuso que para medios de alto número atómico como el plomo la retrodispersión influye en un aumento de dosis absorbida en las últimas capas de dosímetros y en medios de bajo número atómico como el poliestireno las últimas capas de dosímetros presentan menos dosis absorbida, pues la probabilidad de retrodispersión es menor.

Los valores simulados mostrados en la figura 5.1 se analizan con las diferencias en porcentaje entre los valores simulados y experimentales, los coeficientes de correlación y el test chi-cuadrado que se muestran en el cuadro 5.1. La diferencia entre los datos experimentales y simulados para el caso del poliestireno es de 0.1 y 0.04 % para la primera y última capa cuando el detector es de tamaño de 5 capas y de 0.24 % en la primera y última capa cuando el detector es de 7 capas. Para el caso del plomo la diferencia es de 2 y 1.05 % en la primera y última capa cuando el detector es del tamaño de 5 capas y de 1.12 y 4.53 % cuando el detector consta de 7 capas. De acuerdo al coeficiente de correlación y al test chi-cuadrado la mejor coincidencia de los valores de simulación se tiene para el caso del poliestireno independientemente del tamaño del detector.

Por lo tanto, basándonos en los resultados se muestra que Fluka reproduce bien los procesos de retrodispersión en lo concerniente a la medición de dosis absorbida, sobre todo, en materiales con número atómico (bajo) próximo al de los detectores (LiF).

En las siguientes secciones centraremos nuestra discusión en el proceso de determinación de dosis absorbida en el medio, la cual difiere a la dosis medida por el detector a pesar de ser ubicado en la misma región de interés dentro del medio. Esta diferencia en parte también se debe a la presencia de la interfaz entre el dosímetro y medio, que altera el flujo de partículas cargadas al atravesar la región de interés.

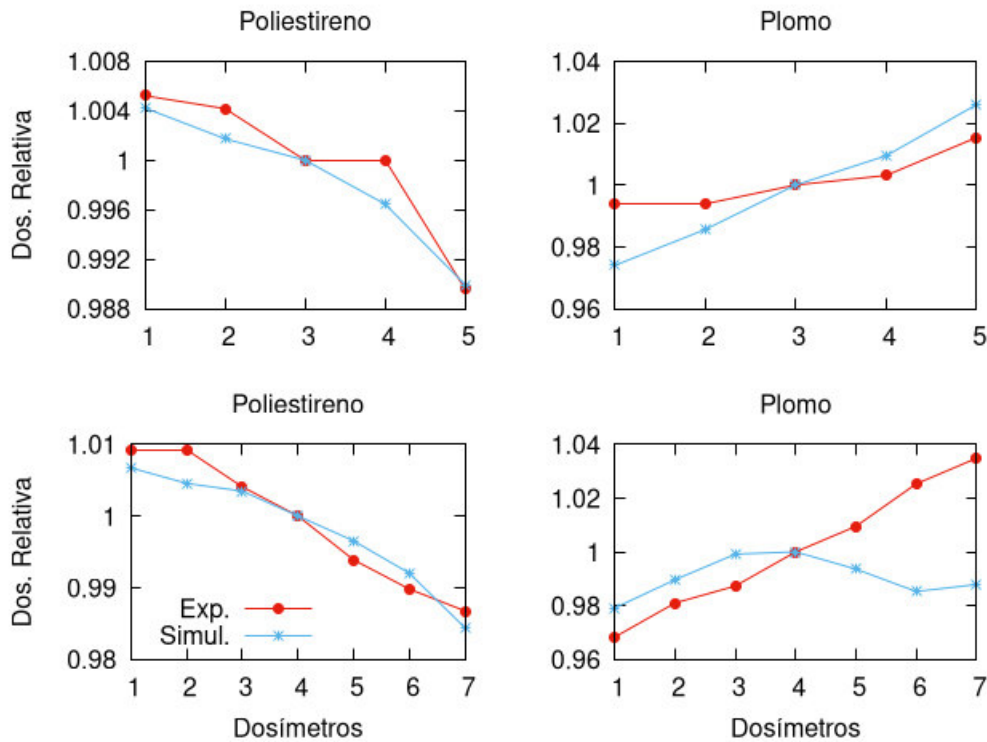


Figura 5.1: Datos experimentales (línea roja) y simulados (línea azul) de la dosis absorbida relativa para detectores conformados por 5 y 7 capas de dosímetros. La dosis ha sido normalizada a la lectura del dosímetro ubicado en la mitad del detector para enfatizar los efectos del proceso de retrodispersión. Los datos experimentales han sido obtenidos de [38].

	Poli.	Pb
Diferencia entre datos		
Capas	Detector de 5 capas	
1	0.10 %	2.00 %
5	0.04 %	1.05 %
Capas	Detector de 7 capas	
1	0.24 %	1.12 %
7	0.24 %	4.53 %
Coef. Corr. Pearson		
Capas	ρ	
5	0.966	0.951
7	0.962	0.064
Capas	χ^2/n	
5	0.282	5.275
7	0.461	5.096

Cuadro 5.1: Datos para la comparación entre los valores experimentales y simulados. Se muestra la diferencia entre los datos expresados en porcentaje, con respecto a los datos experimentales, de la primera y última capa de los detectores de 5 y 7 capas de dosímetros; los coeficientes de correlación de Pearson y los valores de χ^2/n para el poliestireno y plomo.

5.4. Poder de frenado

El poder de frenado efectivo, en teoría de la cavidad, se define como la razón entre el valor de dosis absorbida en la cavidad, (D_c), y el valor de la dosis absorbida en el volumen cuando el detector ha sido reemplazado por el medio material, (D_m).

$$f = \frac{D_c}{D_m} \quad (5.1)$$

De forma experimental solo es posible determinar D_c y por tanto f es aproximado teóricamente, como se ha mencionado en el capítulo 2. Sin embargo, el uso de detectores sólidos rompe con la condición de detector pequeño y la aproximación de Bragg-Gray. Otro problema que se presenta, en el caso de irradiación con electrones, es la ausencia de equilibrio electrónico (CPE), lo que solo se puede pasar por alto para la aproximación de detector pequeño. El problema entonces radica en encontrar una expresión general para el factor f , para un tamaño de detector no pequeño y para cualquier diferencia en composición entre el medio irradiado y el detector.

Además, la definición planteada del factor f permite establecer dos criterios: (1) el cumplimiento de la condición de que si la cavidad aumenta a un tamaño considerable ($c \rightarrow m$), entonces el poder de frenado tiende a ser uno ($f \rightarrow 1$) y (2) el hecho de que se puede definir explícitamente lo que se entiende por volumen equivalente. Una descripción más detallada implicaría también la definición de punto efectivo (definición que no se considera en este trabajo).

5.5. Evaluación de las aproximaciones de f

En esta sección se compara los datos obtenidos en la simulación con las diferentes aproximaciones del factor f elaboradas por varios autores. Por otro lado, se procede a definir una serie de factores f y se los compara con las lecturas obtenidas en los detectores (simulación), D_c , como si no se conociesen los valores de dosis en el medio (simulación), D_m .

Se hace la comparación de cada uno de estos factores definidos con los valores teóricos (igual a lo que está en el trabajo escrito).

5.5.1. Factor f_1 (Definición)

El factor f_1 propuesto se basa en la definición misma del poder de frenado efectivo, ecuación 5.1. Y los valores para D_c y D_m corresponden a los resultados obtenidos de la simulación.

El cuadro 5.2 muestra los valores para el factor f_1 en función del tamaño del detector (número de capas de dosímetros).

Número de capas	f_1				Error (%)			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.983	0.994	1.016	1.121	0.51	0.14	0.32	1.05
2	0.983	0.998	1.013	1.125	0.35	0.07	0.20	0.64
3	0.960	0.998	1.012	1.123	0.43	0.05	0.15	0.52
5	0.983	0.998	1.030	1.143	0.22	0.04	0.15	0.49
7	0.983	0.998	1.036	1.296	0.19	0.04	0.16	0.05

Cuadro 5.2: Valores de f_1 determinados en función del número de capas de dosímetros.

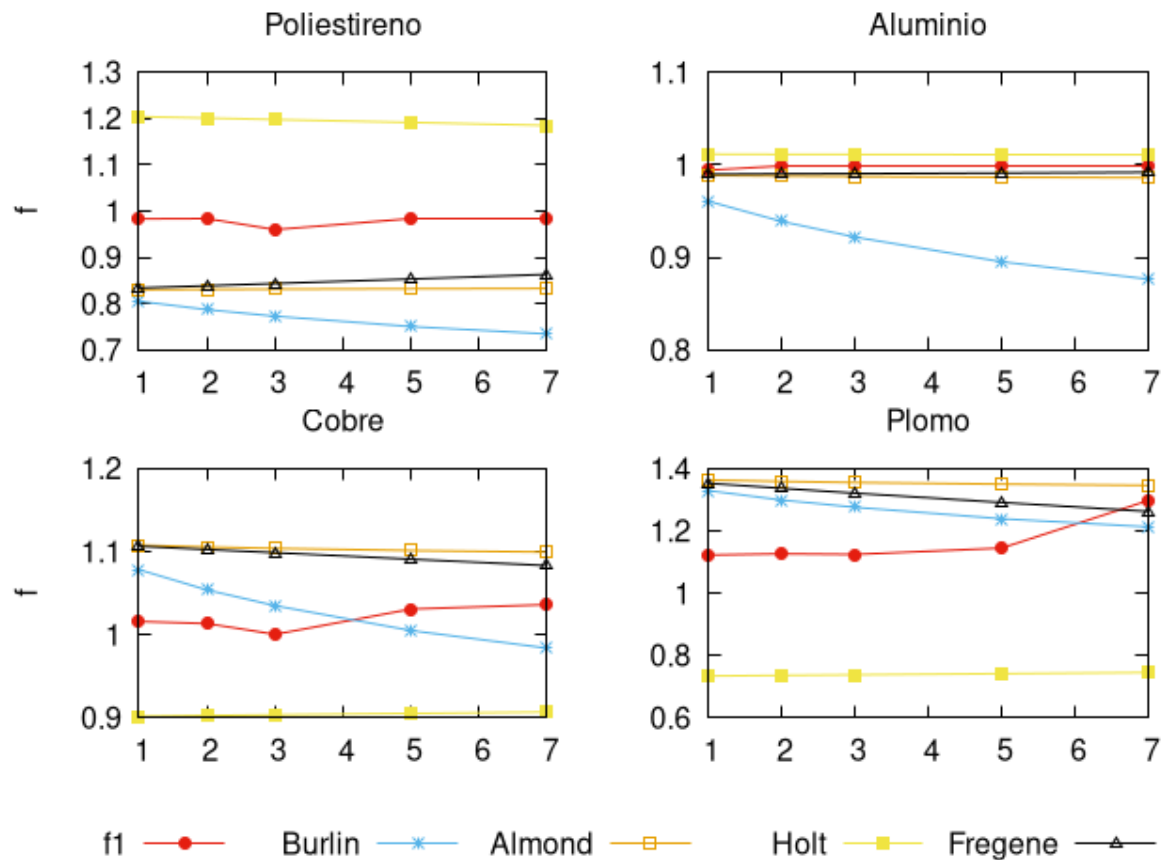


Figura 5.2: Comparación entre el factor f_1 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregne; en función del tamaño del detector.

La figura 5.2 muestra que los valores de f_1 no se correlacionan tan bien en el caso del poliestireno y cobre como en aluminio y plomo, con los valores teóricos. En el caso del aluminio el valor de f_1 se correlaciona de mejor forma con el valor de f que proviene de la teoría de Fregne y para el plomo con el valor f de la teoría de Burlin.

5.5.2. Factor f_2

El factor f_2 considera la razón existente entre la dosis medida por el dosímetro de LiF en el medio y la dosis medida para el caso homogéneo, cuando el fantoma es de LiF.

$$f_2 = \frac{D_c}{D_{LiF}} \quad (5.2)$$

En este caso se considera que el factor f para grandes tamaños de cavidad tiene como límite, la unidad.

El cuadro 5.3 muestra los valores de f_2 en función del número de capas de dosímetros.

Número de capas	f_2			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.972	1.022	1.221	1.769
2	0.972	1.019	1.231	1.749
3	0.973	1.021	1.250	1.742
5	0.970	1.022	1.294	1.705
7	0.967	1.024	1.338	1.642

Cuadro 5.3: Valores de f_2 determinados en función del número de capas de dosímetros.

La figura 5.3 muestra que los valores de f_2 no se correlacionan tan bien en el caso del poliestireno, cobre y plomo, como en aluminio con los valores teóricos. En el caso del aluminio el valor de f_2 se correlaciona de mejor forma con el valor de f que proviene de la teoría de Holt.

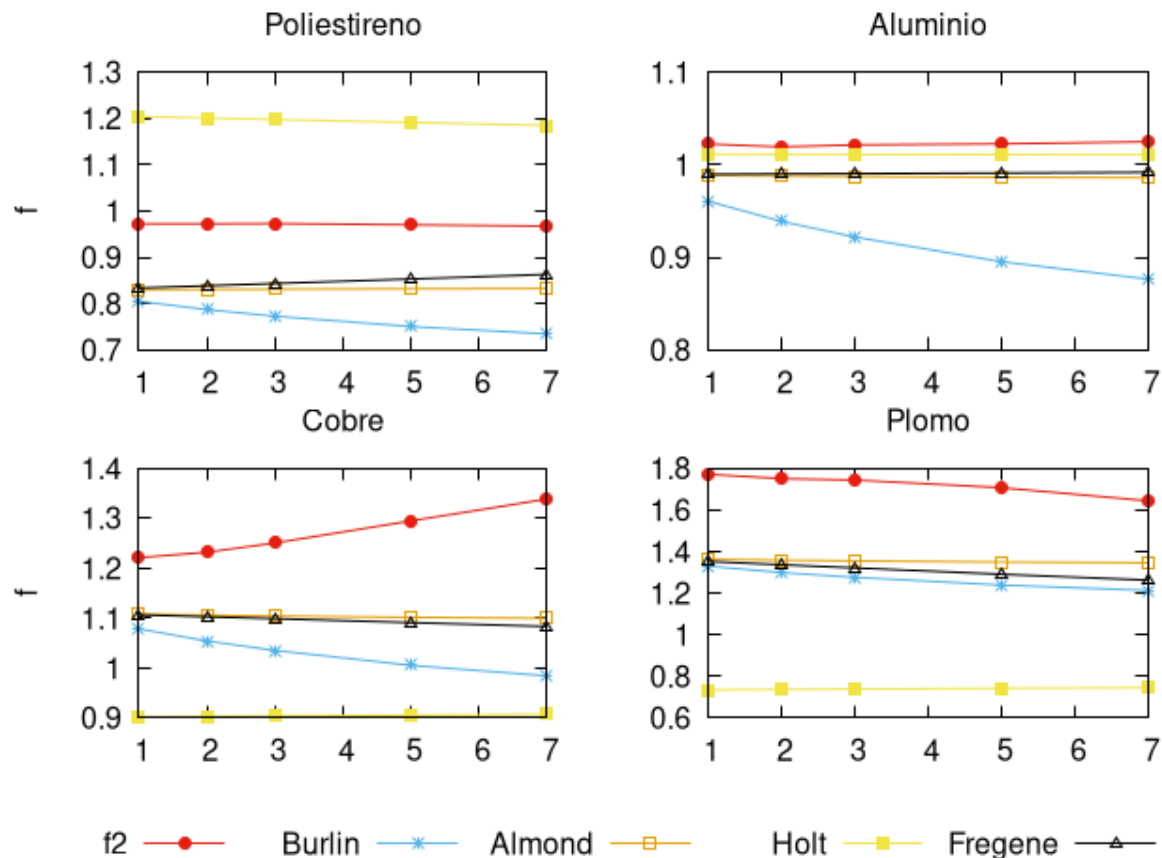


Figura 5.3: Comparación entre el factor f_2 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.3. Factor f_3

Si se considera que las densidades electrónicas en el medio y cavidad son diferentes. Implícitamente se reconoce una contribución de electrones secundarios en la cavidad. Para ello, el factor f_3 se define de la siguiente manera:

$$f_3 = \frac{D_c}{D_{LiF}} \left(\frac{Z}{A} \right)_m^{LiF} \quad (5.3)$$

donde:

$$\left(\frac{Z}{A} \right)_m^{LiF} = \frac{\left(\frac{Z}{A} \right)_{LiF}}{\left(\frac{Z}{A} \right)_m} \quad (5.4)$$

En este caso se considera que el factor f para grandes tamaños de cavidad tiene como límite, la razón de densidades electrónicas entre el medio y el detector.

El cuadro 5.4 muestra los valores del factor $\left(\frac{Z}{A} \right)_m^{LiF}$ para los materiales analizados en el presente trabajo. Cabe mencionar que el valor Z_{eff} para compuestos varía de acuerdo a

características de la radiación incidente como tipo de partículas y energía. Así, el cuadro 5.4 también incluye los valores de $(\frac{Z}{A})_m$. Los datos fueron tomados de los artículos [38], [12] y [37].

Parámetro	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
$(\frac{Z}{A})_m$	0.538	0.481	0.456	0.396
$(\frac{Z}{A})_m^{LiF}$	0.859	0.960	1.013	1.167

Cuadro 5.4: Valores de densidad electrónica y densidad electrónica relativa para los materiales utilizados en el presente trabajo.

El valor de f_3 en función del número de capas de dosímetros, se indica en el cuadro 5.5.

Número de capas	f_3			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.835	0.981	1.236	2.065
2	0.835	0.978	1.247	2.041
3	0.835	0.980	1.266	2.033
5	0.833	0.981	1.311	1.990
7	0.831	0.984	1.355	1.916

Cuadro 5.5: Valores de f_3 determinados en función del número de capas de dosímetros.

La figura 5.4 muestra que los valores de f_3 no se correlacionan tan bien para los materiales de mayor número Z , cobre y plomo, como en poliestireno y aluminio con los valores teóricos. En el caso del poliestireno y aluminio el valor de f_3 se correlaciona de mejor forma con el valor f que proviene de la teoría de Almond.

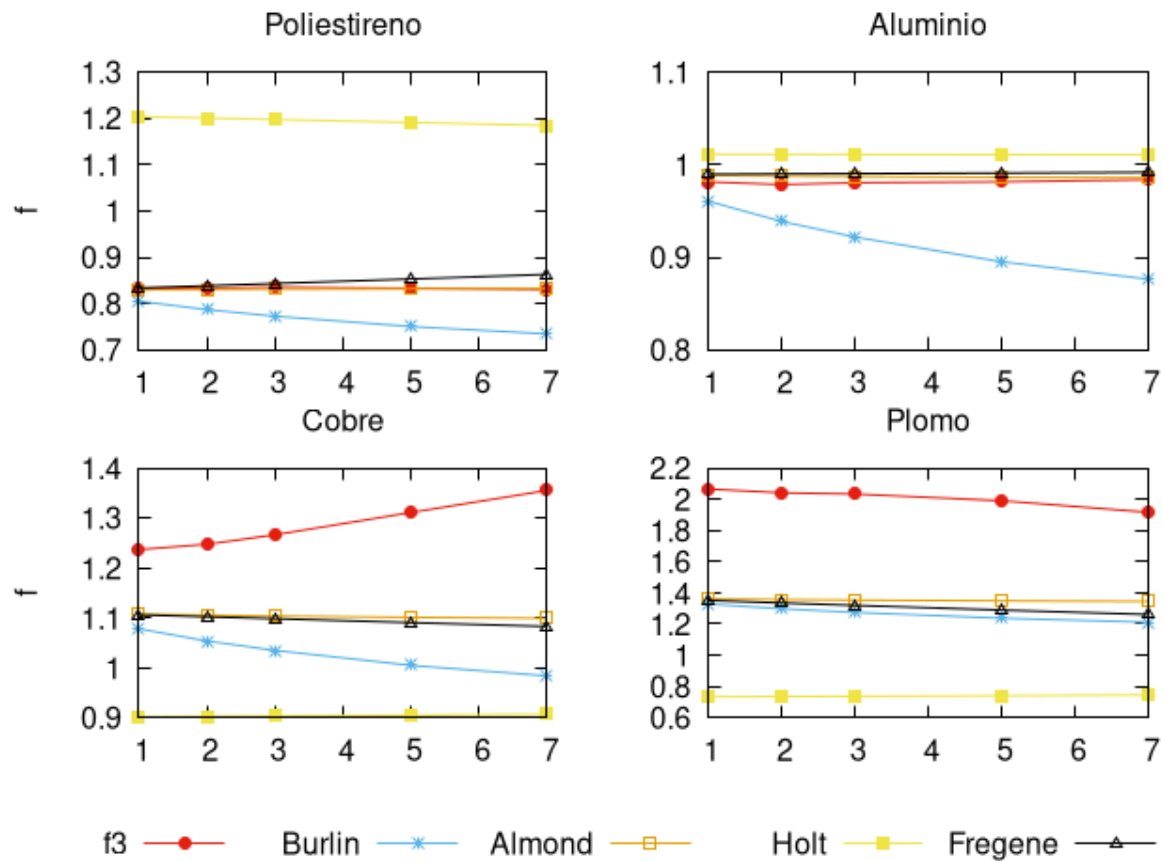


Figura 5.4: Comparación entre el factor f_3 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.4. Factor f_4

Se plantea f_4 al considerar que la energía depositada por la radiación en el medio es distinta a la cavidad. Para lo cual, se añade un factor a la expresión del factor f_2 que considera la razón de los poderes de frenado del medio y del material del detector, en este caso LiF. Por lo tanto, f_4 se puede escribir de la siguiente manera:

$$f_4 = \frac{D_c}{D_{LiF}} \times S_m^{LiF} \quad (5.5)$$

donde:

D_c es la dosis medida por el dosímetro de LiF en el medio m.

D_{LiF} es la dosis medida por el dosímetro cuando todo el fantoma es homogéneo del mismo material al dosímetro, LiF.

S_m^{LiF} se define como:

$$S_m^{LiF} = \frac{S_{LiF}}{S_m}$$

En este caso se considera que el factor f para grandes tamaños de cavidad tiene como límite, la razón de poderes de frenado del medio y detector. Esto implica que se estaría tomando la relación de Bragg Gray como general para cualquier tamaño de detector.

Sin embargo, los poderes de frenado S de cada material se evalúan en función de la energía media del electrón, E_z . La cual varía en función de la distancia de penetración de la siguiente forma:

$$E_z = E_o \left(1 - \frac{z}{R_p} \right) \quad (5.6)$$

siendo:

E_o la energía media en la superficie del fantoma.

z la distancia de penetración del haz en el medio.

R_p el rango práctico de la radiación incidente.

Tanto E_o como R_p se pueden estimar a partir del R_{50} (cm) de diversas formas. Siendo R_{50} la distancia donde la dosis toma el valor del 50 % de su valor máximo. [10]

$$E_o \approx 0,656 + 2,059R_{50} + 0,022R_{50}^2 (MeV) \quad (5.7)$$

$$E_o \approx 2,33R_{50} (MeV) \quad (5.8)$$

$$E_o \approx 2,4R_{50} (MeV) \quad (5.9)$$

$$R_p \approx 1,271R_{50} - 0,23 (cm) \quad (5.10)$$

$$R_p \approx E_o/2 \quad (5.11)$$

Cabe mencionar que las ecuaciones 5.8 y 5.9 producen una estimación de E_o muy cercana a la planteada por la relación 5.7 que es más exacta, considerandolas equivalentes. De hecho, la Asociación Americana de Físicos en Medicina (AAPM), en su reporte [10], estima un margen de error de 0,4MeV. Lo mismo sucede con las ecuaciones 5.10 y 5.11 para la determinación de R_p .

El cuadro 5.6 muestra los valores calculados de R_{50} , R_p y E_o para las características de radiación y medios utilizados en el presente trabajo.

Tanto el cuadro 5.7 como la figura 5.5 muestran los valores calculados de E_z y S_m^{LiF} en función del número de capas de dosímetros. Los valores de S_m^{LiF} en función de la energía E_z fueron obtenidos de la base de datos EStar del NIST, [6].

Parámetro	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	LiF
$R_{50}(cm)$	6.969	2.831	0.739	0.425	3.351
$R_p(cm)$	8.628	3.368	1.094	0.768	4.029
$E_o(MeV)$	16.074	6.662	2.189	1.535	7.803

Cuadro 5.6: Se muestran los datos calculados para los materiales utilizados en el desarrollo del presente trabajo incluido el material de los detectores, LiF.

Número de capas	$E_z(MeV)$				$S_m^{LiF}(MeVcm^2/g)$			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	13.244	5.497	1.811	1.227	0.766	0.961	1.222	1.437
2	13.209	5.459	1.773	1.189	0.766	0.961	1.224	1.441
3	13.173	5.421	1.735	1.151	0.765	0.961	1.225	1.446
5	13.102	5.346	1.658	1.075	0.765	0.963	1.229	1.454
7	13.031	5.271	1.582	0.999	0.765	0.963	1.232	1.461

Cuadro 5.7: Valores de E_z y los correspondientes valores de S_m^{LiF} . Los valores de E_z han sido calculados a partir de la relación 5.6 y S_m^{LiF} fue obtenido de la base de datos[6].

Además, la figura 5.5c muestra los valores de E_z y S_m^{LiF} normalizados, con la finalidad de analizar la relación entre estas dos magnitudes en función de la profundidad de penetración de la radiación en el medio. Resalta el hecho de que sólo para el caso del poliestireno la relación entre E_z y S_m^{LiF} es proporcionalmente directa. Para el resto de materiales la relación es indirecta, es decir, a medida que E_z disminuye linealmente al aumentar la profundidad, S_m^{LiF} aumenta. De hecho, a medida que el número atómico del material aumenta, S_m^{LiF} pareciera aumentar con una mayor tasa de variación.

Número de capas	f_4			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.745	0.982	1.491	2.542
2	0.745	0.980	1.507	2.520
3	0.744	0.982	1.531	2.518
5	0.742	0.984	1.590	2.479
7	0.740	0.987	1.648	2.399

Cuadro 5.8: Valores de f_4 determinados en función del número de capas de dosímetros.

El cuadro 5.8 exhibe los valores calculados para el factor f_4 propuesto.

Finalmente, la figura 5.6 muestra que los valores de f_4 no se correlacionan tan bien en el caso del cobre y plomo como en poliestireno y aluminio con los valores teóricos. En el caso del poliestireno el valor de f_4 se correlaciona de mejor forma con el valor f que proviene de la teoría de Burlin y para el aluminio con el valor f de la teoría de Almond.

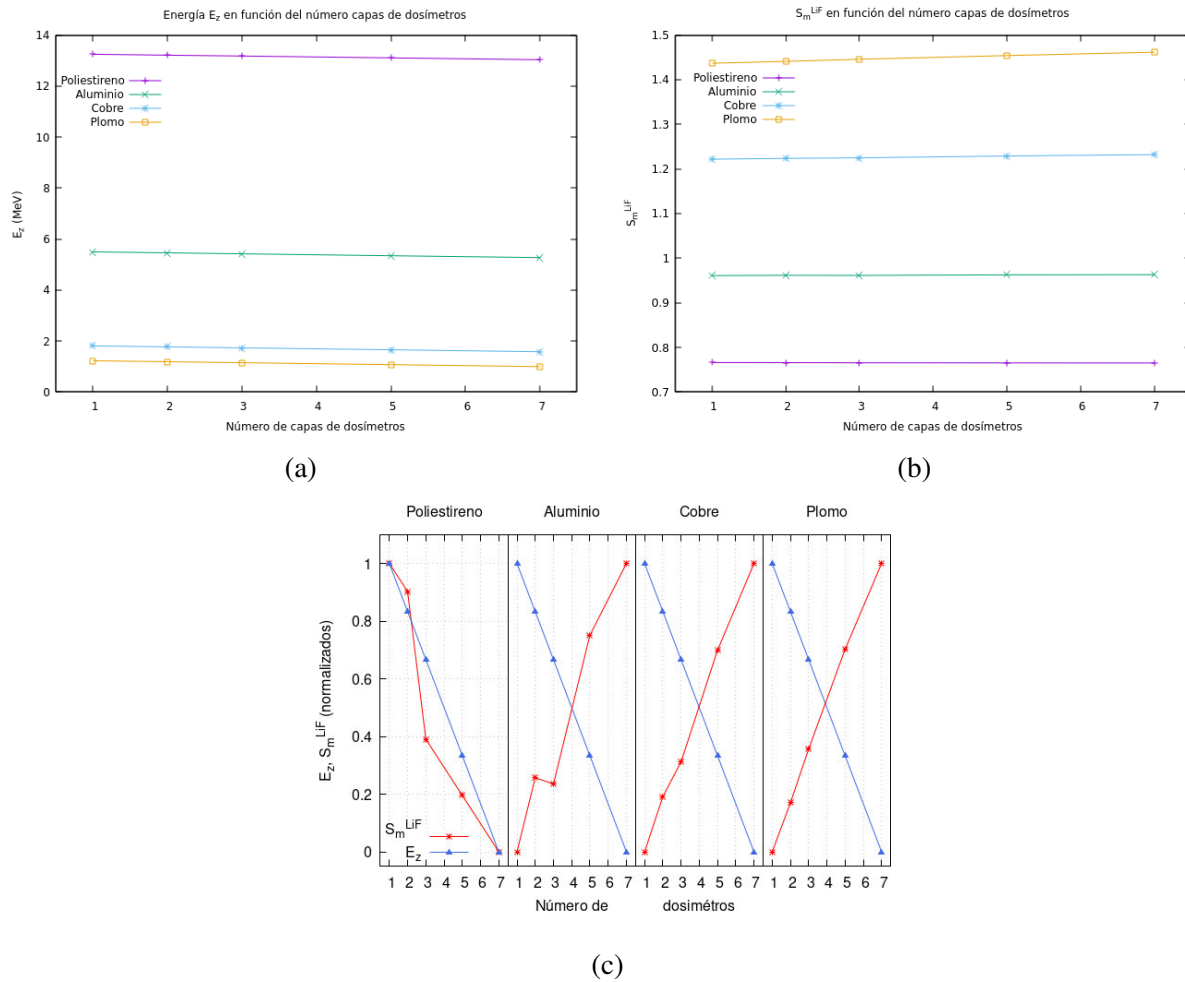


Figura 5.5: Las figuras (a) y (b) muestran la energía E_z y el poder de frenado relativo S_m^{LiF} en función de la posición media (en cm) de cada dosímetro. Debido a la gran diferencia entre los valores de E_z y S_m^{LiF} , para comparar y apreciar la relación existente entre ellos, la figura (c) muestra los valores normalizados (estadísticamente) de tal forma que el rango de los datos se encuentren entre 0 y 1.

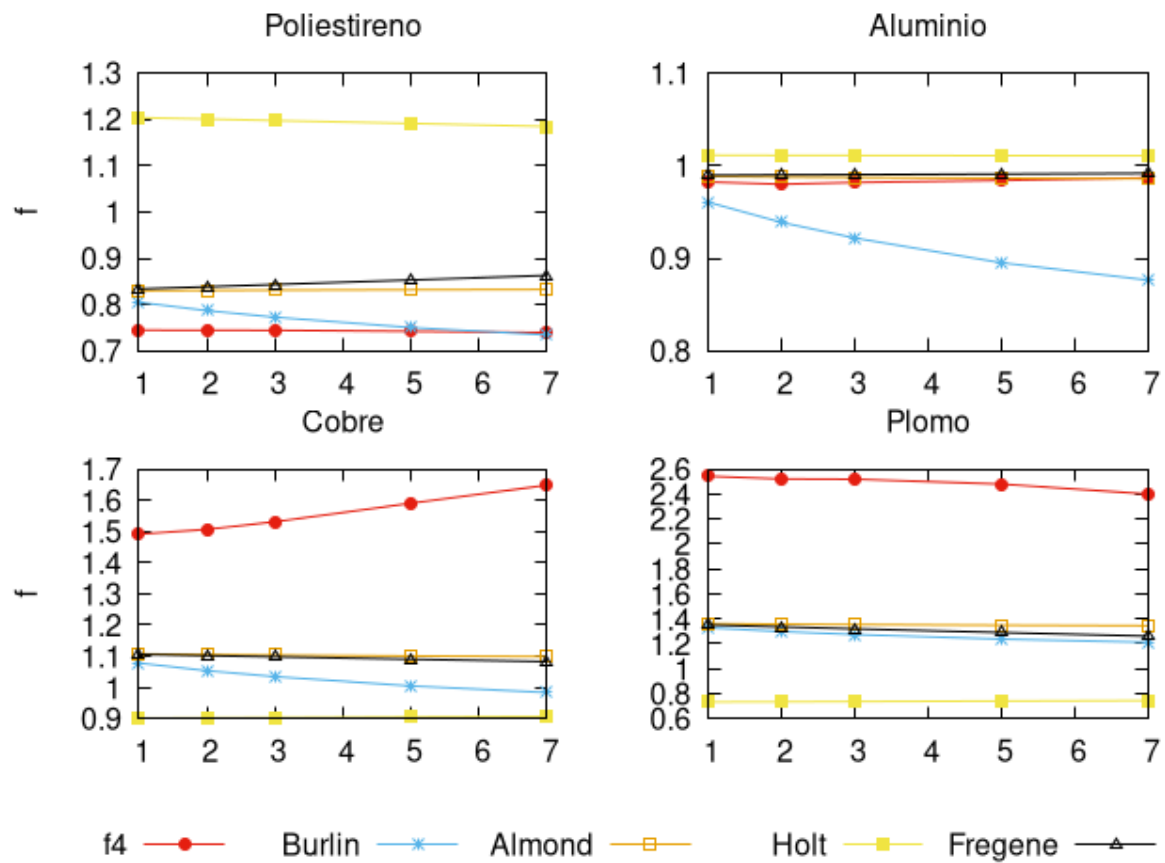


Figura 5.6: Comparación entre el factor f_4 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.5. Factor f_5

El factor f_5 considera la dispersión de electrones entre el medio y la cavidad, de tal forma que la desaceleración de los electrones se considera continua. De esta forma el factor f_5 se puede establecer de la siguiente forma:

$$f_5 = \frac{D_c}{D_{LiF}} \Sigma_m^{LiF} \quad (5.12)$$

donde:

$$\Sigma_m^{LiF} = \frac{[\sec \theta_{rms}(x)]_{LiF}}{[\sec \theta_{rms}(x)]_m} \quad (5.13)$$

siendo: θ_{rms} la raíz del ángulo de dispersión cuadrático medio.

En este caso se considera que el factor f para grandes tamaños de cavidad tiene como límite, la razón de las diferentes propiedades de dispersión de los medios (considerados en función de los ángulos cuadráticos medios de los dos medios).

El cuadro 5.9 muestra los valores de f_5 para, los materiales de menor y mayor número atómico, el poliestireno y el plomo, en función del número de dosímetros.

Número de capas	Σ_m^{LiF}		f_5	
	Poliestireno	Plomo	Poliestireno	Plomo
1	1.001	0.984	0.973	1.741
2	1.001	0.97	0.973	1.696
3	1.001	0.953	0.973	1.660
5	1.002	0.922	0.972	1.572
7	1.002	0.892	0.969	1.464

Cuadro 5.9: Valores de f_5 determinados en función del número de capas de dosímetros.

La figura 5.7 muestra que los valores f_5 para el caso del poliestireno presentan mayor diferencia con los valores f de las teorías de Holt y Burlin. Para el caso del plomo los valores de f_5 difieren en mayor medida con los valores f de la teoría de Holt.

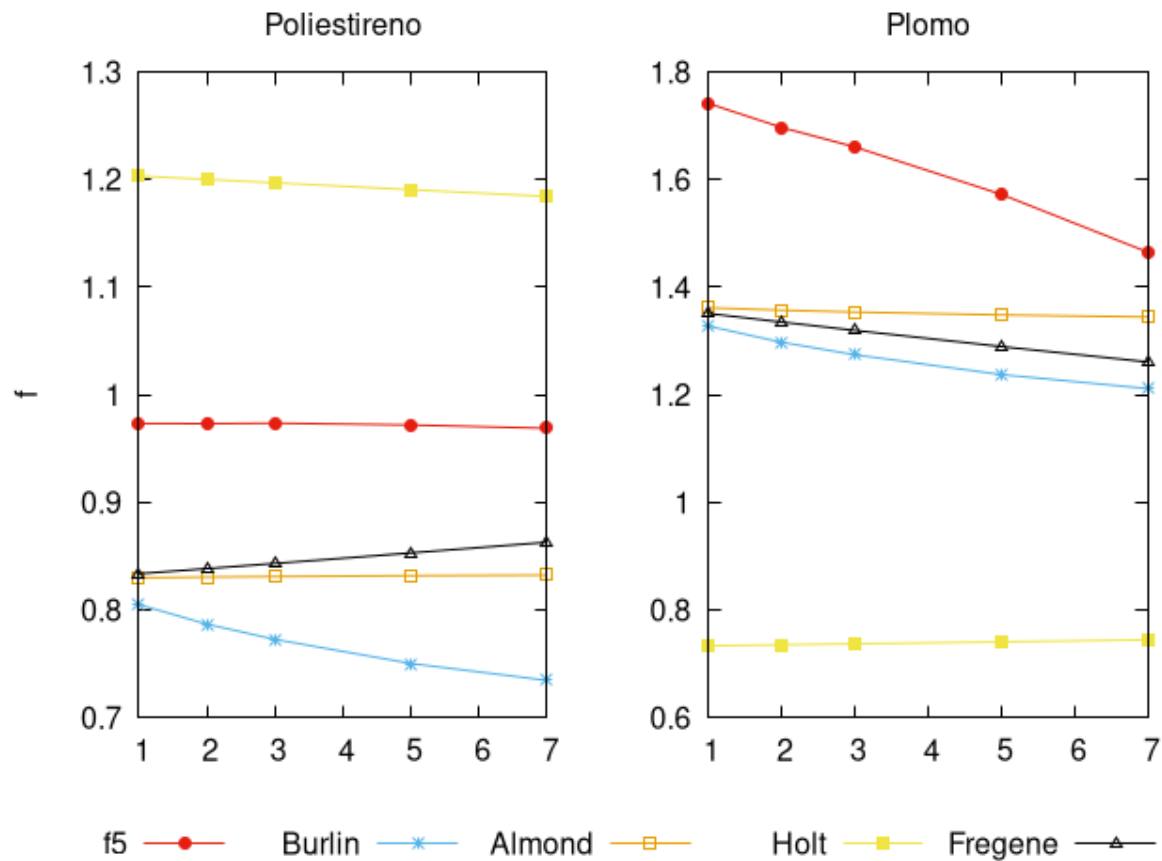


Figura 5.7: Comparación entre el factor f_5 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.6. Factor f_6

El factor f_6 se define bajo la misma relación que el factor f_4 . Sin embargo, para calcular S_m^{LiF} en f_6 se considera una energía constante. Lo que se supone un S_m^{LiF} independiente de la distancia de penetración. Se han utilizado los valores de S_m^{LiF} publicados en [38].

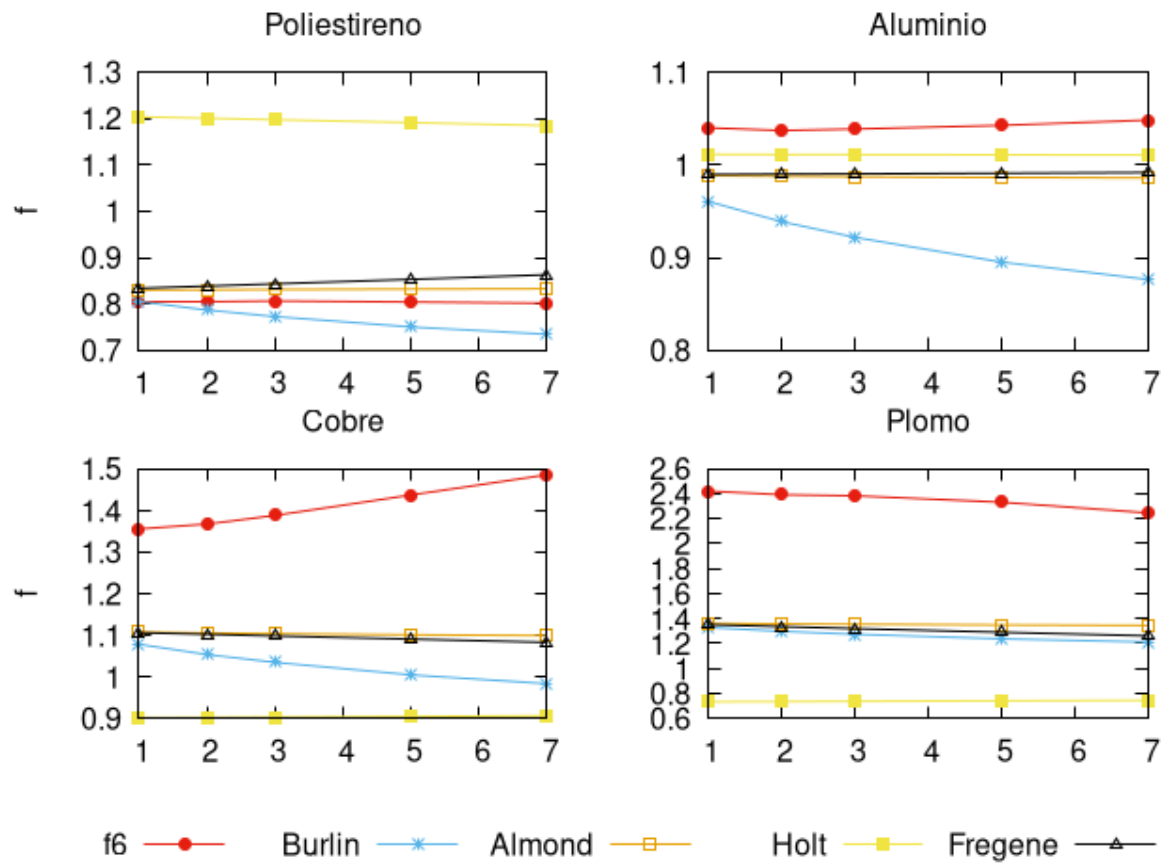
El cuadro 5.10 muestra los valores del poder de frenado relativo S_m^{LiF} y el valor de energía a la que se han calculado. Con estos valores se ha obtenido el factor f_6 , cuyos valores se muestran en el cuadro 5.11.

Por otra parte, la figura 5.8 muestra que los valores de f_6 no se correlacionan tan bien en el caso del cobre y plomo como en poliestireno y aluminio con los valores teóricos. En el caso del poliestireno el valor de f_6 se correlaciona de mejor forma con el valor f que proviene de la teoría de Almond y para el aluminio con el valor f de la teoría de Holt.

	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
$E(MeV)$	14.7	14.6	14	12.6
S_m^{LiF}	0.829	0.989	1.11	1.367

Cuadro 5.10: Poder de frenado relativo y energía a la que fue calculada. Datos extraídos de [38].

	f_6			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.806	1.040	1.355	2.419
2	0.806	1.037	1.367	2.391
3	0.806	1.038	1.387	2.381
5	0.804	1.042	1.436	2.331
7	0.802	1.048	1.485	2.244

Cuadro 5.11: Valores de f_6 determinados en función del número de capas de dosímetros.Figura 5.8: Comparación entre el factor f_6 y los valores del factor f obtenidos a partir de las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.7. Factor f'_1

Como se mencionó, el factor f_1 fue definido como la razón entre la dosis absorbida en el detector en el lugar de interés y la dosis absorbida en el medio, por tal motivo, no puede calcularse de forma experimental pues no es posible conocer el valor de la dosis absorbida en el medio directamente. Sin embargo, nos hemos valido de la simulación para determinar el valor de dosis absorbida en el medio y de esta forma comparar el valor de f_1 con diferentes aproximaciones de f .

Las discrepancias entre las aproximaciones y el factor f_1 nos motiva a considerar no solo el volumen de la región de interés, sino también la diferencia de densidad entre el medio y el dosímetro. De esta forma, para medir la dosis absorbida en el punto de interés se requiere un detector cuyo volumen no se equipare al de la región en cuestión sino a la masa. Así, para materiales de mayor número atómico que el detector, el volumen que equipará la masa del detector es menor, y para medios con número atómico menor al detector, el volumen es mayor. También, al considerar la densidad, las medidas de la región de interés y del dosímetro se estiman en unidades de masa sobre área, $\frac{g}{cm^2}$. El cuadro 5.12 muestra las medidas de la profundidad de la región en los distintos medios equivalente en masa a la longitud de los detectores de LiF.

	$\rho [\frac{g}{cm^3}]$	Número de capas [mm]				
		1	2	3	5	7
LiF	2.64	0.381	0.762	1.143	1.905	2.667
Poliestireno	1.05	0.958	1.916	2.874	4.790	6.706
Aluminio	2.70	0.373	0.745	1.118	1.863	2.608
Cobre	8.96	0.112	0.225	0.337	0.561	0.786
Plomo	11.35	0.089	0.177	0.266	0.443	0.620

Cuadro 5.12: Longitud de las regiones equivalentes en masa a los distintos tamaños de detectores de LiF.

Las condiciones sobre las cuales se ha desarrollado el presente trabajo no permitieron simular y comparar los valores de dosis absorbida de las regiones mencionadas previamente. Sin embargo, una aproximación a la propuesta realizada es definida en la ecuación 5.14, donde, el factor f'_1 representa la razón entre la dosis absorbida por el detector a la dosis en el medio en la región correspondiente al volumen del detector de menor tamaño (una capa). De esta forma, los valores de f'_1 y la comparación con las aproximaciones teóricas clásicas se muestran en el cuadro 5.13 y la figura 5.9, respectivamente.

$$f'_1 = \frac{D_{LiF}}{D_{m1}} \quad (5.14)$$

	f'_1			
	Poliestireno	Aluminio	Cobre	Plomo
1	0.983	0.994	1.015	1.121
2	0.983	0.991	1.024	1.108
3	0.983	0.993	1.040	1.104
5	0.981	0.994	1.076	1.080
7	0.978	0.997	1.113	1.040

Cuadro 5.13: Valores de f'_1 determinados en función del número de capas de dosímetros.

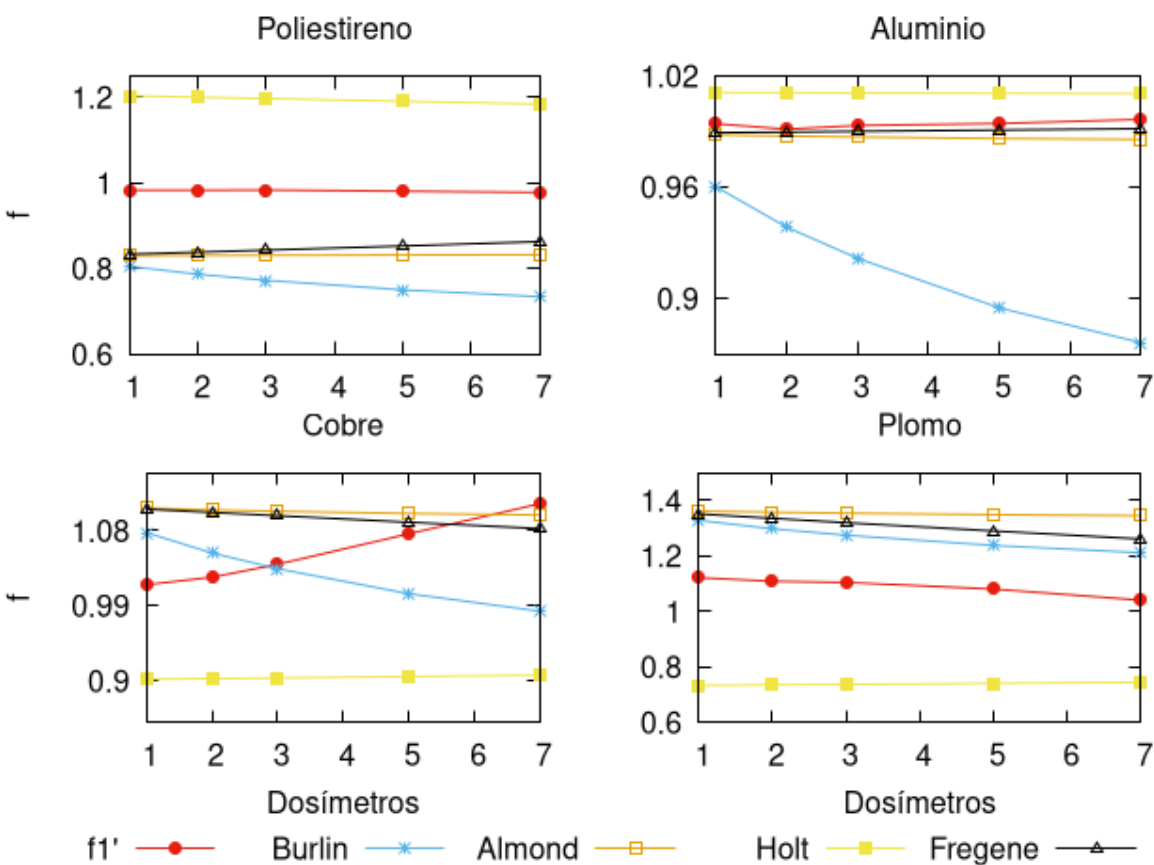


Figura 5.9: Comparación entre el factor f'_1 y las aproximaciones teóricas de Burlin, Almond, Holt y Fregene; en función del tamaño del detector.

5.5.8. Comparación de factores f

Para finalizar, comparamos los diferentes factores f ; la figura 5.10 muestra los distintos factores en función del tamaño del detector. Los coeficientes de Pearson y chi-cuadrado del análisis de comparación son mostrados en el cuadro 5.14 de los factores f con el factor f_1 y en el cuadro 5.15 de los factores f con las aproximaciones clásicas (Burlin et al., Almond and Mc Cray, Holt et al. Y Fregene).

De los datos obtenidos, solamente para el caso del aluminio todos los factores evaluados

presentan una buena coincidencia con el factor f_1 ; podemos explicar esto debido a que el número atómico del medio es cercano al del dosímetro. Sin embargo, cuando se analiza el índice de correlación, como un segundo criterio, los valores del coeficiente indican que existe un casi nulo grado de correlación o que al menos los valores de f_1 y las aproximaciones de f no poseen una relación lineal entre sí.

De forma general y exceptuando el factor f'_1 , las aproximaciones f no coinciden con f_1 , independientemente del medio. Es decir, dejando de lado el factor f'_1 , ninguna aproximación presenta un nivel aceptable de coincidencia para los elementos de mayor número atómico (cobre y plomo) y tan solo f_2 presenta valores aceptables que permiten establecer un nivel de coincidencia para el caso del poliestireno y aluminio.

El análisis de la prueba chi-cuadrado de f'_1 con respecto a f_1 nos indica que estas dos formas de plantear el poder de frenado coinciden en gran medida para materiales de número atómico no tan alto, puesto que, en el caso del plomo la prueba muestra no coincidencia. El nivel de correlación es bajo e inverso para el poliestireno y aluminio, y es alto e indica una proporcionalidad directa para el cobre. De esta forma, el factor f'_1 es una forma válida en la determinación del poder de frenado y permite abordar el problema de la aproximación de detector grande sin la presencia de equilibrio electrónico.

Por otra parte, al analizar los datos del cuadro 5.15 se tiene una conclusión similar a la anteriormente planteada para el aluminio, ya que solo para este medio las diferentes aproximaciones f coinciden con los valores teóricos de Almond, Holt y Fregene. En otras palabras, las aproximaciones planteadas al poder de frenado son similares a los valores propuestos por las teorías de Almond, Holt y Fregene, en materiales de número atómico similar al dosímetro como es el caso del aluminio. Exceptuando la coincidencia entre f_1 y la teoría de Burlin en cobre, no se han encontrado coincidencias de los factores f con las teorías clásicas en materiales de mayor número atómico (cobre y plomo). Para el poliestireno se reporta una buena coincidencia entre las aproximaciones f_3 y f_6 con la teoría de Almond, así como una correlación fuerte y proporcionalmente inversa.

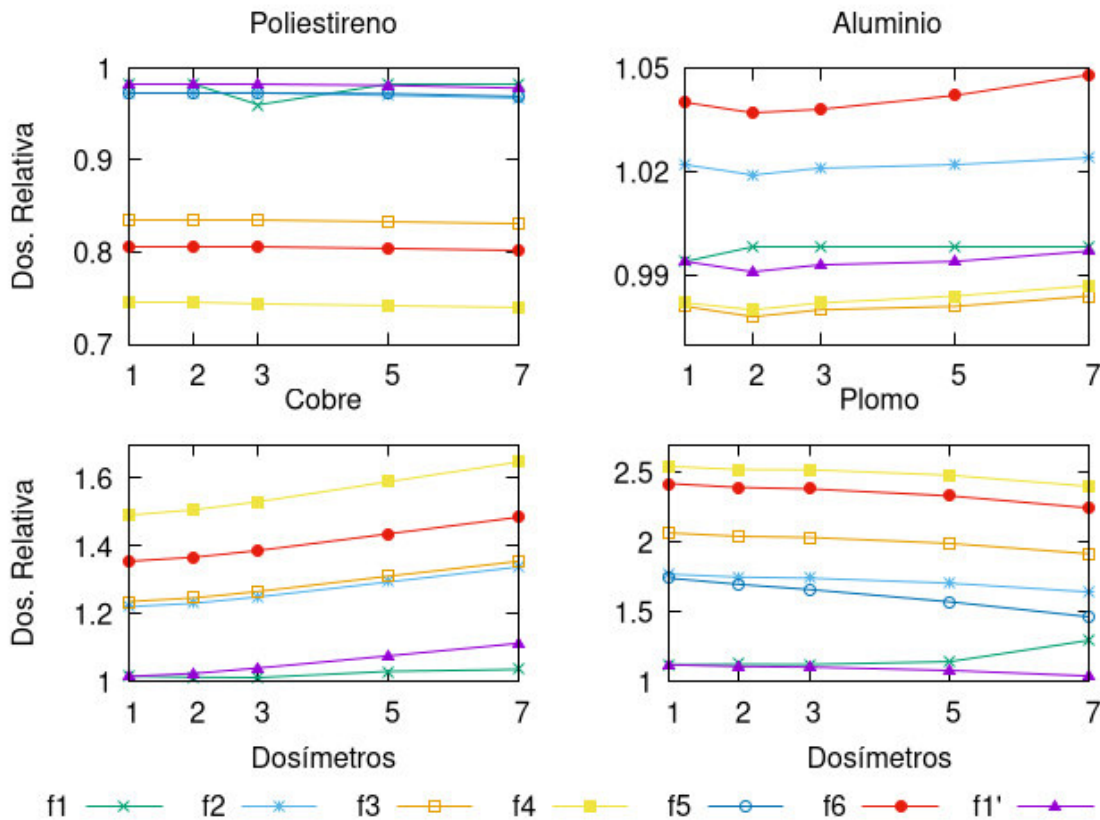


Figura 5.10: Comparación entre los factores f calculados en función del tamaño del detector.

Contrastación con respecto a f_1							
	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	f_1'	
ρ	-0.515	-0.375	-0.206	-0.323	-0.375	-0.425	Poli.
χ^2/n	0.105	17.933	59.537	0.086	27.703	0.071	
ρ	-0.123	-0.052	0.211	-	0.128	-0.088	Al
χ^2/n	0.240	0.120	0.090	-	0.743	0.007	
ρ	0.933	0.932	0.931	-	0.933	0.932	Cu
χ^2/n	14.852	16.440	46.189	-	29.497	0.585	
ρ	-0.931	-0.931	-0.954	-0.880	-0.931	-0.930	Pb
χ^2/n	38.295	63.493	101.099	30.624	91.040	4.554	

Cuadro 5.14: Coeficiente de correlación de Pearson, ρ , y χ^2/n para la comparación entre los diferentes valores de f con respecto a f_1 .

Contrastación de los valores f con los valores teóricos									
Teoría	Material	Test	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	f'_1
Burlin et al.	Poli.	ρ	-0.056	0.814	0.897	0.954	0.826	0.897	0.868
		χ^2/n	27.381	25.799	3.984	1.338	26.047	1.643	27.961
	Al	ρ	-0.699	-0.608	-0.654	-0.839		-0.771	-0.635
		χ^2/n	3.005	4.632	2.106	2.234		6.182	2.808
	Cu	ρ	-0.851	-0.971	-0.972	-0.973		-0.971	-0.972
		χ^2/n	0.707	14.550	16.064	45.000		28.652	1.776
	Pb	ρ	-0.769	0.946	0.946	0.920	0.978	0.946	0.947
		χ^2/n	6.125	24.455	48.025	85.253	17.064	75.139	9.537
Almond and Mc Cray	Poli.	ρ	0.049	-0.810	-0.894	-0.952	-0.823	-0.894	-0.865
		χ^2/n	13.467	12.283	0.011	8.318	12.463	0.641	13.931
	Al	ρ	-0.702	-0.606	-0.652	-0.837		-0.768	-0.633
		χ^2/n	0.046	0.482	0.019	0.011		1.131	0.023
	Cu	ρ	-0.847	-0.969	-0.971	-0.972		-0.969	-0.970
		χ^2/n	2.594	6.868	8.020	33.197		18.451	1.483
	Pb	ρ	-0.767	0.944	0.944	0.918	0.977	0.945	0.945
		χ^2/n	11.618	16.278	37.768	73.939	10.527	63.952	20.819
Holt et al.	Poli.	ρ	-0.139	0.887	0.952	0.986	0.899	0.952	0.930
		χ^2/n	29.187	31.608	111.251	219.105	31.197	139.363	28.035
	Al	ρ	-0.604	-0.697	-0.747	-0.902		-0.857	-0.724
		χ^2/n	0.078	0.048	0.390	0.335		0.358	0.121
	Cu	ρ	0.903	0.995	0.996	0.996		0.996	0.996
		χ^2/n	5.231	32.382	34.441	68.834		50.246	8.155
	Pb	ρ	0.848	-0.981	-0.981	-0.964	-0.998	-0.981	-0.982
		χ^2/n	46.928	115.436	141.589	175.293	105.243	166.682	37.042
Fregene	Poli.	ρ	0.144	-0.891	-0.954	-0.988	-0.903	-0.954	-0.933
		χ^2/n	10.909	9.858	0.257	11.585	10.016	1.710	11.359
	Al	ρ	0.603	0.697	0.747	0.903		0.858	0.725
		χ^2/n	0.021	0.392	0.040	0.024		0.992	0.006
	Cu	ρ	-0.901	-0.995	-0.996	-0.996		-0.995	-0.995
		χ^2/n	2.228	7.555	8.745	34.322		19.404	1.400
	Pb	ρ	-0.839	0.978	0.978	0.959	0.997	0.978	0.978
		χ^2/n	8.813	20.130	42.742	79.518	13.410	69.449	14.447

Cuadro 5.15: Coeficiente de correlación de Pearson, ρ , y χ^2/n para la comparación entre los diferentes valores de f con respecto a las teorías de Burlin, Almond, Holt y Fregene.

Capítulo 6

CONCLUSIONES

La simulación desarrollada en el presente trabajo demuestra que Fluka, al igual que otros códigos de simulación Monte Carlo, permite reproducir una amplia variedad de geometrías, campos de radiación y detectores. Se ha mostrado que la precisión de los resultados depende del número de iteraciones en el proceso de cálculo. También, se puso en evidencia la relación directamente proporcional entre el número de iteraciones y el tiempo de cálculo. Así, a pesar de que no existe un número determinado de iteraciones que maximice la eficiencia de Fluka, pues este parámetro depende de las condiciones de cada simulación, sí podemos mencionar el número mínimo 1×10^5 desde el cual los valores de dosis se presentan más estables disminuyendo el error. La versatilidad de Fluka, permite dividir el número de iteraciones en partes que pueden ser procesadas independientemente entre sí, por los distintos núcleos que conforman una CPU. Se ha utilizado esta característica para dividir la simulación no solo entre distintos núcleos, sino también entre varias unidades de procesamiento. De esta forma la simulación desarrollada en el presente trabajo se realizó con hasta 35 computadores simultáneamente, lo que permitió el procesamiento de 1×10^8 iteraciones, que para el caso homogéneo (medio y dosímetro de LiF) de la geometría planteada refleja una variabilidad en los resultados de $\approx 0,10\%$, en un tiempo de $\approx 18,5[h]$ por cada simulación. Por lo tanto, Fluka permite desarrollar simulaciones complejas con un alto grado de precisión y con instrumentación de bajo coste.

El presente trabajo tuvo algunas limitaciones de entre las cuales podemos resaltar la falta de datos experimentales para poder contrastar los resultados de la simulación. Sin embargo, sobre la base de nuestros resultados podemos mencionar que los valores de dosis absorbida simulados a través de Fluka no concuerdan con los datos experimentales excepto para el caso del aluminio, donde el número atómico del medio ($Z_{Al} = 13$) es muy similar al del detector ($Z_{effLiF} = 8,2$).

El hecho de colocar un envolvente a las paredes laterales de los dosímetros es la excusa perfecta para discutir la importancia de los procesos de retrodispersión en la medición de dosis. Se ha mostrado que la presencia del envolvente en los detectores modifica la distribución de dosis en todo el medio irradiado, sobre todo, en materiales con un alto número atómico (cobre y plomo) donde se aprecia un aumento en el rango máximo. Además, al analizar las capas de dosímetros dentro del detector se puede estudiar el efecto de la retrodispersión en la medición de dosis absorbida. Así, se muestra que para el caso de un detector conformado por 7 capas la diferencia entre los datos simulados y experimentales de la primera y última capa en poliestireno es del $0,24\%$ y en el plomo es del $1,12$ y $4,53\%$, respectivamente. También se determinó que

la mejor coincidencia entre la simulación y los datos experimentales solo ocurre para el caso del poliestireno, en los tamaños analizados del detector.

En el marco de la teoría de cavidad y haciendo uso de los valores obtenidos de la simulación se determinó el poder de frenado, f_1 , basándonos en la definición teórica. De esta forma, nos permitimos comparar con respecto a f_1 las principales aproximaciones teóricas y diversas aproximaciones propuestas en el presente trabajo. El hecho de plantear aproximaciones distintas a las teóricas se debe a que los parámetros que se requieren para el cálculo de los modelos teóricos son sensibles a pequeñas variaciones de las condiciones de irradiación. Los resultados encontrados, no muy alentadores, muestran que las principales teorías tienen un nivel de coincidencia aceptable solamente en ciertos materiales. Así, la teoría planteada por Burlin coincide con f_1 solamente para el caso del cobre, mientras que el resto de las teorías (Almond, Holt y Fregene) presentan coincidencia solo en el aluminio. Por otra parte, de las aproximaciones planteadas (f_2, \dots, f_6) solo f_2 coincide con f_1 en poliestireno y aluminio, el resto de las aproximaciones coinciden en solo uno de los dos materiales antes mencionados; y ninguna aproximación presenta coincidencia en cobre o plomo.

El factor f'_1 ha sido planteado de tal forma que no solo se considera la equivalencia volumétrica, sino la diferencia de densidad entre la región de interés y la cavidad. Así, para medir la dosis absorbida en cierta región de interés dentro del medio, no es necesario que el detector posea el mismo volumen que la región de interés, sino más bien el volumen del detector debe permitir una equivalencia en masa con el volumen de la región. De los datos obtenidos, podemos determinar que f'_1 y f_1 tienen un alto grado de coincidencia, independientemente del número atómico del medio. Así, para el caso de haces de electrones, donde no se presenta equilibrio electrónico, la definición del poder de frenado, f_1 , requiere una revisión especialmente en su dependencia con la dosis del medio, D_m .

BIBLIOGRAFÍA

- ¹F. Attix, *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry* (Wiley, 2008).
- ²F. M. Khan y J. P. Gibbons, *Khan's the physics of radiation therapy* (Lippincott Williams & Wilkins, 2014).
- ³C. Leroy y P.-G. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection* (World Scientific, 2011).
- ⁴B. P. (auth.), *Radiation Physics for Medical Physicists*, 3.^a ed., Graduate Texts in Physics (Springer International Publishing, 2016).
- ⁵M. Berger, M. Inokuti, H. Anderson, H. Bichsel, J. Dennis, D. Powers, S. Seltzer y J. Turner, "Report 37", Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements, NP-NP (1984).
- ⁶M. Berger, J. Coursey, M. Zucker y J. Chang, *Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions, NIST Standard Reference Database 124*, 2017.
- ⁷W. V. Oña R., "Estudio de los procesos de retrodispersión en un detector irradiado dentro de un material arbitrario con radiación gamma y su papel en la determinación de la dosis absorbida" (EPN, sep. de 2009).
- ⁸W. Carvajal, "Estudio por simulación del comportamiento de la dosis absorbida en la interfaz entre dos medios irradiados con haces de electrones externos con energía en el rango de 500 keV a 20 MeV." (EPN, nov. de 2019).
- ⁹T. Tabata, "Backscattering of Electrons from 3.2 to 14 MeV", *Phys. Rev.* **162**, 336-347 (1967).
- ¹⁰B. J. Gerbi, J. A. Antolak, F. C. Deibel, D. S. Followill, M. G. Herman, P. D. Higgins, M. S. Huq, D. N. Mihailidis, E. D. Yorke, K. R. Hogstrom y col., "Recommendations for clinical electron beam dosimetry: supplement to the recommendations of Task Group 25", *Medical physics* **36**, 3239-3279 (2009).
- ¹¹R. B. Supriya Mallick Goura K. Rath, *Practical Radiation Oncology*, 1st ed. 2020 (Springer Singapore, 2020).
- ¹²S. G. Prasad, K. Parthasaradhi y W. Bloomer, "Effective atomic numbers of composite materials for total and partial interaction processes for photons, electrons, and protons", *Medical physics* **24**, 883-885 (1997).
- ¹³T. Burlin, "A general theory of cavity ionisation", *The British journal of radiology* **39**, 727-734 (1966).
- ¹⁴P. R. Almond y K. McCray, "The energy response of LiF, CaF₂, and Li₂B₄O₇: Mn to high energy radiations", *Physics in Medicine & Biology* **15**, 335 (1970).
- ¹⁵J. G. Holt, G. Edelstein y T. Clark, "Energy dependence of the response of lithium fluoride TLD rods in high energy electron fields", *Physics in Medicine & Biology* **20**, 559 (1975).
- ¹⁶A. Fregene, "High-energy radiation dosimetry. Csub (λ), Csub (E) and solid-cavity theory", en *National and international standardization of radiation dosimetry* (1978).

- ¹⁷O. T. Ogunleye y B. R. Paliwal, “A proposed modification of the cavity theory for electrons.”, *Health physics* **49**, 937-944 (1985).
- ¹⁸A. Ferrari y P. R. Sala, “Nuclear reactions in Monte Carlo codes”, *Radiation protection dosimetry* **99**, 29-38 (2002).
- ¹⁹F. Ballarini, G. Battistoni, M. Brugger, M. Campanella, M. Carboni, F. Cerutti, A. Empl, A. Fasso, A. Ferrari, E. Gadioli y col., “The physics of the FLUKA code: Recent developments”, *Advances in Space Research* **40**, 1339-1349 (2007).
- ²⁰T. T. Böhlen, “Monte Carlo particle transport codes for ion beam therapy treatment planning: Validation, development and applications”, Tesis doct. (Department of Physics, Stockholm University, 2012).
- ²¹S. Engdahl, *Validation of Ion Therapy Dose Calculation Algorithms by Monte Carlo*, 2015.
- ²²E. G. Carlo Cercignani, *Transport Phenomena and Kinetic Theory (Birkhauser 2007)*, 1.^a ed., Modeling and Simulation in Science, Engineering and Technology (Birkhäuser Boston, 2006).
- ²³N. D. M. Neil W.(Neil W. Ashcroft) Ashcroft, *Solid state physics*, 1.^a ed., Solid State Physics (Holt, Rinehart y Winston, 1976).
- ²⁴C. Cercignani, *Kinetic Theories and the Boltzmann Equation*, 1.^a ed., C.I.M.E. Held at Montecatini, ... 10-18, 1981 (Springer, 1984).
- ²⁵J. M. Blatt y A. H. Opie, “A new derivation of the Boltzmann transport equation”, *Journal of Physics A: Mathematical, Nuclear and General* **7**, L113-L115 (1974).
- ²⁶R. Illner y M. Pulvirenti, “A derivation of the BBGKY-hierarchy for hard sphere particle systems”, *Transport Theory and Statistical Physics* **16**, 997-1012 (1987).
- ²⁷C. C. (auth.), *The Boltzmann Equation and Its Applications*, 1.^a ed., Applied Mathematical Sciences 67 (Springer-Verlag New York, 1988).
- ²⁸W. T. Scott, “Mean-value calculations for projected multiple scattering”, *Physical Review* **85**, 245 (1952).
- ²⁹F. Renner, J. Wulff, R.-P. Kapsch y K. Zink, “Uncertainties in Monte Carlo-based absorbed dose calculations for an experimental benchmark”, *Physics in Medicine and Biology* **60**, 7637-7653 (2015).
- ³⁰M. Dapor, *Electron-Beam Interactions with Solids: Application of the Monte Carlo Method to Electron Scattering Problems*, vol. 186 (Springer Science & Business Media, 2010).
- ³¹R. Ramdani, F. Haryanto e Y. S. Perkasa, “Comparison of absorbed dose distribution 10 MV photon beam on water phantom using Monte Carlo method and Analytical Anisotropic Algorithm”, en *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 1090, 1 (IOP Publishing, 2018), pág. 012049.
- ³²G. Moliere, “Theorie der streuung schneller geladener teilchen ii mehrfach-und vielfachstreuung”, *Zeitschrift für Naturforschung A* **3**, 78-97 (1948).
- ³³H. S. Snyder y W. T. Scott, “Multiple scattering of fast charged particles”, *Physical Review* **76**, 220 (1949).

- ³⁴S. Goudsmit y J. Saunderson, “Multiple scattering of electrons”, *Physical Review* **57**, 24 (1940).
- ³⁵S. Goudsmit y J. Saunderson, “Multiple scattering of electrons. Part 2”, *Physical Review* **58**, 36 (1940).
- ³⁶H. Lewis, “Multiple scattering in an infinite medium”, *Physical review* **78**, 526 (1950).
- ³⁷M. Taylor, “Robust determination of effective atomic numbers for electron interactions with TLD-100 and TLD-100H thermoluminescent dosimeters”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **269**, 770-773 (2011).
- ³⁸O. T. Ogunleye, “An experimental examination of cavity theory for electrons”, *Physics in Medicine and Biology* **27**, 573-581 (1982).
- ³⁹O. T. Ogunleye, F. H. Attix y B. R. Paliwal, “Comparison of Burlin cavity theory with LiF TLD measurements for cobalt-60 gamma rays”, *Physics in Medicine and Biology* **25**, 203-213 (1980).
- ⁴⁰19th Fluka Course, *Statistics and Sampling*, Fluka, (8 de mayo de 2017) https://indico.cern.ch/event/604018/contributions/2435692/attachments/1395457/2242760/03_Statistics_and_sampling_2017.pdf.
- ⁴¹I. Olarinoye, “Variation of effective atomic numbers of some thermoluminescence and phantom materials with photon energies”, *Res J Chem Sci* **1**, 64-69 (2011).

Apéndice A

CODIGOS FLUKA

A.1. Contrastación numérica de la publicación: *An experimental examination of cavity theory for electrons* [38].

A continuación se muestra el código utilizado para la simulación del experimento [38] para cada material y 7 capas de dosímetros.

A.1.1. Poliestireno

```

TITLE
LiF's phantoms with 7 dosemeter
* OLDFLAIR
*GLOBAL                0.0                OLDFLAIR
* Set the defaults for precision simulations
DEFAULTS                PRECISIO
* Define the beam characteristics
BEAM    -0.018  0.0006  -50.    1.5    0.0    -1.ELECTRON
* Define the beam position
BEAMPOS    0.0    0.0    -1.
GEOBEGIN                COMBNAME
    0    0
* Black body
SPH blkbody 0.0 0.0 0.0 100.
* Void sphere
SPH void    0.0 0.0 0.0 50.
* Cylindrical target
RCC target  0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 12. 3.
RPP detA1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detA4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detB1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.8081 0.8462
RPP detB2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.8081 0.8462
RPP detB3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.8081 0.8462
RPP detB4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.8081 0.8462
RPP detC1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.8462 0.8843

```

```

RPP detC2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.8462 0.8843
RPP detC3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.8462 0.8843
RPP detC4     0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.8462 0.8843
RPP detD1     0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.8843 0.9224
RPP detD2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.8843 0.9224
RPP detD3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.8843 0.9224
RPP detD4     0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.8843 0.9224
RPP detE1     0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.9224 0.9605
RPP detE2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.9224 0.9605
RPP detE3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.9224 0.9605
RPP detE4     0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.9224 0.9605
RPP detF1     0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.9605 0.9986
RPP detF2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.9605 0.9986
RPP detF3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.9605 0.9986
RPP detF4     0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.9605 0.9986
RPP detG1     0.0 0.3175 0.0 0.3175 0.9986 1.0367
RPP detG2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 0.9986 1.0367
RPP detG3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 0.9986 1.0367
RPP detG4     0.0 0.3175 -0.3175 0.0 0.9986 1.0367
END
* Black hole
BLKBODY      5 +blkbody -void
* Void around
VOID         5 +void -target
* Target
TARGET       5 +target -detA1 -detA2 -detA3 -detA4 -detB1 -detB2 -detB3
             -detB4-detC1 -detC2 -detC3 -detC4-detD1
             -detD2 -detD3 -detD4-detE1 -detE2 -detE3 -detE4 -detF1 -detF2
             -detF3 -detF4-detG1 -detG2 -detG3
             -detG4
* Target
detA1        5 +detA1
* Target
detA2        5 +detA2
* Target
detA3        5 +detA3
* Target
detA4        5 +detA4
* Target

```

detB1 5 +detB1
* Target
detB2 5 +detB2
* Target
detB3 5 +detB3
* Target
detB4 5 +detB4
* Target
detC1 5 +detC1
* Target
detC2 5 +detC2
* Target
detC3 5 +detC3
* Target
detC4 5 +detC4
* Target
detD1 5 +detD1
* Target
detD2 5 +detD2
* Target
detD3 5 +detD3
* Target
detD4 5 +detD4
* Target
detE1 5 +detE1
* Target
detE2 5 +detE2
* Target
detE3 5 +detE3
* Target
detE4 5 +detE4
* Target
detF1 5 +detF1
* Target
detF2 5 +detF2
* Target
detF3 5 +detF3
* Target
detF4 5 +detF4


```

* Target
detG1      5 +detG1
* Target
detG2      5 +detG2
* Target
detG3      5 +detG3
* Target
detG4      5 +detG4
END
GEOEND
MATERIAL    3.          0.534          LITHIUM
MATERIAL    9.          0.001696        FLUORINE
* LiF Crystal
* LiF crystals rapidly become damaged under ion bombardment, and
* there can be up to 8% density change in the surface region.
MATERIAL                2.635          LiF
COMPOUND      1.  LITHIUM      1.  FLUORINE          LiF
* ..+....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7..
ASSIGNMA  BLCKHOLE  BLKBODY
ASSIGNMA      AIR      VOID
ASSIGNMA      LiF      TARGET
ASSIGNMA      LiF      detA1      detG4
USRBIN      10.      DOSE      -21.    0.3175    0.3175    0.8081detA
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.77     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -22.    0.3175    0.3175    0.8462detB
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.8081     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -23.    0.3175    0.3175    0.8843detC
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.8462     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -24.    0.3175    0.3175    0.9224detD
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.8843     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -25.    0.3175    0.3175    0.9605detE
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.9224     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -26.    0.3175    0.3175    0.9986detF
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.9605     1.        1.        1. &
USRBIN      10.      DOSE      -27.    0.3175    0.3175    1.0367detG
USRBIN      -0.3175 -0.3175    0.9986     1.        1.        1. &
*USRBIN      10.  ELECTRON    -22.     5.        5.        -0.5detA1
*USRBIN      -5.      -5.      -1.     100.     100.     100. &
* Set the random number seed

```

```

RANDOMIZ      1.
* Set the number of primary histories to be simulated in the run
START      5000000.
STOP

```

A.1.2. Aluminio

```

TITLE
7 dosemeter Al
* OLDFLAIR
*GLOBAL      0.0      OLDFLAIR
* Set the defaults for precision simulations
DEFAULTS      PRECISIO
* Define the beam characteristics
BEAM      -0.018  0.0006  -50.    1.5    0.0    -1.ELECTRON
* Define the beam position
BEAMPOS      0.0    0.0    -1.
GEOBEGIN      COMBNAME
  0  0
* Black body
SPH blkbody  0.0 0.0 0.0 100.
* Void sphere
SPH void     0.0 0.0 0.0 50.
* Cylindrical target
RCC target   0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 12. 3.
RPP detA1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detA4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detB1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detB4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detC1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detC4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detD1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD2    -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524

```

```

RPP detD4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524
RPP detE1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905
RPP detE4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905
RPP detF1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detF4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detG1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
RPP detG2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
RPP detG3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
RPP detG4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
END
* Black hole
BLKBODY      5 +blkbody -void
* Void around
VOID         5 +void -target
* Target
TARGET       5 +target -detA1 -detA2 -detA3 -detA4 -detB1 -detB2 -detB3
              -detB4-detC1 -detC2 -detC3 -detC4-detD1
              -detD2 -detD3 -detD4-detE1 -detE2 -detE3 -detE4 -detF1 -detF2
              -detF3 -detF4-detG1 -detG2 -detG3
              -detG4
* Target
detA1        5 +detA1
* Target
detA2        5 +detA2
* Target
detA3        5 +detA3
* Target
detA4        5 +detA4
* Target
detB1        5 +detB1
* Target
detB2        5 +detB2
* Target
detB3        5 +detB3
* Target

```

detB4 5 +detB4
* Target
detC1 5 +detC1
* Target
detC2 5 +detC2
* Target
detC3 5 +detC3
* Target
detC4 5 +detC4
* Target
detD1 5 +detD1
* Target
detD2 5 +detD2
* Target
detD3 5 +detD3
* Target
detD4 5 +detD4
* Target
detE1 5 +detE1
* Target
detE2 5 +detE2
* Target
detE3 5 +detE3
* Target
detE4 5 +detE4
* Target
detF1 5 +detF1
* Target
detF2 5 +detF2
* Target
detF3 5 +detF3
* Target
detF4 5 +detF4
* Target
detG1 5 +detG1
* Target
detG2 5 +detG2
* Target
detG3 5 +detG3

```

* Target
detG4      5 +detG4
END
GEOEND
MATERIAL   3.          0.534          LITHIUM
MATERIAL   9.          0.001696        FLUORINE
* LiF Crystal
* LiF crystals rapidly become damaged under ion bombardment, and
* there can be up to 8% density change in the surface region.
MATERIAL   2.635          LiF
COMPOUND   1.  LITHIUM    1.  FLUORINE    LiF
* ..+....1....+....2....+....3....+....4....+....5....+....6....+....7..
ASSIGNMA  BLCKHOLE  BLKBODY
ASSIGNMA   AIR      VOID
ASSIGNMA  POLYSTYR  TARGET
ASSIGNMA   LiF     detA1   detG4
USRBIN    10.     DOSE    -21.   0.3175   0.3175   1.5381detA
USRBIN   -0.3175 -0.3175   1.5     1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -22.   0.3175   0.3175   1.5762detB
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.5381   1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -23.   0.3175   0.3175   1.6143detC
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.5762   1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -24.   0.3175   0.3175   1.6524detD
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.6143   1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -25.   0.3175   0.3175   1.6905detE
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.6524   1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -26.   0.3175   0.3175   1.7286detF
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.6905   1.       1.       1. &
USRBIN    10.     DOSE    -27.   0.3175   0.3175   1.7667detG
USRBIN   -0.3175 -0.3175  1.7286   1.       1.       1. &
*USRBIN   10.  ELECTRON  -22.    5.       5.      -0.5detA1
*USRBIN   -5.    -5.     -1.    100.    100.    100. &
* Set the random number seed
RANDOMIZ    1.
* Set the number of primary histories to be simulated in the run
START     5000000.          0.0
STOP

```

A.1.3. Cobre

```

TITLE
7 dosimeters Cu
* OLDFLAIR
*GLOBAL                0.0                OLDFLAIR
* Set the defaults for precision simulations
DEFAULTS                PRECISIO
* Define the beam characteristics
BEAM      -0.018  0.0006  -50.    1.5    0.0    -1.ELECTRON
* Define the beam position
BEAMPOS    0.0    0.0    -1.
GEOBEGIN                COMBNAME
    0    0
* Black body
SPH blkbody 0.0 0.0 0.0 100.
* Void sphere
SPH void    0.0 0.0 0.0 50.
* Cylindrical target
RCC target  0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 12. 3.
RPP detA1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detA4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detB1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detB4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detC1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detC4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detD1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524
RPP detD4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524
RPP detE1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905
RPP detE4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905

```

```

RPP detF1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detF4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detG1    0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
RPP detG2   -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
RPP detG3   -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
RPP detG4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
END
* Black hole
BLKBODY      5 +blkbody -void
* Void around
VOID         5 +void -target
* Target
TARGET       5 +target -detA1 -detA2 -detA3 -detA4 -detB1 -detB2 -detB3
             -detB4-detC1 -detC2 -detC3 -detC4-detD1
             -detD2 -detD3 -detD4-detE1 -detE2 -detE3 -detE4 -detF1 -detF2
             -detF3 -detF4-detG1 -detG2 -detG3
             -detG4
* Target
detA1        5 +detA1
* Target
detA2        5 +detA2
* Target
detA3        5 +detA3
* Target
detA4        5 +detA4
* Target
detB1        5 +detB1
* Target
detB2        5 +detB2
* Target
detB3        5 +detB3
* Target
detB4        5 +detB4
* Target
detC1        5 +detC1
* Target
detC2        5 +detC2

```

```
* Target
detC3      5 +detC3
* Target
detC4      5 +detC4
* Target
detD1      5 +detD1
* Target
detD2      5 +detD2
* Target
detD3      5 +detD3
* Target
detD4      5 +detD4
* Target
detE1      5 +detE1
* Target
detE2      5 +detE2
* Target
detE3      5 +detE3
* Target
detE4      5 +detE4
* Target
detF1      5 +detF1
* Target
detF2      5 +detF2
* Target
detF3      5 +detF3
* Target
detF4      5 +detF4
* Target
detG1      5 +detG1
* Target
detG2      5 +detG2
* Target
detG3      5 +detG3
* Target
detG4      5 +detG4
END
GEOEND
MATERIAL      3.          0.534          LITHIUM
```



```

MATERIAL          9.          0.001696          FLUORINE
* LiF Crystal
* LiF crystals rapidly become damaged under ion bombardment, and
* there can be up to 8% density change in the surface region.
MATERIAL          2.635          LiF
COMPOUND          1. LITHIUM          1. FLUORINE          LiF
* ..+....1....+....2....+....3....+....4....+....5....+....6....+....7..
ASSIGNMA  BLCKHOLE  BLKBODY
ASSIGNMA      AIR      VOID
ASSIGNMA  POLYSTYR  TARGET
ASSIGNMA      LiF      detA1      detG4
USRBIN          10.      DOSE      -21.      0.3175      0.3175      1.5381detA
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.5      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -22.      0.3175      0.3175      1.5762detB
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.5381      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -23.      0.3175      0.3175      1.6143detC
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.5762      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -24.      0.3175      0.3175      1.6524detD
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.6143      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -25.      0.3175      0.3175      1.6905detE
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.6524      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -26.      0.3175      0.3175      1.7286detF
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.6905      1.      1.      1. &
USRBIN          10.      DOSE      -27.      0.3175      0.3175      1.7667detG
USRBIN      -0.3175  -0.3175      1.7286      1.      1.      1. &
*USRBIN          10.  ELECTRON      -22.      5.      5.      -0.5detA1
*USRBIN          -5.      -5.      -1.      100.      100.      100. &
* Set the random number seed
RANDOMIZ          1.
* Set the number of primary histories to be simulated in the run
START          5000000.          0.0
STOP

```

A.1.4. Plomo

```

TITLE
7 dosimeter Pb
* OLDFLAIR
*GLOBAL          0.0          OLDFLAIR
* Set the defaults for precision simulations

```

```

DEFAULTS
* Define the beam characteristics
BEAM      -0.018  0.0006  -50.    1.5    0.0    -1.ELECTRON
* Define the beam position
BEAMPOS   0.0    0.0    -1.
GEOBEGIN
  0  0
* Black body
SPH blkbody 0.0 0.0 0.0 100.
* Void sphere
SPH void    0.0 0.0 0.0 50.
* Cylindrical target
RCC target  0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 12. 3.
RPP detA1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5 1.5381
RPP detA3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detA4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5 1.5381
RPP detB1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5381 1.5762
RPP detB3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detB4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5381 1.5762
RPP detC1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.5762 1.6143
RPP detC3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detC4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.5762 1.6143
RPP detD1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6143 1.6524
RPP detD3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524
RPP detD4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6143 1.6524
RPP detE1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6524 1.6905
RPP detE3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905
RPP detE4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6524 1.6905
RPP detF1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.6905 1.7286
RPP detF3  -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detF4   0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.6905 1.7286
RPP detG1   0.0 0.3175 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
RPP detG2  -0.3175 0.0 0.0 0.3175 1.7286 1.7667
PRECISIO
COMBNAME

```

```

RPP detG3    -0.3175 0.0 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
RPP detG4    0.0 0.3175 -0.3175 0.0 1.7286 1.7667
END
* Black hole
BLKBODY      5 +blkbody -void
* Void around
VOID         5 +void -target
* Target
TARGET       5 +target -detA1 -detA2 -detA3 -detA4 -detB1 -detB2 -detB3
              -detB4-detC1 -detC2 -detC3 -detC4-detD1
              -detD2 -detD3 -detD4-detE1 -detE2 -detE3 -detE4 -detF1 -detF2
              -detF3 -detF4-detG1 -detG2 -detG3
              -detG4
* Target
detA1        5 +detA1
* Target
detA2        5 +detA2
* Target
detA3        5 +detA3
* Target
detA4        5 +detA4
* Target
detB1        5 +detB1
* Target
detB2        5 +detB2
* Target
detB3        5 +detB3
* Target
detB4        5 +detB4
* Target
detC1        5 +detC1
* Target
detC2        5 +detC2
* Target
detC3        5 +detC3
* Target
detC4        5 +detC4
* Target
detD1        5 +detD1

```

```

* Target
detD2      5 +detD2
* Target
detD3      5 +detD3
* Target
detD4      5 +detD4
* Target
detE1      5 +detE1
* Target
detE2      5 +detE2
* Target
detE3      5 +detE3
* Target
detE4      5 +detE4
* Target
detF1      5 +detF1
* Target
detF2      5 +detF2
* Target
detF3      5 +detF3
* Target
detF4      5 +detF4
* Target
detG1      5 +detG1
* Target
detG2      5 +detG2
* Target
detG3      5 +detG3
* Target
detG4      5 +detG4
END
GEOEND
MATERIAL    3.          0.534          LITHIUM
MATERIAL    9.          0.001696        FLUORINE
* LiF Crystal
* LiF crystals rapidly become damaged under ion bombardment, and
* there can be up to 8% density change in the surface region.
MATERIAL                    2.635          LiF
COMPOUND      1.  LITHIUM      1.  FLUORINE      LiF

```

* ..+....1.....2.....3.....4.....5.....6.....7..

```

ASSIGNMA  BLCKHOLE  BLKBODY
ASSIGNMA      AIR      VOID
ASSIGNMA  POLYSTYR  TARGET
ASSIGNMA      LiF      detA1  detG4
USRBIN      10.      DOSE    -21.  0.3175  0.3175  1.5381detA
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.5   1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -22.  0.3175  0.3175  1.5762detB
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.5381  1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -23.  0.3175  0.3175  1.6143detC
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.5762  1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -24.  0.3175  0.3175  1.6524detD
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.6143  1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -25.  0.3175  0.3175  1.6905detE
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.6524  1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -26.  0.3175  0.3175  1.7286detF
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.6905  1.      1.      1. &
USRBIN      10.      DOSE    -27.  0.3175  0.3175  1.7667detG
USRBIN     -0.3175 -0.3175  1.7286  1.      1.      1. &
*USRBIN      10.  ELECTRON  -22.   5.      5.      -0.5detA1
*USRBIN      -5.      -5.      -1.   100.   100.   100. &
* Set the random number seed
RANDOMIZ      1.
* Set the number of primary histories to be simulated in the run
START      5000000.      0.0
STOP

```
