

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

FACULTAD DE MATEMÁTICA, ASTRONOMÍA, FÍSICA Y  
COMPUTACIÓN

TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

*Licenciatura en Física*

**ESTUDIO DEL DISEÑO Y DESARROLLO DE  
UN PROTOTIPO DE GENERADOR DE RAYOS  
X CONVERGENTES PARA APLICACIONES EN  
RADIOTERAPIA EXTERNA**

*Alvarez Ojeda, Agustín*

Directores:

Dr. Pérez, Pedro Antonio

Dr. Figueroa Saavedra, Rodolfo Gabriel

Marzo 2017



Estudio del diseño y desarrollo de un prototipo de generador de rayos X convergentes para aplicaciones en radioterapia externa por Alvarez Ojeda Agustín, Pérez Pedro Antonio y Figueroa Saavedra Rodolfo Gabriel se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons ution-NonCommercial-SinDerivar 2.5 Argentina](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.5/arg/).



## Resumen

El objetivo principal de este trabajo fue la obtención, por medio de un prototipo, de un haz de rayos X convergente capaz de generar una alta concentración de dosis en una pequeña región dentro de un medio blanco. Se propuso un ánodo original (sin respaldo de estudios previos), dado por una configuración cobre-plomo-cobre y se realizó un estudio detallado del mismo.

En una pequeña región (menor a  $2\text{cm} \times 2\text{cm} \times 2\text{cm}$ ) dentro del blanco irradiado (cubo de agua de  $30\text{cm}$  de lado) se logró una concentración de dosis alta (más de 10 veces la dosis que en cualquier otra región del blanco), observándose que el tamaño de dicha región depende fuertemente de la colimación del haz y la geometría global del ánodo. Se comprobó también que los filtros y las proporciones entre los materiales del ánodo definen el número y espectro de fotones y electrones en el haz incidente, y por tanto, la penetración y concentración de la dosis.

## Abstract

The main objective of this work was to obtain, by means of a prototype, a convergent X-ray beam capable of generating a high dose concentration in a small region within a target medium. An original anode (without the support of previous studies) was proposed, given by a copper-lead-copper configuration and a detailed study was carried out on it.

In a small region (less than  $2\text{cm} \times 2\text{cm} \times 2\text{cm}$ ) within the irradiated target (water cube of  $30\text{cm}$  side) was achieved a high dose concentration (more than 10 times the dose than in any other region of the target). It was observed that the size of the region depends strongly on the collimation of the beam and the overall geometry of the anode. It was also found that the filters and the proportions between the anode materials define the number and spectrum of photons and electrons in the incident beam, and therefore, the penetration and concentration of the dose.

**Palabras clave:** *Radioterapia; Dosimetría; Simulación Monte Carlo; Radioterapia con haz convergente (CBRT); Ánodo*

**Keywords:** *Radiotherapy; Dosimetry; Monte Carlo simulation; Convergent beam radiotherapy (CBRT); Anode*

**PACS:** 87.56.-v, 87.56.jk

## Resumen General

El presente trabajo se desarrolló como parte del Proyecto Internacional de Investigación y Desarrollo "Development of a convergent beam of X-photon prototype adaptable to a clinac for application in radiotherapy and radiosurgery" (ID-15i10337) financiado por FONDEF (Chile) - Newton Picarte (Reino Unido), motivo por el cual existe información tecnológica protegida que no puede ser dada a público conocimiento hasta la finalización del proyecto. El presente trabajo, de carácter académico, incurre tangencialmente en información protegida, para el diseño de los componentes del prototipo. Por ello, sólo se brinda información genérica, suficiente para justificar la actividad académica formativa, preservando la información tecnológica bajo protección legal.

El objetivo principal de este trabajo y del proyecto es la obtención, por medio de este prototipo, de un haz de rayos X convergente capaz de generar una alta concentración de dosis en una pequeña región dentro de un medio blanco. Se utilizó el código de simulación Monte Carlo FLUKA para realizar los cálculos correspondientes al transporte de radiación y depósito de dosis debidos al haz generado por el diseño. La producción de rayos X convergentes es debida principalmente al efecto Bremsstrahlung. El presente trabajo se focaliza en la caracterización y optimización del haz debido a los accesorios presentes en el dispositivo diseñado, en particular el material del ánodo, su geometría, y los sistemas de filtración y colimación. Se propuso un ánodo original (sin respaldo de estudios previos), dado por una configuración cobre-plomo-cobre y se realizó un estudio detallado del mismo. En una pequeña región (menor a  $2\text{cm} \times 2\text{cm} \times 2\text{cm}$ ) dentro del blanco irradiado (cubo de agua de  $30\text{cm}$  de lado) se logró una concentración de dosis alta (más de 10 veces la dosis que en cualquier otra región del blanco), observándose que el tamaño de la "región de convergencia" de la dosis depende fuertemente de la colimación del haz y la geometría global del ánodo. Se comprobó también que los filtros y las proporciones entre los materiales del ánodo definen el número y espectro de fotones y electrones en el haz incidente, y por tanto, la penetración y concentración de la dosis.

# Índice general

|  |           |
|--|-----------|
| <b>1. Introducción</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1. Contexto . . . . .  | 1         |
| 1.2. Motivación . . . . .  | 2         |
| 1.3. Hipótesis . . . . .   | 5         |
| <b>2. Aspectos teóricos</b>                                      | <b>7</b>  |
| 2.1. Rayos X característicos . . . . .                           | 8         |
| 2.2. Bremsstrahlung . . . . .                                    | 8         |
| 2.3. Método Monte Carlo . . . . .                                | 9         |
| <b>3. Métodos y Materiales</b>                                   | <b>11</b> |
| 3.1. Metodología de simulación . . . . .                         | 11        |
| 3.2. Consideraciones generales del prototipo . . . . .           | 12        |
| 3.3. Haz de electrones . . . . .                                 | 13        |
| 3.4. Elección de materiales . . . . .                            | 14        |
| 3.5. Definición del ánodo . . . . .                              | 16        |
| 3.6. Análisis de incertezas y tiempo de cómputo . . . . .        | 18        |
| 3.7. Definición de la fuente . . . . .                           | 19        |
| 3.7.1. Posiciones iniciales del haz primario . . . . .           | 20        |
| 3.7.2. Direcciones iniciales del haz primario . . . . .          | 21        |
| 3.8. Diseño del prototipo . . . . .                              | 22        |
| <b>4. Resultados y discusiones</b>                               | <b>25</b> |
| 4.1. Análisis de incertezas y tiempo de cómputo . . . . .        | 25        |
| 4.2. Estudio de un ánodo estándar de acelerador lineal . . . . . | 27        |
| 4.3. Estudio de un ánodo original: Cu-Pb-Cu . . . . .            | 29        |
| 4.4. Posiciones iniciales del haz primario . . . . .             | 32        |
| 4.5. Direcciones iniciales del haz primario . . . . .            | 36        |
| 4.6. Diseño del prototipo . . . . .                              | 39        |

|  |           |
|--|-----------|
| 4.6.1. Ánodo . . . . .                 | 40        |
| 4.6.2. Colimadores y filtros . . . . . | 42        |
| <b>5. Conclusiones</b>                 | <b>51</b> |
| 5.1. Conclusiones generales . . . . .  | 51        |
| 5.2. Perspectivas futuras . . . . .    | 52        |
| 5.2.1. Simulaciones . . . . .          | 52        |
| 5.2.2. Experimental . . . . .          | 52        |
| <b>Bibliografía</b>                    | <b>53</b> |

# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Contexto

El uso de radiación ionizante externa para tratamiento de diferentes patologías (teleterapia, braquiterapia, etcétera) se inició poco después del descubrimiento de los rayos X (Röntgen, 1895) [1].

Actualmente, existe una amplia variedad de técnicas destinadas a tratar pacientes con radiación ionizante, esto es, radiación con energía suficiente para extraer los electrones de sus estados ligados al átomo, ionizando los mismos. Estas técnicas incluyen principalmente haces de rayos X y electrones [2], aunque en una proporción menor, también columnas de neutrones [3] y otras partículas cargadas más “pesadas” [4, 5].

Cada una de las distintas modalidades de terapia posee propiedades específicas en cuanto al modo en que interactúa la radiación incidente con los tejidos, así como también los efectos biológicos asociados al proceso, con lo cual la eficiencia de cada técnica se encuentra íntimamente relacionada con la situación en cuestión.

Por lo general, todas las técnicas modernas de radioterapia se concentran en lograr el mejor recubrimiento posible del volumen a tratar, de modo tal de optimizar el efecto terapéutico a la vez de reducir los efectos colaterales en órganos afectados debido a su cercanía con la zona irradiada. En términos dosimétricos, se busca una cobertura óptima del volumen clínico a tratar, acompañado por una reducción significativa en los niveles de exposición de tejidos aledaños sensibles.

En los inicios de las prácticas de radioterapia, la tecnología dedicada a la producción de rayos X se orientó al desarrollo de mecanismos para generar mayor energía e intensidad de haces de fotones y electrones. Comenzando por tubos convencionales de rayos X, ciclotrones y generadores de tipo Van de Graaff. La innovación por parte de H. Johns [5], la aplicación de unidades de teleterapia de  $^{60}\text{Co}$  (cobalto-terapia), constituyó un importante avance, ya que se consiguió

acceder a energías superiores a 1MeV [6].

El posterior desarrollo de los aceleradores lineales de uso clínico (LINAC) eclipsó a las unidades de cobalto-terapia. Contando con un diseño compacto y eficiente, los LINACs ofrecen excelente versatilidad para radioterapia, gracias a su montaje isocéntrico y a la posibilidad de acceder a haces de fotones y haces de electrones en un amplio rango de energías. Actualmente, constituyen el equipamiento más utilizado en radioterapia externa.

La posibilidad de acceder a haces de altas energías produjo recientemente un redireccionamiento de los esfuerzos tecnológicos hacia la automatización (computarización) y la modulación de la intensidad de los haces generados.

La energía de los haces de rayos X de uso clínico típicos varía entre 10 keV y 50 MeV, y son producidos cuando electrones de energía (cinética) en ese rango energético son desacelerados al impactar contra un blanco metálico (típicamente de alto número atómico  $Z$ ). En este proceso, gran parte de la energía cinética de los electrones incidentes es transferida al material del blanco en forma de energía térmica, mientras que una fracción pequeña de la energía cinética de los electrones incidentes es emitida en forma de rayo X, característicos o de Bremsstrahlung.

## 1.2. Motivación

La utilización de haces de radiación generados en potentes aceleradores de partículas cargadas masivas, como iones de Hidrógeno, Helio y especialmente Carbono ha mostrado ser una opción viable para optimizar el rendimiento dosimétrico [5, 6]. Sin embargo, los altos costos que implica el desarrollo y uso de este tipo de tecnología la convierten en impracticable en la mayoría de los centros médicos, sobre todo en los países periféricos. En la actualidad, estas técnicas se encuentran en desarrollo y evaluación en un pequeño grupo de países, de los denominados centrales.

Las figuras 1.1(a) y 1.1(b) muestran el comportamiento típico de la penetración de haces de radioterapia convencional, de fotones y electrones respectivamente. En éstas se observan las curvas de porcentaje relativas a la dosis<sup>1</sup> máxima (PDD<sup>2</sup>), con respecto a la profundidad en un fantoma de agua cúbico de 30 cm de lado, para distintas energías iniciales de haces de fotones y electrones. Estas figuras muestran claramente que los electrones poseen una capacidad de penetración limitada, mientras que los fotones depositan su energía a lo largo de una distancia superior. Además, se observa que para ambos casos la capacidad de penetración depende directamente de la energía inicial del haz.

Actualmente, los dispositivos para radioterapia externa con LINAC actúan prácticamente como fuentes puntuales de radiación. Estas fuentes generan un campo de radiación divergente de

---

<sup>1</sup>Energía depositada por unidad de masa.

<sup>2</sup>PDD: *Percentage Depth Dose*, por sus siglas en inglés.



fotones de alta energía, a distancias alrededor de un metro del isocentro, donde se ubica el paciente. Para obtener la dosis máxima en el tumor es necesario superponer estos campos divergentes desde diferentes ángulos, todos en dirección al isocentro. En ocasiones, se aprovecha una combinación de imágenes específicas del paciente, con sistemas informáticos, como en el caso de la  $3D-CRT^3$  [7]. Además, es crucial que estos haces se encuentren apropiadamente colimados y con una forma precisa para el correcto control dosimétrico, de lo contrario se irradiarían regiones de tejido sano, generando posibles daños indeseables en el paciente.

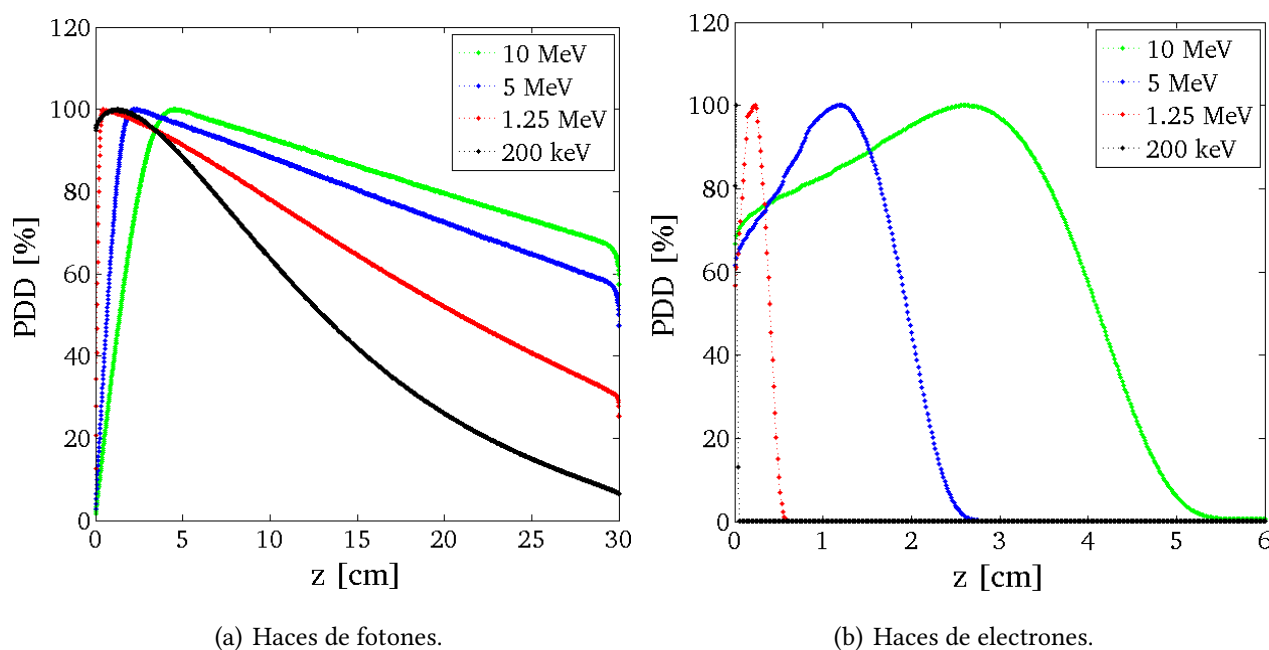


Figura 1.1: PDD para haces de fotones y electrones de 10, 5, 1,25 MeV y 1,25 keV en agua obtenidos por simulación Monte Carlo utilizando el código multipropósito FLUKA.

En la actualidad, gracias a la implementación de mejoras tecnológicas, existen métodos altamente eficientes, como es el caso de la radioterapia por intensidad modulada (IMRT) [9, 10, 11], la cual emplea haces de fotones de megavoltaje cuya distribución de fluencia es modulada dentro del campo incidente. Esta técnica permite lograr niveles de dosis de radiación más concentrados y una alta capacidad para conformar la distribución de dosis en torno al tumor, mientras que los niveles de dosis a las estructuras críticas circundantes se minimizan o se mantienen lo más bajo posible [10, 12, 13, 14]. A pesar del alto desempeño de la IMRT, su implementación y uso diario podría tener asociados algunos inconvenientes. Dependiendo de la técnica específica de IMRT implementada, es posible que la modalidad incluya un tiempo prolongado de tratamiento e incluso requerir dispositivos especiales de inmovilización y procedimientos adicionales de garantía

<sup>3</sup>Radioterapia tridimensional conformada o Three-dimensional Conformal Radiotherapy, por sus siglas en inglés.

de calidad. Inconvenientes similares podrían aplicarse a otras técnicas modernas de radioterapia, tales como teleterapia de arco con intensidad modulada [15, 16, 17] y radioterapia guiada por imágenes (IGRT) [18, 19, 20]. La teleterapia de arco consiste, básicamente, en modalidades implementadas para irradiar de forma continua el volumen a tratar durante el movimiento del haz de radiación.

Algunas técnicas modernas de 3D-CRT tales como Cyber Knife [21] y tomotherapy [22] han demostrado un alto rendimiento y una prometedora capacidad para mejorar la calidad de la radioterapia. Cyber Knife consiste en un brazo robótico de radio cirugía con seis grados de libertad y un pequeño acelerador de 6 MeV ubicado en el extremo del brazo, capaz de realizar tratamientos no invasivos a través de todo el cuerpo. Sin embargo, el sistema posee inconvenientes similares a los ya descritos para dispositivos con muchas partes móviles (inmovilización del paciente por un tiempo prolongado, entre otros).

Otra nueva técnica desarrollada de radioterapia-radiocirugía es el Gyro-knife [23, 24] que utiliza un haz cuasi-paralelo. Esta técnica produce una distribución de dosis altamente concentrada. Sin embargo, utiliza una fuente radioactiva de  $^{60}\text{Co}$ , incorporando más partes móviles que cualquier otra técnica, lo que incrementa significativamente los requerimientos para una alta precisión en el posicionamiento para el tratamiento, debido a la alta dosis de radiación aplicada.

También, Gamma Knife constituye otra técnica de terapia de alto desempeño para altas concentraciones de dosis [25, 26]. La misma utiliza una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , concentrando la fluencia de fotones en objetivos de forma variable, en un rango desde algunos milímetros hasta más de dos centímetros de diámetro. Sin embargo, este método exhibe limitaciones y en la actualidad sólo es aplicado en tratamientos intracraneales. Además, tanto Gyro como Gamma Knife poseen grandes inconvenientes por el hecho de utilizar fuentes radioactivas de  $^{60}\text{Co}$ , entre ellos:

1. Necesidad de reemplazar regularmente la fuente y la necesidad de eliminar los desechos radioactivos generados, incrementando así los costos operativos.
2. La necesidad de realizar procedimientos precisos sobre cada nueva fuente, que conllevan costos y tiempo fuera de servicio.

X-knife [27] es otra técnica radioquirúrgica, conceptualmente similar al Gamma Knife, la cual utiliza rayos X de un LINAC altamente colimados para obtener una distribución de dosis altamente concentrada. X-knife, al no tener que utilizar fuentes de  $^{60}\text{Co}$ , soluciona el problema de desechos radioactivos y reduce costos. Por otro lado, requiere un proceso de exploración en varias etapas mediante irradiación desde varios ángulos, lo que aumenta la complejidad del tratamiento y el tiempo de irradiación.

En resumen, las modalidades modernas de tratamiento posibilitan la aplicación de dosis con un gran gradiente, permitiendo así una dosis escalonada entre la zona tumoral a tratar y los

órganos aledaños, lo que incrementa las probabilidades de eliminación de las células malignas a la vez que se protegen las estructuras sanas.

En este contexto, estudios recientes conducidos en el marco de la colaboración vigente entre la Universidad Nacional de Córdoba y la Universidad de La Frontera (Chile), han demostrado la posibilidad de lograr rendimientos dosimétricos comparables a aquellos alcanzados tanto con hadrones como con las técnicas modernas mencionadas anteriormente, pero implementando una novedosa técnica de rayos X en modalidad convergente [28]. Las características principales del dispositivo propuesto, algunos de los accesorios y un prototipo preliminar del mismo se describen en detalle en la patente correspondiente [29].

### **1.3. Hipótesis**

El presente plan de trabajo se encuadra en el proyecto de diseño y construcción de un prototipo capaz de producir un haz convergente de fotones para uso terapéutico, actualmente en curso [30].

En este trabajo se propuso un ánodo original compuesto por tres capas cobre-plomo-cobre, en ese orden. Se realizó un estudio minucioso, por medio de simulación con método Monte Carlo (MC), de las propiedades del ánodo en función de los espesores de las capas, orientado a la obtención de máxima producción de fotones con máxima energía posible.

Una vez definidas las proporciones óptimas de los materiales del ánodo, se caracterizan y optimizan la geometría del mismo, los filtros y los colimadores. La geometría del prototipo se elige en forma de sección de cáscara esférica, con el objetivo final de maximizar la convergencia de la dosis. La caracterización y optimización se realizan nuevamente por medio de reiteradas simulaciones con método MC.



# Capítulo 2

## Aspectos teóricos

En este capítulo se analizan las características principales de la radiación de fotones producida cuando un electrón incide sobre un átomo. Como se mencionó anteriormente, los rayos X emitidos pueden clasificarse en dos tipos: rayos X característicos y rayos X de Bremsstrahlung. Estos corresponden a la interacción del electrón incidente con la nube electrónica y con el núcleo atómico, respectivamente. En física atómica estos procesos se denominan *pérdida por colisión* (característicos) y *pérdida radiativa* (Bremsstrahlung). Más adelante, en este mismo capítulo, se realiza un breve análisis sobre el método Monte Carlo aplicado al transporte de radiación.

En este capítulo se utiliza el concepto de *sección eficaz*, el cual puede comprenderse más intuitivamente si realizamos el siguiente experimento pensado de *scattering* (dispersión):

Considérese un haz de partículas incidiendo sobre un blanco con un flujo (tasa de fluencia) definido por

$$\dot{\Phi} \equiv \frac{d}{dt} \left( \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta N}{\Delta A} \right) \quad (2.1)$$

donde  $\Delta N$  representa la cantidad de partículas que atraviesa un área  $\Delta A$  y el haz es considerado homogéneo dentro de un área  $A$ .

Considérese, además, un detector que mide las partículas con energía entre  $E$  y  $E + dE$  por unidad de tiempo ( $\dot{N}$ ) que han sido desviadas dentro de un ángulo sólido  $d\Omega$  alrededor de los ángulos polares  $\theta$  y  $\phi$ .

La *sección eficaz* ( $\sigma$ ) *doble diferencial* de este proceso de colisión queda definida entonces como:

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \equiv \frac{1}{\dot{\Phi}} \frac{\dot{N}}{dEd\Omega} \quad (2.2)$$

lo cual resulta en la probabilidad de que una partícula luego de incidir en el blanco sea detectada en un dado ángulo  $\Omega$  con una dada energía  $E$ .

## 2.1. Rayos X característicos

Si un electrón incide en un átomo con energía superior a la energía de ligadura de uno de los electrones atómicos, como resultado de la interacción Coulombiana entre éstos y el electrón incidente, puede producirse un intercambio energético tal que el electrón incidente ceda parte de su energía cinética y uno de los electrones atómicos sea desligado del átomo.

Cuando un electrón es arrancado de una de las capas internas de un átomo, dejando una vacante o “hueco”, un electrón ocupando un nivel con menor energía de ligadura puede pasar a ocupar esta vacante. Esta diferencia de energía entre los estados (energías de ligadura) final e inicial (diferencia de energía de los niveles involucrados) puede ser transferida a otro electrón, el cual es emitido del átomo; este proceso constituye lo que se conoce en física atómica como emisión de *electrón Auger*. O bien puede ser liberada por la emisión de un fotón, lo que se conoce como *rayo X característico* o *fluorescencia de rayos X*. Como es bien sabido, los posibles niveles energéticos de ocupación de los electrones en el átomo son discretos y dependen del átomo en consideración, es por esto que las energías de los fotones emitidos son discretas y dependen del material, de allí el término “característicos”.

La probabilidad de producción fluorescente ( $w$ ) se define como la cantidad de fotones fluorescentes (característicos) emitidos por cada vacancia generada en una capa ( $0 \leq w \leq 1$ ). El valor de  $w$  es muy próximo a 0 para elementos de bajo número atómico  $Z$ , alrededor de 0,5 para elementos intermedios (como cobre,  $Z = 29$ ) y alcanza valores muy cercanos a 1 (0,96) para las capas K (K-shell, la más ligada al núcleo) de los elementos pesados (alto número atómico). Éste es uno de los motivos por los que se emplean elementos lo más pesados posibles para construir ánodos.

## 2.2. Bremsstrahlung

De la electrodinámica clásica se sabe que partículas cargadas emiten radiación electromagnética cuando están sometidas a aceleración y que la intensidad de esta radiación es proporcional al cuadrado de la aceleración. Por la primera ley de Newton y teniendo en cuenta que la fuerza Coulombiana es la responsable de la aceleración, se deduce que la intensidad será proporcional a los cuadrados de las cargas del proyectil y del objetivo (*target*), e inversamente proporcional al cuadrado de la masa de la partícula incidente.

Este resultado cualitativo pone en evidencia que la emisión de Bremsstrahlung es muchos órdenes de magnitud menor para partículas cargadas pesadas que para electrones y positrones. De hecho, éste es el principal proceso de pérdida de energía de los electrones y positrones con altas energías (del orden del MeV).

Por otro lado, el hecho de que la intensidad de radiación sea inversamente proporcional al cuadrado de la masa del target explica que, si bien el acoplamiento entre un electrón incidente

y los electrones orbitales atómicos (más precisamente el campo electromagnético de la nube de éstos) genera fotones Bremsstrahlung, este origen de Bremsstrahlung es mucho menor a la interacción con un núcleo pesado y puede ser despreciado en la mayoría de las situaciones prácticas. Además, da lugar a otro de los motivos por los cuales se emplean elementos lo más pesados posibles para construir ánodos.

El rendimiento de Bremsstrahlung producido por electrones energéticos impactando en ánodos de alto número atómico ( $Z$ ) es un tema que ha sido amplia y profundamente estudiado, y es explicado en mucha literatura, incluso básica [31]. La formulación que describe el proceso particularmente para el prototipo de haz de fotones convergentes, sobre el que se basa el presente trabajo, ya se presentó en resultados anteriores [28, 34], mostrando que el rendimiento de Bremsstrahlung, descrito en términos de la sección eficaz doble diferencial ( $\frac{d^2\sigma_{Br}}{dE_{ph}d(\cos\theta)}$ ), queda determinada por [28]:

$$\frac{d^2\sigma_{Br}}{dE_{ph}d(\cos\theta)} = \frac{Z^2}{\beta^2} \frac{1}{E_{ph}} A(Z, T, E_{ph}/T) \left[ \frac{\sigma_I(1 - (\cos\theta)^2) + \sigma_{II}(1 + (\cos\theta)^2)}{\sigma_I(1 - \beta(\cos\theta)^2)} \right] \quad (2.3)$$

donde  $E_{ph}$  es la energía cinética del fotón producido por un electrón con energía cinética  $T$  y velocidad  $v = c\beta$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $A(Z, T, E_{ph}/T)$  depende del material del target y  $\sigma_I$  y  $\sigma_{II}$  son parámetros obtenidos de la teoría de Sommerfeld, los cuales son independientes del ángulo polar  $\theta$  cuyo valor nulo corresponde a la dirección de incidencia de los electrones. Esta formulación se basa en el modelo de Bremsstrahlung de Bethe-Heitler y sobre la existencia de simetría azimutal de un medio isotrópico.

## 2.3. Método Monte Carlo

Un haz de radiación viajando por vacío o, en primera aproximación en aire, queda determinado por su energía (más precisamente por la fluencia energética) y el ángulo sólido que subtende a la fuente (asumida puntual), mientras que un haz propagándose en un medio material como un fantoma (objeto de prueba), contrariamente, es afectado no sólo por la distancia a la fuente (inverso de cuadrado) sino también por la atenuación y dispersión del haz por parte del medio irradiado. Estos efectos provocan que el depósito de dosis en el material irradiado resulte en un proceso complejo, cuya determinación representa un desafío importante para la dosimetría.

El transporte de partículas en un medio material se encuentra descrito por la ecuación de transporte de radiación de Boltzmann. Se conoce por resultado de teoremas que esta ecuación sólo puede resolverse para una cantidad muy acotada de situaciones, involucrando condiciones iniciales y de contorno que resultan muy poco realistas en casos de aplicación concreta de problemas físicos. Es por esta complejidad que surgen definiciones tales como la “sección eficaz” la cual posee un intrínseco carácter aleatorio de ocurrencia. Es así que el problema de interacción

de la radiación ionizante con la materia puede ser descrito como un problema de carácter estocástico para cada partícula incidente y esto hace que la resolución mediante el método Monte Carlo resulte lo más apropiada en términos de precisión para geometrías complejas.

Una partícula de alta energía que viaja en uno o más medios seguirá una serie de interacciones que causarán cambios de dirección, pérdida de energía y, en algunos casos, generación de partículas secundarias. Cada simulación completa de una partícula, desde sus condiciones iniciales hasta que es absorbida por el medio, incluyendo las partículas secundarias que hayan podido crearse en el camino, es una solución individual del problema y se conoce como *historia*.

En el caso de fotones el número de interacciones por historia es mucho menor en comparación con las partículas cargadas, como electrones y positrones. En general, un fotón será absorbido en un proceso fotoeléctrico o tras la creación de un par electrón-positrón, después de, quizá, alguna serie de interacciones Compton y/o Rayleigh. Por otro lado, un electrón del orden de algunos MeV perderá sólo unas decenas de eV por interacción, siendo necesario una gran cantidad de éstas para su total absorción, y posiblemente generará partículas secundarias, como fotones y/o otros electrones (electrones secundarios).

La cantidad de partículas, tanto primarias como secundarias involucradas en un proceso cotidiano, como puede ser la utilización de un LINAC para radioterapia, se encuentra fuera del alcance de una simulación utilizando las computadoras actuales, en tiempos aceptables. Sin embargo, dado que cada historia representa un evento en una distribución probabilística, mientras mayor sea el número de historias simuladas menor será la incerteza en el resultado de la simulación.

La simulación por método Monte Carlo es considerada el método más preciso para el cálculo del depósito de energía por parte de partículas incidentes (en particular en física médica) en un cuerpo con diferentes materiales y geometrías complejas.



# Capítulo 3

## Métodos y Materiales

### 3.1. Metodología de simulación

Existen varios códigos de simulación que utilizan el método Monte Carlo para la resolución de problemas de interacción de la radiación con la materia para aplicaciones en física médica. Entre los que se destacan, por ser utilizados rutinariamente en el grupo de trabajo donde se realizó el presente estudio, los siguientes:

- MCNP: utilizado inicialmente para cálculos de neutrones, desarrollado por el grupo de Monte Carlo perteneciente al Laboratorio Nacional de los Alamos en Estados Unidos.
- PENELOPE: que ejecuta simulaciones de electrones y fotones en materiales arbitrarios para un amplio rango de energías, desde unos pocos cientos de eV hasta cerca de 1 GeV. Es desarrollado por la “Nuclear Energy Agency”<sup>1</sup> y la Universidad de Barcelona.
- FLUKA: que posee muchas aplicaciones en física de partículas, física experimental e ingeniería de alta energía, blindaje, diseño de detectores y telescopios, estudio de rayos cósmicos, dosimetría, física médica y radiobiología. Líneas recientes del desarrollo se concentran también en hadronterapia. El proyecto FLUKA es desarrollado por el INFN<sup>2</sup> y el CERN<sup>3</sup>.

Los dos últimos, PENELOPE y FLUKA, fueron considerados los más apropiados para la resolución del presente problema, tanto es así, que se han utilizado ambos en trabajos anteriores dentro de este mismo proyecto [28, 34].

---

<sup>1</sup>Agencia dentro de la Organización para la Cooperación y el Desarrollo Económicos (OCDE), una organización intergubernamental de países industrializados, con sede en París, Francia.

<sup>2</sup>*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*, Milán, Italia.

<sup>3</sup>*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*, organización europea para la investigación nuclear, Francia-Suiza.

En este trabajo se optó por la utilización de FLUKA fundamentalmente porque para este código se ha desarrollado una interfaz gráfica avanzada, Flair [35], la cual resulta de mucha utilidad para geometrías complejas como la de nuestro interés.

La prioridad en el diseño y desarrollo de FLUKA ha sido siempre la implementación y mejora de modelos físicos modernos. Los modelos microscópicos se adoptan siempre que sea posible, se garantiza la consistencia entre todas las etapas de interacción y/o tipos de reacción, se aplican leyes de conservación en cada paso, los resultados se comparan con los datos experimentales en cada interacción por separado. Por lo tanto, los resultados en casos complejos, así como las propiedades y las leyes de escala, surgen naturalmente de los modelos físicos subyacentes, la predicción se proporciona donde no hay datos experimentales disponibles directamente.

### 3.2. Consideraciones generales del prototipo

El objetivo de este trabajo y del proyecto en general es la obtención, por medio de un prototipo, de un haz convergente capaz de depositar dosis en un medio objetivo. En este trabajo se utiliza un fantoma cúbico de agua de 30 cm de lado. Para obtener este resultado con éxito el prototipo de CBRT<sup>4</sup> está diseñado en primera instancia como se muestra esquemáticamente en la figura 3.1<sup>5</sup>.

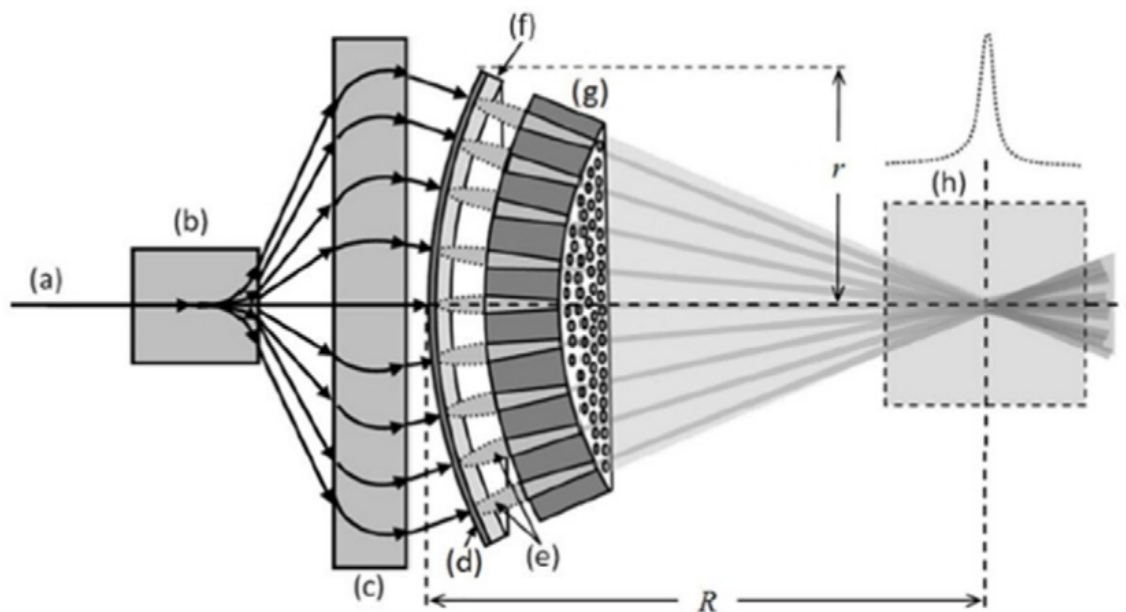


Figura 3.1: Geometría básica del prototipo de CBRT: haz de electrones estándar de un acelerador lineal (a), material o campo electromagnético para la deflexión de los electrones (b), otro deflector de electrones (c), fina capa de ánodo curvado (d), conos de Bremsstrahlung emitidos (e), filtro (f), sistema multi-colimador curvo (g) y fantoma (h).

<sup>4</sup>Convergent Beam Radiotherapy, por sus siglas en inglés.

<sup>5</sup>Tabla obtenida del trabajo de Figueroa y Valente [28]

### 3.3. Haz de electrones

Como se vio en la sección 2.2, mientras mayor es la energía del haz de electrones la producción de fotones por efecto de Bremsstrahlung es más probable (en cantidad), además de ser mayor la probabilidad de fotones con más energía (siendo distinta de cero siempre y cuando la energía sea menor que la de los electrones primarios) e incluso la distribución de probabilidad angular de emisión se concentra más en torno al ángulo de incidencia. Si bien este último hecho es favorable para los propósitos de convergencia del haz (además de no ir directamente hacia el centro de convergencia, probabilísticamente los fotones tienen menos energía mientras mayor es el ángulo con respecto del de incidencia) no es un problema mayor la producción de fotones con ángulos grandes respecto del de incidencia, pues estos fotones serán absorbidos por los colimadores (ver figura 3.1). Y dado que la dosis depositada por un haz de fotones alcanza mayor profundidad mientras mayor es la energía de éstos, los haces de electrones de mayor energía resultan favorables para el actual propósito. Sin embargo, debe destacarse que el diseño de haz convergente, es capaz de producir el efecto de convergencia, independientemente de la energía del haz de electrones incidente, pudiendo funcionar para regímenes de kilovoltaje o megavoltaje, indistintamente.

En los trabajos anteriores de este proyecto [28, 34] se ha demostrado que la capacidad de producir haces convergentes, y como consecuencia regiones con concentraciones altas de dosis, es independiente de la energía del haz de electrones. Sin embargo, los valores de dosis dependen fuertemente de la energía de los electrones así como también de otras componentes del dispositivo, como colimadores y filtros.

En particular en uno de estos trabajos [28] se realizó un estudio de los campos eléctricos y magnéticos que son requeridos para la curvatura del haz de electrones (ver figura 3.2<sup>6</sup>). Algunos de estos resultados se muestran en la tabla 3.1.

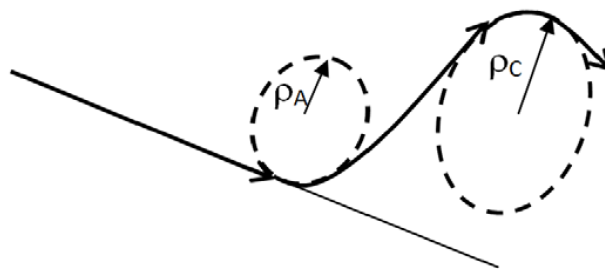


Figura 3.2: Trayectoria de los electrones en línea sólida con flechas dentro de la geometría CBRT, para radios de curvatura de abertura  $\rho_A$  y cierre  $\rho_C$ .

<sup>6</sup>Tabla obtenida del trabajo de Figueroa y Valente [28]

| Energía electrónica<br>MeV | Radio de giro 10 cm |       | Radio de giro 20 cm |       | Radio de giro 30 cm |       |
|----------------------------|---------------------|-------|---------------------|-------|---------------------|-------|
|                            | E                   | B     | E                   | B     | E                   | B     |
|                            | KV/cm               | Tesla | KV/cm               | Tesla | KV/cm               | Tesla |
| 0.1                        | 18.5                | 0.010 | 9.2                 | 0.006 | 6.2                 | 0.004 |
| 6                          | 651.1               | 0.220 | 325.6               | 0.109 | 217.0               | 0.073 |
| 20                         | 2062.6              | 0.600 | 1031.3              | 0.344 | 687.5               | 0.229 |

Tabla 3.1: Valores de los campos eléctricos y magnéticos para tres valores de energía cinética de los electrones y tres valores de los radios de curvatura de los electrones (10, 20 y 30 cm).

Los parámetros de control asociados con los campos eléctrico y magnético necesarios para curvar el haz de electrones revela que esto es viable. Sin embargo, el campo magnético exhibe valores que son más fácilmente alcanzables que los correspondientes al electrostático.

Es importante tener en mente que el principal propósito de este trabajo es investigar sobre la implementación de este dispositivo para la producción de haces de rayos X convergentes como un accesorio para los aceleradores lineales típicamente utilizados en la actualidad y todos éstos son capaces de obtener haces de electrones de 6 MeV. En particular para esta energía se encontró (ver tabla 3.1<sup>7</sup>) que la deflexión del haz de electrones no representa una dificultad técnica. De hecho, 0.22 T serían suficientes.

Por las razones expuestas, se decidió realizar el presente estudio con haces de electrones con energía inicial de 6 MeV incidiendo normalmente en cada punto del ánodo. De esta forma se evitan el uso de algunas tecnologías complejas y los requerimientos de blindado pueden ser reducidos. Oportunamente se agregó a la energía inicial una distribución Gaussiana de probabilidad, con centro en 6 MeV, con ancho del orden de los 0.1 MeV.

### 3.4. Elección de materiales

Se busca un ánodo que, para un valor de energía inicial de los electrones primarios fijo (6 MeV), posea la mayor probabilidad (por electrón primario) de producción de fotones, y que los fotones de mayor energía cuenten con la más alta probabilidad posible. Ésto, se debe al hecho de que la curva de PDD (ver figura 1.1(a)) se desplaza a valores de profundidad más altos mientras mayor sea la energía del haz de fotones incidente, lo cual es favorable para el presente propósito, aunque no estrictamente necesario.

Como se mostró en la sección 2.2, mientras mayor sea el número atómico ( $Z$ ) de un cierto material, más eficiente será la producción de fotones por medio de Bremsstrahlung y por lo tanto

<sup>7</sup>Tabla obtenida del trabajo de Figueroa y Valente [28]

más eficiente como ánodo. En la actualidad el material típicamente utilizado como ánodo es el tungsteno (W), el cual posee un número atómico alto ( $Z_W = 74$ ). De hecho, fue este material el que se utilizó como ánodo del prototipo en los trabajos anteriores [28, 34].

En el presente trabajo se investigó la opción de utilizar plomo (Pb) como ánodo por varias razones. En primer lugar cabe destacar que este material posee un número atómico alto ( $Z_{Pb} = 82$ ), incluso mayor que el W. Es importante recordar que la geometría de interés para este trabajo (ver figura 3.1) es de gran complejidad y tamaño, e implica la utilización un ánodo curvado del orden de las decenas de centímetros de radio. Por otro lado, los ánodos de W convencionales son pequeñas piezas con geometrías sencillas de dimensiones del orden del centímetro.

El Pb es un material mucho más económico y disponible en comparación con el W. Además, este último es un material muy duro, es necesario el uso de cierras de diamantes para poder cortarlo, además de poseer una temperatura de fusión extremadamente alta ( $T_W = 3422^\circ\text{C}$ ), lo que resulta en una dificultad técnica superior comparativamente para la construcción del diseño propuesto. Por otro lado, el Pb posee una temperatura de fusión de fácil acceso ( $T_{Pb} = 327,5^\circ\text{C}$ ), lo cual resulta en una ventaja al permitir el modelado de esta geometría compleja. Pero, es a su vez éste el mayor inconveniente en la utilización del Pb como ánodo, pues como se ha discutido anteriormente la mayor parte de la energía de los electrones primarios se transmite en forma de calor, lo cual puede producir la fundición del Pb, y deben tomarse los recaudos necesarios.

Como posible solución para el problema de la baja temperatura de fusión del Pb se propone, a modo de innovación en este trabajo, un ánodo compuesto, dos materiales: Pb en el centro y un segundo material que lo recubre. Se ha elegido el cobre (Cu) como material para recubrir el Pb, en particular para ser utilizado como disipador térmico. Este material es conocido por su gran conductividad térmica ( $\lambda_{Cu}=372,1-385,2\text{W/m}\cdot\text{K}$ ) además de poseer una temperatura de fusión mayor que el Pb ( $T_{Cu}=1085^\circ\text{C}$ ), lo que permitirá oportunamente contener al mismo en caso de fundición, dentro del recubrimiento de Cu. Cabe destacar que este último material también es económico y de fácil acceso y manipulación.

Además, el Cu es un buen filtro, pues posee una alta  $\sigma$  para la absorción de electrones y baja para fotones, en comparación a otros materiales, como por ejemplo el Pb. Recordando que debido a la baja penetración de los electrones en materiales como el agua, respecto de los fotones (ver figuras 1.1(a) y 1.1(b)), se busca que el haz que incide sobre el fantoma tenga la mayor proporción posible de fotones. Es por esto, que se coloca un filtro posterior al ánodo a los fines de absorber la mayor cantidad de electrones posible, tanto primarios (aquellos provenientes del haz incidente y que hayan podido traspasar el ánodo) como secundarios (aquellos que se generaron dentro del ánodo).

### 3.5. Definición del ánodo

Para obtener un prototipo final como el que se muestra en la figura 3.1 el primer paso fue definir el tipo de ánodo. Dado que el haz de electrones tendrá una incidencia normal sobre el ánodo en cada punto (ver figura 3.1), el estudio lo realizamos en primera instancia para un haz puntual, de electrones monoenergético de 6 MeV, incidiendo normalmente en el centro de un ánodo en forma de disco plano.

Se estudiaron dos tipos de ánodos, el primero compuesto por Cu y W (materiales comúnmente utilizados para este propósito) y el segundo compuesto por Cu y Pb (materiales innovadores propuesto para este trabajo).

En ambos casos el ánodo está compuesto por un disco plano de Cu, con radio  $R_{Cu} = 0,465$  cm y longitud  $X_{Cu} = 0,1778$  cm. Dentro de este cilindro se colocó un nuevo cilindro concéntricos de radio  $R = 0,4$  cm  $< R_{Cu}$ . Este último en primer lugar se lo definió de W y en el segundo caso de Pb.

Para el estudio del ánodo con W se consideraron tanto el cilindro de este material como el de Cu en el origen y hacia valores de  $z$  positivos. En la figura 3.3(a) se puede observar este ánodo con el largo del disco de W igual a  $X_W = 0,1016$  cm, éste valor es la variable durante el estudio. El haz puntual de electrones monoenergético de 6 MeV tiene posición inicial en el origen y dirección inicial hacia los  $z$  positivos, incidiendo así sobre el centro de la cara expuesta del disco de W.

Para el estudio del ánodo con Pb realizamos unas modificaciones sobre el ánodo de W. Se cambió el disco de W por un disco de Pb, el cual se centró dentro del disco de Cu y a su vez, a éste se lo centró en el origen de coordenadas (ver figura 3.3(b)). La longitud total del ánodo se mantuvo constante, esto es,  $X_{Cu_1} + X_{Pb} + X_{Cu_2} = 0,1778$  cm, donde  $X_{Cu_1}$ ,  $X_{Pb}$  y  $X_{Cu_2}$  corresponden a los espesores de Cu en el lugar donde incide el haz, de Pb y de Cu posteriores, respectivamente. En este caso la variable de estudio no fue solo la longitud

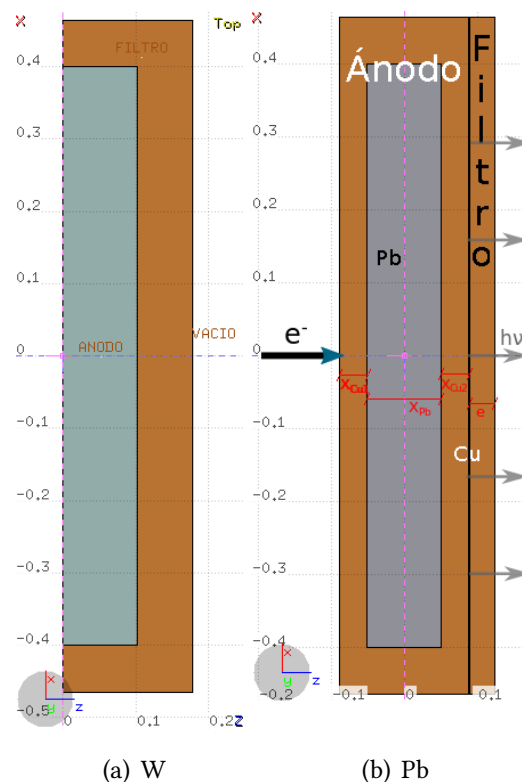


Figura 3.3: Ánodos compuestos por un disco de W (a) y Pb (b) recubiertos por un disco de Cu, 2D sobre el plano  $y=0$ .

del disco de Pb ( $X_{Pb}$ ), además lo fueron las longitudes  $X_{Cu_1}$  y  $X_{Cu_2}$ . De igual forma que para el W, el haz de electrones incide normalmente sobre el centro del ánodo desde los  $z$  negativos. Inicialmente se realizó el estudio sin filtro ( $e = 0$  en figura 3.3(b)).

Los radios de los cilindros los buscamos lo suficientemente grandes para despreciar los efectos de borde y, cumplido ésto, lo más chico posible para disminuir el tiempo de cómputo. El radio de Cu es irrelevante en el proceso, la razón de que éste recubra las paredes del W y del Pb es para mejorar la disipación del calor.

En la figura 3.4 se observa que efectivamente en la superficie del cilindro la detección de electrones es menor al 0,001 % con respecto a los detectados en el centro del ánodo.

Se colocaron dos cilindro de silicio (Si), utilizados como detectores. Se los ubicó a un metro del centro, como se muestra en la figura 3.5, uno posterior y el otro anterior al ánodo con respecto al haz, ambos coaxiales a este último, en un entorno de vacío.

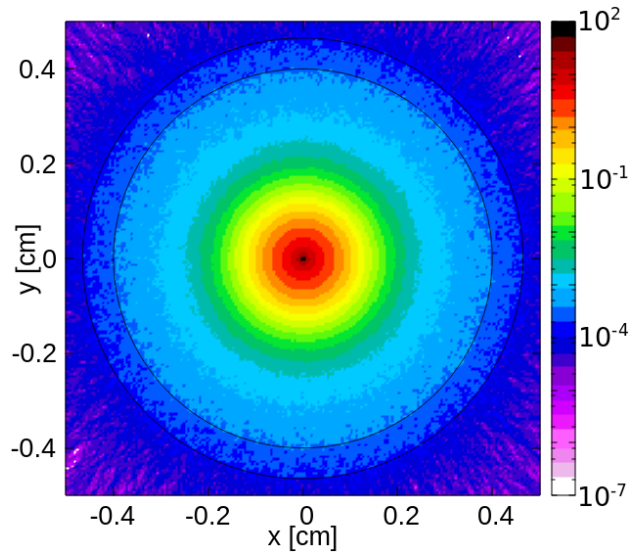


Figura 3.4: Electrones dentro del ánodo, en porcentaje de la detección máxima.

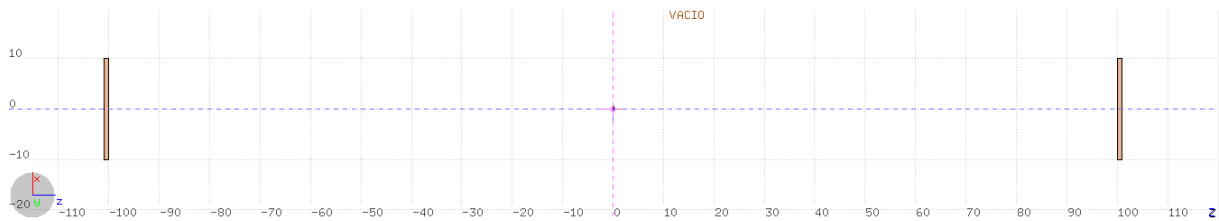


Figura 3.5: Ánodo con ambos detectores, 2D sobre el plano  $y=0$ .

Se midió la distribución energética de los fotones y electrones que atraviesan la superficie de cada detector, para distintas proporciones en los anchos (distancias paralelas al haz) de los discos de W y Pb, dejando fijo el ancho total del ánodo (ancho del disco de Cu). Estas mediciones son la clave para la determinación de la eficiencia de un ánodo para el presente propósito. Estas mediciones podrían ordenarse de acuerdo a su relevancia:

1. *Determinación de la distribución energética de los fotones posteriores al ánodo:* como ya se mencionó reiteradas veces, la penetración de la dosis es proporcional a la energía de los fotones, y en consecuencia se busca una distribución energética lo más favorable posible

para energías altas. De hecho, mientras mayor sea el número total de fotones detectados será más favorable.

2. *Determinación de la distribución energética de los electrones posteriores al ánodo:* contrariamente al caso de fotones, se busca que la detección total de electrones sea lo menor posible e incluso que los electrones tengan la menor energía posible. Si bien es igualmente importante el número de fotones y electrones que lleguen al fantoma, estos últimos pueden ser eliminados, después del ánodo, por medio de la colocación de filtros.
3. *Detección de electrones y fotones anteriores al ánodo:* se busca que la detección total de éstos sea también lo menor posible. Mientras mayores sean estas detecciones, mayores serán los requisitos de blindaje.

Una cantidad interesante y en cierto aspecto de mayor claridad que podemos obtener en base a la detección de  $P_i$ , dada por la cantidad de partículas (fotones o electrones) con energías entre  $E_i$  y  $E_{i+1}$  ( $0 \leq i < N$  y  $N$  número de particiones del intervalo de detección), es la detección de partículas pesadas en su energía:

$$Z = \frac{\sum_i P_i \times E_i}{\sum_i P_i} \quad (3.1)$$

Para el cálculo de las incertidumbres simplemente propagamos la ecuación considerando cada  $P_i$  como una variable independiente con incertidumbre asociada  $\cup P_i$ .

$$\cup Z = \sqrt{\sum_i (\cup P_i \times \frac{dZ}{dP_i})} = \sqrt{\sum_i (\cup P_i \times \frac{E_i - Z}{\sum_j P_j})} \quad (3.2)$$

El estudio descrito en esta sección (3.5) se utilizará para definir las proporciones Cu-Pb-Cu más óptimas como ánodo, el cual posteriormente será implementado en el prototipo.

### 3.6. Análisis de incertezas y tiempo de cómputo

Previo a todo tipo de estudio (incluso previo al estudio detallado en la sección 3.5), en concepto de estudio preliminar, se corrieron varias simulaciones con distinto número de electrones primarios e incluso distinto número de ciclos<sup>8</sup>. Estas simulaciones se realizaron tomando el ánodo de W como se muestra en la figura 3.3(a), los detectores como en la figura 3.5 y el haz de electrones monoenergético de 6 MeV incidiendo sobre el eje z desde los valores negativos. Se observó

---

<sup>8</sup>Los ciclos son una opción que brinda Flair, que consta de realizar la misma simulación varias veces y realizar estadística sobre éstas



la dependencia con estos parámetros del tiempo de cómputo y de la incertidumbre asociada al total de fotones y electrones que alcanzan el detector posterior al ánodo (con respecto a la posición inicial del haz de electrones).

Dado que son de interés los espectros de energía de los fotones y electrones detectados surge naturalmente el interrogante de en cuántos subintervalos dividir el rango de energías permitidas (entre 0 y 6 MeV). Resulta trivial ver que mientras menos subintervalos haya, menor será la incertidumbre y la resolución, y viceversa. Para tener una idea de la dependencia de la incertidumbre con el número de subintervalos se utilizaron dos detectores: uno particionado en 10 y otro en 600 subintervalos.

### 3.7. Definición de la fuente

La interfaz gráfica Flair brinda al usuario la posibilidad de definir una fuente o haz incidente por medio de parámetros que le otorgan determinadas geometrías simples. Asimismo, posee la capacidad de comprender un “archivo fuente” definido externamente por medio de un código escrito en lenguaje Fortran.

El mismo software Flair ofrece un archivo fuente estándar que el usuario puede modificar para definir específicamente el tipo de partículas iniciales, sus posiciones y direcciones que desea utilizar como fuente. Una vez definida la fuente en el archivo por parte del usuario, Flair permite compilar el mismo y utilizar esta definición de fuente en la simulación desde el mismo software. Esta capacidad de integración de las distintas variables involucradas en el diseño de la simulación MC convierten a Flair en una herramienta única en su tipo para la simulación del transporte de radiación a partir de fuentes extremadamente complejas.

En el presente trabajo, el interés se centra en el estudio de la generación de un haz convergente de fotones, para lo cual se propone un ánodo en forma de sección de cáscara esférica y sobre el cual inciden normalmente electrones. Se pretende, por lo tanto, que la posición inicial de los electrones que componen el haz primario cubra homogéneamente una sección de superficie esférica, concéntrica a la esfera correspondiente al ánodo, y que cada uno de los electrones primarios incida normalmente sobre esta superficie o, lo que es equivalente, tenga dirección al centro de las esferas.

Se comenzó definiendo la posición inicial de un haz con una geometría lo más sencilla posible, se fue complejizando la geometría del haz hasta obtener la posición inicial del haz deseado (sección de superficie esférica). Una vez obtenida la posición inicial del haz, se definió la dirección inicial de cada electrón hacia el centro de la esfera sobre la cual parten. Hasta este punto los electrones viajaban en vacío en todo momento. Sólo una vez lograda la convergencia del haz de electrones, se procedió a agregar un fantoma de agua centrado en el punto de convergencia.

### 3.7.1. Posiciones iniciales del haz primario

La primera parte de la intervención es la determinación de las posiciones iniciales de las partículas. Para cubrir la región considerada como inicial del haz lo más homogénea posible se definirá cada posición inicial de forma aleatoria sobre la región.

#### Distribución de probabilidades

Se busca obtener una distribución de probabilidades en un sistema cartesiano, denominémosle a esta función  $f_{x,y,z}(x, y, z)$ , que sea uniforme en cierta región del espacio y tenga valor nulo fuera de ella. Además, esta función tiene que ser una función normalizada, su integral en todo el espacio, o equivalentemente en la región donde no se anula, debe ser igual a la unidad. Por ende, para un valor arbitrario  $(x_0, y_0, z_0)$  perteneciente a dicha región tendremos un valor arbitrario en el intervalo  $[0, 1]$  de:

$$F_{x,y,z}(x_0, y_0, z_0) = \int_{-\infty}^{z_0} \int_{-\infty}^{y_0} \int_{-\infty}^{x_0} f_{x,y,z}(x, y, z) dx dy dz \quad (3.3)$$

Para ciertos casos, como algunas situaciones sencillas en este trabajo, la función  $f_{x,y,z}(x, y, z)$  puede ser separable, con lo cual, se puede obtener una variable aleatoria en  $[0, 1]$  por cada coordenada. Al invertir estas últimas se obtiene cada coordenada en función de una variable aleatoria.

Por otro lado, por medio de un cambio de coordenadas de  $(x, y, z)$  a  $(r, \theta, \phi)$ , definido por el jacobiano  $J(r, \theta, \phi)$ , se obtiene la variable aleatoria también normal (toma valores entre  $[0, 1]$ ):

$$F_{r,\theta,\phi}(r_0, \theta_0, \phi_0) = \int_{-\infty}^{\phi_0} \int_{-\infty}^{\theta_0} \int_{-\infty}^{r_0} f_{x,y,z}(x(r, \theta, \phi), y(r, \theta, \phi), z(r, \theta, \phi)) | J(r, \theta, \phi) | dr d\theta d\phi \quad (3.4)$$

dando lugar a una nueva distribución de probabilidades

$$f_{r,\theta,\phi}(r, \theta, \phi) = f_{x,y,z}(x(r, \theta, \phi), y(r, \theta, \phi), z(r, \theta, \phi)) | J(r, \theta, \phi) | \quad (3.5)$$

De esta forma, la nueva función cumple las mismas propiedades que la primera, normalizada y valores nulos en la misma región. Para casos sencillos la función  $f_{r,\theta,\phi}(r, \theta, \phi)$  puede ser separable también. Para estos casos se puede aplicar lo expuesto anteriormente y obtener así cada coordenada  $r$ ,  $\theta$  y  $\phi$  en función de una variable aleatoria. Realizando el cambio de coordenadas inverso, puede obtenerse cada coordenada  $x$ ,  $y$  y  $z$  en función de variables aleatorias normales.

Con este método, se obtuvieron las coordenada  $x$ ,  $y$  y  $z$  en función de variables aleatorias normales para cada una de las geometrías que definen las posiciones iniciales del haz (rectángulo, círculo, esfera, etcétera). Recordemos que todas estas geometrías fueron desarrolladas para obtener finalmente la geometría, que usaremos posteriormente para el estudio del prototipo, dada por una sección de superficie esférica, esto es, radio fijo  $R$  y ángulos polares mínimo  $\theta_1$  y

máximo  $\theta_2$ . En particular, para esta última geometría, obtuvimos las siguientes ecuaciones para las coordenadas cartesianas en función de variables aleatorias normales ( $U_\phi$  y  $U_\theta$ ):

$$x = R \cos(U_\phi 2\pi) \operatorname{sen}(\arccos\{\cos(\theta_1) - U_\theta[\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)]\}) \quad (3.6)$$

$$y = R \operatorname{sen}(U_\phi 2\pi) \operatorname{sen}(\arccos\{\cos(\theta_1) - U_\theta[\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)]\}) \quad (3.7)$$

$$z = R\{\cos(\theta_1) - U_\theta[\cos(\theta_1) - \cos(\theta_2)]\} \quad (3.8)$$

### Metodología de validación de posiciones iniciales.

Inicialmente, no se modifica la dirección inicial de las partículas, por lo tanto, todas tendrán la dirección por defecto: hacia valores de  $z$  creciente.

Se comienza el estudio con geometrías simples en dos dimensiones (2D). Las cuales pueden ser corroboradas simplemente detectando las partículas que atravesaron planos perpendiculares al eje  $z$  (planos  $x - y$ ) por medio de detectores virtuales.

Para la intervención con regiones de las partículas iniciales más complejas se requiere de alguna técnica más sofisticada para corroborar que las posiciones iniciales de las partículas del haz son las deseadas. Es aquí cuando se recurre a rutinas de procesamiento y visualización desarrolladas con el programa Matlab.

Primero, se generaron las rutinas correspondientes a las posiciones iniciales del haz con Matlab, chequeandolas dentro del mismo programa. Luego, se tradujeron las rutinas al lenguaje Fortran, para así configurar la fuente.

Para chequear que las posiciones iniciales eran las deseadas, se agregaron líneas de código de forma tal de crear un archivo en donde se escribieran todas las posiciones iniciales de las partículas. Finalmente, se pudo interpretar el archivo con Matlab y verificar que las posiciones iniciales eran correctas.

#### 3.7.2. Direcciones iniciales del haz primario

Una vez corroboradas las posiciones iniciales, se intervino nuevamente el archivo fuente provisto por Flair, pero esta vez para asignar la dirección inicial a cada partícula. Independientemente de la posición inicial, es necesaria asegurar que la dirección inicial sea hacia el centro geométrico.

Sea  $\vec{x} = (x, y, z)$  la posición inicial de una partícula primaria, para que esté dirigida al centro, debe asignarse como dirección inicial de movimiento  $\hat{n}$  la opuesta a la posición:

$$\hat{n} = -\frac{\vec{x}}{|\vec{x}|} \quad (3.9)$$

Para corroborar que las direcciones son las deseadas, se modificó nuevamente el código del archivo fuente, las cuales generan un nuevo archivo y sobre éste se escriben las direcciones iniciales de cada partícula primaria. Utilizando el script desarrollado en Matlab, se analizó este nuevo

archivo y también el archivo correspondiente a las posiciones iniciales. Luego, para cada partícula, se calcula la suma del vector posición con la dirección de movimiento. Por la ecuación 3.9, esto debería anularse en cada partícula

$$0 = \frac{\vec{x}}{|\vec{x}|} + \hat{n} \quad (3.10)$$

Se mantuvo el detector utilizado para la corroboración de las posiciones de las partículas primarias correspondientes a regiones bidimensionales. En primer lugar, se está trabajando en completo vacío y con este detector se verifica que efectivamente las partículas recorran la trayectoria deseada. En particular, se corrobora que converjan al centro geométrico. Por último, se agregó un fantoma de agua cuyo centro coincide con el de convergencia, utilizando este detector se analizó el comportamiento del haz de fotones convergente sobre dicho fantoma.

### 3.8. Diseño del prototipo

Una vez obtenida la intervención necesaria para generar un haz convergente de partículas primarias, sobre una sección de superficie esférica, se procedió a definir las propiedades del ánodo (geometría, materiales, etcétera) sobre el cual inciden.

Se buscó obtener un haz de fotones convergente, para lo cual se utilizaron electrones como partículas primarias, las cuales se hicieron incidir normalmente sobre el ánodo. A éste se lo definió como una sección de cáscara esférica (*cinta o faja*) de Cu, dentro de la cual se colocó otra sección de cáscara esférica de Pb. Esta última cubre los mismos ángulos polares que el haz primario, mientras que la cinta de Cu comprende estos ángulos y, además, ángulos mayores y menores a éstos.

Para la definición de las proporciones del ánodo se utilizó el estudio realizado del ánodo original Cu-Pb-Cu. De esta forma, cada partícula primaria, independientemente de su posición inicial, tiene una dirección de movimiento inicial hacia el centro geométrico y en ese camino se encuentra ubicado el ánodo, o más precisamente, una distancia de Cu, una de Pb y otra de Cu. Por esta razón, se espera que los resultados de este nuevo ánodo en forma de faja o cinta se correspondan con los resultados obtenidos del estudio del ánodo en forma de disco.

El objetivo de este trabajo es la obtención de convergencia de la dosis en el centro del fantoma, el cual coincide con el centro de las esferas que definen el ánodo y las posiciones iniciales de los electrones primarios. Para la obtención de esta convergencia es necesario, por un lado, que la cantidad de electrones que emergen del ánodo y llegan al fantoma sea mínima. Pues, como se observó en las figuras 1.1(a) y 1.1(b), el depósito de su energía es muy superficial en comparación con el correspondiente para fotones de igual energía. Y, por otro lado, se necesita que los fotones que emerjan del ánodo y lleguen al fantoma tengan dirección hacia la región central.

Como solución al exceso de electrones posteriores al ánodo (con respecto al haz incidente) se propuso la colocación de un filtro de Cu. Este material se caracteriza por tener una gran  $\sigma$  para los electrones, a la vez que posee una baja  $\sigma$  para fotones, en comparación con otros materiales potencialmente utilizables. A pesar de ser pequeña la  $\sigma$  de los fotones, no es despreciable, y en consecuencia para reducir el número de electrones se observó una reducción en el número de fotones. Se realizó entonces un estudio del espesor óptimo del filtro.

Para el problema de fotones con direcciones fuera de la región de convergencia se propuso la utilización de un colimador. El cual se diseñó como una sección de cáscara esférica de radios menores a los correspondientes al ánodo, con ángulos polares que contienen a los correspondientes a este último. Sobre esta región se realizaron agujeros que permiten el flujo directo de partículas posteriores al ánodo con dirección inicial al centro geométrico. La función del colimador es absorber las partículas (fotones principalmente) que ingresan a éste. De esta forma limita las partículas posteriores al colimador, y así sólo llegan al fantoma aquellas que tengan cierta dirección, la cual estará limitada por la relación entre la abertura inicial y final del colimador. Específicamente en el presente caso estará dada por el radio de los agujeros del colimador y el largo de éste.

Se realizó también un estudio de distintas configuraciones de colimación. En donde la variable de estudio fue el punto  $z_{col}$  sobre el eje  $z$  (eje de simetría del haz). El cual se define tal que para que una partícula atravesase el eje  $z$  en un valor mayor a éste, sin modificar su dirección en el camino, tendría que atravesar el colimador. Esta variable está determinada por el largo, el diámetro y la posición de los agujeros de colimación. Como es intuitivo,  $z_{col}$  es proporcional al diámetro e inversamente proporcional al largo de los agujeros.



# Capítulo 4

## Resultados y discusiones

En este capítulo se mostrarán los resultados del trabajo con sus respectivas discusiones. Se comenzó con el estudio de un ánodo típicamente utilizado en un acelerador lineal, utilizando W y Cu. A continuación, se repitió este estudio para un ánodo original dado por una combinación de capas de Cu-Pb-Cu perpendiculares al haz. Este estudio estuvo centrado en la obtención de la configuración de capas más eficiente para la producción de fotones, de mayor número y energía posible. Luego, se realizó una intervención a FLUKA (configuración del archivo fuente), para la generación de un haz de electrones con posición inicial en una sección de superficie esférica y dirección inicial hacia el centro de esta esfera. Para, por último, colocar un ánodo definido como una sección de cáscara esférica sobre la cual impactan normalmente los electrones primarios. Para este ánodo se utilizaron las proporciones de capas más eficientes encontradas en el estudio de la configuración original Cu-Pb-Cu. Y con este ánodo se realizó un estudio, agregando filtros y colimadores, en busca de la convergencia de dosis dentro de un fantoma de agua.

En el actual capítulo, sólo se reportan datos que no se encuentran alcanzados por la protección de información estratégica del proyecto ID-15i10337. En algunos casos se recurre a reportar situaciones suficientemente cercanas/similares a las configuraciones óptimas, a modo de evitar la difusión indebida.

### 4.1. Análisis de incertezas y tiempo de cómputo

En la tabla 4.1 y en la figura 4.1 se muestran los resultados obtenidos para la simulación de el ánodo de W como se muestra en la figura 3.3(a), los detectores como en la figura 3.5 y el haz de electrones monoenergético de 6 MeV incidiendo sobre el eje z desde los valores negativos. Se simuló para 1 y 5 ciclos y para distintas cantidades de partículas primarias.

Cabe destacar que los tiempos que se muestran en la tabla 4.1 pueden variar dependiendo de la computadora en donde se realicen las simulaciones. Sin embargo, la relación entre los distintos

tiempos se espera que no varíe mucho.

En estos datos se observa que aumentar los ciclos a cinco (número de ciclos por defecto) es mucho más efectivo (menor tiempo de cómputo para menor incertidumbre) que aumentar el número de partículas primarias. Razón por la cual se utilizaron simulaciones con cinco ciclos para los resultados mostrados de aquí en adelante, salvo que se especifique explícitamente lo contrario.

| Cíclos | Partículas Primarias | Tiempo           | Electrones Fotonos           |                 |            |         |
|--------|----------------------|------------------|------------------------------|-----------------|------------|---------|
|        |                      |                  | Incertidumbre Porcentual [%] |                 |            |         |
|        |                      |                  | 10 Particiones               | 600 Particiones | Electrones | Fotonos |
| 1      | $2 \times 10^4$      | < 1 min          | 99.0                         | 99.0            | 99.0       | 99.0    |
| 1      | $2 \times 10^6$      | $\approx 20$ min | 99.0                         | 99.0            | 99.0       | 99.0    |
| 5      | $2 \times 10^4$      | < 5 min          | 23.66                        | 6.27            | 89.51      | 40.18   |
| 5      | $2 \times 10^5$      | $\approx 10$ min | 6.49                         | 1.86            | 56.33      | 14.45   |
| 5      | $2 \times 10^6$      | $\approx 1$ hs   | 1.58                         | 0.54            | 18.31      | 4.60    |
| 5      | $2 \times 10^7$      | $\approx 1$ hs   | 0.85                         | 0.19            | 5.62       | 1.42    |

Tabla 4.1: Dependencia de la incertidumbre porcentual y el tiempo de cómputo con el número de ciclos, la cantidad de partículas primarias y el número en que se particiona el intervalo de energía de detección (de 0 a 6 MeV). Estas simulaciones se corrieron en una PC con procesador "Intel Core i7" de 8 núcleos y memoria RAM de 16 GB.

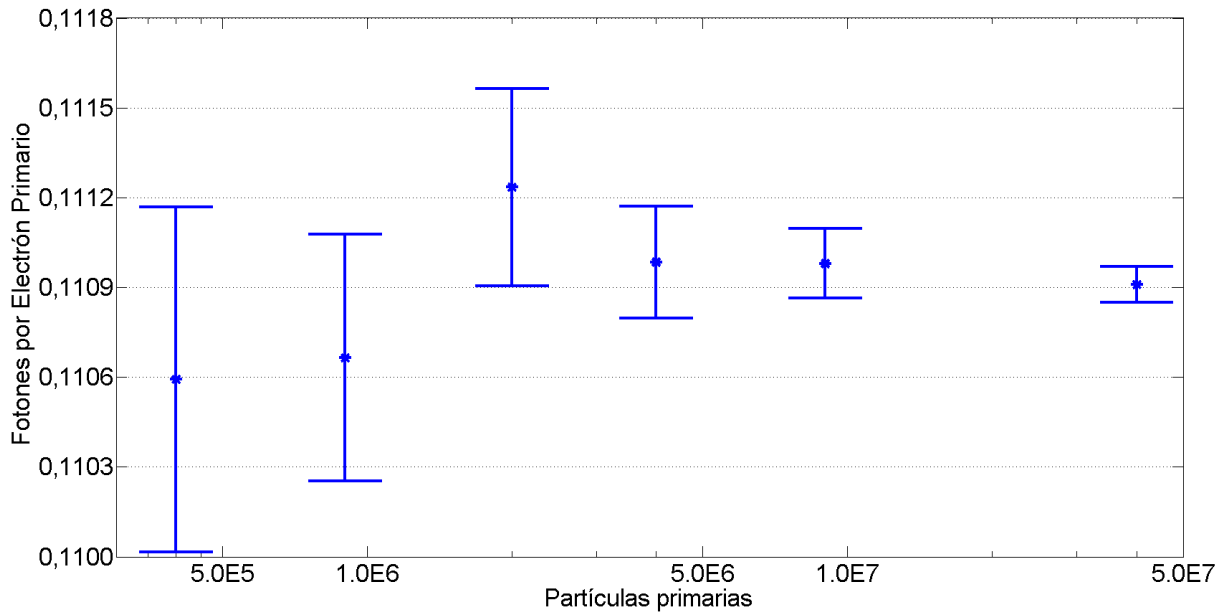


Figura 4.1: Fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, detectados en función del número de electrones primarios.

Otro resultado interesante fue la obtención de la figura 4.1, donde se puede observar no sólo que la incertidumbre disminuye al aumentar las partículas primarias, sino que los resultados



muestran un comportamiento convergente a un límite para número de partículas primarias que tiende a infinito. Esto se encuentra en concordancia con lo esperable. Cabe destacar que dado que se está contabilizando el total de partículas detectadas, este resultado y su incertidumbre asociada son independientes del número de subintervalos de la energía de detección.

## 4.2. Estudio de un ánodo estándar de acelerador lineal

En esta sección se muestran los resultados del estudio del ánodo de W y Cu descrito en la sección 3.5 y como se pueden observar en la figura 3.3(a).

En la figura 4.2 se muestra un espectro de los fotones detectados posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, en función de su energía particionada en 600 subintervalos, para  $4 \times 10^7$  electrones primarios. Se observa una curva continua que corresponde a la emisión por Bremsstrahlung, y sobre ésta se observan dos picos de energías menores al MeV, estos picos corresponden a la emisión por rayos X característicos, que como ya se dijo, son producidos para valores discretos de energía.

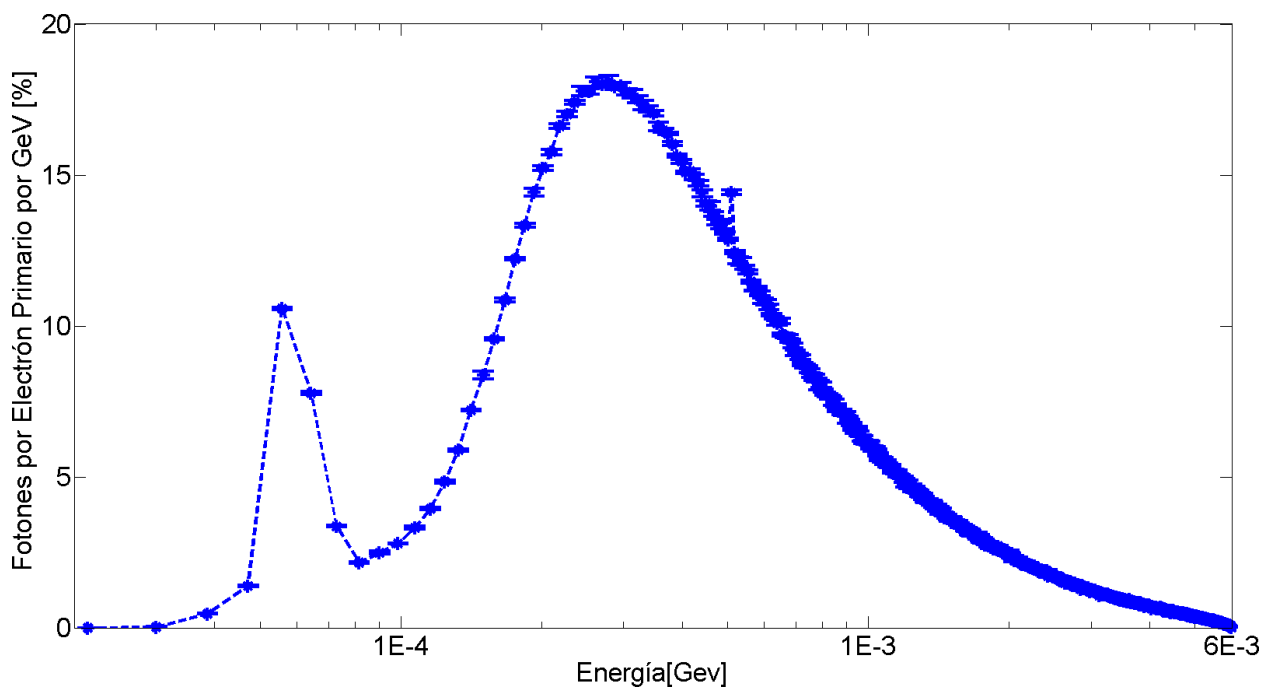


Figura 4.2: Distribución de fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, detectados en función de su energía, particionada en 600 subintervalos.

Dado que los fotones producidos por los rayos X característicos más intensos de los materiales en cuestión son de bajas energías y varios ordenes de magnitud menores, en cantidad, con respecto a los correspondientes fotones producidos por Bremsstrahlung, éstos serán despreciables para la distribución de dosis, la cual estará prácticamente en su totalidad determinada por la curva

continua de producción de fotones por Bremsstrahlung.

El espesor total del ánodo es  $X_W$  (el ancho del disco de W) +  $X_{Cu}$  (el ancho del disco de Cu) = 0,1778 cm, es de interés conocer la dependencia de los espectros de energía de los fotones detectados con respecto al espesor  $X_W$ , manteniendo el espesor total fijo (ver figura 4.3). El primer estudio (correspondiente a la figura 4.2) lo realizamos con  $X_W = 0,1016$  cm.

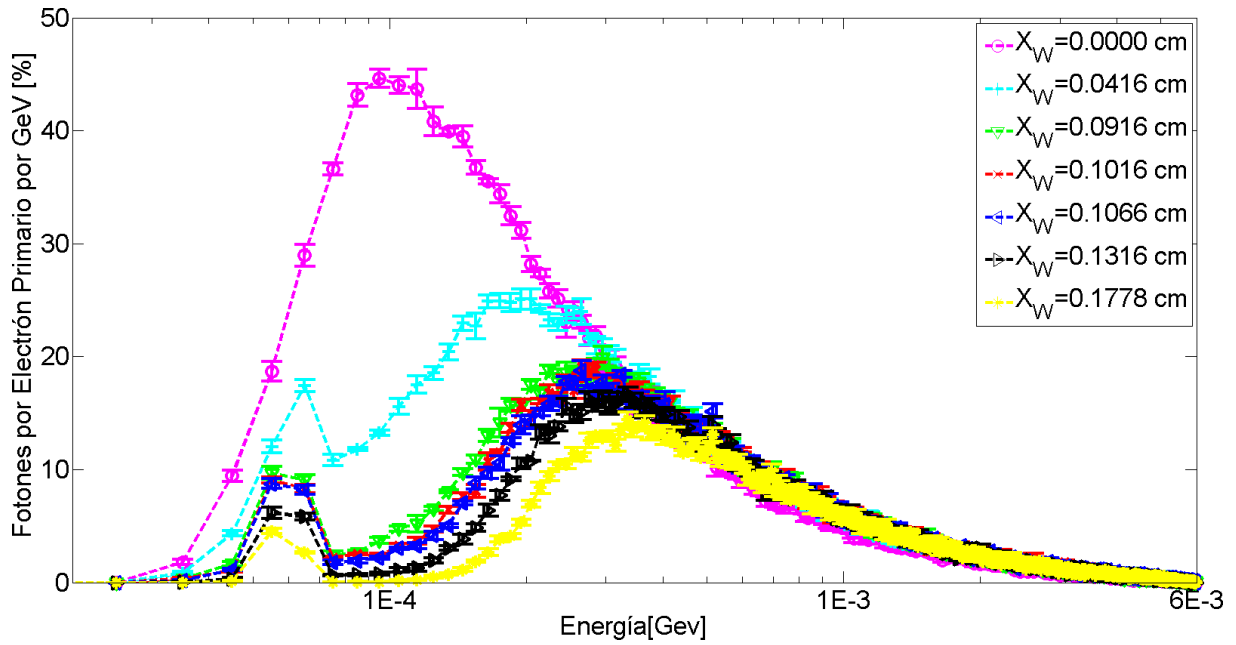


Figura 4.3: Distribución de fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, detectados en función de su energía para varios espesores de W. Con  $9 \times 10^5$  electrones primarios.

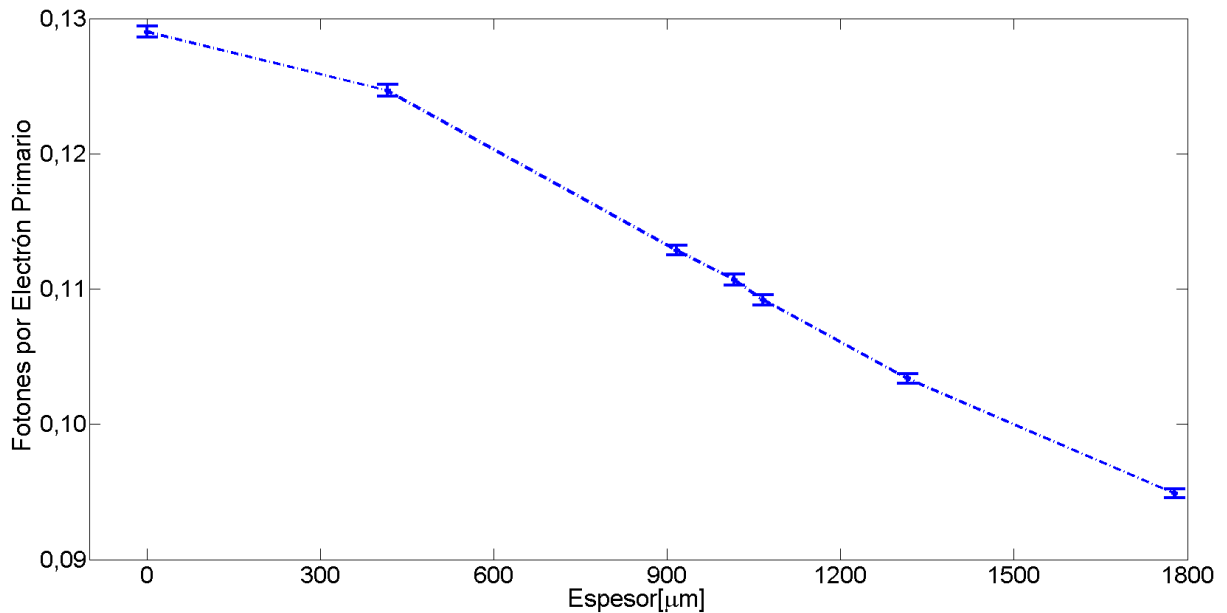


Figura 4.4: Total de fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, detectados en función del espesor del W.

Por último, utilizando los resultados correspondientes con la figura 4.3, se obtuvo el número total de fotones detectados en función del espesor  $X_W$  (ver figura 4.4).

### 4.3. Estudio de un ánodo original: Cu-Pb-Cu

En esta sección se muestra un estudio análogo al mostrado en la sección anterior, pero en este caso se realizó sobre un ánodo original, propuesto novedosamente en el presente trabajo. Éste ánodo, por las razones dadas en la sección 3.4, se propuso en principio como un disco de Pb recubierto de un disco mayor de Cu como se muestra en la figura 3.3(b) y como se describe en la sección 3.5.

Durante todo el estudio se mantuvo el ancho total del ánodo constante, dado por  $X_{Cu_1} + X_{Pb} + X_{Cu_2} = 0,1778$  cm, donde  $X_{Cu_1}$ ,  $X_{Pb}$  y  $X_{Cu_2}$  corresponden a los espesores de Cu en el lugar donde incide el haz, de Pb y de Cu posteriores, respectivamente.

Se comenzó el estudio considerando un disco de Pb en el centro y variando su ancho ( $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$ ). En la figura 4.5 se pueden observar los fotones posteriores detectados para varias simulaciones con  $9 \times 10^6$  electrones primarios y el intervalo de energía particionado en 1200 subintervalos.

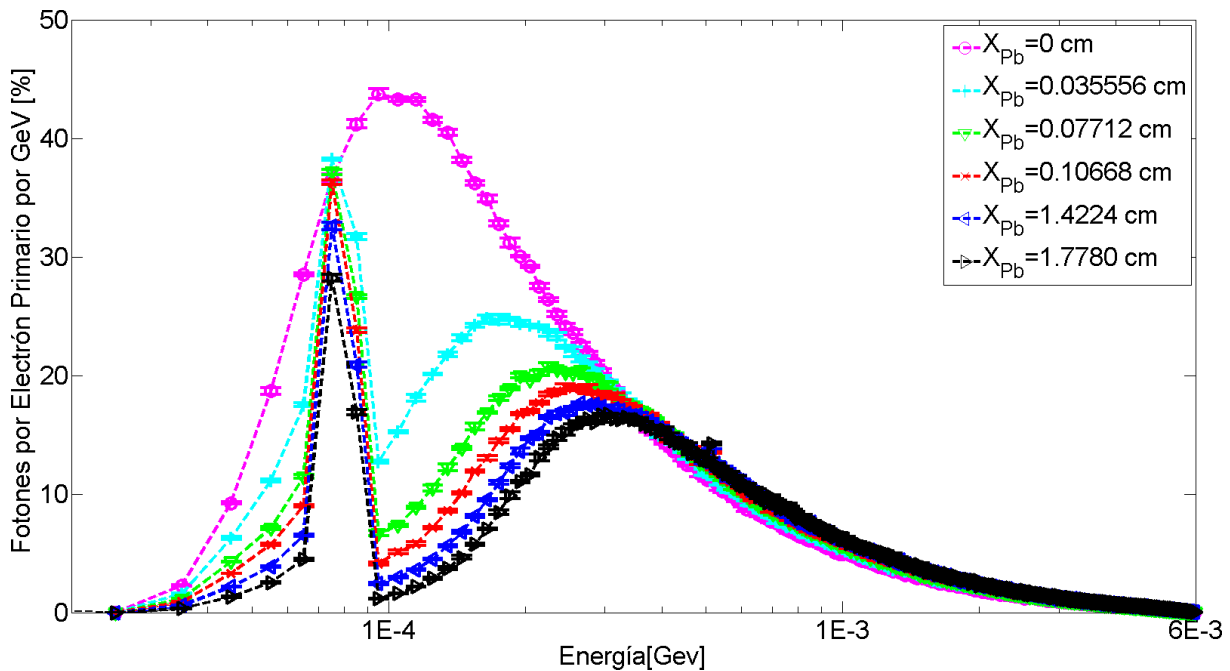


Figura 4.5: Fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, detectados en función de la energía, cuyo intervalo está particionado en 1200 subintervalos, para distintos espesores del disco de Pb y con  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$ .

Se observa de la figura 4.5 que a medida que se aumenta el espesor del disco de Pb se detectan menos fotones de bajas energías pero aumentan los fotones de energías altas. De hecho, la de-

tección máxima de fotones se da para energías cada vez más alta mientras se aumenta el espesor del Pb.

Similar al ánodo de W estudiado en la sección anterior, se observan dos picos en la detección de fotones para energías menores al MeV. Nuevamente la contribución de estos fotones, rayos X característicos, es mínima en comparación con la contribución por efecto de Bremsstrahlung, curva continua. En este punto cabe destacar que la altura de estos picos se encuentra íntimamente relacionada con el número de subintervalos en que se particiona la energía, mientras menor sea la partición mayor será el ancho del subintervalo que contiene el pico, lo que implica que la detección media del intervalo que contiene el rayo X característico será menor.

Cuando se calcula el total de fotones posteriores detectados para los casos con  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$ , esto es equivalente a la integral de las curvas de la figura 4.5, se obtienen los puntos rojos en la figura 4.6.

Se observan en la curva roja de la figura 4.6 dos máximos parciales, ambos en los extremos, correspondientes a ánodos completamente de Pb y completamente de Cu, este último es el máximo absoluto. Por esta razón, se corrieron simulaciones exponiendo el Pb en la cara anterior ( $X_{Cu_1} = 0$ ) y posterior ( $X_{Cu_2} = 0$ ) del ánodo, con respecto a la incidencia del haz de electrones, y para ambos casos se varió el ancho del disco de Pb ( $X_{Pb}$ ). Se obtuvieron así los puntos negros y azul respectivamente en la figura 4.6; cabe destacar que los puntos extremos de la línea roja corresponden también a los extremos de las líneas negras y azul. Estas simulaciones se corrieron con  $2 \times 10^7$  electrones primarios.

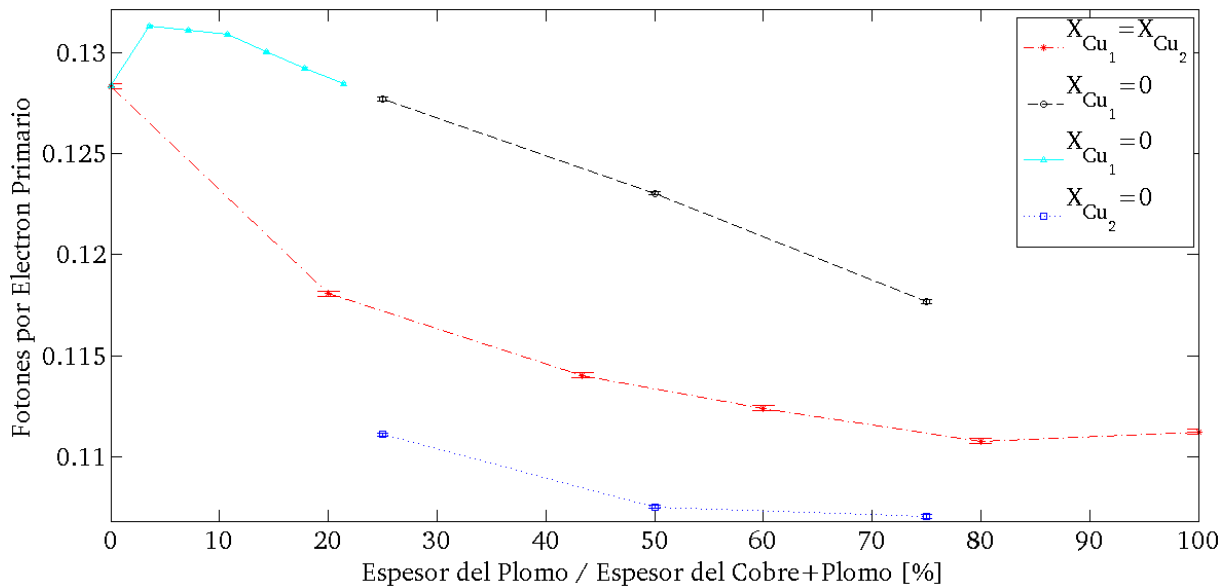


Figura 4.6: Fotones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, que alcanzan un detector a 100 cm de éste y de 10 cm de radio, en función de la proporción de Pb en el ánodo, para los casos  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  (rojo),  $X_{Cu_1} = 0$  (negro y cian) y  $X_{Cu_2} = 0$  (azul).

Se observa que cuando  $X_{Cu_2} = 0$  (curva azul) se obtienen valores menores a los correspondientes a  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  (curva roja) los cuales a su vez son siempre menores a los correspondientes a  $X_{Cu_1} = 0$  (curva negra). Además, vemos que en el caso  $X_{Cu_1} = 0$  los valores para  $X_{Pb} = 0$  cm y  $X_{Pb} = 0,04445$  cm son muy similares y cuando incrementamos este espesor la curva decrece. Por eso, se corrieron simulaciones con  $X_{Cu_1} = 0$  y con un ancho de Pb ( $X_{Pb}$ ) entre estos valores, éstas las se corrieron con  $9 \times 10^7$  electrones primarios. Se obtuvieron así los puntos color cian, los cuales corresponden a la continuación de la curva negra,  $X_{Cu_1} = 0$ .

Con cada una de estas simulaciones se calculó la detección de fotones pesados en su energía, según las ecuaciones 3.1 y 3.2. Este valor es el graficado en la figura 4.7 en función del espesor del Pb, incluyendo los tres casos,  $X_{Cu_1} = 0$ ,  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  y  $X_{Cu_2} = 0$ .

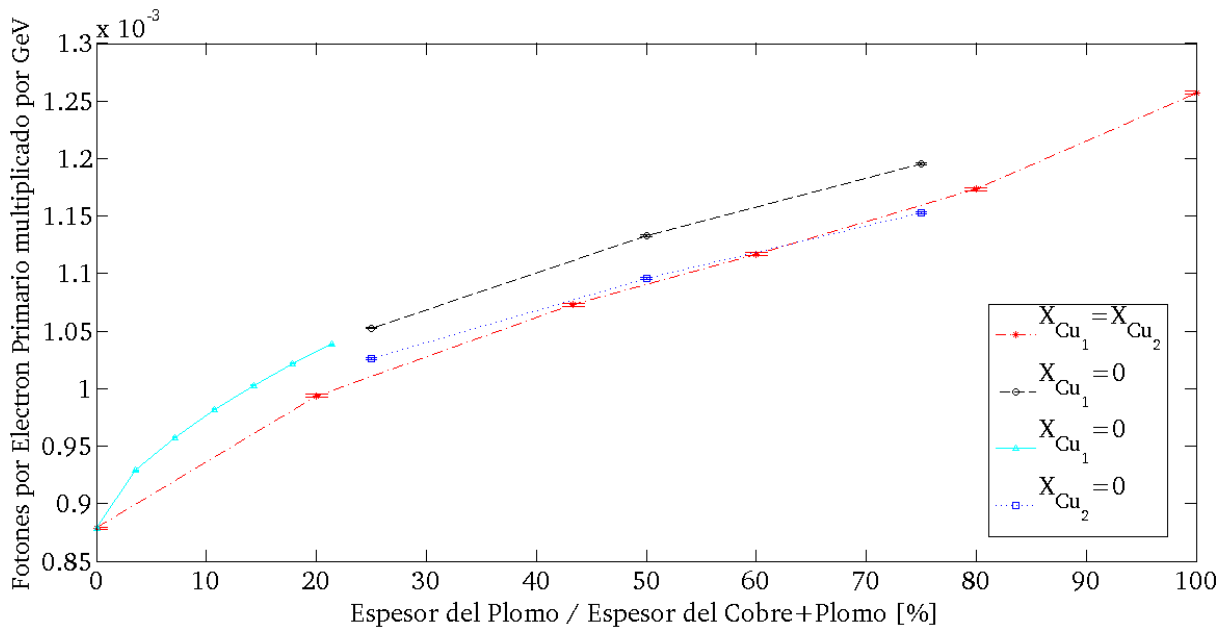


Figura 4.7: Fotones pesados en energía posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, que alcanzan un detector a 100 cm de éste y de 10 cm de radio, en función de la proporción de Pb en el ánodo, para los casos  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  (rojo),  $X_{Cu_1} = 0$  (negro y cian) y  $X_{Cu_2} = 0$  (azul).

Comparando la figura 4.7 con la figura 4.6 vemos que el comportamiento de cada curva por separado es prácticamente opuesto, mínimo y máximo para el ánodo completamente de Cu y Pb respectivamente. Sin embargo, la relación entre las curvas para un dado ancho del disco de Pb es similar entre ambos gráficos, el caso  $X_{Cu_1} = 0$  (negro y cian) tiene el valor más alto. Pero a diferencia de la figura 4.6, en la figura 4.7 la segunda mayor detección de fotones se da para el caso  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  (rojo) o  $X_{Cu_2} = 0$  (azul) para valores altos y bajos respectivamente del ancho del Pb.

Este comportamiento opuesto entre las figuras generó un problema para la determinación del ánodo más eficiente. Pues, como se mencionó anteriormente, para el propósito del haz conver-

gente, se busca maximizar ambas curvas.

Por último, en el gráfico 4.8 se muestra la detección total de electrones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, en función del espesor del disco de Pb para las simulaciones realizadas. El comportamiento de las curvas en esta figura es similar al de la figura 4.6 y en consecuencia opuesto al de la figura 4.7.

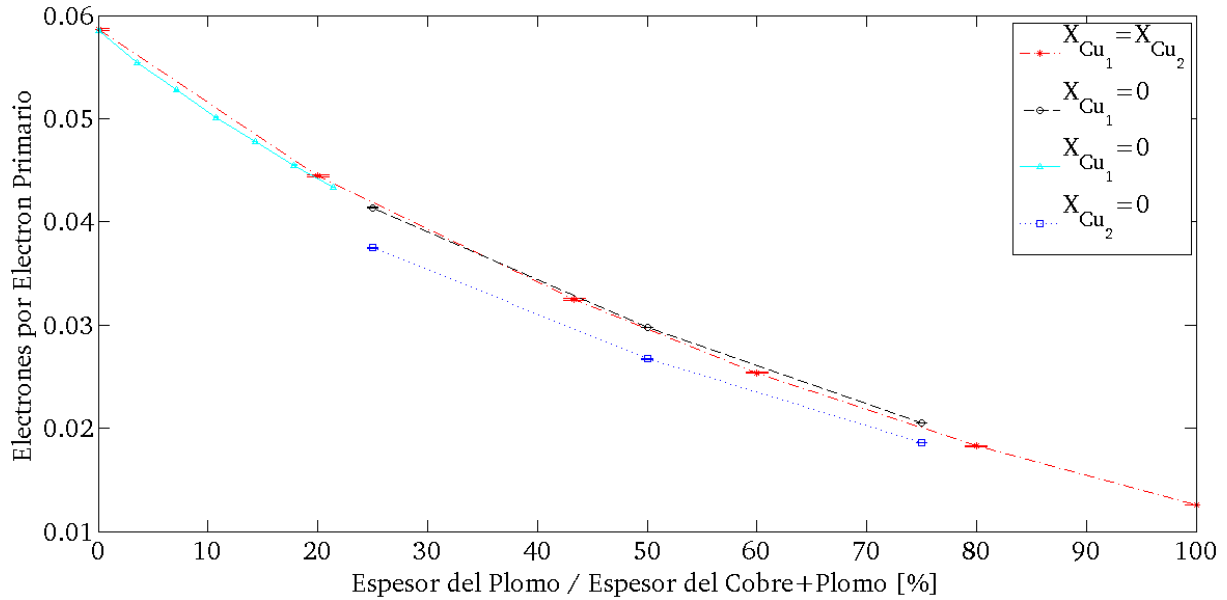


Figura 4.8: Electrones posteriores al ánodo, con respecto al haz incidente, que alcanzan un detector a 100 cm de éste y de 10 cm de radio, en función de la proporción de Pb en el ánodo, para los casos  $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$  (rojo),  $X_{Cu_1} = 0$  (negro y cian) y  $X_{Cu_2} = 0$  (azul).

#### 4.4. Posiciones iniciales del haz primario

Se comenzó realizando haces cuyas posiciones iniciales cubrían homogéneamente regiones sencillas bidimensionales, las cuales se corroboraron que sean correctas por medio de detectores dentro del mismo Flair. Para corroborar que la forma del haz fuese la deseada se colocaron en el input de Flair detectores de tipo "USRBIN" los cuales se definen en una sección del espacio, en el presente caso cubos, la cual se divide en "voxels",  $100 \times 100 \times 100 = 1000000$  en el presente caso, y en cada "voxel" se detectan la cantidad de partículas que pasan por éste. El tipo de partícula que contabiliza el detector también es una variable, en el presente caso contabilizamos energía.

En la figura 4.9 se pueden observar las detecciones de haces bidimensionales viajando en un fantoma de agua. La presencia del fantoma de agua genera dispersión lo cual se pone en evidencia en la detección fuera de la zona inicial del haz. A pesar de esto, se observa claramente que la detección presenta un máximo pronunciado, pero a su vez uniforme (dentro de las limitaciones

de discretización), en la región de definición del haz, esto es, un rectángulo de lados  $L_x = 2$  cm y  $L_y = 9$  cm para la figura 4.9(a), un círculo de radio  $R = 10$  cm para la figura 4.9(b), un anillo de radios  $R_1 = 3$  cm y  $R_2 = 6$  cm para la figura 4.9(c), y un semi-anillo de radios para  $R_1 = 3$  cm y  $R_2 = 6$  cm y ángulos  $\theta_1 = 0$  y  $\theta_2 = \pi$  para la figura 4.9(d). Todas las figuras porcentuales al máximo del haz rectangular, el cual a su vez es el máximo de todas las figuras

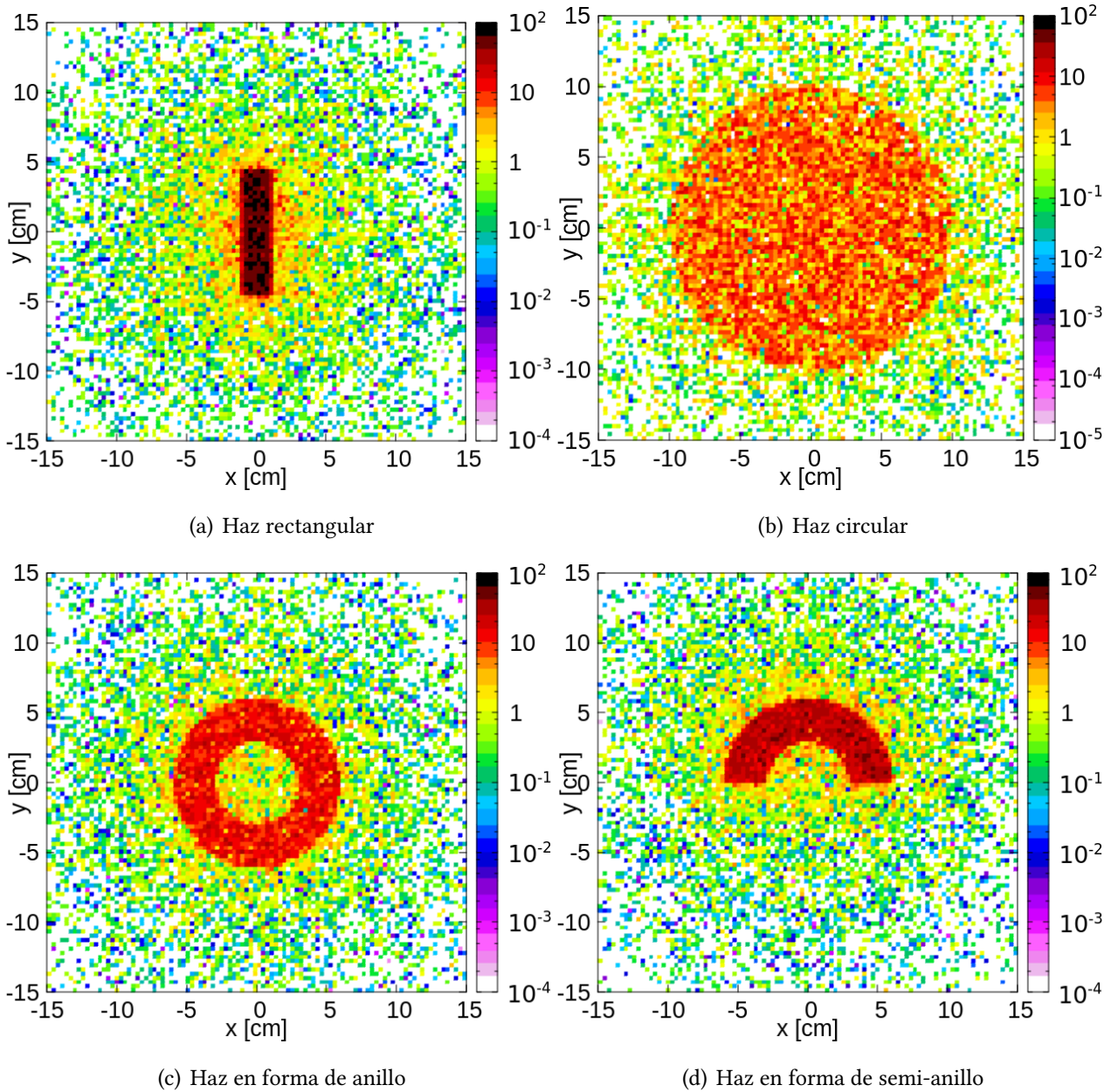


Figura 4.9: Imágenes de la energía detectada para distintos haces bidimensionales viajando en un fantoma de agua. Todas porcentuales al máximo del haz rectangular, máximo de todas las figuras.

Para complejizar las posiciones iniciales a regiones tridimensionales se comenzó realizando las rutinas en Matlab como se puede observar en la figura 4.10. Las figuras 4.10(a) y 4.10(b) son

completamente análogas a las figuras 4.9(b) y 4.9(c) respectivamente. En la figura 4.10(c) se observa una esfera de radio  $R = 1$  cm y en la figura 4.10(d) se observa una cáscara esférica de radios  $R_2 = 1,001$  cm y  $R_1 = 1$  cm. Claramente se observa que todas regiones están cubiertas homogéneamente (dentro de las limitaciones de la discretización).

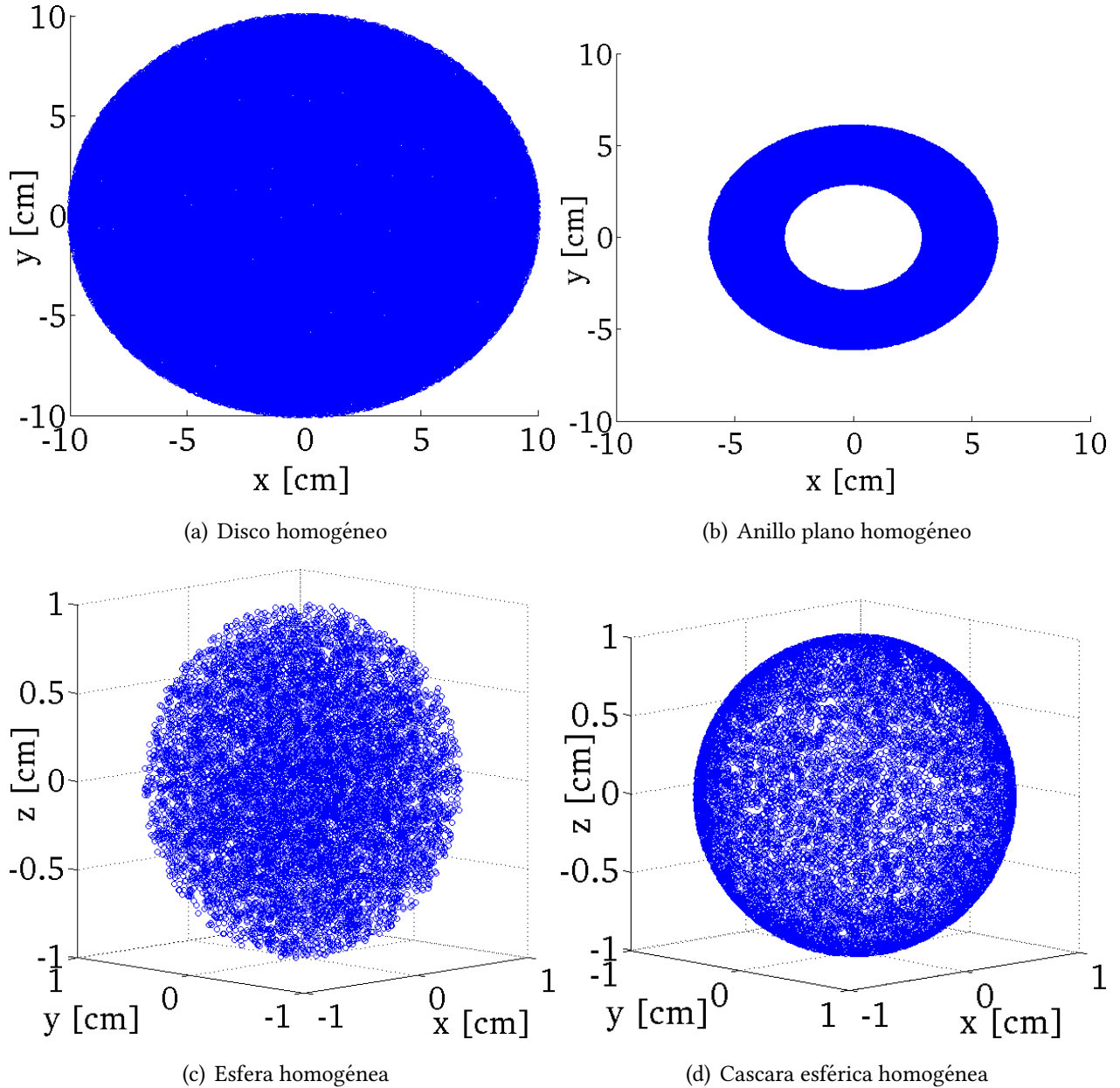


Figura 4.10: Figuras obtenidas con rutina de Matlab.

En la figura 4.11 se pueden observar las posiciones iniciales de haces simulados con FLUKA, recordemos que estas posiciones fueron guardadas en un archivo externo, que luego fueron interpretadas y graficadas con un script en Matlab. Las figuras 4.11(a) y 4.11(b) son completamente análogas a las figuras 4.10(c) y 4.9(d) respectivamente. Se observan diferentes ciclos dentro una



misma simulación, se aprecia claramente que éstos son independientes entre sí, y que en su conjunto o cada ciclo por separado están distribuidos aleatoriamente dentro de cada región.

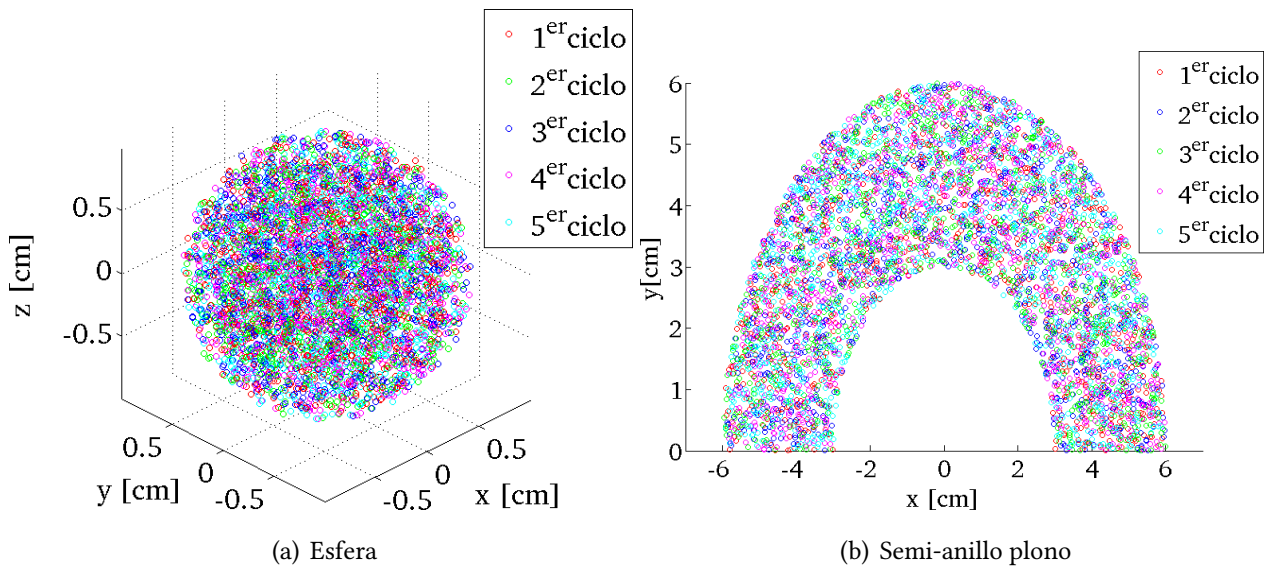


Figura 4.11: Posiciones iniciales simuladas en FLUKA. Para cinco ciclos, cada uno con  $1 \times 10^3$  partículas primarias.

Por último en la en la figura 4.12 se puede observar la geometría para las posiciones iniciales del haz buscado, esto es, una sección de superficie esférica de radio  $R = 50$  cm y ángulos  $\theta_1 = \frac{\pi}{6}$  y  $\theta_2 = \frac{2\pi}{6}$ . En las figuras 4.12(a) y 4.12(b) se observan la geometría obtenida por medio de una rutina de Matlab y por medio de una simulación en FLUKA respectivamente. Ambos resultados cubre homogéneamente la sección de interés de forma homogénea, y son indistinguibles entre ellos.

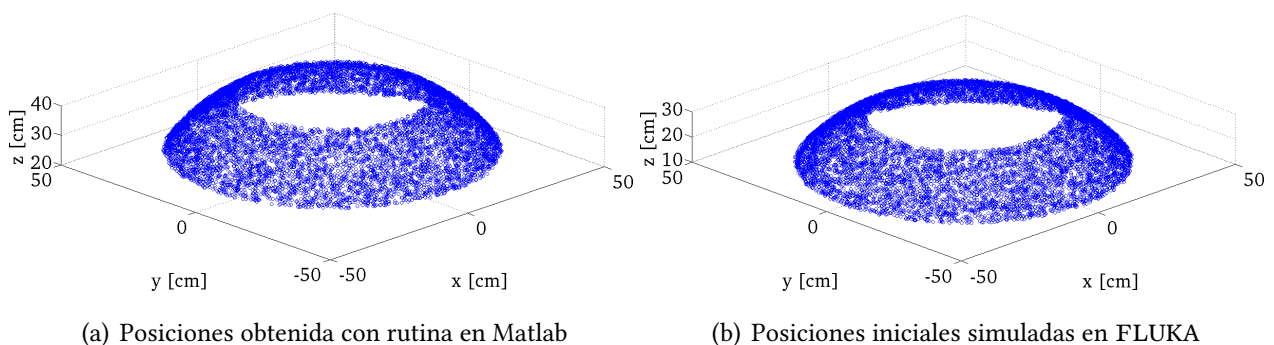


Figura 4.12: Sección de cáscara esférica con  $R_2 = 51$  cm y  $R_1 = 50$  cm, y  $\theta_1 = \frac{\pi}{6}$  y  $\theta_2 = \frac{2\pi}{6}$ .  $1 \times 10^3$  posiciones, graficadas con Matlab.

## 4.5. Direcciones iniciales del haz primario

En primer lugar se realizó una simulación en completo vacío (ver figura 4.13). Se tomaron las posiciones iniciales de las partículas primarias como la última obtenida en la sección anterior, una sección ( $\pi/6 \leq \theta \leq \pi/3$ ) de superficie esférica centrada en el origen de coordenadas (ver figura 4.12). Pero en el caso actual con radio  $R = 14$  cm, de esta forma todas las partículas surgen dentro del detector, el cual es un cubo de 30 cm de lado centrado en el origen de coordenadas.

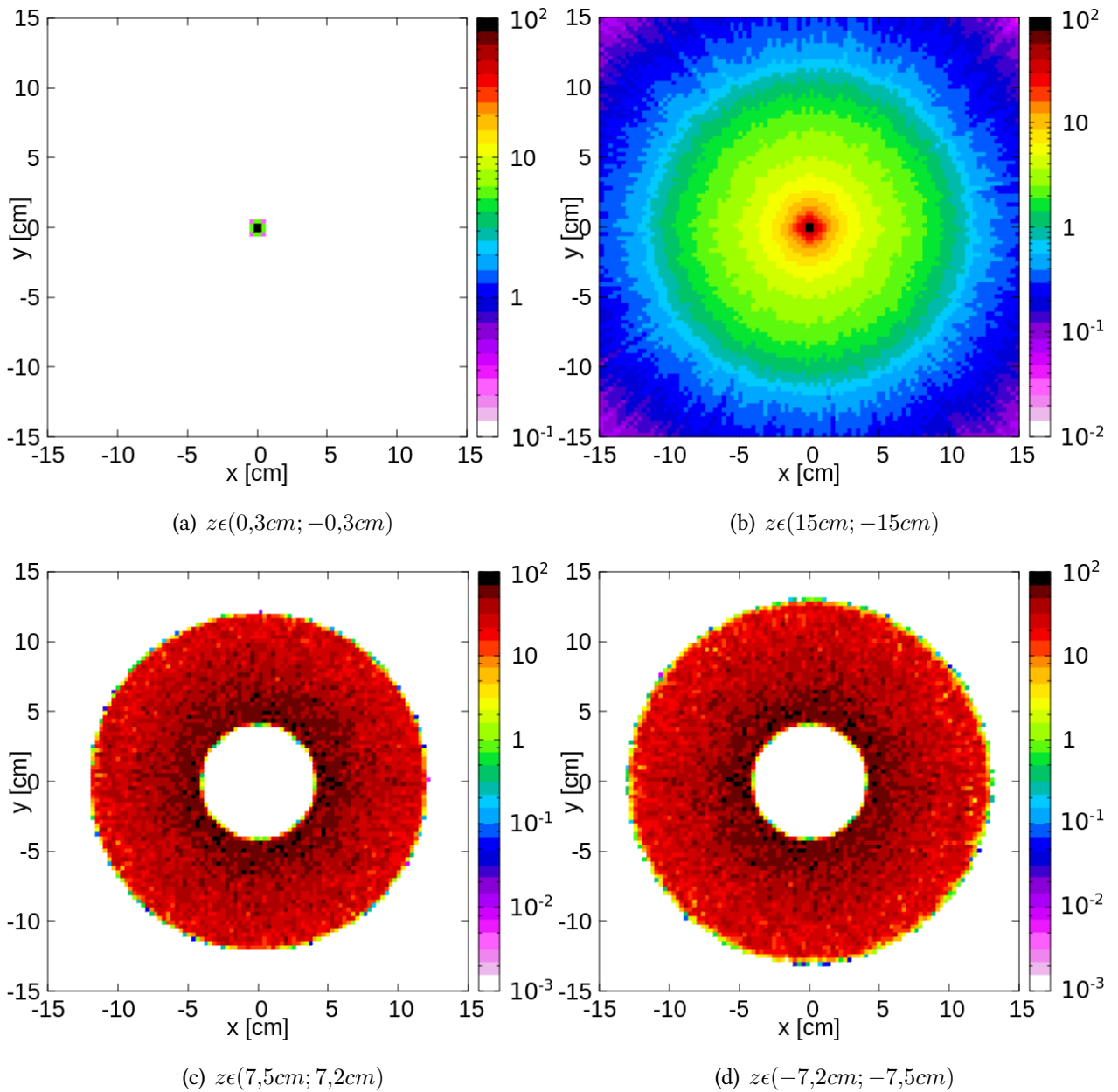


Figura 4.13: Detección de un haz de fotones cuya posición inicial se encuentra uniformemente distribuido sobre una sección  $\theta \in (\pi/6; \pi/3)$  de la superficie de una esfera de radio  $R = 14$  cm, con dirección inicial hacia el centro geométrico, viajando en vacío.

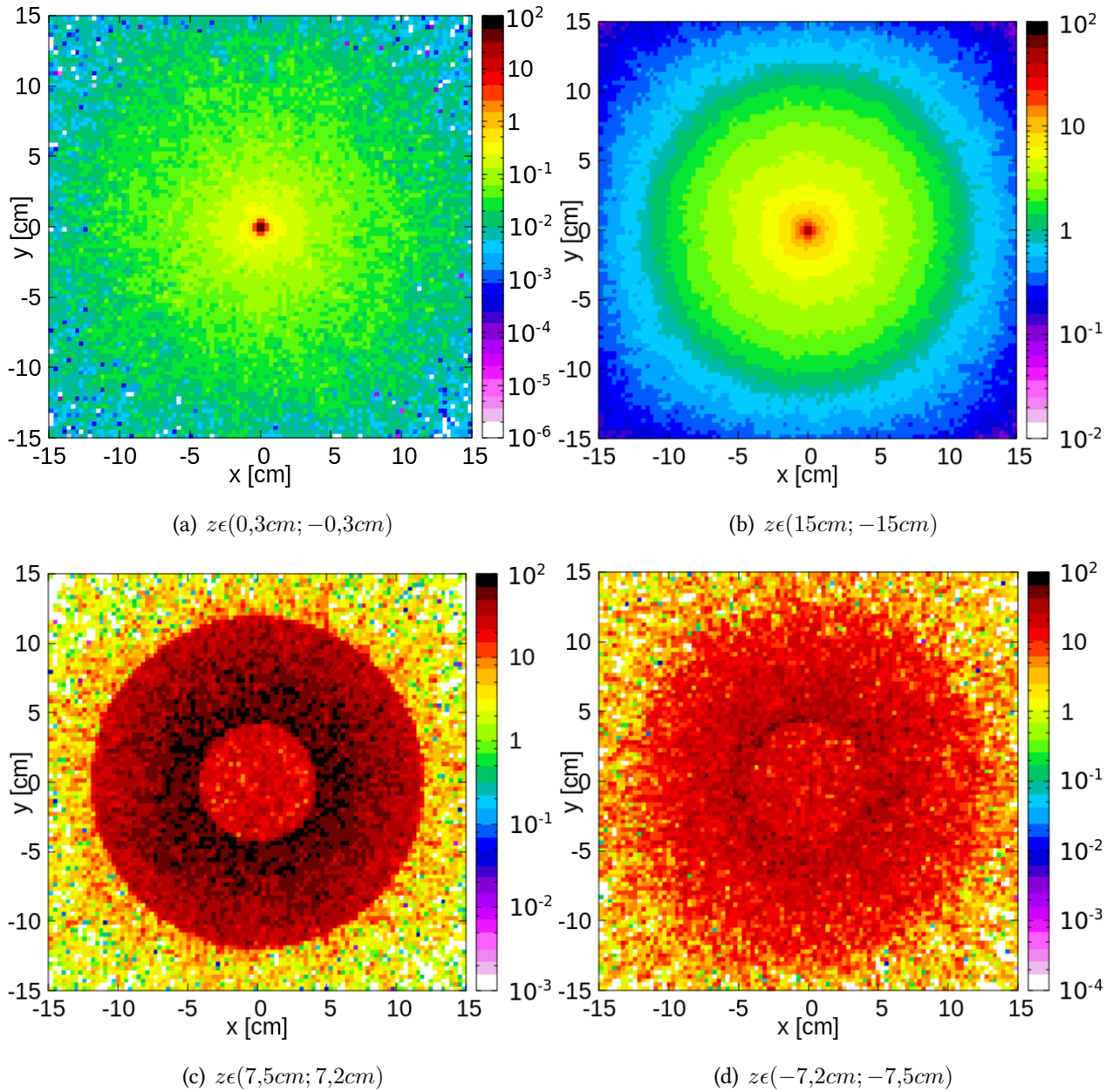


Figura 4.14: Detección de fotones para un haz de fotones cuya posición inicial se encuentra uniformemente distribuido sobre una sección  $\theta\epsilon(\pi/3; \pi/6)$  de la superficie de una esfera de radio  $R = 14$  cm, con dirección inicial hacia el centro geométrico, con cubo de agua de 15 cm de lado rodeado de vacío. Cada imagen porcentual al máximo de la correspondiente imagen del haz en vacío, figura 4.13.

Dado que las fotones (partículas primarias) viajan en completo vacío, la cantidad total de estas partículas que atraviesan un plano  $x - y$  es independiente de la posición ( $z$ ) del plano. Esto es válido siempre y cuando consideremos un plano ubicado en  $z \leq z_{min} = R \times \cos(\pi/3) = 7,5$  cm, donde  $z_{min}$  es el valor de  $z$  mínimo en donde surge una partícula primaria. Pero, dado que todas tienen dirección al centro geométrico, el área atravesada por partículas es cada vez menor (para  $0cm \leq z \leq z_{min}$ ), de hecho decrece como  $z^2$ . Entonces, el flujo (partículas por unidad de

área), es cada vez mayor, crece como  $z^{-2}$ . Este flujo alcanza su máximo en el centro geométrico (teóricamente diverge allí) y para valores menores ( $z \leq 0$ ) comienza a decrecer, porque el área comienza a crecer, es simétrico con respecto al origen.

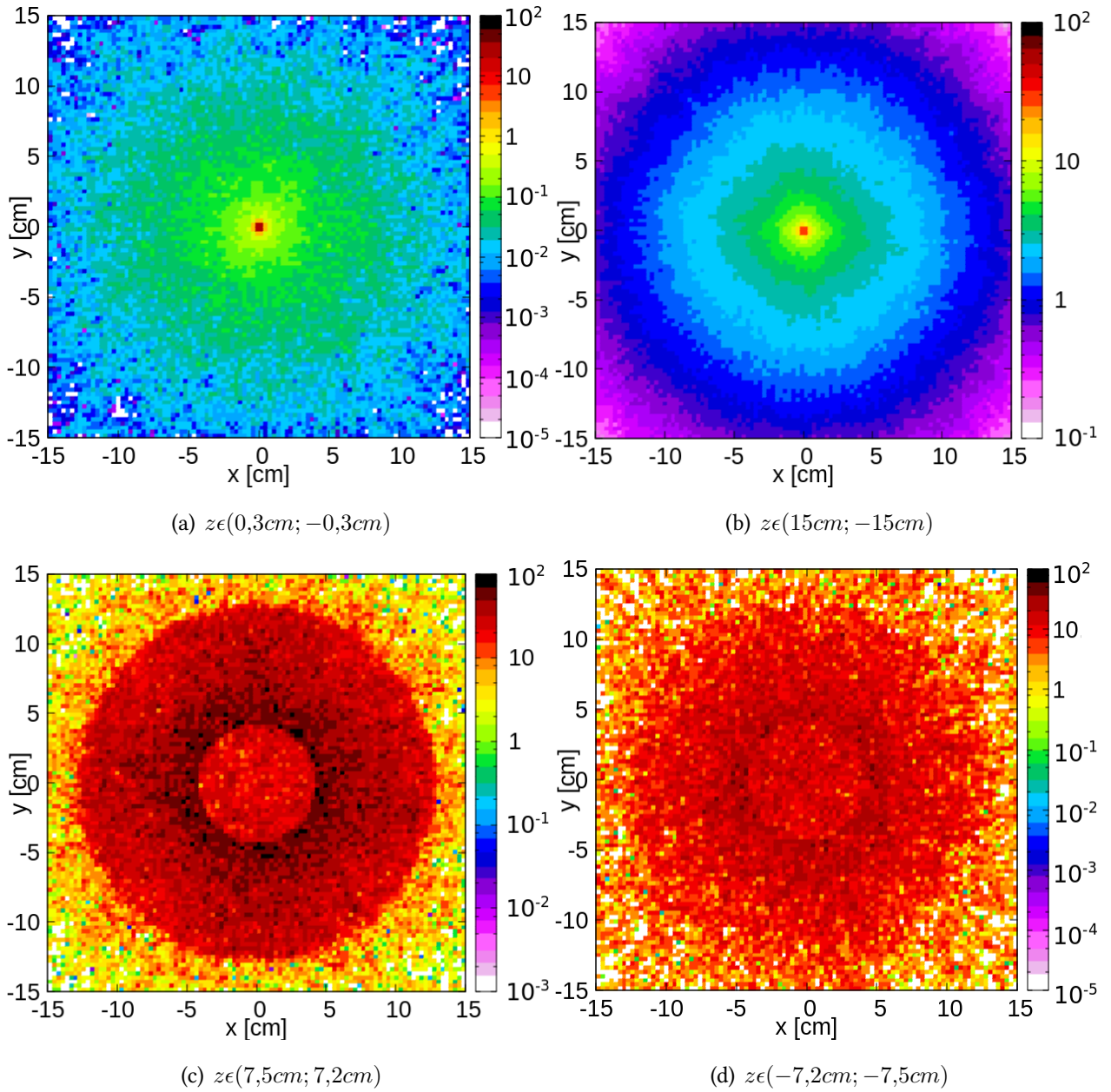


Figura 4.15: Detección de fotones para un haz de fotones cuya posición inicial se encuentra uniformemente distribuido sobre una sección  $\theta \in (\pi/3; \pi/6)$  de la superficie de una esfera de radio  $R = 50$  cm, con dirección inicial hacia el centro geométrico, con cubo de agua de 15 cm de lado rodeado de vacío. Cada imagen porcentual al máximo de la correspondiente imagen del haz en vacío, figura 4.13.

En la figura 4.13(a) se observa que en el intervalo  $-0,3 \text{ cm} \leq z \leq 0,3 \text{ cm}$  todas las partículas atraviesan el plano  $x-y$  dentro de un cuadrado de 1,2 cm de lado centrado en el origen (cada voxel

de detección tiene lado 0,3 cm). Esto es otra prueba de que el haz es efectivamente convergente, aunque ésta tiene cierta incertidumbre asociada.

En las figuras 4.13(c) y 4.13(d) se muestran las detecciones en los *voxels* para el plano  $x - y$  correspondientes a  $7,2 \text{ cm} \leq z \leq 7,5 \text{ cm}$  y  $-7,5 \text{ cm} \leq z \leq -7,2 \text{ cm}$  (un solo *voxel* en  $z$ ) respectivamente. Se puede observar que en este caso se obtuvo simetría con respecto al origen, las figuras son indistinguible salvo por variaciones probabilistas.

Posteriormente se colocó un cubo de agua (*fantoma*) exactamente en la región que cubre el detector, esto es, un cubo de 30 cm de lado. En las figuras 4.14 y 4.15 se pueden observar los casos en los cuales el haz surge de una posición dentro con  $R = 14 \text{ cm}$  y fuera con  $R = 50 \text{ cm}$  del fantoma, respectivamente. Es interesante comparar estas dos figuras en conjunto con la figura 4.13.

Lo más importante, es que en 4.14(b) y 4.15(b) se observa, al igual que en 4.13(b), una clara convergencia de los fotones en el origen. Si bien se aprecia una dispersión de los fotones al viajar por el agua, la máxima detección de éstos atravesando el plano  $x - y$  en el intervalo  $-0,3 \text{ cm} \leq z \leq 0,3 \text{ cm}$  ocurre dentro de un cuadrado de 1,2 cm de lado centrado en el origen. Esto es muy importante, pues significa que si con el prototipo se lograra generar un haz de fotones convergentes, similar al de esta sección de superficie esférica, entonces se obtendrían resultados similares a éstos. En este sentido también es interesante observar las figuras 4.13(b), 4.14(b) y 4.15(b), donde se observa la suma a lo largo de todos los *voxels* en  $z$  para todo el plano  $x - y$ , en los tres casos se puede apreciar la gran concentración de detecciones a lo largo del eje  $z$ .

Por último, en las figuras 4.14(c)-4.14(d) y 4.15(c)-4.15(d) queda en evidencia la asimetría con respecto al origen. Ésto es, obviamente, por causa de la interacción de los fotones con el agua, muchos de los cuales son absorbidos y otros son desviados.

Es importante resaltar que en cada una de estas tres simulaciones (correspondientes a las figuras 4.13, 4.14 y 4.15) se corroboró que la dirección inicial de cada partícula del haz fuese efectivamente hacia el centro geométrico. Para lograr ésto se sumaron los versores de posición y velocidad de cada partícula y se corroboró que dicha suma fuera cero (ver ecuación 3.10).

## 4.6. Diseño del prototipo

Una vez lograda la convergencia de las partículas primarias, se utilizó el resultante archivo fuente pero con varias modificaciones menores. Se cambiaron las partículas primarias de fotones a electrones, los cuales impactan en un ánodo para generar el haz de fotones convergentes. El radio de la superficie esférica desde la cual parten las partículas primarias se redefinió como  $\rho = 120 \text{ cm}$ .

Con la interfaz Flair se realizó una geometría como la que se muestra en la figura 4.16. Esta

geometría consta de un cubo de agua de 30 cm de lado (fantoma), una esfera de aire de 100 cm de radio y el ánodo, todos centrados en el origen. Este último es una sección de cáscara esférica de Cu de radio mínimo 100 cm dentro del cual tenemos otra sección de cáscara esférica de Pb. Para la definición de la geometría se usaron formas geométricas simples (esferas, cubos, etcétera) y por medio de su unión y/o intersección se conformaron las geometrías más complejas.

#### 4.6.1. Ánodo

Para definir la composición del ánodo se utilizó el estudio realizado en la sección 4.3. Se pretende la máxima producción de fotones posibles (ver figura 4.6) y a la vez que tenga una máxima producción de éstos pesados en energía (ver imagen 4.7). Por los aspectos técnicos explicados anteriormente, se pretende que el núcleo de Pb esté recubierto completamente de Cu, lo cual está relacionado con los resultados en rojo de dichas imágenes, allí el Pb está centrado en el Cu. Se observa que los máximos de estas curvas no coinciden, por lo tanto se tuvo que encontrar un balance entre ambos resultados deseados.

Se sabe, por los estudios previos a este trabajo [28, 34] que la convergencia de la dosis se obtiene independientemente de la energía de los fotones. Sin embargo, un análisis más detallado demuestra que los fotones con mayor energía son favorables por múltiples razones comentadas en capítulos anteriores. Por esto, se eligió el target con el Pb centrado ( $X_{Cu_1} = X_{Cu_2}$ ) y con un valor equivalente al 80 % del total del espesor del ánodo, priorizando así los fotones con gran energía a costa del número total de éstos.

Se definió, entonces, el ánodo como una sección de cáscara esférica de Cu de radios mínimo 100 cm y máximo 100,1778 cm, resultando en un espesor total igual al ánodo estudiado en la sección 4.3. Dentro del cual se definió una sección de cáscara esférica de Pb con radios mínimo 100,01778 cm y máximo 100,16002 cm. Se espera que a pesar de tener una geometría distinta a la estudiada en la sección 4.3 los resultados sean similares dado que respetamos la distribución de materiales en un eje radial, esto es, paralelo al haz de electrones incidentes.

Para delimitar los ángulos polares del Pb dentro del ánodo, en primera instancia se utilizaron los correspondientes a la definición de las posiciones iniciales de las partículas primarias en la sección anterior ( $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ ). Pero de esta forma incidían fotones por las caras laterales del cubo, lo cual es completamente indeseable. Para evitar esto, se cambiaron los ángulos del ánodo a  $\frac{\pi}{8} \text{ rad} \leq \theta \leq \frac{\pi}{4} \text{ rad}$ , impidiendo la incidencia directa en las caras laterales de partículas con dirección inicial normal al ánodo. Pero incluso así se notó que la dosis depositada en las paredes del ánodo era muy alta y la convergencia estaba lejos de obtenerse. Finalmente se decidió colocar el ánodo, con una abertura  $\Delta\theta$  con centro en  $\theta = 30^\circ$ .

En la figura 4.16 se observan dos conos virtuales utilizados para definir la abertura angular del núcleo de Pb, tomada como  $\Delta\theta = 1^\circ$ . Como se mencionó durante los estudios de los distintos

ánodos, la sección de Cu que cubre el Pb tiene que contener a este último, pero no es relevante cuanto más se extienda, por esta razón fue limitada, por planos, a una sección bastante mayor que la del Pb. Esto último, irrelevante desde el punto de vista de la física involucrada, implica una gran simplificación para la simulación.

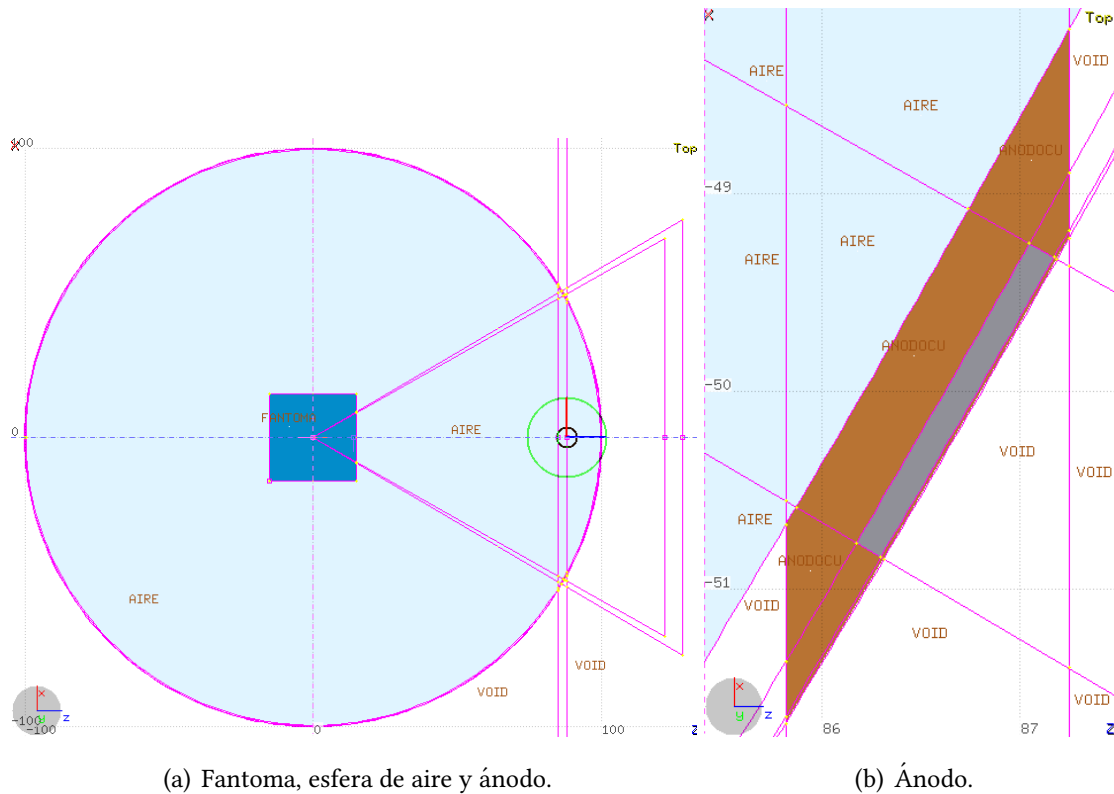


Figura 4.16: Imágenes de la geometría.

En este punto, cabe aclarar que las posiciones iniciales de las partículas primarias, y sus correspondientes direcciones, siempre se ajustan al núcleo de Pb. Las posiciones y el núcleo comprenden los mismos ángulos polares.

Con esta geometría y el archivo fuente correspondiente se corrió una simulación de la cual se obtuvo la figura 4.17. En las figuras 4.17(a) y 4.17(d) se puede observar el gran número de electrones que salen del ánodo (del orden del 1% de los que llegan a éste) y los que llegan al fantoma. Además, en las figuras 4.17(b) y 4.17(e) se puede observar la gran abertura angular del haz de fotones al salir del ánodo, el cual, por ser tan grande dicha abertura, se superpone con todos los haces correspondientes a distinto ángulo azimutal, generando que los fotones que llegan al ánodo no tengan forma de haz convergente en lo absoluto. Por último, como resultado de estos dos fenómenos, la dosis en el fantoma no tiene ningún tipo de convergencia y de hecho está prácticamente dada por los electrones (ver figura 4.17(c)).

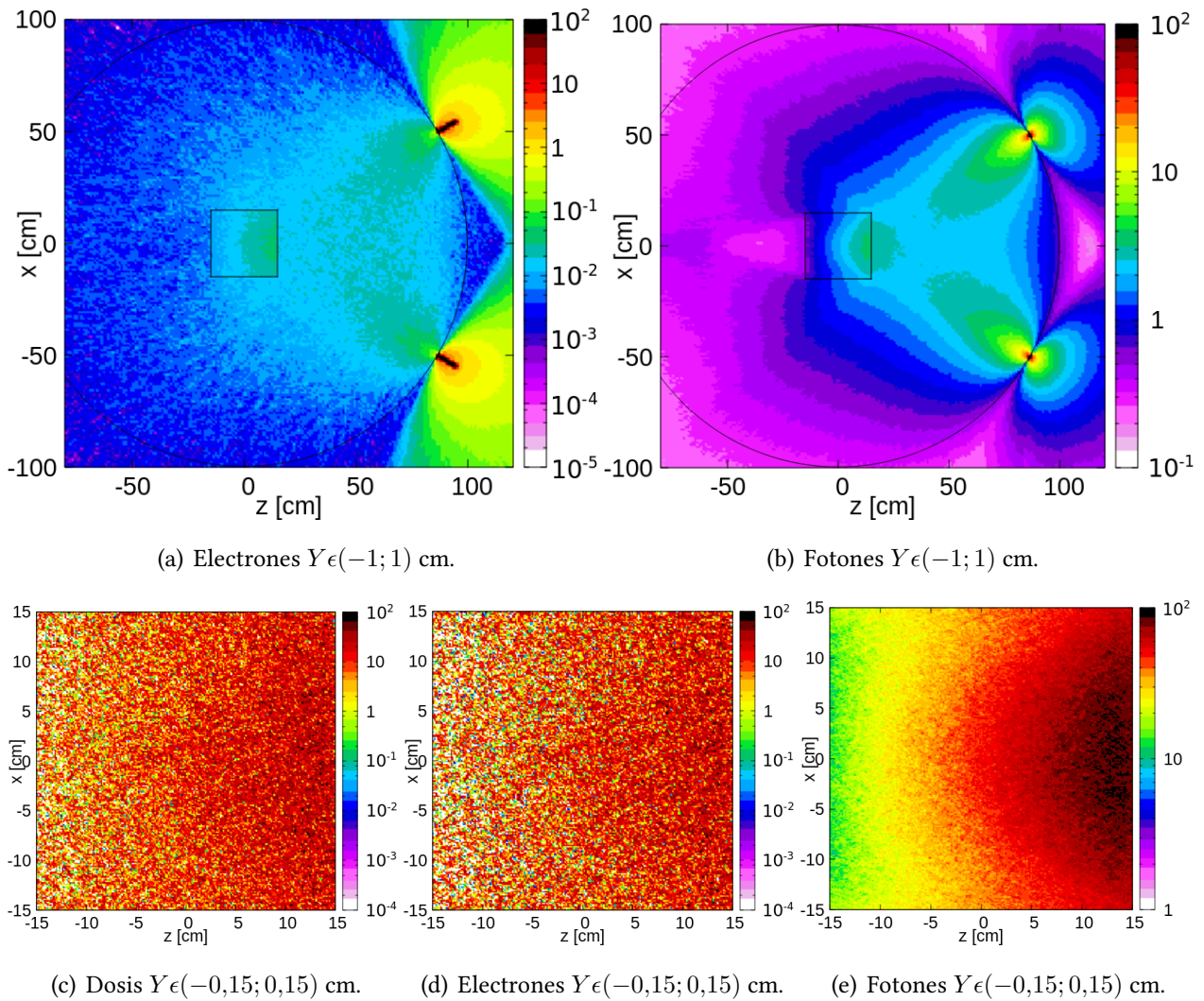
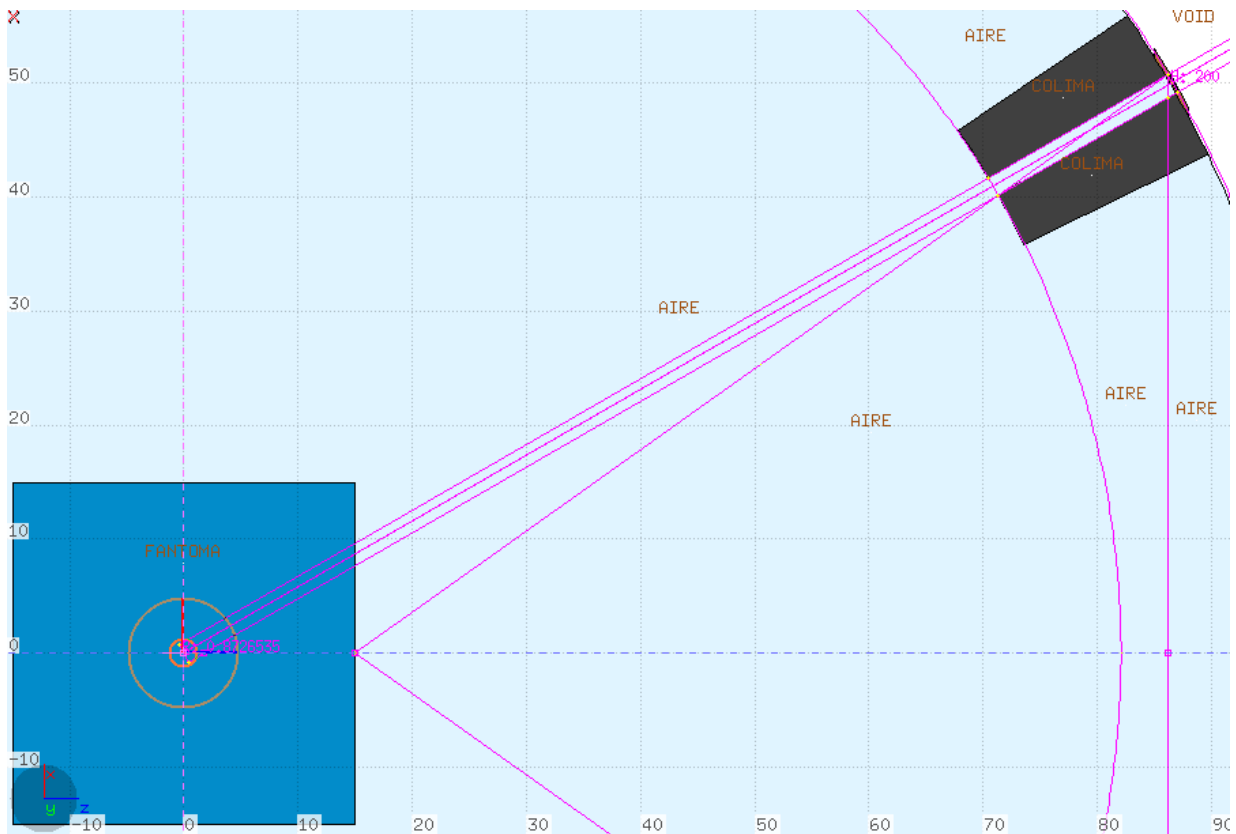


Figura 4.17: Simulación de ánodo sin filtro ni colimadores. Detecciones en función de los ejes  $X$  y  $Z$ , alrededor de  $Y = 0$  cm. Cada imagen es porcentual a su propio máximo.

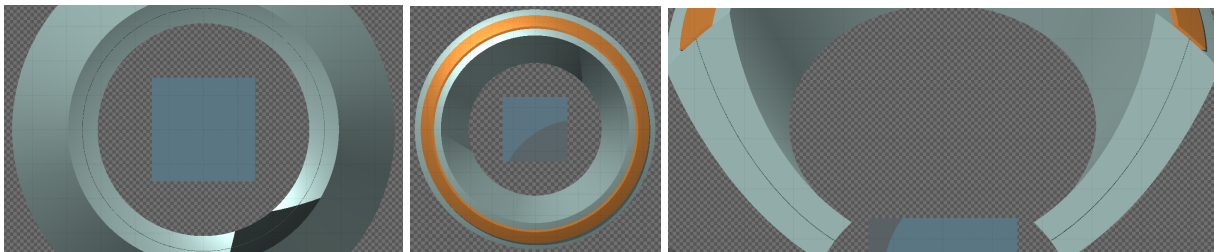
#### 4.6.2. Colimadores y filtros

Para evitar la llegada al fantoma de fotones con direcciones muy lejanas al centro geométrico se colocaron colimadores. Los cuales se definieron como una sección de cáscara esférica con radio máximo igual al radio mínimo del ánodo (100 cm). Esta sección tiene una abertura angular polar que contiene la correspondiente al ánodo. Sobre esta sección se realizaron agujeros, que corresponden a cilindros cuyos ejes atraviesan el centro geométrico y el centro de la cinta Pb, con diámetro igual al ancho de esta cinta. Los agujeros se encuentran separados unos de otros por aproximadamente un radio sobre el ánodo y, de esta forma, se cubre todo el perímetro de la cinta. La cantidad de agujeros está relacionado entonces con el radio de éstos. Esta geometría se puede ver en la figura 4.18.





(a) Fantoma, esfera de aire, ánodo y colimador.



(b)

(c)

(d)

Figura 4.18: Imágenes de la geometría con colimadores.

Como se mencionó en la sección 3.8, se definió una variable ( $z_{col}$ ), tal que, para que una partícula atravesase el eje  $z$  en un valor mayor a éste, sin modificar su dirección en el camino, tendría que atravesar el colimador. En principio se fijó  $z_{col} = 15$  cm (ver imagen 4.18(a)).

La probabilidad de que un electrón que entró en contacto con el colimador continúe su recorrido por fuera de éste es muy baja. Sin embargo, la simulación correspondiente a una partícula, luego de entrar en contacto con el colimador, implica mucho tiempo de cómputo. Para disminuir el tiempo de cómputo, se asignó a los colimadores material “*agujero negro*”, este material es tal que toda partícula que interactúa con él se deja de simular, desaparece de la simulación.

Para solucionar el problema del exceso de electrones, lo que conlleva a un exceso superficial

de dosis, se colocó un filtro de Cu inmediatamente posterior al ánodo, entre éste y el colimador. Para lo cual, se agregó una sección de cáscara esférica de las mismas características que el ánodo. En términos prácticos, la colocación del filtro es equivalente a la extensión de la segunda (con respecto a la incidencia del haz) capa de Cu.

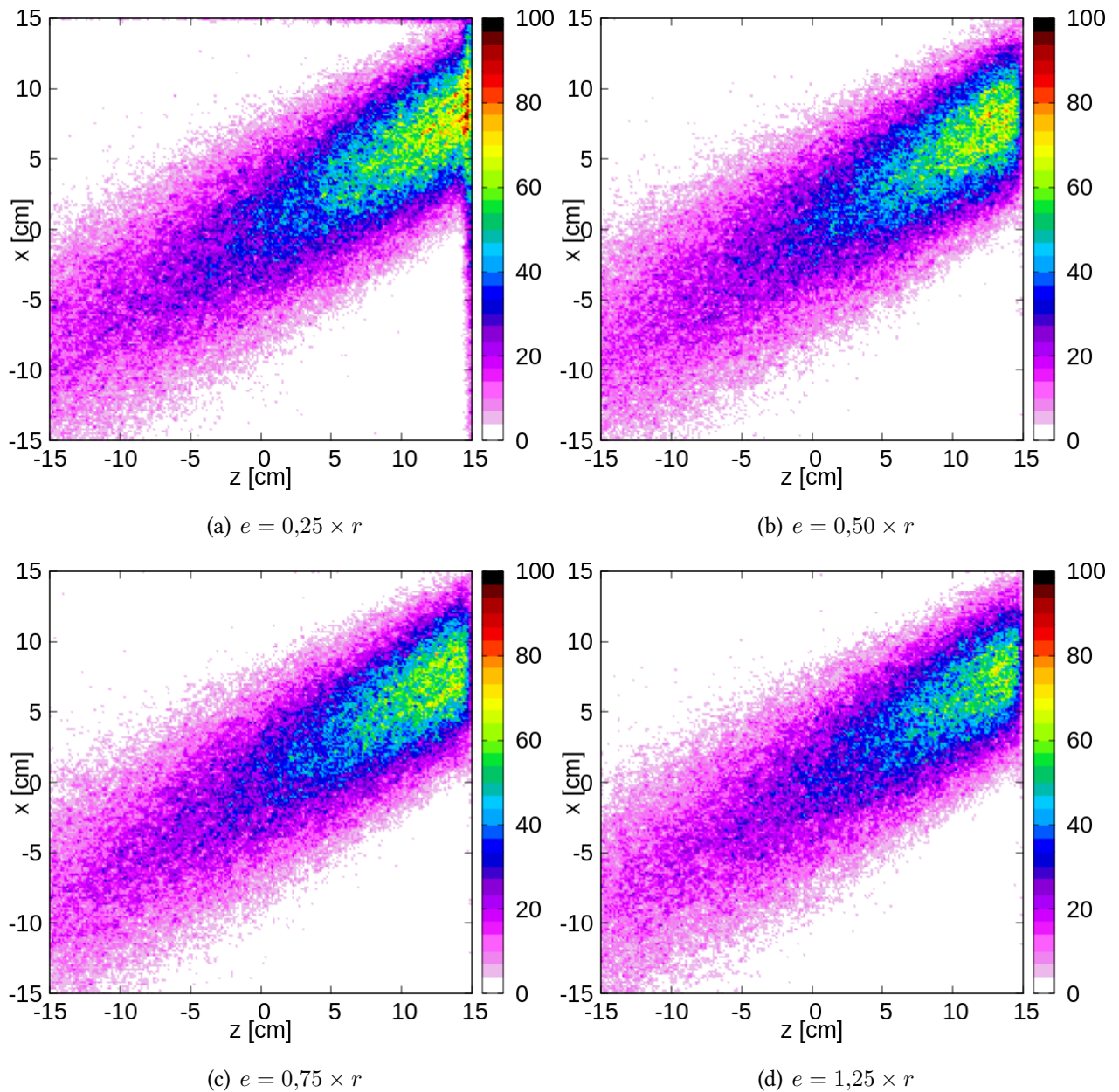


Figura 4.19: Detección de electrones dentro del fantoma integrada a lo largo de todo el eje  $Y$ , para distintos espesores  $e$  del filtro. Todos los casos porcentuales al máximo del caso  $e = 0,25 \times r$ .

En primer lugar se realizó un estudio de una fuente cuyas posiciones iniciales justo coinciden con el ángulo sólido correspondiente a un agujero del colimador sobre el ánodo. Ésto se realizó porque es esperable que el resultado de la simulación con el haz primario a lo largo de toda la

faja sea una superposición de este resultado parcial para cada agujero del colimador. Se varió el espesor ( $e$ ) del filtro para encontrar el valor óptimo de éste. Como ya se mencionó, aquí entró en juego un balance entre la reducción de electrones y la reducción de fotones asociada. Se obtuvo como resultado de este análisis las figuras 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23 y 4.24. El ancho del filtro está en función del rango en Cu de electrones con energía de 6 MeV<sup>1</sup>:  $r = 0,4478$  cm.

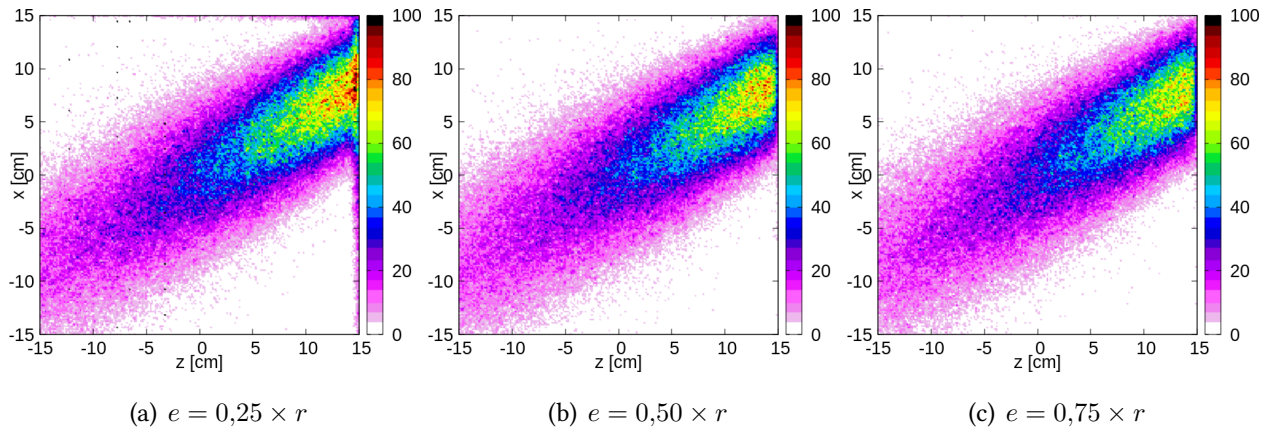


Figura 4.20: Dosis integrada a lo largo de todo el eje  $Y$  dentro del fantoma, para distintos espesores  $e$  del filtro. Todos los casos porcentuales al máximo del caso  $e = 0,25 \times r$ .

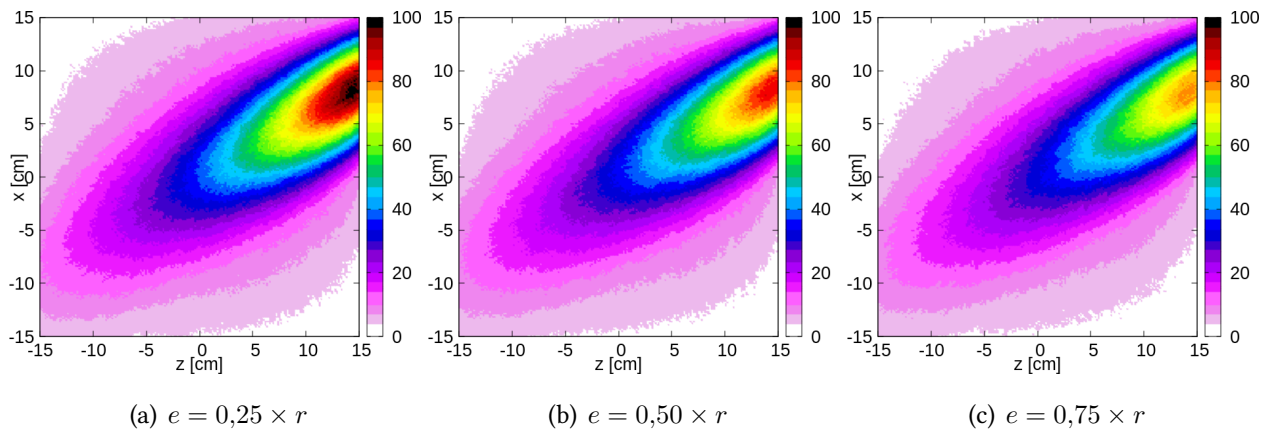


Figura 4.21: Detección de fotones integrada a lo largo de todo el eje  $Y$  dentro del fantoma, para distintos espesores  $e$  del filtro. Todos los casos porcentuales al máximo del caso  $e = 0,25 \times r$ .

En la figura 4.19 se puede notar que para el filtro el espesor  $e = 0,25 \times r$  (figura 4.19(a)) la acumulación de electrones en la superficie es predominante, lo que conlleva una gran acumulación de dosis en esa región (figura 4.20(a)). Esta acumulación superficial de electrones disminuye

<sup>1</sup>El cual se puede obtener en dimensiones de  $g/cm^2$  utilizando las tablas provistas por el programa ESTAR disponible en la página oficial de la NIST (*National Institute of Standards and Technology, nist.gov*).

prácticamente en su totalidad para los filtros de mayor espesor (figuras 4.19(b), 4.19(c) y 4.19(d)). Además, es notable la poca diferencia que existe entre las figuras 4.19(b), 4.19(c) y 4.19(d), en contraposición con la gran diferencia de éstas con 4.19(a). Lo cual muestra que la cantidad de electrones que llegan al fantoma es menor mientras mayor sea el espesor del filtro, pero esta reducción se da en mayor medida para espesores pequeños.

Como se anticipó, al aumentar el filtro se disminuye el número de fotones que llegan a fantoma (figura 4.21). En definitiva, al aumentar  $e$  disminuyen tanto los electrones como los fotones que llegan al fantoma, lo cual implica una disminución en la dosis, ver figura 4.20.

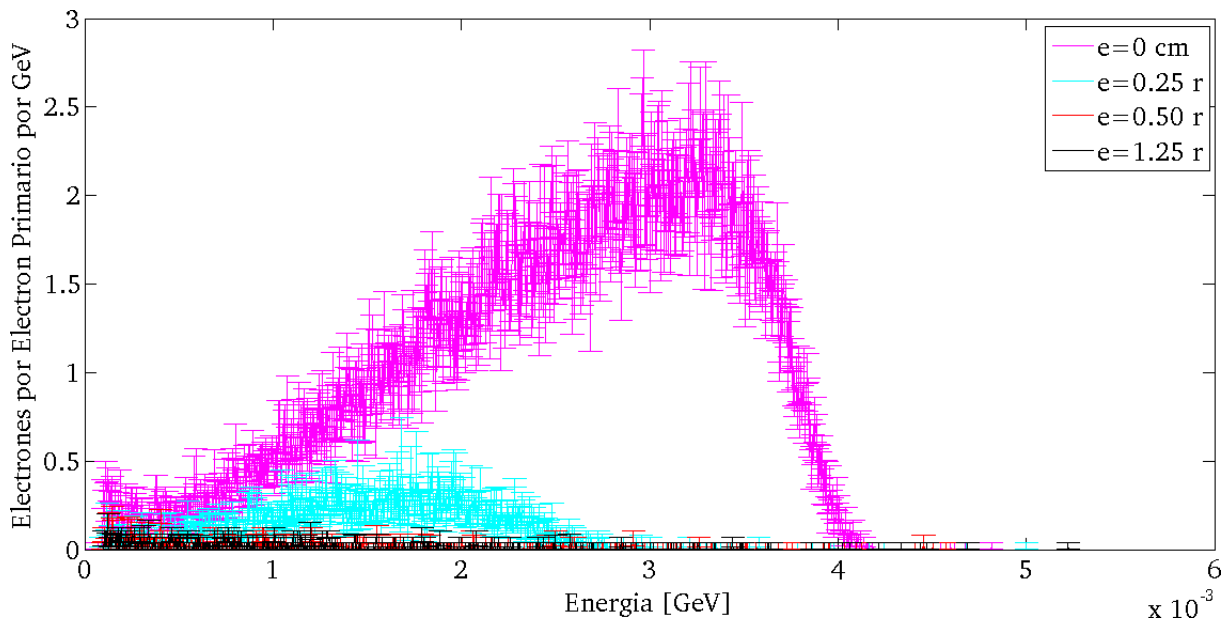


Figura 4.22: Espectro de electrones que llegan al fantoma para distintos  $e$ .

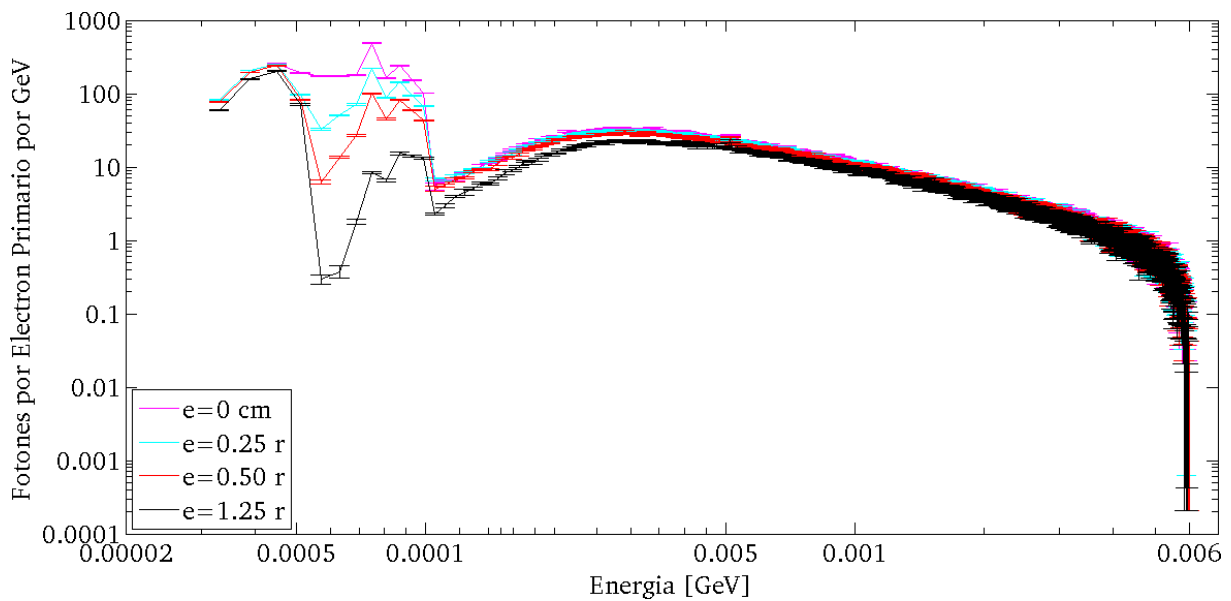


Figura 4.23: Espectro de fotones que llegan al fantoma para distintos  $e$ .

La variación con  $e$  de los espectros en energía de fotones y electrones es muy diferente. Si bien el número total detectado de ambos tipos de partículas disminuye con el espesor del filtro, la disminución en el número de fotones, en primera aproximación, es lineal con éste y de igual proporción para todas las energías, mientras que la gran disminución de los electrones que llegan al fantoma se da para pequeños  $e$  y principalmente para los electrones de mayor energía. Esto muestra que la elección del Cu como filtro fue correcta.

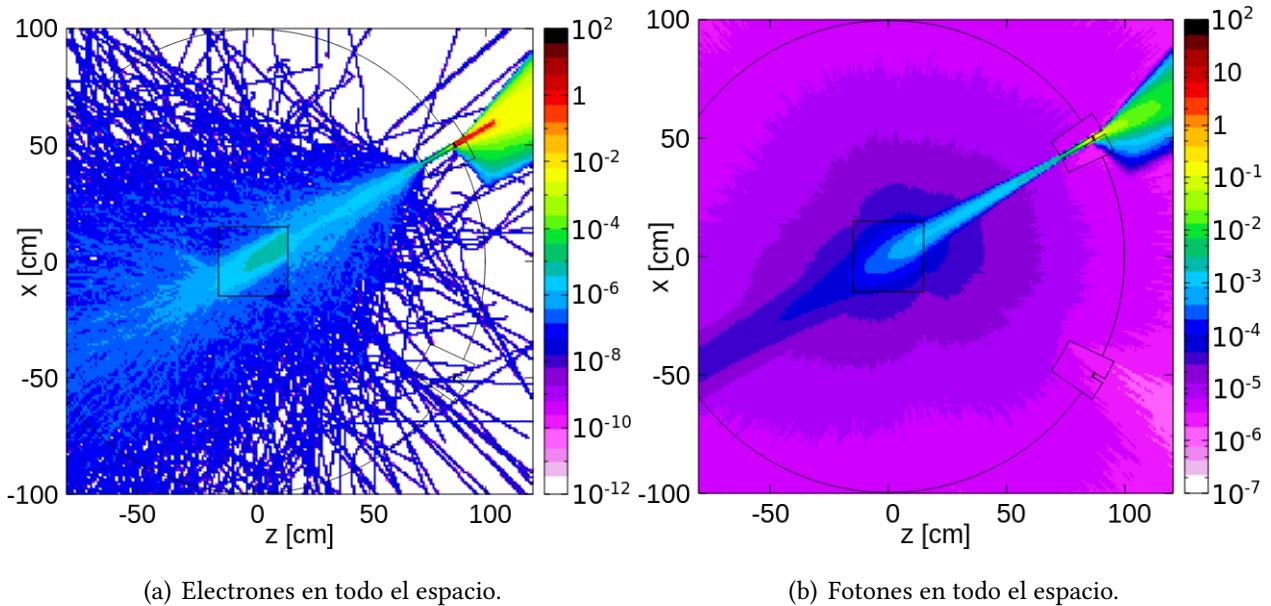


Figura 4.24: Filtro con espesor total  $e = 0,75 \times r$ . Distintas detecciones integradas en todo el eje  $Y$ . Cada gráfico como porcentaje de su propio máximo.

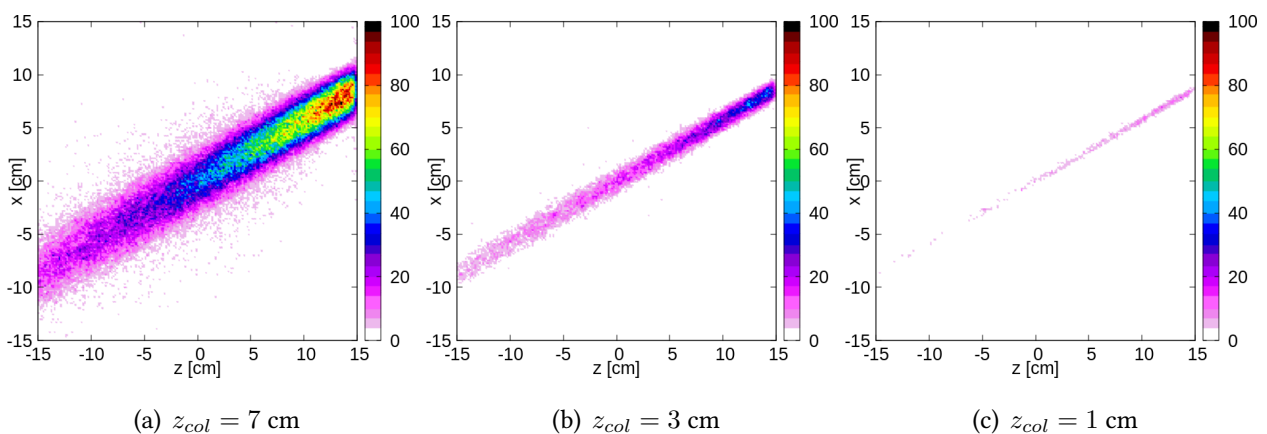


Figura 4.25: Dosis en fantoma integrado en todo el eje  $Y$ . Para distintos valores del parámetro  $z_{col}$ . Todos los casos porcentuales al máximo del caso  $e = 0,25 \times r$ .

Se tomó  $e = 0,75 \times r$ , pues para este espesor de filtro se observa que la disminución de electrones fue muy grande y al aumentar aún más el espesor no se observa una gran disminución de electrones mientras que la disminución de los fotones si es relevante. Algunas imágenes de este caso se observan en la figura 4.24, allí se observa que la gran mayoría de partículas no cruza el eje  $z$  antes de entrar al fantoma, sin embargo, muchas de éstas lo hacen lejos del origen, incluso una porción considerable lo hace a pocos centímetros de la superficie (imagen 4.21(c)).

Para mejorar la convergencia disminuimos  $z_{col}$ , para hacer ésto se usaron las dos opciones igualmente válidas, reducir el radio de los agujeros en el colimador y alargar el largo de éste.

En la figura 4.25 es evidente que al disminuir  $z_{col}$  se disminuye la dosis total. También se observa que practicamente toda la dosis depositada para valores de  $x \leq 0$  cm se da para valores de  $z \leq z_{col}$ , lo cual sugiere que la región de convergencia para el ánodo completo estará dada aproximadamente en  $-z_{col} \leq z \leq z_{col}$ .

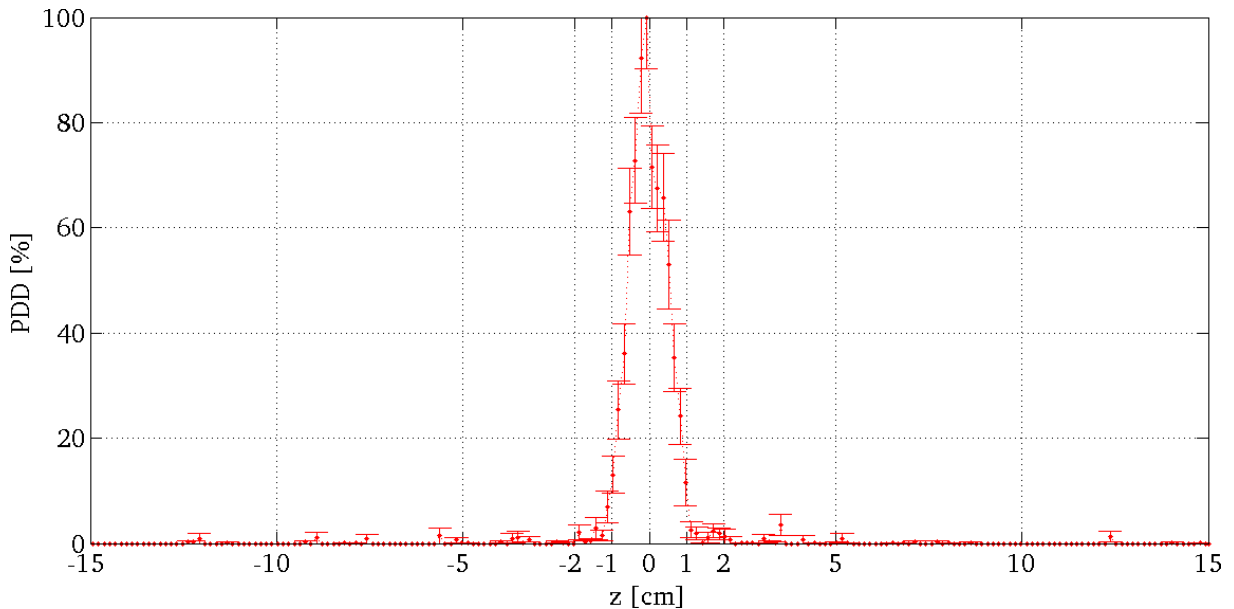
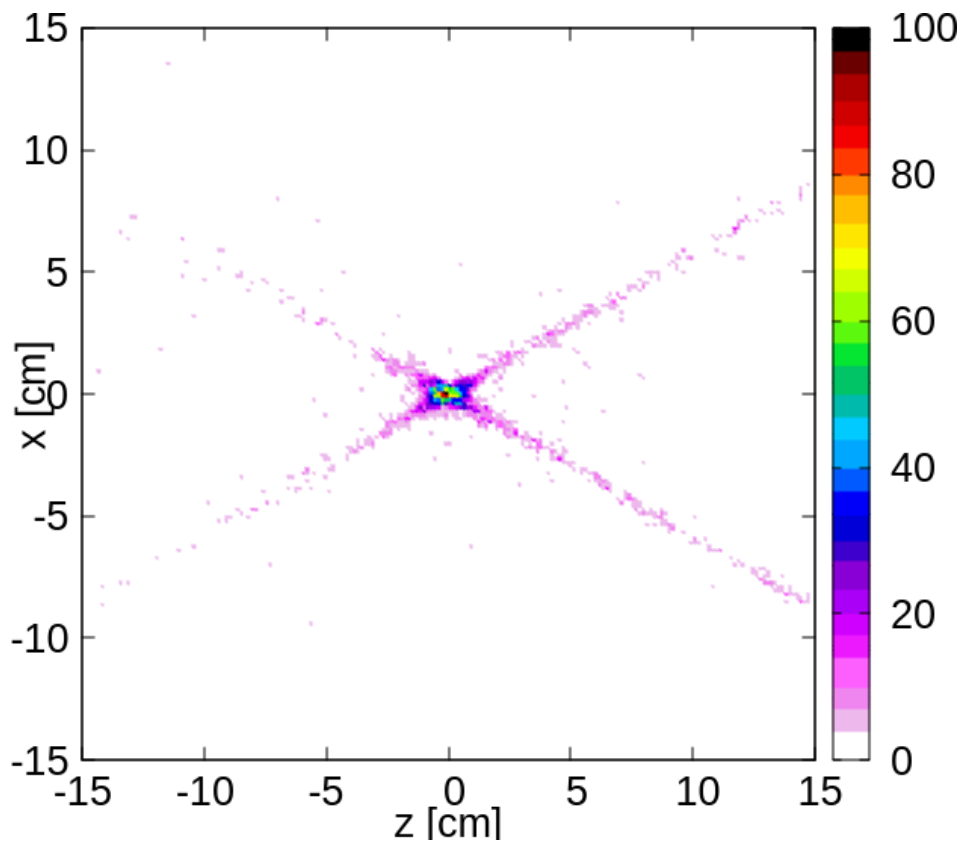
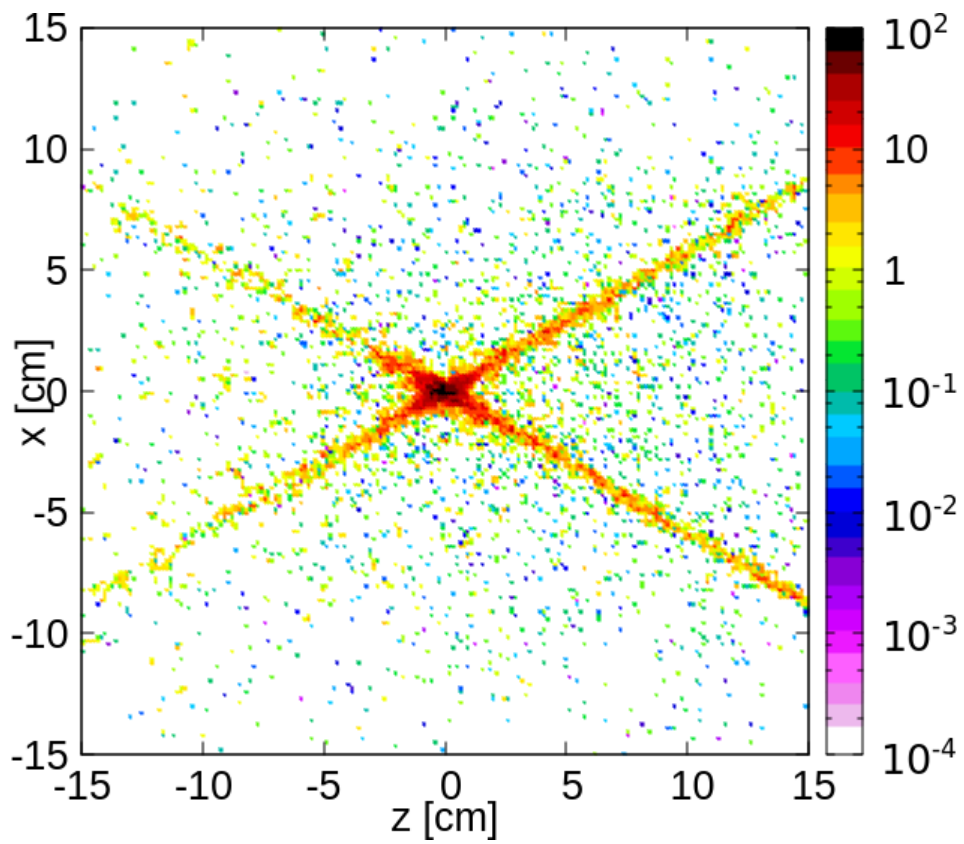


Figura 4.26: Dosis en fantoma para  $X, Y \in (-0,15; 0,15)$ .  $z_{col} = 7$  cm. Porcentual al máximo.

Para lograr  $z_{col} = 1$  cm se tomó el colimador con agujeros de radio  $0,0872664515235$  cm, lo que corresponde a 1200 agujeros, y un largo total de  $29,1262269591$  cm, lo cual se tomó como límite ingenieril, disminuir aún más  $z_{col}$  sería por lo tanto muy difícil de obtener en la práctica. Se tomó  $z_{col} = 1$  cm para obtener máxima convergencia dentro de los límites en consideración y se corrió una simulación con el ánodo completo, dos resultados importantes se muestran en las figuras 4.26 y 4.27.



(a) Escala lineal



(b) Escala logarítmica

Figura 4.27: Dosis en fantoma para  $Y \epsilon(-0,15; 0,15)$ .  $z_{col} = 3$  cm. Porcentual al máximo.





# Capítulo 5

## Conclusiones

### 5.1. Conclusiones generales

Se consiguió una descripción detallada del ánodo original Cu-Pb-Cu propuesto para este trabajo, en función de las proporciones entre estos espesores. Se obtuvo que el ánodo más eficiente para la producción de fotones, en número y pesados en energía, es aquel en el cual el haz de electrones incide directamente en el Pb. Creemos que una incidencia directa del haz de electrones elevaría la temperatura del Pb por encima de su temperatura de fusión (pruebas concretas de este hecho se están llevando a cabo, ver unos párrafos más adelante), por lo cual, se necesita el Pb recubierto de Cu, y dentro de las configuraciones estudiadas se concluyó que la configuración más eficiente sin exponer el Pb directamente al haz es aquella en donde se centra este material en el ánodo, que a su vez, representa el 80 % de éste.

Se utilizó esta configuración para el diseño de un ánodo dado por una sección de cáscara esférica alrededor de  $\theta = 30^\circ$  y de radio inferior 100 cm. Se realizó un estudio sobre los posibles filtros y colimadores aplicables.

Se observó que la convergencia era independiente de la contaminación de los electrones. Sin embargo, pudo observarse lo perjudicial que éstos resultan para el escalonamiento de la dosis. Se logró solucionar la contaminación con la colocación de un filtro de Cu de 0,336 cm de espesor, el cual tiene la mayor absorción de electrones a costa de la menor absorción de fotones posible dentro de los casos estudiados.

Se observó que el tamaño de la región de convergencia de la dosis depende de la colimación del haz. De hecho se obtuvo la parametrización de esa región en función de la apertura angular de los agujeros del colimador y del largo de éste. Definiendo el colimador como 1200 agujeros de radio 0,087 cm y un largo total de 29,126 cm, lo cual se tomó como límite ingenieril (en el sentido de viabilidad para su construcción), se logró una dosis máxima a lo largo del eje  $z$  en la zona  $-1 \text{ cm} \leq z \leq 1 \text{ cm}$  y prácticamente nula fuera de ésta para un cubo de agua de lado 30 cm. Con este

resultado se concluye que se cumplió el objetivo de este trabajo.

## 5.2. Perspectivas futuras

### 5.2.1. Simulaciones

En lo que respecta a las simulaciones se puede avanzar sobre lo hecho para, en primer lugar, tratar de mejorar el prototipo actualmente definido como el más eficiente. Para esto existen varias ideas que se generaron durante el trabajo, algunas de estas son: agrandar la abertura angular del ánodo colocando agujeros de colimación a lo largo de distintos ángulos polares y evaluar la posibilidad de combinar este prototipo, como pieza móvil, con metodologías ya desarrolladas como IMRT o 3D-CRT.

En segundo lugar, se puede implementar el prototipo a geometrías más complejas que el fantoma de agua, más similares a un paciente real. Se puede cargar una distribución cuerpo humano con los órganos correspondientes que sustituya el fantoma cúbico de agua y, sobre este nuevo objeto, estudiar el desempeño del actual prototipo.

### 5.2.2. Experimental

La motivación de este trabajo fue un estudio preliminar del prototipo que actualmente se está desarrollando en la *Universidad de La Frontera - Chile*. Estos estudios sirvieron, sirven y servirán como punto de partida en un estudio experimental y es necesario a su vez corroborar ambos resultados, para de esta forma potenciar el conjunto y cada uno por separado.

En particular, actualmente se están realizando experimentos basados en los resultados obtenidos en este trabajo del estudio del ánodo original Cu-Pb-Cu propuesto en este trabajo. Con todos estos resultados y su análisis correspondiente, teniendo además en cuenta las limitaciones técnicas, se decidirá el ánodo óptimo para la utilización en el prototipo final.

# Bibliografía

- [1] Hine, Gerald J., and Gordon L. Brownell, eds. Radiation dosimetry. Elsevier, 2013.
- [2] Metcalfe, Peter, Thomas Kron, and Peter Hoban. The physics of radiotherapy x-rays and electrons. Medical Physics Publ., 2012.
- [3] Tsunemoto, H., et al. Results of clinical applications of fast neutrons in Japan."High LET Radiation in Clinical Radiotherapy (2013): 75-78.
- [4] Amaldi, Ugo, and Alberto Degiovanni. "Proton and carbon linacs for hadron therapy."FRIOB2, LINAC14, Geneva, Switzerland (2014).
- [5] Klenov, Gennadii Ivanovich, and Vladimir Sergeevich Khoroshkov. "Hadron therapy: history, status, prospects."Physics-Uspekhi 59.8 (2016): 807.
- [6] Wooten, H. Omar, et al. "Quality of intensity modulated radiation therapy treatment plans using a 60 Co magnetic resonance image guidance radiation therapy system."International Journal of Radiation Oncology\* Biology\* Physics 92.4 (2015): 771-778.
- [7] Shaikh, Talha, et al. "Comparative effectiveness of intensity-modulated radiation therapy versus three-dimensional conformal radiation for localized prostate cancer."(2016): 89-89.
- [8] Valente M., PhD. FÍSICA MÉDICA, Universidad Nacional de Córdoba; Argentina. Notas de clase del curso de grado "Especialidad II: Física Médica", primer semestre año académico 2016.
- [9] Spirou S V and Chui C S 1994 Generation of arbitrary intensity profiles by dynamic jaws or multileaf collimators *Med. Phys.* **21** 1031-41.
- [10] Phillips M H, Singer K M and Hounsell A R 1999 A macropencil beam model: clinical implementation for conformal and intensity modulated radiation therapy *Phys. Med. Biol.* **44** 1067-88
- [11] Webb S 2003 The physical basis of IMRT and inverse planning *Br. J. Radiol.* **76** 678-89

- [12] Kestin L L et al 2000 Intensity modulation to improve dose uniformity with tangential breast radiotherapy: initial clinical experience *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **48** 1559–68
- [13] Das S et al 2003 Beam orientation selection for intensity-modulated radiation therapy based on target equivalent uniform dose maximization *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **55** 215–24
- [14] Bohoslavsky R, Witte M G, Janssen T M and van Herk M 2013 Probabilistic objective functions for margin-less IMRT planning *Phys. Med. Biol.* **58** 3563–80
- [15] Yu C X 1995 Intensity-modulated arc therapy with dynamic multileaf collimation: an alternative to tomotherapy *Phys. Med. Biol.* **40** 1435–49
- [16] Otto K 2008 Volumetric modulated arc therapy: IMRT in a single gantry arc *Med. Phys.* **35** 310–7
- [17] Anderson E S, Muren L P, Sørensen T S, Noe K O, Thor M, Peterson J B, Høyer M, Bentzen L and Tanderup K et al 2012 Bladder dose accumulation based on a biomechanical deformable image registration algorithm in volumetric modulated arc therapy for prostate cancer *Phys. Med. Biol.* **57** 7089–100
- [18] Jaffray D, Kupelian P, Djemil T and Macklis R M 2007 Review of image-guided radiation therapy *Expert Rev. Anticancer Ther.* **7** 89–103
- [19] Verellen D et al 2007 Innovations in image-guided radiotherapy *Nat. Rev. Cancer* **7** 949–60
- [20] Cui Y et al 2013 Implementation of remote 3-dimensional image guided radiation therapy quality assurance for radiation therapy oncology group clinical trials *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **85** 271–7
- [21] Bassalow R and Rodebaugh R 2006 SU-FF-T-227: evaluation of six dosimetric indices for cyber knife stereotactic radiosurgery treatment planning *Med. Phys.* **33** 2100
- [22] Mackie T R et al 1993 Tomotherapy: a new concept for the delivery of dynamic conformal radiotherapy *Med. Phys.* **20** 1709–19
- [23] Szeifert G T et al 2008 The gyroknife digital cobalt-60 stereotactic radiotherapy and radiosurgery system *Hungarian Med. J.* **2** 55–62
- [24] Yao-zhen L, Xian-Shi H and Zhen-Kai Y E 2013 Clinical observation of treatment of 11 malignant tumor patients with cancer embolism in deep vein of lower extremities by the radiation therapy of gyro rotary 60 cobalt radiation treatment system *Chin. J. New Clin. Med.* **25**

- [25] Meltsner S and DeWerd L 2008 TU-FF-A2-05: 3D dose distribution of the Elekta gamma knife  
*Med. Phys.* **35** 2921
- [26] Nie K et al 2012 SU-D-211-04: sector intensity modulated (SIM) gamma knife stereotactic radiosurgery *Med. Phys.* **39** 3610
- [27] Andrews D W, Bednarz G, Evans J J and Downes B 2006 A review of 3 current radiosurgery systems *Surgical Neurology* **66** 559–64
- [28] Physical characterization of single convergent beam device for teletherapy: theoretical and Monte Carlo approach. R. Figueroa & M. Valente. *Physics in Medicine and Biology* 60 (18), pp. 7191-7206, 2015.
- [29] Patente en Estados Unidos de América. CONVERGENT PHOTON AND ELECTRON BEAM GENERATOR DEVICE. EFS ID: 17156613. Application Number: 14112429. International Application Number: PCT/IB12/51983. Confirmation Number: 8373. Rodolfo Figueroa & Mauro Valente.
- [30] Proyecto FONDEF ID 15I10337 financiado por Gobierno de Chile. DEVELOPMENT OF A CONVERGENT BEAM OF X-PHOTON PROTOTYPE. ADAPTABLE TO A CLINAC FOR APPLICATION IN RADIOTHERAPY AND RADIOSURGERY bajo la dirección de Dr. Rodolfo Figueroa.
- [31] Jackson J. *Classical electrodynamics*. 2nd ed. J Wiley & sons, Inc; 1975
- [32] "The FLUKA Code: Developments and Challenges for High Energy and Medical Applications"  
T.T. Böhlen, F. Cerutti, M.P.W. Chin, A. Fassò, A. Ferrari, P.G. Ortega, A. Mairani, P.R. Sala, G. Smirnov and V. Vlachoudis,  
**Nuclear Data Sheets 120, 211-214 (2014)**
- [33] "FLUKA: a multi-particle transport code"  
A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò, and J. Ranft,  
**CERN-2005-10 (2005), INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773**
- [34] Dosimetric and bremsstrahlung performance of a single convergent beam for teletherapy device. R.G. Figueroa, M. Santibáñez, M. Valente. *Physica Medica* 32 (2016) 1489–1494.
- [35] V.Vlachoudis "FLAIR: A Powerful But User Friendly Graphical Interface For FLUKA" Proc. Int. Conf. on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics (M&C 2009), Saratoga Springs, New York, 2009

- [36] Rango electrones en cobre. [http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e\\_table.pl](http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl)

***Los abajo firmantes, miembros del Tribunal de Evaluación de tesis, damos Fe que el presente ejemplar impreso, se corresponde con el aprobado por éste Tribunal***