

SIMULACIÓN CON GEANT4 DE UN INSTRUMENTO PARA HACER IMAGENOLOGÍA POR RETRODISPERSIÓN GAMMA

Germán David Carrillo M ^{*}

*Grupo de Física Nuclear, Departamento de Física, Facultad de Ciencias
Universidad Nacional de Colombia.*

Director:

Profesor: Fernando Cristancho ^{**}

Monografía para optar al título de físico
DICIEMBRE - 2006

^{*} Cód.132374, gdcarrillom@unal.edu.co

^{**} lfcristancom@unal.edu.co

1. Motivación

El propósito de este trabajo es realizar la simulación numérica con ayuda de la herramienta GEANT4 de un dispositivo desarrollado por Jürgen Gerl [1], [2] y [3], en el cual se pretende implementar el principio de la imagenología por retro-dispersión gamma, para encontrar objetos escondidos o enterrados.

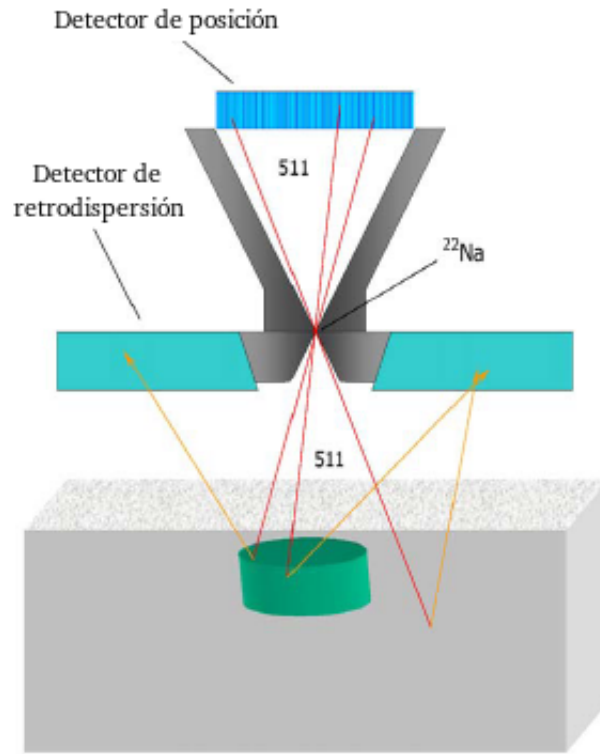
Las posibles aplicaciones para este tipo de dispositivo tienen un amplísimo espectro, en arqueología por ejemplo en donde muchas veces se hace necesario destruir muestras invaluablees o parte de ellas para determinar alguna propiedad o rasgo no visible, o el encontrar la forma correcta de extraer vestigios en los lugares donde fueron encontrados; también en la industria, ya que bajo el principio de la imagenología por retrodispersión gamma es posible determinar diferencias de densidad y/o profundidad permitiendo así posibles controles o revisiones sobre cualquier instrumento o elemento que requiera controles de estas características. La aplicación central bajo la cual es enfocado este trabajo es la detección de objetos enterrados en el suelo, puesto que el propósito final de un proyecto más grande (dentro del cual éste está enmarcado) es encontrar métodos alternativos y complementarios a los ya desarrollados para lograr detectar o encontrar minas antipersona.

Las minas han sido uno de los remanentes de guerra que más preocupan a la humanidad, las formas tradicionales para detectar minas enterradas en suelos se han venido convirtiendo en obsoletas, debido a que el principio básico de los artefactos detectores es el encontrar metales, y muchas de estas minas han empezado a ser construidas con coberturas y soportes no metálicos. Por esta razón alternativas y métodos de detección complementarios están siendo desarrollados, tal como lo son prototipos ya construidos en Alemania (Darmstadt - GSI) en el último par de años los cuales aún en etapa de desarrollo necesitan ser perfeccionados desde muchos puntos de vista, ahí el propósito de éste trabajo mediante el cual se pretende determinar algunos parámetros y características tal como la eficiencia de la geometría o la actividad de la fuente desde un punto de vista cualitativo.

2. Principio físico

La cámara de detección portátil, ver Figura 1, tiene como elemento principal una fuente radiactiva la cual debe decaer mediante β^+ , de manera que el positrón remanente viaje una corta distancia hasta encontrarse con algún electrón presente en el medio, lo siguiente a suceder se conoce como aniquilación e^-e^+ , dando como resultado en el más probable de los casos dos rayos gamma en direcciones opues-

tas, si estos rayos gamma se dirigen, uno hacia un detector que también resuelve posición, y otro hacia el blanco a analizar, en el caso en el que este último fotón sea retrodispersado por el blanco y posteriormente capturado por un segundo detector (detector de retrodispersión), es posible hablar de una coincidencia, de esta manera dichas coincidencias mostrarán un mapa bidimensional el cual ha de resolver densidad (Z del los materiales) de lo que se pretenda analizar ver Figura 2.



[1]

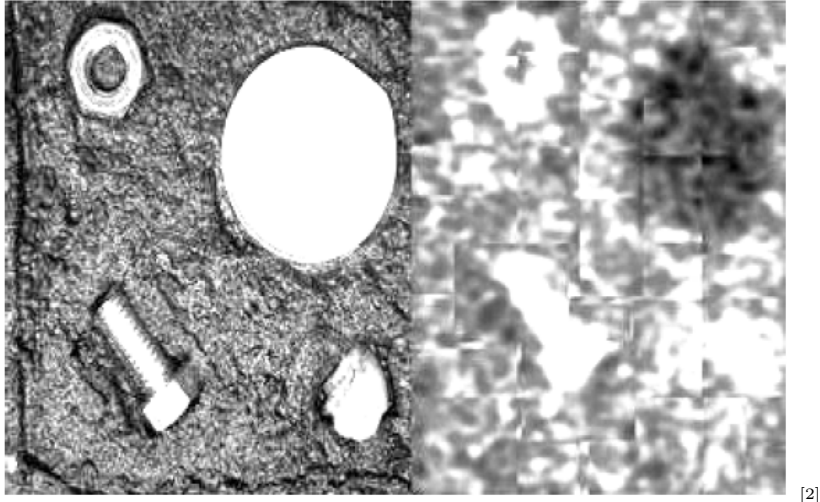
Figura 1: Esquema de la geometría del aparato junto con algunos tipos de eventos que permitirían realizar el “mapeo” del posible objeto enterrado, los detectores: superior, detector pixelado que resuelve posición, y el inferior, un detector también multicanal que permite establecer la coincidencia detectando el fotón retrodispersado por el suelo o el objeto escondido.

Una vez recolectada y filtrada¹ por coincidencias la información suministrada por los detectores, es posible reconstruir una imagen.

2.1. Fuente radiactiva

Como ya se había especificado antes, se debe tener una fuente radiactiva la cual debe decaer mediante β^+ , de manera que uno de sus productos son positrones, el decaimiento β se entiende como un mecanismo del núcleo para llegar a un estado de menos energía en el cual un nucleón se convierte en

¹El realizar un tratamiento digital de las imágenes como filtros gaussianos y eliminación de ruido ha sido necesario, puesto que la resolución y otros innumerables factores impiden obtener una imagen visible a simple vista



[2]

Figura 2: Comparación de las imágenes de un tornillo, una tuerca, una piedra y una vela enterrados en una porción de suelo de jardín, mediante un método óptico (izquierda) y con el uso de la imagenología por retrodispersión γ (derecha). Nótese que es posible determinar la baja densidad de la parafina de la vela manifestándose como un sitio de menor interacción.

otro, por ejemplo



que es el caso del decaimiento β^- , desde un análisis hadrónico (fuerza electrodébil) un quark “down” se convierte en un quark “up” más otros subproductos formándose así un protón, mientras que en el caso opuesto en el cual uno de los subproductos es el positrón es necesario que el nucleón a cambiar de estado esté en el interior de un núcleo, pues contrario al neutrón, el protrón si es una partícula estable es estado libre:



La mayoría de los núcleos no estables con A menor a 150 decaen mediante procesos β^\pm , de manera que la escogencia de una fuente adecuada, se basa en la determinación de la actividad, y porsupuesto de su vida media. Gracias a su facilidad de manejo, y vida media igual a 2.6 años, la fuente de Na^{22} fue la opción escogida por [1] en el desarrollo de sus prototipos, este núcleo, emite positrones con un pico de distribución de energía cinética en los 0.546 MeV, y su núcleo hijo (ver (2)) emite un gamma de 1.27 MeV, fotón que conllevará a un tratamiento adicional desde el punto de vista experimental, pero no considerado en esta simulación.

2.2. Aniquilación positrón-electrón

La aniquilación positrón-electrón es un proceso electrodinámico-cuántico, en el cual tanto el positrón como el electrón se deshacen de su energía cinética formando un estado de “positronio” antes de que

ocurra la aniquilación, luego el proceso se lleva a cabo, dando pie a la desaparición de los respectivos fermiones y la creación de bosones sin masa asociados a fotones, el proceso más probable tiene como resultado la creación de dos rayos gamma de 0.511 MeV (masa en reposo de e^\pm) partiendo en direcciones opuestas, pero la creación de seis o más fotones también es posible, claro está que con una probabilidad mucho menor, en la simulación es considerada únicamente la creación del par de fotones.

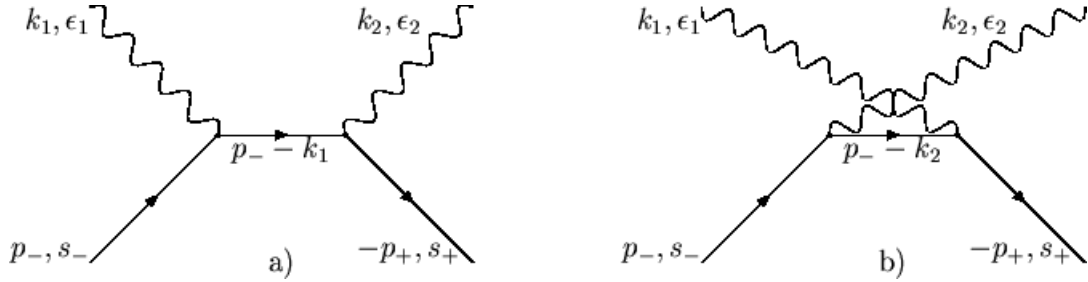


Figura 3: *Diagramas de Feynman a primer orden del proceso de aniquilación positrónica, en donde p y s son los estados de momento y espín (polarización) del electrón y del positrón respectivamente (estados iniciales), mientras que k y ε corresponden a los estados de los fotones remanentes.*

La sección eficaz para el proceso de aniquilación puede determinarse mediante un tratamiento estándar de teoría de campos en el cual se obtiene en primera instancia los diagramas de Feynman correspondientes, sea mediante un tratamiento funcional o canónico. Estos diagramas a primer orden están descritos por los diagramas presentes en la Figura 3

Una vez se determinan los coeficientes a contribuir en la interacción es posible realizar un cálculo exacto considerando un promedio sobre las polarizaciones, de manera que la sección eficaz queda determinada por

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{m^2\beta^2\gamma(\gamma+1)} \left[\left(\gamma + 4 + \frac{1}{\gamma} \right) \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) - \beta(\gamma + 3) \right] \quad (3)$$

en donde se ha utilizado una convención abreviada $\beta = p_+/E_+$, $\gamma = E_+/m$, y además se han adoptado unidades naturales $c = \hbar = 1$.

En el límite de bajas energías cinéticas relativas positrón-electrón, la sección eficaz se reduce a

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{m^2\beta} [1 + \mathcal{O}(\beta)], \quad \text{para } \beta \ll 1 \quad (4)$$

de manera que mediante una reconstrucción de unidades

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2 c}{v} \quad (5)$$

en donde α corresponde a la constante de estructura fina $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$.

Una vez se determina la sección eficaz, es posible determinar cuál puede ser el trayecto medio recorrido por el positrón estando presente en un medio cualquiera, de manera que el tiempo promedio que toma el trayecto

$$\tau^{-1} = \pi r_0^2 c n_e \rightarrow \tau \approx 10^{-10} \text{s} \quad (6)$$

en donde se ha tomado la densidad electrónica n_e del medio igual a la de un elemento promedio, con esto ahora es posible encontrar el camino libre medio, el cual es 1 - 4 mm. [4]

Este cálculo es importante puesto que si los positrones viajasen distancias comparables con las dimensiones de la cámara sería imposible afirmar que los positrones se aniquilan y producen los rayos γ de 0.511 MeV en direcciones opuestas desde un mismo punto.

En los prototipos construidos, se rodea la fuente de ^{22}Na con un material que permita confinar la aniquilación en una menor porción de volumen, y de alguna manera también contrarrestar los gammas remanentes de 1.2 MeV (ecuación (2)). En la simulación se redujo la media de la energía cinética de los positrones a la mitad de manera que fuese posible garantizar la procedencia de los fotones, como si viniesen de un solo punto.

2.3. Interacción radiación materia

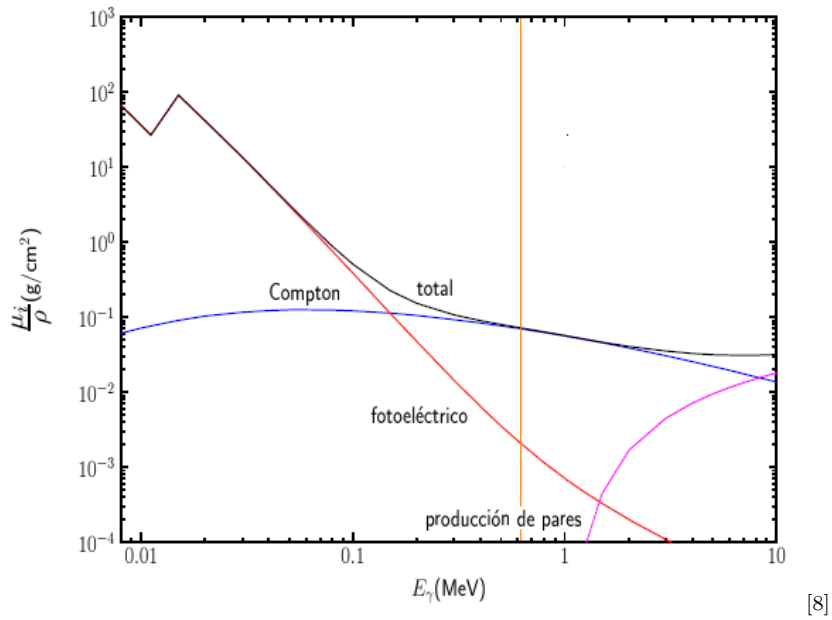


Figura 4: Gráfica interacción de la radiación con la materia, la cuál está determinada por tres procesos básicos, el efecto fotoeléctrico, la dispersión Compton, y la creación de pares, para cada rango de energía hay un proceso preferente, de esta forma, el rango de energía a considerar para el tratamiento a seguir es igual o menor a 0.511 MeV, en donde no hay creación de pares, y la gran mayoría de los eventos corresponderán a dispersión Compton.

2.3.1. Dispersión Compton

Debido a la disposición y principio de funcionamiento de la cámara el efecto Compton es uno de los procesos esenciales a considerar, ver Figura 4.

La dispersión o efecto Compton es un proceso en el cual un fotón interactúa con un electrón el cual se puede considerar como no ligado (debido al rango de energías para el cual este proceso se lleva a cabo), de manera que al final se tiene un fotón con menor energía y un electrón dispersado con un cierto momento, ver Figura 5. Con un tratamiento análogo al que se realiza en la aniquilación e^-e^+ ,

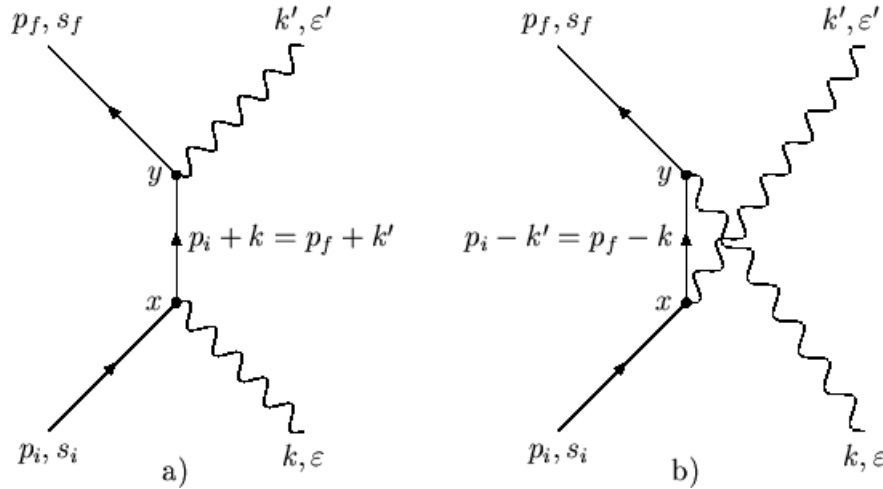


Figura 5: Diagramas de Feynman correspondientes a la dispersión Compton.

una vez se obtienen los respectivos diagramas de Feynman es posible encontrar la condición Compton

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \epsilon(1 + \cos \theta)} \quad (7)$$

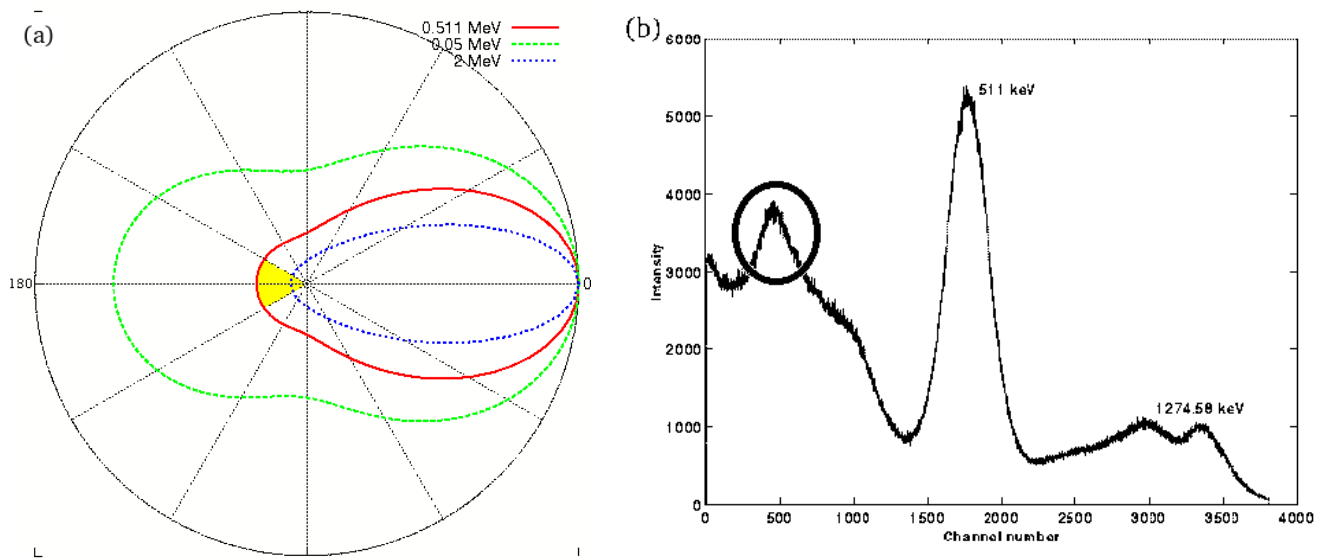
en donde $\epsilon = \frac{h\nu}{mc^2}$, y θ es el ángulo del momento del electrón dispersado con respecto a la incidencia del fotón inicial, de manera que la energía cinética

$$T_e = h\nu' - h\nu = h\nu \frac{\epsilon(1 - \cos \theta)}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)}. \quad (8)$$

Como los fotones sobre los cuales se pretende hacer el tratamiento provienen de una aniquilación, su energía es 0.511 MeV, de manera que un fotón retrodispersado (θ cerca a $\pi/2$) tendría una energía $h\nu' = \frac{1}{3}0,511 \approx 0,170$ MeV, este valor va a ser importante, pues para considerar un mejor filtrado de coincidencias, y disminuir el ruido debido a Compton múltiple se debe tener este valor como cota mínima para aceptar una coincidencia.

De nuevo, mediante un tratamiento en el cual se considera un promedio sobre todos los estados posibles de polarización, la sección eficaz del efecto Compton no polarizado se conoce como la fórmula de Klein-Nishina

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}(\lambda, \lambda') = \frac{\alpha^2}{4m_e} \left[\frac{1}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)^2} \right] \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\epsilon^2(1 - \cos^2 \theta)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \right] \quad (9)$$



[10]

Figura 6: *Retrodispersión Compton*, (a) *Sección Eficaz de Klein-Nishina para distintas energías*, (b) *Espectro experimental gamma de una fuente de ^{22}Na* .

en donde de nuevo α es la constante de estructura fina y m_e es la masa en reposo del electrón.

Un tratamiento más completo del efecto Compton, da como resultado consideraciones de orden superior en las cuales surgen procesos como la dispersión compton doble $e^- \gamma \rightarrow e^- \gamma \gamma$, también conocido como “soft-hard photonic Bremsstrahlung” [9], o la creación de pares Compton $e^- \gamma \rightarrow e^- e^+$. Estos procesos debido a su bajas probabilidades, y restricciones energéticas no serán considerados en la simulación.

Retrodispersión Compton se entiende por caso particular en el cual el fotón dispersado tiene un ángulo cerca a los 180° con respecto al ángulo de incidencia, una gráfica polar (ver Figura 6 (a)) para distintas energías de la sección eficaz diferencial puede ilustrar un poco mejor dicho comportamiento. La Figura 6 (b) muestra un espectro experimental para una fuente de ^{22}Na , en donde se resalta el pico de retrodispersión Compton, proveniente del fotopico de la aniquilación positrónica (0.511 MeV).

2.4. Detectores

Existe una gran variedad de propiedades que caracterizan a los detectores de radiación gamma, dos de las más relevantes son la resolución y la eficiencia, debido a las características de la simulación, no se hace necesario determinar si el detector a simular se trata de una cámara ionizante, un detector de centelleo o un semiconductor, ya que en buena aproximación su composición (Química) determina su eficiencia.

La simulación será desarrollada para detectores de centelleo LSO (Ver Tabla 2), con el fin de aumentar la eficiencia.

3. Descripción del Programa (GEANT4)

Utilizando el lenguaje C++, y basado en las librerías de GEANT4 [11] herramienta desarrollada por el CERN en la última década, esta simulación pretende establecer parámetros geométricos reproduciendo procesos físicos cuantitativos mediante los cuales sea posible reconstruir un “mapa” imagen del blanco u objeto a analizar.

3.1. Geometría

Las condiciones espaciales y geométricas bajo las cuales se desea implementar la simulación son definidas como clases en el programa, en donde los componentes básicos presentes son: (ver Figura 7)

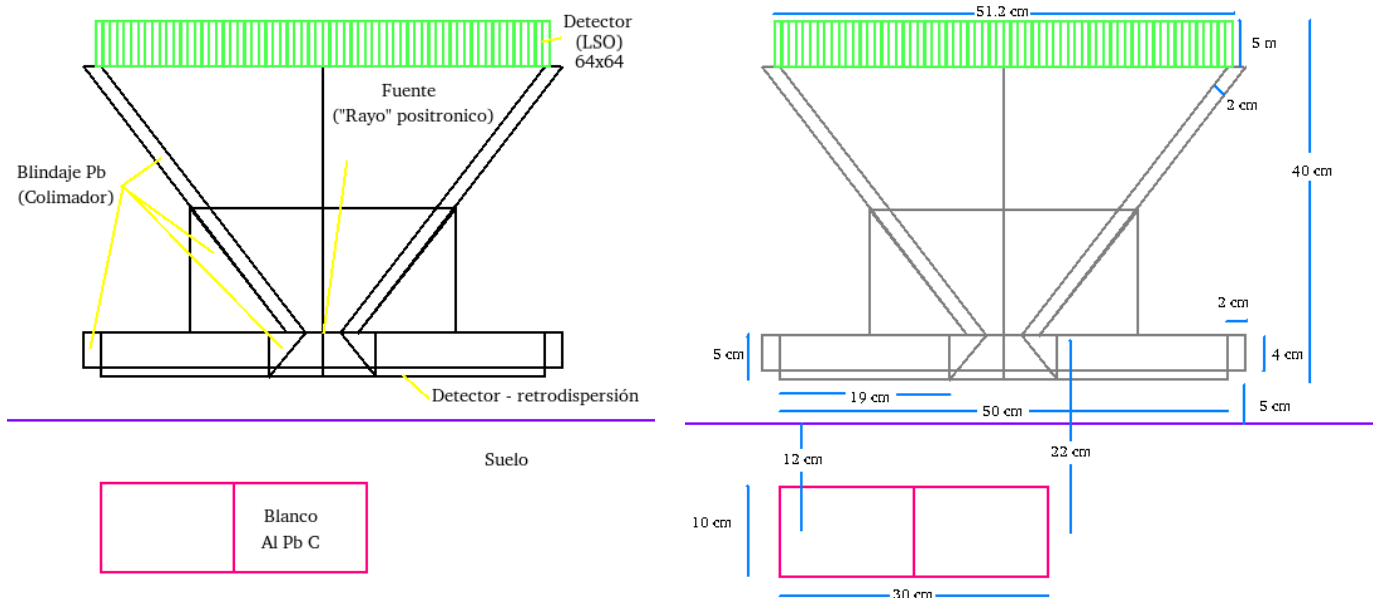


Figura 7: Geometría de la cámara a simular

- Volumen físico 120 cm × 120 cm × 160 cm, compuesto por aire
- 4 piezas de blindaje (Colimador) compuestas de plomo
 - Cilindro radios 25 cm 27 cm y altura 4 cm
 - Cono radios internos 2 cm 25 cm, externos 4 cm 27 cm y altura 30 cm

Cono radios internos 15 cm 4 cm, externo 15 cm y altura 14 cm

Cono radios internos 2 cm 5.98 cm, externo 6 cm y altura 5 cm

- Detector LSO para resolver posición, 51.2 cm \times 51.2 cm \times 5 cm
64 \times 64 pixeles con tamaño 7.6 mm \times 7.6 mm, espaciados 2 mm (Ver Figura 8)
- Detector de retrodispersión para hacer coincidencia (LSO)
Anillo, radios 6 cm 25 cm, altura 5 cm
- Suelo 120 cm \times 120 cm \times 60 cm composición (Ver Tabla 1)
- Blanco, Cilindro radio 15 cm altura 10 cm, composición Carbono

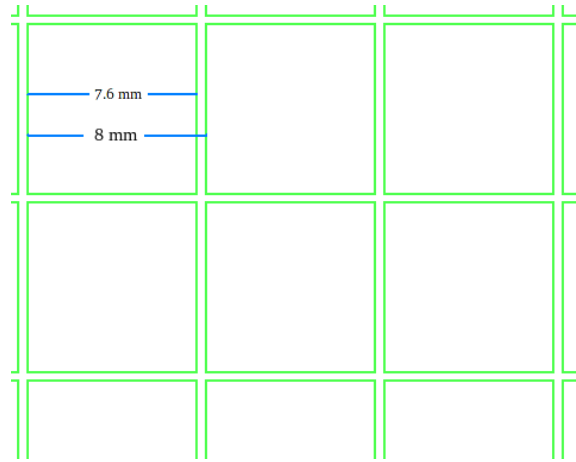


Figura 8: *Magnitudes geométricas de la grilla del detector superior para determinar la posición del respectivo rayo γ se construye utilizando la opción de GEANT4 “VolumeParametrization”, permitiendo construir 4096 (64 \times 64) volúmenes idénticos ubicados secuencialmente para formar dicho retículo. Un espacio entre cada subsección fue dejado con el fin de aproximarse al caso real en el que no toda el área efectiva del detector de posición es sensible a radiación γ .*

Mediante el uso de visualizadores de ambiente para simulaciones bajo GEANT4 como DAWN [12] o WIRED [14], es posible tener distintas perspectivas de la cámara las cuales son mostradas en la Figura 9

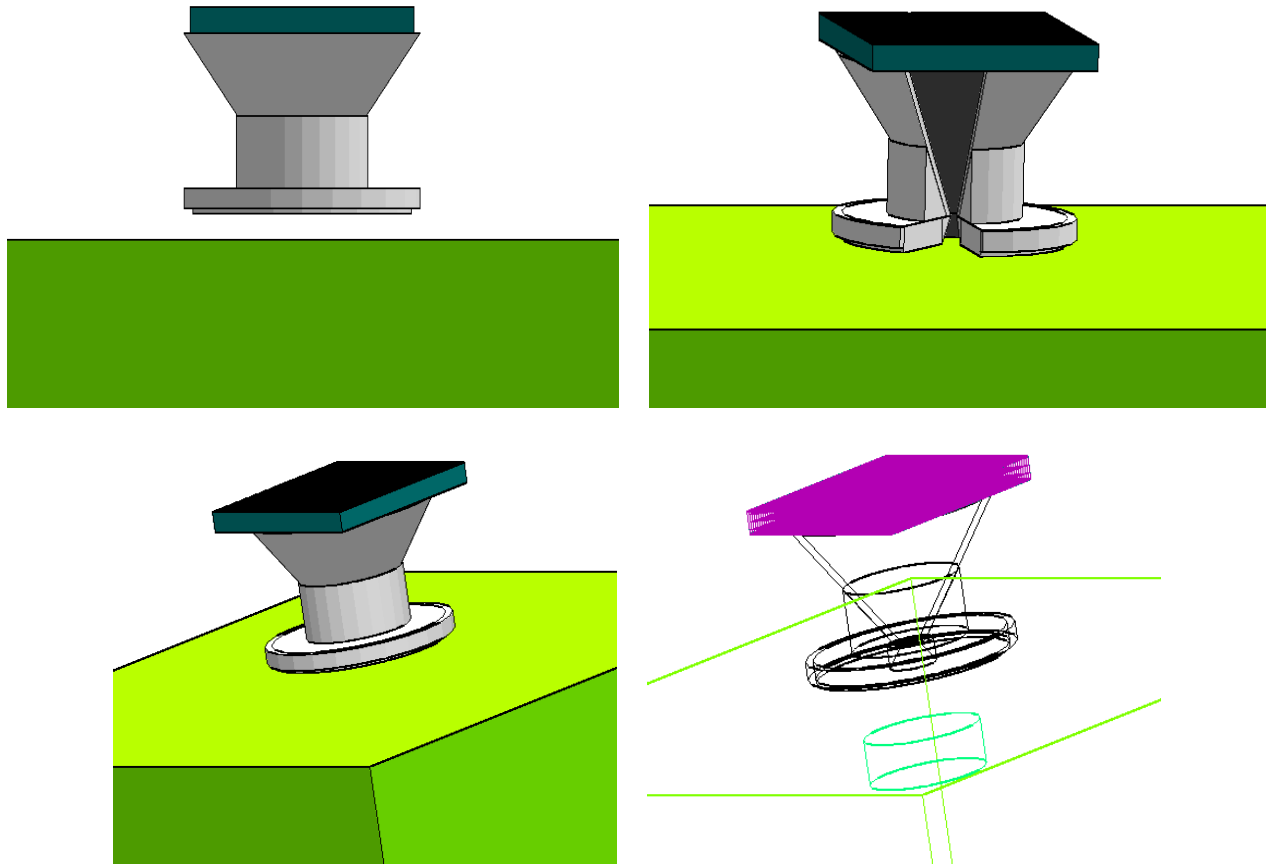


Figura 9: Visualización de la cámara a simular, en donde es posible observar cortes transversales, o perfiles de la geometría interna del dispositivo. Notar la disposición en cono del lugar a ubicar la fuente ver (Figura 1) con el fin de colimar la radiación γ .

3.2. Materiales

Las definiciones de los materiales a utilizar tienen como parámetros los elementos que definen el respectivo Z de cada componente así como su densidad, de forma que especificando la porción porcentual se caracteriza por completo cada material.

El volumen sobre el cual se hace la simulación tiene aire en su interior, éste es asumido bajo la definición NIST [?], el material de blindaje es plomo, cuyo $Z=82$, su masa atómica 207.19 g/mole, y su densidad $\rho=11.35$ g/cm³, el material del blanco es simulado como carbono puro $Z=6$, y masa atómica 12.011 g/mole, apesar que los componentes esenciales de los objetos a buscar, explosivos comunes,

usualmente plásticos también poseen una gran porción de Hidrógeno y Nitrógeno. La densidad del respectivo blanco es fijada constante para hacer una evaluación con la profundidad, y luego a una cierta profundidad constante es modificada para así evaluar el comportamiento de dicho parámetro.

El suelo con densidad 1.2 g/cm^3 , es tomado mediante definiciones estándares, pero en un caso más real sería necesario considerar las variaciones producidas por la humedad, especialmente en casos particulares como lo son la gran gama de tipos de tierras Colombianas, pues este parámetro es decisivo en cuanto a la calibración y caracterización del aparato.

Para la simulación el suelo es definido con 8 componentes como se describe en la Tabla 1

Elemento	Composición Porcentual (%)
Oxígeno	51.2
Sodio	0.6
Magnesio	1.3
Aluminio	7.
Silicio	28.0
Potacio	1.4
Calcio	5.0
Hierro	5.5

Tabla 1: *Composición química del suelo según porciones volumétricas*

La definición de los materiales de los detectores LSO, es mostrada en la Tabla 2.

Elemento	Z	a (g/mole)	Composición Porcentual (%)
Lutenio	71	174.9	25
Silicio	14	28	12.5
Oxígeno	8	16	62.5

Tabla 2: *Composición química del LSO.*

3.3. Procesos físicos

Una de las grandes ventajas de GEANT4 es la posibilidad de definir qué procesos físicos son los que se desean tener en consideración. Como en esta simulación únicamente hay e^+ , e^- y γ , la física referente a procesos hadrónicos no va a ser incluida.

Para el electrones y positrones:

- Ionización electrónica y Bremsstrahlung (Bajas Energías): Sección eficaz total, obtenida de la base de datos EEDL, válida para un rango entre 250 eV - 100 GeV.

- Dispersión simple y múltiple $e^\pm e^\pm$: validez 100 eV - 100 TeV
- Dispersión $e^\pm p$, base de datos EEDL 100 eV to 100 TeV
- Aniquilación: Modelo de Heiler aniquilación a 2 fotones, validez 100 eV - 100 TeV.

Rayos γ

- Ionización efecto fotoeléctrico : Sección eficaz de Moller+Bhabha, validez 1 keV -100 GeV
- Dispersión: Formula de Klein Nishina, validez 10 eV - 0.1 TeV

Si se incluyese la fuente radiactiva de ^{22}Na , sería necesario agregar la creación de pares, por el ya nombrado gamma remanente, así como definir algunos procesos referentes al decaimiento β .

3.4. Coincidencias

Para escoger la información que reproduciría el mapa a analizar, es necesario escoger los eventos en coincidencia tal como antes se había explicado, de manera que los datos coleccionados por el detector de posición sólo sean almacenados cuando en el mismo evento hay una detección en el detector de retrodispersión al cual se le fue puesto un filtro de energía entre los 160 y 195 keV.

3.5. Almacenamiento de datos

Los detectores son construidos bajo la clase “G4MultiFunctionalDetector”, la cual permite asociar un volumen sensible al detector, y mediante un manejador de eventos “G4SDScorer”, permite guardar la suma de las energías depositadas en cada celda al final de cada evento.

Los datos de cada celda son enviados a 100 archivos (uno para cada canal de energía cuyo ancho es 10 keV), barriendo energías de 0 - 1 MeV.

Los datos necesarios para reproducir el mapa son los correspondientes al ancho de energía 510 - 520 keV, de manera que este archivo va a contener los datos para reproducir la imagen.

4. Resultados

Una de las primeras verificaciones necesarias en este tipo de simulación es un espectro detectado ver Figura 10.

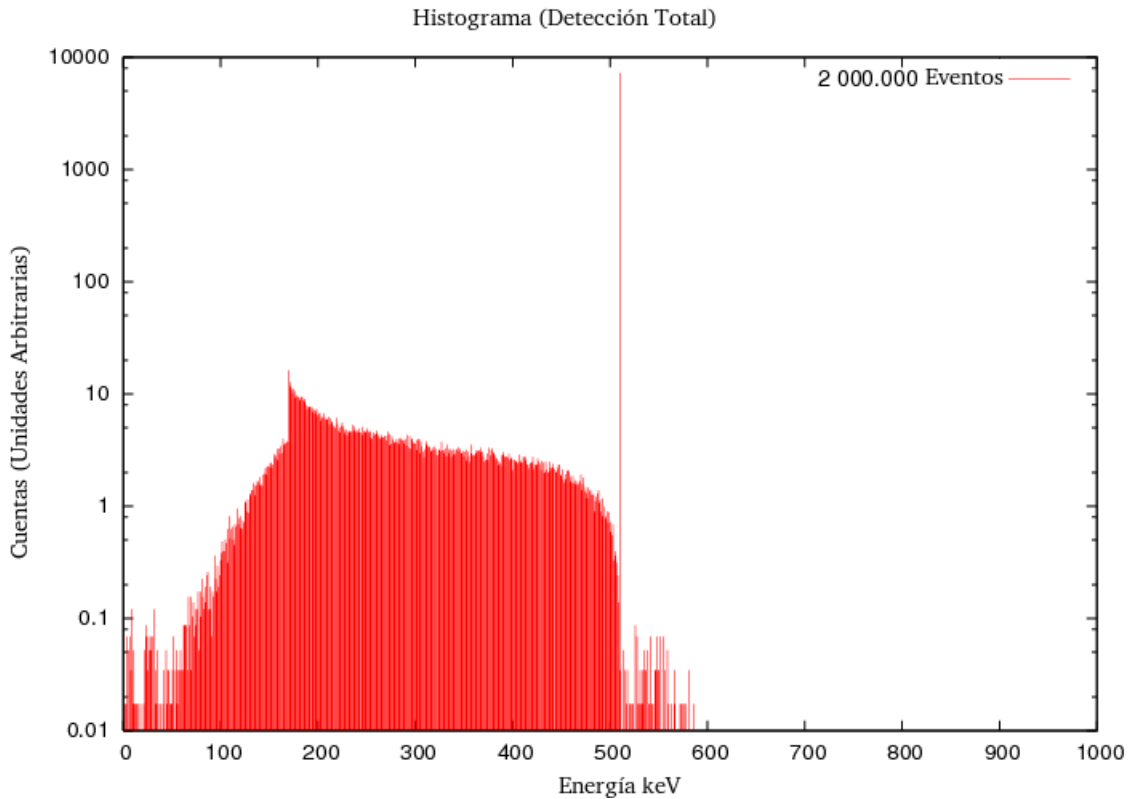


Figura 10: *Espectro producido por el detector superior sin coincidencias, y con una modificación del ancho de canal de 10 keV a 1 keV, para una mejor resolución, en donde claramente se ve el proceso de captura fotoeléctrica y la dispersión Compton con su respectivo pico de retrodispersión.*

4.1. Reconstrucción de imagen

Una vez obtenido el archivo con la información del canal de energía de 510 - 520 keV, en donde cada valor corresponde a la energía total depositada en cada una de las 4096 celdas, se construye un código el cual crea una imagen en escala de grises de 64 píxeles \times 64 píxeles en donde al color de cada píxel le es asociada la energía depositada en la respectiva celda, la imagen es normalizada de tal forma que la celda con mayor energía sea blanca (255), y aquellas en donde no se deposita energía sean negras (0).

De esta manera, la verificación para probar que el método funciona tiene como primer paso producir imágenes en donde figuren toda la información, sin considerar coincidencias, recibida por el detector.

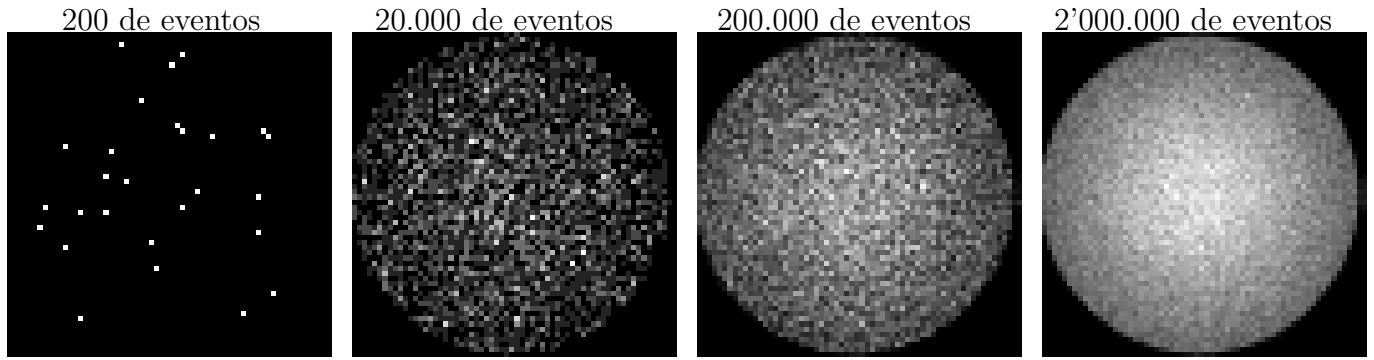


Figura 11: *Imágenes reconstruidas, utilizando formato de imagen ppm, en donde cada pixel corresponde a la energía depositada en cada celda del detector de posición.*

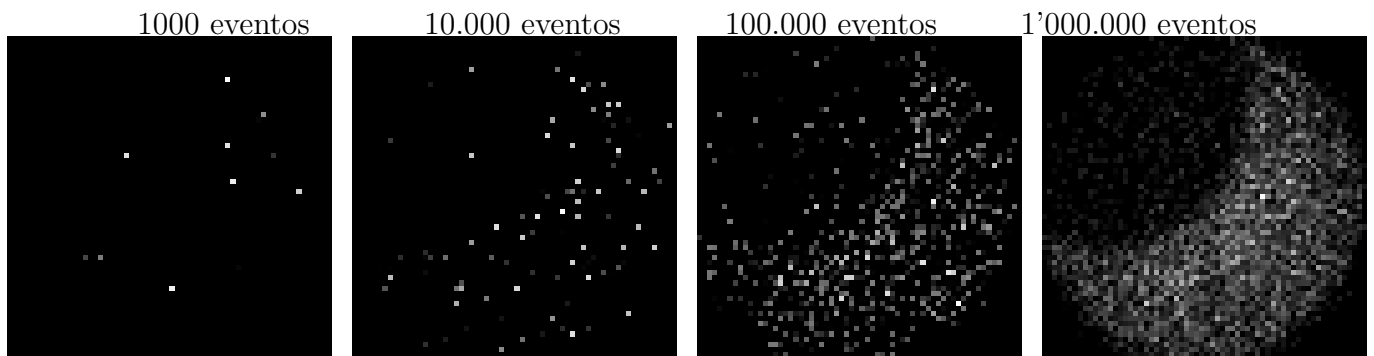
La forma circular de la imagen (ver Figura 11) capturada es de esperarse, puesto que la geometría de la cámara así lo dispone, los blindajes o colimadores se superponen al detector de posición, disminuyendo su área y por ende su resolución de 64×64 pixeles (área $A=4096$ pixeles²), a un círculo de 32 pixeles de radio (área $A=3217$ pixeles²), la pérdida de área es justificada bajo al premisa de tener un control del funcionamiento del dispositivo.

4.2. Variación con la profundidad

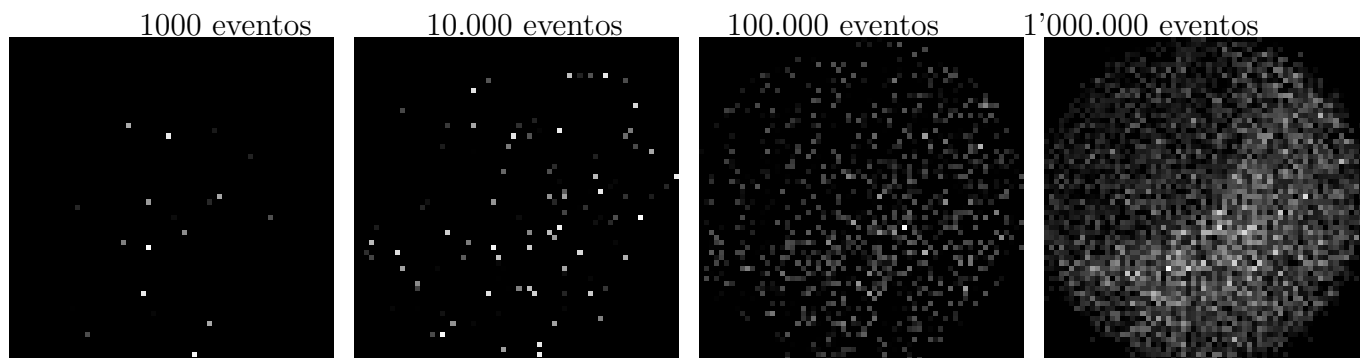
Uno de los objetivos claves de la simulación es determinar cómo es el comportamiento de la cámara a distinto número de eventos, lo cual puede traducirse en la actividad de la fuente desde un punto de vista experimental.

En las Figuras 12 y 13 se muestran los mapas capturados, a distintas profundidades, y a distinto número de eventos, manteniendo las densidades del suelo $\rho = 1,2\text{cm}^3$ y del blanco $\rho = 0,3\text{cm}^3$ constantes.

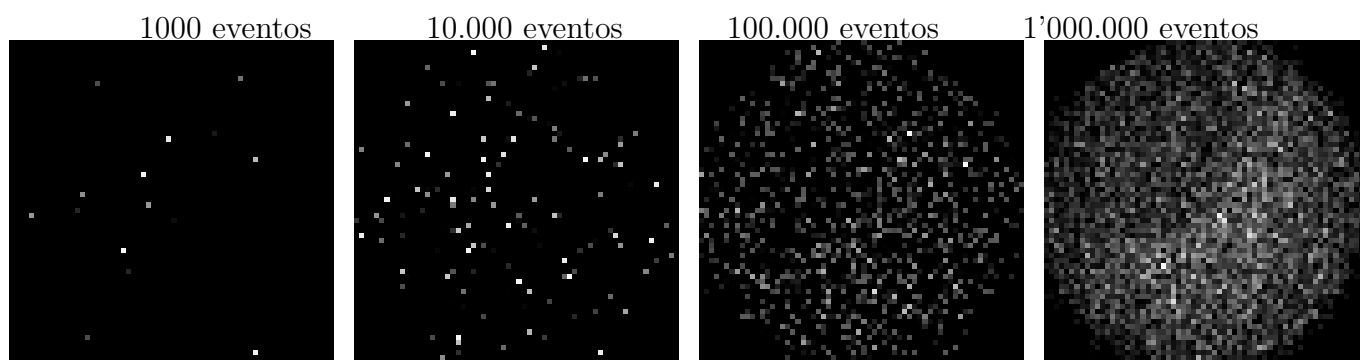
Sobre la superficie



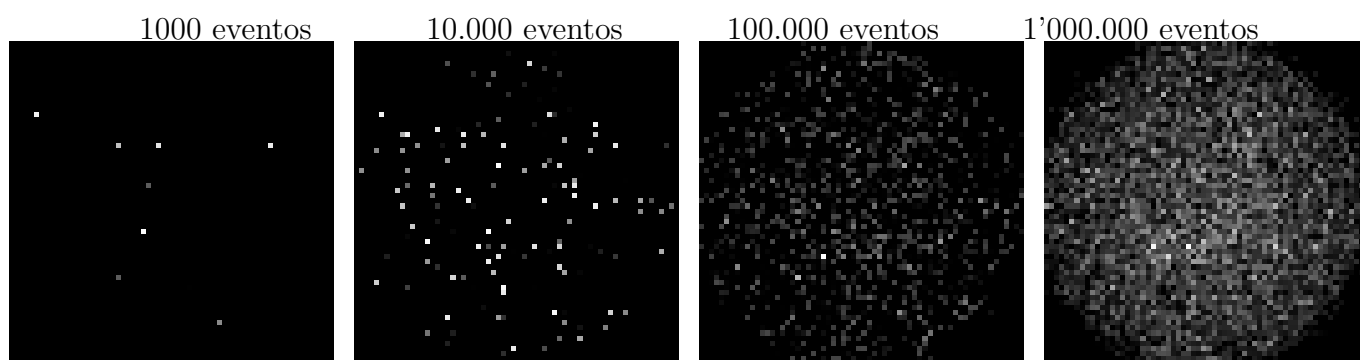
2cm de profundidad



4cm de profundidad



8cm de profundidad



16cm de profundidad

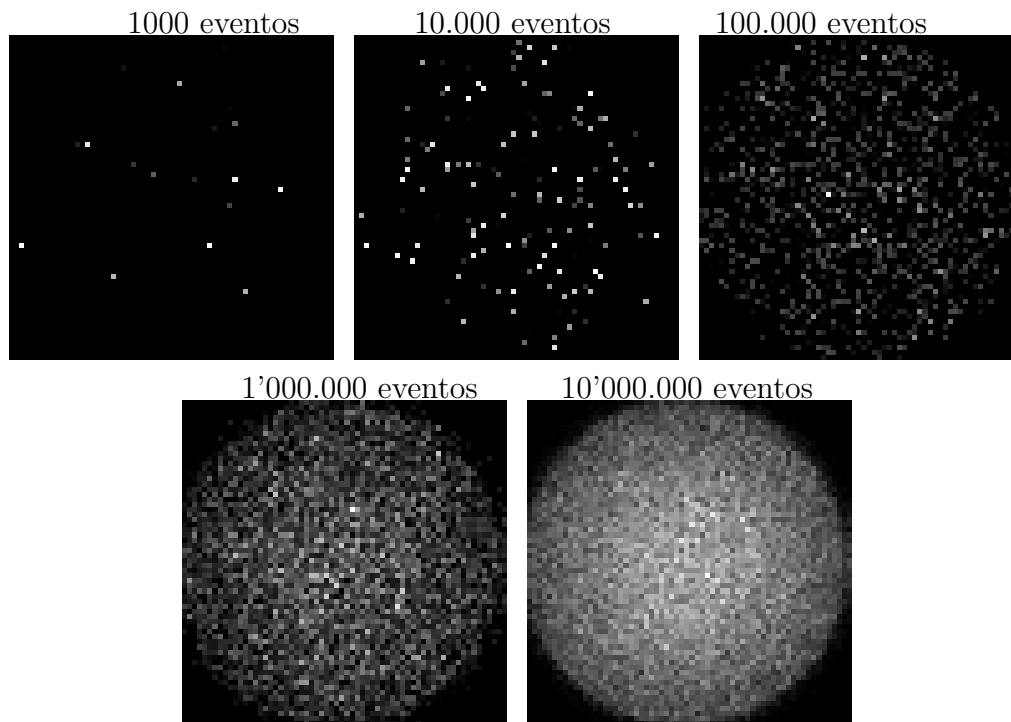


Figura 12: *Imágenes para densidades tanto del suelo como del blanco constantes, a distintas profundidades y distinto número de eventos.*

En las imágenes de la Figura 12 es posible observar cómo para profundidades superiores a los 8 cm, es necesario una exposición prolongada, (gran número de eventos), mientras que para profundidades iguales o superiores a los 16 cm ni siquiera con el equivalente a una fuente de 10 MBq durante un segundo sería posible observar algo esto claro está bajo las condiciones en las que se realizó la simulación.

4.3. Variación con la densidad

Otro de los parámetros a analizar es como el cambio de densidad modifica la imagen capturada, en la Figura 13, aparecen distintas imágenes para distintas densidades del blanco a profundidad constante

Las imágenes presentes en la Figura 13 muestran como las diferencias de densidad se convierten en un parámetro crítico, a medida que la densidad del blanco se hace más cercana a la densidad del medio, la posibilidad de resolver la ubicación del blanco disminuye, esto es uno de los problemas abiertos a resolver, pues las densidades típicas de explosivos plásticos pueden en algunos casos tener valores similares a los de ciertos suelos.

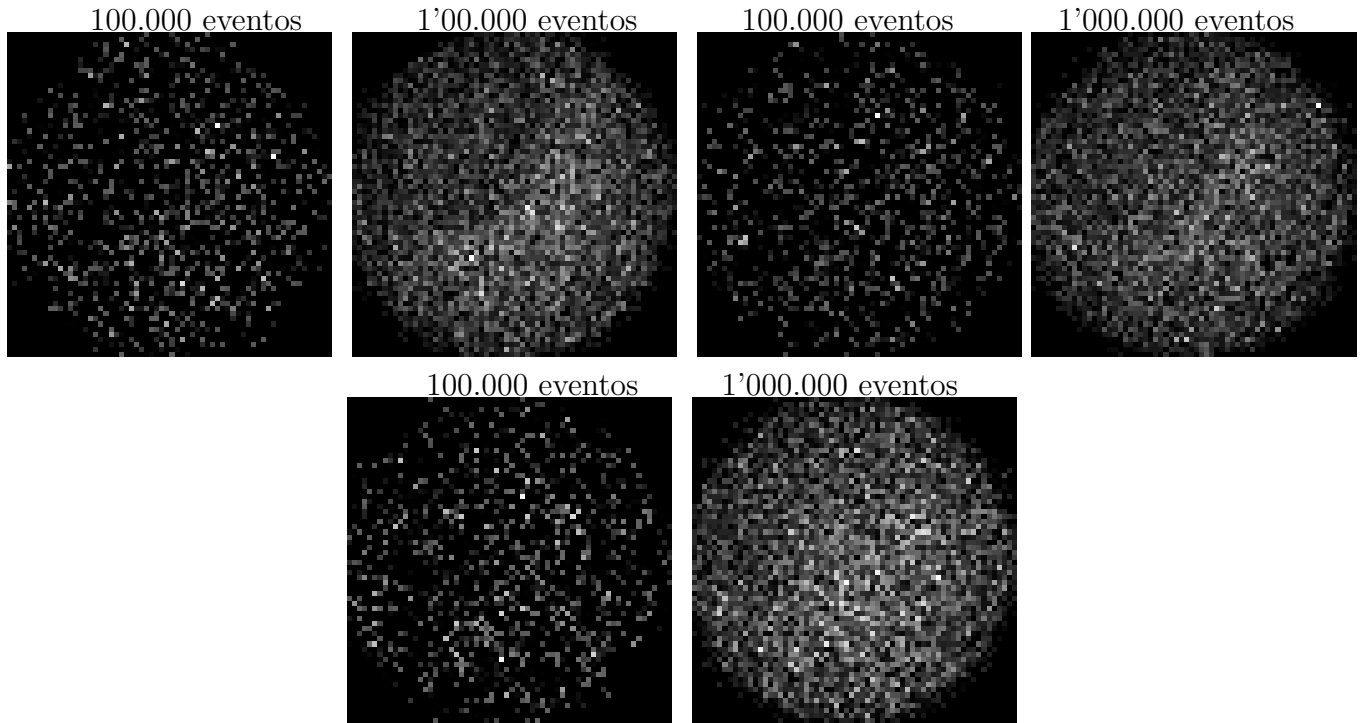


Figura 13: *Imágenes para distintas densidades del blanco y distinto número de eventos, manteniendo una profundidad constante de 5cm.*

Referencias

- [1] J. Gerl, F. Ameil, I. Kojouharov, A. Surowiec, *High-Resolution gamma backscatter imaging for technical applications*, Nucl Phys **A525** (2004) 328-331
- [2] J. Gerl, *Gamma-ray imaging exploiting the Compton effect*, Nucl Phys **A752** (2005) 688c - 695c
- [3] J. Gerl, *Mobile backscattering Gamma camera for the discovery of buried objects*, Proposal, Darmstadt (2006)
- [4] G. Harding, W. Gilboy, B. Ulmer, *Photon-induced positron annihilation radiation (PIPAR) - A novel gamma-ray imaging technique for radiographically dense materials*, Nucl Phys **A398** (1997) 409 - 422
- [5] Vsevolod - V. Balashov, *Interaction of Particles and Radiation with Matter*, Springer (1993)
- [6] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particles Physics Experiments*, Springer (1994)
- [7] Theo Mayer-Kuckuk, *Física Nuclear*, Fundação Calouste, Gulbenkian (1984)
- [8] Fernando Cristancho, *Notas de clase Instrumentación Nuclear*, Universidad Nacional de Colombia, (2006)
- [9] A. Denner, S. Dittmaier, *Complete $\mathcal{O}(\alpha)$ QED corrections to polarized Compton scattering*, Paul Scherrer Institut, Theory Division CERN. Switzerland, CERN-TH/98-142, hep-ph/9805443, (1998)
- [10] <http://www.nuclear.kth.se/diploma/PetProject/Image271.gif>
- [11] <http://www.cern.ch/geant4>
- [12] <http://geant4.slac.stanford.edu/g4cd/March2004/Documentation/Visualization/G4DAWNTutorial/G4DAWNTutorial.html>
- [13] <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/www/Computing/Graphics/Wired/>
- [14] <http://www.nist.gov>