

# Simulación Monte Carlo de un detector de estado sólido para radioterapia

Daniel José Pineda González <sup>\*</sup>  
Director: Dr. Fernando Cristancho Mejía <sup>\*\*</sup>  
Universidad Nacional de Colombia  
Facultad de Ciencias  
Departamento de Física

## Resumen

El conocimiento cada vez mas exacto de la interacción de la radiación con la materia, junto con las posibilidades mejoradas permanentemente de cómputos mas exactos y rápidos ha hecho que la predicción de los efectos de la radiación gamma con el tejido humano sean cada vez mas confiables. Tal confiabilidad ha asegurado una posición a la simulación numérica dentro de las herramientas de planificación médica y dentro del campo particular de la radio protección. Si embargo no existe un modelo "bueno para todo". Cada aplicación específica necesita consideraciones individuales. Presentamos en este trabajo la simulación Monte Carlo de la respuesta de un diodo de silicio a radiación de fuentes intensas de  $^{60}\text{Co}$ . Mostramos la respuesta en función de la dosis y en función del ángulo de incidencia con respecto al eje definido por el detector.

## 1. INTRODUCCIÓN

Una de las fuentes más comunes de radiación ionizante es el  $^{60}\text{Co}$ , que se emplea frecuentemente en centros de investigaciones e institutos de tratamiento oncológicos. Los trabajadores de estas organizaciones pueden verse expuestos a niveles de radiación que, al acumularse, pueden causar efectos biológicos perjudiciales. Con el fin de monitorear su exposición, cada trabajador porta en su actividad laboral un detector personal que mide su dosis de exposición acumulada en un periodo de tiempo determinado. Los detectores más comunes para tal fin son los termoluminiscentes, que constan de una película que puede ser de fluoruro de litio, de sulfato cálcico o de sulfato de aluminio que, al ser calentada, emite una intensidad luminosa que es proporcional a la dosis recibida. El problema es que estos detectores sólo informan de exposiciones peligrosas *a posteriori*, típicamente uno o dos meses después de ocurrido el evento. Por ésta razón se han desarrollado dosímetros basados en detectores semiconductores (Si, Ge y eventualmente diamante dopado), que son muy apropiados para radioprotección, ya que son de tamaño pequeño, presentan la información de

---

<sup>\*</sup> djpinedag@unal.edu.co código 132061

<sup>\*\*</sup> fcristanchom@unal.edu.co

manera inmediata, poseen comportamiento lineal y tienen gran sensibilidad a las radiaciones. En Colombia toda la dosimetría de radioprotección actual se hace con detectores de película radiográfica y termoluminiscentes. Este trabajo forma parte del deseo colombiano de introducir los dosímetros semiconductores.

Una ventaja que presentan las simulaciones de interacción radiación materia es que los experimentos para construir detectores pueden hacerse primero "virtualmente", para luego tomar el mejor resultado y construir sistemas de detección optimos. Un ejemplo de esto es el trabajo de la Doctora Régine Isabey [1] quien realizó la simulación de un detector semiconductor en fase de optimización con el código *EGS4 - PRESTA*. Un trabajo relacionado es el de P. Delvis [2] en el cual con un modelo simplificado de detector simula espectros gamma producidos en centelladores por fuentes radiactivas naturales. Sobre los detectores *ISORAT* se han hecho estudios experimentales [4] y comparando los resultados con las características generales del fabricante [12], pero no se ha simulado el detector.

## 2. MARCO TEÓRICO

Los materiales semiconductores se caracterizan por tener una banda de valencia casi llena, separada de una banda de conducción casi vacía por un intervalo de energía. La energía térmica puede promover una fracción de electrones (que aumenta con la temperatura) a la banda de conducción y dejar estados vacantes, llamados huecos, en la banda de valencia. Las impurezas e imperfecciones pueden alterar la situación creando nuevos niveles de energía que aumentan la posibilidad de las transiciones entre las bandas.

### 2.1. LA JUNTURA NP COMO DETECTOR

El detector de juntura con polarización inversa se comporta como una cámara de ionización de estado sólido. Como todo diodo, está formada por la unión de materiales dopados p y n. La región *n* contiene gran concentración de electrones en la banda de conducción<sup>1</sup>. La región *p* contiene un exceso de huecos en la banda de valencia<sup>2</sup>. Al formarse la unión, los portadores cercanos a la juntura se recombinan y forman una zona libre de portadores, conocida como zona de vaciado. En ausencia de campos eléctricos externos los iones de un material (p o n) en la zona repelen a los portadores mayoritarios del material opuesto, estabilizando el ancho de la zona de vaciado. Este ancho es del orden de  $10^{-4}cm$  en un diodo semiconductor típico, y crece con el voltaje inverso aplicado.

---

<sup>1</sup>estos electrones son los portadores mayoritarios de la región n

<sup>2</sup>estos huecos son los portadores mayoritarios en la región p

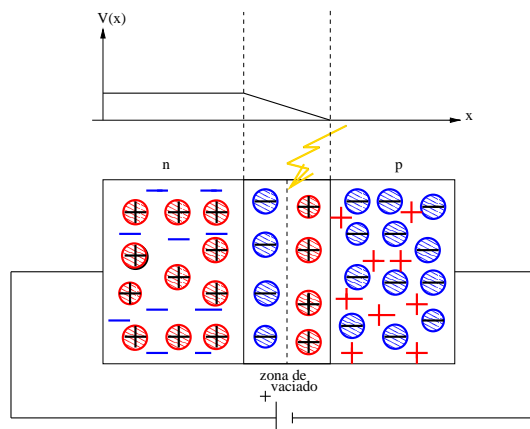


Figura 1. Juntura  $n - p$ .

La radiación ionizante generará nuevos pares de electrones y huecos en la región de vaciado. Estos pares son impulsados por el campo eléctrico externo y se convierten en una corriente, como en una cámara de ionización gaseosa. Además el proceso por el cual la radiación es totalmente absorbida involucra la producción de uno o más electrones secundarios por parte de la radiación primaria. Los electrones secundarios producen nuevas ionizaciones y el proceso continúa hasta que la energía del electrón es insuficiente para producir más iones. En resumen, cada fotón absorbido produce un pico de corriente, la altura de este pico crece con el número de fotones absorbidos.

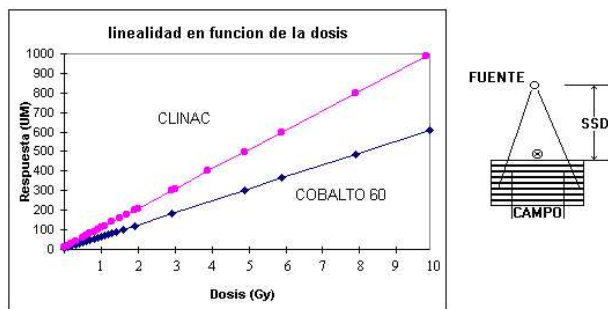


Figura 3. Respuesta del detector en función de la dosis para una fuente de  $^{60}\text{Co}$  (una de las curvas que se espera obtener en la simulación)[4].

La cantidad de rayos gamma que se mide depende de la cantidad del elemento que está presente. En la figura 4 se muestra un espectro típico de rayos gamma provenientes de una muestra activada. La radiación que se tomara en cuenta serán rayos Gamma con las dos energías típicas de emisión  $\gamma$  del  $^{60}\text{Co}$ . De los picos en la gráfica podemos ver que el  $^{60}\text{Co}$  emite 2 fotones con distinta energía.

Las interacciones con el detector que se tomarán en cuenta serán las principales interacciones de los rayos  $\gamma$  con la materia: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares.

## 2.2. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico implica la absorción de un fotón por un electrón atómico con la subsecuente expulsión del electrón fuera del átomo. Debido a la complejidad de las funciones de onda de Dirac para los electrones atómicos, el efecto

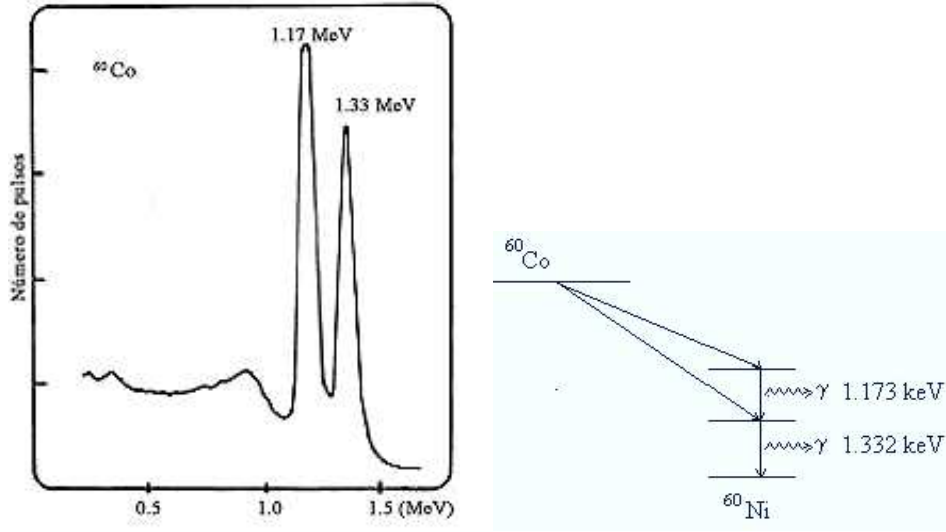


Figura 4

a)

b)

Figura 4.a) Espectro de rayos  $\gamma$  del  $^{60}\text{Co}$  b) Esquema del decaimiento del  $^{60}\text{Co}$

fotoeléctrico es difícil de tratar rigurosamente. Sin embargo, para fotones con energías por encima de la energía de ligadura de los electrones de la capa  $K$ ,<sup>3</sup>  $E_k$ , y energías no relativistas ( $E_\gamma \ll m_e c^2$ ), la sección transversal  $\Phi_{foto}$  puede ser calculada usando la aproximación de Born (en la cual se supone que tanto la función de onda de la radiación incidente como las funciones de onda de la radiación dispersada y del electrón dispersado son ondas planas), en cuyo caso se tiene que [6]

$$\Phi_{foto} = 4\sqrt{2}\alpha^4 Z^5 \phi_0 \left( \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^{7/2} \text{ por átomo,} \quad (1)$$

siendo  $m_e$  la masa del electrón,  $\phi_0 = 8_e^2/3 = 6,651 * 10^{-25} \text{ cm}^2$  y  $\alpha = 1/127$ . Para energías cercanas a la energía de la capa  $K$  se debe multiplicar la ecuación (4) por un factor de corrección, de lo cual se obtiene que

$$\Phi_{foto} = \phi_0 \frac{2^7 \pi (137)^3}{Z^2} \left[ \frac{\nu_k}{\nu} \right]^4 \frac{e^{-\xi \cot^{-1} \xi}}{1 - e^{-2\pi \xi}} \text{ por átomo,} \quad (2)$$

donde  $\nu_k = (Z - 0,03)^2 m_e c^2 \alpha^2 / 2h$  y  $\xi = \sqrt{\nu_k / (\nu - \nu_k)}$ . Para altas energías,  $E_\gamma \gg E_k$  la sección transversal frecuentemente estará dada por [2]

$$\Phi_{foto} = 4\pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 \frac{m_e c^2}{E_\gamma}. \quad (3)$$

### 2.3. Dispersión Compton

Algunas veces el rayo gamma incidente no entrega toda su energía al detector, solamente incide sobre él realizando *dispersión Compton*. En este proceso,

<sup>3</sup>Esta es por definición la capa electrónica más cercana al núcleo y por lo tanto la capa en la que los electrones están más fuertemente ligados.

el fotón incidente es dispersado por un electrón libre o débilmente ligado, que a su vez es expulsado del átomo con una energía  $T$  dada por

$$T = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left( \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right), \quad (4)$$

donde

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \quad (5)$$

es la energía del fotón dispersado,  $\gamma = E_\gamma/m_e c^2$  y  $\theta$  es el ángulo entre las direcciones de movimiento del fotón incidente y el dispersado.

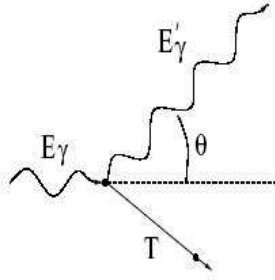


Figura 5. Esquema de la dispersión Compton para un fotón con energía incidente  $E_\gamma$

La sección transversal para la dispersión Compton  $d\sigma/d\Omega$  es conocida como la fórmula de Klein-Nishina, [5]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left[ \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos\theta)]^2} \right] \left[ 1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)} \right], \quad (6)$$

donde  $r_e$  es el radio clásico del electrón. La integración de la Ec (9) sobre  $d\Omega$  conduce a que la probabilidad total de ocurrencia de dispersión Compton por electrón esté dada por

$$\sigma_e = 2\pi r_e^2 \left[ \frac{1 + \gamma}{\gamma^2} \left( \frac{2(1 + \gamma)}{1 + 2\gamma} - \frac{1}{\gamma} \ln(1 - 2\gamma) \right) + \frac{1}{2\gamma} \ln(1 - 2\gamma) - \frac{1 + 3\gamma}{(1 + 2\gamma)^2} \right]. \quad (7)$$

Otra expresión, muy importante en espectroscopía por que establece la forma del fondo Compton, es la distribución de energía de los electrones dispersados por Compton, la cual se obtiene de (6) y está dada por [6]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \gamma^2} \left[ 2 + \frac{s^2}{\gamma^2(1 - s)^2} + \frac{s}{1 - s} \left( s - \frac{2}{\gamma} \right) \right], \quad (8)$$

para  $s = T/E_\gamma$  y  $0 \leq T \leq T_{max}$ , donde  $T_{max}$  es la energía cinética máxima que el electrón gana cuando el fotón sufre retrodispersión ( $\theta = 180^\circ$ ),

$$T_{max} = E_\gamma \left( \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \right). \quad (9)$$

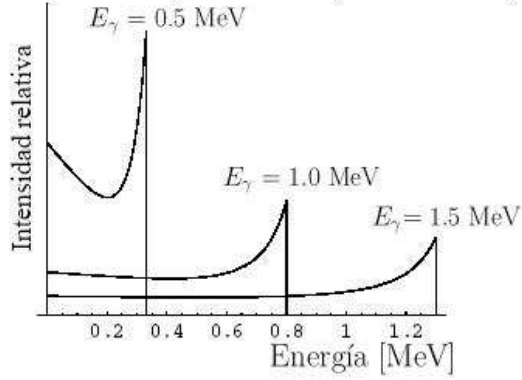


Figura 6. Distribución de energía de los electrones dispersados por Compton, según  $Ec(6)$

En la figura 6 se muestra la distribución en energía de los electrones dispersados por Compton para rayos gamma de diferentes energías.

## 2.4. Producción de pares

Un rayo gamma con energía  $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,022$  MeV y en presencia de un núcleo atómico puede transformarse en un par electrón-positrón. El par se reparte la energía resultante de tal manera que

$$T_e^- + T_e^+ = E_\gamma - 2m_e c^2, \quad (10)$$

con  $T_e^-$  energía cinética del electrón y  $T_e^+$  la energía cinética del positrón. Para energías con  $m_e c^2 \ll h\nu \ll 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ , La sección transversal total de producción de par es,[6]

$$\tau_{par} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left( \frac{7}{9} \left( \ln \frac{2h\nu}{m_e c^2} - f(Z) \right) - \frac{109}{54} \right) \quad (11)$$

Para energías con  $h\nu \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$ ,

$$\tau_{par} = 4Z^2 \alpha r_e^2 \left( \frac{7}{9} [\ln 183 Z^{-1/3} - f(Z)] - 1/54 \right) \quad (12)$$

Si el par electrón-positrón es absorbido por el detector, se registra dentro del número de cuentas y colabora con el pico de detección que será proporcional al número de fotones incidentes.

## 2.5. GEOMETRÍA DEL DETECTOR

En la figura 6 se muestra la geometría del detector *ISORAT-p*, encargado de convertir la energía de la radiación en una señal eléctrica. Estos detectores

están fabricados en silicio y son utilizados tanto en fotones como en electrones. El diodo detector *ISORAT-p* tiene simetría cilíndrica.

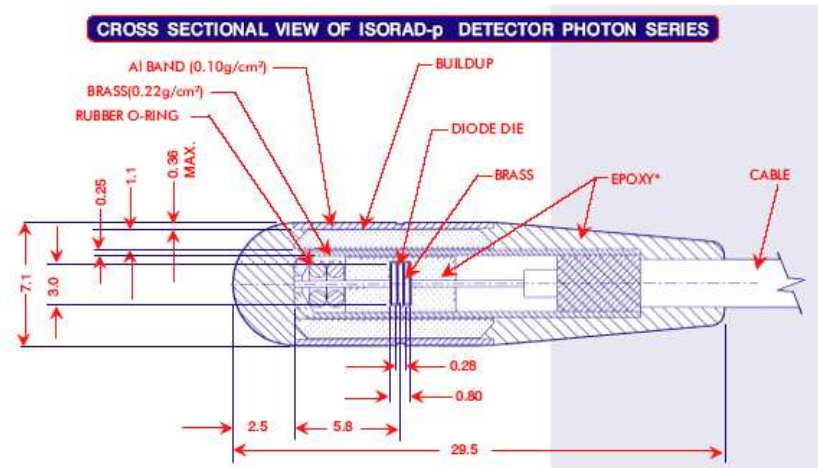
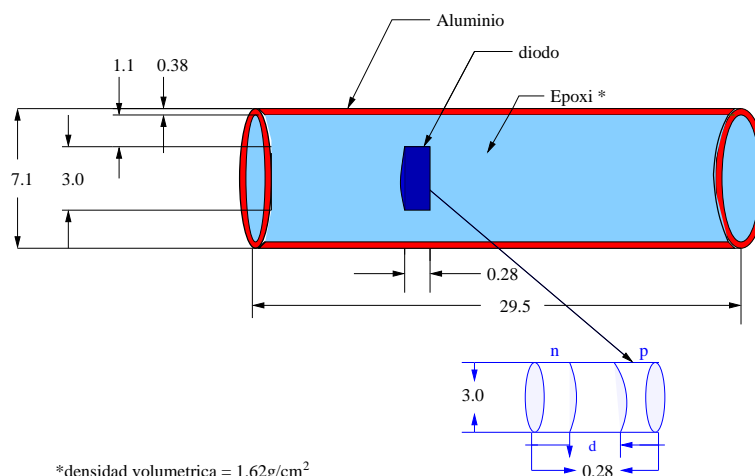


Figura 7. Geometría del detector *ISORAT-p* [16]

Sus especificaciones generales son las siguientes:

Area efectiva de detección	1,65X1,65 mm <sup>2</sup> ,
Espesor efectivo de detección	50 μm,
Volumen sensible	0,14mm <sup>3</sup> ,
Sensibilidad	40nC/Gy.

Cada detector esta rodeado por una una capa (buildup) y una banda de color que indica el rango de energía para el cual fue diseñado. Para nuestro caso el detector a simular es de color azul, que fue diseñado para un rango de energías de 1 – 4MeV (material de buildup: aluminio). Para la simulación simplificaremos la geometría del detector, aprovechando la simetría cilíndrica, ubicando el área sensible del diodo dentro de un cilindro con blindaje de aluminio de las mismas dimensiones dadas por el fabricante [12] (figura 8). Para la juntura n-p se tomaran valores comunes de dopado ya que esta información no la da el fabricante.



\*densidad volumetrica = 1.62g/cm<sup>2</sup>

Figura 8. Geometría simplificada del detector *ISORAT-p* [16], dimensiones en mm

### 3. SIMULACIÓN MONTE CARLO

La simulación Monte Carlo es la mejor alternativa disponible en la actualidad para resolver el problema del transporte de la radiación en la materia cuando se trata con geometrías complejas, tales como las que se encuentran en las diversas aplicaciones médicas que utilizan radiaciones ionizantes.

El problema central de la interacción radiación materia consiste en determinar, para una fuente de radiación y una geometría dadas, cuántas interacciones de cada tipo (Compton, fotoeléctrico, coherente producción de pares,...) suceden en cada punto del espacio y en cada instante de tiempo. El flujo puede a su vez utilizarse para obtener otras magnitudes de interés, tales como la dosis absorbida.

#### 3.1. SIMULACIÓN DE FOTONES Y ELECTRONES

Cuando un fotón o un electrón de energía elevada penetra en un medio material origina una cascada de partículas secundarias, cuyo número va en aumento al mismo tiempo que su energía media decrece.

El proceso de simulación Monte Carlo consiste en tomar una partícula, calcular la distancia que penetra, escoger el tipo de interacción que realiza y de acuerdo con él, determinar la nueva dirección y la nueva energía de la partícula primaria y de las partículas secundarias que se generen, y así sucesivamente hasta que la partícula primaria disminuye su energía por debajo de un cierto umbral de absorción. El proceso se sigue igual con cada una de las partículas secundarias, hasta obtener una cascada de partículas de muy baja energía que son finalmente absorbidas. La simulación se repite para un número elevado de partículas primarias.

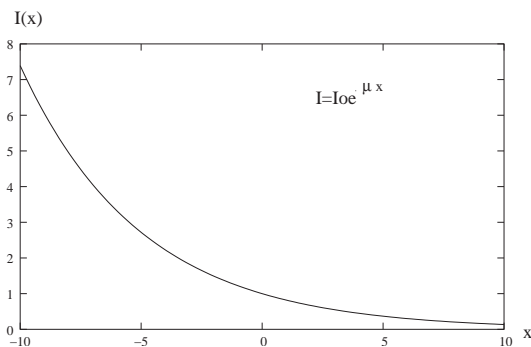
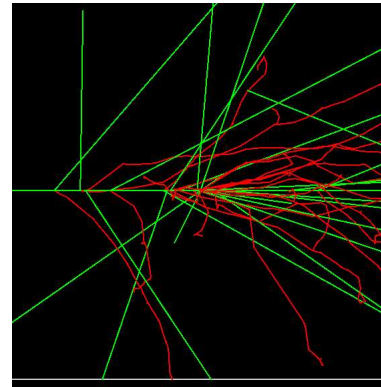


Figura 9  
a)



b)

Figura 9.a) decaimiento exponencial de la intensidad de la radiación al penetrar en un bloque de materia de  $\mu = 0,2, I_0 = 1$  b) Simulación de la cascada resultante al incidir mil fotones con energía  $1,300\text{keV}$  desde la izquierda sobre un volumen de aire  $80 * 80\text{cm}$  con un mini cubo de silicio  $0,2 * 0,2\text{mm}$  en el centro.

Los rayos gamma presentan como característica que su penetración en la



materia se distribuye exponencialmente (figura 9a). Cuando un haz de rayos gamma incide sobre un absorbente, cada fotón perdido por el haz se separa como resultado de un proceso de absorción, o de dispersión. La naturaleza del proceso de eliminación es la causa del carácter exponencial de la absorción, pues el número de fotones que pierde el haz al atravesar un espesor  $\Delta x$  de absorbente es proporcional a  $\Delta x$  y al número de fotones incidentes,

$$\Delta I = -\mu I \Delta x, \quad (13)$$

donde la constante de proporcionalidad  $\mu = N\sigma$  se denomina coeficiente de absorción, con  $N = \rho/A$  densidad de centros dispersores (igual a la densidad sobre el peso atómico o molecular) y  $\sigma$  la probabilidad de interacción con la materia, es decir, la suma de las secciones transversales de cada proceso de interacción. Si todos los rayos gamma tienen la misma energía,  $\mu$  es independiente de  $x$  y al integrar la Ec.(1) resulta

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (14)$$

ecuación que da la intensidad  $I$  de la radiación después que un haz de intensidad inicial  $I_0$  ha atravesado un espesor  $x$  del material.

Una vez se tiene la distancia que penetra, se elige el tipo de interacción con probabilidad proporcional a las secciones eficaces de dichas interacciones. Para calcular la intensidad del pico de retrodispersión ( $I_R$ ), es decir, cuántos rayos gamma de un total de  $I$  rayos de una energía determinada que llegan al detector en la unidad de tiempo realizan retrodispersión Compton con las paredes del material que rodea el detector, se debe trabajar con la probabilidad de interacción  $P_{int}(x)$  al recorrer una distancia  $x$ , la cual está dada por [11]

$$P_{int}(x) = 1 - e^{-\mu x} \quad (15)$$

Cada tipo de interacción tiene sus propias distribuciones de probabilidad (Ej: Klein-Nishina para la interacción Compton), que determinan las distribuciones, de la nueva dirección y nueva energía de la partícula incidente, amén de las partículas secundarias. El proceso de Monte Carlo consiste en construir generadores aleatorios con tales distribuciones de probabilidad.

Algunos programas de propósito general capaces de simular el transporte acoplado de fotones y electrones son EGS4, ITS, MCNP4C, GEANT4, PENELOPE y EGSnrc. Todos estos programas permiten la simulación en materiales de composición arbitraria, con geometrías complejas y en un rango de energías que va desde unos KeV hasta algunos GeV, aunque los extremos de este intervalo dependen en gran medida del programa considerado. En este trabajo se utilizara *GEANT4* el cual es un paquete de software libre integrado por herramientas que se pueden utilizar para simular exactamente el paso de partículas a través de la materia

### 3.2. *GEANT4*

*GEANT4* está escrito en *C++*, utiliza el método de Monte Carlo y algoritmos robustos para la simulación de partículas y su interacción con la materia. Todos los aspectos del proceso de simulación se han incluido en esta caja de herramientas

-la geometría del sistema,

- los materiales implicados,
- las partículas fundamentales de interés,
- la generación de los sucesos primarios,
- el seguimiento de la trayectoria de partículas a través de los materiales y de los campos electromagnéticos,
- procesos de la física que gobiernan las interacciones de la partícula,
- respuesta de los componentes sensibles del detector,
- generación de los datos del suceso,
- almacenaje de sucesos y de trazas,
- la visualización del detector y de la trayectoria de la partícula, y
- la captura y el análisis de los datos de la simulación en diversos niveles del detalle y del refinamiento.

Los usuarios pueden construir aplicaciones independientes o usos construidos sobre otros dentro de un marco orientado a objetos.

Gran parte del trabajo se basa en la instalación y en el manejo inicial de los paquetes.

### 3.3. Usando *GEANT4*

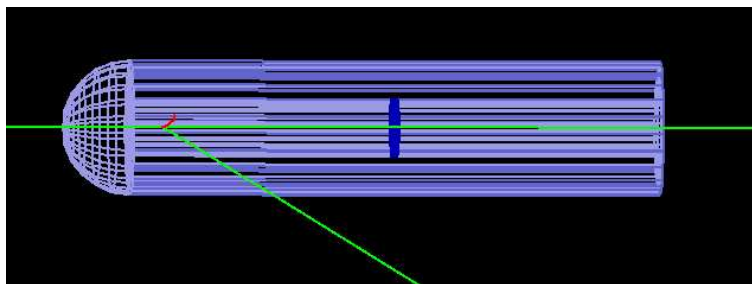


Figura 10. Geometría del detector *ISORAT - p* [16] simulado con *GEANT4* y visualizado en *WIRED3*. No. de fotones incidentes=10, energía 1.173keV

Una introducción muy básica a *GEANT4* se presenta en "Getting Started with *GEANT4* - Running a Simple Example". (en el capítulo 2 del manual) . Es una receta para la escritura y el funcionamiento de un programa de uso simple en *GEANT4*. Basándonos en dicho ejemplo se han definido las partes que utilizaremos para el diseño del diodo:

#### 3.3.1. El Programa principal (*main()*)

Se usara como programa principal un esqueleto ya predefinido. Utiliza cinco clases principales:

- Control del flujo del programa (*G4RunManager*)
- Interacción con el usuario (*G4UImanager*)
- Definición del detector (*DetectorConstruction*)
- Definición del generador primario (*PrimaryGenerator*)
- Definición de los procesos físicos

### 3.3.2. Definición del detector

Para la especificación de los materiales del detector tenemos las siguientes clases principales diseñadas en *GEANT4*:

- La clase de *G4Element* describe las características de los átomos: número atómico, número de nucleones, masa atómica, energía de la capa, así como cantidades tales como secciones eficaces por átomo, etc.
- clase de *G4Material* describe las características macroscópicas de la materia: densidad, estado, temperatura, presión, el recorrido libre medio,  $dE/dx$ , etc. Lo primero que se hace es definir los elementos necesarios para formar los compuestos, especificando su número y peso atómico. Una vez hecho esto definimos cada compuesto, haciendo distinción entre mezclas, donde cada elemento se encuentra en un cierto porcentaje.

### 3.3.3. Definición de la geometría del detector

La geometría del detector en *GEANT4* se hace a partir de un número de volúmenes. El volumen más grande se llama volumen del mundo (world). Debe contener, con un cierto margen, al resto de los volúmenes de la geometría del detector. Cada volumen es creado describiendo su forma y sus características físicas, y después poniéndolas dentro del volumen que lo contiene. Para describir la forma de un volumen, utilizamos el concepto de un sólido. Un sólido es un objeto geométrico que tiene una forma y valores específicos para cada una de las dimensiones de esa forma. Para describir las características completas de un volumen, utilizamos un volumen lógico. Incluye las características geométricas del sólido, y agrega características físicas como el material del volumen y campo magnético. Para ubicar el volumen creamos el Volumen Físico.

En este detector procederemos de la siguiente manera:

- Definir los tamaños de los principales componentes geométricos, es decir, de los cristales, los bloques y el mundo.
- Describir los sólidos, volúmenes lógicos y físicos.

### 3.3.4. Descripción de los elementos sensibles

Se definen qué elementos de entre los definidos son capaces de detectar. *GEANT4* devuelve, asociado a cada paso que dé una partícula en su interior, una serie de cantidades (pérdida de energía en el paso, número de cristal y bloque en nuestro caso)

### 3.3.5. Definición del generador primario

En esta clase se introducen básicamente tres datos: Tipo de partícula, Cuadrimomento inicial(Energía y momento), Punto de partida, las cuales se definirán teniendo en cuenta que la fuente es  $^{60}\text{Co}$

### 3.3.6. Definición de las partículas

Todas las partículas y procesos físicos que se utilizan en la simulación son definidos dentro de esta clase. El parámetro Rango de corte se debe también definir en esta clase. Se ha de crear una clase derivada de *G4VuserPhysicsList* y poner los métodos en ejecución virtuales puros siguientes:

- ConstructParticle(): construcción de partículas.
- ConstructProcess(): construye los procesos.
- SetCuts() : fijar un umbral para todas las partículas. Cada partícula es representada por su propia clase, que se deriva de G4ParticleDefinition.

### 3.3.7. Procesos físicos

Los procesos físicos describen cómo las partículas interactúan con los materiales. *GEANT4* proporciona varias categorías importantes de procesos como: electromagnéticos, hadrónicos, de transporte, desintegraciones, ópticos, otros parametrizables. Todos los procesos físicos se derivan de la clase de *G4VProcess*. En el caso de nuestro detector activamos los procesos que podrán tener lugar como el efecto Compton, fotoeléctrico, scattering múltiple, creación de pares, ya que son los principales en nuestro rango de energía.

## 4. Resultados

Para rayos frontales..  
El detector final:

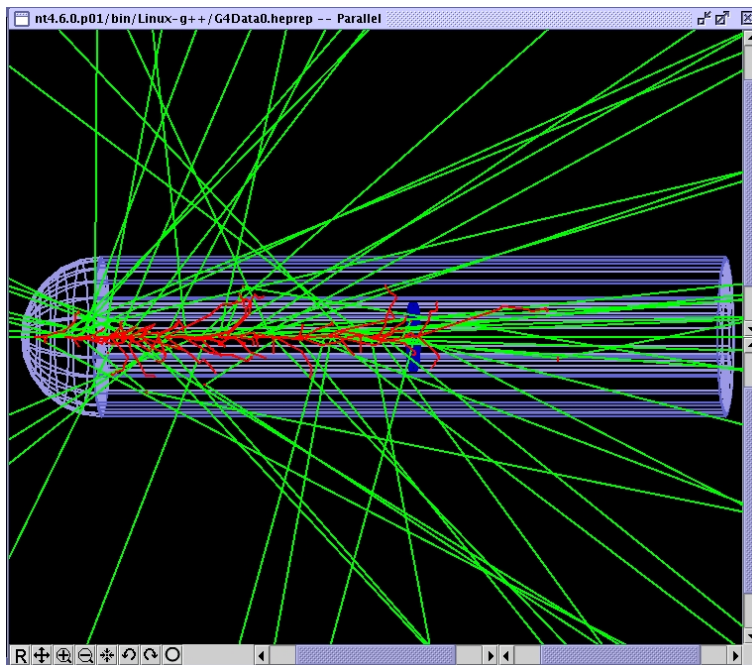


Figura 8. interacción de 10mil rayos gamma con el detector sensible de Si silicio puro.

El mini cilindro de silicio, la parte sensible del experimento:

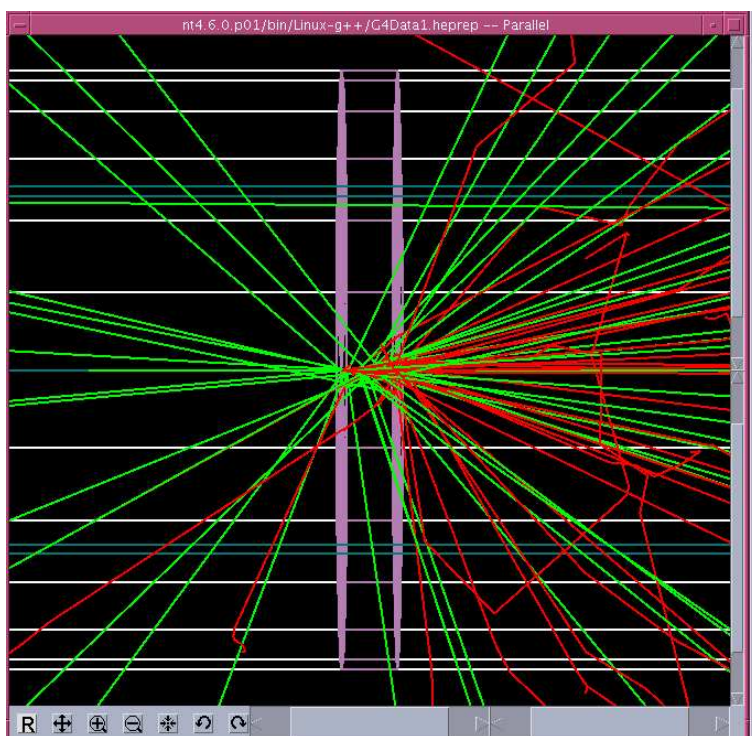


Figura 8. interacción de 10mil rayos gamma con el detector sensible de Si silicio puro.

Hitograma de energía para mil gammas insid sobre el diodo

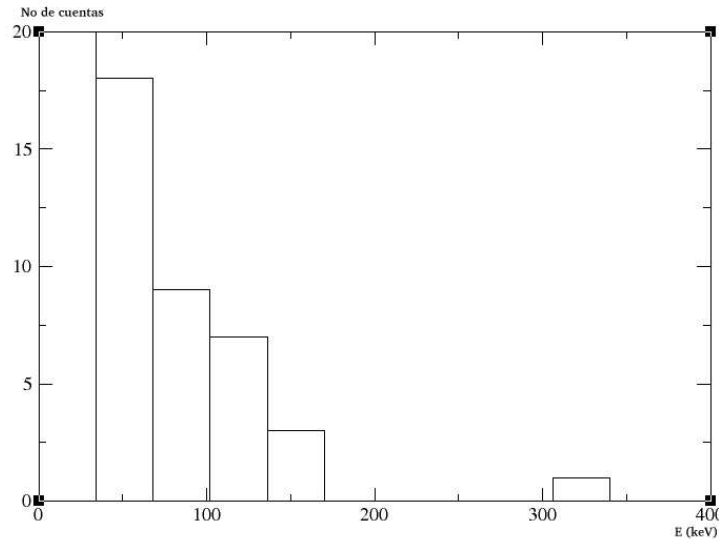


Figura 8. Histograma de energías para la interacción de 10mil gammas con el diodo.  
Energías depositadas en el detector sensible de Si silicio puro.

Hitograma de energía para 100mil gammas insid sobre el diodo

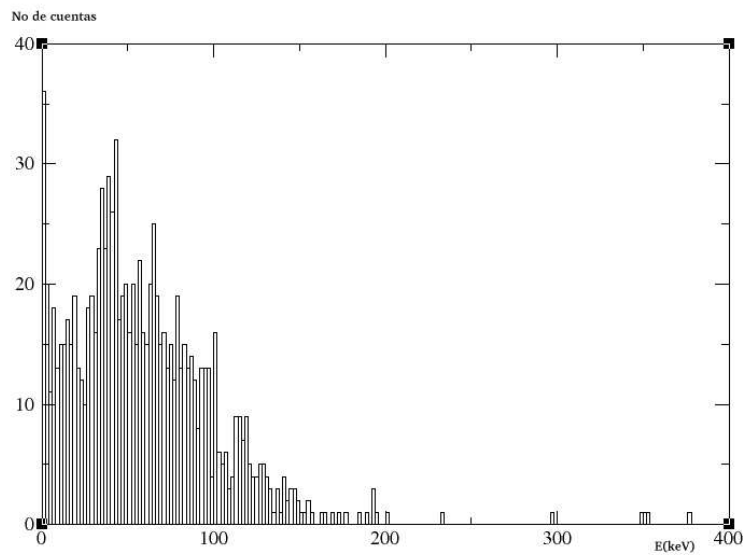


Figura 8. Histograma de energías para la interacción de 100mil gammas con el diodo.  
Energías depositadas en el detector sensible de Si silicio puro.

Diodo rotado:

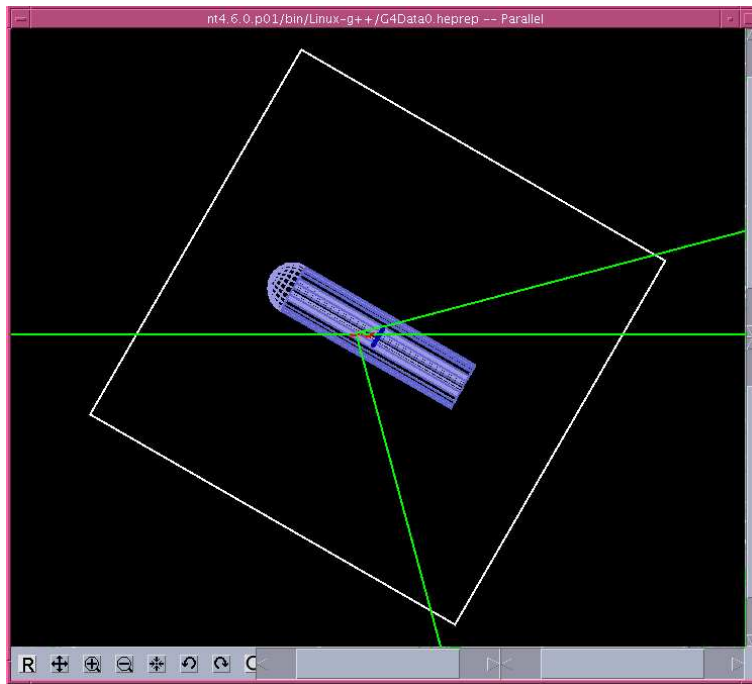


Figura 8. Diodo rotado 30 grados respecto al eje Y, No. de fotones incidentes=10, energía 1.173keV

## Referencias

- [1] R. Isabey, *Etude théorique et expérimentale des interactions photoniques et électroniques dans différents types de capteur. Optimisation des systèmes*, L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE, 1997.
- [2] P. S. Delvis *Simulación de espectros gamma producidos en centelladores por fuentes radiactivas naturales*, U.N..
- [3] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and measurement*, Jhon Wiley & sons, Inc third edition, 2000.
- [4] Benavides C. G, *Estudio de las características físicas de los detectores semi-conductores y su aplicación en dosimetría in vivo*, U.N., 2002.
- [5] Cristancho F, *Notas del Curso de Física Nuclear*, U.N, 2004.
- [6] Leo, W. R. *Techniques for Nuclear and particle Physics Experiments. A How-to Approach.*, Springer-Verlag, 1987.
- [7] C.Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York, 1996.
- [8] J. Barthe, *Electronic dosimeters based on solid state detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 184, 2001.
- [9] A. Bielajew *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*, The University of Michigan, 2001.

- [10] R. Boylestad,L.Nashelsky, *Electrónica: teoría de circuitos y dispositivos electrónicos*, **PEARSON educación**, 2003.
- [11] [www.cplusplus.com/doc/tutorial](http://www.cplusplus.com/doc/tutorial)
- [12] [www.seedos.com/photon\\_diode\\_detectors.html](http://www.seedos.com/photon_diode_detectors.html)

Dr FERNANDO CRISTANCHO MEJÍA  
Vto.B. Director