



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS

SIMULACIÓN DE LA DETECCIÓN DE FOTONES
CON PLÁSTICOS CENTELLADORES MEDIANTE
EL CODIGO GEANT4

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:

ADÍV GONZÁLEZ MUÑOZ

DIRECTORES DE TESIS: DR. VARLEN GRABSKI Y DR. JOSÉ JULIO
HEMILIO HERRERA VELÁZQUEZ

MIEMBRO DE COMITÉ TUTORAL: DR. FERMÍN CASTILLO MEJIA





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*A mi madre...
Elizabeth Muñoz*

*A mi padre...
Oscar González*

*A mi hermano...
Lázaro Jascha*

*A mi sobrino...
Tonalli*

A Mariana...

A todos ellos, con cariño dedico este trabajo.

Agradecimientos

Como es natural, a las primeras personas a quienes quisiera agradecer su apoyo son a mis padres, Elizabeth y Oscar, quienes siempre han creído en mí y siempre han visto la manera de impulsarme en mi carrera. No sólo les agradezco en apoyo que recibí durante la maestría, les agradezco que desde un principio me hayan dado la libertad de escoger esta carrera, que desde pequeño hayan fomentado ese interés por la naturaleza que me ha llevado hasta aquí, y que siempre hayan creído en mi capacidad para lograrlo.

Aunque él no tuvo una participación directa durante el desarrollo de este trabajo, también agradezco a mi hermano Lazaro Jascha por todos esos buenos momentos en que me ha mostrado su cariño y apoyo, además de ser mi ejemplo a seguir, demostrándome que la diferencia entre tener y no tener éxito, es la decisión de hacer las cosas y trabajar duro para obtenerlas.

Agradezco también todo el apoyo incondicional por parte de Mariana, que aunque estuvo lejos físicamente durante la mayor parte del tiempo que trabajé en esta tesis, de una u otra manera siempre estuvo presente para animarme y motivarme a concluir este trabajo.

Sería difícil encontrar las palabras para describir lo agradecido que estoy con todos mis amigos por el apoyo moral, logístico, intelectual y en ocasiones, hasta económico que he recibido de ellos. Para que no haya discusión sobre el orden, lo haré de forma alfabética: Abraham, Carla, Cenia, David, Emmanuel, Frida, Hermes, Horacio, Irving, Isaí, Joel, Josué, Marcelino, María, Mariana Vazquez, Orietta, Oriana, Vianney y Zoraida. A todos ellos les digo, gracias.

Al Dr. Julio Herrera agradezco todo su apoyo y su paciencia para el desarrollo de esta tesis, y de siempre haberme orientado no sólo en su campo de trabajo, si no también mostrándome todas las posibilidades que existen en la física para desarrollarse profesionalmente.

Gran parte de este trabajo no hubiera sido posible sin la ayuda del Dr. Varlen Grabski. Agradezco su enorme paciencia, ya que al acercarme a trabajar con él, yo no contaba ni siquiera con los conocimientos básicos de programación, y al final con su guía y ayuda pude realizar toda la programación necesaria para el desarrollo y conclusión de esta tesis. Además agradezco la beca recibida por parte de su proyecto de investigación PAPIT UNAM IN-115107.

También quisiera agradecer a Fermín Castillo por los datos e imágenes proporcionadas del experimento de física de plasmas Fuego Nuevo II.

Finalmente, como cualquier otro estudiante de posgrado en física en México, agradezco la beca que me fué otorgada durante mi maestría por parte de Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología.

Índice general

Agradecimientos	I
1. Introducción	1
2. Interacción de radiación con la materia	3
2.1. Partículas con carga positiva	3
2.1.1. Poder de frenado lineal	4
2.1.2. Alcance	5
2.2. Electrones rápidos	5
2.2.1. Poder de frenado	6
2.2.2. Alcance	6
2.3. Fotones	7
2.3.1. Absorción fotoeléctrica	7
2.3.2. Dispersión de Compton	8
2.3.3. Producción de pares	9
2.3.4. Dispersión coherente	9
2.3.5. Atenuación	9
3. Detección de radiación por medio de centelladores	11
3.1. Propiedades básicas de los detectores	11
3.1.1. Eficiencia de detección	12
3.1.2. Resolución en energía	14
3.1.3. Resolución en el tiempo	16
3.2. Centelladores Orgánicos	17
3.2.1. Plásticos centelladores	19
3.2.2. Respuesta de los centelladores orgánicos	19
3.3. Fotomultiplicadores	20
3.4. Detección de fotones con centelladores	22
4. El foco de plasma denso Fuego Nuevo II	25
4.1. Principales características y diagnósticos del experimento	26
4.2. El problema de los rayos X duros	28
4.3. Mediciones con un detector de centelleo rodeado con blindaje de plomo.	34
5. Simulación de los fotones provenientes del FN-II y su detección	37
5.1. Construcción de la simulación con GEANT4	38
5.1.1. Construcción del detector	39
5.1.2. Mensajero del detector	43
5.1.3. Acciones por evento	43
5.1.4. Lista de la física	44
5.1.5. Acción de generación de primarios	44

5.1.6.	Acciones por corrida	45
5.1.7.	Acciones por paso	45
5.2.	Extracción de datos de la simulación	46
5.3.	Resultados obtenidos de la simulación	49
5.3.1.	Histogramas	49
5.3.2.	Estimación de la eficiencia de detección de los centelladores y el factor de rechazo	52
	Corridas con blindaje mínimo	52
	Corridas con blindaje ampliado	56
5.3.3.	Estimación de la eficiencia de detección dependiente de la posición y de la orientación del detector	57
5.3.4.	Efectos del suelo y las paredes en la respuesta de los detectores	58
5.3.5.	Comparación con el experimento FN-II	63
6.	Conclusiones	65
A.	Los sistemas centellador-fotomultiplicador del experimento Fuego Nuevo II	67
A.1.	Plásticos Centelladores	67
A.2.	Fotomultiplicadores	67
B.	El método de Monte Carlo	71

Capítulo 1

Introducción

Para el estudio de la naturaleza, el ser humano siempre se ha apoyado en instrumentos, creados por él mismo o provistos por la naturaleza, para poder tomar datos y hechos del mundo y universo que lo rodea para poder hacer así hipótesis, teorías y leyes. De esta forma, por ejemplo, Galileo Galilei con ayuda de un telescopio pudo ir más allá de lo que su vista le podía proveer para ver fenómenos que registró de forma sistemática y cuidadosa. La acumulación de sus observaciones y las de otros astrónomos darian información para que tiempo después Isaac Newton desarrollara su teoría de la dinámica que gobierna tanto los objetos en la Tierra como en el resto del sistema solar. Y así como fue necesario un telescopio para observar objetos de gran tamaño a distancias de millones de kilómetros para poder fundamentar una teoría que moldearía al mundo en los años posteriores, en el siglo pasado se desarrollaron aparatos tanto de unos cuantos centímetros cúbicos como de varios metros cúbicos para obtener evidencia, mediciones y datos de objetos millones de veces más pequeños de lo que el ojo humano puede ver, es decir, las partículas subatómicas. Con estos datos se pudo desarrollar y comprobar una teoría que impulsó de manera exponencial el desarrollo de la tecnología, es decir, la teoría cuántica. Hoy en día, es difícil encontrar un experimento científico donde no sea necesarios dispositivos electrónicos para poder recopilar datos. Los sentidos del ser humano hace mucho quedaron insuficientes para poder entender los fenómenos de la naturaleza.

Al mismo tiempo que las partículas subatómicas son objeto de estudio, estas mismas también pueden servir para obtener información del lugar donde se originaron. Estas partículas subatómicas cuando no forman parte de una estructura atómica o nuclear, se les identifica como radiación. El estudio de las radiaciones ha sido la base con la cual se han estudiado toda una serie de fenómenos nucleares, incluyendo la fisión y la fusión nuclear. Los aparatos con las que se produce fusión nuclear siempre han sido fuente de radiaciones y es gracias a estas radiaciones que se han logrado hacer muchos diagnósticos sobre lo que está pasando dentro de los reactores donde se llevan a cabo las reacciones de fusión. Las radiaciones incluyen no sólo las producidas por las reacciones nucleares en sí, sino que también otras producidas por la interacción de la radiación con las paredes y otros elementos del reactor.

Sin embargo, a veces no es sencillo comprender las señales obtenidas por los detectores de radiación. Es en este punto que se vuelve necesaria la utilización del instrumento que en las últimas décadas ha sido la base de la investigación científica en prácticamente todas las áreas: la computadora. La computadora aparte de ser un instrumento muy eficiente para el análisis de datos, también permite reproducir (aunque de manera todavía limitada) un experimento por medio de lo que se conoce como una simulación.

En este trabajo se presenta una simulación, haciendo uso del código de Monte Carlo GEANT4 [1], de la detección de fotones (radiación electromagnética) originada en un *foco de plasma denso*, basada en el experimento de física de plasmas *Fuego Nuevo II* [2] (FN-II) que se encuentra en el Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Nacional Autónoma de México.

Los fotones son detectados en sistemas centellador-fotomultiplicador, sin embargo estos detec-

tores están pensando para registrar los neutrones provenientes del reactor (al darse la reacción de fusión, que se explicará más adelante) por lo que no son tan eficientes para la detección de fotones. Sin embargo la producción de fotones dentro del reactor es suficiente para en ocasiones afectar la detección de neutrones. Por esta razón en el experimento FN-II se pensó en blindar los detectores con plomo de distintos espesores. El blindaje aunque atenúa la señal de los fotones, no lo hace por completo. En un principio, se desconocía la razón de esto. Por esta y otras razones se pensó en hacer la simulación del proceso de detección de los fotones en los centelladores. Una simulación, aunque da una buena aproximación, no es fácil que pueda reproducir de forma exacta lo que sucede en un experimento real. Sin embargo puede ayudar a estimar algunos parámetros importantes de los sistemas de detección. Entre ellos se encuentran la eficiencia de detección, es decir, de los fotones dirigidos al detector, cuantos de estos producen una señal detectable. Otro parámetro es el factor de rechazo, es decir, la razón de los eventos detectados con blindaje a los eventos detectados sin blindaje. Con la simulación se estimó el valor de estos dos parámetros para varias energías de los fotones y para distintos anchos de blindaje, aparte de observar algunos fenómenos que tienen que ver con la geometría del experimento.

Como el proceso de centelleo implica la generación de fotones, para distinguir los que vienen del reactor de los que se producen en el centellador, a los primeros se les llamará sólo fotones y a los segundos fotones ópticos. A los fotones, se les podría llamar rayos X duros o gammas dependiendo de su energía. Sin embargo el uso de estos nombres puede generar confusión debido a que se acostumbra (lo cual no significa que sea un acuerdo generalizado) etiquetar a los fotones de acuerdo con su origen, siendo los rayos X de origen atómico o por radiación de partículas cargadas aceleradas y los rayos gamma de origen nuclear. De ahí que se prefiera utilizar la nomenclatura ya mencionada.

En el capítulo 2 se hará una breve revisión de los procesos que se dan cuando la radiación interactúa con la materia. Aunque la tesis está enfocada a fotones como radiación, el proceso de su detección incluye la generación de partículas cargadas, por lo que también se dará una descripción de cómo interactúan con la materia.

En el tercer capítulo se hará una descripción de los sistemas de detección a base de centelleo, los cuales se tienen en el experimento real y que están siendo simulados.

En el cuarto capítulo se hablará del origen de los fotones que se están estudiando en la simulación; dicho de otra manera, se hará una breve descripción del experimento FN-II y cómo es que dentro de este dispositivo se producen los fotones. También se discutirá más a fondo la cuestión del blindaje con plomo.

En el quinto capítulo se hará la descripción completa de como se hizo la simulación, incluyendo una breve explicación de lo que es GEANT4. El capítulo también incluirá la forma en que se analizaron los datos obtenidos de la simulación y cómo se estimaron los parámetros de eficiencia de detección y de factor de rechazo de los centelladores.

Finalmente, en el sexto capítulo, se presentarán las conclusiones a este trabajo.

Capítulo 2

Interacción de radiación con la materia

El funcionamiento de cualquier aparato que se utilice para detectar radiación depende principalmente de la forma en que la radiación interactúa con la materia. La radiación se puede dividir en aquella debida a partículas cargadas y la debida a partículas neutras. A lo largo de la tesis se hace énfasis en la detección de partículas neutras. Sin embargo, la forma en que se les detecta incluye procesos en los que participan partículas cargadas, por lo que en este capítulo se hará una breve revisión de cómo interactúan ambos tipos de partículas.

La radiación debido a partículas cargadas se puede subdividir en la de partículas cargadas pesadas y en electrones rápidos. Por otro lado, por partículas neutras principalmente se refiere a fotones (radiación electromagnética) y neutrones.

La detección de partículas neutras suele ser más elaborada que la de partículas cargadas, ya que para la detección de partículas neutras usualmente se incluye un proceso en el cual estas interactúan con un absorbedor y en esta interacción se generan partículas cargadas que son las que originan la señal colectada por el detector. Esta es la causa por la cual la detección de partículas neutras resulta más complicada que la de partículas cargadas, ya que si la interacción en la que se generan las partículas cargadas no llega a ocurrir, la partícula neutra es prácticamente invisible para el detector.

Se comenzará mencionando como interactúan las partículas cargadas con la materia y al final del capítulo se hará una breve descripción de como interactúan los fotones con la materia.

2.1. Partículas con carga positiva

Por partículas con carga positiva se hace referencia principalmente a protones y partículas alfa, aunque también esta clasificación incluiría iones de cualquier átomo. La interacción de tales partículas con la materia se da principalmente mediante la fuerza electrostática. Esta interacción ocurre predominantemente entre la partícula incidente y los electrones de los átomos del material. Una interacción entre una partícula cargada incidente y un núcleo atómico, tal como la dispersión de Rutherford, a bajas energías es muy poco probable y prácticamente no influye en la respuesta de un detector.

A bajas energías los principales mecanismos de interacción entre las partículas cargadas y los electrones del átomo son la ionización y la excitación. Cuando la partícula entra en el medio absorbente, inmediatamente interactúa de forma simultánea con muchos electrones debido a la fuerza electrostática. Dependiendo de la distancia entre la partícula y el blanco, el impulso transmitido al electrón puede ser suficiente como para sacarlo de su estado ligado y por lo tanto ionizar el átomo, o puede hacer que el electrón vaya a un estado de mayor energía y por lo tanto excitar el átomo.

CAPÍTULO 2. INTERACCIÓN DE RADIACIÓN CON LA MATERIA

2.1. PARTÍCULAS CON CARGA POSITIVA

La energía que adquiere el electrón viene a expensas de la partícula entrante, y en cada interacción la partícula cargada va perdiendo energía, de modo que su velocidad va disminuyendo. Al final, lo que la partícula cargada va haciendo a su paso por el medio, es dejar una traza de iones y átomos excitados. Si los electrones liberados por la partícula cargada tienen suficiente impulso, pueden crear más iones formando sus propias trazas de iones. A estos electrones se les conoce como rayos delta y representan una forma indirecta en que la partícula cargada puede transmitir su energía al medio absorbente.

2.1.1. Poder de frenado lineal

La pérdida de energía específica se refiere a la energía total depositada en el medio por unidad de longitud:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad . \quad (2.1)$$

La fórmula que describe la pérdida de energía específica de una partícula con velocidad v y carga ze es conocida como la fórmula de Bethe-Bloch [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} nB \quad , \quad (2.2)$$

donde

$$B \equiv Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad .$$

La masa y carga del electrón está indicada como m y e respectivamente, n indica la densidad de átomos en el medio y Z indica el número atómico de estos átomos. El valor de I normalmente se maneja como un parámetro determinado experimentalmente y representa la excitación media y el potencial de ionización del absorbedor. El signo negativo para dE/dx , indica que la energía es perdida por la partícula. En la forma en que está presentada la fórmula de Bethe-Bloch se incluyen los efectos relativistas. Así, cuando se trabaja con partículas no relativistas sólo el primer término de B es significativo. Debido al término logarítmico en B , S depende principalmente de los factores que van multiplicándolo.

Lo primero que podemos observar en la ecuación 2.2 es la dependencia con el inverso de la velocidad al cuadrado, lo cual nos dice que entre más velocidad tenga una partícula, más difícil es para el medio frenarla. Una forma de ver esto es que entre más lento vaya la partícula cargada, más tiempo tendrá para interactuar con los electrones del absorbedor, cediendo más energía. El otro término de importancia es z^2 , el cual indica que entre mayor sea la carga de la partícula, más fácilmente será frenada. Así, una partícula alfa penetrará una menor distancia en un material que un protón. Finalmente la dependencia con n y Z incluye en la fórmula el hecho de que entre mayor sea la densidad y el número atómico del absorbente, mayor será el poder de frenado.

La fórmula de Bethe-Bloch funciona siempre y cuando no se aplique para partículas con energías muy bajas; es decir, con velocidades próximas a la velocidad de los electrones de los átomos del absorbedor. A velocidades bajas la partícula cargada positiva tenderá a recoger electrones del absorbedor, reduciendo su carga y consecuentemente la pérdida de energía irá disminuyendo hasta volverse un átomo neutro. Tal efecto puede verse en la figura 2.1. En la gráfica se muestra la pérdida de energía específica a lo largo del camino de una partícula cargada. Inicialmente la partícula va perdiendo energía y por lo tanto $-dE/dx$ aumenta, hasta que alcanza un máximo casi al final de la trayectoria antes de caer a cero, cuando la carga es reducida por la captura de electrones. A esta curva se le conoce como curva de Bragg.

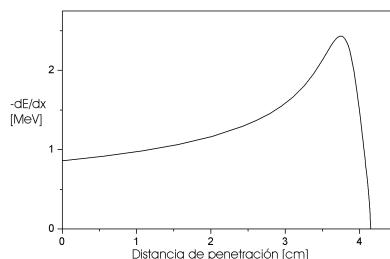


Figura 2.1: Pérdida de energía específica para alfas de 5.49 MeV en el aire [4].

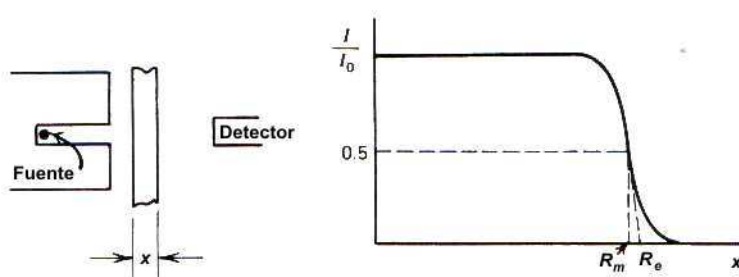


Figura 2.2: En la parte izquierda de la imagen se representa la forma en que se mide el alcance de las partículas cargadas pesadas, de donde se obtiene una curva como la de la derecha. R_m es el alcance medio y R_e es el alcance extrapolado [3].

2.1.2. Alcance

Existen dos formas para definir el alcance de una partícula cargada. Una de ellas es el alcance medio, que corresponde a la distancia en que la intensidad de un haz monoenergético de partículas cargadas es reducida a la mitad. La otra forma es el alcance extrapolado, el cual se obtiene al extrapolar la porción lineal al final de la curva de transmisión a cero (figura 2.2). La forma en que la curva de transmisión se obtiene, por ejemplo para partículas alfa, es la siguiente: con un contador se detectan las partículas que provienen de una fuente de partículas alfa monoenergéticas y colimadas después de haber pasado por un absorbedor de anchura variable. El efecto que tiene el absorbedor en las partículas alfa, cuando éste no es muy ancho, es sólo disminuir la energía de estas partículas. Las trayectorias de las partículas al pasar por el absorbedor prácticamente se mantienen igual, por lo que el número total de partículas que llegan al detector se mantiene. Este número de partículas permanece constante mientras se aumenta el ancho del absorbedor, hasta cierto punto en que las partículas empiezan a ser realmente absorbidas por el material, cuando cae rápidamente a cero, como se observa en la figura 2.2. Si se quiere coleccionar toda la energía de una partícula cargada incidente, obviamente conocer el alcance de ésta es de mucha utilidad, ya que proporcionaría una cota mínima para las dimensiones del material sensible del detector.

2.2. Electrones rápidos

La forma en que los electrones se transportan a través de la materia, debido a su masa comparable con los electrones de los átomos con los que interactúan, es muy distinta a la forma en que se transportan las partículas con carga positiva. Como primera peculiaridad, cuando se observan las trayectorias que siguen los electrones en el absorbedor, puede notarse que rara vez siguen una línea recta, a diferencia de las trayectorias de las partículas cargadas pesadas que en su mayoría

conservan una trayectoria recta.

2.2.1. Poder de frenado

Otro aspecto que hace diferente a los electrones dentro del grupo de partículas cargadas, es la forma en que pierden energía a través de la materia. De forma análoga a la ecuación de pérdida de energía específica para partículas cargadas pesadas, Bethe también desarrolló una fórmula para pérdida de energía debido a ionización y excitación, de la forma [3]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 n Z}{m_0 v^2} \times \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

donde los símbolos tienen el mismo significado de la ecuación 2.2 y β es el cociente entre v y c .

El otro modo en que los electrones pierden energía es a través de la emisión de radiación electromagnética. El proceso por el cual los electrones emiten radiación electromagnética a su paso por la materia se le conoce como *bremstrahlung* (radiación de frenado). El electrón emite esta radiación cada vez que sufre una aceleración (o desaceleración), que generalmente causa una desviación en su trayectoria. La pérdida de energía específica a través de este proceso es [3]

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{nEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3} \right). \quad (2.4)$$

Obsérvese que la dependencia de m_0 en este caso va como el inverso del cuadrado, a diferencia de lo que se tenía anteriormente para partículas pesadas. Por ello, la pérdida de energía por este proceso puede ser despreciada, en el caso de partículas pesadas, pero no así para los electrones. Los factores E y Z^2 indican que el proceso de radiación es más significativo conforme aumenta la energía del electrón y depende fuertemente en el número atómico del absorbedor.

La energía total del poder de frenado para electrones es simplemente la suma de las pérdidas por colisión (ionización y excitación) y por radiación

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_r + \left(\frac{dE}{dx}\right)_c. \quad (2.5)$$

Numéricamente, la proporción entre las pérdidas de energía por colisión y por radiación es aproximadamente

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \cong \frac{EZ}{700} \quad (2.6)$$

donde E es dado en MeV. Se puede ver que para bajas energías las pérdidas por radiación son poco significativas a menos que el absorbedor tenga número atómico grande.

2.2.2. Alcance

Debido a lo ya mencionado en cuanto a que los electrones sufren desviaciones grandes de sus trayectorias al pasar por la materia, un experimento como el presentado en la sección 2.1.2 para determinar el alcance en partículas cargadas pesadas monoenergéticas, da como resultado una curva muy distinta (ver figura 2.3)

A diferencia de las partículas cargadas pesadas, el camino total que recorre el electrón suele ser considerablemente mayor que la distancia de penetración a lo largo de su dirección inicial.

Las desviaciones grandes en la trayectoria de los electrones conducen a otro fenómeno llamado *backscattering* (retrodispersión), el cual sucede cuando un electrón al entrar en una superficie del

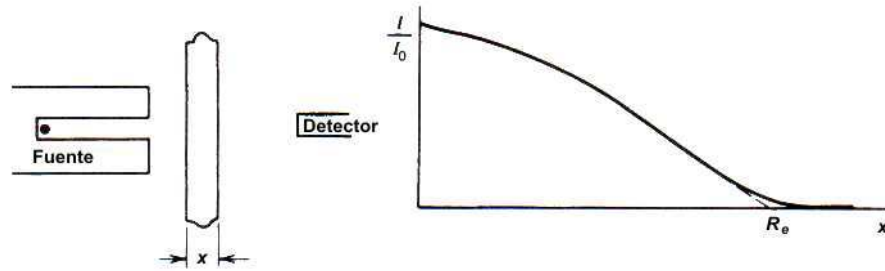


Figura 2.3: Curva de transmisión para los electrones. R_e es el alcance extrapolado [3].

absorbedor se desvía lo suficiente como para volver a emerger por la misma superficie (aunque no necesariamente en el mismo punto de ingreso). Los electrones que pasan por este proceso no llegan a depositar toda su energía en el absorbedor por lo que pueden afectar su respuesta. El fenómeno de backscattering es más pronunciado para electrones de baja energía y materiales con número atómico grande.

2.3. Fotones

Las principales formas de interacción de los fotones o radiación electromagnética con la materia son tres: absorción fotoeléctrica, dispersión de Compton y producción de pares. En cada uno de estos procesos, el fotón puede transferir de forma parcial o completa su energía a un electrón. Esto resulta en cambios abruptos en la dirección del fotón o que simplemente sea absorbido. En una sola interacción el fotón puede ceder toda su energía, lo cual es completamente diferente a las partículas cargadas, las cuales van siendo desaceleradas gradualmente.

2.3.1. Absorción fotoeléctrica

En esta interacción, el fotón al interactuar con un átomo desaparece cediendo toda su energía. Esta energía extra hace que un fotoelectrón salga de su estado ligado y sea expulsado del átomo. La energía que lleva este fotoelectrón es la del fotón E_γ menos la energía de amarre del átomo, E_B :

$$E_e = E_\gamma - E_B \quad . \quad (2.7)$$

La absorción fotoeléctrica es el proceso dominante para fotones de baja energía y de hecho la probabilidad de interacción decrece conforme la energía del fotón crece (ver figura 2.4. Así, para la luz visible la absorción fotoeléctrica es dominante, por lo que es la base para la conversión de luz en corriente eléctrica, como por ejemplo, en una fotocelda o un tubo fotomultiplicador.

Los electrones que tienen más probabilidad de ser emitidos, dada una energía del fotón, provienen de las capas internas del átomo, siendo la capa K la más probable. Por ejemplo, en el xenon, si los fotones tienen más energía que la de amarre de la capa K, E_K , entonces alrededor del 86% de las interacciones serán con electrones de la capa K, y el 14% restante con la capa L. El hueco que se genera después de que el fotoelectrón es expulsado de la capa K es llenado por un electrón de una capa superior el cual deja un hueco que también es llenado por otro electrón generando un proceso en cascada donde son emitidos rayos X característicos y electrones Auger¹. Estos rayos X suelen ser absorbidos por átomos cercanos al punto de emisión por medio de efecto fotoeléctrico sólo que en capas menos ligadas.

¹Cuando rayos X característicos emitidos en capas internas del átomo son reabsorbidos en el mismo átomo esto causa la expulsión de un electrón conocido como electrón Auger.

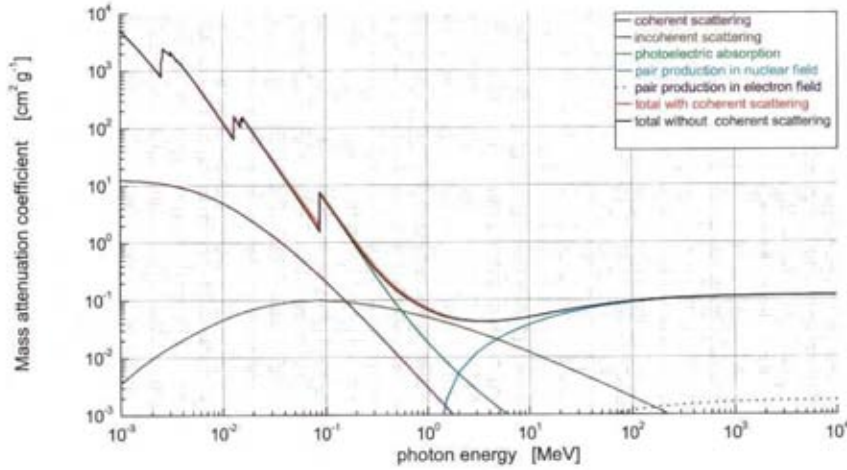


Figura 2.4: Coeficiente de atenuación para el plomo como función de la energía del fotón entrante [5].

El proceso de absorción fotoeléctrica aparte de ser predominante en fotones de baja energía, también se ve favorecido en materiales absorbedores con número atómico Z grande. Una expresión aproximada y con aplicación limitada para la probabilidad de absorción fotoeléctrica τ es

$$\tau \cong \text{const.} \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{7/2}} \quad (2.8)$$

donde el exponente n varía entre 4 y 5 en la región de energía de los fotones que son de interés práctico [3]. Es por esta dependencia con el número atómico que se prefieren materiales con Z alto, como lo es el plomo, para blindaje.

2.3.2. Dispersión de Compton

En este proceso, un fotón incidente colisiona con un electrón del material absorbedor, desviándose de su trayectoria original en un ángulo θ . Debido a que la energía de amarre de un electrón en uno de los niveles de energía más elevados del átomo es muy débil, la interacción puede considerarse como la de dos partículas libres colisionando. En la colisión el fotón transfiere una porción de su energía y momento al electrón, el cual inicialmente se suele considerar en reposo, y debido a que el ángulo de dispersión puede ser cualquiera, la fracción de esta energía transferida puede ir desde casi cero a una buena porción de la energía del fotón incidente.

La relación entre la energía transferida y el ángulo de dispersión se puede obtener de las ecuaciones de conservación de energía y momento. Entonces tenemos

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad , \quad (2.9)$$

con m_0c^2 como la masa en reposo del electrón, h la constante de Planck, ν la frecuencia del fotón incidente y ν' la frecuencia del fotón ya dispersado y θ el ángulo de dispersión respecto a la dirección inicial.

Al igual que con el efecto fotoeléctrico, la probabilidad de dispersión de Compton aumenta con el número atómico Z , Lo cual se puede ver en la fórmula clásica para la sección eficaz de Thomson:

$$\sigma_{Th} = \frac{8}{3}\pi r_e^2 Z \quad , \quad (2.10)$$

donde Z es el número atómico y $r_e = e^2/(mc^2)$. Ésta fórmula es sólo válida para fotones de baja energía. La dependencia lineal en Z se puede entender tomando en cuenta que entre más electrones haya en el absorbedor, más blancos de dispersión estarán disponibles.

2.3.3. Producción de pares

Debido a que la energía del fotón tiene que ser por lo menos el doble de la energía en reposo del electrón (1.02 MeV), este proceso es predominante sólo en la región de los rayos gamma de alta energía. Un fotón incidente en la presencia de un campo coulombiano de un núcleo desaparece y es reemplazado por un par electrón-positrón. Si el fotón incidente poseía una energía mayor a los 1.02 MeV la energía que sobra al crearse el par electrón-positrón es llevada por éstos en forma de energía cinética. El positrón se aniquila con un electrón de forma casi inmediata produciendo dos fotones. Estos fotones puede interactuar con el medio en procesos de Compton o fotoeléctrico.

La probabilidad de la producción de pares por núcleo tiende a aumentar la energía de los fotones y también depende de forma cuadrática del número atómico del absorbedor. Entonces la probabilidad está dada aproximadamente como [6]

$$\kappa \cong const. \times \ln E_\gamma \cdot \rho Z^2 \quad . \quad (2.11)$$

2.3.4. Dispersión coherente

En este tipo de dispersión, también conocida como dispersión de Rayleigh, el fotón al pasar por el átomo ni lo excita ni lo ioniza y conserva su energía aún después de ser dispersado. Al no haber transferencia de energía con el absorbedor este proceso no contribuye al proceso de detección de fotones. Sin embargo esta interacción cambia la dirección de los fotones influyendo en el transporte de estos a través de la materia. La probabilidad de dispersión de Rayleigh es significativa para fotones de baja energía (menos de unos cientos de keV) y es más prominente en absorbedores con número atómico Z alto.

2.3.5. Atenuación

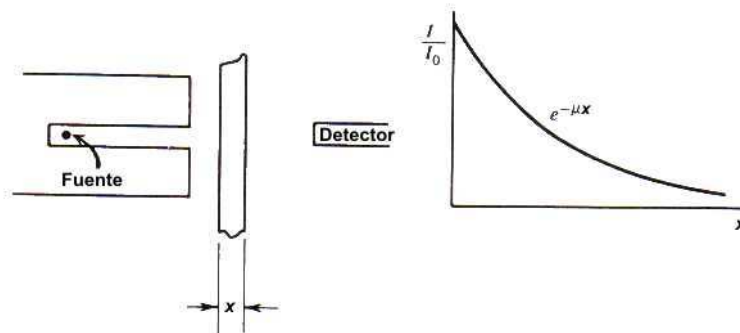


Figura 2.5: Curva de transmisión exponencial para fotones [3].

Haciendo un experimento semejante al comentado en la sección 2.1.2 para determinar el alcance de las partículas cargadas pesadas, se hace pasar un haz monoenergético de fotones a través de un material absorbedor de ancho variable y se detectan los fotones que atraviesan el absorbedor en una dirección dada. La gráfica que se obtiene para la intensidad es una exponencial decreciente (figura 2.5). El número de fotones que llegan al detector se ve reducido tanto si fueron absorbidos por efecto fotoeléctrico como si pasaron por un proceso de dispersión, desviándolos de la dirección hacia el detector. La probabilidad por unidad de longitud de que los fotones sean desviados del

CAPÍTULO 2. INTERACCIÓN DE RADIACIÓN CON LA MATERIA

2.3. FOTONES

haz principal, o visto de otra manera, la probabilidad de que no alcancen al detector es la suma de las probabilidades de los principales procesos de interacción

$$\mu = \tau(\textit{fotoelectrico}) + \sigma(\textit{Compton}) + \kappa(\textit{par}) \quad , \quad (2.12)$$

el cual se conoce como el coeficiente de atenuación lineal. Así, la razón entre el número de fotones transmitidos I y el número inicial de fotones I_0 es

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x} \quad . \quad (2.13)$$

Capítulo 3

Detección de radiación por medio de centelladores

Aunque este capítulo está dedicado a la detección de fotones por medio de sistemas centellador-fotomultiplicador, para poder tener una mejor comprensión del funcionamiento de estos sistemas se hará primero una revisión de algunos aspectos que comparten la mayor parte de los detectores de radiación. Posteriormente se discutirá el funcionamiento de un centellador y un fotomultiplicador.

3.1. Propiedades básicas de los detectores

Un sistema de detección completo consta de dos partes principales: el *detector de radiación* y el *sistema de procesamiento de señales*. El detector de radiación consta, a su vez, de un *volumen sensitivo*, que es donde la interacción con la radiación se lleva a cabo; los *componentes estructurales*, que usualmente rodean y protegen al material sensitivo además de soportar los componentes eléctricos y electrónicos, y el *mecanismo de extracción de señales*, que es el vínculo entre el material sensitivo y el sistema de procesamiento de señales. Por otro lado, el sistema de procesamiento de señales convierte la señal proveniente del detector en información útil. Este sistema de procesamiento puede ser algo tan complejo como la electrónica utilizada en un laboratorio de altas energías o algo tan natural como lo es nuestros ojos y cerebro, el punto importante es que al procesar la señal se afecta las propiedades y el comportamiento del sistema de detección completo.

Un ejemplo de un sistema de detección podría ser la cámara fotográfica, donde el volumen sensitivo es la película fotográfica, los componentes estructurales son la lente y el estuche, el mecanismo de extracción de señales es cuando se extrae la película y el sistema de procesamiento de señales es cuando se revela en un cuarto oscuro. En este caso la radiación que se está detectando es luz visible. Como se verá más adelante un sistema de detección a base de centelladores y fotomultiplicadores también poseen los componentes básicos ya mencionados, donde el material centellador es el volumen sensitivo y el fotomultiplicador es el mecanismo de extracción de señales, entre otras cosas.

Para poder estudiar el funcionamiento de los detectores, estos se suelen clasificar según el *tipo de detector*, esto es, en términos de su estructura y la teoría de operación de dispositivos específicos.

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.1. PROPIEDADES BÁSICAS DE LOS DETECTORES

Tabla 3.1 Tipos de detectores

Contadores de gas	Cámaras de ionización Contadores proporcionales Contadores Geiger-Müller Cámaras de descarga Contadores proporcionales multialámbricos
Detectores de estado sólido	Semiconductores de silicio Semiconductores de Si(Li) Semiconductores Ge(Li) Dispositivos de integración
Contadores de centelleo	Centelladores de NaI(Tl) Plásticos centelladores Líquidos centelladores
Sistemas visuales de captura de imágenes	Películas Pantallas fluorescentes Xerografía Ionografía
Detectores de partículas a altas energías	Emulsiones nucleares Cámaras de niebla Cámaras de burbujas Contadores Čerenkov

3.1.1. Eficiencia de detección

La propiedad más fundamental que comparte cualquier tipo de detector es la habilidad de detectar radiación ionizante y cuantificarla. El parametro asociado a esta habilidad es la *eficiencia de detección* η , la cual es la fracción de toda la radiación emitida desde una fuente que produce una interacción registrable en el volumen sensitivo del detector. Generalmente η es función del tipo de radiación y la energía, así como del sistema de detección. Entonces, tenemos que η está dada por

$$N = \eta S \quad , \quad (3.1)$$

donde N es el número de cuentas registradas y S la intensidad de la fuente. Si el número de cuentas está registrado en un tiempo determinado se le conoce como *tasa de conteo*.

Generalmente, para determinar la eficiencia de detección se toman en cuenta cuatro factores, los cuales son:

1. *Factor de atenuación geométrico*, G : la fracción de toda la radiación emitida que es emitida en la dirección del volumen sensitivo del detector.
2. *Factor de atenuación del material*, M : la fracción de aquella radiación emitida en la dirección del volumen sensitivo que lo llega a alcanzar.
3. *Eficiencia de interacción*, R : la probabilidad de reacción o de interacción, la cual es la fracción de la radiación que llega al volumen sensitivo y que reacciona con el.
4. *Eficiencia en el registro de datos*, D : la fracción de la radiación interactuando con el volumen sensitivo que genera eventos registrados.

Lo más sencillo es considerar a estos cuatro factores como independientes, por lo que la eficiencia de detección estaría dada como

$$\eta = GMRD \quad . \quad (3.2)$$

En situaciones reales los factores G , M , R y D no son independientes entre si y no se puede simplemente multiplicar para obtener η . Por ejemplo, la probabilidad de interacción R puede

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.1. PROPIEDADES BÁSICAS DE LOS DETECTORES

depender del punto en el que la radiación entre al volumen sensitivo, es decir, hay partes donde podría recorrer más volumen, entonces R estaría en función de la geometría G .

El *factor de atenuación geométrico*, G está dado por la ley del inverso al cuadrado. La fracción de radiación interceptada es el área de la cara del detector A dividida por el área $4\pi r^2$ de una esfera con radio r alrededor del punto de la fuente. Así,

$$G = \frac{A}{4\pi r^2} \quad . \quad (3.3)$$

El *factor de atenuación del material*, M , depende del tipo de radiación y de su interacción con cualquier material que esté entre la fuente y el material sensitivo, como se discutió en el capítulo 2. Normalmente, la atenuación tiene lugar alrededor de la fuentes y su encapsulado, si es que lo hay, en el aire y en la ventana de entrada del detector. Obviamente si se añade blindaje entre el detector y la fuente, esto atenuará más la señal.

La *probabilidad de interacción*, R , se determina mediante datos y fórmulas relacionadas con la interacción de radiación con la materia. Así, por ejemplo, tenemos que si el número de fotones entrantes en el detector es I_0 y el número saliente por el otro lado es $I = I_0 e^{-\mu x}$, con μ siendo el coeficiente de atenuación, entonces el valor de R está dado por

$$R = \frac{I_0 - I_0 e^{-\mu x}}{I_0} = 1 - e^{-\mu x} \quad . \quad (3.4)$$

Para detectores delgados, con un coeficiente de atenuación pequeño, la aproximación $R = \mu x$ es suficientemente buena. Lo mismo para los neutrones. Por otro lado para las partículas cargadas, R es muy cercano a la unidad, a menos que el ancho del detector sea del orden del camino libre medio de las partículas, en cuyo caso algunas escaparán sin interactuar.

La *eficiencia en el registro de datos*, D , consta de varios factores de los cuales los más importantes se deben a pérdidas por *tiempo muerto*, pérdidas por *conteo de coincidencias* y captura incompleta.

Las pérdidas por *tiempo muerto* se refiere al hecho de que, seguido de la detección de una partícula o un fotón y mientras el evento es registrado, el detector y la electrónica asociada puede estar insensible por un corto tiempo. A esto también se le conoce como *tiempo de parálisis*. Otras interacciones que ocurran dentro de este periodo de tiempo no son registradas. Así, durante un 1 segundo de *tiempo real*, durante el cual N cuentas son registradas, el detector tiene un *tiempo de vida* de solo $1 - N\tau$ segundos, donde τ es el tiempo muerto del sistema de detección. Si la tasa de interacción es n , dado que

$$n = GMRS \quad , \quad (3.5)$$

siendo S intensidad de la fuente, entonces la tasa de conteo registrada está dada por

$$n = \frac{N}{\text{tiempo de vida}} = \frac{N}{1 - N\tau} \quad , \quad (3.6)$$

y el factor D por efecto de pérdidas de tiempo muerto está dado por

$$D = \frac{N}{n} = 1 - N\tau \quad . \quad (3.7)$$

Entonces, para una tasa de conteo N , la intensidad de la fuente S , está dada por

$$S = \frac{N}{GMRD} = \frac{N}{GMR(1 - N\tau)} \quad . \quad (3.8)$$

Por otro lado, si se conoce la intensidad de la fuente S , entonces la tasa de conteo registrada N está dado por

$$N = \frac{GMRS}{1 + GMRS\tau} \quad . \quad (3.9)$$

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.1. PROPIEDADES BÁSICAS DE LOS DETECTORES

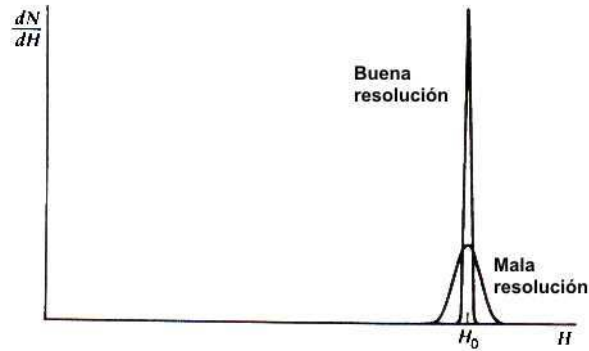


Figura 3.1: Función de respuesta de un detector que muestra diferencias entre “buena resolución” y “mala resolución” en la energía [3].

Si, por ejemplo, un detector tiene un tiempo muerto de 10^{-4} segundos, las pérdidas por tiempo muerto se vuelven significativas para tasas de conteo que se aproximan a 10^3 o 10^4 cuentas por segundo. En el caso de que la tasa de conteo exceda las 10^4 cuentas por segundo, la fórmula ya no aplica, ya que el contador registra eventos después de cada tiempo muerto y registra una tasa de conteo de 10^4 cuentas por segundo independientemente de la tasa de conteo.

Las pérdidas por *conteo de coincidencias* ocurren cuando dos o más partículas o fotones interactúan de forma casi simultánea con el detector, esto es, dentro del *tiempo de resolución* del detector τ_r que es un parámetro característico del sistema. Normalmente τ_r es mucho más pequeño que τ por lo que estas pérdidas están incluidas dentro de las pérdidas del tiempo muerto, por lo que el sistema de adquisición difícilmente podrá diferenciarlas.

Las coincidencias se dan de forma aleatoria y se observan cuando una interacción toma lugar dentro del intervalo de tiempo $\pm\tau_r$ de otra interacción. Entonces hay un tiempo total sensitivo de $2N\tau_r$ por segundo. Ésta es la fracción de tiempo vivo durante el cual las coincidencias pueden ocurrir y es la fracción de cuentas registradas N que se pierden. Así,

$$\text{Tasa de conteo registrada} = N - 2N^2\tau_r \quad . \quad (3.10)$$

La *razón pico al total*¹ mide la fracción de eventos registrados que implican una absorción completa de la radiación. En la espectroscopía gamma, es conveniente registrar sólo eventos de captura completa (absorción fotoeléctrica) e ignorar los demás. En este caso la eficiencia de detección efectiva τ' es menor a τ y está dada por

$$\tau' = P\tau \quad , \quad (3.11)$$

donde P es la razón pico al total.

3.1.2. Resolución en energía

Al grupo de detectores especializados en medir la energía de la radiación se les conoce como *espectrómetros*. La habilidad para medir esta energía está cuantificada por el parámetro conocido como *resolución en energía* y la variable asociada, obviamente, es la *energía* de la partícula o el fotón.

Una propiedad muy importante de un espectrómetro se puede examinar observando su respuesta a una fuente de radiación monoenergética. La figura 3.1 ilustra la altura del pulso de la distribución diferencial que puede ser producida por un detector bajo estas condiciones. Esta distribución se conoce como la *función de respuesta* del detector para la energía usada en la determinación. La

¹En la literatura se suele encontrar bajo el término en inglés *peak-to-total ratio*

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.1. PROPIEDADES BÁSICAS DE LOS DETECTORES

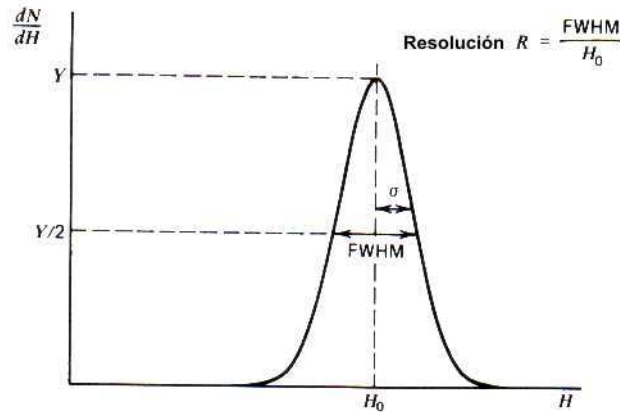


Figura 3.2: Definición del “ancho a la mitad del máximo” (FWHM) [3].

curva con la etiqueta de “buena resolución” ilustra una posible distribución alrededor de la altura de pulso promedio H_0 . La segunda curva con la etiqueta de “mala resolución” ilustra la respuesta de un detector con un desempeño inferior. Si en ambos caso el número de pulsos registrados es el mismo, entonces el área bajo cada pico es igual. Aunque ambas distribuciones están centradas en el mismo valor H_0 , el ancho en la distribución con mala resolución es mucho más grande. Este ancho indica fluctuaciones en el registro de datos, aun cuando en cada evento se depositó la misma energía. Si las fluctuaciones se logran hacer más pequeñas, el ancho de la distribución correspondiente se hará también más pequeño. Entonces la habilidad de un sistema de detección para resolver en fino detalle la energía de radiación incidente se verá mejorada entre más pequeño sea el ancho de la función de respuesta.

La manera en que formalmente se define la *resolución en energía* de un detector se muestra en la figura 3.2 La distribución diferencial de la altura de pulso de un detector hipotético se muestra bajo la misma suposición de que sólo radiación monoenergética se está registrando. El ancho total a la mitad del máximo (FWHM por sus siglas en ingles) se ilustra en la figura 3.2 y se define como el ancho de la distribución a un nivel que es sólo la mitad del máximo del pico. Esta definición asume que cualquier fondo o continuo, en el que el pico podría estar superpuesto, es despreciable o ha sido restado. La resolución en energía de un detector se define convenientemente como el FWHM dividido por la ubicación del centroide del pico H_0 . Así, la resolución en energía es una fracción adimensional convenientemente expresada como un porcentaje. Por ejemplo, la resolución en energía de un detector semiconductor en espectroscopía alfa es de 1%, mientras que para un detector de centello su resolución en energía en espectroscopía gamma está entre el 5 y el 10%.

Aunque las fluctuaciones pueden tener su origen en diversas fuentes, como lo es el ruido aleatorio en el detector o su electrónica, la más importante de ellas es el ruido estadístico que surge de la naturaleza discreta de la señal misma. Esta fuente representa una cantidad irreducible de fluctuaciones que siempre estará presente sin importar lo perfeccionado que esté el sistema de detección.

El ruido estadístico viene del hecho que una carga Q generada dentro del detector por un cuanto de radiación no es una variable continua sino representa un número discreto de portadores de carga. Por ejemplo, en una cámara de ionización los portadores de carga son los pares de iones producidos por el paso de una partícula cargada en la cámara, mientras que en un contador por centelleo, los portadores son los fotones colectados del fotocátodo de un tubo fotomultiplicador. En todos los casos el número de portadores es discreto y sujeto a fluctuaciones aleatorias de evento a evento aunque la cantidad de energía depositada sea siempre la misma.

Si se asume que la formación de cada portador de carga es un proceso de Poisson, entonces siendo N el número total de portadores de carga en promedio, se esperaría una desviación estandar

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.1. PROPIEDADES BÁSICAS DE LOS DETECTORES

\sqrt{N} . Así, si el ruido estadístico es la única fuente de fluctuaciones en la señal y dado que N suele ser un número muy grande, la función de respuesta tendría una forma gaussiana $G(H)$:

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H-H_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.12)$$

El parámetro σ determina el FWHM para cualquier gaussiana mediante la relación $FWHM = 2,35\sigma$. A representa el área y H_0 el centroide. La respuesta de varios detectores es aproximadamente lineal, entonces la amplitud del pulso sería $H_0 = KN$, donde K es la constante de proporcionalidad. La desviación estándar σ del pico en el espectro de altura de pulso es entonces $\sigma = K\sqrt{N}$ y su FWHM es $2,35K\sqrt{N}$. Dado esto, podemos calcular una resolución limitadora R debido a las fluctuaciones estadísticas en el número de portadores de carga como

$$R \equiv \frac{FWHM}{H_0} = \frac{2,35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2,35}{\sqrt{N}} \quad (3.13)$$

Como se puede ver, entre más portadores de carga se tengan, es decir, que N sea muy grande, mejor será la resolución.

3.1.3. Resolución en el tiempo

Muchas de las mediciones que se hacen en la detección de radiación tienen como objetivo tomar el tiempo en el que la partícula o fotón interactúa con el volumen sensitivo del detector. Las mediciones en el tiempo se pueden dividir en absolutas y relativas. La *medición absoluta* se lleva a cabo con algún tipo de reloj y las incertidumbres en esta componente dependen de la precisión con la que está calibrado el reloj. Esto aplica, por ejemplo, a la medición de las vidas medias, especialmente las que son muy cortas. La *medición relativa* depende de la *resolución en el tiempo* del sistema de detección, la cual mide la habilidad del sistema para distinguir entre dos eventos que ocurren muy cerca en el tiempo. Este parámetro no sólo es importante para mediciones relativas en el tiempo, también determina si el sistema observará una o dos cuentas.

Algunos detectores tienen una *resolución en el tiempo intrínseca* de forma que registran los eventos al mismo tiempo que suceden. Generalmente, estos son dispositivos eléctricos que generan un voltaje como señal de salida. Otros sistemas tienen una *resolución en el tiempo extrínseca* ya que ellos por sí mismos no registran el tiempo de los eventos. La resolución en este tipo de dispositivos es pobre y no suelen usarse para medir tiempo. Una película, por ejemplo, registra el tiempo sólo si es usada en una cámara con un mecanismo de disparo. Sistemas con resolución intrínseca producen señales de salida que son usualmente en forma de pulsos de voltaje, uno por evento. La forma del pulso varía de un detector a otro pero por lo regular tienen un incremento lineal y un decremento aproximadamente exponencial. El incremento se mide por el *tiempo de subida*, el cual es el tiempo que se toma el voltaje para incrementar del 10% al 90% de su altura máxima. El decremento tiende a ser más largo y es medido por la *constante de decaimiento*, RC , el cual es la constante de tiempo para la descarga a través de una resistencia R y una capacitancia C dada por

$$v = e^{-t/RC} \quad (3.14)$$

El tiempo de subida es una propiedad verdaderamente intrínseca asociada con el mecanismo de detección en el volumen sensitivo, pero el tiempo de decaimiento depende de la resistencia total, R , y la capacitancia, C , del detector y su electrónica. Visto de manera breve, el tiempo de subida es el tiempo que requiere un evento para cargar el detector y el tiempo de decaimiento sería el tiempo para que se descarge, tanto a través del detector como de cualquier conexión externa.

No existe un criterio establecido sobre la resolución en el tiempo, pero es aproximadamente igual al tiempo de subida más el tiempo de decaimiento. Para mediciones precisas, se tiene que tomar como el menor intervalo de tiempo observable entre eventos. La resolución en el tiempo intrínseca afecta la eficiencia de detección, como se mencionó en la sección 3.1.1. Si se generan dos pulsos

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.2. CENTELLADORES ORGÁNICOS

dentro del tiempo de resolución τ_r , estos son indistinguibles entre sí y sólo un pulso es registrado. Esto es conocido como *apilamiento*. Como un pulso se fija sobre el otro, la señal registrada es mayor que cualquiera de sus componentes. Si se va a medir la altura del pulso, entonces el pulso tiene el tamaño erróneo y los dos pulsos que lo generaron se pierden como información inútil.

El pulso de volaje usualmente es un cambio transitorio en el valor de un potencial constante. Usualmente si el pulso excede una cierta altura, digamos v_0 , el detector se vuelve insensible, o muerto. Entonces si un segundo pulso llega antes de que el primero alcance este valor, se detecta en coincidencia, así que el tiempo de resolución es aproximadamente el tiempo de subida.

Otro caso es si el segundo pulso llega durante el periodo de tiempo en el que la altura del primer pulso está por encima de v_0 , entonces no es detectado y este periodo es el tiempo muerto. Usualmente incluye gran parte de la cola del pulso y es del mismo orden de magnitud de la constante de tiempo de decaimiento.

Hay un tercer caso en el que el segundo pulso llega inmediatamente después de que el tiempo muerto ha pasado. Este pulso es detectado pero se sienta sobre la cola del pulso precedente y tiene la altura incorrecta. Para aplicaciones de conteo o sincronización este efecto no es importante pero para espectrometría da resultados muy imprecisos. En este caso, se tiene que fijar un tiempo muerto más largo al sistema de forma electrónica y entonces este tiempo se vuelve igual al largo total del pulso. En algunas aplicaciones esta longitud total se le llama *tiempo de recuperación*.

Cuando se está trabajando con más de un tipo de radiación, la detección con resolución en el tiempo puede servir para separarlas e identificarlas. Aunque es deseable que el detector que se esté usando para esta tarea tenga buena resolución en el tiempo, las técnicas que existen son aplicables para distintos tipos de detector.

Una de las técnicas más utilizadas es el *tiempo de vuelo* (TOF) que implica la medición del tiempo que le toma a la radiación para atravesar una trayectoria de vuelo desde la fuente hasta el detector. Para que la técnica funcione se requiere que la fuente de radiación sea pulsada, de manera que se pueda definir un tiempo de salida y distinguir entre las distintas velocidades de las partículas. Esta es la técnica más recurrida para separar fotones, que se mueven a la velocidad de la luz, de los neutrones rápidos, que son mucho más lentos.

Mediciones de la *vida media* proveen de una manera de identificar diferentes nucleidos en una mezcla de radionucleidos.

Las técnicas de *conteo en coincidencia o anticoincidencia* son usadas, respectivamente, para seleccionar o rechazar radiaciones emitidas en verdadera coincidencia entre ellas. Estas técnicas aplican, por lo tanto, para fuentes con *propiedades de verdadera coincidencia*. Estas incluyen, por ejemplo, emisores de positrones que generan simultáneamente dos fotones a 0.511 MeV. Sin embargo, en algunos casos las coincidencias aplican para la respuesta simultánea de dos o más detectores al mismo evento.

3.2. Centelladores Orgánicos

Cuando se trata de detectar y hacer espectroscopía con rayos X o radiación gamma lo que se busca es un absorbedor que sea capaz de detener el fotón original así como el fotoelectrón o el electrón dispersado via dispersión de Compton. Como se vió en la sección 2.3.5, la atenuación a través de un material depende de la densidad de este, de ahí que para la espectroscopía gamma se busquen materiales densos como sólidos o líquidos. Si se hiciera la elección entre un material conductor, un aislante o un semiconductor, primeramente el conductor quedaría descartado ya que cualquier portador de carga que se genere por la radiación incidente sería imposible de diferenciar de los portadores de carga que ya están presentes de forma natural, por otro lado el aislante en primera aproximación se puede descartar por las dificultades que presentaría intentar coleccionar los portadores de carga. De ahí que la mejor opción sean los semiconductores, y de hecho detectores construidos en base a materiales semiconductores han probado ser muy eficientes. En la bibliografía se presenta una descripción extensa sobre este tipo de detectores [3, 7, 6, 5].

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.2. CENTELLADORES ORGÁNICOS

Se había mencionado la dificultad de recolectar portadores de carga de un material aislante, sin embargo el mecanismo para la formación de esos portadores de carga en un aislante, por ejemplo, de naturaleza cristalina es muy semejante al de un material semiconductor, donde se eleva un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción dejando un agujero. Ahora, si en vez de evitar la recombinación haciendo la colección de los portadores de carga, se permitiera y se fomentara, como resultado de la recombinación de un par electrón agujero se tendría un fotón con energía de un orden igual al del espacio entre las bandas. Entonces, una gamma que incida dentro del aislante generará decenas o incluso miles de fotones, dependiendo de su energía inicial. Cuando la energía es suficientemente grande, éste destello, o “centelleo” puede observarse a simple vista, regularmente en la región del azul. Los fotones de éste centelleo se pueden convertir en un pulso eléctrico por medio de un dispositivo fotoeléctrico. Esto conforma de forma básica lo que es un detector de radiación por centelleo.

Idealmente, un material centellador debería tener las siguientes propiedades:

1. Debe de convertir la energía de una partícula cargada en luz detectable con una eficiencia muy alta de centelleo.
2. La conversión debe ser lineal, siendo la producción de luz proporcional a la energía depositada en un rango tan amplio como sea posible.
3. El medio debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión para una buena colección de luz.
4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debe ser corto.
5. El material debe ser de buena calidad óptica y además sea posible fabricarlo en tamaños suficientemente grandes para que sean prácticos como detectores.
6. Su índice de refracción debe ser cercano al del vidrio (1.5) para permitir un acoplamiento eficiente con el tubo fotomultiplicador.

Desafortunadamente no hay un material que cumpla con todos estos criterios simultáneamente, por lo que la elección de un centellador particular dependerá del tipo de aplicación.

Los centelladores se puede dividir en orgánicos e inorgánicos. Los inorgánicos tienden a tener mejor linealidad y la mejor salida de luz, pero con algunas excepciones son relativamente lentos en su respuesta temporal. Los centelladores orgánicos son generalmente más rápidos pero producen menos luz. Por otro lado, la alta densidad y los constituyentes con Z alto de los cristales inorgánicos los hacen idóneos para espectroscopía gamma, mientras que los centelladores orgánicos se suelen preferir para espectroscopía de neutrones rápidos debido a su contenido de hidrógeno. En este capítulo se hará énfasis en los centelladores orgánicos.

El centelleo de un material está generado principalmente por tres procesos. El primero es la *fluorescencia* que es la emisión pronta de luz visible ($ns \rightarrow \mu s$) de una sustancia que fué excitada por algún medio. El segundo proceso es la *fosforescencia* que corresponde a la emisión de luz con una longitud más larga que la de la fluorescencia y un tiempo característico que suele ser más lento ($\mu s \rightarrow ms$). El tercer proceso es la *fluorescencia retardada* que resulta con el mismo espectro de emisión de la fluorescencia pronta pero con un tiempo de emisión mucho más largo después de la excitación.

El proceso de fluorescencia en un centellador orgánico viene de las transiciones en la estructura de los niveles de energía de una sola molécula por lo que puede ser observado en la especie molecular dada independientemente de su estado físico. Por ejemplo, el antraceno muestra fluorescencia tanto como sólido policristalino, como vapor, o como parte de una solución multicomponente. Esto marca una diferencia con los cristales centelladores inorgánicos, tales como el yoduro de sodio, que requiere de una estructura cristalina como base para el proceso de centelleo.

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.2. CENTELLADORES ORGÁNICOS

Dentro de los parámetros que se tienen para caracterizar un centellador se tiene la eficiencia de centelleo, R_s , el cual es la razón del número promedio de fotones emitidos $\langle N_{ph} \rangle$ a la energía E_i de la radiación absorbida por el centellador

$$R_s = \frac{\langle N_{ph} \rangle}{E_i} \quad . \quad (3.15)$$

Otro parámetro que se suele utilizar cuando el centellador es utilizado para la detección de rayos X o rayos gamma es la eficiencia fotoeléctrica, R_{pe} , la cual es la razón entre el número de fotones que han depositado toda su energía en el material, $N_{ph,absorbidos}$, a el número total de fotones que han sido detectados, $N_{ph,detectados}$:

$$R_{pe} = \frac{N_{ph,absorbidos}}{N_{ph,detectados}} \quad . \quad (3.16)$$

Una de las características más importantes de cualquier centellador es que tiene que ser transparente a una propia luz de centelleo. Resulta que la longitud de onda de la luz emitida en un centellador es, en general, más larga que la longitud de onda de absorción.

3.2.1. Plásticos centelladores

El plástico centellador se fabrica disolviendo un material centellador orgánico en un solvente y se polimeriza. Ejemplos de estos solventes son el estireno, el poliviniltolueno o el polimetilmetacrilato. Estos materiales pueden ser moldeados prácticamente en cualquier forma y debido a que el material es relativamente barato, los plásticos centelladores son la mejor opción cuando se necesitan volúmenes de detección grandes.

En los plásticos centelladores el mecanismo de emisión de luz es un efecto molecular. Este procede a través de la excitación de niveles moleculares de un material primario fluorescente, el cual emite bandas de luz ultravioleta (UV) durante la desexcitación. Esta luz UV es absorbida, en la mayoría de los materiales orgánicos, con una longitud de absorción de unos cuantos mm . La extracción de una señal de luz sólo es posible introduciendo un segundo material fluorescente el cual convierte la luz UV en luz visible. Esta segunda sustancia se escoge de manera que su espectro de absorción coincida con el espectro de emisión de la sustancia primaria. Estos dos componentes activos del centellador son disueltos en un líquido orgánico o mezclados en un material con capacidad de polimerización.

En el caso de los plásticos centelladores la absorción de luz del centelleo no se puede tomar como despreciable. La longitud de absorción se toma como la distancia en que la intensidad de la luz es atenuada por un factor de 2. Para algunos plásticos esta distancia puede ser de varios metros, aunque algunos tienen una distancia de absorción mucho menor. Esto impone una limitante en el tamaño que pueden tener los detectores.

3.2.2. Respuesta de los centelladores orgánicos

Para los centelladores orgánicos, la relación entre la luz emitida y la energía depositada por una partícula cargada no es lineal. Esta relación es expresada por la *Ecuación de Birks*. Esta ecuación asume que la respuesta de un centellador orgánico es lineal. Posibles desviaciones de esta linealidad se puede deber a interacciones de *apagado*² entre moléculas excitadas creadas a lo largo del camino de la partícula ionizante, absorbiendo energía que causa una reducción en la eficiencia del centellador. La ecuación de Birks relaciona la cantidad de luz emitida por unidad de longitud, dL/dx , con el poder de frenado de la partícula cargada dE/dx , de la forma

$$\frac{dL}{dx} = \frac{R_s \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad , \quad (3.17)$$

²Este término se suele encontrar en la literatura técnica como *quenching*

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.3. FOTOMULTIPLICADORES

donde R_s es la eficiencia de centelleo, B es la constante de Birks del medio y k es el parámetro de apagado. En la práctica, kB se maneja como un parámetro que se puede ajustar a los datos experimentales de un centellador específico.

Para un valor pequeño de dE/dx (por ejemplo, electrones rápidos que pueden ser producidos por radiación gamma), la ecuación 3.20 se reduce a

$$\frac{dL}{dx} \approx R_s \frac{dE}{dx} \quad . \quad (3.18)$$

Integrando la energía depositada se tiene

$$L \equiv \int_0^E \frac{dL}{dx} dE = R_s E \quad . \quad (3.19)$$

Es en este régimen que la salida de luz depende de forma lineal con la energía inicial de la partícula.

Todos los centelladores orgánicos tiene una baja densidad y un bajo número atómico, por lo tanto tiene una absorción relativamente baja para partículas cargadas y fotones. Siendo una mezcla de carbono (C) y un alto contenido de hidrógeno (H), los centelladores orgánicos tienen una alta absorción para neutrones rápidos. La absorción de fotones en un centellador orgánico está dominado por el efecto Compton, por lo cual estos, dependiendo del tamaño del centellador, no llegan a depositar toda su energía. La forma del pulso de centelleo está caracterizado por un tiempo de subida del orden de 1 ns y un tiempo de caída de unos cuantos ns. El decaimiento se puede describir, como función del tiempo, por una componente exponencial rápida caracterizada por un tiempo de vida τ :

$$L(t) \sim e^{-t/\tau} \quad . \quad (3.20)$$

Esta componente es llamada la componente principal ya que contiene la mayor parte de la luz emitida.

3.3. Fotomultiplicadores

El centellador por si solo no conforma un sistema de detección, ya que la luz por si sola no puede ser registrada en un osciloscopio u otro dispositivo electrónico sin antes ser convertida en un pulso eléctrico. Para convertir los fotones en una señal eléctrica se cuenta con el fotomultiplicador. El principio básico de este dispositivo es el efecto fotoeléctrico, donde un fotón con suficiente energía puede desprender una electrón de un metal y darle suficiente energía cinética como para que pueda viajar fuera del metal:

$$E = h\nu - \phi \quad , \quad (3.21)$$

donde E es la energía cinética del electrón emitido, ν la frecuencia de la luz proveniente del centellador y ϕ la función de trabajo³. Como se verá más adelante, la parte de un fotomultiplicador donde la luz incidente desprende los primeros electrones es el fotocátodo. En la superficie del fotocátodo se le implanta un material fotosensible con una función de trabajo baja que favorezca la emisión de electrones. La probabilidad de liberar un electrón por un fotón incidiendo en el fotocátodo, conocida como eficiencia cuántica QE está dada como

$$QE(\lambda) = \frac{\text{número de fotoelectrones emitidos}}{\text{número de fotones incidentes en el fotocátodo}} \quad . \quad (3.22)$$

La eficiencia cuántica depende del tipo de material del fotocátodo. El tipo de fotocátodo es escogido de manera que haya la mejor coincidencia entre su pico de respuesta espectral y la longitud

³La función de trabajo, de forma amplia, es la energía necesaria para desprender el electrón de un cierto material

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE
CENTELLADORES
3.3. FOTOMULTIPLICADORES

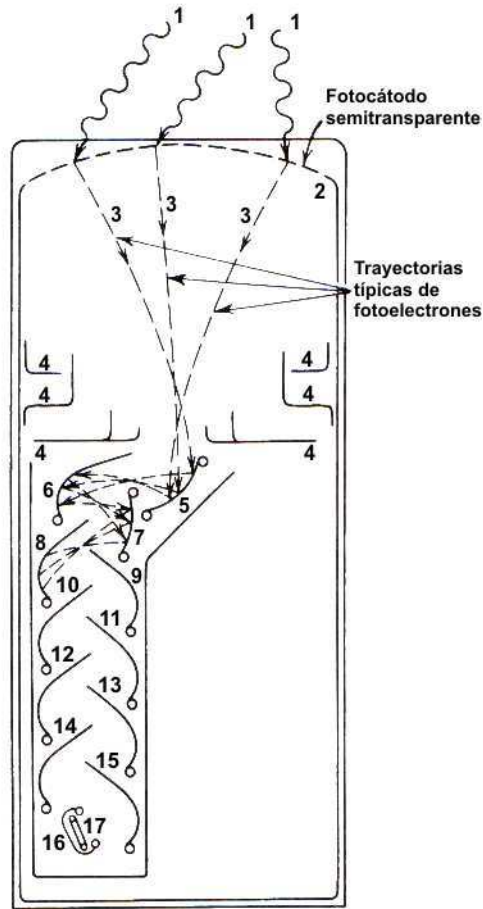


Figura 3.3: Estructura básica de un tubo fotomultiplicador. 1. Fotones incidentes. 2. Fotocátodo. 3. Fotoelectrones. 4. Electrodos para enfoque de los electrones. 5-16. Dinodos. 17. Ánodo [3].

de onda característica de la máxima emisión de la luz incidente. La eficiencia cuántica está típicamente entre el 20 y 25 %.

La estructura básica de un fotomultiplicador se puede ver en la figura 3.3. Por ejemplo, un rayo gamma incide en el centellador y es absorbido, por medio de absorción fotoeléctrica y produce un electrón que ioniza el centellador, donde se genera el proceso de centelleo y se producen fotones ópticos (1). Los fotones entran a la ventana del fotomultiplicador⁴, donde en el fondo está depositado el fotocátodo (2), y expulsan electrones (3). Los electrones son acelerados por un campo eléctrico y enfocados al primer electrodo (5), también conocido como “dinodo”. En este paso cada electrón expulsará típicamente 3 o 4 electrones secundarios. Este paso se repite a través de una serie de dinodos donde el resultado es la multiplicación de los electrones por un factor de incluso millones. Los electrones que alcanzan al ánodo (17) alteran la carga en su capacitancia C_s a tierra para producir una señal de salida del tamaño $v = Q/C_s$. Aquí Q es la carga que arriva al ánodo y se asume que R es suficientemente grande de manera que la constante de tiempo en que la señal decae es mucho más grande que el tiempo que se requiere para cargar C_s . Ya que el número de fotones en el centellador es aproximadamente proporcional a la energía de las gammas incidentes, entonces los fotoelectrones liberados desde el fotocátodo y consecuentemente la carga que llega al ánodo que genera la señal de salida en voltaje también es proporcional a la energía. Es por esta

⁴la ventana no suele ser mayor a un par de milímetros

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.4. DETECCIÓN DE FOTONES CON CENTELLADORES

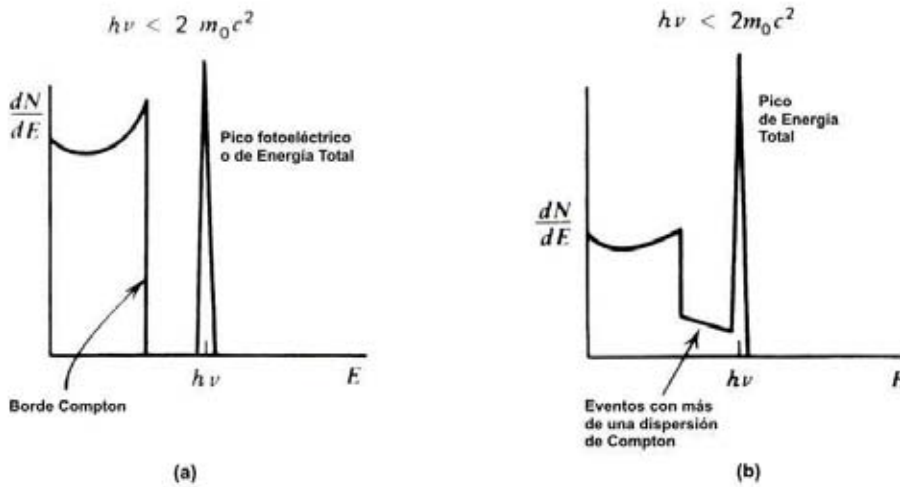


Figura 3.4: Esquema de los espectros obtenidos para la detección de fotones de energía menor a 1.02 MeV con un (a) centellador de tamaño pequeño y (b) un centellador de tamaño mediano [3].

razón que el centellador es uno de los dispositivos con que se puede llevar a cabo espectroscopía de radiación gamma. El voltaje necesario entre dinodos para producir la apropiada multiplicación es típicamente 100 V, requiriendo así un abastecimiento total de voltaje de 1000 V o más.

3.4. Detección de fotones con centelladores

En la sección 2.3 se hizo una descripción de los principales mecanismos de interacción de los fotones con la materia, los cuales son el efecto fotoeléctrico, dispersión de Compton y la producción de pares. Si se tienen fotones con energías menores a los 1 MeV, lo que se tiene es sólo interacciones fotoeléctricas y de Compton. En la figura 3.4 (a) se muestra un espectro diferencial de lo que se esperaría para un centellador de tamaño “pequeño” cuando es irradiado por fotones monoenergéticos a menos de 1.02 MeV. Más adelante se explicará porque se hace la aclaración respecto el tamaño del detector. En la parte derecha del diagrama (a) se tiene un pico lo cual representa las cuentas asociadas a la absorción fotoeléctrica. Cuando se describió la dispersión de Compton se vio que la energía máxima que un fotón podía depositar en el absorbedor por medio de este mecanismo es siempre menor que la energía total inicial. La línea vertical o el “borde Compton” (también conocida como la “rodilla Compton”) a la izquierda del pico fotoeléctrico representa este límite. El borde Compton corresponde a una colisión entre un fotón y un electrón donde el fotón es dispersado 180 grados (una colisión frontal): el resto de la curva a la izquierda del borde Compton corresponde a fotones dispersados entre 180 y 0 grados, donde los electrones depositan la energía correspondiente.

La curva que se presenta en la figura 3.4 (b) es lo que se obtendría para un centellador de tamaño mediano y difiere del diagrama (a) principalmente en que no hay un espacio sin cuentas entre las secciones de la curva de Compton y el pico de energía total.

Tener un pico fotoeléctrico es importante ya que es este el que caracteriza la energía de los fotones incidentes, por lo que si se intenta analizar un espectro con más de una energía para los fotones es mejor ver la manera de mejorar la visibilidad del pico fotoeléctrico respecto al fondo que resulta de la interacción de Compton de los distintos fotones. Hay cuatro factores que controlan la relación entre el pico fotoeléctrico y la interacción de Compton: la energía del fotón, el número

CAPÍTULO 3. DETECCIÓN DE RADIACIÓN POR MEDIO DE CENTELLADORES

3.4. DETECCIÓN DE FOTONES CON CENTELLADORES

atómico del elemento o los elementos presentes en el detector, su eficiencia para la conversión de energía y finalmente su tamaño físico. Respecto al primer factor, como se vió en la sección 2.3, el efecto fotoeléctrico es predominante para energías hasta los 100 keV con materiales de Z moderado (como lo sería el yoduro de sodio). A energías más altas hay que considerar los otros factores. Respecto al segundo factor, para espectroscopía gamma (como comunmente se le suele conocer al conteo de fotones) se prefieren cristales de NaI(Tl) sobre cualquier forma de un centellador orgánico (cristal, líquido o plástico). La razón se debe a que el efecto fotoeléctrico se incrementa como Z^5 mientras que la dispersión de Compton va linealmente con Z . Consecuentemente para un centellador orgánico cuyos principales componentes son el carbon ($Z = 6$) y el hidrógeno ($Z = 1$) el pico fotoeléctrico difícilmente se llega a apreciar, excepto para energías muy bajas (en el capítulo 5 se puede apreciar un ejemplo de esto).

Por eficiencia del detector para la conversión de energía se quiere decir la abilidad del detector de convertir la mayor cantidad posible de la energía de la radiación incidente en fotones, los cuales produzcan electrones en el fotocátodo. Por esta razón, aunque existan materiales centelladores con materiales más pesados que el yoduro de sodio, estos tienen una eficiencia de conversión muy pobre, por lo que, aunque capturen más fotones via efecto fotoeléctrico, producen menos fotones ópticos y consecuentemente la señal de salida tiene una mala calidad con picos mal definidos por las fluctuaciones estadísticas.

Lineas arriba se hizo mención al tamaño del detector y como afecta el espectro obtenido. A primera vista no pareciera que esto pudiera afectar la razón fotoeléctrico-Compton. En un sentido estricto esto es cierto, sin embargo se tiene que tomar en cuenta que hasta el momento solo se ha considerado un detector de tamaño “pequeño” o “mediano”, por lo que se asume que los fotones dispersados por interacción Compton tienen una probabilidad muy baja de tener otra interacción antes de escapar del volumen del detector. Lo anterior implica que existe una probabilidad, aunque sea muy pequeña, de que el fotón dispersado tenga una segunda interacción dentro del volumen del detector y esta probabilidad aumenta si se tiene un detector más grande. Si esta segunda interacción es por medio de absorción fotoeléctrica entonces la energía total del fotón entrante quedará atrapada dentro del detector (casi de forma instantánea) y el pulso de salida contribuirá al pico fotoeléctrico. Es por esta razón que el pico fotoeléctrico se suele llamar “pico de energía total” ya que, especialmente en los detectores grandes, varias de las cuentas de este pico se pueden atribuir a otras interacciones aparte de sólo las puramente fotoeléctricas.

Cuando se tienen fotones de energías mayores a 1.02 MeV, o dicho de otra manera, con energías mayores a lo mínimo necesario para la producción de pares, los picos que se puedan tener en el espectro diferencial pueden variar según el tamaño del detector. Para un detector “grande” se espera que no sólo el electrón sino que también las gammas de la aniquilación con el positrón sean absorbidas, contribuyendo así al pico de energía total en E_γ . Para detectores “pequeños”, las dos gammas de la aniquilación escapan, llevandose consigo $2m_0c^2$ de la energía entrante y dejando un pico en $E_\gamma - 2m_0c^2$ (donde $m_0c^2 = 0,511$ MeV). Para detectores de tamaños intermedios se pueden llegar a tener tres picos, E_γ , $E_\gamma - m_0c^2$ y $E_\gamma - 2m_0c^2$, el segundo de estos debido al escape de una sola gamma de aniquilación.

Capítulo 4

El foco de plasma denso Fuego Nuevo II

Este capítulo se basa en gran parte en el trabajo desarrollado por F. Castillo *et. al.* [2, 8] donde se explica el funcionamiento y las características del experimento Fuego Nuevo II (FN-II) del Instituto de Ciencias Nucleares de la Universidad Nacional Autónoma de México (ICN-UNAM), en el que se basa la simulación presentada en este trabajo.

El FN-II consiste en un dispositivo donde se produce un foco de plasma denso (o como comúnmente se le conoce, un *plasma focus*) donde se alcanzan las condiciones necesarias para que se produzcan reacciones de fusión entre núcleos de deuterio. El foco de plasma denso (FPD) es un cañón coaxial, donde el electrodo interno, el ánodo, está aislado eléctricamente del electrodo exterior, el cátodo, por cerámica o Pyrex. El FPD primeramente tiene que estar al alto vacío y después es llenado con el gas que se haya escogido para producir el plasma. La presión a la que se llena es de sólo unos cuantos *torr*¹. El plasma se origina cuando un banco de capacitores es descargado a través de una línea de transmisión de baja inductancia. Esta descarga rompe a través de la superficie del aislante y una lámina de corriente radial se produce, dando lugar a un campo magnético azimutal. De esta manera se produce una fuerza $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$, con \mathbf{j} siendo la densidad de corriente y \mathbf{B} el campo magnético, perpendicular a la lámina, que la impulsa hacia la boca del cañón ionizando a su paso el gas neutro. Finalmente, la lámina de corriente se enfoca en la punta del electrodo interno dando lugar a una columna de plasma. Dentro de ésta, la densidad alcanzada por el plasma oscila entre $10^{18} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y la temperatura de los electrones, dependiendo de la capacidad de energía del aparato, va desde 0.1 hasta 2.0 *keV*². Durante la fase de confinamiento donde se forma la columna de plasma, rayos X blandos son producidos por bremsstrahlung térmico. La columna de plasma dentro de un FPD tiene una configuración magnetohidrodinámica que no es estable, por lo que su duración oscila entre los 10 y 50 *ns* antes de ser destruida (ver figura 4.1). Durante el desarrollo de estas inestabilidades, iones son acelerados alejándolos del ánodo mientras que los electrones son acelerados hacia este. Se cree que campos eléctricos intensos son generados, los cuales aceleran los iones a energías tan grandes como 10 *MeV*, mientras que los electrones pueden ser acelerados a energías mayores de 200 *keV* [9]. Los electrones, al chocar con el ánodo producen un pulso de rayos X duros³ por efecto de bremsstrahlung. Por otro, si el gas con el que se llena el aparato es deuterio, como en el caso del FN-II, los iones acelerados reacciones contra los

¹Un torr equivale a la presión ejercida por un milímetro de mercurio. Comparativamente, la presión atmosférica es de 760 torr

²1 *eV* = 11600 *K*, comparativamente, la temperatura ambiente es ~ 300 *K*.

³La diferencia entre los rayos X blandos y los rayos X duros viene de la energía que tengan cada uno de estos, siendo más energéticos los últimos, con energías típicas mayores a los 10 *keV*. Ya que no existe una frontera estricta entre ambos tipos de rayos X, ni siquiera entre los rayos X y los rayos gamma, de ahí que en la tesis se engloba a todos estos sólo cómo fotones.

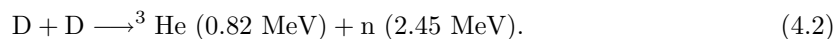
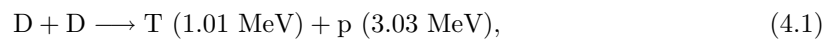
CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II

4.1. PRINCIPALES CARACTERÍSTICAS Y DIAGNÓSTICOS DEL EXPERIMENTO



Figura 4.1: Destrucción de la columna de plasma debido a una inestabilidad “m=0”. Imagen de rayos X tomada del FN-II por medio de una cámara de agujero a través de un filtro de $5 \mu\text{m}$ de aluminio.

iones del plasma caliente y denso de fondo. Las reacciones de fusión nuclear que se pueden obtener son las siguientes:



La energía obtenida de estas reacciones se reparte en forma de energía cinética entre los productos de la reacción. La energía de estos está escrita entre paréntesis. Ya que el contenedor, o mejor dicho, la cámara de reacción es de acero inoxidable, de todos los productos obtenidos por las reacciones de fusión, sólo los neutrones salen de ésta y son los que dan la señal indiscutible de que dentro de la cámara de reacción se está dando la fusión nuclear. Junto con los neutrones, de la cámara de reacción también salen los rayos X duros (fotones) cuyo origen se describirá más adelante, pero cabe aclarar que no son producto de la fusión nuclear. Estos también son detectados por los sistemas de diagnóstico con los que se cuenta en el laboratorio del ICN-UNAM. Los rayos X blandos no pueden salir de la cámara de reacción.

4.1. Principales características y diagnósticos del experimento

Un esquema del dispositivo se muestra en la figura 4.2. En la parte superior de la cámara de reacción, de 38 cm de largo, es donde se encuentran los electrodos. En la parte central está el ánodo el cual tiene una longitud de 40 mm y un diámetro de 50 mm . Los electrodos externos, que conforman el cátodo, están en un arreglo llamado de “jaula de ardilla” y consisten en 12 barras de cobre de 8 mm de diámetro y 45 mm de largo, dispuestos en un círculo de 100 mm . La energía para cada descarga se almacena en 4 capacitores de $1.863 \mu\text{F}$ dispuestos en paralelo. Los capacitores son cargados entre $36\text{-}38 \text{ keV}$, lo que significa que la energía almacenada es de $\sim 5 \text{ kJ}$. Esta energía se transmite hacia la cámara de reacción a través de un interruptor de aire presurizado, el cual cuando deja de circular hace posible que la corriente rompa a través de dos hemisferios de cobre.

El comportamiento del circuito se monitorea a través de una bobina de Rogowski, la cual es una bobina toroidal de cable donde en uno de sus extremos el cable regresa a través del centro de la bobina de manera que ambas terminales están del mismo lado. El voltaje inducido en la bobina es proporcional a la derivada de la corriente dI/dt y esta es la señal que se captura en el osciloscopio.

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II
4.1. PRINCIPALES CARACTERÍSTICAS Y DIAGNÓSTICOS DEL EXPERIMENTO

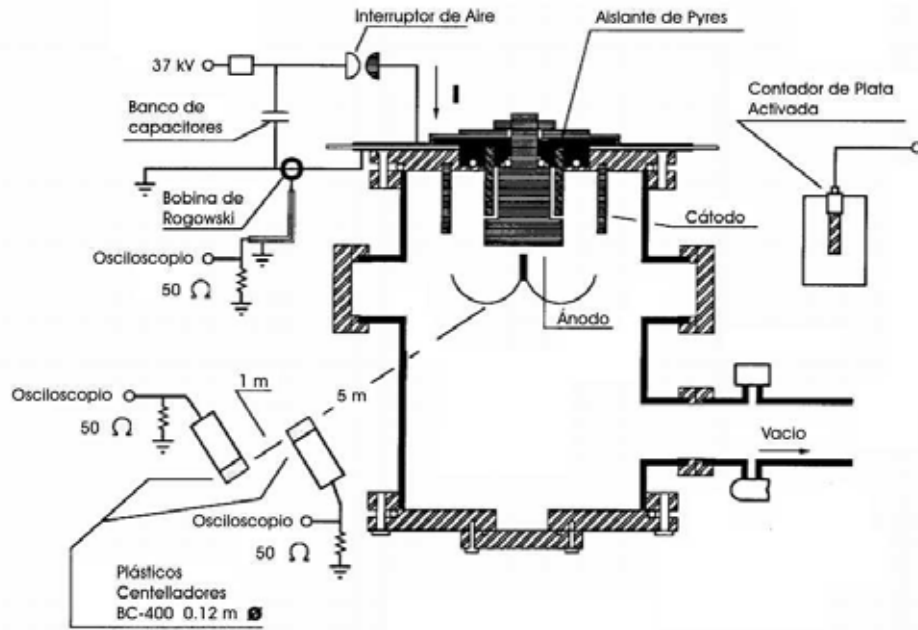
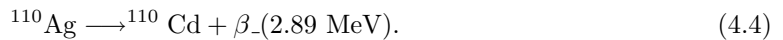
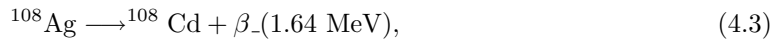


Figura 4.2: Diagrama de los principales componentes del experimento FN-II. La figura no está a escala.

En la figura 4.3 se observa la señal proveniente de la bobina (a) junto a la señal proveniente de un detector de centelleo (b), los cuales se describirán más adelante.

La producción de neutrones es monitoreada a través de dos detectores de plata activada, uno colocado a 20 grados del eje de la cámara de reacción y otro colocado a 90 grados. Estos detectores consisten en dos contadores Geiger-Müller Victoreen 1B85 de ventana lateral, de 10 cm de longitud, envueltos en una lámina de plata de 500 μm de espesor, y rodeados por 6 cm de parafina, la cual tiene como propósito termalizar los neutrones. Los neutrones reaccionan con los isotopos ^{107}Ag y ^{109}Ag , los cuales tiene los siguientes decaimientos:



Finalmente son estas partículas β las que son detectadas por los contadores Geiger-Müller. Según la calibración realizada con una fuente de Am-Be, la producción de neutrones por estereorradian⁴ es el número de cuentas colectadas en 60 s multiplicadas por $9.4 \pm 0.3 \times 10^3$ para en contador a 90 grados y $6.0 \pm 0.9 \times 10^3$ para el contador a 20 grados.

Para poder detectar los neutrones y los fotones (rayos X duros) con resolución en el tiempo se cuenta con cinco detectores de centelleo. Los centelladores son plásticos BC-400, de 5 cm de largo y 12 cm de diámetro, acoplados a tubos fotomultiplicadores Hamamatsu R1250. Los centelladores están colocados a distintas distancias del centro de la cámara de reacción, cubriendo distancias entre los 5 y 7 metros. La distancia es tal que por el tiempo de vuelo de los neutrones, la señal que estos producen en los centelladores se puede diferenciar del pico producido por el pulso de fotones. En la figura 4.3 se puede observar una señal proveniente de uno de los centelladores (b) donde se

⁴El estereorradian se define como el ángulo sólido subtendido en el centro de una esfera de radio r por una porción de superficie de área r^2 . Así, si el area de una esfera es $4\pi r^2$, eso significa que el ángulo sólido cubierto por esta área es 4π .

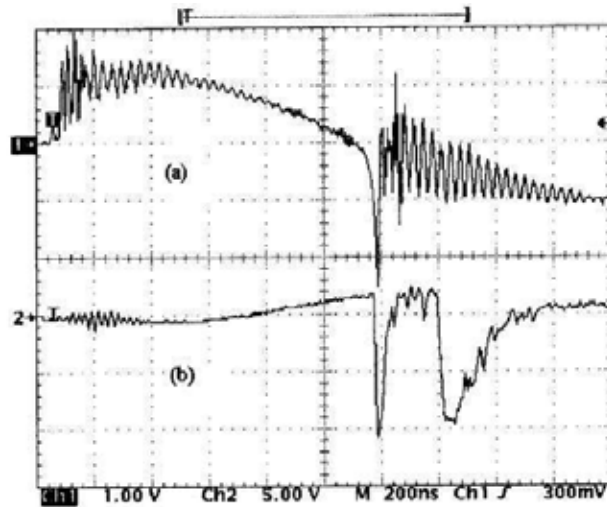


Figura 4.3: Oscilograma donde se muestra la señal proveniente de la bobina de Rogowski (a) y centellador-fotomultiplicador (b). La formación de la columna de plasma está evidenciado por el cambio abrupto en dI/dt (a), mientras que en (b) el primer pico que prácticamente coincide con el cambio abrupto de (a) es la señal producida por los rayos X duros. Nanosegundos más tarde aparece la señal producida por los neutrones [2].

distingue entre el primer pico, proveniente de los fotones y un segundo pico más tarde proveniente de los neutrones. Se puede notar que el pico de los fotones coincide de forma aproximada con la señal proveniente de la bobina de Rogowski, lo que indica el momento en que se formó la columna de plasma. Los neutrones que emergen de la cámara de reacción tienen una energía promedio de 2.45 MeV , lo que implica que los que vuelan en línea recta hacia los centelladores a 5 m tardan unos 230 ns .

4.2. El problema de los rayos X duros

La señal obtenida de los sistemas de detección a base de centelleo, como cualquier otro sistema electrónico de detección, está afectada por la resolución en el tiempo con la que cuente el sistema (ver sección 3.1.3). En el caso de los sistemas centellador-fotomultiplicador se debe considerar que se tiene una resolución en el tiempo de los plásticos centelladores y una resolución en el tiempo para los fotomultiplicadores y si se quieren hacer mediciones con resolución en el tiempo es necesario que ésta sea buena para ambos dispositivos ⁵. Esta fue una de las principales razones por las cuales se escogió los centelladores BC-400 para el experimento FN-II, ya que tienen un tiempo de respuesta rápido, con un tiempo de subida de 0.9 ns y un tiempo de decaimiento de 2.4 ns [11], aparte de que son sensibles a las dos principales radiaciones de interés en el experimento, es decir, los fotones y los neutrones. Por otro lado los tubos fotomultiplicadores tienen un tiempo de respuesta en el ánodo de 2.5 ns y tiempo de tránsito de los electrones de 54 ns para un voltaje aplicado de 2 kV [12], lo cual se sigue considerando como una respuesta temporal rápida. Sin embargo, en el caso del FN-II, las partículas se están emitiendo en un intervalo de tiempo muy corto y el número de éstas, en el caso de los neutrones, es del orden de hasta 10^7 [2]. Un conteo de tantas partículas en un intervalo de tiempo corto puede generar todo tipo de problemas de los descritos en la sección 3.1.3, principalmente el de apilamiento, donde la señales se amontonan unas sobre de otras y dan un tiempo de decaimiento más largo de lo deseado, y la saturación, donde el sistema de detección sobrepasa cierto umbral de voltaje y deja de registrar cuentas. Entonces, si una descarga en la

⁵La respuesta temporal y otras características de los centelladores y fotomultiplicadores empleados se presenta en el apéndice A.

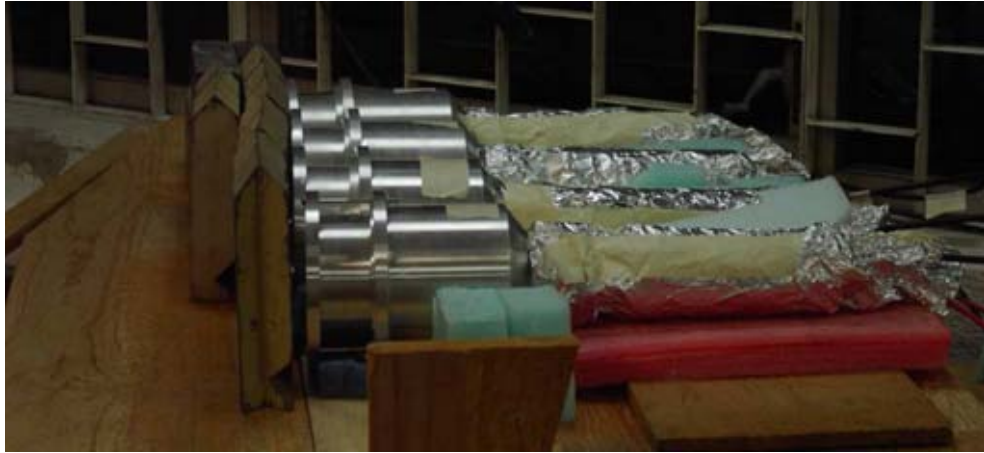


Figura 4.4: Sistemas centellador-fotomultiplicador a 5 metros de la cámara de reacción con distintos anchos de blindaje.

cámara de reacción, produce un pulso de fotones muy intenso, es posible que el sistema de detección sufra de los problemas mencionados, y si el pico en la señal de los centelladores-fotomultiplicadores es suficientemente grande, la cola de éste puede interferir con el pulso producido por los neutrones, nanosegundos más tarde. El problema está en que para el estudio de lo que sucede dentro del FN-II se necesitan mediciones en las que el pico de los neutrones sea medido con la menor interferencia posible.

La manera más directa para evitar la interferencia que pudiera producir la señal de los fotones es con blindaje, de manera que la intensidad con que lleguen a los centelladores se vea atenuada. En el FN-II se utilizan blindajes de plomo, con bloques de 5 cm de ancho, los cuales al colocarse uno frente a otro pueden hacer que el blindaje sea tan ancho como se quiera (siempre y cuando haya bloques de plomo disponibles). Sin embargo, un blindaje que efectivamente atenúe todos los fotones, también puede terminar por absorber o desviar todos los neutrones, por lo que debe de haber un límite en el ancho del blindaje. En la figura 4.4 se muestran los centelladores acoplados a los tubos fotomultiplicadores con un blindaje de plomo frente a ellos. La imagen fue tomada durante una serie de pruebas que se hicieron para medir de forma cualitativa el efecto del blindaje. De los cuatro sistemas de detección mostrados en la figura 4.4, uno de ellos se dejó sólo con el tubo fotomultiplicador (detector 1) para descartar si había algún efecto electromagnético sobre los fotomultiplicadores a la hora de la descarga, con un blindaje de 5 cm de plomo. A otro de los 3 restantes que sí tenían plástico centellador, se le puso 5 cm de blindaje de plomo (detector 2). A los dos restantes, se les colocó 10 cm de plomo (detectores 3 y 4 respectivamente). Adicionalmente un sistema centellador-fotomultiplicador se rodeó de garrafones de agua de 23 cm de ancho, como se puede ver en la figura 4.5, aparte de estar detrás de una pared de concreto de 80 cm (detector 5). Las señales obtenidas en los osciloscopios se muestran en las figuras 4.6 y 4.7 (correspondientes a los disparos No. 7726 y No. 7735 respectivamente) y se ordenan de la siguiente manera:

Número de detector	Blindaje	Osciloscopio	Canal
1 (sin centellador)	5 cm de plomo	1	2
2	5 cm de plomo	2	3
3	10 cm de plomo	1	3
4	10 cm de plomo	1	4
5	23 cm de agua y 80 cm de concreto	2	2

En ambos osciloscopios de la figura 4.6 se tiene la señal proveniente de la bobina de Rogowski (canal 1 de ambos osciloscopios), y se puede ver como el pico de los fotones coincide con la formación



Figura 4.5: Sistema centellador-fotomultiplicador rodeado de garraones con agua posicionado tras la pared de concreto que separa la cámara de reacción del cuarto de control y adquisición de datos.

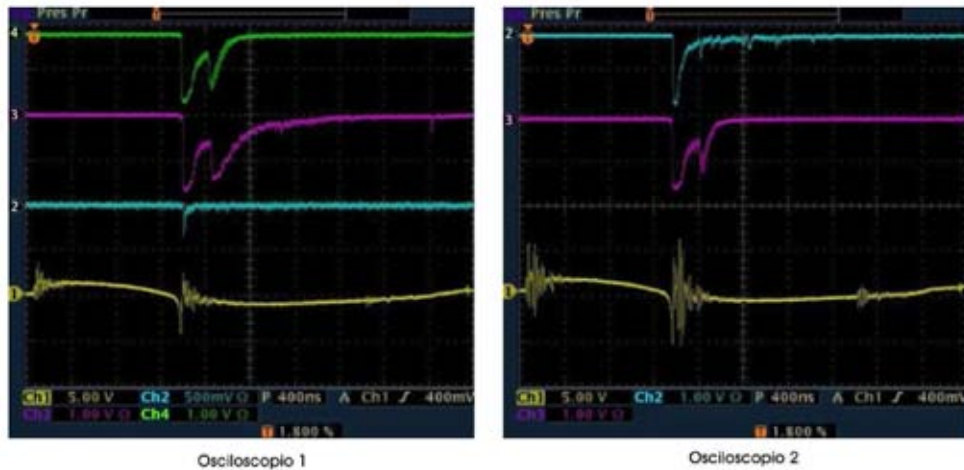


Figura 4.6: Señales obtenidas de los 5 sistemas centellador-fotomultiplicador y la bobina de Rogowski tal como se observan en los osciloscopios digitales correspondientes al disparo No. 7726. A la izquierda de cada pantalla está el número de canal, los cuales se pueden identificar por el color en la parte inferior. Nótese que no todos los canales están a la misma escala de voltaje.

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II
4.2. EL PROBLEMA DE LOS RAYOS X DUROS

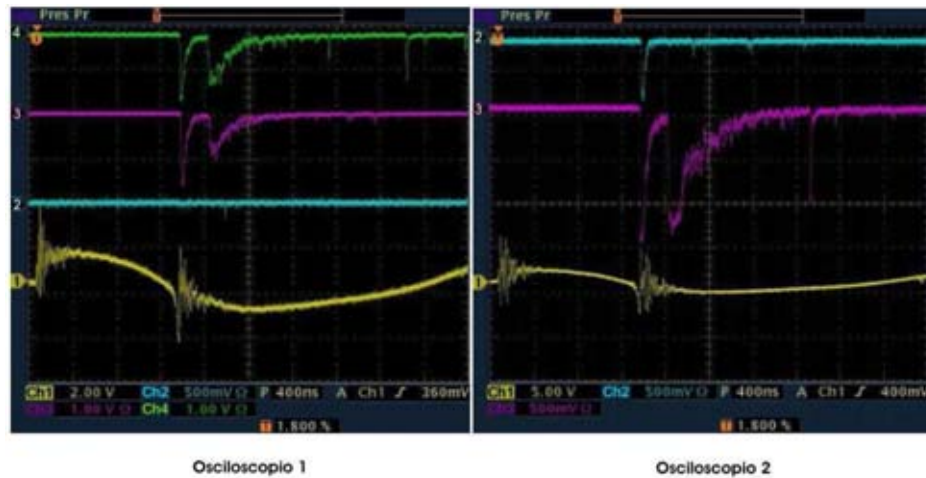


Figura 4.7: Señales obtenidas de los 5 sistemas centellador-fotomultiplicador y la bobina de Rogowski tal como se observan en los osciloscopios digitales correspondientes al disparo No. 7735.

de la columna de plasma, denotado como una fuerte variación en la derivada de la corriente que oscila rápidamente en un periodo de tiempo corto (ns). En el canal 2 del osciloscopio 1, se tiene la señal proveniente del fotomultiplicador sin centellador acoplado. En éste se puede ver un pico muy pequeño, más si se toma en cuenta que la escala para este canal es de 500 mV por cuadro, lo que indica que, aunque el fotomultiplicador sí llegó a detectar el pulso de fotones, lo hizo de manera muy deficiente. En los canales 3 y 4 del osciloscopio 1 se tienen las señales de los detectores 3 y 5, a los cuales se les colocó 10 cm de blindaje de plomo. Las señales fueron tomadas en un disparo de alto desempeño, es decir, donde la producción de neutrones (y por lo tanto, las reacciones de fusión dentro del plasma) fue alta (2953 y 2404 para los contadores a 20 y 90 grados respectivamente). Entonces, en las señales de los detectores 3 y 4 se puede observar el problema descrito líneas arriba, donde el decaimiento del pico de los fotones no alcanza a llegar a cero antes de que se produzca el pico de los neutrones, aún cuando hay un blindaje de 10 cm de plomo. Esto de entrada genera un problema para poder medir la energía de los neutrones, ya que la medición se hace en base al tiempo de vuelo, y si la señal de los fotones todavía no decae a cero esto significa que no se puede determinar con suficiente precisión el punto donde inicia el pico producido por los neutrones. En el canal 3 del osciloscopio 2 se muestra la señal proveniente del sistema centellador-fotomultiplicador al cual se le colocó 5 cm de blindaje de plomo. Nótese que la escala es la misma para el canal 3 del osciloscopio 1, es decir, 1 V por cuadro, y la variación entre la altura de los picos para los fotones es muy pequeña, a pesar de haber una diferencia de 5 cm en los blindajes. Esto presenta otro problema, ya que pareciera que el blindaje (puesto justo enfrente de los centelladores) tuviera un efecto prácticamente nulo en la atenuación del pulso de fotones. Finalmente en el canal 2 del osciloscopio 1 se tiene la señal proveniente del centellador-fotomultiplicador rodeado por los tanques de agua y colocado detrás de una pared de concreto. Aunque el resultado por un lado era el esperado, por otro, también era inesperado. El resultado esperado es que el pico de neutrones desapareciera, ya que el agua es un excelente absorbedor de ellos por su alto contenido de hidrógeno, de ahí que muchos de los reactores nucleares del mundo estén sumergidos en agua. El resultado inesperado era que el pico de los fotones siguiera presente, y si se observa la escala (1 V por cuadro) se puede notar que la altura del pico es prácticamente la misma para los detectores 2, 3 y 4. Si sólo el agua hubiera estado presente como blindaje, pues se podría comprender la baja absorción de los fotones, ya que los componentes del agua, hidrógeno y oxígeno, tienen una Z baja, y como se vió en la sección 2.3.1, la absorción fotoeléctrica depende fuertemente de Z . Sin embargo también

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II

4.2. EL PROBLEMA DE LOS RAYOS X DUROS

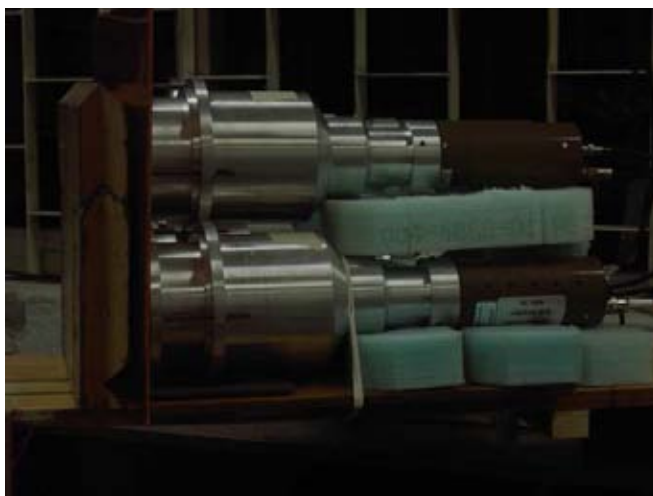


Figura 4.8: Sistemas centellador-fotomultiplicador a 7 m de la cámara de reacción tras un blindaje de 5 cm de plomo y 3 mm de cobre.

estaba presente la pared de concreto, con 80 cm de ancho y cuyos componentes incluye materiales con Z alto.

En la figura 4.7 se tiene la señal proveniente de los mismos 5 detectores de centello más la bobina de Rogowski pero para un disparo de bajo desempeño, es decir, donde la producción tanto de neutrones como de fotones fué pobre (546 y 533 para los contadores a 20 y 90 grados respectivamente). A diferencia de lo mostrado en la figura 4.6, el pico producido por la detección de los neutrones es claramente distinguible del pico producido por el pulso de fotones. Sin embargo, aún siendo un disparo de bajo desempeño, pareciera que el blindaje sigue sin atenuar el pulso de fotones.

Al respecto del desempeño de los sistemas de detección se hizo una serie de mediciones con los 5 centelladores-fotomultiplicadores sujetos a las mismas condiciones experimentales para medir la dependencia de la señal integrada del pulso de neutrones respecto a la producción medida en el detector de plata activada a 90 grados [8]. Los 5 centelladores se colocaron a 7 m de la cámara de reacción tras un blindaje de 5 cm de plomo aparte de una placa de cobre de 3 mm de espesor, en la forma mostrada en la figura 4.8. Los fotomultiplicadores fueron alimentados con un voltaje tal que para un mismo disparo todos dieran aproximadamente el mismo tamaño de señal detectada. Así los voltajes de operación fueron:

Número de detector	Voltaje de operación (kV)
1	1.975
2	1.850
3	1.850
4	1.800
5	1.850

En la figura 4.9 se puede observar la señal de los 5 detectores junto con la proveniente de la bobina de Rogowski para el disparo No. 7293 donde se puede distinguir claramente el pico producido por los fotones y la señal de los neutrones. Ésta señal de los neutrones al integrarla da información relevante. Cuando se grafica la respuesta integrada contra el número de cuentas de los detectores de plata activada, se puede observar que hay una relación lineal para la mayor parte del rango, excepto para disparos de alto desempeño con más de 1500 cuentas [8]. En la figura 4.10 se muestra la gráfica para la respuesta integrada del detector 3 para los disparos 7266 hasta el 7297 donde se puede observar el comportamiento lineal hasta antes de los disparos de

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II
4.2. EL PROBLEMA DE LOS RAYOS X DUROS

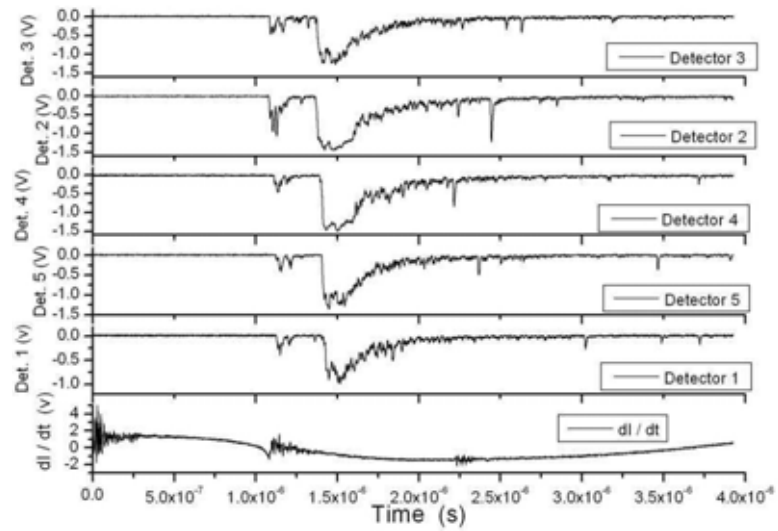


Figura 4.9: Señales provenientes de los sistemas centellador-fotomultiplicador y la bobina de Rogowski correspondientes al disparo No. 7293 [8].

alto desempeño donde se observa una clara desviación de la linealidad que corresponde a señales donde el pico correspondiente a los fotones es lo suficientemente ancho como para interferir en el pico de los neutrones. Una posible explicación de esto es que las bases de los fotomultiplicadores estén captando ruido electromagnético y saturando la señal, impidiendo la correcta detección del pico de los neutrones. En otras palabras, al verse afectado el sistema de detección por el pulso de fotones, éste queda prácticamente ciego ante la llegada de los neutrones, captando sólo algunos de ellos, produciendo una señal más pequeña de lo esperado.

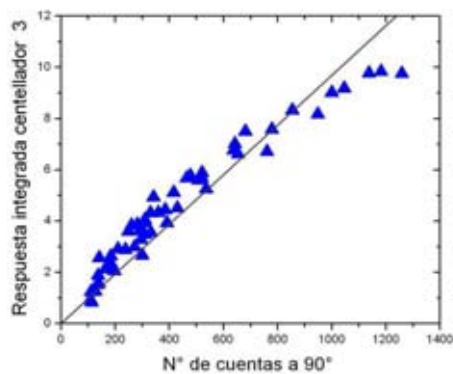


Figura 4.10: Respuesta integrada del detector 1 contra el número de cuentas en el detector de plata activada. La línea es un ajuste por mínimos cuadrados [8].

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II

4.3. MEDICIONES CON UN DETECTOR DE CENTELLEO RODEADO CON BLINDAJE DE PLOMO.

4.3. Mediciones con un detector de centelleo rodeado con blindaje de plomo.

Para hacer la comparación entre las señales de un centellador sin blindaje y un centellador con blindaje, se han hecho pruebas rodeando uno de estos al frente con 10 *cm* de plomo, a los lados y por debajo con 5 *cm* y en la parte superior con una placa de 0.5 *cm*. En la figura 4.11 se observan las señales para dos disparos de bajo desempeño donde se hace la comparación entre la señal proveniente del centellador sin blindaje (canal 3) y el centellador con el blindaje (canal 4). En el centellador sin blindaje se logran distinguir los dos picos producidos por el pulso de fotones y el pulso de neutrones aunque la separación entre estos dos picos no es completa, es decir, la señal producida por los fotones sigue interfiriendo con la señal de los neutrones. Por otro lado, en la señal proveniente del centellador con el blindaje, el pico correspondiente a los fotones ya no se observa, esto es, el blindaje ha atenuado prácticamente en un 100% el pulso de fotones. Sin embargo, el pulso de los neutrones aunque también a sufrido de atenuación, es claramente distinguible.

En la figura 4.12 se observa las señales colectadas de dos disparos de alto desempeño. A diferencia del caso anterior, en el disparo de alto desempeño la producción de fotones es tal que los fotones detectados en el centellador sin blindaje producen un pulso que llega a cubrir casi por completo el pulso producido por los neutrones (canal 3). En el detector con el blindaje aunque se sigue observando el pulso de fotones, este está sumamente atenuado en comparación con el pulso registrado sin blindaje. Para la detección de los neutrones esto es benéfico ya que el pulso de los fotones está claramente separado del pulso de los neutrones. Naturalmente el pulso de los neutrones también está atenuado, pero no tanto como el pulso de fotones. Esto es útil sobre todo para mediciones de tiempo de vuelos, ya que los primeros fotones en llegar al centellador no tuvieron ninguna interacción en su trayecto desde la fuente hasta el detector.

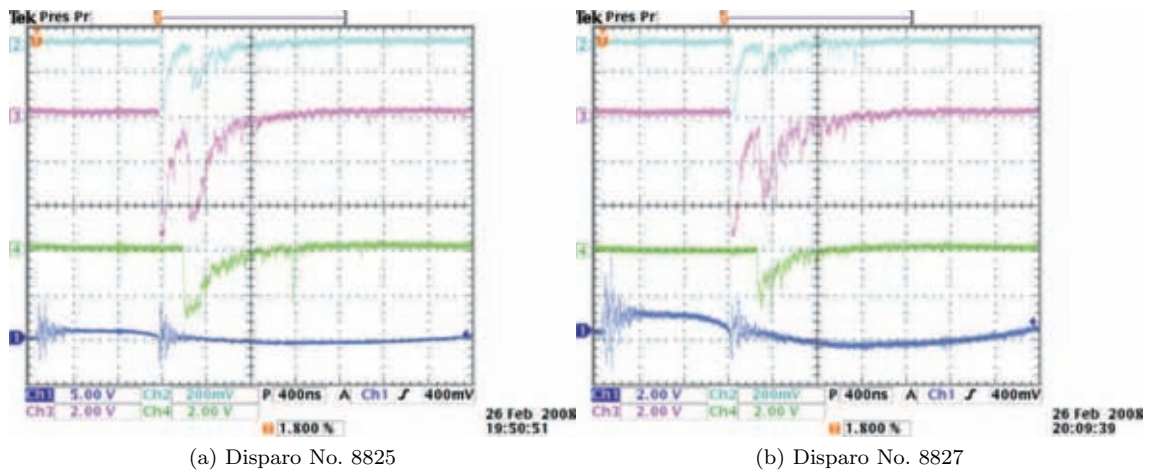


Figura 4.11: Oscilogramas donde se muestran dos disparos de bajo desempeño donde el pulso de fotones (canal 4) es absorbido totalmente por el blindaje de plomo. En la señal proveniente del centellador sin blindaje se logra distinguir entre el pulso de fotones y los neutrones.

CAPÍTULO 4. EL FOCO DE PLASMA DENSO FUEGO NUEVO II
4.3. MEDICIONES CON UN DETECTOR DE CENTELLEO RODEADO CON BLINDAJE DE PLOMO.

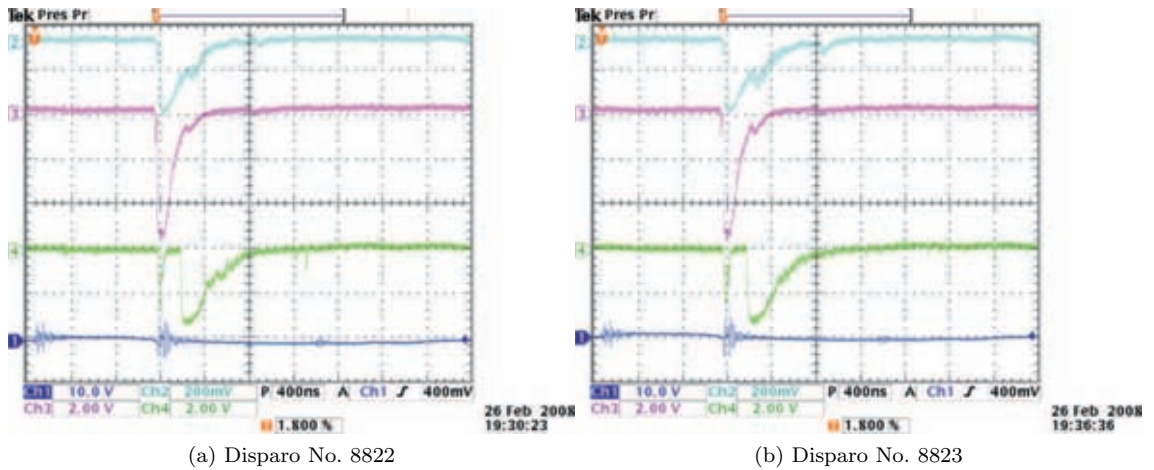


Figura 4.12: Oscilogramas donde se muestran dos disparos de alto desempeño donde se observa la atenuación del pulso de rayos X (canal 4) por parte del blindaje de plomo comparado con lo observado en el centellador sin blindaje (canal 3), donde el pulso de los fotones es tal que se superpone con el pulso de los neutrones.

Capítulo 5

Simulación de los fotones provenientes del FN-II y su detección

Una simulación, generalmente, se basa en un modelo matemático. El modelo matemático puede ser determinista o estocástico. Es determinista si todas las relaciones matemáticas y lógicas están fijas, y son las que determinan de forma completa la solución del problema. Por otro lado, el modelo se define como estocástico si por lo menos una de las variables en el modelo es aleatoria.

El Método de Monte Carlo (MMC) es un ejemplo de un procedimiento donde entra en acción un modelo estocástico. El MMC en si no es un modelo matemático, ya que como su nombre lo sugiere solo es un método para hacer cálculos con modelos estocásticos. Dicho en otras palabras, el MMC puede definirse como una técnica numérica para resolver problemas matemáticos mediante la utilización de variables aleatorias ¹. Esto incluye problemas en muchas áreas de la ciencia, desde la física hasta la economía pasando por la biología. Podría decirse que cualquier problema que para su solución ocupe muestras aleatorias ya está usando el método de Monte Carlo. El origen del método de Monte Carlo se atribuye a Stan Ulam y John von Neuman del laboratorio de Los Alamos, Nuevo México en 1946. Lo que ellos buscaban era una manera de estudiar la difusión de neutrones dentro de un reactor sin tener que resolver todas las ecuaciones que gobiernan la dispersión y la absorción de estos y encontraron que la manera más eficiente era mediante pruebas aleatorias las cuales podían realizarse en las recién creadas computadoras. Por otro lado, el nombre de Monte Carlo viene de la ciudad en Mónaco famosa por sus casinos, donde como bien se sabe, la aleatoriedad es la parte que hace tan atractivos sus juegos de apuestas. Además cabe resaltar que uno de los primeros dispositivos con los que se contaba para obtener números aleatorios era precisamente la ruleta. Por números aleatorios nos referimos a los valores que se obtienen por medio de cualquier proceso aleatorio. Sin embargo, dentro del método de Monte Carlo, lo importante no es la forma en que se obtienen los números aleatorios. Lo importante es si estos números se comportan como si fueran aleatorios. Se puede pensar en una forma en que se pueden obtener números aleatorios por medio de una fórmula. Por supuesto si los números son obtenidos por medio de una fórmula no pueden ser aleatorios, por lo cual se les llaman pseudoaleatorios. Un ejemplo sencillo de como trabaja el MMC se puede ver en el apéndice B.

Como se vio en el capítulo 2, mientras se describía la interacción de la radiación con la materia se mencionó mucho el término sección eficaz, el cual se utiliza como un parámetro para poder

¹Se suele manejar como variable aleatoria aquella para la cual desconocemos qué valor podrá tomar, sin embargo sabemos qué rango de valores puede tomar y con qué probabilidad los tomará. Así, cuando se hace una serie de pruebas relacionadas a una variable aleatoria, aunque no se puede predecir con exactitud el resultado de cada una de estas pruebas, si es posible hacer predicciones de los resultados de un número grande de pruebas

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

estimar la probabilidad con la que cierta radiación hará interacción con la materia, de manera que la interacción de la radiación con la materia no es un proceso determinista, si no probabilista. Es por esta razón por la cual se recurre al MMC para simular el paso de radiación con la materia. Prácticamente desde que se creó el MMC se ha utilizado para este propósito, por lo que desde entonces a la fecha se han desarrollado diversos códigos para computadora, de los cuales uno de los más recientes es GEANT4[1].

5.1. Construcción de la simulación con GEANT4

Para hacer la simulación del proceso de detección de la radiación proveniente del plasmas focus FN-II se recurrió a un software de reciente creación pero que cuenta con una amplia aceptación y validación alrededor del mundo conocido como GEANT4.

Así como lo definen sus creadores, GEANT4 es una “caja de herramientas” para la simulación del paso de partículas a través de la materia. GEANT4 está escrito en el lenguaje de programación C++, por lo que explota las características de este lenguaje, en especial la programación orientada a objetos². GEANT4 provee de métodos, funciones y clases que cubren los aspectos más importantes en el transporte de partículas a través de la materia, siendo estos:

- La geometría del sistema,
- Los materiales a considerar dentro del sistema,
- las partículas elementales de interés,
- la generación de eventos primarios,
- el rastreo de las partículas a través de materiales y campos electromagnéticos,
- los procesos físicos que gobiernan las interacciones entre partículas,
- la respuesta de los componentes sensibles del detector,
- la generación de datos del evento,
- el almacenamiento de eventos y trayectorias,
- la visualización de la geometría del sistema y las trayectorias de las partículas,
- la captura y el análisis de los datos de la simulación a distintos niveles de detalle y refinamiento.

Para el manejo de las interacciones, GEANT4 sigue las fórmulas y ecuaciones establecidas que describen los procesos físicos a los que están sujetas las partículas, dependiendo de su tipo y su energía[13], de las cuales, algunas de ellas, se describen en el capítulo 2. Las secciones eficaces y otros datos necesarios para la descripción de las interacciones son obtenidos de distintas fuentes alrededor del mundo, como parte de la colaboración para el diseño de GEANT4, haciendo de este un depósito que incorpora gran parte de lo que se conoce acerca de interacciones de partículas. Así, con GEANT4 se pueden simular eventos e interacciones desde el rango de los eV hasta los TeV para prácticamente cualquier tipo de partícula elemental conocida.

Siguiendo el modo de programación orientada a objetos, una simulación con GEANT4 se estructura de forma modular para un mejor manejo y para que sea más sencillo de entender si se hicieran modificaciones posteriormente. De esta forma, se tienen archivos donde están las funciones,

²Esta forma de programación hace énfasis en el manejo de datos más que seguir una programación estructurada en algoritmos. Así, tenemos *clases* que definen los datos a manejar y qué operaciones pueden llevarse a cabo en *objetos* donde se estructuran los datos siguiendo el plan escrito en las clases.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

datos y objetos a manejar, que comunmente se le llama “archivos fuente”³ y archivos donde se declaran las clases, las variables, las constantes y las funciones que se manejan en el archivo fuente, conocidos como “archivos de cabecera”⁴. Se tiene un archivo de cabecera por cada archivo fuente y cada par de estos archivos conformarían un módulo del programa completo. Estos módulos no son independientes entre sí, dentro del código de cada módulo vienen escritos vínculos hacia otros módulos. Los módulos en principio se pueden escribir de la manera que más le convenga al usuario. Sin embargo, para la simulación que aquí se presenta se decidió seguir un esquema preestablecido para evitar complicaciones. El programa para la simulación se basó en varios de los ejemplos con los que se cuenta en GEANT4 (los cuales tanto se pueden ver en el sitio de internet de GEANT4 [13] como a la hora de descargar todo el paquete), en especial en los ejemplos 3, 6 y 7 para principiantes (se identifican como N03, N06 y N07). Los módulos utilizados son: construcción del detector, mensajero del detector, acciones por evento, lista de la física, acción de generación de primarios, acciones por corrida y acciones por paso. A continuación se dará la descripción de cada uno de ellos.

5.1.1. Construcción del detector

En este módulo es donde se escribe toda la geometría que se tomó en cuenta para la simulación. Esto incluye, la posición y dimensiones de todos los componentes, los materiales de los cuales está compuesto, las propiedades ópticas y físicas de algunos de estos componentes, y la identificación de los materiales sensibles a la radiación.

En el experimento real (es decir, en el laboratorio de física de plasmas del ICN-UNAM) se cuenta con muchos aparatos, muebles y otros elementos alrededor del FN-II. Simular cada uno de esos elementos habría consumido mucho tiempo y habría complicado la interpretación de datos, por lo que sólo se simuló aquellos componentes que fueran, por decirlo de alguna manera, inevitables en el paso de la radiación entre la fuente y los detectores. Estos son:

- Mundo. Este es un volumen que engloba a todos los demás componentes en la simulación. Esto se hace con el objeto de tener un sistema de referencia respecto a donde posicionar todos los componentes. Regularmente se simula como un cubo con dimensiones suficientemente grandes para que de cabida a todos los componentes (ver figura 5.1). El material del cual está compuesto este volumen es aire con densidad de 1.29 mg/cm^3 . El aire se simula como una mezcla de 70 % nitrógeno y 30 % oxígeno. Gran parte de los materiales utilizados en la simulación ya vienen precargados dentro de GEANT4.
- Electrodo dentro de la cámara de reacción. Se simulan con forma de cilindros sólidos, el electrodo central con una longitud de 4 cm y un diámetro de 5 cm, y los externos con una longitud de 4.5 cm y 8 mm de diámetro. El arreglo de 12 electrodos externos está dispuesto en una circunferencia de 10 cm de diámetro (ver figura 5.2). El material para estos electrodos es cobre, con una densidad de 8.96 g/cm^3 .
- Cámara de reacción. Se simula como un cilindro hueco de radio interno de 20 cm, un radio externo de 20.7 cm (es decir, un grueso de 7 mm) y una longitud de 38 cm. El material es acero inoxidable, simulado como una mezcla de 73 % hierro, 17 % cromo y 10 % níquel y una densidad de 8.03 g/cm^3 .
- Paredes de concreto. A pesar de que en el laboratorio en el ICN-UNAM están formadas por una gran cantidad de pequeños bloques de concreto, para facilidad de escritura (en el código de la simulación) las paredes se simularon como paralelepípedos de 40 cm de ancho y 3 m de alto. La longitud de las paredes varía según su posición. Las paredes 3 y 5 en la figura 5.1

³Cuando habla de programas para computadora se suele utilizar mucho los nombres en ingles, por lo que los archivos fuente son más conocidos como *source files*.

⁴Comunmente conocidos como *header files*.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

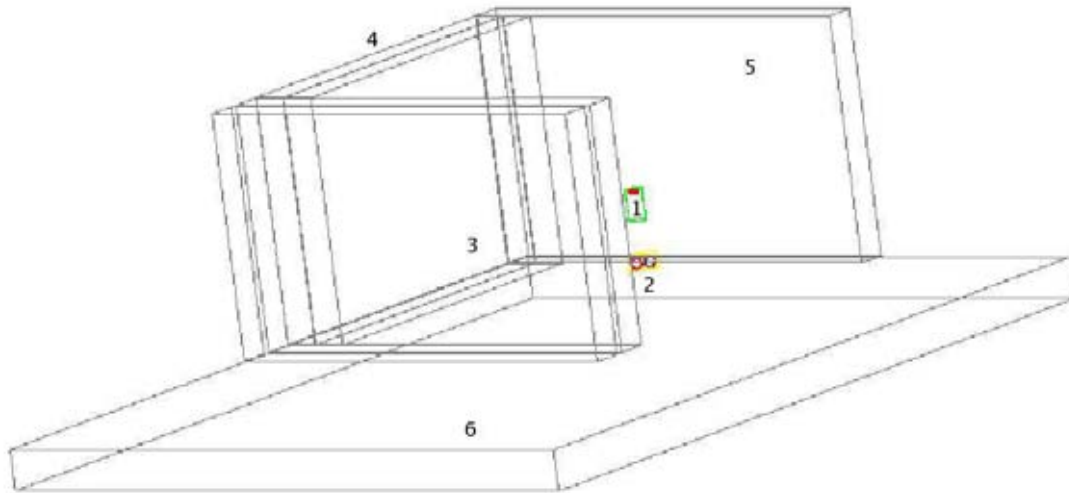


Figura 5.1: Vista de todos los elementos incluidos en la simulación. Cámara de reacción en verde, electrodos en rojo (1), blindajes en amarillo, centelladores en azul (2), paredes y piso en gris (3, 4, 5 y 6).

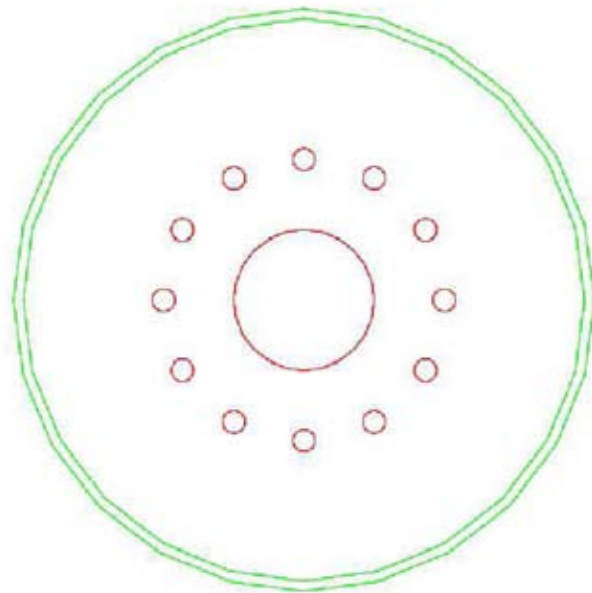


Figura 5.2: Arreglo de electrodos, en rojo, dentro de la cámara de reacción, en verde.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

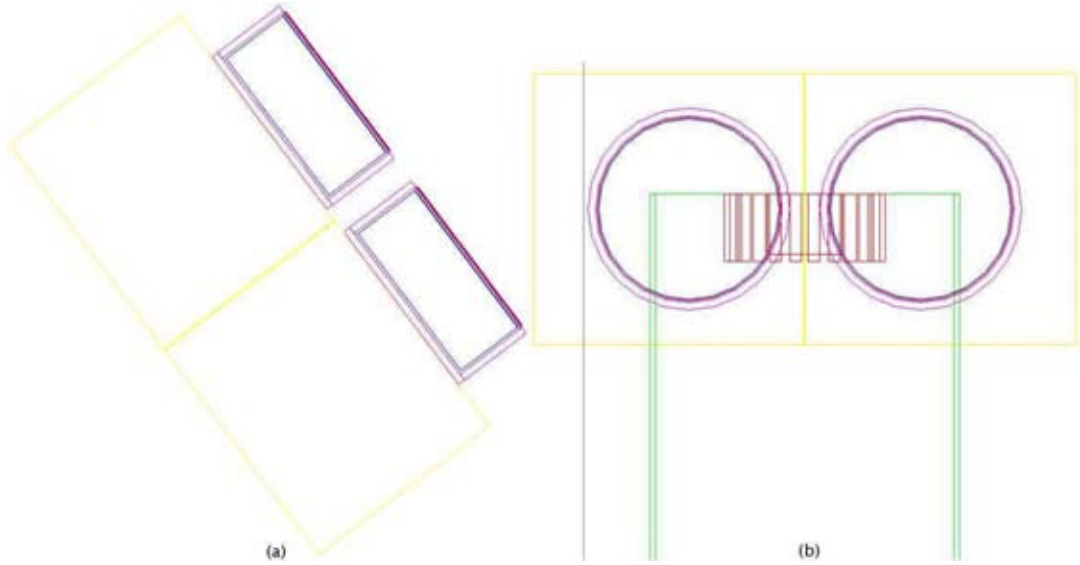


Figura 5.3: Centelladores (azul) rodeados por su encapsulamiento de aluminio (magenta), el blindaje (amarillo), la ventana (azul) y el fotocátodo (rojo). Una vista (a) desde “arriba” y (b) por “atrás”. Al fondo de la imagen (b) está la cámara de reacción con los electrodos.

son de 5.2 m y las paredes 4 de la figura 5.1 son de 4.5 m . El material para las paredes es concreto, simulado como una mezcla de: 1% de hidrógeno, 0.1% carbono, 52.9107% oxígeno, 1.6% sodio, 0.2% magnesio, 3.3872% aluminio, 33.7021% silicio, 1.3% potasio, 4.4% calcio y 1.4% hierro. La densidad es de 2.1 g/cm^3 . Las proporciones para cada elemento se tomaron del recetario de materiales de GEANT4 [14] y la densidad es la de las paredes reales.

- Piso. El piso se simuló como un paralelepípedo de 10.6 m de largo, 8 m de ancho y 50 cm de profundidad. El material también es concreto con la misma mezcla para las paredes.
- Plástico centellador. Este es el material sensible del detector y donde se darán las principales interacciones a registrar. Se simularon dos plásticos, con propiedades idénticas, como cilindros sólidos de 5 cm de largo y 12 cm de diámetro. Los materiales del que está hecho un centellador comercial no es algo que se pueda obtener de forma libre. Así, tomando los datos indicados en la hoja de datos técnicos del centellador BC-400 [11], se simuló sólo como una mezcla de 10 átomos de carbono por 11 de hidrógeno. La densidad es de 1.032 g/cm^3 .
- Encapsulamiento. Este se compone de dos partes. Una, es la parte que rodea al plástico centellador alrededor de la parte cilíndrica, simulado como un cilindro hueco con un radio interno igual al del centellador más 2 mm , que es un espaciamiento introducido para evitar traslapes entre los distintos componentes y de esta manera evitar errores en el transporte de radiación. El radio externo es el radio interno más 5 mm , dicho de otra manera, el grueso del encapsulamiento es de 5 mm . La longitud es de 52 mm . La otra parte del encapsulamiento es la tapa que cubre la cara del centellador que está dirigida hacia la fuente de radiación. Este se simuló como un cilindro sólido de radio igual al radio externo de la parte cilíndrica y el ancho es de 5 mm . El material es aluminio con una densidad de 2.7 g/cm^3 .
- Ventana del fotomultiplicador. Simular todo el tubo fotomultiplicador con todos sus componentes habría sido sumamente difícil e innecesario. Entonces sólo se simuló la primera sección donde los fotones ópticos provenientes del centellador hacen interacción, esto es, la ventana del fotomultiplicador. La ventana se simuló como un cilindro sólido de radio igual al plástico centellador más 1 mm y con ancho de 2 mm . Siguiendo a la ventana se tiene un disco sólido

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

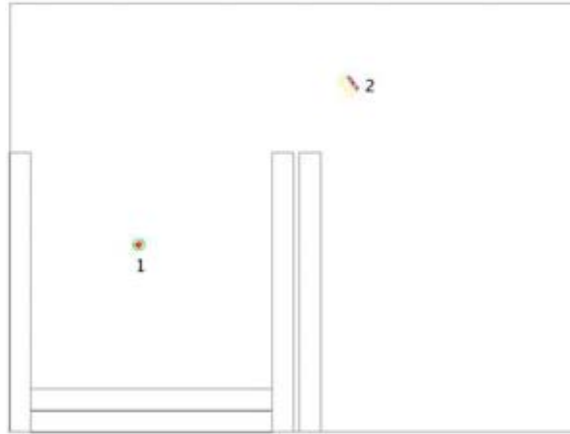


Figura 5.4: Vista desde “arriba” de la ubicación de los componentes de la simulación, donde se observa la cámara de reacción (1) y los centelladores a 5 m (2).



Figura 5.5: Vista desde “lado” de la ubicación de los componentes de la simulación, donde se observa la cámara de reacción (1) y los centelladores a 5 m (2).

del mismo radio y 1 mm de ancho, esto con el sólo proposito de absorber a los fotones ópticos. El material de la ventana es vidrio pyrex, el cual es un material que ya viene precargado en GEANT4.

- Blindaje de plomo. El blindaje de plomo se simuló como dos paralelepípedos justo enfrente de los centelladores. Las dimensiones de estos paralelepípedos se varió para las distintas simulaciones que se hicieron. El material fue plomo de densidad 11.35 g/cm^3 .

Las propiedades de los materiales y la forma en que se componen (porcentajes y razones entre elementos) fueron tomados de internet del sitio de GEANT4 [14].

La forma en que se colocaron todos estos componentes se puede ver en la figura 5.4 y 5.5. Dentro de la simulación, el origen está un cm por debajo del electrodo central en la cámara de reacción y a partir de ahí se fijaron las coordenadas para el resto de los componentes. Los centelladores están a 5 m del origen y a 37 grados respecto al eje X y estos están rotados 90 grados para que den la cara plana hacia la fuente. Su posición es tal que, estando a los 5 m de la fuente, la línea de visión no esté interrumpida por las paredes y estén dentro de los límites del piso, es decir, dentro del laboratorio.

Para que los plásticos centelladores tuvieran propiedades de centelleo hay que especificarles ciertas propiedades que inducen la generación de fotones ópticos.

El plástico centellador emite fotones dentro de un cierto rango de energías (o longitudes de onda) que vienen especificados por el fabricante [11]. El rango va de los 2.48 eV a los 3.1 eV. Este mismo rango de energías se introduce dentro de las propiedades del centellador y también se especifica el índice de refracción y la longitud de absorción, los cuales son 1.58 y 1.6 m respectivamente. La cantidad de fotones que se producen por unidad de energía está determinada por la producción de

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

centelleo. Este parámetro para el centellador del tipo BC-400 no fue posible encontrarlo. El dato más cercano que se encontró y que fue el que se tomó para la simulación se obtuvo de un reporte de trabajo por parte de Ralph Dollan [16] de DESY, el cual hace una simulación para el plástico centellador BC-408 y especifica una producción de 500 fotones por MeV .

Para la ventana del fotomultiplicador y el aire también se especificó el índice de refracción. En el caso del aire el índice se tomó como 1.0 y para la ventana como 1.47 [18].

Una parte importante para poder simular el transporte de fotones ópticos es el paso a través de las fronteras de los componentes ópticos. Dentro de GEANT4 para simular como se van a reflejar o refractar los fotones se tiene un modelo desarrollado por A. Levin y C. Moisan [17] llamado UNIFIED. Los parámetros que se especifican son: reflectividad, que define que porcentaje de la luz entrante es reflejada; lóbulo especular, que determina la probabilidad de que la luz sea reflejada por una microfaceta (rugosidades en la superficie); pico especular, que determina la probabilidad de que la luz sea reflejada alrededor de la normal de la superficie macroscópica y dispersión inversa que determina la probabilidad de que la luz sea reflejada en la misma dirección en la que ingresó a una microfaceta.

Dentro de la construcción de la geometría se tienen que dar de alta cuales van a ser los volúmenes sensibles. En este caso son cuatro: los dos plásticos centelladores y las ventanas de cada fotomultiplicador.

En el centellador se tienen dos “anotadores” (en GEANT4 se identifican con *Primitive Scorers*) los cuales registran la energía total depositada dentro del centellador y el número de fotones ópticos producidos en cada evento, respectivamente.

En la ventana del fotomultiplicador sólo se hace el registro de cuantos fotones ópticos cruzan su volumen. Esto con la idea de que un fotón óptico que llega a cruzar este volumen tiene un cien por ciento de posibilidades de alcanzar el fotocátodo. Cada uno de estos fotones ópticos tiene una probabilidad de producir un fotoelectrón, dependiendo de la eficiencia cuántica del fotocátodo. Dentro de la simulación no se incluyó esta eficiencia cuántica, pero como se verá más adelante, si se tomó en cuenta para el análisis de datos.

5.1.2. Mensajero del detector

Este módulo existe sólo para crear una interfaz entre el usuario y la simulación. Aquí se pueden programar mensajes que permiten al usuario introducir algunos comandos entre corrida y corrida. Para la simulación que se presenta no se declararon comandos específicos, sólo los que GEANT4 reconoce por defecto. Podría parecer que este es un módulo superfluo, sin embargo, sin este módulo el programa simplemente no podría correr.

5.1.3. Acciones por evento

Es en este módulo donde se controla la extracción, el manejo y el almacenamiento de los datos producidos en la simulación. En la sección 5.1.1 se mencionó que se tuvieron que dar de alta los volúmenes sensibles dentro de la simulación, además de especificar el tipo de anotadores. Estos mismos volúmenes se tienen que dar de alta en este módulo de acciones por evento, al igual que los anotadores que se están registrando, es decir, la energía depositada en el centellador, los fotones ópticos producidos en el centellador, y el número de fotones que cruzan la ventana del fotomultiplicador. Este módulo tiene el nombre de acciones por evento debido a que se activa evento por evento. En GEANT4 se considera un evento cuando se produce una partícula primaria (que para esta simulación es un fotón) y se hace el seguimiento de esta partícula a través de los volúmenes que cruza y también se hace el seguimiento de las partículas secundarias que pudiera producir. El seguimiento de la partícula primaria y las partículas secundarias termina hasta que son absorbidas en algún volumen o salen del “mundo” (el volumen que incluye todos los componentes de la simulación).

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

Aparte de los anotadores que ya se mencionaron, en cada evento se registran otras cuatro cantidades, estas son: el promedio del tiempo en el que los fotones ópticos cruzan la ventana del centellador, la varianza de este promedio, el número de fotones que cruzan el blindaje de plomo y el número de fotones que cruzan la tapa de aluminio. Estas cantidades se registran con ayuda del módulo de acciones por paso. Más adelante se dará una descripción más detallada de la forma en que se extrajeron datos de la simulación.

5.1.4. Lista de la física

Sin la existencia de este módulo la simulación simplemente no tendría ningún sentido. En este módulo se hace la declaración de todas las partículas que serán tomadas en cuenta y los procesos físicos que determinarán el transporte de estas partículas.

Las partículas se clasifican como bosones, leptones y bariones. Haciendo uso de la nomenclatura de GEANT4, dentro de los bosones tenemos las partículas gamma (a lo que a lo largo de este trabajo se le ha llamado sólo fotones) y los fotones ópticos. Desde el punto de vista físico estas dos partículas son la misma, pero GEANT4 hace esta distinción ya que no puede aplicar los mismos procesos físicos para ambas partículas, ya que en principio están en rangos de energía muy distintos. Dentro de las partículas gamma también se incluirían los rayos X. Como leptones sólo tenemos electrones y positrones y como bariones tenemos solamente protones y neutrones.

Los procesos físicos dentro de GEANT4 se clasifican como:

- Procesos de transportación. Aplica a todas las partículas.
- Procesos electromagnéticos. Estos aplican dependiendo de la partícula. Para las gammas tenemos efecto fotoeléctrico, dispersión de Compton, producción de pares y dispersión de Rayleigh. Para los electrones tenemos dispersión múltiple, ionización y bremsstrahlung. Para los positrones se tienen los mismos procesos de los electrones más la aniquilación de pares.
- Procesos ópticos. Estos sólo aplican a los fotones ópticos. Los procesos que se incluyen son la generación de luz Cherenkov, centelleo, absorción óptica, dispersión de Rayleigh y procesos de frontera, es decir, reflexión y refracción.

Para los procesos electromagnéticos, dentro de GEANT4, es posible utilizar una forma estándar o una extensión a bajas energías. La utilización de los procesos electromagnéticos a baja energía se recomienda cuando se tienen partículas primarias con energías menores a 1 keV . Para la mayor parte de las corridas se utilizaron los procesos electromagnéticos estándar pero se hicieron algunas pruebas con la forma de bajas energías. Los resultados obtenidos de estas pruebas no mostraron una diferencia significativa con las corridas hechas con la forma estándar.

Al respecto de la luz de centelleo, dentro de GEANT4 ésta es generada muestreando el número de fotones ópticos de una distribución de Poisson. Esta distribución está basada en la energía perdida por la partícula cargada durante un paso en el material y en las propiedades de centelleo del material. La frecuencia de cada fotón óptico es muestreado de un espectro empírico. Los fotones son generados de forma uniforme a lo largo del segmento de trayectoria de la partícula y son emitidos de forma uniforme en un ángulo sólido de 4π con polarización lineal aleatoria [13].

5.1.5. Acción de generación de primarios

Aquí se determina la partícula primaria que será emitida desde el origen de coordenadas de la simulación. GEANT4 maneja el transporte de partículas primarias y secundarias evento por evento, es decir, la generación de una partícula determina el evento, por lo que no se pueden tener eventos con dos o más partículas primarias. Sin embargo la simultaneidad en la emisión de las partículas primarias se puede determinar ajustando el tiempo de emisión. Así, si se le da el mismo tiempo de emisión de las partículas, aunque la generación sea evento por evento, al final en el análisis los datos se tendrán como si todas las partículas primarias hubieran sido generadas al mismo tiempo. Más

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.1. CONSTRUCCIÓN DE LA SIMULACIÓN CON GEANT4

importante aún que el tiempo de emisión es la energía con que serán emitidas las partículas. En la simulación la partícula primaria es un fotón (o como se definió dentro de GEANT4, una gamma) y como se verá más adelante se hicieron corridas a distintas energías, barriendo un espectro que va desde la región de los rayos X a la región de los rayos gamma.

La dirección en la que es emitida la partícula primaria tiene que ser determinada por el usuario. Esta dirección puede ser fija o determinada por alguna función. Para este trabajo se utilizaron cuatro formas para determinar la dirección de emisión. La más sencilla, es dirigiendo todas las partículas primarias a una dirección fija. La segunda fué dirigiendo los fotones de forma aleatoria al centro de cada uno de los centelladores, es decir, aunque la dirección era fija, se tenían dos opciones: hacia el centro del centellador 1 o el centellador 2. Así, con un generador de números aleatorios se escogía de forma aleatoria si el fotón se dirigía al centellador 1 o al centellador 2. La tercera forma fué barriendo un ángulo sólido que incluyera el área de la cara de los centelladores que estaba dirigida a la fuente. Esto se logró tomando valores de forma aleatoria de una distribución uniforme entre dos valores que correspondían a los valores superior e inferior tanto para el ángulo polar (aquel que parte del eje X) y el ángulo azimutal (el que parte del eje Z). Finalmente se hizo una sólo corrida con una distribución que barriera un ángulo polar lo suficientemente grande como para incluir una parte de las paredes del laboratorio y un ángulo azimutal tal que algunos fotones llegaran a ser dispersados por el piso del laboratorio.

5.1.6. Acciones por corrida

Aquí sólo se establece el inicio y final de una corrida. Se pueden hacer impresiones (mensajes en la consola) solo para tener una señal del inicio de una corrida y al final presentar el resumen o solo anunciar que ha terminado.

5.1.7. Acciones por paso

Un paso, dentro de GEANT4, se entiende como el intervalo espacial (y también temporal), en que la partícula, ya sea primaria o secundaria, se mueve un intervalo que puede ser definido por el usuario o el dado por defecto por GEANT4. Este intervalo puede ser de milímetros o hasta nanómetros, dependiendo de la refinación con que se quieran los datos. Para la simulación no se definió ningún paso mínimo por lo que se tomó el que dá GEANT4 por defecto.

En este módulo es donde se obtuvo la información respecto al tiempo en que los fotones ópticos cruzaban la ventana de los centelladores, cuantos de estos lo hacían y el conteo de los fotones que alcanzaban el blindaje de plomo (aunque no lo llegaran a cruzar) y la tapa de aluminio de los centelladores. El método fue relativamente sencillo, ya que consistía en sólo evaluar si la partícula requerida estaba dentro de algún cierto volumen. Por ejemplo, si un fotón óptico estaba dentro del volumen que representa la ventana del fotomultiplicador, la evaluación daba como resultado “verdadero”, entonces se tenía un contador el cual le iba sumando a una variable los fotones ópticos que fueran cruzando la ventana. En el caso del tiempo, el tiempo en que cada fotón óptico cruzaba la ventana del fotomultiplicador se iba almacenando dentro de un arreglo, de donde después se extraían los valores para obtener el promedio y la varianza.

Para que finalmente todo el código pueda ser compilado⁵ es necesario crear un archivo donde se llamen todos los módulos y se integren dentro de un mismo programa, bajo las instrucciones de un “Manejador de corridas”. Con este manejador de corridas se define si el programa será interactivo, es decir, que se le puedan dar instrucciones entre corrida y corrida, o si se ejecutará una vez solamente. Por corrida se entiende la simulación de la emisión e interacción de un número dado de partículas primarias. Por ejemplo, si se definen 1000 partículas primarias, la corrida terminará hasta que dentro de la simulación se hayan emitido estas 1000 partículas primarias y se haya hecho el seguimiento de estas y todas las partículas secundarias que pudiera producir.

⁵La acción de traducir todo el código al lenguaje de la computadora para poder crear un programa que pueda ser ejecutado.



Figura 5.6: Módulos que integran el programa de la simulación y sus relaciones entre sí. El sentido de las flechas indica la forma en que los archivos son llamados.

5.2. Extracción de datos de la simulación

La extracción de datos de la simulación se basó en el ejemplo 7 para principiantes de GEANT4 [15]. Sin embargo, la forma final que se utilizó podría considerarse como nueva, ya que algunas rutinas no pudieron obtenerse de ningún ejemplo y se crearon para este trabajo.

Como se mencionó en la sección 5.1.1, dentro de la construcción de la geometría de la simulación se dieron de alta los volúmenes que representarían a las partes sensibles del detector con una clase de GEANT4 llamada `G4MultiFuncionalDetector` y se le asignó un nombre a cada volumen sensible. En total fueron 4 volúmenes sensibles, 2 representando a los plásticos centelladores y 2 representando a las ventanas de los fotomultiplicadores. Posteriormente, pero dentro del mismo ciclo donde se dan de alta los volúmenes, se indicaron las cantidades que se registrarían en estos volúmenes sensibles con una clase llamada `G4VPrimitiveScorer`. Para los plásticos centelladores las cantidades a registrar fueron: La energía depositada y el número de fotones ópticos que se producen dentro del centellador. En el caso de las ventanas de los fotomultiplicadores sólo se registró el número de fotones que cruzaban el volumen. Para que el `G4VPrimitiveScorer` registrara sólo las partículas de interés se fijaron filtros: los centelladores registrarían la energía depositada por todas las partículas que entraran y se crearan dentro de ese volumen y el número de fotones ópticos creados dentro del mismo volumen, las ventanas de los fotomultiplicadores sólo registrarían los fotones ópticos cruzandolas. Así aunque fotones cruzaran la ventana del fotomultiplicador junto con los fotones ópticos, sólo los últimos son tomados en cuenta. Todo lo anterior se hace en el archivo fuente. Por otro lado, en el archivo de cabecera de la construcción del detector, se dieron de alta otros 3 métodos con los cuales se puede hacer la evaluación para ubicar en que volumen se encuentra alguna partícula. Un método correspondía a ambas ventanas de los fotomultiplicadores, otro a la tapa de aluminio de los centelladores y otro a los blindajes de plomo. Como se indicará más adelante, estos son utilizados en las acciones por paso.

Con los nombres que se les asignó a los volúmenes sensibles, estos se dan de alta en el módulo de acciones por corrida⁶. Como este módulo se trata de las acciones que se van a hacer en cada evento, dentro del código se dan las instrucciones de lo que el programa tiene que hacer al iniciar el evento y las instrucciones de lo que hará al final del evento. Entonces, al inicio del evento es

⁶Cabe resaltar que en el código no hay una conexión explícita entre este módulo y el módulo de la construcción del detector más que los nombres de los volúmenes sensibles

**CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II
Y SU DETECCIÓN**
5.2. EXTRACCIÓN DE DATOS DE LA SIMULACIÓN

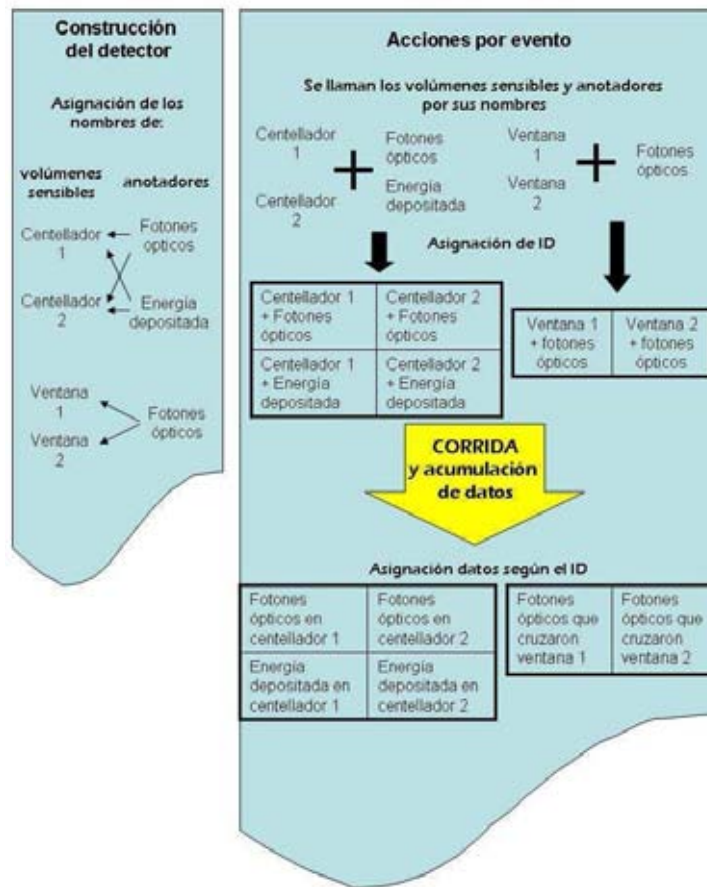


Figura 5.7: Extracción de datos usando el método de “anotadores” basado en el ejemplo 7 para principiantes de GEANT4.

cuando se llaman los nombres de los volúmenes sensibles y se les anexa el nombre del anotador (es decir, de la cantidad que están registrando) y se dan de alta en una matriz por medio de un método perteneciente a la clase `G4SDManager`, que les asigna un ID (una clave de identificación). Con este ID GEANT4 va haciendo la acumulación de datos durante toda la corrida y los va guardando en otra matriz. Así, al final de la corrida, con otro método perteneciente a la clase `G4HCofThisEvent` se obtienen los datos que se requieren y se empiezan a guardar en arreglos los cuales son descargados en un *buffer*⁷ el cual, después de un cierto número de eventos *buenos*⁸ (que en el caso de la simulación se hizo cada 100) es descargado en un archivo donde los datos son almacenados en formato binario.

Adicionalmente a los datos obtenidos por el método descrito líneas arriba, se implementaron un par de rutinas apoyándose en el módulo de acciones por paso, como se mencionó en la sección 5.1.7. Como se dijo, en este módulo se hizo el registro de las fotones ópticos que entraban al volumen que representa la ventana del centellador, además de registrar el tiempo en que lo hacen. Aparte también se registra el número de fotones que entran al volumen del blindaje de plomo

⁷En informática, un buffer de datos es una ubicación de la memoria en una computadora reservada para el almacenamiento temporal de información, mientras que está esperando ser procesada.

⁸Eventos en los que un fotón, por lo menos, alcanzó alguno de los blindajes de plomo.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.2. EXTRACCIÓN DE DATOS DE LA SIMULACIÓN

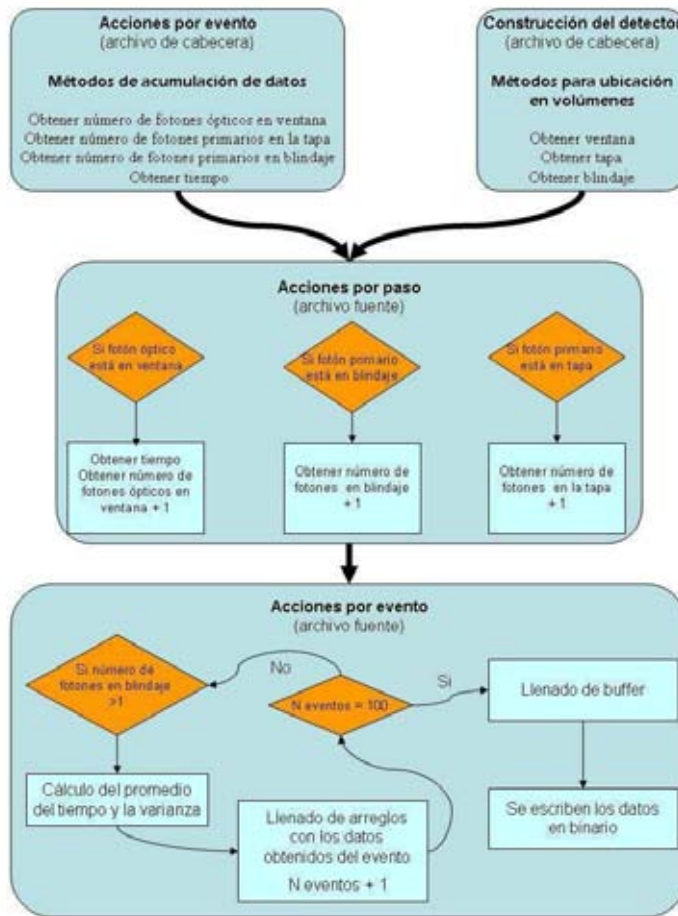


Figura 5.8: Métodos implementados para la extracción de datos.

y los que llegan a la tapa de aluminio. Para evaluar si algún tipo de partícula está dentro del volumen deseado se utilizan las funciones declaradas en el archivo de cabecera del módulo de la construcción del detector. Por otro lado, el registro del número de partículas que entran en alguno de los volúmenes se hace con ayuda de funciones declaradas en el archivo de cabecera del módulo de acciones por evento, por lo que existe una conexión explícita entre este módulo con los módulos de acciones por evento y construcción del detector. El registro de la cantidad de fotones y fotones ópticos se hizo de manera directa en arreglos los cuales son descargados en un buffer para después ser escritos en un archivo, pero el registro del tiempo necesitó un poco más de procesamiento antes de ser guardado. El problema viene del hecho que dependiendo de la energía del fotón entrante al centellador va a ser la producción de fotones ópticos. Como se indicó en la sección 5.1.1, se producen 500 fotones por cada MeV depositado en el centellador, por lo que si se tienen eventos con fotones de 2 MeV, se llegarían a producir hasta 1000 fotones ópticos. Y si a esto le agregamos el hecho de que hubieron corridas con 4 millones y medio de eventos, esto implicaría que se tendría que hacer el registro, como máximo, de 4 mil millones de tiempos diferentes. Obviamente esto es completamente innecesario, por lo que por cada evento se hace el registro del tiempo de llegada de cada fotón óptico a la ventana del fotomultiplicador y al final de cada evento se hace el promedio de estos tiempos y se toma la varianza de todos estos. El promedio y la varianza son los datos que finalmente se almacenan en el buffer y luego son escritos en el archivo.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

Los archivos donde está almacenada la información en forma de código binario posteriormente son leídos con ayuda de ROOT [19]. ROOT es un software que permite el análisis de grandes cantidades de datos, y se parece a GEANT4 en el sentido que también explota las cualidades de C++ al trabajar con objetos y clases. El manejo de los datos se hizo a través de histogramas. Todos los datos obtenidos se almacenaban en histogramas los cuales posteriormente se guardaron en un formato especial de ROOT. La ventaja de esto es que de estos histogramas se puede obtener una serie de datos con ayuda de los métodos de ROOT. Ejemplos de estos datos son: el valor medio, el promedio, la varianza, la suma de todos los canales (es decir, la integral de todo el histograma), el número de entradas, etc. Con los archivos en el formato de ROOT es más fácil manejar y extraer todos los datos y es de ahí de donde se obtuvo toda la información que se presenta en la siguiente sección.

5.3. Resultados obtenidos de la simulación

5.3.1. Histogramas

Como se dijo al final de la sección anterior, todos los datos se manejaron por medio de histogramas. Por cada corrida, se obtuvo una serie de histogramas donde se almacenaba la información. Estos histogramas son: La energía depositada, los fotones ópticos dentro del centellador, los fotones ópticos que cruzan la ventana del fotomultiplicador, los fotones entrantes en la tapa de aluminio, los fotones entrantes en el blindaje de plomo, el promedio del tiempo de entrada de los fotones ópticos en la ventana del fotomultiplicador a partir del tiempo en que se creó la partícula primaria y la varianza de estos tiempos. Ejemplos de estos histogramas se muestran en las figuras 5.9, 5.11, 5.12 y 5.13 que corresponden a los datos obtenidos para dos haces de fotones de 1 MeV de energía dirigidos al centro de cada uno de los centelladores con 5 cm de plomo como blindaje. Todo estos histogramas son los que posteriormente se almacenaban en archivos del formato especial de ROOT.

En la figura 5.9, donde se muestra la energía depositada en ambos centelladores, se puede distinguir la región que corresponde a la absorción por dispersión de Compton, la cual termina en el llamado “borde Compton” poco antes de los 0.8 MeV, posteriormente vienen las cuentas que corresponden a la doble dispersión de Compton. Como se dijo en la sección 3.4, para la detección de fotones, los plásticos centelladores no son lo más recomendable, y en la figura se puede ver por qué. En 1 MeV, donde se supone tendría que estar el pico de absorción total, prácticamente no se tienen cuentas. En la figura 5.10 se muestra un espectro que es más familiar, correspondiente a un haz de fotones a 250 keV con los detectores sin blindaje de plomo, donde el pico de absorción total en 0.25 MeV es más prominente.

La figura 5.11 muestra la distribución de la producción de fotones ópticos dentro del centellador. Notese que aunque dentro del código se fijó como 500 fotones por MeV la producción de estos, se tienen cuentas con más de 500 fotones ópticos. Esto se debe a que GEANT4 no toma este valor como un número fijo, sino que genera una distribución de probabilidad dependiendo de la energía del fotón entrante. Así, si un fotón ingresa con 1 MeV de energía al centellador puede producir más, o menos, de 500 fotones ópticos.

Para hacer el conteo de eventos que generan una señal detectable es necesario tomar en cuenta la eficiencia cuántica del fotomultiplicador. Estrictamente, la eficiencia cuántica está dada por una distribución en función de la longitud de onda (por lo tanto, de la energía) de la luz incidente en el fotocátodo. Para el análisis de datos en este trabajo la eficiencia cuántica se mantuvo fija en 25 %, independientemente de la energía del fotón óptico. Así, para que hubiera un evento de detección tenían que cruzar más de 4 fotones ópticos a través de la ventana del fotomultiplicador. De esta manera, se puede ver en la figura 5.12 el corte en el número de fotones ópticos donde todas las cuentas con igual o menos de 4 fotones fueron eliminadas.

En la figura 5.13 se muestra la distribución para el promedio del tiempo de detección de los fotones ópticos en el fotomultiplicador y la varianza de estos tiempos. Se puede ver que el promedio del tiempo en los histogramas calculado por ROOT es 18.63 nanosegundos para el centellador 1

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

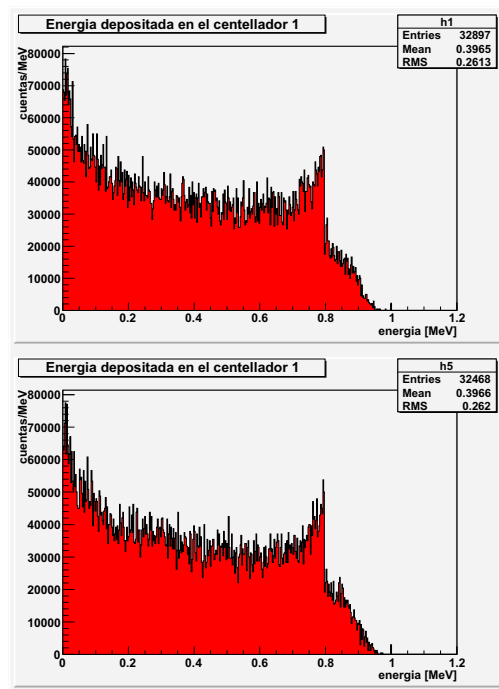


Figura 5.9: Distribución de la energía depositada en los centelladores para fotones de 1 MeV, con 5 cm de blindaje de plomo y el haz dirigido al centro de cada centellador.

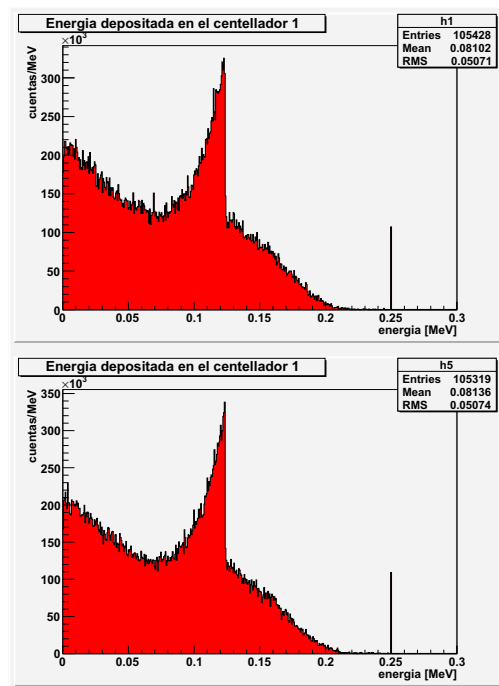


Figura 5.10: Distribución de la energía depositada en los centelladores para fotones de 250 keV, sin blindaje de plomo con el haz dirigido al centro de cada centellador.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II
Y SU DETECCIÓN
5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

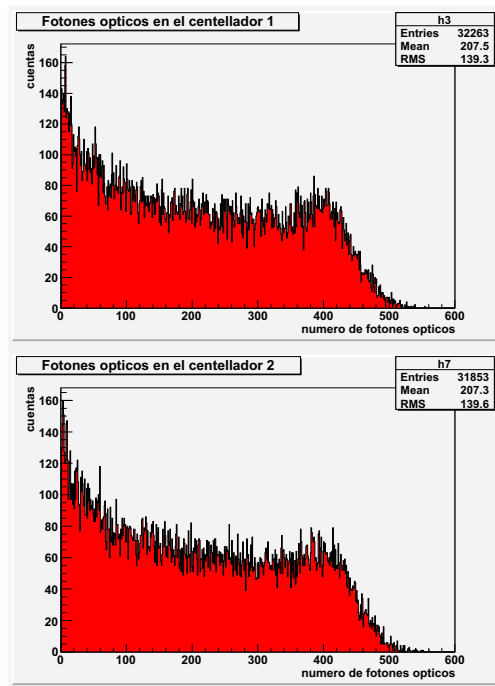


Figura 5.11: Distribución en la producción de fotones ópticos dentro de los centelladores.

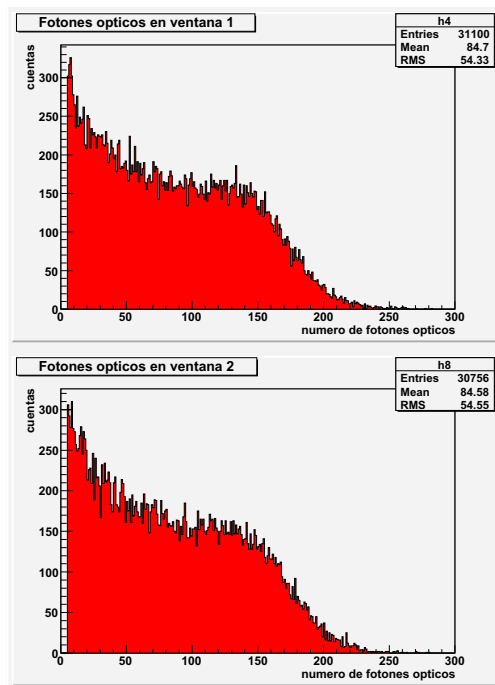


Figura 5.12: distribución de los fotones ópticos que pasan por la ventana del fotomultiplicador y que son tomados en cuenta como eventos detectados. Nótese el corte en el número de fotones ópticos menor a 4.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

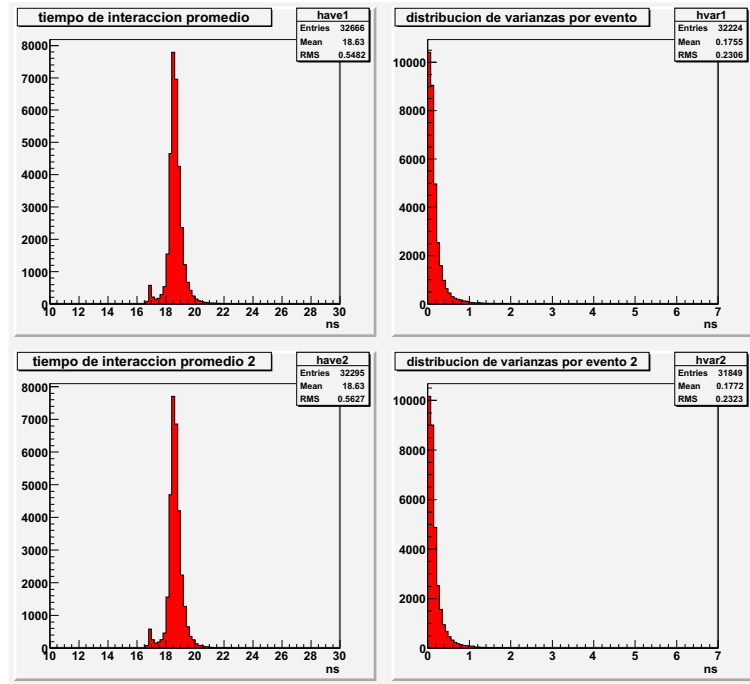


Figura 5.13: Tiempo de detección según el reloj interno de GEANT4 para ambos centelladores.

y 18.63 nanosegundos para el centellador 2. Si se hace un cálculo sencillo respecto al tiempo que tardaría un fotón para recorrer 5 metros, tomando a velocidad de la luz como 3×10^8 metros sobre segundo, este es de 16.67 segundos. Este retraso se puede explicar con el hecho de que una vez que el fotón hace interacción dentro del centellador hay un cierto intervalo de tiempo en el que se producen los fotones ópticos y estos desde el punto en el que son producidos hasta que llegan a la ventana del fotomultiplicador tienen que recorrer una cierta distancia origen de las reflexiones internas en el centellador. Una exploración más cercana a los histogramas de la figura 5.13 muestran cuentas incluso en los 26 nanosegundos, 10 nanosegundos más que el tiempo de vuelo de un fotón desde la fuente (el FN-II) hasta el detector.

5.3.2. Estimación de la eficiencia de detección de los centelladores y el factor de rechazo

Para la estimación de la eficiencia de detección se hicieron varias corridas que se podrían agrupar en dos grupos, que según la geometría utilizada se les ha nombrado como corridas con “blindaje mínimo” y corridas con “blindaje ampliado”. Más adelante se aclarará el por qué de estos nombres.

Corridas con blindaje mínimo

En orden cronológico las primeras corridas realizadas correspondieron a las del blindaje mínimo. Llevan este nombre debido a que la geometría utilizada correspondía a un blindaje que cubría sólo el frente de los centelladores, es decir, el ancho y el alto de los bloques de plomo eran del diámetro de los centelladores. Los resultados obtenidos, como se verá en esta sección, mostraron comportamientos no esperados, pero al final se descubrió el origen de esto.

Cómo se indicó en la sección 4.2, uno de las principales motivaciones para ver el efecto del blindaje en la detección de los fotones fue el llamado “problema de los rayos X”. En el experimento real se han probado diversas configuraciones para el blindaje y distintos espesores. De ahí que se

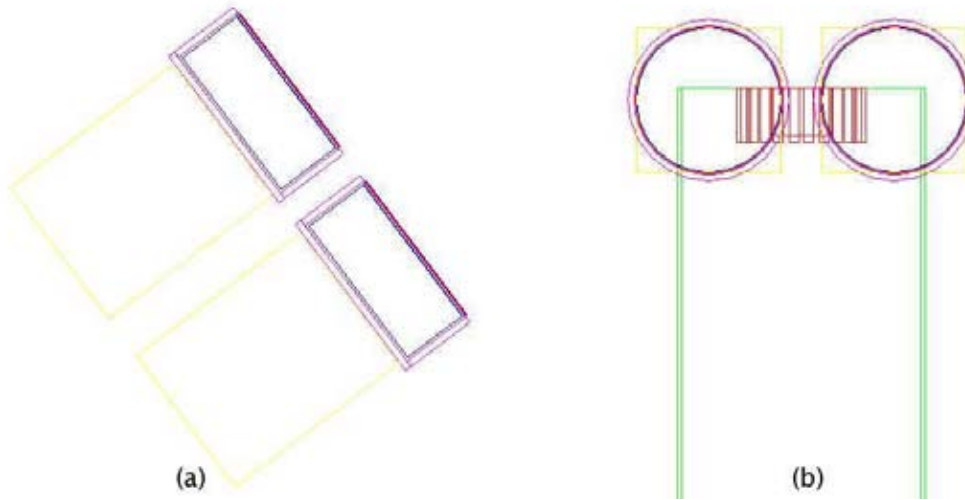


Figura 5.14: Vista superior (a) y trasera (b) de los detectores con el blindaje de plomo al frente de estos. El ancho y alto del blindaje es igual al diámetro del centellador y en este caso el largo es de 15 cm.

decidiera hacer primero las pruebas con blindaje mínimo y apartir de ahí tratar de entender el origen del problema de los rayos X.

La geometría utilizada corresponde a la mostrada en la figura 5.14 , donde los dos centelladores están a 5 metros de la fuente, y el blindaje tiene una forma tal que sólo cubre las caras de los centelladores. La fuente está dentro de la cámara de reacción. Las corridas se hicieron con las siguientes energías: 0.04, 0.06, 0.08, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1, 1.5 MeV. Todas estas corridas también se hicieron para 4 espesores distintos de blindaje, siendo estos, 5, 10, 15 y 20 cm. El haz fue dirigido, como se mencionó en la sección 5.1.5, en una distribución uniforme de manera que cubriera ambos centelladores. Para obtener una buena estadística se generaron 4.5 millones de partículas primarias, es decir, fotones.

En la figura 5.15 se muestra la dependencia de la eficiencia de detección ε estimada respecto a la energía para ambos centelladores y distintos espesores del blindaje de plomo incluyendo la eficiencia sin el blindaje. Tal eficiencia se calculó simplemente tomando el cociente entre el número de eventos detectados y el número de fotones que alcanzaron el detector, tomando como punto de entrada el encapsulamiento de aluminio $\varepsilon = N_{detectados}/N_{entrantes}$. Lo primero que se puede notar es que ε (como era de esperarse) no es constante con respecto a la energía. En el caso de los puntos sin blindaje de plomo, para la primera energía (40 keV) la eficiencia es cero, es decir, que ninguna partícula primaria generó un evento detectable, posteriormente para la siguiente energía (60 keV) la eficiencia crece hasta alcanzar su máximo en los 200 keV con un $\varepsilon = 0,39$, después de lo cual decrece con la energía. Lo siguiente que se puede notar es que la eficiencia de detección con el blindaje de plomo cae drásticamente, al punto que pareciera que para cualquier espesor de plomo la eficiencia es la misma, muy cercana a cero y crece ligeramente para las energías más grandes.

Para las energías más grandes se puede ver una clara diferencia entre las eficiencias de detección, sin embargo para energías por debajo de los 0.8 MeV y para espesores de 10, 15 y 20 cm la eficiencia parece la misma y no parece variar con la energía. Aquí hay dos cosas que no cuadran. Una, es que no haya diferencia en la eficiencia para 10, 15 y 20 cm de ancho del blindaje, y la otra es que no haya variaciones con la energía hasta que sobrepasa los 0.7 MeV. Lo que se esperaría es que entre más blindaje exista, menos fotones alcanzaran el detector.

Después de examinar el código en distintos puntos y hacer varias pruebas se pudo determinar el origen de estos resultados. El origen es de naturaleza puramente geométrico. Como se dijo, los fotones se dirigieron a los centelladores de manera que cubrieran a ambos centelladores, es decir,

Eficiencia de Deteccion vs Energia

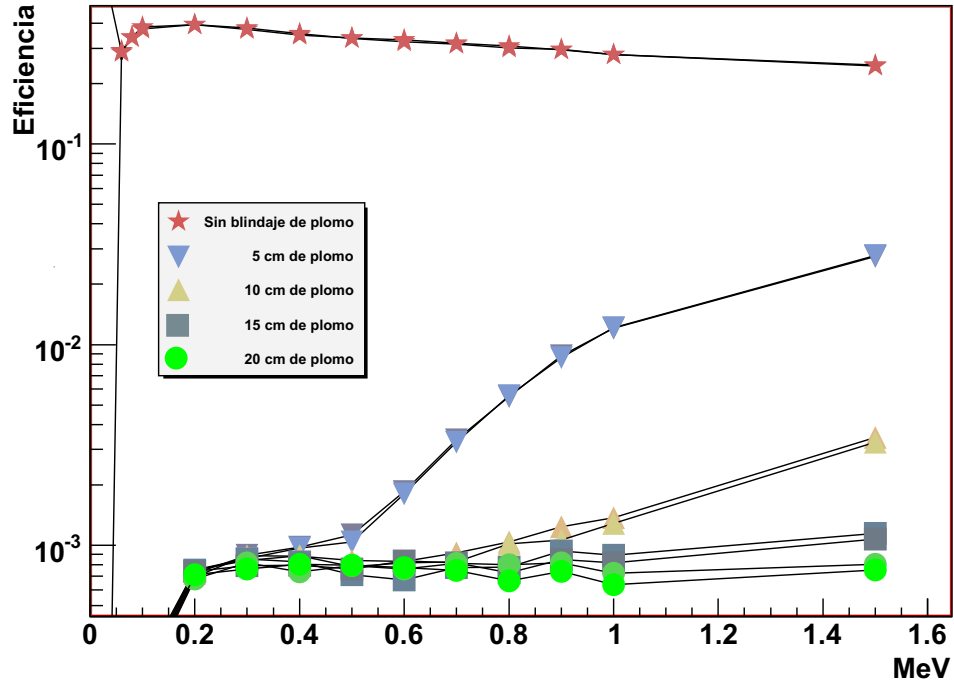


Figura 5.15: Dependencia de la eficiencia de detección respecto a la energía con blindaje mínimo.

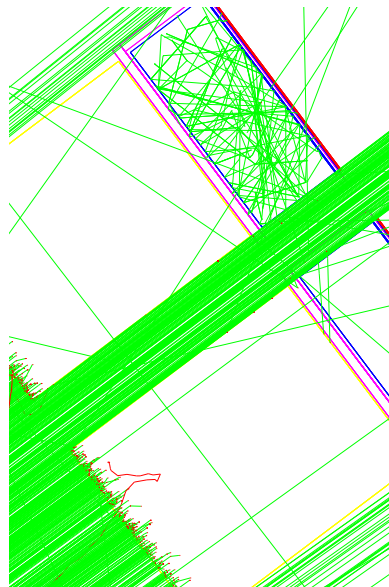


Figura 5.16: Acercamiento al espacio entre centelladores. En la parte superior de la imagen se pueden apreciar la generación de algunos fotones ópticos dentro del centellador.

Factor de Rechazo vs Energía

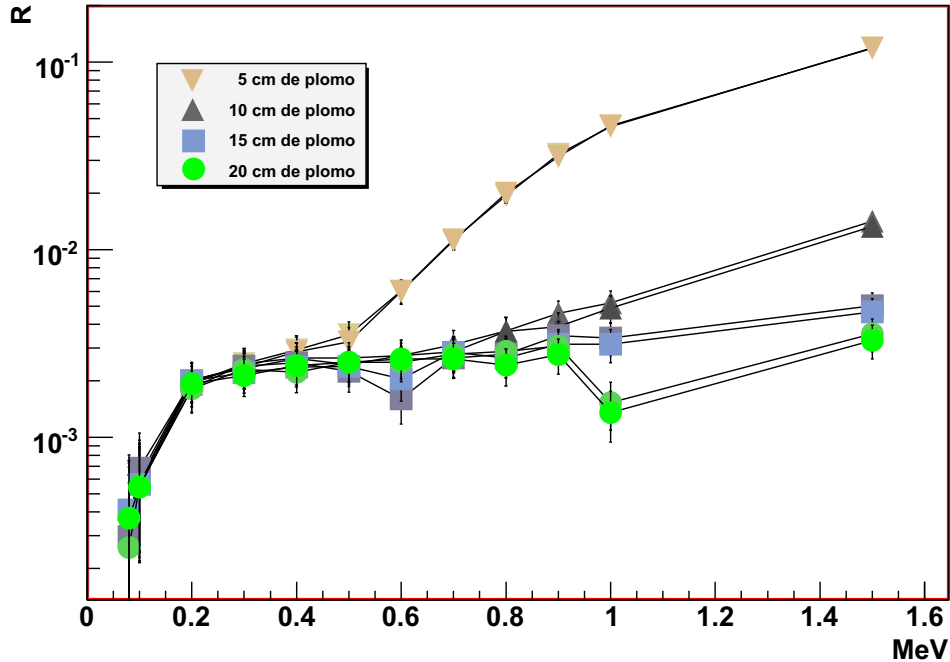


Figura 5.17: Dependencia del factor de rechazo respecto a la energía de los fotones con blindaje mínimo

que cubrieran un ángulo sólido mayor al área cubierta por las caras de los centelladores. Entonces, el ángulo cero está en un eje que pasa en medio del espacio que separa ambos centelladores, por lo que los fotones dirigidos a los centelladores o al blindaje de plomo ya tienen un ángulo respecto a este eje. En la figura 5.16 se puede observar un acercamiento al espacio entre ambos centelladores. Se puede notar que una gran cantidad de fotones cruzan este espacio, y aunque no es claramente perceptible, el ángulo de sus trayectorias, al irse alejando del eje entre los centelladores este ángulo les permite cruzar cada vez menos volumen de plomo o incluso alcanzar el centellador sin siquiera pasar por el plomo. Las cuentas debido a esta pequeña ventana que podrían alcanzar el centellador sin tener que pasar por el blindaje de plomo son alrededor del 0.055 %, pero al tener 4.5 millones de eventos, estas cuentas serán las suficientes ($\sim 10^3$ cuentas) para alterar los resultados de manera que se observe lo mostrado en la figura 5.15.

Aparte de la eficiencia de detección, también se estimó el factor de rechazo, definido como el cociente entre el número de eventos detectados con blindaje y el número de eventos detectados sin blindaje $R = N_{sin\ blindaje} / N_{blindaje}$. Como se puede ver de la figura 5.17, el mismo fenómeno observado en la figura 5.15 se repite, es decir, que parece no haber diferencia entre los 10, 15 y 20 cm de blindaje para energías por debajo de los 800 keV. Estas mediciones también se pueden explicar con el argumento dado líneas arriba.

En un principio los resultados aquí mostrados podrían parecer desafortunados, ya que no cumplen con el objetivo de estimar la eficiencia de detección y el factor de rechazo de una manera correcta. Sin embargo ilustran algo muy importante: la disposición geométrica de los componentes puede afectar de manera muy notable las mediciones. Dicho en otras palabras, debido a esa pequeña ventana entre los centelladores, a la hora de ver los resultados, estaban dando la impresión de que sin importar el espesor del blindaje y para un cierto rango de energías, la eficiencia de detección y el factor de rechazo iban a ser invariantes. Esto podría ser (entre otras posibles causas) la razón por la cual en el experimento FN-II, a pesar del blindaje, se sigue observando un pulso debido a

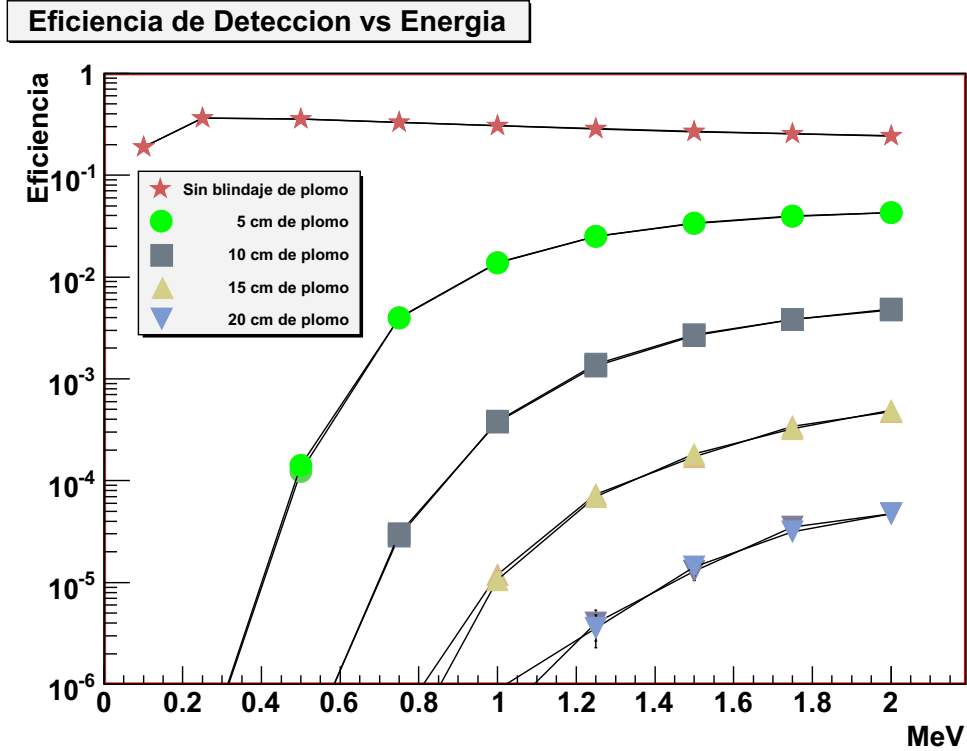


Figura 5.18: Dependencia de la eficiencia de detección respecto a la energía con blindaje ampliado.

los fotones en la señal extraída de los plásticos centelleadores (ver sección 4.2). Esta hipótesis se probó de otra manera, la cual se expondrá al final de este capítulo.

Corridas con blindaje ampliado

Ya que la idea era estimar la eficiencia de detección para distintas energías y distintos espesores de blindaje, se volveron a hacer simulaciones pero ahora de una manera que permitiera hacer este cálculo. Para este propósito en vez de modificar toda la geometría para que no hubiera probabilidad de que los fotones alcanzaran los centelleadores sin tener que pasar por el plomo, se decidió que el haz estuviera dirigido directamente al centro de cualquiera de los dos centelleadores, sin obstaculos, es decir, que la fuente no estuviera rodeada de la cámara de reacción y solo hubiera vacío entre la fuente y los detectores. De esta manera, los fotones no se verían perturbados hasta llegar al blindaje.

En la figura 5.18 se muestra la estimación de la eficiencia de detección ϵ (estimado de la misma manera $\epsilon = N_{detectados}/N_{entrantes}$) de los sistemas de detección a base de centello simulados con 5, 10, 15 y 20 cm de blindaje de plomo y también sin blindaje para las siguientes energías: 0.1, 0.25, 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5, 1.75 y 2.0 MeV. Lo primero que se puede observar es que el comportamiento de ϵ sin blindaje es muy semejante al que se estimó con el blindaje mínimo, sólo que en este caso el máximo está alrededor de $\epsilon = 0,365$ para 250 keV. Pero a diferencia de lo mostrado en la figura 5.15, los puntos tomados con blindaje ya muestran una clara diferencia entre sí y el comportamiento esperado, es decir, que a mayor blindaje, menor es la eficiencia de detección y conforme la energía de los fotones es mayor, la eficiencia de detección también crece, no así para el caso sin blindaje de plomo, en que la eficiencia de detección decrece conforme la energía de los fotones crece. Para estas corridas también se generaron 4.5 millones de primarios (fotones) y ya que todos los primarios se dirigieron a ambos centelleadores, a cada centellador le tocó prácticamente la mitad de los fotones.

Factor de Rechazo vs Energía

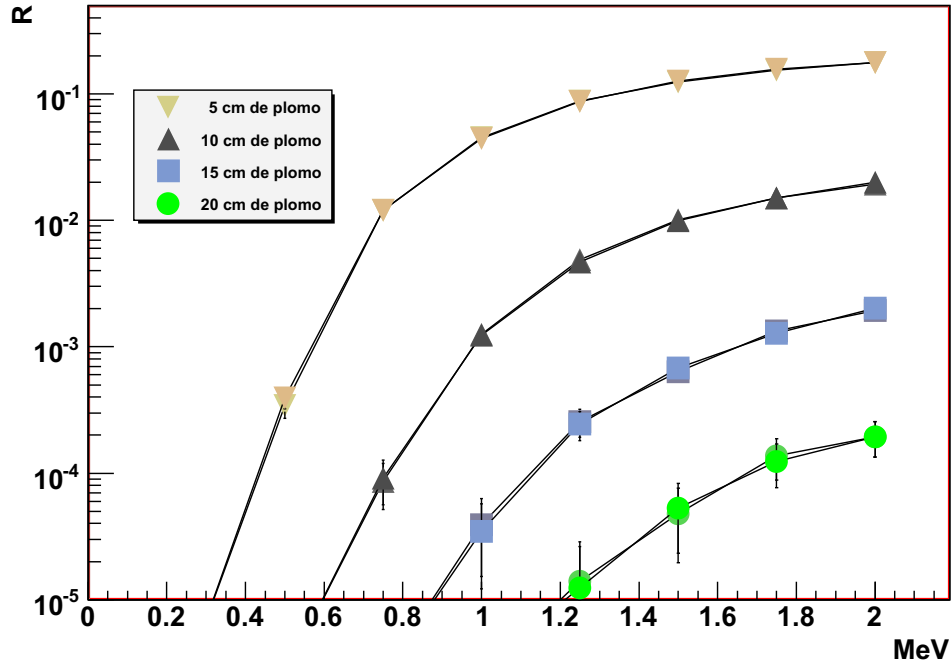


Figura 5.19: Dependencia del factor de rechazo respecto a la energía de los fotones con blindaje ampliado.

El factor de rechazo, calculado como $R = N_{sin\ blindaje}/N_{blindaje}$ se muestra en la figura 5.19. De nuevo, el comportamiento mostrado por los puntos es el esperado. Entre más blindaje existe, menos eventos son detectados. Otra manera de entender esto sería definiendo un número como $1 - N_{sin\ blindaje}/N_{blindaje}$, entonces, por ejemplo, si tenemos $R = 0.1$, esto significaría que 0.9 de los eventos totales serán rechazados si existe 5 cm de blindaje y la energía de los fotones es 1.25 MeV. La importancia de la estimación del factor de rechazo radica en el hecho de que en el experimento real, se tienen que utilizar los recursos de la forma más eficiente, es decir, aunque es claro que con 20 cm de blindaje se absorberá casi el 100% de la intensidad de un haz de fotones (rayos X o gammas), tal vez no sea necesario si con 10 cm es suficiente para atenuar el haz en algún factor deseado.

5.3.3. Estimación de la eficiencia de detección dependiente de la posición y de la orientación del detector

Adicionalmente a las mediciones con blindaje de plomo, se hicieron corridas para ver como dependía la eficiencia de detección de la posición en donde se daba la interacción con el detector. Entonces, para este propósito se reescribió la geometría de la simulación de manera que los detectores estuvieran a sólo un metro de la fuente y no hubiera ningún obstáculo entre la fuente y sólo uno de los detectores. Por detectores se está haciendo referencia a los centelladores dentro del encapsulamiento de aluminio. El haz se dirigió a un sólo punto en el detector con fotones a 250 keV de energía, iniciando justo en el centro y haciendo mediciones a 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0 y 5.5 cm de distancia del centro, procurando que el haz siempre incidiera en ángulo recto respecto a la cara del detector. Estos puntos se consideraron lo suficientemente representativos debido a la geometría cilíndrica del detector. Por cada punto se generaron 100 mil eventos.

De los resultados mostrados en la figura 5.20 lo primero que se puede afirmar es la uniformidad

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

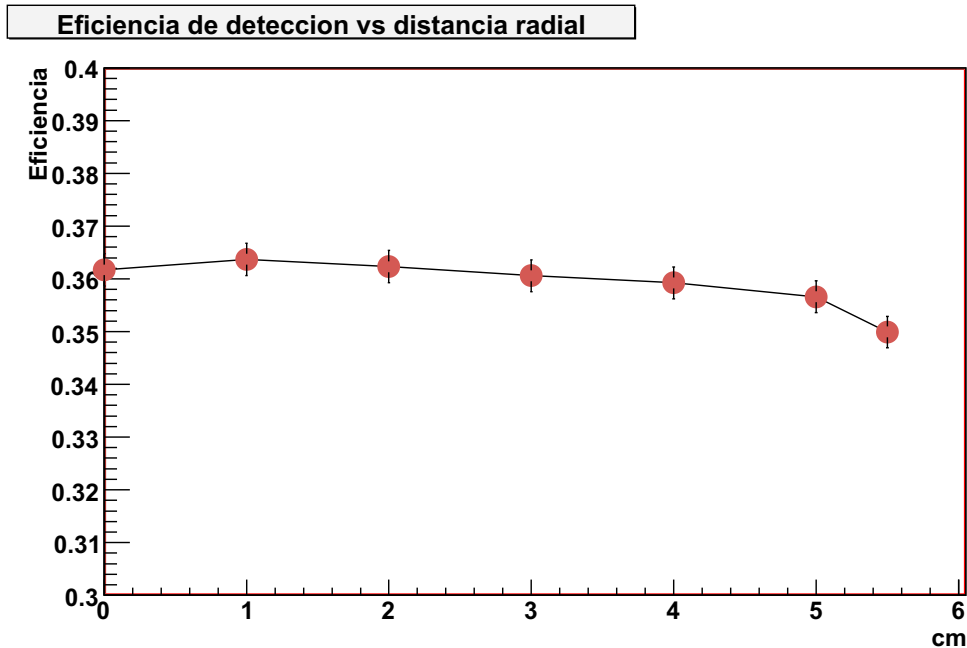


Figura 5.20: Dependencia de la eficiencia de detección respecto a la distancia del punto de entrada al centro del detector sin blindaje con fotones a 250 keV.

de los puntos, es decir, la eficiencia de detección varía muy poco conforme el haz hace interacción cada vez más lejos del centro del centellador. Sólo cuando el haz hace interacción muy cerca del borde del centellador, la eficiencia de detección muestra una disminución. La regularidad en la eficiencia de detección podría deberse a la forma cilíndrica del detector, es decir, al no haber tantas esquinas en la geometría del detector, las pérdidas de fotones ópticos en esos puntos se ven disminuidas.

Como se dijo anteriormente, las pruebas se hicieron con el haz entrando en ángulo recto respecto a la superficie del detector. Lo siguiente que se hizo fue ver las variaciones en la eficiencia de detección pero ahora variando el ángulo de entrada del haz. De nuevo se hizo con un haz de 100 mil fotones a 250 keV. Los ángulos con los que se midió la eficiencia fueron: 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 y 45 grados, donde el ángulo 0 se toma cuando el fotón incide de forma perpendicular al detector.

A diferencia de lo mostrado en la figura 5.20, en la figura 5.21 la eficiencia de detección muestra cambios relativamente grandes conforme aumenta el ángulo de incidencia respecto al eje perpendicular al detector. Así, a 0 grados la eficiencia es aproximadamente 0.36, mientras que para 45 grados la eficiencia ya es de 0.44. Una posible explicación para el aumento de la eficiencia de detección respecto al ángulo de incidencia es que conforme aumenta el ángulo, los fotones incidentes atraviesan una distancia mayor del material sensible del detector, es decir, el plástico centellador. Así, mientras que a 0 grados los fotones sólo tienen 5 cm para depositar toda su energía, a 45 grados la distancia que tienen que recorrer (en línea recta) antes de salir del centellador es aproximadamente 7 cm.

5.3.4. Efectos del suelo y las paredes en la respuesta de los detectores

En todas las corridas anteriores para el cálculo de la eficiencia de detección no se tomó en cuenta el efecto que pudieran tener las paredes y el piso del laboratorio simulado, es decir, el haz de fotones iba dirigido si no directamente, por lo menos en una dirección tal que los fotones que

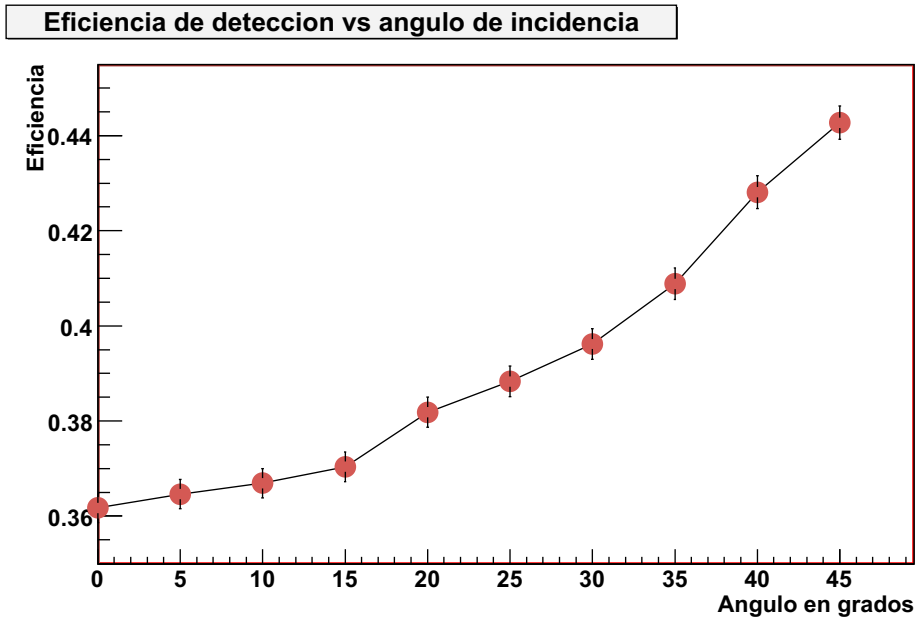


Figura 5.21: Dependencia de la eficiencia de detección respecto al ángulo de incidencia de los fotones sin blindaje y con fotones a 250 keV.

puderían ser dispersados por el piso o las paredes eran cero. Sin embargo, en el experimento real, el pulso de fotones no está dirigido hacia los centelladores, sino que está distribuido todo alrededor del punto de origen, por lo que tales fotones pueden ser dispersados tanto en el piso como en las paredes. Para observar cuál podría ser el efecto de estos dos últimos elementos se hizo una última corrida emitiendo fotones en una distribución angular tal que aparte de cubrir ambos centelladores, también hubiera fotones interactuando con el piso y parte de las paredes de concreto. Así, los fotones cubren un ángulo (tomando el eje que pasa por entre los dos centelladores) 45 grados por debajo de los centelladores y 2 grados por encima de ellos y 2 grados en el sentido de las manecillas del reloj y 18 grados en contra de las manecillas del reloj (ver figura 5.22). Los centelladores tienen un blindaje justo enfrente de ellos de 15 cm de plomo, sólo que a diferencia de las corridas anteriores, las dimensiones del blindaje son tales que cubren un área mayor a la de la cara de los detectores, dejando un espacio entre ellos de apenas un milímetro, como se puede ver en la figura 5.22. Esto se hizo para que no se repitiera la misma anomalía de las corridas mostradas en la sección 5.3.2. Esto se hizo para garantizar que ningún fotón que fuera en la dirección de los centelladores los alcanzara sin tener que pasar antes por el blindaje de plomo. Ya que el ángulo sólido cubierto por los centelladores es una fracción pequeña de toda la distribución en que se emiten los fotones, para obtener una buena estadística se generaron 100 millones de primarios, a 300 keV. Adicionalmente, para simular condiciones que se asemejaran más a lo observado en el experimento real, la fuente de primarios se colocó dentro de la cámara de reacción (es decir, rodeada de 7 mm de acero) y el espacio entre la cámara de reacción y los detectores se llenó con una atmósfera de aire.

De los histogramas obtenidos por la simulación una de las primeras cosas que salta a la vista son los tiempos de detección. Los centelladores siguen estando a 5 m por lo que el tiempo de vuelo entre la fuente y los detectores es de ~ 17 ns. Sin embargo, en los histogramas mostrados en la figura 5.23, aunque hay cuentas correspondientes a los 17 ns, o 18 ns si se toma en cuenta el proceso de centelleo, la mayoría de las cuentas está en los 24 ns. Esto por sí sólo ya llama la atención, ya que implica 8 ns más que el tiempo de vuelo. En 8 ns un fotón puede viajar más de 2 m. Pero más sorprendente aún son las cuentas posicionadas en los 40 o 42 ns. Ahora, una de las cosas que se podría pensar es que el retraso se da dentro de los centelladores mismos, lo

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

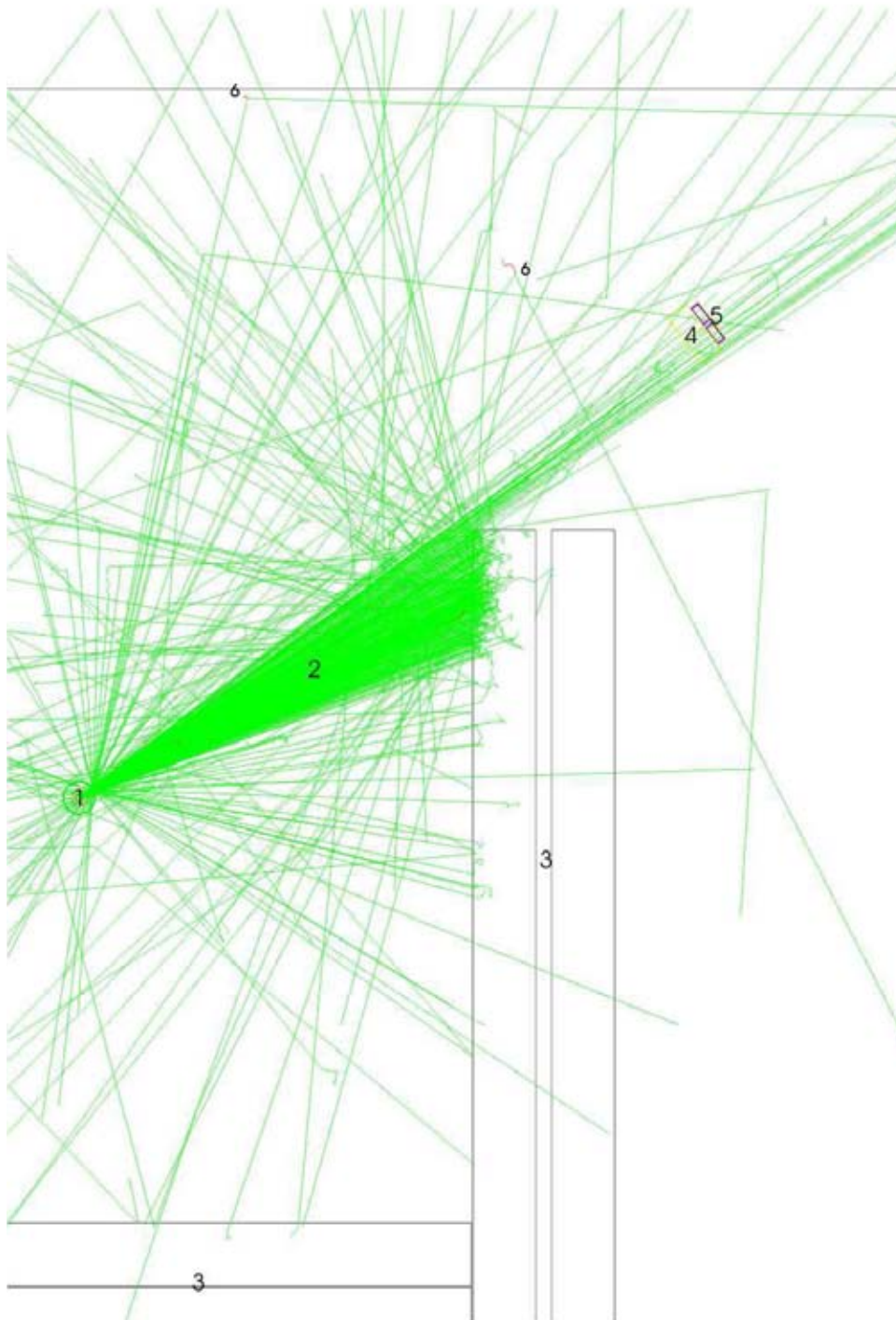


Figura 5.22: Geometría para la simulación tomando en cuenta el efecto de las paredes y el piso. La cámara de reacción está al centro a la izquierda (1) de donde se origina el haz de fotones (2). Las paredes están a la derecha y en la parte inferior de la imagen (3). En la parte superior derecha están los centelladores (5) con el blindaje de plomo (4). En algunos puntos (6) se puede ver la dispersión de Compton como una línea verde que en el punto que se quiebra surge un trazo irregular rojo.

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

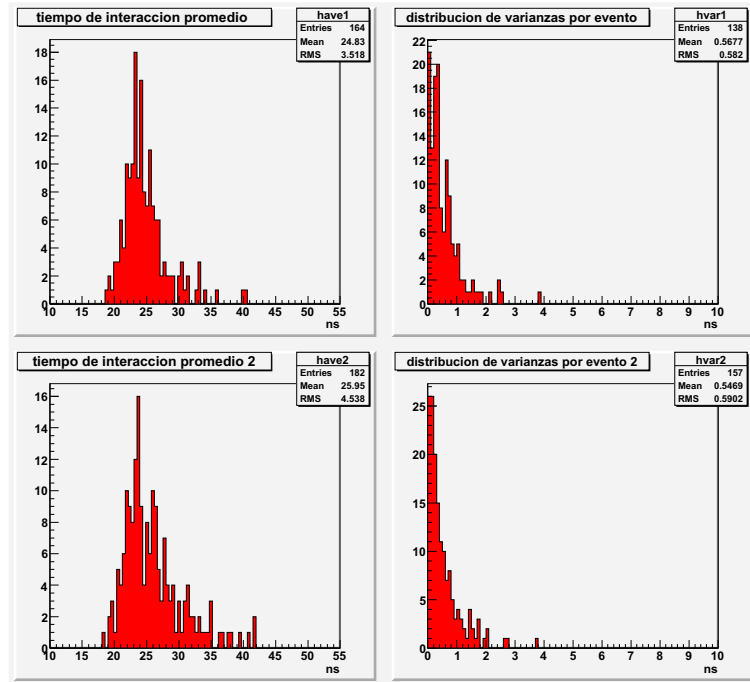


Figura 5.23: Promedio de los tiempos de detección según el reloj interno de GEANT4 y sus varianzas, para la distribución en la emisión de fotones que incluye piso y paredes del laboratorio

cual por si sola es una idea un poco aventurada. Sin embargo es posible descartar esta posibilidad con sólo fijarse en los histogramas correspondientes a las varianzas. De los histogramas se pueden ver cuentas con varianzas de hasta poco menos de 4 ns, sin embargo la mayoría de las cuentas están entre 0 y 1 ns. Consideremos una varianza de 4 ns. Si los tiempos de llegada de los fotones ópticos correspondientes a un evento tuvieran una distribución gaussiana, la regla de las 3 sigmas [20] indica que la probabilidad de que un fotón le tome más de 16 ns en llegar al centellador es 0.3%, en otras palabras, es muy poco probable. Pero un tiempo de detección de 42 ns implica una diferencia de 25 ns respecto al tiempo de vuelo de un fotón en línea recta hacia el centellador. La siguiente causa probable es que estas cuentas fueran causadas por fotones dispersados, en el piso o en el suelo. Sin embargo, 42 ns es el tiempo que tarda un fotón en recorrer 12.6 m. Un fotón que fuera dispersado en el piso y alcanzara el centellador tendría que recorrer toda esta distancia. Una rápida inspección geométrica hace evidente que esto es poco probable, ya que los fotones que arribarán a los centelladores por dispersión tendrían que tener un camino muy particular (dispersados en puntos lejanos a los centelladores o dispersados más de una ocasión) para tardar tanto tiempo en llegar. Otra cosa que se tiene que tomar en cuenta es el hecho de que los fotones ópticos registrados en la ventana del fotomultiplicador no necesariamente son producidos por la interacción de un fotón dentro de alguno de los centelladores. Cualquiera de las partículas dadas en alta en la lista de la física (sección 5.1.4) que hiciera interacción dentro del centellador podría generar fotones ópticos. Cualquier partícula con masa no puede viajar a la velocidad de la luz, por lo que recorrería menos distancia que un fotón en el mismo intervalo de tiempo. Para poder determinar con exactitud el origen de estas cuentas con tanto retraso es necesario hacer más pruebas, como medir el ángulo de entrada de los fotones en el centellador o registrar que tipo de partícula es la que está produciendo el centelleo, lo cual no se hizo por estar más allá de los objetivos de este trabajo.

Del resto de los histogramas se obtuvo la siguiente información:

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

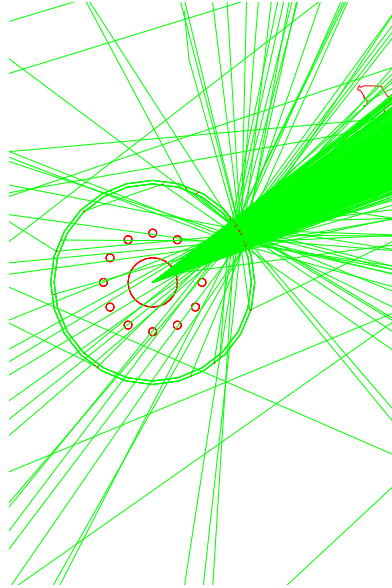


Figura 5.24: Acercamiento a la fuente de los fotones, donde se muestran la dispersión producida por la cámara de reacción.

	Centellador 1	Centellador 2
Fotones primarios que llegaron al plomo	117022	327207
Fotones primarios que llegaron a la tapa de aluminio	399	423
Partículas que generaron centelleo	184	202
Eventos detectados	92	96

De estos datos se puede observar que la cantidad de fotones que llegaron al blindaje del centellador 2 fue mucho mayor que los que llegaron al centellador 1. Ahora, aquí hay que recordar que el ángulo sólido que cubrí los blindajes es mayor al ángulo sólido cubierto por las caras de los centelladores. Sin embargo esta diferencia en principio no debería existir ya que los fotones fueron dirigidos en una distribución uniforme. La causa de esta pérdida de uniformidad es debida a los elementos que se simularon entre la fuente y los blindajes, es decir, la cámara de reacción (los 7 mm de acero) y el aire. Como se puede ver en la figura 5.24, los fotones en la cámara de reacción ya son desviados y algunos incluso son dispersados más de 90 grados de su dirección original.

Otro resultado que llama la atención es la eficiencia de detección. Como se puede ver en la figura 5.25 (y también en la figura 5.18), la eficiencia de detección que se obtuvo con el haz dirigido al centro de los centelladores con 15 cm de blindaje para 250 y 500 keV fue cero, para ambos centelladores. Sin embargo, con la nueva geometría y con el haz de fotones siendo emitido en una distribución cubriendo un amplio ángulo sólido, se obtuvo una ϵ distinta de cero: 0.00079 para el centellador 1 y 0.00029 para el centellador 2.

Los resultados mostrados en esta sección son clara evidencia de como los elementos dentro de un laboratorio pueden afectar las señales obtenidas de un detector. Más importante aún es el hecho que para esta simulación se obtuvieran eventos de detección con un blindaje que cubría un área mayor al de las caras de los detectores dirigidas hacia la fuente de los fotones. Esto significa que si en un experimento real se colocara un blindaje para atenuar los fotones en la disposición geométrica similar a la utilizada en la simulación presentada en esta sección, no sería efectivo para atenuar todos los fotones.

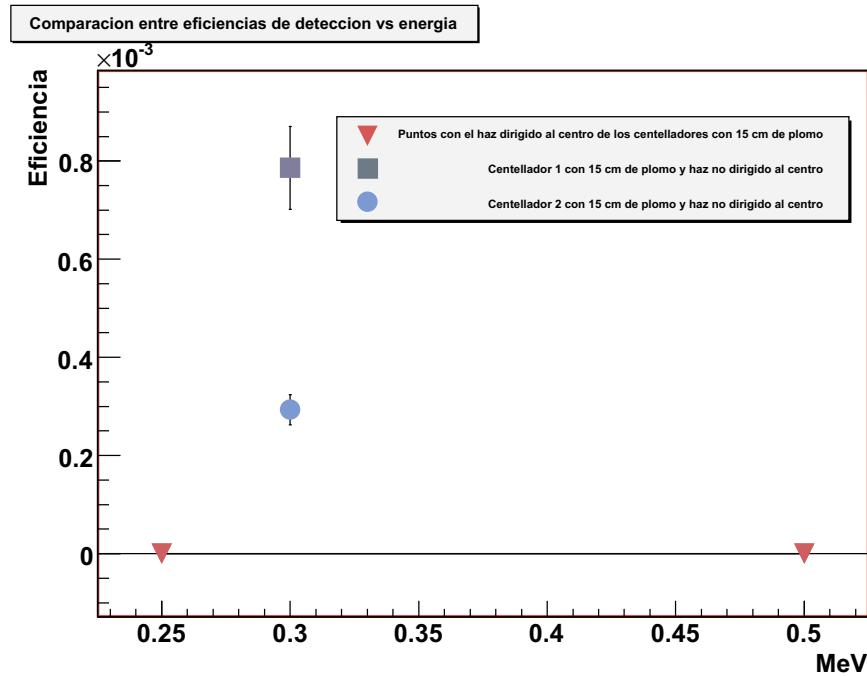


Figura 5.25: Comparación entre las eficiencias de detección para puntos tomados con el haz dirigido al centro de los centelladores y con el haz dirigido en una distribución que no estaba dirigida exclusivamente al centro de los centelladores. Todos los puntos se tomaron con 15 cm de blindaje de plomo.

5.3.5. Comparación con el experimento FN-II

En la sección 4.3 se mostraron las señales obtenidas para una serie de disparos donde los fotones y los neutrones fueron detectados con un centellador rodeado de blindaje de plomo y un centellador sin blindaje (ver figuras 4.11 y 4.12). Para poder hacer una comparación con los datos presentados en este capítulo, se hizo la integración tanto de la señal proveniente del centellador sin blindaje (SB) como de la señal del centellador con el blindaje de plomo (CB). Aquí lo que nos interesaba es saber cómo se atenúa la señal, por lo que se tomó el cociente entre las cantidades $R_{exp} = CB/SB$. Se hizo este cociente para los disparos No. 8816, 8819, 8822 y 8823, los cuales fueron disparos de alto desempeño, es decir, el pulso producido por los fotones en el detector se superpone al pulso de los neutrones, entonces la integración se tomó hasta el punto donde era visible el pulso de los neutrones. Los resultados son:

Número de disparo	$R_{exp} = CB/SB$
8816	0.07
8819	0.17
8822	0.10
8823	0.10

Al comparar con los datos presentados en la figura 5.19 se observa que ninguno de estos cocientes R_{exp} coincide con algún punto obtenido de la simulación. Sin embargo ajustando una curva que pase por los puntos de la simulación, se puede tener una aproximación de la energía para la cual corresponderían los valores de R_{exp} . Así lo obtenido es:

CAPÍTULO 5. SIMULACIÓN DE LOS FOTONES PROVENIENTES DEL FN-II Y SU DETECCIÓN

5.3. RESULTADOS OBTENIDOS DE LA SIMULACIÓN

$R_{exp} = CB/SB$	Energía de los fotones (MeV)
0.07	1.15
0.17	1.9
0.10	1.3
0.10	1.3

La comparación se hizo tomando los datos correspondiente al blindaje de 5 cm de plomo. Como el centellador con blindaje tenía al frente 10 cm de plomo lo deseable hubiera sido también comparar con los datos de la simulación correspondientes a estos 10 cm, pero para la energía máxima para la cual se hizo la simulación ($2 MeV$), R es de 0.02, lo cual está lejos de poder compararse con los datos obtenidos de las señales integradas. Otro punto que se tiene que tomar muy en cuenta es que le hecho que la simulación se hizo con haces monoenergéticos, lo cual no es sencillo de obtener en el experimento. Del experimento lo que se tiene son fotones con una distribución de energía [9], aunque es de esperarse que el blindaje absorba los fotones menos energéticos y sean los más energéticos los que finalmente lleguen al detector.

Capítulo 6

Conclusiones

Como se vió a lo largo del capítulo 5, para la simulación se tomaron en cuenta varios detalles para reproducir lo mejor posible el experimento real pero al mismo tiempo tomando en cuenta que los resultados no fueran complicados de interpretar. Desafortunadamente, las comparaciones con el experimento real son sumamente limitadas, como se vió en la sección 5.3.5, pero precisamente el propósito de la simulación era comprender el comportamiento de los detectores a base de centelleo con fotones para varias energías. Así, para energías muy bajas (menos de 100 keV) la eficiencia de detección obtenida fue muy cercana a cero, mientras que se encontró un pico máximo a $\sim 300\text{ keV}$ y luego se observó como esta eficiencia decrecía lentamente conforme aumentaba la energía de los fotones. Pero más importante aún es el comportamiento de los detectores con un blindaje de plomo presente. En este caso el pico máximo es suprimido, es decir, ya no hay un máximo absoluto para la eficiencia de detección (por lo menos en el rango de energías explorado en la simulación) y ésta crece conforme la energía de los fotones es mayor. La importancia para el experimento FN-II está en el hecho de que tanto se quiere reducir la eficiencia de detección de los fotones dependiendo del ancho del blindaje y la energía de estos. Como en el experimento real el haz no es monoenergético se puede pensar en una energía máxima para la cual se haya reducido hasta cierto punto la eficiencia de detección, así, para energías menores que este máximo, la eficiencia de detección será todavía menor.

El factor de rechazo obtenido va muy ligado a la eficiencia de detección, en el sentido de que se comportan de manera muy semejante. Entre más baja sea la energía de los fotones, más de estos son rechazados por el blindaje de plomo, y naturalmente, entre más grueso sea el blindaje, aún más fotones ya no alcanzan al centellador. Ahora, el número de fotones y su energía con la que logran cruzar el blindaje, determina la intensidad del haz que alcanzará al centellador. Entonces, el factor de rechazo sirve de medida para determinar en qué cantidad será atenuada la intensidad del haz de fotones.

La importancia de cómo se modifica la eficiencia de detección con la presencia del blindaje y del factor de rechazo se torna mayor cuando se considera que los detectores también tienen que ser capaces de detectar neutrones, y en esto cabría trabajo a futuro, donde también fuera posible simular el proceso de detección de los neutrones por parte de los plásticos centelladores. Aunque se lograra blindar de forma efectiva los fotones provenientes de la cámara de reacción de nada serviría si también los detectores estuvieran blindados contra los neutrones. Entonces, los factores que habría que tomar en cuenta son: la eficiencia de detección de los fotones, la eficiencia de detección de los neutrones, el factor de rechazo de los fotones y el factor de rechazo de los neutrones, todos en función de las energías y del ancho del blindaje. Entre estos cuatro factores debe ser posible encontrar una combinación que favorezca la detección de los neutrones.

En el capítulo 4 se describió un problema existente en el blindaje de los centelladores-fotomultiplicadores en el experimento FN-II, y se postuló la hipótesis de que ésto se debe a que los fotones alcanzan los centelladores al ser dispersados en algún punto del laboratorio sin que tuvieran

que cruzar el blindaje. Por esta razón se hizo la prueba presentada en la sección 5.3.4, corriendo una simulación donde se tomaran en cuenta las paredes y el piso del laboratorio. El resultado obtenido podría considerarse una comprobación parcial de tal hipótesis, ya que para energías donde el blindaje absorbe el total de los fotones, se registraron cuentas, lo que indica que algunos fotones o bien cruzaron sólo una fracción del blindaje o simplemente no lo cruzaron. Sin embargo haría falta correr simulaciones donde se registre el ángulo de incidencia de estos fotones para poder afirmar de donde se registraron esas cuentas, además de también considerar si no fueron partículas secundarias las que llegaron al detector en vez de los fotones. El conocimiento de estos datos serviría para optimizar la disposición geométrica de los bloques de plomo para tener un mejor blindaje en los detectores.

Aunque GEANT4 provee de todas las herramientas necesarias para la construcción de las simulaciones, esto no significa que sólo fuera cuestión de introducir algunos parámetros y hacerlo correr. Es como comprar una caja de herramientas para arreglar motores. Se sabe que con esas herramientas es posible arreglar un motor, pero tenerlas no implica que el usuario sepa que hacer con ellas. Sin embargo, con las simulaciones hechas para obtener los resultados presentados en esta tesis aunque parecieran modestas (y comparadas con las grandes simulaciones que se realizan en los grandes laboratorios del mundo, realmente son simulaciones modestas), se pudo aprender mucho.

Apéndice A

Los sistemas centellador-fotomultiplicador del experimento Fuego Nuevo II

En este apéndice se presentan más a fondo las características de los plásticos centelladores y los tubos fotomultiplicadores usados en el experimento del ICN-UNAM, Fuego Nuevo II (FN-II).

A.1. Plásticos Centelladores

Los plásticos centelladores utilizados en el FN-II son del fabricante Bicon[®] del tipo BC-400 [11], en forma de cilindros con un diámetro de 12 *cm* y una altura de 5 *cm*. Las propiedades de estos centelladores los hacen ideales para la detección de neutrones rápidos, debido a su alto contenido en hidrógeno, pero también funcionan para la detección de fotones. La base de estos centelladores, es decir, el material en que se diluyen los componentes activos (ver sección 3.2.1), es poliviniltolueno y la razón de átomos de hidrógeno a átomos de carbono es 1.103. Otras características de este tipo de centellador se enlistan a continuación:

- tiempo de subida de 0.9 *ns*,
- tiempo de decaimiento de 2.4 *ns*,
- longitud de atenuación ($1/e$) de 160 *cm* y
- longitud de onda de máxima emisión de 423 *nm*.

La mayor parte de estas características se tomaron en cuenta para la simulación presentada en el capítulo 5.

El espectro de emisión para el BC-400 se muestra en la figura A.1, donde se puede observar el que rango de emisión está entre los 400 y los 500 *nm* y como se verá más adelante, esta emisión prácticamente coincide con la máxima absorción del fotocátodo del fotomultiplicador.

A.2. Fotomultiplicadores

Los tubos fotomultiplicadores a los que están acoplados los centelladores son del fabricante Hamamatsu[®] del tipo R1250 [12], los cuales tienen un tiempo de respuesta rápido. El diámetro de estos fotomultiplicadores es de 127 *mm* en la parte más ancha, que es donde está el fotocátodo. Las características generales del fotomultiplicador se enlistan a continuación:

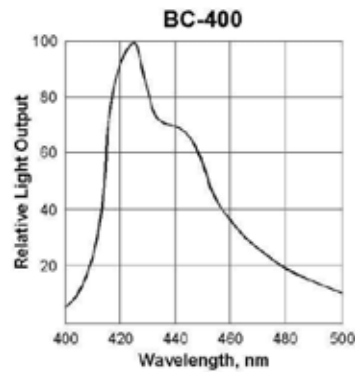


Figura A.1: Espectro de emisión para el plástico centellador BC-400 [11]

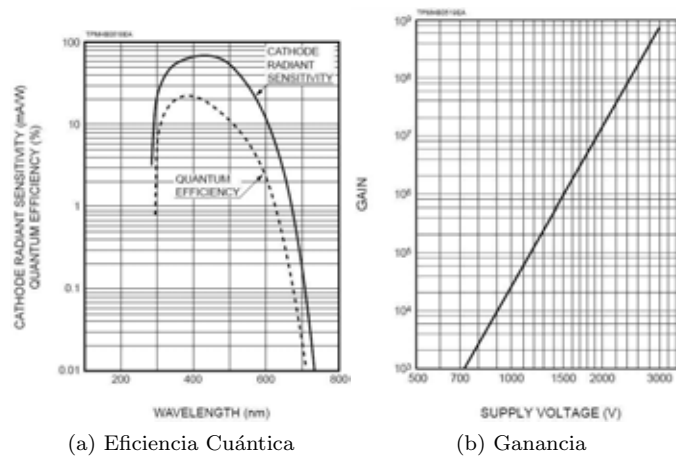


Figura A.2: Gráficas que muestran la eficiencia cuántica (a) y la ganancia (b) del fotomultiplicador R1250 [12]

- el espectro de respuesta va desde los 300 hasta los 650 nm ,
- la longitud de onda de respuesta máxima es de 420 nm ,
- el material del fotocátodo es Bialkali y
- la ventana es de vidrio de borosilicato.

El fotomultiplicador está dividido en 14 etapas, es decir 14 dínodos lo que le dan una ganancia de típica de 1.4×10^7 (ver figura A.2b). El tiempo de subida del ánodo es de 2.5 ns y el tiempo de tránsito de los electrones (con una alimentación de 2000 V) es de 54 ns .

Una característica muy importante de un fotomultiplicador es la eficiencia cuántica, lo cual definirá que tan eficiente es el fotocátodo en convertir la luz a fotoelectrones. La dependencia de la eficiencia cuántica respecto a la longitud de onda se muestra en la figura A.2a.

Todo el sistema de detección está protegido contra ruido electromagnético, luz y otros agentes externos (humedad, polvo, etc.) por un encapsulamiento de aluminio hechos a la medida en los talleres del ICN-UNAM.

APÉNDICE A. LOS SISTEMAS CENTELLADOR-FOTOMULTIPLICADOR DEL
EXPERIMENTO FUEGO NUEVO II
A.2. FOTOMULTIPLICADORES

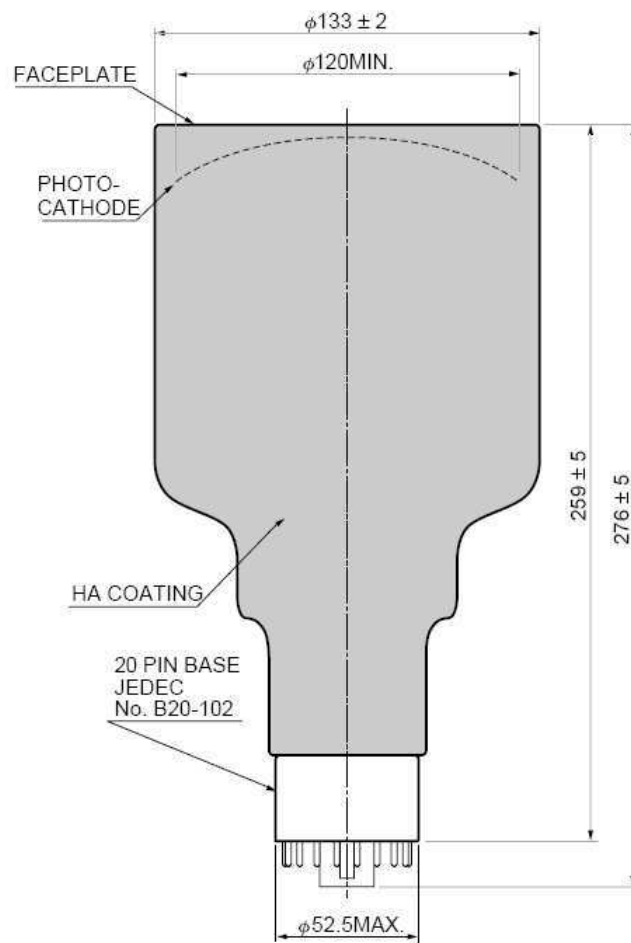


Figura A.3: Diagrama que muestra las medidas (en *mm*) del tubo fotomultiplicador R1250 [12].

Apéndice B

El método de Monte Carlo

La estructura del método de Monte Carlo tiene la siguiente forma: se elabora un algoritmo para hacer una prueba aleatoria, es decir, para obtener un número aleatorio. Después esta prueba se repite N veces siendo cada uno de los experimentos independientes entre sí y finalmente se toma la media de los resultados de todos los experimentos. Como se puede ver, el método de Monte Carlo es relativamente sencillo. Las complicaciones aparecen dependiendo del problema en particular en donde se esté aplicando.

Para entender un poco más como funciona el método veamos el ejemplo del cálculo de un área. Supongamos que se quiere calcular el área bajo la curva que se muestra en la figura B.1. A continuación se inscribe esta curva dentro de un cuadrado, cuyo lado define la unidad de longitud. Al tomar N puntos aleatorios dentro del cuadrado, distribuidos de manera uniforme, si N' es el número de puntos que queden bajo la curva, el área se puede estimar por el cociente N'/N .

Obviamente, esta no es la mejor aplicación que tiene el método de Monte Carlo ya que el cálculo de un área se puede hacer de maneras más convencionales y más precisas. Pero sirve para ilustrar la forma en que se pueden utilizar los números aleatorios para hacer un cálculo matemático. Además también pone de manifiesto una característica muy importante del método de Monte Carlo: es un método que ofrece sólo resultados aproximados. El error en un cálculo de Monte Carlo, por lo general, es proporcional a la magnitud de $\sqrt{D/N}$, donde D es una constante y N es el número de pruebas. Entonces, si en un cálculo se quiere aumentar la precisión en una cifra decimal (es decir, reducir el error en 10 veces) es necesario aumentar el número de pruebas aleatorias N en 100 veces.

El cálculo de áreas es equivalente al cálculo de integrales definidas. Aunque el método de *prueba y error* para el cálculo de áreas presentado líneas arriba es bastante sencillo, no es el más efectivo.

Considérese una función $g(x)$ definida en el intervalo $a < x < b$. Entonces, se desea conocer el valor de la integral

$$I = \int_a^b g(x) dx \quad . \quad (\text{B.1})$$

Ahora, tómesese una función de densidad de probabilidad $f_\xi(x)$ arbitraria definida en el intervalo (a, b) . La función de densidad está definida para una variable aleatoria ξ . Aparte de ξ se define otra variable aleatoria como

$$\eta = g(\xi)/f_\xi(\xi) \quad . \quad (\text{B.2})$$

Si se quiere calcular la esperanza matemática de η se tiene que

$$E(\eta) = \int_a^b [g(x)/f_\xi(x)] f_\xi(x) dx = I \quad . \quad (\text{B.3})$$

Sin embargo, el valor medio se puede estimar escogiendo N valores aleatorios $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N$ y si

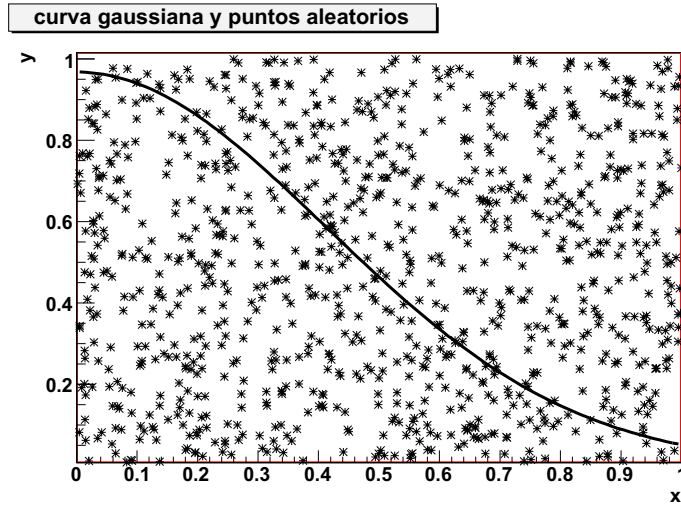


Figura B.1: Ejemplo del cálculo del area bajo una curva gaussiana usando el método de Monte Carlo. Dentro del cuadro unitario se han generado 1000 puntos de los cuales se hace la evaluación de cuales están debajo de la curva y cuales no. De la razón entre los que si y los que no se obtiene el area, para este caso 0.491.

N es lo suficientemente grande, entonces

$$\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \frac{g(\xi_j)}{f_\xi(\xi_j)} \approx I \quad . \quad (\text{B.4})$$

Lo anterior se justifica si se recuerda el teorema del límite central, en cuyo caso la ecuación anterior equivale a

$$\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \eta_j = \bar{I} \approx I \quad , \quad (\text{B.5})$$

donde $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N$ son N variables aleatorias independientes e idénticas. Entonces por la regla de las 3σ sabemos que

$$P \left(\left| \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \eta_j - I \right| < 3 \sqrt{\frac{\text{var}(\eta)}{N}} \right) \approx 0,997 \quad , \quad (\text{B.6})$$

por lo que el error no es mayor a $3\sqrt{\text{var}(\eta)/N}$.

La varianza de η está dada como

$$\text{var}(\eta) = \int_a^b [g^2(x)/f_\xi(x)] dx - I^2 \quad (\text{B.7})$$

Para la función de densidad de probabilidad $f(x)$ en principio se puede escoger cualquiera que esté definida en el intervalo (a, b) . Sin embargo la varianza (y por lo tanto, el error) será mínima cuando $f(x)$ sea proporcional a $g(x)$.

La ecuación B.7, sin embargo, no podría ser evaluada (equivaldría a tener evaluar la integral de $g(x)$, cosa que se quiere evitar) por lo que se puede estimarla mediante la ecuación

$$\text{var}(\eta) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^N (f_i - \bar{I})^2. \quad (\text{B.8})$$

GEANT4 usa una combinación del método de *prueba y error* y el presentado líneas arriba. Supongase que se quiere obtener una muestra x en el intervalo $[x_1, x_2]$ de la distribución $f(x)$ y la función de densidad nomalizada se puede escribir como:

$$f(x) = \sum_{i=1}^N N_i f_i(x) g_i \quad , \quad (\text{B.9})$$

donde $N_i > 0$, $f_i(x)$ son funciones de densidad normalizadas en $[x_1, x_2]$, y $0 \leq g_i(x) \leq 1$. Esta función de distribución podría representar el ángulo de un fotón después de ser dispersado o el punto en que una partícula hace interacción una vez que ha entrado a algún medio.

Entonces, el método que GEANT4 utiliza (a grandes rasgos) para muestrear x es el siguiente:

1. selecciona aleatoriamente un entero $i \in 1, 2, \dots, n$ con probabilidad proporcional a N_i
2. selecciona un valor x_0 de la distribución $f_i(x)$
3. calcula $g_i(x_0)$ y se acepta $x = x_0$ con probabilidad $g_i(x_0)$;
4. si x_0 es rechazado, reinicia desde el paso 1.

Bibliografía

- [1] S. Agostinelli et al., Geant4: a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A 506**, 250-303. 2003.
- [2] F. Castillo et al., Neutron Anisotropy and X-Ray Production of the FN-II Dense Plasma Focus Device, Brazilian Journal of Physics, **32**, 3-12, 2002.
- [3] Knoll, Glenn F. **Radiation Detection and Measurement**. 3a. ed. John Wiley & Sons. New York, 2000.
- [4] http://en.wikipedia.org/wiki/Bragg_Peak
- [5] Leroy, C. y Rancoita, P. G. **Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection**. World Scientific. New Jersey, 2004.
- [6] Tait, W. H. **Radiation Detection**. Butterworths. London, 1980.
- [7] Delaney, C. F. G. **Radiation Detectors: Physical Principles and Applications**. Clarendon. Oxford, 1992.
- [8] Fermín Castillo-Mejía, J. Julio E. Herrera-Velázquez and José Rangel, Cross-Calibration of Neutron Detectors for the Dense Plasma Focus FN-II Time of Flight Analysis, Plasma and Fusion Science: 16th IAEA Technical Meeting on Research using Small Fusion Devices and XI Latin American Workshop on Plasma Physics, Ed. J. Julio E. Herrera-Velázquez, American Institute of Physics Conference Proceedings **875** (Melville, 405-408, 2006).
- [9] N. K. Neog, S. R. Mohanty, Study on electron beam emission from a low energy plasma focus device, Physics Letters A, **361**, 377-381, 2007.
- [10] Boyd, T. J. M. y Sanderson, J. J. **The Physics of Plasmas**. Cambridge University Press. Cambridge, 2003.
- [11] Bicron BC-400/BC-404/BC-408/BC-412/BC-416 Premium Plastic Scintillators Technical Datasheet.
- [12] Hamamatsu R1250 Photomultiplier Tube Technical Datasheet.
- [13] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html> -
- [14] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/apas08.html> -
- [15] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/ch09.html#sect.ExmpNvc.Exmp07> -
- [16] http://www-zeuthen.desy.de/lcdet/Feb_05_WS/talks/rd_lcdet_sim.pdf.

- [17] Levin, A. y Moisan, C. A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into DETECT, Nuclear Science Symposium, 1996. Conference Record., 1996 IEEE, **2**, 702-206, 1996.
- [18] Moorhead, M. E. y N.W. Tanner, N. W., Optical properties of an EMI K_2CsSb bialkali photocathode, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **378**, 162-170, 1996.
- [19] <http://root.cern.ch/>
- [20] Sobol, I. M. **Método de Monte Carlo**. Mir. Moscú, 1976.
- [21] Von Neumann, J. Various techniques used in connection with random digits, U. S. Nat. Bur. Stand. Appl. Math. Ser., **12**, 36-38, 1951.
- [22] D. H. Lehmer, Mathematical methods in large-scale computing units, Ann. Comp. Lab. Harvard Univ. **26**, 141-146, 1951.
- [23] M. Greenberger, Notes on a new pseudorandom number generator, J. Assoc. Comp. Mach. **8**, 163-167.
- [24] Rubinstein, Reuven Y. **Simulation and the Monte Carlo Method**. John Wiley & Sons. New York, 1981.
- [25] Hammersley, J. M. y Handscomb, D. C. **Monte Carlo Methods**. Chapman and Hall. London, 1964.
- [26] Papoulis, Athanasios. **Probability, Random Variables, and Stochastic Processes**. 3a. ed. McGraw-Hill. New York. 1991.