



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA  
DE MÉXICO**

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

**"Diseño, construcción y prueba de un sistema de  
detección de iones sensible a la posición  
basado en la lógica de Anger"**

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

**F Í S I C O**

**P R E S E N T A**

Eduardo Antonio Coello Pérez



Director de tesis: Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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.



<p>1. Datos del alumno  Coello  Pérez  Eduardo Antonio  tono.coello@gmail.com  Universidad Nacional Autónoma de México  Facultad de Ciencias  Física  403098011</p>
<p>2. Datos del asesor  Doctor  Chávez  Lomelí  Efraín Rafael</p>
<p>3. Datos del sinodal 1  Doctor  Bijker  Bijker  Roelof</p>
<p>4. Datos del sinodal 2  Doctor  Hirsch  Ganievich  Jorge Gustavo</p>
<p>5. Datos del sinodal 3  Doctora  Barrón  Palos  Libertad</p>
<p>6. Datos del sinodal 4  Doctor  Varela  González  Armando</p>
<p>7. Datos del trabajo escrito  Diseño, construcción y prueba de un sistema de detección de iones sensible a la posición basado en la lógica de Anger  82 páginas  2011</p>



**Para mi abuela**



# Agradecimientos

Antes que a nadie me gustaría agradecer a toda mi familia, por todo el amor y apoyo que me han dado. A mis padres por su infinito amor y paciencia, a mis hermanos por cuidarme y soportarme, a mis primos por hacer cada reunión uno de los momentos más hilarantes, y a todos y cada uno de mis tíos, en especial a Gerardo Coello por su confianza.

A todos aquellos que volvieron este proyecto de tesis una realidad. Al doctor Efraín Chávez por su amistad, su asesoría y las oportunidades de crecimiento que ha puesto a mi alcance, al físico Arcadio Huerta por su amistad y soporte (no únicamente técnico), a la doctora María Esther Ortíz por su confianza y apoyo, y a mis sinodales los doctores Roelof Bijker, Jorge Hirsch, Libertad Barrón y Armando Varela por sus valiosas aportaciones.

Por último (no en importancia) a todos los vagos y amigos que han hecho de ésta una vida más alegre y amena. Entre éstos, mencionaré tan sólo a aquellos que me felicitaron el día de mi cumpleaños. A Quiela, Alfonso Falcón, Alfonso Zánzabar Martínez, Álvaro, Andrea, Bertha, Celia, Desireé, Don, Dookie, Morábito, Beakman, Eric, Fabián, Felipe, Frank, Geovanni, Joss, Loco, Jozrín, Jerónimo, Juanjo, Kezia, Lety Pozole, Maríaaaa, Manfel, Noemi, Nacho, Patricia (Pérez Jácome), Radillo, Roxana, Ronald, Sofía, Sabrina, Tonatiuh, Xochitl y Yannick.



# Índice general

<b>Introducción y motivación</b> .....	1
<b>1. Preliminares</b> .....	5
1.1 Reacciones nucleares.....	5
1.1.1 Sección eficaz.....	6
1.1.2 Sección eficaz diferencial.....	6
1.2 Interacción de partículas con la materia.....	7
1.2.1 Interacciones electromagnéticas.....	7
1.2.1.1 Pérdida de energía por ionización.....	8
1.2.1.2 Pérdida de energía por radiación.....	9
1.2.2 Interacciones fuertes y débiles.....	10
1.2.3 Camino libre medio.....	11
1.2.4 Interacción de fotones con la materia.....	11
1.2.4.1 Efecto fotoeléctrico.....	11
1.2.4.2 Dispersión Compton.....	12
1.2.4.3 Creación de pares electrón-positrón.....	13
1.3 Detectores.....	14
1.3.1 Detectores de gas.....	14
1.3.2 Detectores centelladores.....	16
1.3.2.1 Centelladores orgánicos.....	17
1.3.2.2 Centelladores inorgánicos.....	19
1.3.3 Detectores semiconductores.....	21
1.4 Fotomultiplicadores.....	23
<b>2. Sistema de detección</b> .....	25
2.1 Plástico centellador.....	25
2.2 Guías ópticas.....	27
2.3 Arreglo de fotomultiplicadores.....	28
2.4 Electrónica.....	30
2.4.1 Discriminadores.....	30
2.4.2 Unidad lógica.....	32
2.4.3 Sistema de adquisición de datos.....	33
2.4.4 Sincronización de las señales.....	34
2.5 Lógica de Anger.....	36

2.5.1 Condiciones sobre la lógica de Anger.....	36
<b>3. Metodología experimental.....</b>	<b>39</b>
3.1 Detección de partículas alfa.....	39
3.1.1 Arreglo experimental.....	39
3.1.2 Ganancias de los fotomultiplicadores.....	40
3.1.3 Cálculo de la posición con dos señales.....	42
3.1.4 Cálculo de la posición con cuatro señales.....	43
3.1.5 Cálculo de la posición con nueve señales.....	44
3.2 Detección de partículas gama.....	45
<b>4. Análisis de los resultados.....</b>	<b>49</b>
4.1 Posición.....	49
4.1.1 Mapas de densidad de eventos.....	50
4.1.2 Calibración de los fotomultiplicadores.....	51
4.1.3 Posición calculada contra posición real.....	53
4.1.4 Resolución espacial.....	55
4.2 Energía.....	56
4.3 Simulación Montecarlo.....	58
4.3.1 Condiciones y aproximaciones en la simulación.....	58
4.3.2 Resultados de la simulación.....	60
<b>Conclusiones y el futuro.....</b>	<b>65</b>
<b>Bibliografías y referencias.....</b>	<b>69</b>

# Introducción y motivación.

El estudio de los productos de reacciones donde tanto el blanco como los proyectiles poseen neutrones en exceso permite tener un mayor entendimiento de la síntesis de núcleos pesados y superpesados (el exceso de neutrones aumenta de manera considerable la sección eficaz de reacciones de fusión) y sus modos de decaimiento [1].

Los núcleos superpesados (isótopos con número atómico mayor a 92) son en general isótopos radioactivos con vidas medias que parecen decrecer en función del número atómico. Sin embargo, diversos modelos predicen la existencia de núcleos superpesados estables, ya sea debido a la cerradura de capas tanto de protones como de neutrones o al exceso de neutrones en dichos núcleos [2, 3]. La comprobación de dichos modelos y el estudio de las propiedades físicas y químicas de los núcleos superpesados requiere de la síntesis núcleos transactínidos (número atómico mayor a 103).

Algunos otros experimentos que involucran la síntesis y el estudio de núcleos superpesados pueden encontrarse en las referencias 4 a 6.

Por otro lado, la detección de los fragmentos de fisión de los núcleos mencionados anteriormente brinda información sobre las tasas de captura de neutrones y la fisión de núcleos pesados (información casi inexistente), lo cual permite entender el final del proceso  $r$  de evolución estelar [7].

Llevar a cabo las reacciones nucleares mencionadas se ha vuelto posible gracias a la existencia de instalaciones donde se producen haces de iones radioactivos [8].

Para contribuir al estudio de las reacciones mencionadas, el Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (IFUNAM) en conjunto con el Laboratorio Nacional de Oak Ridge (ORNL por sus siglas en inglés) desarrollan un sistema de detección para los productos de reacciones nucleares entre diversos núcleos (en ocasiones radioactivos)

con un exceso de neutrones [9]; en dichos experimentos, los cuales se llevarán a cabo en las instalaciones del haz de iones radioactivos Holifield (HRIBF por sus siglas en inglés), la síntesis de núcleos superpesados es posible. Los fragmentos de fisión de los últimos deben ser detectados por el sistema mencionado.

El sistema de detección contiene en su interior al blanco; en consecuencia, éste será capaz de detectar iones sin importar la dirección en que sean emitidos gracias a diversos detectores de silicio colocados sobre sus paredes laterales y trasera. Sin embargo, debido al gran flujo de iones que hacen colisión con la pared frontal y a la alta energía de los mismos (en ocasiones algunos protones poseen energías entre 50 y 60 MeV), es imposible cubrir dicha pared con detectores de silicio (debido a su bajo poder de frenado y a la posibilidad de quemarse debido a la alta frecuencia de eventos).

Se ha decidido que la pared frontal del sistema de detección esté constituida por un bloque centellador de ioduro de cesio CsI con un espesor capaz de frenar cualquier producto, en cuya cara posterior será acoplado un arreglo de fotodetectores. El bloque mencionado tendrá una superficie de 10 cm por 10 cm y será ubicada a unos 20 cm del blanco donde se llevarán a cabo las reacciones nucleares inducidas por los iones acelerados en HRIBF (cuyas energías son de 1 a 10 MeV por nucleón). Éste estará dividido de tal forma que porciones desgastadas por el uso puedan ser reemplazadas. En el centro del mismo habrá una ventana cuyo objetivo es evitar la detección de iones provenientes del haz principal que no interactúen con el blanco.

La amplitud de la señal que entrega cada uno de los fotodetectores al registrarse un evento de interés es pesada con respecto a su posición relativa mediante un algoritmo conocido como lógica Anger. Dicho algoritmo fue originalmente sugerido en 1957 por Hal Oscar Anger, ingeniero eléctrico y biofísico de la Universidad de Berkeley; a través de éste, las cámaras Anger son capaces de obtener imágenes en tiempo real (a diferencia de los escáneres mecánicos) de la distribución de fotones [10].

La parte frontal del sistema de detección a emplearse en los experimentos que se lleven a cabo en HRIBF debe cumplir con los siguientes requerimientos.

- Manejar iones incidentes con una tasa de decenas de kHz, debido a que como se

mencionó, la mayor parte de los productos de las reacciones serán emitidos en dirección de la pared frontal.

- Localizar la posición de los iones en el plano perpendicular al haz con precisión de 2 mm. Debido a la presencia de diversos detectores sensibles a la posición dentro del sistema de detección, en un futuro éste será capaz de determinar la trayectoria que sigue cada producto desde el blanco hasta la pared frontal. La resolución requerida está en concordancia con la de los otros detectores.
- Determinar la energía de los iones con precisión del 2%. Algunos de los productos de las reacciones mencionadas se encuentran en estados excitados. Estos en ocasiones pierden energía emitiendo neutrones u grupos de nucleones. Si se desea medir la tasa de núcleos compuestos que decaen emitiendo grupos de neutrones, es importante poder medir diferencias de energía con la precisión requerida.

El objetivo principal de este proyecto de tesis es construir y probar un sistema de detección para partículas cargadas que emplee la lógica Anger para estimar la posición de incidencia de diversos tipos de radiación (principalmente iones), y tratar de determinar la resolución espacial y energética que éste puede alcanzar. Dicho sistema, además de ser un prototipo de la pared frontal del sistema a emplearse en ORNL, puede emplearse en diversos experimentos, los cuales serían llevados a cabo tanto en el IFUNAM como en el Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), para calcular distribuciones angulares de los productos de diversas reacciones nucleares.



# Capítulo 1

## Preliminares.

### 1.1 Reacciones nucleares.

Las dimensiones espaciales de los núcleos atómicos vuelven imposible el estudio de sus propiedades empleando luz visible, cuya longitud de onda es mayor que el radio nuclear. Para analizar estos sistemas es necesario impactar contra ellos diversas partículas, las cuales son aceleradas y empleadas como proyectiles [11-16]. La longitud de onda asociada a cada una de estas partículas está dada por

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E}, \quad (1.1)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz y  $E$  es la energía del proyectil. Estas colisiones se simbolizan de la forma

$$X(a, b)Y, \quad (1.2)$$

donde  $X$  es el núcleo bombardeado o blanco,  $a$  es el proyectil,  $Y$  es el producto de mayor peso que generalmente no es observado, y  $b$  es el producto de menor peso, cuya detección nos indica que una colisión tuvo lugar [11-16].

Cuando dos núcleos colisionan pueden ocurrir dos clases de procesos. En una dispersión, el blanco y el producto de mayor peso son el mismo núcleo, simplemente existe un intercambio de momento y energía entre ellos. Si tanto el núcleo como el proyectil permanecen en su estado inicial intrínseco después de la reacción, decimos que dispersión es elástica; en caso contrario la dispersión es inelástica [11-16].

Una transferencia o reacción nuclear ocurre cuando el proyectil y el blanco intercambian por lo menos un nucleón, dando origen a nuevos núcleos (que pueden estar en su estado base o en

algún estado excitado) [11-16].

### 1.1.1 Sección eficaz.

La sección eficaz de una reacción nuclear es una medida de la probabilidad relativa de que dicha reacción ocurra [11-16]. Cuando un haz de partículas ilumina un blanco, es posible medir las tasas de aparición de los diversos productos, conocidas como tasas de reacción; para el producto  $i$ , dicha tasa se denominará por  $R_i$ ; éstas serán proporcionales al número de núcleos en el blanco que son iluminados  $N$ , y al flujo del haz  $J$  dado por

$$J = nv, \quad (1.3)$$

donde  $n$  es la densidad volumétrica de proyectiles en el haz y  $v$  es su velocidad; esto es

$$R_i = \sigma_i NJ. \quad (1.4)$$

La constante de proporcionalidad  $\sigma_i$  es la sección eficaz de la reacción.

### 1.1.2 Sección eficaz diferencial.

Generalmente, detectores de partículas son empleados para medir la tasa de aparición de algún producto  $i$  en alguna dirección  $(\theta, \phi)$  respecto a la dirección del haz como lo muestra la figura 1.1.

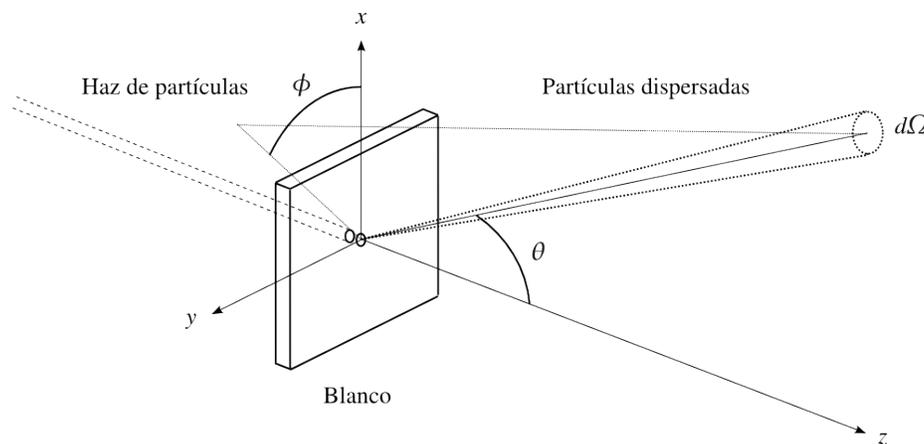


Figura 1.1. Tras reaccionar con el blanco, la tasa de partículas emitidas en la dirección  $(\theta, \phi)$  se mide con un detector el cual forma un ángulo sólido  $d\Omega$  con el blanco.

Cada uno de estos detectores forma un ángulo sólido  $d\Omega$  con el blanco, de manera que sólo mide una fracción de la tasa de aparición  $dR_i$ . Esta cantidad será dependiente de la dirección, debido a que los productos no son necesariamente emitidos de manera uniforme en todas direcciones, por lo cual podemos expresar esta fracción como

$$dR_i = r_i(\theta, \phi) \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (1.5)$$

A partir de estas ideas es posible definir la sección eficaz diferencial de una reacción en la dirección  $(\theta, \phi)$  como la medida de la probabilidad relativa de que dicha reacción ocurra en la dirección mencionada [11-16]. La expresión que define esta cantidad es

$$\frac{d\sigma_i}{d\Omega} = \frac{r_i(\theta, \phi)}{JN}. \quad (1.6)$$

## 1.2 Interacción de partículas con la materia.

Experimentalmente se busca medir la sección eficaz de alguna reacción de interés como función de la energía de los proyectiles. Con este fin se hace incidir un haz de partículas, cuya energía y flujo son controlados, sobre un blanco determinado. Para medir la sección eficaz de la reacción de interés únicamente hace falta detectar los productos de la reacción.

Esta detección puede llevarse a cabo debido a las interacciones que los productos tienen con algún medio, al cual denominaremos detector. En esta sección describiremos brevemente los principios de interacción de la radiación producida en las reacciones nucleares con la materia, base teórica para la construcción de detectores.

### 1.2.1 Interacciones electromagnéticas.

Al atravesar un detector, una partícula cargada deposita la mayor parte de su energía en éste por medio de interacciones electromagnéticas con los electrones del medio. A continuación se describirán un par de procesos a través de los cuales una partícula cargada puede perder energía dentro de un medio.

### 1.2.1.1 Pérdida de energía por ionización.

La pérdida de energía por ionización del medio es el principal proceso por el cual una partícula cargada intercambia energía con el último [17]. Esto se debe a la alta probabilidad de excitación o liberación de los electrones en comparación con la probabilidad de excitación de los núcleos atómicos o moléculas del medio.

La tasa de pérdida de energía por unidad de longitud recorrida se conoce como poder de frenado del medio. La expresión obtenida por Bethe y Bloch que la describe es

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\alpha^2\hbar^2q^2n_e}{m_e\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2 \right], \quad (1.8)$$

donde  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  y la carga  $q$  son cantidades asociadas al proyectil, mientras que la densidad de electrones  $n_e$  y el potencial de ionización promediado sobre todos los electrones  $I$  (cuyo valor aproximado es  $10Z$  eV cuando  $Z > 20$ ) están asociados al medio que él último atraviesa.

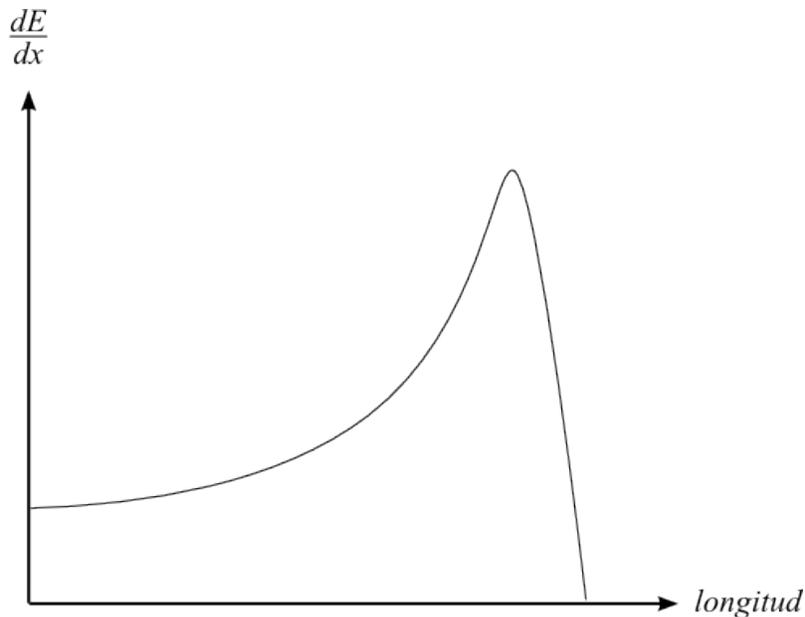


Figura 1.2. Comportamiento clásico del poder de frenado como función de la longitud del camino recorrido dentro de algún medio. La radiación pierde la mayor parte de su energía al final dicho recorrido.

Conforme el proyectil atraviesa el medio y pierde energía, el poder de frenado aumenta hasta llegar a un máximo, después del cual cae rápidamente a cero (momento en que el proyectil alcanza el reposo). La figura 1.2 muestra el poder de frenado como función de la distancia recorrida por el proyectil.

Si se conoce el poder de frenado, es posible calcular la distancia promedio que el proyectil viajará antes de detenerse a través de la expresión

$$R = \int_0^R dx = \int_{E_i}^0 \frac{dx}{dE} dE \propto \frac{M}{Z^2} F(v), \quad (1.9)$$

donde  $E_i$ ,  $M$  y  $Z$  son la energía total, la masa y el número de protones del proyectil, y  $F(v)$  es una función que depende de la velocidad inicial del mismo. A esta distancia se le denomina rango.

### 1.2.1.2 Pérdida de energía por radiación.

Aún cuando la mayor parte de la energía de las partículas cargadas es cedida al medio ionizándolo, existen otros procesos a través de los cuales este tipo de radiación ceder su energía.

Al atravesar un medio, una partícula cargada será acelerada debido a la presencia de campos eléctricos (principalmente los generados por los núcleos atómicos), ocasionando que ésta emita fotones perdiendo parte de su energía sin ionizar al medio [17].

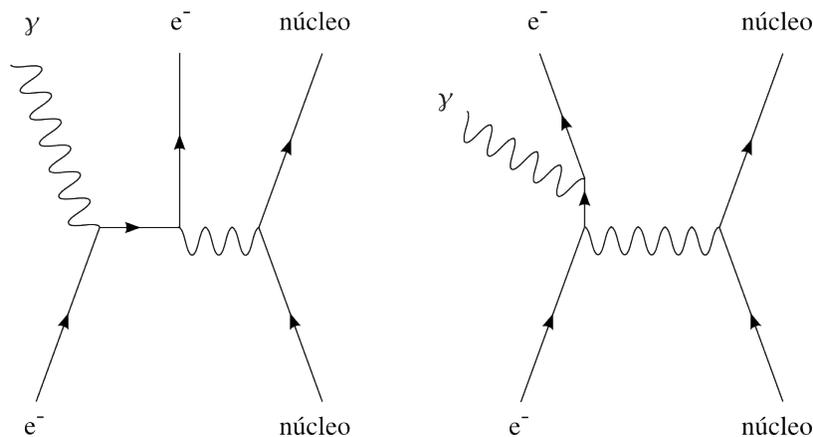


Figura 1.3. Diagramas de Feynman que muestran los principales procesos de radiación de frenado.

Este proceso, denominado radiación de frenado, se vuelve particularmente importante cuando se trabaja con partículas ligeras. Aunque para esta tesis no es un proceso relevante (ya que principalmente se trabajó con partículas alfa), en un futuro será necesario tomarlo en cuenta (si se planea detectar protones energéticos con el sistema de detección).

### **1.2.2 Interacciones fuertes y débiles.**

Debido a que las partículas cargadas interactúan de manera electromagnética principalmente, las interacciones fuertes y débiles no serán descritas a fondo. Algunos ejemplos de tales interacciones serán mencionados.

Las interacciones fuertes se llevan a cabo entre partículas conocidas como quarks y sus estados ligados conocidos como hadrones, de los cuales los protones y los neutrones son los más conocidos [11-16]. Debido a que los neutrones no pueden interactuar a través de la fuerza coulombiana, el estudio de las interacciones fuertes puede llevarse a cabo mediante reacciones con neutrones. Por ejemplo, la dispersión inelástica de neutrones con núcleos atómicos, ocasiona que estos últimos emitan rayos  $\gamma$  u otras partículas al decaer a su estado base; las partículas emitidas pueden ser detectadas posteriormente mediante sus interacciones características con diversos medios.

La dispersión elástica de neutrones ocasiona que los núcleos adquieran energía cinética; el movimiento de los núcleos da lugar a interacciones coulombianas con los átomos y moléculas del medio, lo cual origina pequeñas señales eléctricas, las cuales se emplean para detectar indirectamente a los neutrones que las ocasionaron.

Las reacciones nucleares debidas a interacciones débiles son observables sólo cuando no existe otro tipo de reacciones debido a que éstas son muy lentas [11-16]. Ejemplos representativos de reacciones debidas a la interacción débil son los decaimientos  $\beta^+$  y  $\beta^-$  del neutrón y del protón (ligado).

Los diagramas de Feynman de algunas reacciones fuertes y débiles se muestran en la figura 1.4.

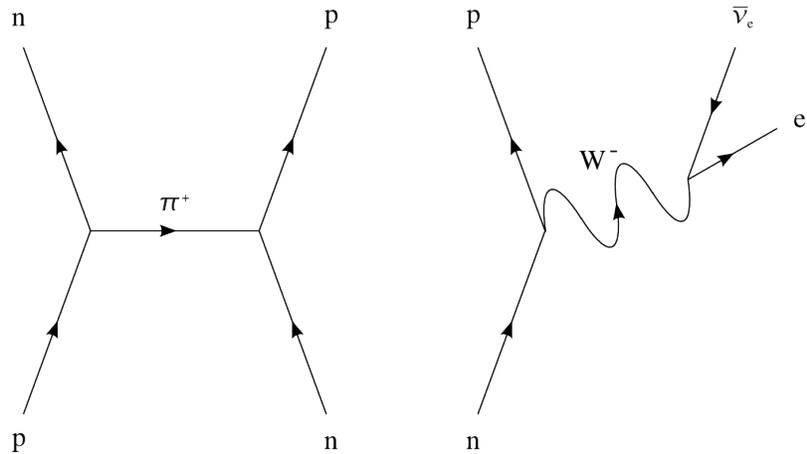


Figura 1.4. Ejemplos de interacciones fuerte y débil. Izquierda. Interacción entre un protón y un neutrón. Derecha. Decaimiento de un neutrón.

### 1.2.3 Camino libre medio.

Definimos el camino libre medio de una partícula en un medio, denotado por  $l$ , como el espesor de dicho material que la partícula debe atravesar antes de que ocurra alguna reacción  $i$  de interés [11-16]. Si la probabilidad de que se lleve a cabo dicha reacción es  $\sigma_i$  y la densidad volumétrica de núcleos en el material es  $n$ , entonces el camino libre medio está dado por la expresión

$$l = \frac{1}{n \sigma_i}. \quad (1.10)$$

### 1.2.4 Interacción de fotones con la materia.

Los fotones interactúan con el medio principalmente de tres formas, las cuales son descritas a continuación.

#### 1.2.4.1 Efecto fotoeléctrico.

El efecto fotoeléctrico [11-16] ocurre cuando un fotón cede toda su energía a un electrón liberándolo. La energía cinética del electrón liberado es

$$E_{e^-} = E_\gamma - B, \quad (1.11)$$

donde  $E_\gamma$  es la energía del fotón y  $B$  es la energía de amarre del electrón.

Cuando el electrón liberado proviene de las capas internas del átomo, el hueco puede ser ocupado por un algún electrón de las capas superiores emitiendo un nuevo fotón. Esta radiación es conocida como rayos X fluorescentes. El efecto fotoeléctrico es relevante cuando la energía de los fotones es del orden de keV y el número atómico  $Z$  es grande. La figura 1.5 representa el efecto fotoeléctrico.

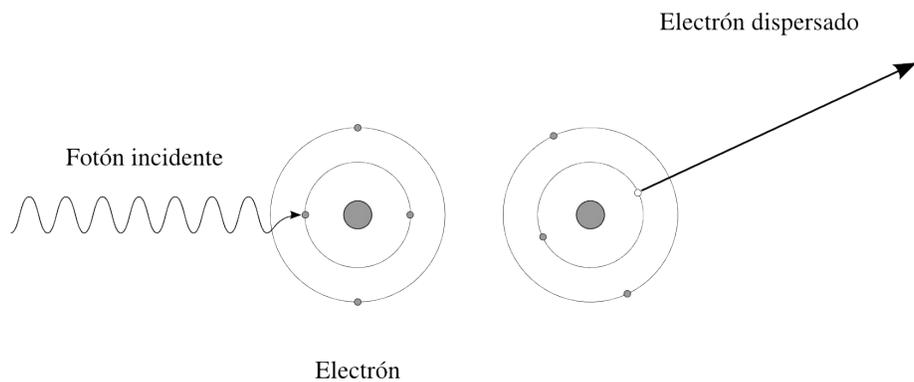


Figura 1.5. Representación esquemática del efecto fotoeléctrico.

#### 1.2.4.2 Dispersión Compton.

La dispersión de fotones, conocida como dispersión Compton [11-16], ocurre cuando un fotón transmite parte de su energía a un electrón (libre) del medio. Este proceso puede interpretarse como una “excitación” del electrón, el cual decae rápidamente emitiendo un nuevo fotón cuya energía es menor o igual que la del fotón original.

La relación entre la frecuencia del fotón emitido y el ángulo de dispersión fue derivada por Klein y Nishina; esta expresión es

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + h\nu/mc^2(1 - \cos\theta)}, \quad (1.12)$$

donde  $\nu$  es la frecuencia del fotón original.

En la figura 1.6 se muestra esquemáticamente la dispersión Compton. Este fenómeno es relevante cuando la energía de los fotones incidentes está en el rango de 0.1 a 10 MeV.

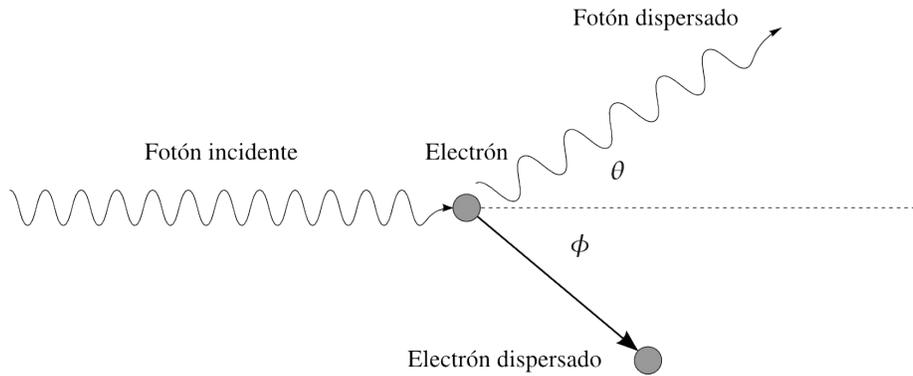


Figura 1.6. Representación esquemática de la dispersión Compton.

### 1.2.4.3 Creación de pares electrón-positrón.

Al interactuar con los campos atómicos, un fotón puede dar origen a un par electrón-positrón [11-16]. Dicho proceso no ocurre si la energía del fotón incidente es menor a los 1.022 MeV, debido a que la suma de las masas en reposo de dichas partículas es igual a esta energía. La energía cinética del par de partículas están relacionadas a través de la expresión

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_{\gamma} - 2m_e c^2. \quad (1.13)$$

La figura 1.7 muestra los diagramas de Feynman correspondientes a los procesos de producción de pares electrón-positrón.

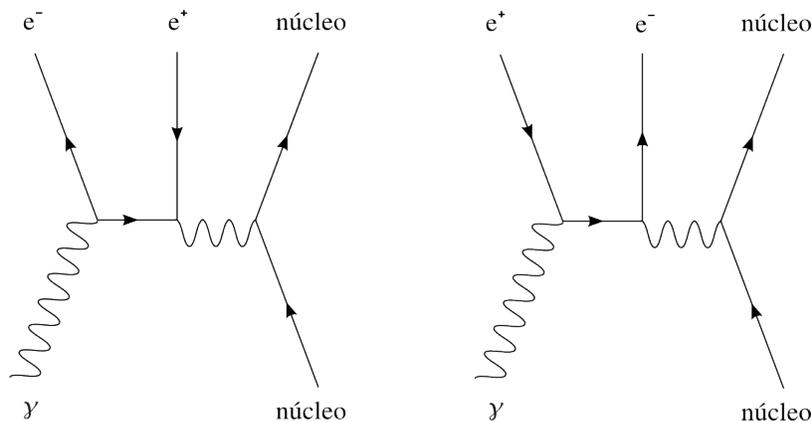


Figura 1.7. Diagramas de Feynman de los procesos donde se producen pares electrón-positrón.

Al irse quedando sin energía cinética debido a la interacción con los campos eléctricos, el

positrón es atraído hacia un electrón. Al aniquilarse este par de partículas se da origen a dos rayos  $\gamma$  cada uno de 0.511 MeV de energía. La creación de pares es importante solo si la energía de los fotones es mayor a varios MeV.

## **1.3 Detectores.**

Cuando la radiación nuclear atraviesa un detector deposita en éste parte o la totalidad de su energía mediante alguno de los procesos descritos en la sección anterior. En alguna etapa del proceso la energía cedida libera electrones, los cuales pueden ser colectados al aplicar una diferencia de potencial [11-16]. Los pulsos que genera la colección de estos electrones libres pueden ser medidos y analizados, recuperando la información sobre la radiación que atravesó al detector.

Para llevar a cabo una descripción adecuada de la radiación que incide sobre un detector es necesario que el último sea capaz de dar una localización tanto espacial como temporal de todas y cada una de las partículas que lo atraviesan, además de indicar la energía y el momento de las mismas [11-16]. No existe un detector capaz de determinar toda esta información de manera precisa. Existen diversos tipos de detectores, cada uno capaz de determinar con mayor precisión alguno de los parámetros mencionados.

Diversos tipos de detectores se describen a continuación.

### **1.3.1 Detectores de gas.**

Como su nombre lo indica, un detector de gas está constituido por un gas (generalmente inerte) confinado en una región delimitada por un par de electrodos entre los cuales se establece una diferencia de potencial [17]. Cuando algún tipo de radiación incide sobre el gas, éste se ioniza; el campo entre los electrodos impide que electrones y iones se recombinen. Tanto los electrones liberados como los iones se colectan en los electrodos generando un pulso eléctrico.

La figura 1.8 muestra un esquema simplificado de un detector de gas.

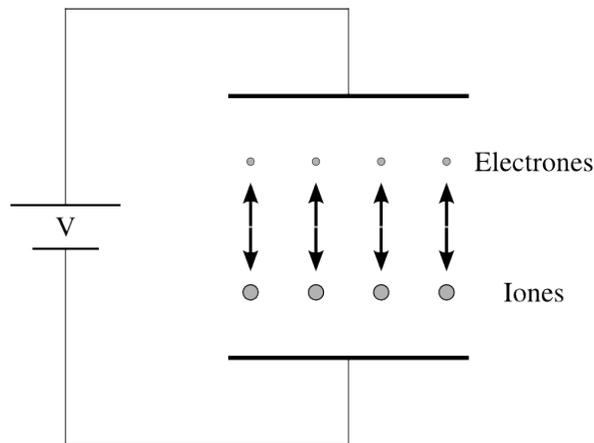


Figura 1.8. Esquema simplificado de un detector de gas

Una cámara de gas opera de diversas formas al variar la diferencia de potencial entre los electrodos [17]. La figura 1.9 muestra las diversas regiones de operación.

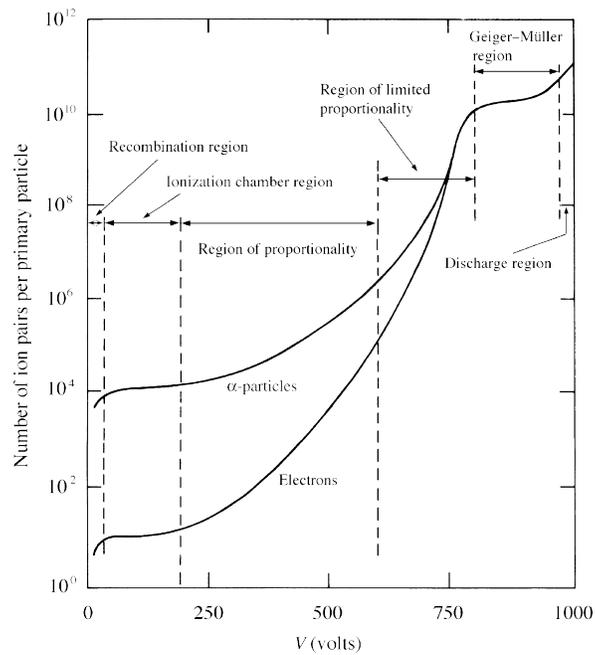


Figura 1.9 [16]. Regiones de operación de una cámara de gas. Dependiendo de la diferencia de potencial entre los electrodos, una cámara de gas puede determinar con mayor precisión diversas propiedades de la radiación incidente.

Diferencias de potencial pequeñas producen pulsos de salida pequeños debido a la alta

probabilidad que los pares electrón-ión tienen de recombinarse; para cierto valor, la recombinación se vuelve poco probable de manera que los pulsos de salida serán proporcionales a la cantidad de pares producidos por la radiación incidente, determinando de manera precisa la energía de la misma. El rango de voltajes en el que una cámara de gas opera de esta forma es conocido como región de cámara de ionización. Aún si el flujo de partículas incidentes es muy intenso, una cámara de ionización es capaz de detectar todos los eventos debido a su corto tiempo de recuperación; de esta forma, un evento puede ser localizado temporalmente con una gran precisión.

Al aumentar la diferencia de potencial más allá de la región de cámara de ionización se llega a la región de contador proporcional. Debido a los campos eléctricos los electrones liberados debido a la radiación original adquieren energía suficiente para liberar otros electrones, ocasionando que el pulso de salida sea mayor al observado en una cámara de ionización. Un contador proporcional también determina de manera precisa la energía de las partículas si se conoce la amplificación que el medio da a los pulsos, sin embargo, el tiempo de recuperación de recuperación es mayor que el de una cámara de ionización. Distintos arreglos de los electrodos logran determinar con gran precisión la localización espacial de las partículas.

Diferencias de potencial mayores ocasionan que los electrones liberados por la radiación original produzcan una gran cantidad de ionizaciones secundarias, dando origen a una descarga del medio, y a un gran pulso de salida fácil de observar. Aún radiación poco energética es capaz de producir la descarga, ventaja que las cámaras de gas operando en esta región, conocidas como contadores Geiger-Müller, poseen sobre las otras. Los contadores Geiger son incapaces de determinar la energía de las partículas incidentes y su tiempo de recuperación es muy grande.

### **1.3.2 Detectores centelladores.**

El principal problema de las cámaras de gas es su baja eficiencia para detectar partículas energéticas [11-16]. La densidad volumétrica de núcleos detectores en un detector de gas (es

decir, la densidad de núcleos del gas) ocasiona que el camino libre medio sea demasiado grande. En consecuencia, para que una partícula cargada deposite la totalidad de su energía en el detector, se requieren volúmenes grandes del último. La alta densidad de núcleos detectores en un material sólido reduce considerablemente el camino libre medio y, en consecuencia, el volumen del detector de forma considerable.

Al atravesar un sólido la radiación excita los átomos o moléculas de éste. Estos sistemas decaen emitiendo fotones, proceso conocido como fluorescencia, que pueden ser detectados para determinar la trayectoria de las partículas dentro del medio. Un material centellador es un medio que al desexcitarse emite fotones con longitudes de onda dentro del espectro visible [18].

Existen dos tipos de materiales centelladores, los orgánicos y los inorgánicos.

### 1.3.2.1 Centelladores orgánicos.

En los materiales conocidos como centelladores orgánicos, la fluorescencia se debe a la presencia de carbón en las moléculas del material [18]. Los electrones ligados a cada átomo de carbón en los estados  $2s$  y  $2p$  pueden encontrarse en diversas configuraciones; aquellas en las cuales uno o dos de dichos electrones están poco ligados, son aquellas en las cuales la fluorescencia está permitida.

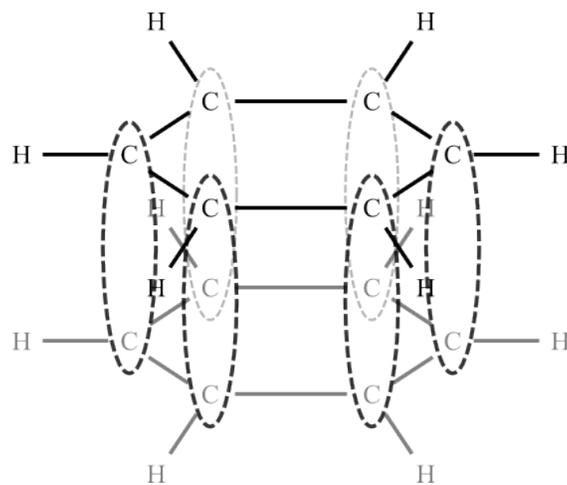


Figura 2.10. Enlaces moleculares debidos a los electrones  $\pi$  en la molécula de benceno.

La molécula de benceno presenta una de estas configuraciones; tres de los electrones en los estados mencionados, denominados electrones  $\sigma$ , forman enlaces sobre un plano con ángulos de  $120^\circ$  entre ellos. El electrón restante, denominado electrón  $\pi$ , forma enlaces intermoleculares de menor intensidad, como lo muestra la figura 1.10.

Los electrones  $\pi$  poseen energías de excitación de alrededor de 6 eV menores a los electrones  $\sigma$ , permitiendo la fluorescencia en los centelladores orgánicos a bajas energías [19]. Los niveles energéticos de dichos electrones se muestran en la figura 1.11.

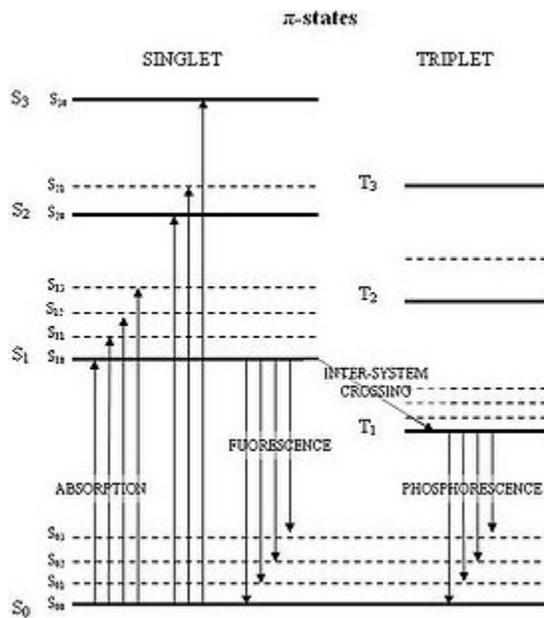


Figura 1.11 [18]. Estructura electrónica de un centellador plástico. Los estados vibracionales excitados decaen en tiempos del orden de  $10^{-12}$  segundos, los estados electrónicos excitados decaen en tiempos del orden de  $10^{-8}$  segundos.

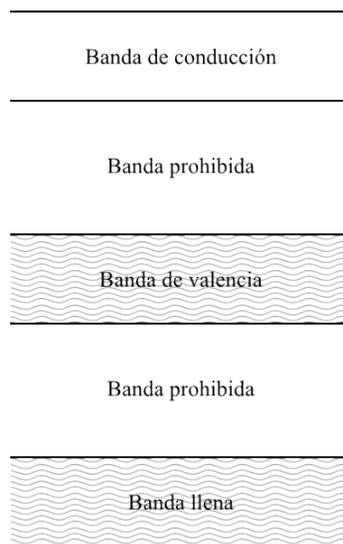
Los estados con exceso de energía vibracional, representados con líneas punteadas en la figura, decaen rápidamente al estado más cercano con energía vibracional mínima a través de procesos que no producen radiación; la luz emitida por un plástico centellador es en mayor parte debida a decaimientos del estado etiquetado como  $S_{10}$  a los estados  $S_0$ . Como puede observarse, la energía emitida por estos decaimientos es en general menor a la energía necesaria para excitar otro electrón  $\pi$ ; en otras palabras, los centelladores orgánicos son transparentes para los fotones

que emiten. Los decaimientos anteriores, conocidos como fluorescencia inmediata, se llevan a cabo en tiempos del orden de nanosegundos. Los estados etiquetados con la letra  $T$  son inalcanzables desde el estado base, sin embargo, pueden ser alcanzados por otros medios. Estos decaen al estado base en tiempos del orden de milisegundos; estos decaimientos son conocidos como fosforescencia.

Existen algunos centelladores orgánicos en los cuales la longitud de onda de algunos fotones emitidos se encuentra en regiones del espectro de absorción del material, haciendo probable su reabsorción; para evitar este fenómeno el material puede doparse con “corredores de onda”, contaminantes capaces de absorber la radiación con longitudes de onda cortas y reemitir nueva radiación con longitud de onda mayor.

### 1.3.2.2 Centelladores inorgánicos.

A diferencia de la fluorescencia en los centelladores orgánicos, donde dicho fenómeno es una propiedad de cada molécula, en los centelladores inorgánicos ésta se debe a la red cristalina [18].

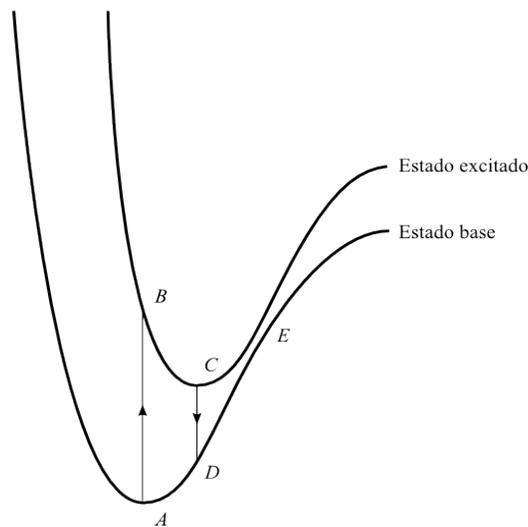


*Figura 1.12. Estructura de bandas de un centellador cristalino. Pueden existir estados discretos en la banda prohibida debido a la presencia de algún activador*

Las interacciones entre los átomos de una red desdoblan los estados electrónicos discretos dando lugar a una serie de “bandas” de energías accesibles para los electrones; las dos últimas bandas son conocidas como banda de valencia y banda de conducción, y están separadas por una banda conocida como banda prohibida.

Los centelladores cristalinos son materiales en los cuales todos los estados de la banda de valencia están ocupados [17]. Cuando algún tipo de radiación cede energía a estos materiales, los electrones de la banda de valencia “saltan” a la banda de conducción dando lugar a un par electrón libre - hueco, sistema conocido como excitón. Cuando dicho sistema decae, emite fotones dando lugar a la fluorescencia de los centelladores inorgánicos. En la figura 1.12 se muestra esquemáticamente la estructura de bandas de un centellador cristalino.

Los espectros de absorción y emisión en los centelladores inorgánicos pueden explicarse con el modelo propuesto por von Hippel y Seitz, mostrado en la figura 1.13 [18].



*Figura 1.13. Modelo de von Hippel y Seitz. Energía potencial del estado base y el estado excitado como función de alguna coordenada espacial.*

La energía potencial del estado base y el primer estado excitado se muestran en la figura como función de alguna coordenada espacial. La línea *AB* representa la excitación de algún electrón; la línea *CD* representa la emisión de un fotón. La energía de los fotones emitidos es en general

menor a la energía necesaria para excitar un electrón de la red, es decir, los centelladores inorgánicos también son transparentes para la luz que ellos emiten. El punto  $E$  en la figura muestra una región donde se puede pasar del estado excitado al estado base sin emisión de fotones, fenómeno conocido como “quenching”.

El yoduro de sodio (NaI), centellador cristalino más común, requiere que la radiación ceda aproximadamente 4 eV (altura de la banda prohibida) para que la excitación de los electrones de valencia pueda llevarse a cabo [17]. En algunos cristales centelladores la energía necesaria para excitar electrones es muy alta, volviendo poco probable la transición y ocasionando que los fotones emitidos durante la desexcitación tengan longitudes de onda fuera del espectro visible; la contaminación del cristal con ciertas sustancias conocidas como activadores permite a los electrones existir en estados con energías que normalmente estarían dentro de la banda prohibida.

### 1.3.3 Detectores semiconductores.

Los semiconductores son materiales que no poseen electrones libres; a una temperatura de 0 K, la banda de conducción del material está completamente vacía, y la banda de valencia está completamente ocupada [20-21]. Cuando a través de alguna interacción los electrones de la banda de valencia del material logran obtener la energía necesaria para saltar a la banda de conducción (del orden de 1 eV para algunos materiales), tanto éstos como los espacios libres en la banda de valencia, denominados huecos, se vuelven portadores de carga. Este proceso vuelve posible la conducción eléctrica en materiales semiconductores.

Material	Altura de la banda prohibida [eV]
Silicio	1.11
Selenio	1.74
Germanio	0.67

*Tabla 1.1 [21]. Altura de la banda prohibida en algunos materiales semiconductores típicos.*

La tabla 1.1 lista la altura de la banda prohibida de algunos materiales semiconductores.

Generalmente un material semiconductor es un cristal formado por átomos con valencia cuatro (como el silicio y el germanio); cada uno de los electrones de valencia forman enlaces covalentes con otros átomos de la red. Sin embargo, los cristales pueden contaminarse con elementos de valencia cinco o tres [20-21]. Tanto los átomos del monocristal como los que lo contaminan forman enlaces covalentes, de manera que los contaminantes aportan un exceso de electrones libres o un exceso de huecos, además de estados adicionales en la estructura de bandas. Los semiconductores contaminados con materiales que aportan electrones libres son conocidos como materiales tipo  $n$ , y los contaminados con materiales que aportan huecos se denominan materiales tipo  $p$ . La figura 1.14 muestra la estructura de ambos tipos de materiales.

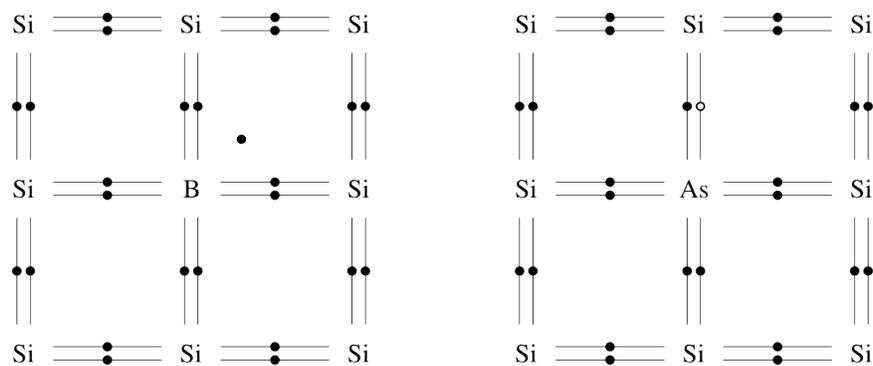


Figura 1.14. Izquierda. Material tipo  $n$ . Derecha. Material tipo  $p$ .

Los detectores semiconductores más comunes están formados por la unión entre un material  $n$  y un material  $p$ ; los electrones libres del material  $n$  y los huecos del material  $p$  se acumulan en la unión entre ambos dando origen a un voltaje inverso que agranda la región del material donde la detección se vuelve más probable. Dicha región, conocida como región de agotamiento, puede agrandarse colocando un material semiconductor puro entre la unión de los materiales  $n$  y  $p$ .

La energía de la radiación que penetra en el material semiconductor determina el número de

pares electrón-hueco generados en el mismo. Consecuentemente, el tamaño de la corriente generada dentro del material gracias al campo eléctrico externo aplicado sobre último, depende de la energía de las partículas que inciden en éste; esta dependencia es aproximadamente lineal. Los detectores semiconductores determinan de manera muy precisa la energía de las partículas que los atraviesan.

## **1.4 Fotomultiplicadores.**

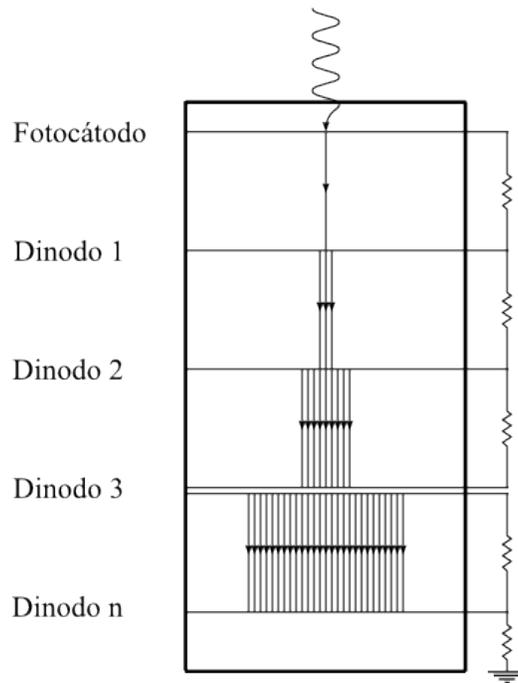
Los tubos fotomultiplicadores son detectores de fotones, capaces de detectar las pequeñas cantidades de luz emitidas por un material centellador [17]. Estos detectores se acoplan al centellador (de manera directa o a través de guías ópticas) de manera que la luz emitida por el primero, alcance el fotocátodo del segundo. Éste libera determinado número de electrones (debido al efecto fotoeléctrico) el cual puede amplificarse aplicando un gradiente de potencial entre los electrodos del tubo. La gran cantidad de electrones colectados en el fotomultiplicador dan origen a un pulso eléctrico.

Estos tubos están compuestos por una serie de electrodos entre los cuales se establece un gradiente de potencial producto de una serie de resistencias (la diferencia de potencial entre dos electrodos consecutivos es del orden de 100 V); los electrodos intermedios son conocidos como dinodos.

Cuando un fotón choca contra el fotocátodo, tiene una probabilidad de liberar un electrón debido al efecto fotoeléctrico; dicha probabilidad es conocida como eficiencia cuántica del fotomultiplicador [18], cantidad que varía en función de la longitud de onda del fotón y del espesor del fotocátodo (típicamente la eficiencia cuántica de un fotomultiplicador es menor al 20 por ciento). Si el electrón liberado llega a la superficie del fotocátodo, el gradiente de potencial genera un campo eléctrico que lo dirige hacia el primer dinodo, constituido por materiales con funciones de trabajo pequeñas. La energía del electrón original (que depende de la diferencia de potencial entre el fotocátodo y el primer dínodo) es capaz de liberar varios electrones secundarios, cada uno de los cuales es dirigido hacia el segundo dínodo. Después de

repetir el proceso a través de cada uno de los dínodos, los electrones son colectados en el ánodo dando lugar a una cantidad de electrones entre  $10^4$  y  $10^7$  veces mayor a la original.

En la figura 1.15 se muestra un esquema de la estructura de un tubo fotomultiplicador.



*Figura 1.15. Esquema de la estructura de un tubo fotomultiplicador. El campo eléctrico debido al gradiente de potencial amplifica y enfoca a los electrones emitidos por el fotocátodo.*

Aún en ausencia de luz los fotomultiplicadores envían señales de salida debido a la emisión térmica de electrones desde el fotocátodo [18]. Este fenómeno, conocido como ruido oscuro, es la principal causa del fondo detectado por un tubo fotomultiplicador, y limita su sensibilidad para detectar centelleos producidos por radiación con baja energía. El efecto se puede reducir empleando fotomultiplicadores cuyos fotocátodos tengan áreas pequeñas.

## Capítulo 2

# Sistema de detección.

El sistema de detección empleado en este proyecto está compuesto por un centellador orgánico en cuya cara posterior se encuentra acoplado un arreglo de tubos fotomultiplicadores a través de guías ópticas individuales. Algunos puntos importantes a mencionar acerca del sistema de detección se presentan a continuación.

- El centellador es plástico comercial Pilot-U. Este plástico, a diferencia de otros centelladores (como el yoduro de cesio) emite una menor cantidad de fotones por unidad de energía depositada. La longitud de onda de máxima emisión se encuentra en la región azul del espectro visible, problema que se discutirá más adelante.
- El arreglo de fotomultiplicadores posee 9 de éstos. Los tubos fotomultiplicadores a nuestra disposición poseen un volumen considerable; un arreglo más grande implicaría la adquisición de fotomultiplicadores de menor volumen o de fotodiodos (equipo con el cual no se posee gran experiencia).

A continuación se describirán más a fondo los componentes del sistema de detección, y el sistema de adquisición de datos.

### 2.1 Plástico centellador.

El detector del sistema desarrollado en esta tesis es un bloque de plástico centellador Pilot-U, versión comercial del plástico centellador EJ-228 desarrollado por Eljen Technology, de 17 cm X 17 cm X 1 cm. El espesor garantiza que las partículas alfa más energéticas en este proyecto perderán toda su energía dentro del detector. Algunas de las propiedades más importantes de dicho plástico son enlistadas en tabla 2.1.

Producción de luz (relativo al antraceno)	67.00%
Número de fotones por MeV (para electrones)	$10^4$
Longitud de onda de máxima emisión	391 nm
Tiempo de decaimiento	1.4 ns
Índice de refracción	1.58

Tabla 2.1 [22]. Propiedades del plástico centellador EJ-228. El número de fotones por MeV para alfas es aún menor.

El plástico centellador mencionado fue desarrollado para aplicaciones en las cuales los eventos ocurren en tiempos extremadamente cortos.

El camino libre medio para los fotones emitidos por el plástico Pilot-U al atravesar el plástico es de aproximadamente 100 cm, de manera que es posible garantizar que solamente una fracción muy pequeña del total de fotones emitidos por el detector del sistema será absorbida por el mismo. El espectro de emisión del plástico Pilot-U se muestra en la figura 2.1. En la figura también puede observarse que la radiación emitida es principalmente azul.

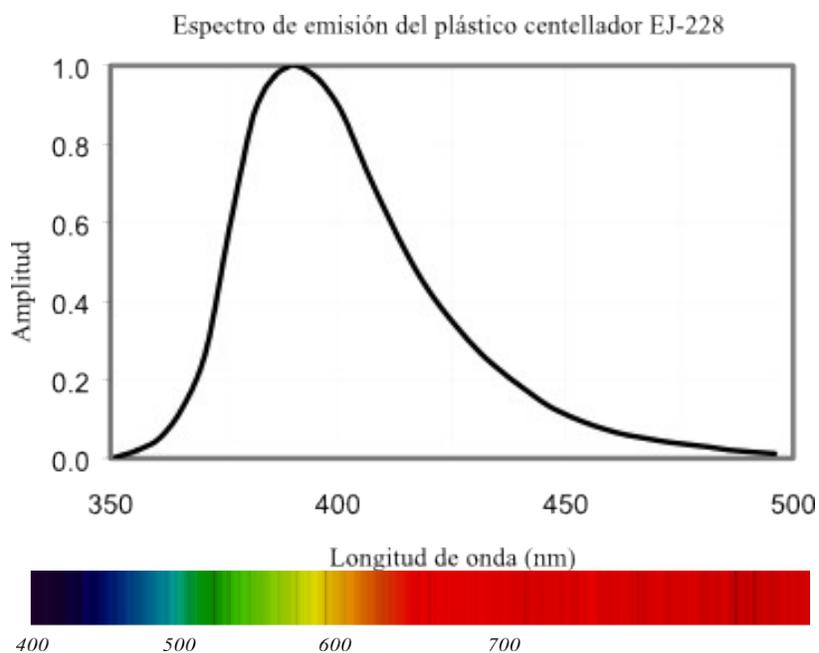
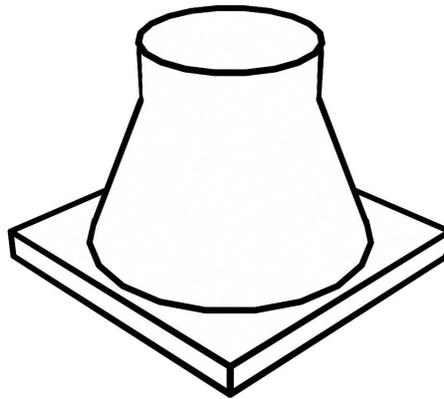


Figura 2.1 [22]. Espectro de emisión del plástico centellador EJ-228 de acuerdo a las especificaciones de Eljen Technology. El espectro de luz visible muestra que la radiación es principalmente azul.

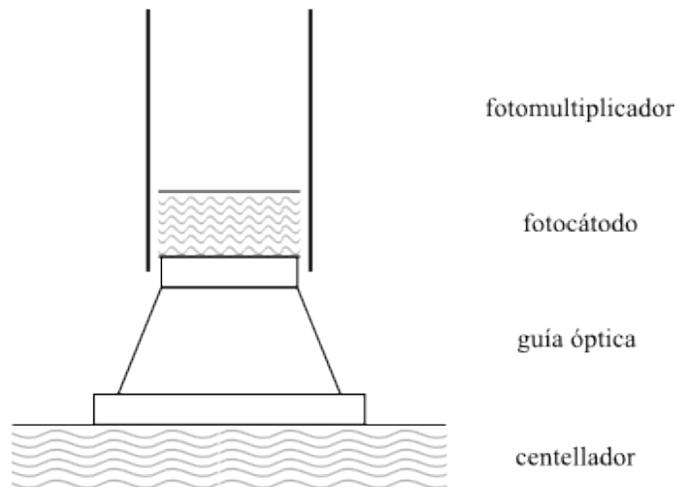
## 2.2 Guías ópticas.

La luz emitida por el plástico centellador será conducida a los fotomultiplicadores a través de diversas guías ópticas de acrílico, cuyo diseño se muestra en la figura 2.2.



*Figura 2.2. Diseño de las guías ópticas empleadas en el sistema de detección. La superficie cuadrada se acopla al detector; la superficie circular se acopla a un fotocátodo.*

La base de las guías es de 5 cm X 5 cm; la altura es de aproximadamente 5 cm. La parte superior de las últimas permite el acoplamiento con los fotocátodos a pesar del blindaje de los tubos, como lo ilustra la siguiente figura.



*Figura 2.3. Acoplamiento entre el centellador, la guía óptica y el fotocátodo de un tubo fotomultiplicador. La grasa óptica en cada interfaz reduce la cantidad de luz reflejada sobre las mismas.*

Las bases de las guías ópticas permiten que éstas recolectan los fotones de una mayor superficie a la del fotocátodo.

El acoplamiento entre las diversas componentes del sistema se lleva a cabo a través de grasa óptica; esta grasa posee un índice de refracción que atenúa la cantidad de luz reflejada en cada una de las interfaces.

Aunque se sabe que el empleo de guías ópticas reduce el número de fotones que alcanzan cada fotocátodo, debido a que alguna fracción de los fotones transmitidos a ella son absorbidos, es necesario emplearlas debido al diseño de los tubos fotomultiplicadores [23].

El diseño de las guías intenta optimizar la transmisión de luz a través de ellas hasta el fotocátodo de cada tubo fotomultiplicador del arreglo [24]. El ángulo de las paredes de cada guía favorece la reflexión total interna de la luz que las alcanza, la cual se da cuando el ángulo de incidencia (ángulo formado por la trayectoria de la partícula incidente y la normal del plano de incidencia) es mayor al ángulo crítico  $\theta_c$ , dado por

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_m}{n_M}\right), \quad (2.1)$$

donde  $n_m$  y  $n_M$  son el menor y el mayor de los índices de refracción de los medios respectivamente. Además, las paredes de éstas están cubiertas por un material reflejante, el cual impide que algunos fotones escapen por las paredes que no están en contacto con el fotocátodo. Las medidas mencionadas permiten minimizar la cantidad de fotones perdidos debido a la absorción del acrílico.

## 2.3 Arreglo de fotomultiplicadores.

Los tubos fotomultiplicadores con los cuales se trabajará en esta tesis son, a diferencia de otros fotodetectores, equipo de volumen considerable. Por esta razón el sistema de detección presentado en esta tesis consta únicamente con nueve tubos; un mayor número de tubos fotomultiplicadores, a pesar de mejorar la resolución del sistema, aumentarían el volumen del mismo considerablemente, volviéndolo impráctico. Los fotomultiplicadores se distribuyeron

sobre la superficie del centellador en un arreglo como el mostrado en la figura 2.4.

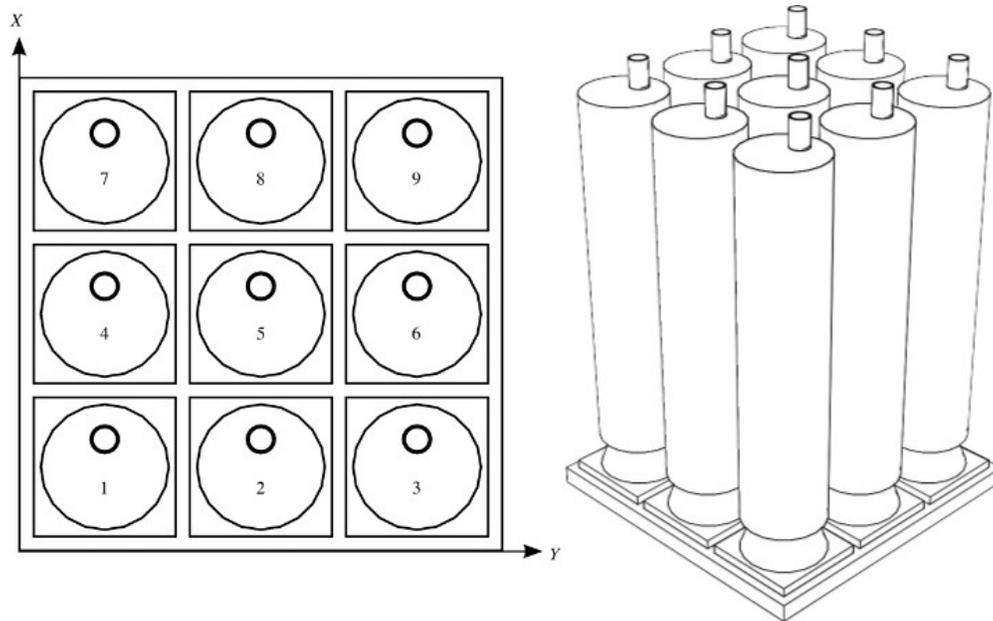


Figura 2.4. Sistema de detección de iones (pesados) sensible a la posición basado en la lógica de Anger.

Fotomultiplicador	Coordenadas x, y [mm]
1	25, 25
2	85, 25
3	145, 25
4	25, 85
5	85, 85
6	145, 85
7	25, 145
8	85, 145
9	145, 145

Tabla 2.2. Posiciones de los centros de los tubos fotomultiplicadores.

A partir de este momento, el origen del plano  $XY$  se localiza como lo indica la figura; de la

misma forma, al hablar de algún fotomultiplicador específico este recibirá el nombre de fotomultiplicador  $n$ , donde  $n$  nos indica que hacemos referencia al fotomultiplicador en la posición donde dicho número se encuentra en la figura anterior. Las posiciones sobre el plano  $XY$  del centro de cada fotomultiplicador son enlistadas en la tabla 2.2.

## **2.4. Electrónica.**

La energía depositada en el plástico centellador por las partículas que lo atraviesan ha sido transformada en señales eléctricas a la salida de cada uno de los tubos fotomultiplicadores. Dichas señales deben ser procesadas por diversos dispositivos electrónicos de manera que podamos garantizar que corresponden a los eventos que son de interés.

De cada tubo fotomultiplicador se toman dos señales de salida en principio idénticas. Una de ellas es enviada directamente al sistema de adquisición de datos, de manera que al tomar una lectura la intensidad de la señal original sea registrada; la otra señal es procesada de manera que nos permita diferenciar los eventos que son de interés de otros que puedan ocurrir. A continuación se describe de manera breve este proceso.

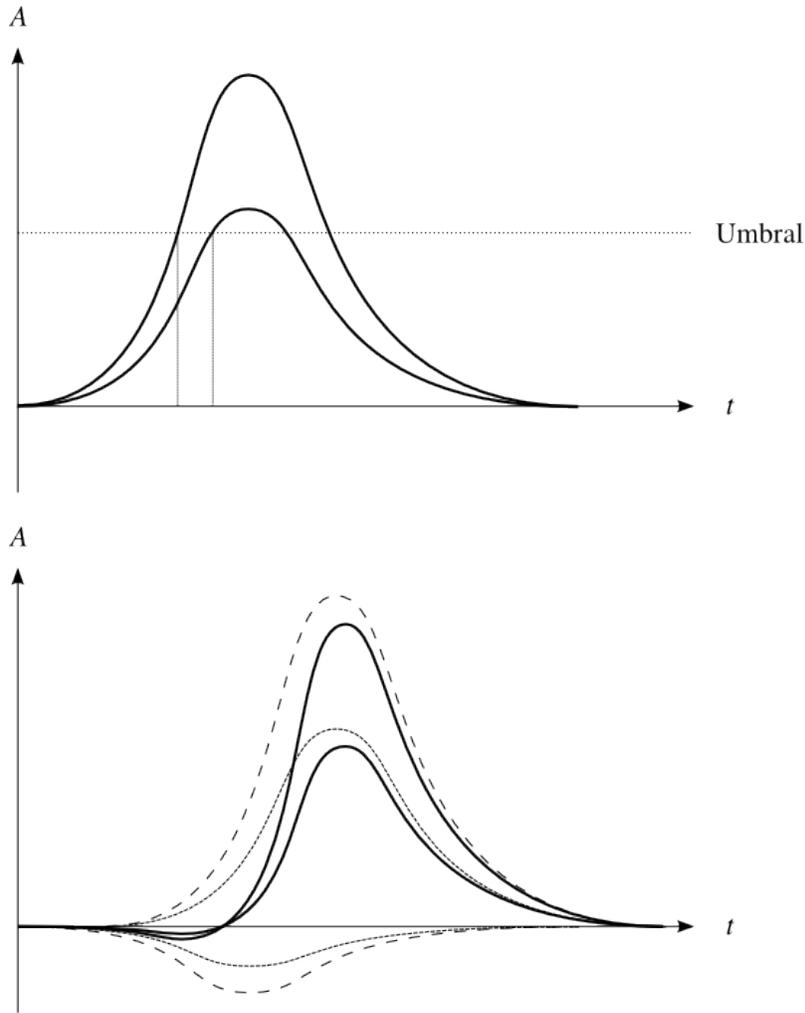
### **2.4.1 Discriminadores.**

Los fotocátodos de los tubos fotomultiplicadores reciben luz de manera constante debido a la radiación cósmica y a la radiación proveniente de fuentes radioactivas ambientales que se encuentren cerca del plástico centellador; aún en ausencia de la radiación que se desea estudiar, las señales de los tubos son registradas por el sistema de adquisición de datos.

Debido a lo anterior, es necesario que la señal de salida de cada tubo pase por un discriminador; esto permite que la adquisición de datos se lleve a cabo únicamente cuando la intensidad sobrepase cierto umbral, que todo evento de interés sobrepasa. Los discriminadores empleados fueron discriminadores de fracción constante.

Cuando una señal entra al discriminador, éste decide si debe o no ser procesada por el resto del sistema de adquisición de datos. Únicamente si la señal supera determinado valor conocido

como umbral, el cual puede modificarse de manera que en ausencia de fuentes radioactivas y fuentes luminosas el número de datos adquiridos sea reducido de manera considerable (es decir, que las tasas de conteo sean bajas, de manera que podamos corresponder estos datos con la radiación de fondo), la señal de salida del discriminador será distinta de cero.



*Figura 2.5. Operación de un discriminador de fracción constante. Arriba. Dos pulsos simultáneos con el mismo tiempo de ascenso son detectados en tiempos distintos al sobrepasar cada uno el umbral (línea punteada horizontal) de un discriminador ordinario. Abajo. Las mismas señales, al pasar por un discriminador de fracción constante son divididas en dos señales iguales (curvas rayadas para la señal de mayor amplitud y curvas punteadas para la señal de menor amplitud), una de las cuales es invertida, retrasada y multiplicada por algún factor. La recombinación de estas señales resulta en una señal bipolar (curvas continuas). En el momento en el cual cada señal cambia de polaridad, el pulso lógico NIM es disparado.*

Para estudiar al sistema, se recurre a fuentes radioactivas emisoras gama y alfa. Para poder identificar a los destellos luminosos producidos por la radiación proveniente de esta fuente, requerimos que la señal en uno o más fotomultiplicadores supere el umbral electrónico definido.

La señal de salida de un discriminador de fracción constante es un pulso de voltaje negativo cuadrado de un ancho determinado (pulso lógico NIM). Cada vez que este pulso ocurre, el sistema de adquisición de datos toma una lectura de la amplitud del pulso presente en cada fotomultiplicador. El disparo de dicho pulso debe llevarse a cabo una cantidad de tiempo fija después de la entrada de la señal original sin importar su amplitud. El discriminador resuelve este problema dividiendo la señal de entrada en dos señales iguales, una de las cuales es atenuada e invertida; la otra es retrasada de manera que al recombinar ambas señales se obtiene un pulso bipolar, en cuyo punto de cambio de polaridad es disparado el pulso de salida del discriminador. En la figura 2.5 se representa esquemáticamente el funcionamiento de un discriminador de fracción constante.

### **2.4.2. Unidad lógica.**

La señal a la salida de cada tubo fotomultiplicador en algún instante determinado  $t$  depende de la cantidad de fotones colectados por cada uno de los fotocátodos. Si un evento ocurre cerca de un fotomultiplicador, éste colectará una gran cantidad de fotones, y en consecuencia su señal de salida tendrá la intensidad necesaria para disparar el pulso de salida de su discriminador. En un tiempo posterior  $t + \Delta t$  un evento puede ocurrir cerca de un fotomultiplicador distinto; la señal de salida de éste también dispara el pulso de salida de su discriminador.

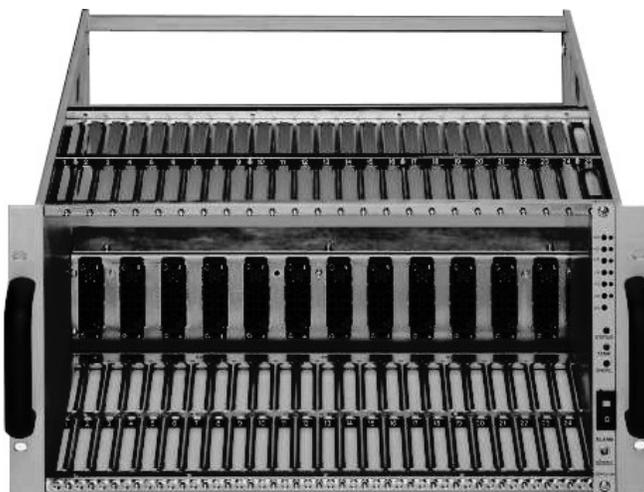
Los pulsos de salida de cada discriminador son enviados a una unidad lógica. Ésta emite un único pulso de salida semejante al de cada discriminador cada vez que alguno de los discriminadores envía un pulso; el pulso mencionado es enviado al sistema de adquisición de datos.

### 2.4.3 Sistema de adquisición de datos.

El sistema de adquisición de datos *CAMAC* por sus siglas en inglés (Computer Automated Measurement and Control) consiste de un cajón dividido en estaciones modulares [25-26]. Los diversos módulos conectados al cajón son alimentados a través de éste, de manera que sólo el último se alimenta con la corriente alterna del laboratorio.

De particular importancia es el módulo conocido como estación de control; éste se encarga de la transferencia de información entre los módulos del *CAMAC* y cualquier equipo externo. Cada módulo debe ser capaz de recibir del bus información o de suministrarla cada vez que la estación de control lo solicita; lo anterior se lleva a cabo a través de líneas de estación y líneas “mírame” (las últimas indican a la estación de control cuando algún módulo requiere su atención).

Además de la estación de control, el sistema de detección presentado en esta tesis requiere de un módulo extra conocido como convertidor carga a digital; dicho módulo se encarga de convertir la señal análoga proveniente de cada tubo fotomultiplicador en un valor digital. Esto se logra integrando la carga que llega a través de cada tubo durante el tiempo correspondiente al ancho del pulso de salida de la unidad lógica.



*Figura 2.6. El sistema de adquisición de datos CAMAC está conformado por un cajón y diversos módulos. La estación de control se encarga de la transferencia de información entre los diversos módulos.*

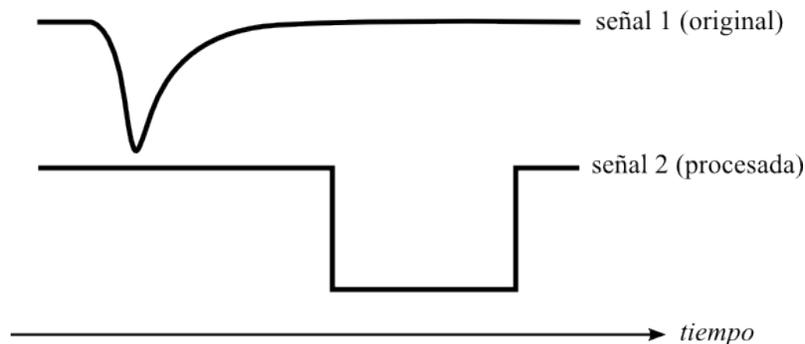
El sistema de adquisición de datos *CAMAC* es multiparamétrico, esto es, puede procesar una gran cantidad de parámetros por segundo, lo cual es fundamental al realizar experimentos en el campo de la física nuclear (donde información de la energía, momento y posición de cada partícula debe ser registrada con la mayor precisión temporal posible).

Un esquema del cajón del sistema de adquisición se muestra en la figura 2.6.

#### 2.4.4. Sincronización de las señales.

Como se mencionó anteriormente, de cada uno de los tubos fotomultiplicadores se tomaron dos señales de salida. La primera nos permite registrar en un archivo, a través del sistema de adquisición de datos *CAMAC*, la intensidad original de la señal de salida de cada tubo. La segunda es procesada en el discriminador de fracción constante y en la unidad lógica, lo cual permite separar los eventos de interés del resto de los eventos, e incluso del ruido electrónico y la corriente oscura de los tubos fotomultiplicadores.

Durante el proceso mencionado, la segunda señal se retrasa con respecto a la primera (debido a que el procesar una señal en los módulos mencionados requiere cierto tiempo) como lo muestra la figura 2.7.



*Figura 2.7. Debido al procesamiento de la segunda señal a través del discriminador de fracción constante y de la unidad lógica, ésta se retrasa con respecto a la señal original.*

El sistema de adquisición de datos, integra la carga original de salida del tubo fotomultiplicador (señal 1) durante el tiempo de duración del pulso lógico NIM (señal 2), y la registra en un archivo. La figura muestra claramente que la información integrada en ésta situación no es

aquella relacionada con el evento de interés.

Para resolver el problema, se retrasó la señal 1 agregando metros de cable. El retraso necesario para empatar el tiempo de llegada de las señales, como se muestra en la figura 2.8, fue de 52 ns.

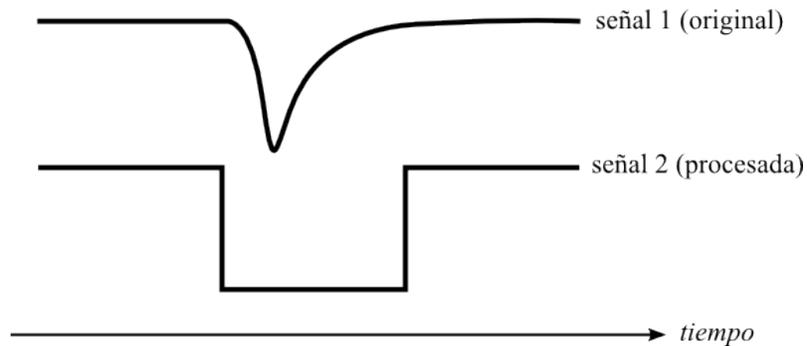


Figura 2.8. Tiempo de arribo de las señales 1 y 2 después de agregar un retraso de 52 ns a la señal 1. El sistema de adquisición de datos integra la información correspondiente al evento de interés.

La figura 2.9 muestra un esquema de la electrónica empleada para manejar y analizar las señales provenientes de los tubos fotomultiplicadores.

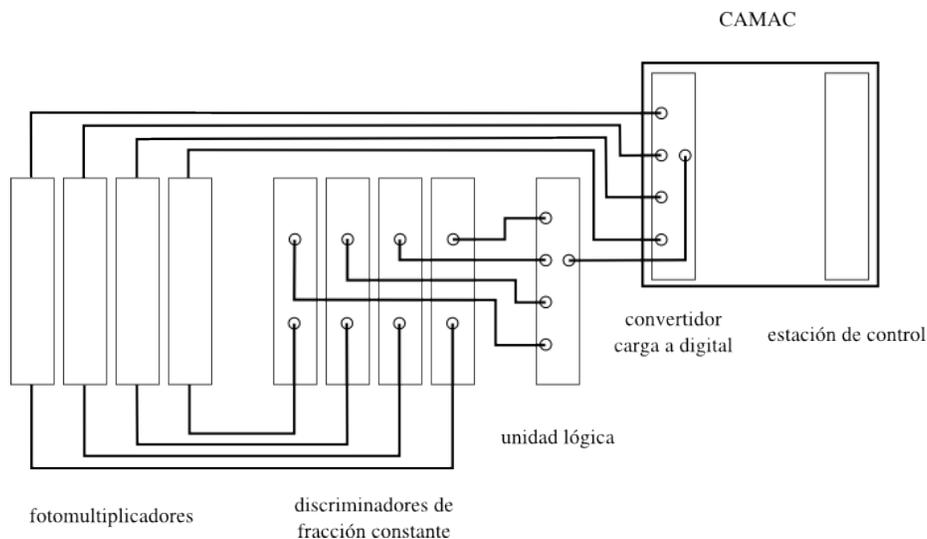


Figura 2.9. Esquema de la electrónica empleada. Las señales provenientes de cada tubo fotomultiplicador son procesadas de manera que al ocurrir un evento de interés, se abre una ventana temporal (pulso lógico NIM) durante la cual se lleva a cabo la adquisición de datos. El sistema de adquisición de datos integra la carga proveniente de cada tubo, y asigna un canal al pulso dependiendo del valor de dicha integral.

## 2.5 Lógica de Anger.

El algoritmo propuesto en 1957 por Hal O. Anger ha sido empleado para tomar fotografías de la distribución de fotones y de isótopos emisores de positrones en tiempo real [10]. Los escáneres mecánicos fueron reemplazados por cámaras de Anger debido a este hecho.

La luz emitida por el plástico centellador cuando alguna partícula incide sobre éste es recolectada por los tubos fotomultiplicadores dando origen a una serie de pulsos; cuyas intensidades son registradas por el sistema de adquisición de datos. El algoritmo propuesto por Anger pesa la intensidad de cada una de estas señales con respecto a la posición del tubo que la emitió, recuperando así la posición del evento que disparó la toma de datos. La expresión algebraica de la lógica de Anger está dada por

$$r = \frac{\sum I_i r_i}{\sum I_i}, \quad (2.2)$$

donde  $I_i$  y  $r_i$  son la intensidad y la posición del fotomultiplicador  $i$  respectivamente [27].

### 2.5.1 Condiciones sobre la lógica de Anger.

Al analizar los datos obtenidos, se encontró la necesidad de imponer condiciones extras al algoritmo de manera que la posición calculada coincidiera con la posición real de los eventos. Estas condiciones se mencionan a continuación.

- La intensidad de al menos una de las señales de los fotomultiplicadores debe exceder el canal 50, canal a partir del cual puede relacionarse a una intensidad con un evento de interés. Cuando cualquiera de los fotomultiplicadores dispara la adquisición de datos, la señal de todos los tubos es procesada; aún si no ocurre ningún evento de interés, la adquisición de datos puede ser disparada por la corriente oscura de cada tubo fotomultiplicador. La intensidad de la señal registrada por el sistema de adquisición de datos cuando este fenómeno ocurre es conocida y tratada como un pedestal. El pedestal promedio para cada fotomultiplicador (calculado a partir de datos adquiridos en una corrida donde ninguna señal era enviada al sistema de adquisición de datos) es impuesto

como umbral para cada uno de ellos; si la intensidad de una señal es menor que el pedestal, su valor registrado es cero.

- La intensidad de la señal que disparó la adquisición de datos no debe exceder cierto valor. La intensidad de la señal de cada tubo depende del número de fotones que alcanzó su fotocátodo; en consecuencia depende de la energía depositada por las partículas con las cuales cada prueba se llevó a cabo. Las partículas empleadas en este trabajo no pueden producir señales que sobrepasen el canal 1000 debido a que no poseen tanta energía; una señal cuya intensidad sobrepase el canal 1000 no es producto de una de las partículas provenientes de las fuentes con las que se trabajó en este proyecto.



## Capítulo 3

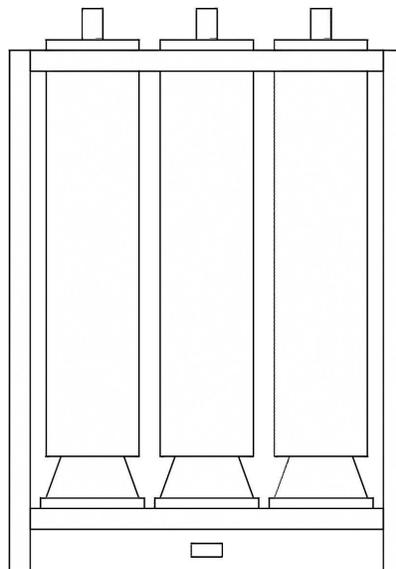
# Metodología experimental.

### 3.1 Detección de partículas alfa.

La primera serie de experimentos se llevó a cabo con una fuente triple de partículas alfa con energías de 5.15, 5.48 y 5.80 MeV; la fuente emite las partículas en un ángulo sólido de  $2\pi$ . El objetivo de esta serie de experimentos es comparar la posición calculada de diversos eventos contra la posición real de la fuente; el arreglo experimental y las circunstancias bajo las cuales el algoritmo fue puesto a prueba son descritas a continuación.

#### 3.1.1 Arreglo experimental.

El sistema de detección fue colocado sobre un soporte de madera en posición vertical como lo muestra la figura 3.1.



*Figura 3.1. Arreglo experimental empleado para las pruebas en las que se utilizó la fuente de partículas alfa.*

El soporte fue construido de forma que el plástico centellador se encuentre unos pocos centímetros por encima de su base, de manera que la fuente de partículas alfa pueda colocarse frente al detector sin hacer contacto con éste (a unos tres milímetros aproximadamente).

La fuente de partículas fue colocada sobre una cuadrícula, de manera que su posición sobre el plano  $XY$  pueda determinarse. Las divisiones de la cuadrícula son de un centímetro cuadrado (semejante a la superficie de la fuente).

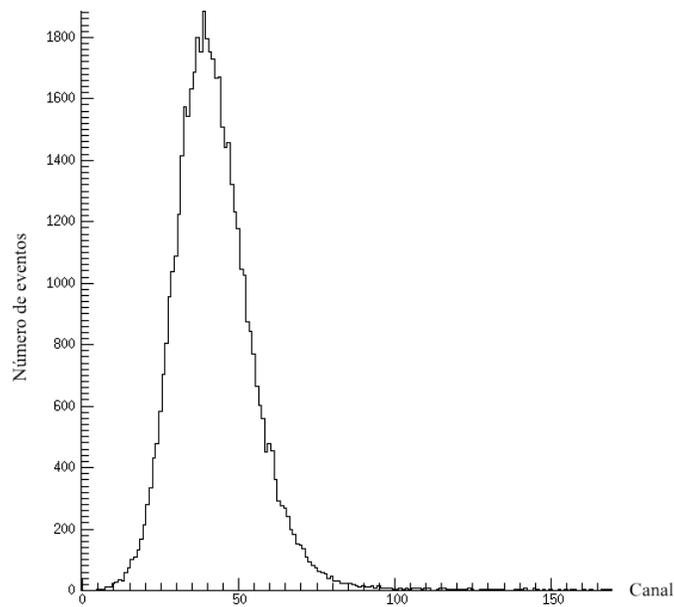
### **3.1.2 Ganancias de los fotomultiplicadores.**

La intensidad de la señal a la salida de un tubo fotomultiplicador nos indica (a través de la lógica de Anger) a qué distancia de éste ocurrió el evento de interés; intensidades mayores indican que el evento ocurrió cerca del tubo, intensidades menores indican lo contrario. Para que la lógica de Anger estime la posición de un evento de manera óptima, es necesario que la intensidad de la señal a la salida de los nueve fotomultiplicadores sea la misma cuando cada uno por separado ve eventos con circunstancias iguales. En otras palabras, si se deposita energía en algún punto del detector de tal manera que dos fotomultiplicadores se encuentran a la misma distancia de este punto, ambos deben tener señales a la salida de la misma intensidad, es decir, ambos tienen la misma ganancia.

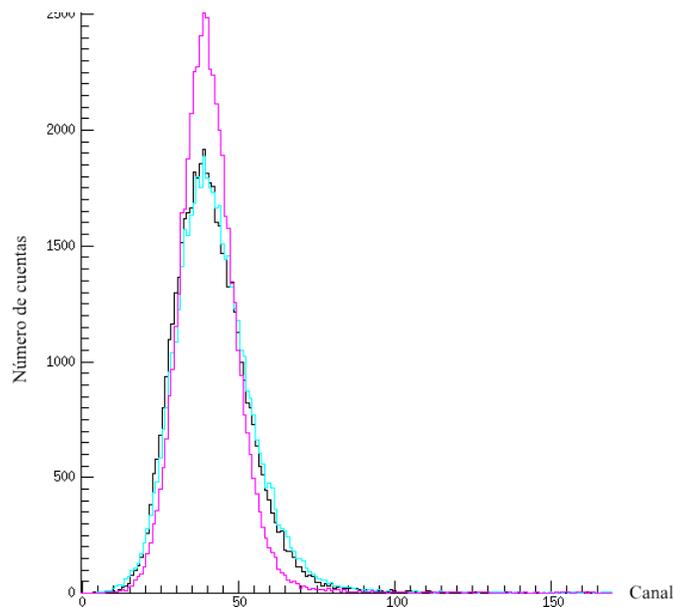
Para empatar las ganancias de los fotomultiplicadores se empleó la fuente de partículas alfa descrita anteriormente. La posición en el plano  $XY$  de ésta se hace coincidir con la posición de cada uno de los tubos fotomultiplicadores, tres milímetros por debajo del plástico centellador (garantizando que dichas partículas no serán frenadas por el aire). Cuando la posición de la fuente coincide con la del fotomultiplicador  $i$ , nos fijaremos en el espectro de intensidades del mismo tubo; dicho espectro tendrá un máximo y una anchura como lo muestra la figura 3.2.

La posición del máximo de cada una de las distribuciones puede cambiar de posición variando el voltaje de operación de cada tubo; la elección del canal donde se desea que ocurran la mayoría de los eventos de interés puede ser fácilmente modificada. Así, las ganancias de los nueve fotomultiplicadores estarán empatadas cuando los nueve máximos de los espectros

generados en las tomas de datos mencionadas se ubican en el mismo canal. La figura 4.3 muestra los espectros de los tubos 1, 4 y 7 después de variar el voltaje de operación.



*Figura 3.2. Espectro generado por el fotomultiplicador 1 cuando la fuente de partículas alfa fue colocada frente al mismo.*



*Figura 3.3. Espectros generados por los tubos fotomultiplicadores 1, 4 y 7 cuando la fuente de partículas alfa fue colocada enfrente de éstos.*

Los voltajes de operación de los tubos están se enlistan en la tabla 3.1.

Fotomultiplicador	Voltaje [V]
1	1825
2	1775
3	1510
4	1830
5	1450
6	1620
7	1680
8	1550
9	2010

Tabla 3.1. Voltajes de operación que empatan las ganancias de los fotomultiplicadores.

### 3.1.3 Cálculo de la posición con dos señales.

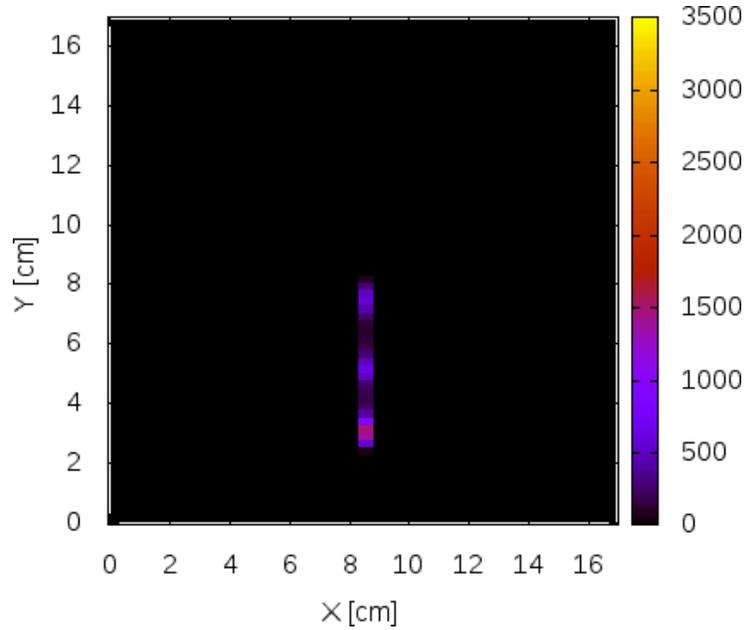


Figura 3.4. Mapa de densidad de eventos generado al enviar únicamente la señal de los tubos 2 y 5 cuando la fuente fue colocada entre ellos.

Durante la primera serie de experimentos, la fuente de partículas alfa fue colocada en diversas posiciones sobre la línea imaginaria cuyos extremos coinciden con los centros de los tubos 2 y 5; para cada posición, al menos dos repeticiones se llevaron cabo, lo cual prueba que las pruebas son reproducibles. Durante éstas, únicamente las señales de los tubos mencionados fueron enviadas al sistema de adquisición de datos, de manera que la posición calculada por el algoritmo debe encontrarse sobre la línea mencionada.

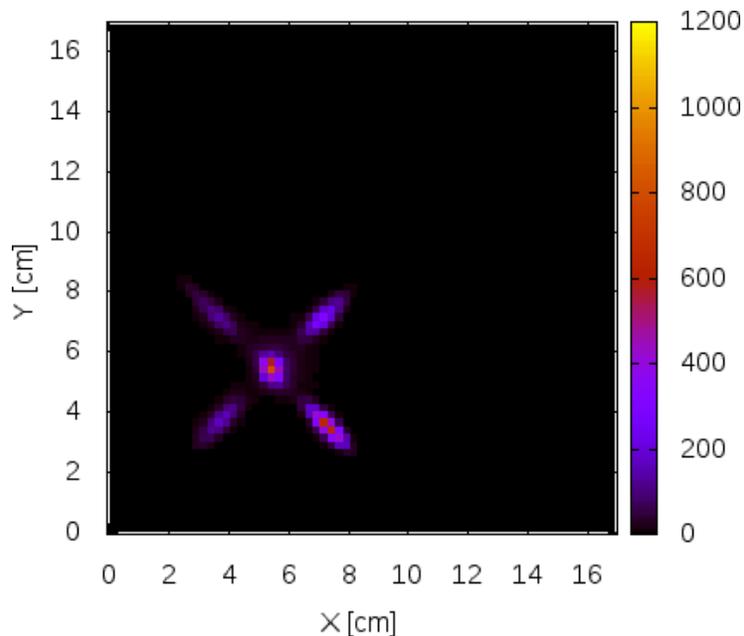
Este arreglo busca simplificar el problema reduciendo el número de dimensiones sobre las cuales la localización de los eventos debe darse; la lógica Anger tan sólo estima la coordenada  $Y$  de la fuente.

La figura 3.4 muestra un mapa de densidad de eventos como función de la posición; este mapa se generó a partir de datos obtenidos cuando la fuente se localizó en la posición 85, 45. Es posible observar el pico correspondiente a dicha posición, sin embargo, existen otros dos picos, cada uno correspondiente a las posiciones de los tubos fotomultiplicadores que envían señales al sistema de adquisición de datos. Estos picos se corresponden con eventos en los cuales tan sólo uno de los tubos recibió una cantidad significativa de fotones, de manera que la señal de salida del último es mucho mayor a la señal del segundo tubo.

### **3.1.4 Cálculo de la posición con cuatro señales.**

Habiendo probado el algoritmo en una situación unidimensional, se comenzaron a llevar a cabo pruebas en las cuales las señales de los fotomultiplicadores 1, 2, 4 y 5 fueran enviadas al sistema de adquisición de datos; nuevamente las pruebas se repitieron al menos dos veces, probando la reproducibilidad de los experimentos. La fuente de partículas alfa se colocó en diversas posiciones dentro del cuadrado delimitada por los centros de los fotomultiplicadores mencionados; en esta ocasión, la lógica Anger debe calcular la posición de incidencia de la radiación sobre una superficie.

La figura 3.5 muestra uno de los mapas generados a partir de datos obtenidos durante esta serie de pruebas.

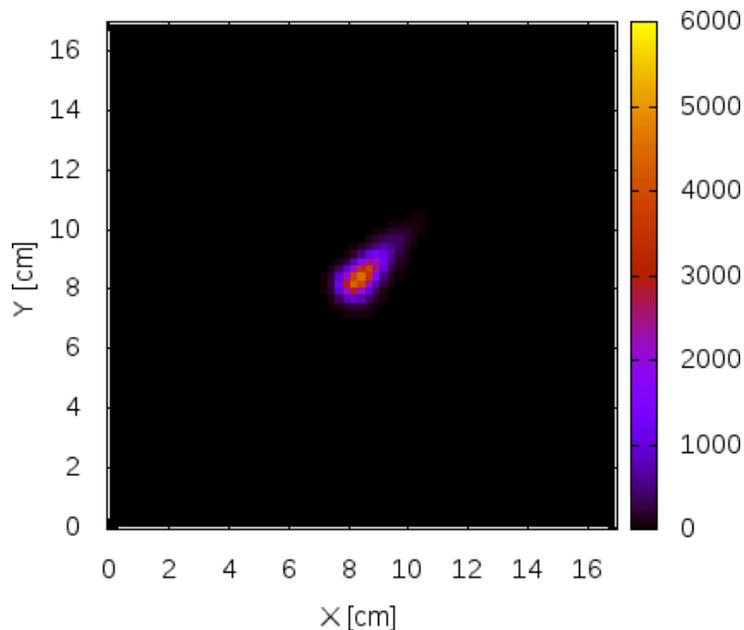


*Figura 3.5. Mapa de densidad de eventos generado al enviar la señal de los tubos 1, 2, 4 y 5 al sistema de adquisición de datos cuando la fuente fue colocada entre ellos.*

La posición cuando se tomaron los datos que generan el mapa de la figura fue 45, 45. En la figura puede apreciarse claramente un pico en la distribución cerca de la posición mencionada. Algunos picos adicionales pueden observarse; éstos, una vez más, corresponden con eventos en las cuales alguno de los tubos fotomultiplicadores envió una señal mucho mayor que el resto al sistema de adquisición de datos.

### **3.1.5. Cálculo de la posición con nueve señales.**

Para finalizar las pruebas con la fuente de partículas alfa, se llevaron a cabo una serie de experimentos en los cuales se envió la señal de todos los tubos al sistema de adquisición de datos; cada prueba se repitió al menos dos veces. Al recolectar más información (proveniente del resto de las señales) se espera que la precisión del sistema aumente. La figura 3.6 muestra uno de los mapas de densidad de eventos obtenidos; dicho mapa se generó cuando la fuente se localizó en la posición 85, 85.



*Figura 3.6. Mapa de densidad de eventos generado al enviar la señal de todos los tubos al sistema de adquisición de datos. La resolución mejora considerablemente.*

### **3.2 Detección de partículas gama.**

La segunda serie de experimentos se llevó a cabo con una fuente de partículas gama de  $^{60}\text{Co}$  con energías de 1.17 y 1.33 MeV, la cual emite su radiación de forma homogénea en todas direcciones.

Las partículas gama tienen una probabilidad menor de interactuar tanto con el aire como con el detector. Este hecho tiene consecuencias importantes; la primera es que habrá una deposición menor de energía en el detector, ocasionando que pocos electrones del plástico se exciten y puedan emitir fotones que lleguen a los fotocatodos resultando en intensidades pequeñas (comparables con los umbrales) relacionadas a los eventos de interés.

Ocasionalmente, partículas gama provenientes de la fuente pueden llegar a algún fotocatodo sin interactuar con el detector, ocasionando que sólo el fotomultiplicador afectado registre intensidades significativas, dando lugar a una acumulación de eventos cerca de las posiciones de los tubos fotomultiplicadores.

Antes de comenzar la adquisición de datos en esta serie de experimentos, se verificó que las

ganancias de los tubos fotomultiplicadores estuvieran empatadas. En esta ocasión se emplearon las distribuciones obtenidas al colocar la fuente de  $^{60}\text{Co}$  en las posiciones correspondientes a los centros de los tubos. La tabla 3.2 muestra los voltajes de operación empleados durante esta serie de experimentos.

Fotomultiplicador	Voltaje [V]
1	1825
2	1775
3	1510
4	1830
5	1490
6	1620
7	1680
8	1550
9	1750

*Tabla 3.2. Voltajes de operación empleados durante las pruebas con la fuente de  $^{60}\text{Co}$ .*

En general los voltajes de operación fueron los mismos tanto para la detección de partículas alfa como partículas gama; sin embargo, el voltaje de operación de los tubos 5 y 9 fue modificado de acuerdo a observaciones en las pruebas anteriores. Durante éstas, el sistema de adquisición de datos registró intensidades bajas para el tubo 5 y muy altas para el tubo 9. El problema puede deberse a diversos problemas técnicos, tales como emplear el equipo (principalmente los tubos fotomultiplicadores) inmediatamente después de encender las fuentes de voltaje (es necesario esperar un tiempo para que el sistema se estabilice) o un mal empate de las ganancias de los tubos.

La fuente  $^{60}\text{Co}$  se colocó por debajo del detector en diversas posiciones. Los mapas de densidad de eventos obtenidos a partir de estas pruebas se muestran en la figura 3.8. Como puede observarse, las distribuciones muestran picos en las posiciones de los tubos, mas no en la posición donde la fuente fue colocada (marcada con una cruz en cada mapa).

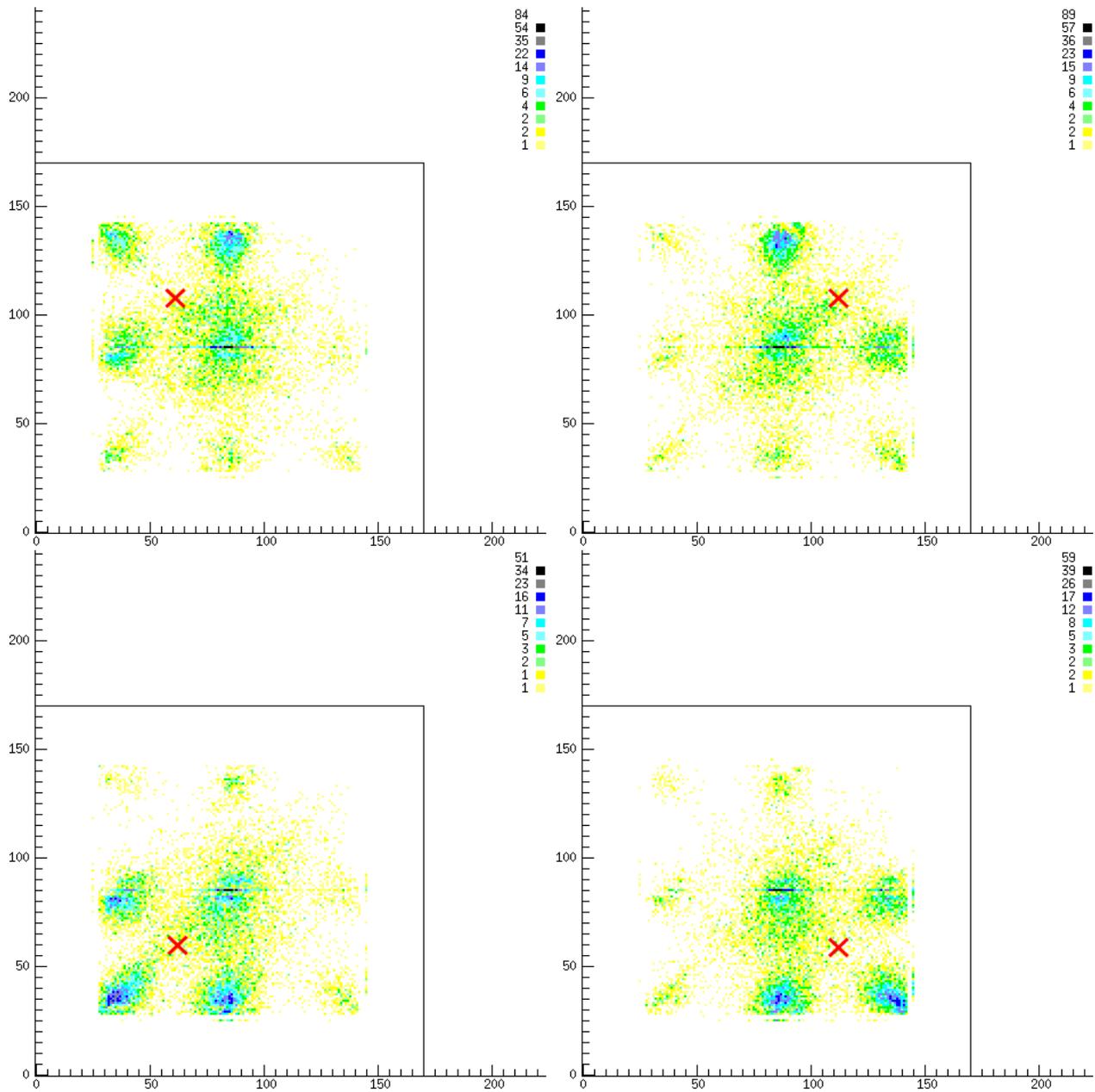


Figura 4.7. Mapas de densidades de eventos generados con los datos adquiridos en las pruebas con la fuente de  $^{60}\text{Co}$ . Arriba izquierda. Posición de la fuente (55, 115). Arriba derecha. Posición de la fuente (115, 115). Abajo izquierda. Posición de la fuente (55, 55). Abajo derecha. Posición de la fuente (115, 55). Coordenadas en milímetros.

Tratando de evitar la interacción de partículas gama provenientes de la fuente con los fotocátodos de los tubos fotomultiplicadores, se colocó un colimador de plomo entre la fuente de  $^{60}\text{Co}$  y el plástico centellador.

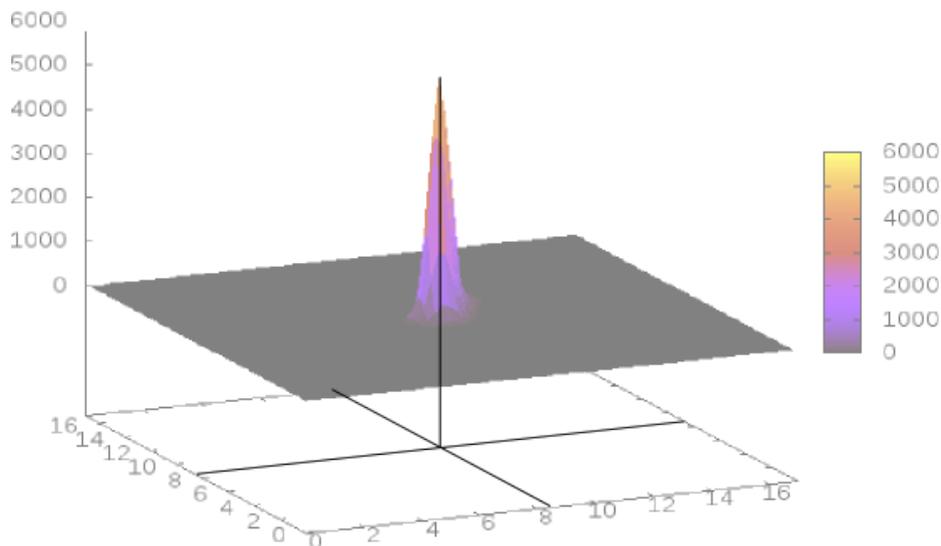
La bajísima tasa de eventos al colocar el colimador impidió (por razones de tiempo) obtener la cantidad de datos necesarios para generar los mapas de densidad de eventos de las pruebas.

## Capítulo 4

# Análisis de los resultados.

### 4.1 Posición.

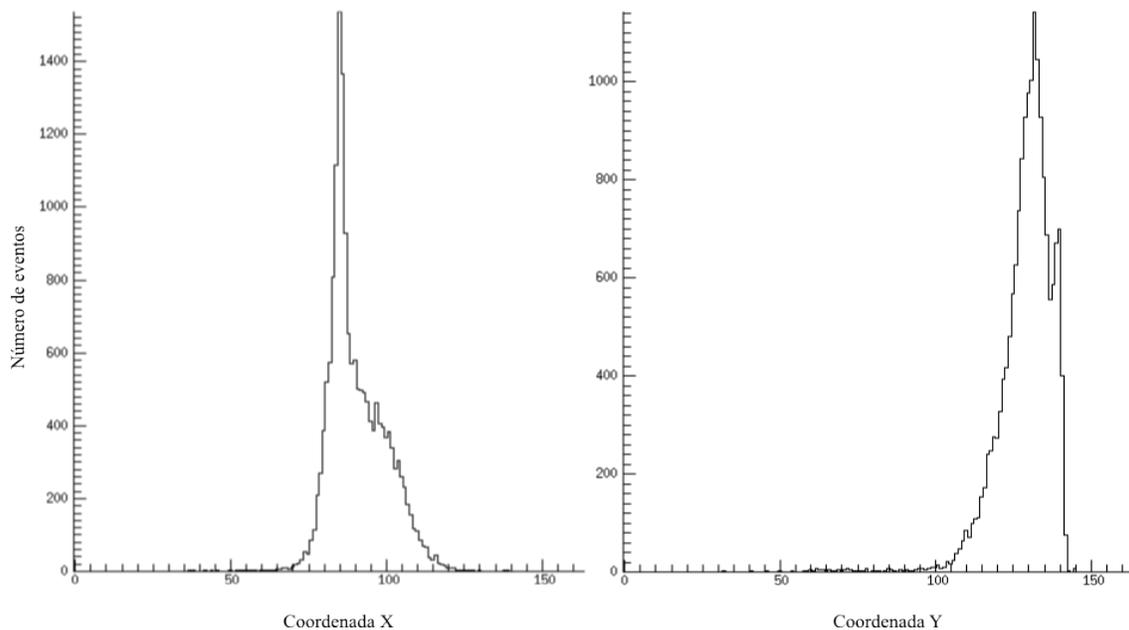
Para conocer la precisión con la que el algoritmo que se propone en esta tesis estima la posición sobre el plano  $XY$  de un evento de interés, es necesario comparar la posición calculada contra la posición real del evento. La fuente de partículas alfa emite su radiación en un ángulo sólido de  $2\pi$ ; las partículas que menos energía pierden, y consecuentemente son detectadas con mayor frecuencia, son aquellas emitidas en dirección perpendicular al plano del detector. Los centroides de las distribuciones de eventos como función de las coordenadas  $X$  y  $Y$  calculadas deben coincidir con las coordenadas del centro de la fuente de partículas alfa como lo muestra la figura 4.1.



*Figura 5.1. La posición con un mayor número de eventos registrados debe coincidir con la posición del centro de la fuente radioactiva.*

### 4.1.1 Mapas de densidad de eventos.

La lógica de Anger calcula una posición para cada evento de interés registrado durante una toma de datos. Con ayuda de un programa especializado, *damm*, es posible generar diversos histogramas (como los que se han mostrado en los capítulos anteriores) a partir de dicha información. Los histogramas de mayor interés son aquellos que registran el número de eventos como función de la coordenada X calculada y como función de la coordenada Y calculada, y el número de eventos como función de su intensidad. La figura 4.2 muestra ejemplos de estos histogramas.



*Figura 4.2. Histogramas generados por el programa *damm* con los datos adquiridos cuando la fuente de partículas alfa fue localizada en la posición (85, 145). Izquierda. Número de eventos como función de la coordenada X calculada. Derecha. Número de eventos como función de la coordenada Y calculada.*

A partir de los histogramas anteriores, es posible generar un histograma como función de la posición (X, Y), en el cual se registra el número de eventos cuya posición calculada fue dicha coordenada. A estos histogramas los denominaremos mapas de densidad de eventos. Un ejemplo se muestra en la siguiente figura.

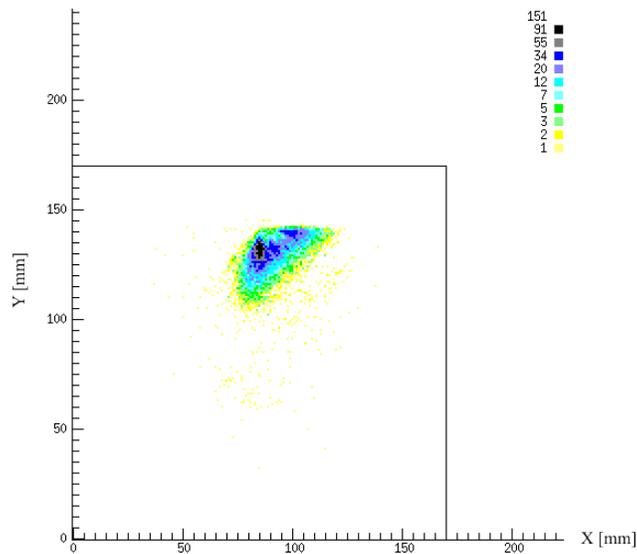


Figura 4.3. Mapa de densidad de eventos generado con los histogramas de la figura 5.2

#### 4.1.2 Calibración de los fotomultiplicadores.

Algunos de los mapas de densidad de eventos generados a partir de los datos registrados en diversas corridas sugieren que las ganancias de los tubos fotomultiplicadores no están del todo empatadas como lo muestra la figura 4.4.

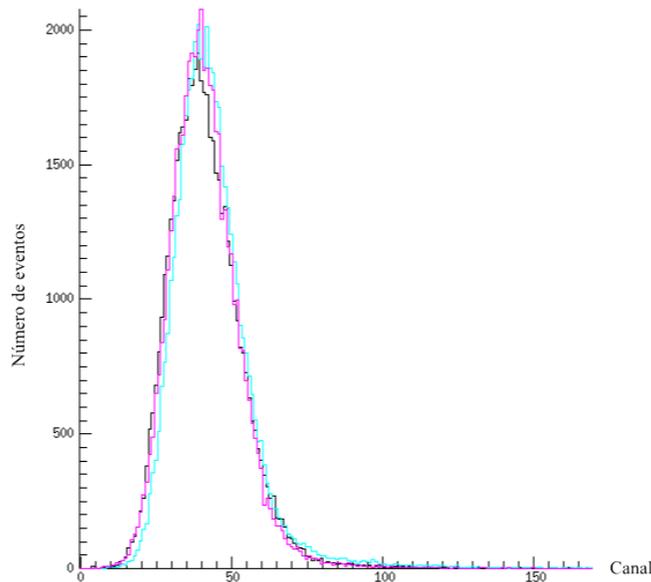


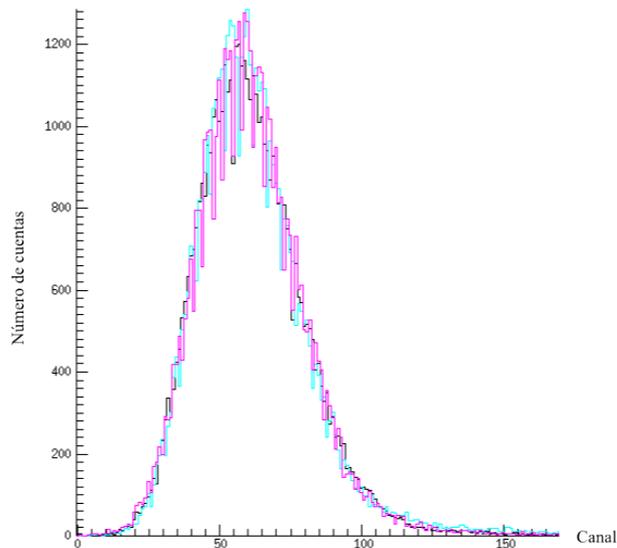
Figura 5.4. Espectros generados por los tubos 1, 2 y 3 para las corridas con la fuente de partículas alfa en las posiciones de los tubos 1, 2 y 3 respectivamente

Debido a esto, se llevó a cabo una calibración digital empleando los espectros con los que se empataron las ganancias; a través de ésta, las ganancias de los tubos se empatan digitalmente. Los centroides de los espectros fueron ubicados en un nuevo canal 60 y se ajustaron los anchos de dichas distribuciones de manera que coincidieran. Los centroides y los anchos de las distribuciones de los tubos cuando la fuente se ubica frente a ellos se muestra en la tabla 4.1.

Fotomultiplicador	Centroide [canal]	Ancho [canales]
1	60.99	42.60
2	61.04	42.62
3	60.70	41.97
4	60.69	42.24
5	60.91	43.23
6	61.40	43.77
7	60.71	41.04
8	60.62	42.02
9	60.93	41.89

*Tabla 4.1. Centroides y anchuras de los espectros mencionados después de la calibración.*

La figura 4.5. muestra los espectros mencionados en la tabla 5.1.



*Figura 4.5. Espectros generados por los tubos 1, 2 y 3 después de la calibración.*

### 4.1.3 Posición calculada contra posición real.

En cada una de las tomas de datos, para las cuales se conoce la posición real de la fuente radioactiva, se calculó la posición de cada evento con el algoritmo propuesto hasta el momento, es decir, tomando en cuenta la calibración de la sección anterior. Los mapas de densidad de eventos en la mayoría de los casos muestran distribuciones semejantes a distribuciones normales de dos variables.

Centroide del histograma $X$ [mm]	Centroide del histograma $Y$ [mm]	Coordenadas de la fuente [mm]
48	47.8	25, 25
88.8	45.7	85, 25
128.7	41	145, 25
46	82	25, 85
89.6	88.2	85, 85
126.1	87.5	145, 85
46.9	130.5	25, 145
90.6	129.2	85, 145
129.8	128.1	145, 145

*Tabla 4.2. Centroides de los histogramas generados con el programa damm y las coordenadas del centro de la fuente radioactiva.*

Los centroides de los histogramas que son función de la coordenada  $X$  y  $Y$  calculadas deberían corresponder con las coordenadas  $X$  y  $Y$  del centro de la fuente radioactiva. La tabla 4.2 muestra las coordenadas del centro de la fuente de partículas alfa en algunas tomas de datos y los centroides de los histogramas mencionados. Como puede observarse, los centroides de los histogramas cuando alguna de las coordenadas del centro de la fuente de partículas alfa es 25 o 145 mm no se reproducen adecuadamente. Esto se debe a que todos los fotones emitidos en dirección de la pared lateral más cercana se pierden; denominaremos a este fenómeno efecto de borde. El algoritmo calcula la posición de un evento con la información a su disposición, dada

en estos casos por los fotones emitidos en dirección del centro del detector, de tal forma que las coordenadas calculadas jamás podrán ser 25 o 145 milímetros.

Sin embargo, es posible ajustar una recta si se toma a los centroides de los histogramas que son función de la coordenada  $X$  calculada como una función de la coordenada  $X$  de la posición real de la fuente. La función inversa de la anterior, toma los valores de la coordenada  $X$  calculada y regresa la coordenada real de cada evento de interés; un trato similar puede darse a la coordenada  $Y$ . Las gráficas de la figura 4.6 muestran las gráficas mencionadas.

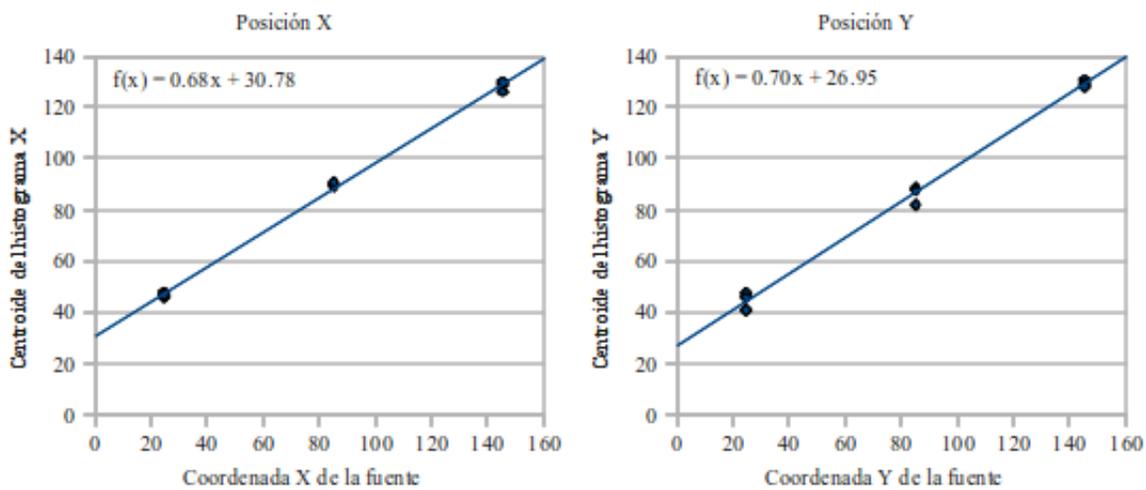


Figura 4.6. Centroides de los histogramas que son función de las coordenadas  $X$  y  $Y$  calculadas como función de las coordenadas de la fuente radioactiva. Las ecuaciones corresponden a las rectas ajustadas.

De esta forma, puede ajustarse el algoritmo propuesto para que los centroides de los histogramas coincidan con las coordenadas reales de la fuente; cada que se calcule la posición de un evento de interés, a las coordenadas deben aplicarse las siguientes funciones

$$X' = \frac{X - 30.78}{0.68} \quad \text{y} \quad Y' = \frac{Y - 26.95}{0.70}. \quad (4.1)$$

Las últimas transformaciones regresan las coordenadas reales del evento dadas las coordenadas del mismo calculadas con la lógica de Anger. Estas posiciones se muestran en la tabla 4.3.

Centroide del histograma X [mm]	Centroide del histograma Y [mm]	Coordenadas de la fuente [mm]
25.32	29.78	25, 25
85.32	26.78	85, 25
144	20.07	145, 25
22.38	78.64	25, 85
86.5	87.5	85, 85
140.17	86.5	145, 85
23.7	147.92	25, 145
87.97	146.07	85, 145
145.61	144.5	145, 145

*Tabla 4.3. Centroides de los histogramas generados con el programa damm y las coordenadas del centro de la fuente radioactiva, después del ajuste lineal.*

#### **4.1.4 Resolución espacial.**

La resolución espacial del sistema depende de la posición. La tabla 4.4 muestra los anchos a la mitad de la altura máxima de los histogramas de las coordenadas calculadas  $X$  y  $Y$ .

Coordenadas de la fuente	Ancho del histograma X [mm]	Ancho del histograma Y [mm]
25, 25	14.46	14.06
25, 85	11.07	8.64
25, 145	13.75	8.44
85, 25	10.55	14.7
85, 85	10.36	9.81
85, 145	10.57	10.21
145, 25	9.39	8.63
145, 85	12.13	11.46
145, 145	8.73	8.73

*Tabla 4.4. Anchos de los histogramas en función de las coordenadas  $X$  y  $Y$  calculadas. La mitad de estos anchos*

determina la resolución en X y Y del sistema cuando la fuente se encuentra en las coordenadas mencionadas. Estos anchos se tomarán de momento como la resolución del sistema. En la figura 4.7 se muestra la resolución en X y Y como función de la posición.

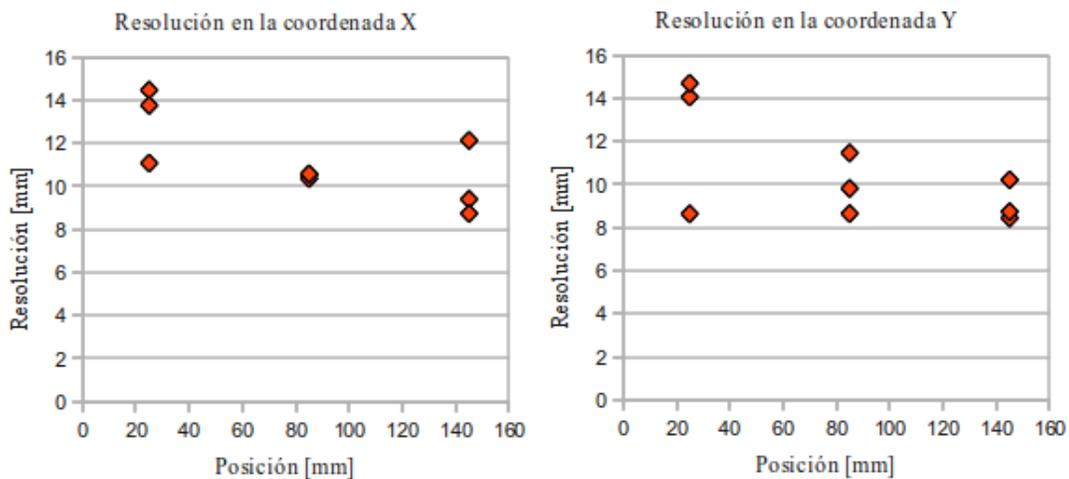


Figura 4.7. Resolución en X y Y como función de la posición.

#### 4.2 Energía.

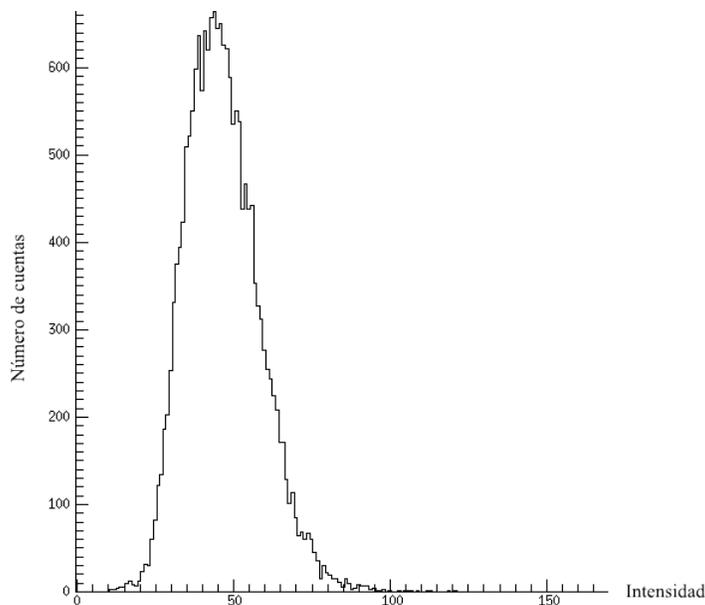


Figura 4.8. Cantidad de eventos como función de la intensidad total. El centro de la fuente de partículas alfa coincide con la posición del centro del fotomultiplicador 1.

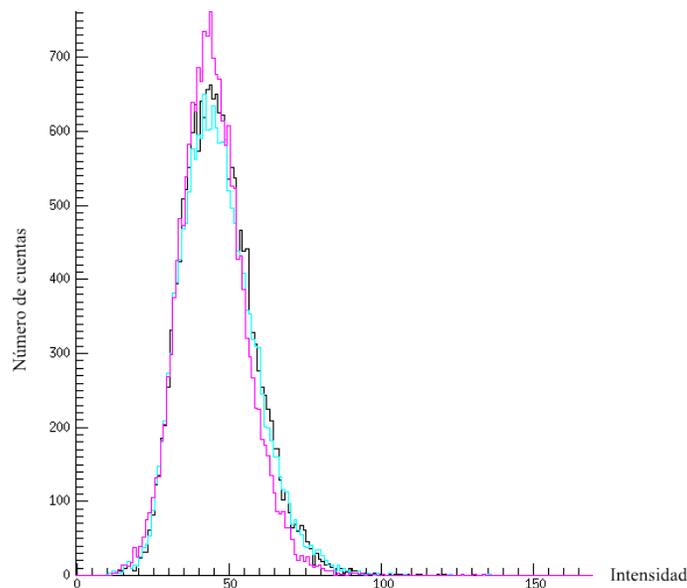
La intensidad total es igual a la suma de las intensidades registradas por los fotomultiplicadores del arreglo

$$I = \sum_i I_i. \quad (5.2)$$

Ésta se relaciona con la energía depositada en el centellador por la partícula detectada.

El histograma donde se registró la cantidad de eventos como función de la intensidad total de los mismos generados durante la prueba en las cual la posición sobre el plano  $XY$  de la fuente de partículas alfa coincidió con la posición del centro del fotomultiplicador 1 se muestra en la figura 4.8.

Para cada toma de datos se generó un histograma donde se registrara el número de eventos como función de la intensidad total. Los eventos que disparan la toma de datos deben poseer una energía semejante si se trata de partículas alfa provenientes de la fuente. En la siguiente figura se muestran algunos de estos histogramas generados para diversas tomas de datos.



*Figura 4.9. Cantidad de eventos como función de la intensidad total. Los histogramas mostrados se generaron en las pruebas para las cuales la fuente de partículas alfa se colocó frente a los tubos 1, 5 y 9.*

La intensidad de los eventos durante todas las muestras se centra alrededor del canal 45, al cual relacionaremos con la energía 5.48 MeV (de una de las partículas alfa provenientes de la

fuelle). Los anchos de las distribuciones son consecuencia de las diferentes energías de las partículas provenientes de la fuente, y la diferencia del camino recorrido por diferentes partículas; éstas depositarán diversas energías en el centellador en función de la distancia que hayan recorrido en el aire. Debido a este ensanchamiento, los tres picos (relacionados con las partículas alfa de la fuente triple) que deberían observarse se combinan en uno sólo, como lo muestra la figura. Este fenómeno imposibilita por el momento determinar la resolución energética real del sistema; probar el sistema en vacío puede resolver este problema.

### **4.3 Simulación Montecarlo.**

Con la finalidad de entender más a fondo la respuesta observada del sistema de detección al paso de partículas cargadas, se tomó la decisión de programar una simulación Montecarlo.

La simulación genera aleatoriamente la posición de impacto en el plano XY de una serie de partículas. Cada una de las anteriores, tras recorrer una distancia de 0.5 milímetros dentro del detector, cede la totalidad de su energía a éste en un punto único, dando origen a un gran número de fotones, cuyas direcciones de emisión son generadas de manera aleatoria. La trayectoria de cada fotón es analizada; si ésta alcanza el fotocátodo de alguno de los fotosensor del arreglo, un contador relacionado al último aumenta en uno.

Si suponemos que la intensidad del pulso de salida de cada fotosensor es proporcional a la cantidad de fotones que alcanzan al mismo, podemos emplear la lógica de Anger para calcular la posición del evento que dió origen al grupo de fotones.

#### **4.3.1 Condiciones y aproximaciones en la simulación.**

Al programar la simulación, se tomaron en cuenta diversas condiciones conocidas de acuerdo al comportamiento del detector, la guía óptica y los fotosensores, además de algunas aproximaciones sensatas. Condiciones y aproximaciones son mencionan a continuación.

- Cada una de las partículas cargadas que impactan al detector, emitidas desde una fuente extensa y difusa, ceden a éste la totalidad de su energía a 0.5 milímetros de la superficie

del mismo en un punto bien definido (que es el punto de emisión de los fotones en la simulación). Esto no es así; al ir atravesando el medio, la partícula va cediendo su energía a lo largo de una trayectoria. No obstante, debido al alto poder de frenado de los centelladores, dicha trayectoria no es extensa; se puede suponer que ésta es puntual.

- Si alguna de éstas partículas pierde más de 1.5 MeV antes de hacer colisión con el detector, esta no será contada. Debido a las condiciones impuestas sobre la lógica de Anger, una partícula con baja energía no puede pasar los umbrales establecidos. Esto limita el área del centellador sobre la cual habrá detección a un círculo con un radio de 16 milímetros (distancia requerida para que una partícula alfa de 5.5 MeV pierda 1.5 MeV en nitrógeno).
- La cantidad de fotones emitidos no es la misma para dos partículas con la misma energía. De momento se supone que el material centellador posee una resolución intrínseca del 3%; ésto es, aún cuando dos partículas con la misma energía impacten el detector, no necesariamente ambas convertirán la misma fracción de su energía en fotones (debido a efectos como el “quenching”).
- Los fotones son emitidos en todas direcciones de manera isotrópica. Las imperfecciones de cualquier material, en particular de los centelladores, los vuelven inhomogéneos; esto puede resultar en direcciones preferenciales para la transmisión de fotones. Sin embargo, un alto nivel de pureza del material centellador puede reducir este efecto, hasta hacerlo imperceptible.
- Los índices de refracción del centellador, la guía óptica y la ventana de los fotosensores son casi iguales, por lo que el ángulo crítico para la reflexión total interna en las interfases centellador-guía óptica y guía óptica-fotosensor son muy grandes. Un fotón emitido con un ángulo tal que éste fuera a reflejarse internamente en el centellador, alcanzará alguna pared lateral del mismo antes que la superficie donde se encuentra acoplado el arreglo de guías ópticas. Dicho fotón será eliminado del conteo (en la práctica esto se puede llevar a cabo pintando las paredes laterales del centellador de

negro).

- Toda la luz que es transmitida a una guía óptica alcanzará el fotocátodo al que se encuentra acoplada. El ángulo de las paredes de las guías ópticas y el material reflejante con el cual están cubiertas, favorece la transmisión de fotones dentro de ellas. La cantidad de luz perdida es despreciable.
- La eficiencia cuántica de los fotosensores es del 15%. Al menos para tubos fotomultiplicadores, está es una cantidad razonable cuando el detector emite luz mayormente en frecuencias cercanas al azul, como es el caso del centellador plástico empleado en este proyecto.
- La intensidad del pulso de salida de cada fotosensor es proporcional a la cantidad de fotones que alcanzan al mismo. De esta forma, es posible aplicar el algoritmo de la lógica de Anger pesando el número de fotones recolectados por cada fotosensor con respecto a su posición relativa.

### **4.3.2 Resultados de la simulación.**

Cada una de las pruebas con la fuente de partículas alfa, en las cuales las señales de los nueve tubos fotomultiplicadores fueron enviaron al sistema de adquisición de datos fueron simuladas, bajo las condiciones mencionadas en la sección anterior. Los resultados de las mismas son tomados como ideales; ésto es, si el sistema de detección se comportara en forma ideal, los resultados deberían ser como los simulados.

Los datos obtenidos a partir de dichas simulaciones permiten generar histogramas de posición, cuyos centroides y anchuras pueden compararse con los de los histogramas generados a partir de las pruebas reales.

En las figuras 4.10 y 4.11 muestran algunos de los histogramas simulados junto a los histogramas reales. Puede observarse una gran similitud entre los datos simulados y los datos reales.

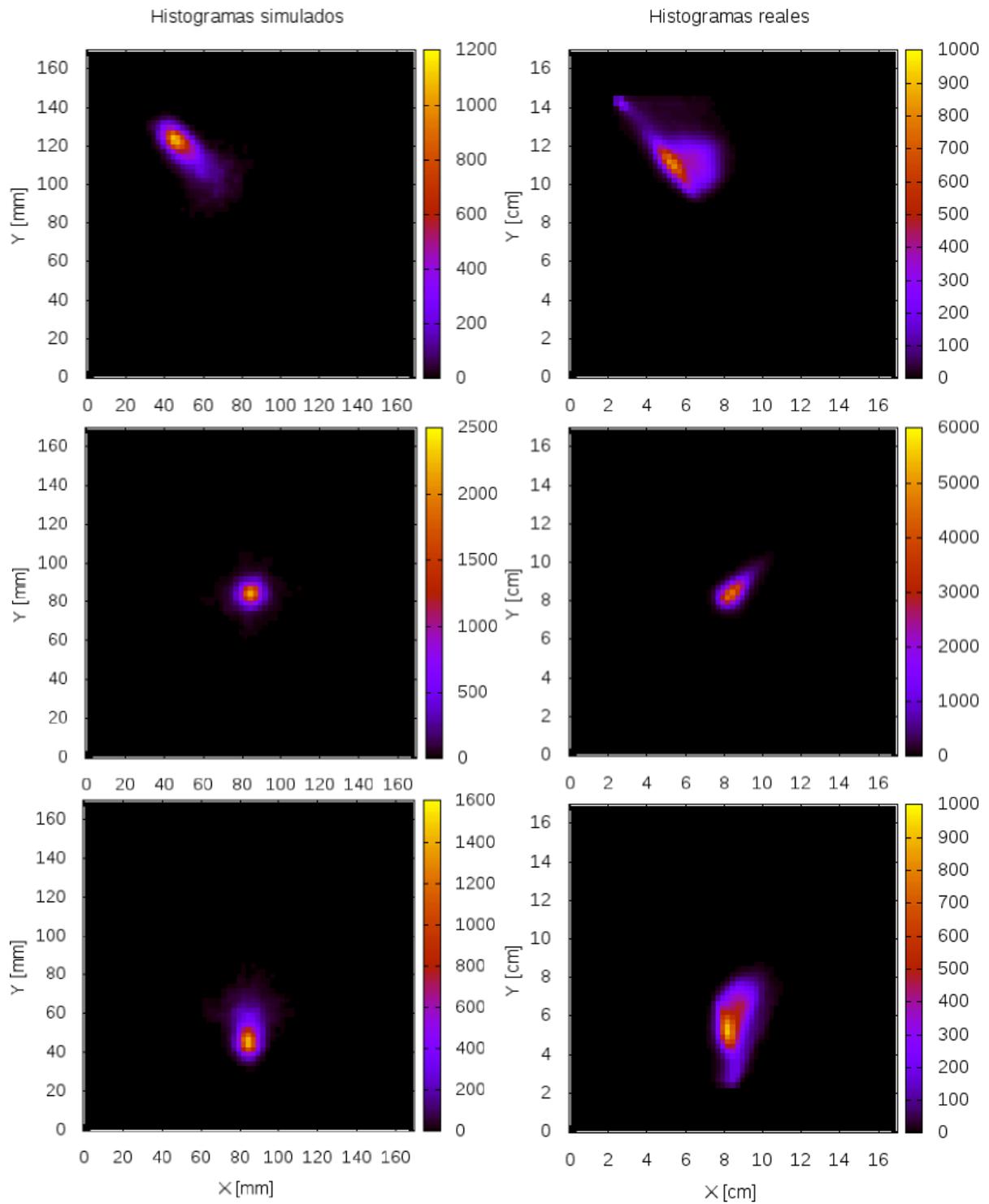
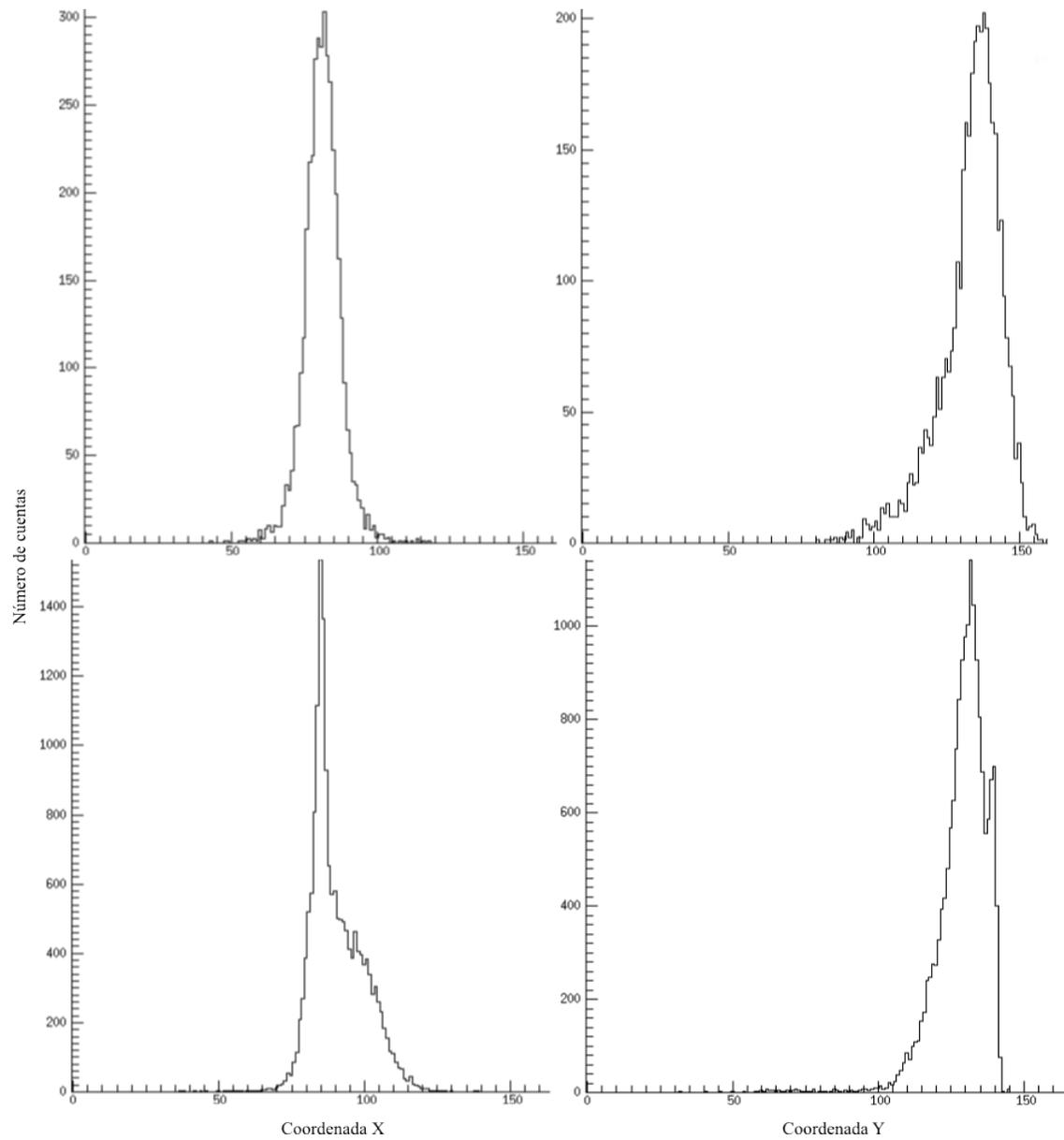


Figura 4.10 Histogramas generados a partir de simulaciones comparados con histogramas generados a partir de pruebas reales.



*Figura 4.11. Comparación entre los histogramas generados a partir de una simulación y los generados a partir de una prueba real. En ambos casos la posición de la fuente es (85, 145). Arriba. Simulación. Abajo. Prueba real.*

Los anchos de las distribuciones simuladas son tomadas como resoluciones ideales (también función de la posición) del sistema de detección. Estas pueden compararse contra las resoluciones del sistema de detección real. La figura 4.12 muestra la comparación mencionada.

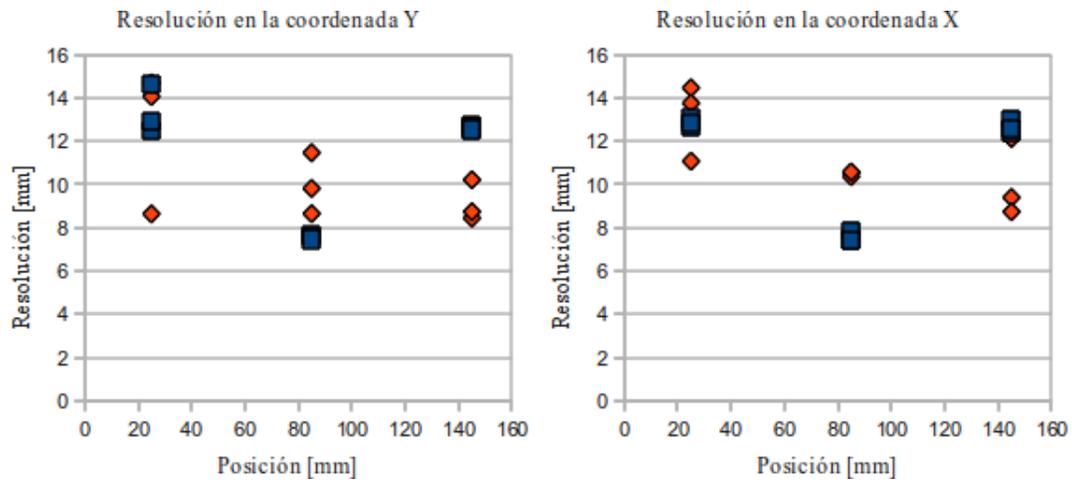


Figura 4.12. Las resoluciones en X y Y del sistema de detección (puntos naranja) en comparación con las resoluciones ideales (puntos azules).

Como se observa en la figura, la resolución del sistema de detección es muy cercana a la resolución ideal estimada por la simulación.



# Conclusiones y el futuro.

El estado actual de desarrollo de la física nuclear promueve la realización de experimentos cada vez más sofisticados por la necesidad de extraer información cada vez más completa de los mismos. Así, por ejemplo, en el proceso de búsqueda de la síntesis de núcleos superpesados, se hace necesaria la construcción de sistemas capaces de detectar todas las partículas producidas en una reacción de fusión-fisión, sean fragmentos pesados, partículas ligeras cargadas, neutras ó fotones. Como parte de ese esfuerzo, nos planteamos desarrollar un sistema capaz de proporcionar información sobre la energía y posición de las partículas que detecte, para su posterior uso en experimentos de física nuclear de todo tipo, tanto en laboratorios mexicanos como en el extranjero.

En esta tesis se reporta el diseño, construcción y caracterización de dicho sistema de detección. En él se utiliza como material sensible un plástico centellador, nueve tubos fotomultiplicadores y la lógica de Anger. Aquí también se describe el dispositivo electrónico utilizado, con base en módulos NIM, y el sistema de adquisición de datos multiparamétrico desarrollado ex profeso para este trabajo con base en módulos de estándar CAMAC y la programación de la computadora de adquisición en lenguaje LabView.

Para caracterizar el sistema se realizaron pruebas utilizando una fuente triple de partículas alfa y se desarrolló un programa con la técnica de Monte Carlo que simula la respuesta esperada del sistema de detección y nos permite compararla con los datos obtenidos.

Después de analizar los resultados de las pruebas mencionadas es posible alcanzar las siguientes conclusiones.

- El sistema es sensible a la posición en la que incide una partícula. Al ubicar la fuente de partículas alfa frente al sistema de detección en una posición conocida, el análisis de los datos producidos genera una distribución de posiciones consistente con la esperada. Ésto es, los centroides de los histogramas de posición generados por el algoritmo (en el eje  $X$  y el  $Y$ ) coinciden con la posición conocida de la fuente.
- El ancho de los histogramas de posición está relacionada con la resolución intrínseca del sistema. Sin embargo, para evaluarla adecuadamente, se requiere de una fuente puntual. En la realidad el centelleo es producido por la irradiación de las partículas alfa en un volumen extenso. Para conocer entonces la contribución al ancho de los espectros de posición generados con datos experimentales, se desarrolló un código de computadora utilizando la técnica de Monte Carlo con la que se puede conocer el ancho de dichos espectros debido a la extensión de la fuente de luz. La simulación Monte Carlo incluye de la mejor manera posible, las características conocidas de los materiales, geometría y respuesta de los fotomultiplicadores utilizados en el detector real. En particular, se supone que la resolución en energía del centellador (conversión de energía depositada en el último en un pulso de corriente) es del 3%. La resolución en posición, que es una función dependiente de la posición misma, obtenida en la simulación, entre 8 y 14 mm, es comparable a la medida experimentalmente; en base a lo anterior es posible concluir que el detector funciona adecuadamente, con una resolución espacial cercana a la alcanzable con un sistema de este tipo. Cabe subrayar la importancia de la simulación Monte Carlo, que permite acceder a un entendimiento mucho más claro de todos los aspectos relacionados con el funcionamiento del sistema y los resultados obtenidos.
- El efecto de borde relacionado con las dimensiones finitas del sistema, produce una deformación de la posición calculada directamente a partir del algoritmo Anger, lo que hace necesaria la utilización de una calibración, que ajuste las posiciones calculadas a las reales. En este trabajo se utilizó una relación lineal, que funciona adecuadamente sobre todo lejos de los bordes del centellador. Una aproximación más cercana a la

realidad requiere del uso de una transformación no lineal cuyo desarrollo se encuentra en curso y forma parte del trabajo a futuro con este tipo de sistemas.

- La energía total depositada por las partículas alfa en el detector está relacionada con la suma de las señales generadas por los nueve fotomultiplicadores. El histograma generado con esta suma genera un espectro con un pico cuya anchura no puede ser directamente considerada la resolución en energía ya que no representa la respuesta del detector a la detección de partículas monoenergéticas, como se discutió ya en el texto. La caracterización de esta resolución en energía de nuestro sistema, requiere su adecuación para trabajar en vacío, proceso en curso y que no será reportado ya en esta tesis.

El sistema de detección desarrollado en este trabajo es un prototipo de la pared frontal del sistema de detección a emplearse en reacciones con haces radioactivos en HRIBF, para estudiar reacciones de fusión y fisión. Dicha pared debe ser capaz de lo siguiente.

- Manejar iones incidentes con una tasa de decenas de kHz.
- Localizar la posición de los iones en el plano perpendicular al haz con precisión de 2 mm.
- Determinar la energía de los iones con precisión del 2%.

Los resultados obtenidos en este trabajo arrojan también información relevante para el diseño y construcción de aquella pared. La simulación desarrollada en este proyecto continúa mejorándose con lo que se espera contar con una herramienta óptima para obtener un diseño final (dimensiones y número de foto sensores) para la pared frontal del sistema de detección de ORNL.

Para que la simulación se aproxime a la realidad es necesario estudiar más a fondo la respuesta de diversos centelladores (orgánicos e inorgánicos) y foto sensores (fotomultiplicadores y fotodiodos) a diversos iones y diversas energías. Este trabajo está en curso en colaboración directa con el grupo dirigido por el Doctor D. N. Shapira en ORNL.

Así por ejemplo, la resolución en la posición de los iones detectados sobre el plano perpendicular al haz calculada por la simulación es menor a 2 mm cuando el arreglo consta con 36 foto sensores, aún suponiendo baja eficiencia cuántica del centellador y de los fotodetectores).

## Bibliografía y referencias.

- [1] D. Shapira, *Sub and near barrier fusion of neutron rich heavy nuclei studies with radioactive ion beams*, The European Physical Journal, **150** 55-60 (2007).
- [2] R.D. Herzberg, P. T. Greenlees, P. A. Butler, G. D. Jones, M. Venhart, I. G. Darby, S. Eeckhaudt, K. Eskola, T. Grahn, C. Gray-Jones, F. P. Hessberger, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, W. Korten, M. Leino, A.-P. Leppänen, S. Moon, M. Nyman, R. D. Page, J. Pakarinen, A. Pritchard, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, A. Steer, Y. Sun, Ch. Theisen, J. Uusitalo, *Nuclear isomers in superheavy elements as stepping stones towards the island of stability*, Nature, **442** 896-899 (2006).
- [3] W. Loveland. *Synthesis of transactinide nuclei using radioactive beams*. Physical Review C, **76** 014612 (2007).
- [4] A. Gavron, *Statistical model calculations in heavy ion reactions*, Physical Review C, **21** 230-236 (1980).
- [5] T. Matsuse, C. Beck, R. Nouicer, D. Mahboub, *Extended Hauser-Feshbach method for statistical binary decay of light-mass systems*, Physical Review C, **55** 1380-1393 (1997).
- [6] P. H. Stelson, H. J. Kim, M. Beckerman, D. Shapira, R. L. Robinson, *Fusion cross sections for  $^{46,50}\text{Ti} + ^{90}\text{Zr}$ ;  $^{93}\text{Nb}$  and some systematics of heavy-ion fusion at barrier and subbarrier energies*, Physical Review C, **41** 1584-1599 (1990).
- [7] F. K. Thielemann, D. Morcelj, I. Panov, E. Kolbe, T. Rauscher, K. L. Farouqi, B. Pfeiffer, G. Martinez-Pinedo, A. Kelic, K. Langanke, K. H. Schmidt, N. Zinner, *The r-process: Supernovae and other sources of the heaviest elements*, International Journal of Modern Physics E, **16** 1149-1163 (2006).
- [8] D. W. Stracener, *Status of radioactive beams at the HRIBF*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, **204** 42-47 (2003).

- [9] D. Shapira, J. F. Liang, C. J. Gross, R. L. Varner, J. R. Beene, E. Chavez-Lomeli, W. Loveland, J. J. Kolata, A. L. Caraley, *A detector for tracking fission-like products from collisions with heavy neutron-rich radioactive ion beams*, Bulletin of the American Physical Society (2007).
- [10] H. O. Anger, *Scintillation camera with multichannel collimators*, Journal of Nuclear Medicine, **5** 515-531 (1964).
- [11] D. J. Griffiths, *Introduction to Quantum Mechanics*, Pearson Education International (2005).
- [12] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons (1988).
- [13] J. Lilley, *Nuclear Physics Principles and Applications*, John Wiley & Sons (2001).
- [14] A. Das, T. Ferbel. *Introduction to Nuclear and Particle Physics*, World Scientific (2003).
- [15] S. S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons (1998).
- [16] B. R. Martin, *Nuclear and Particle Physics*, John Wiley & Sons (2006).
- [17] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons (2000).
- [18] J. B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon Press Ltd (1964).
- [19] S. P. Ahlen, G. Tarlé, *Can grand unification monopoles be detected with plastic scintillators?*, Physical Review D. **27** 688-691 (1983).
- [20] B. G. Streetman, S. K. Banerjee, *Solid state electronic devices*, Pearson Education International (2006).
- [21] T. L. Floyd, *Electronic devices*, Pearson Education International (2005).
- [22] Eljen Technology, <http://www.ggg-tech.co.jp/maker/eljen/ej-228.html>.
- [23] Y. Xiaoguang, *A study of light collection efficiency in scintillation detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. **228** 101-104 (1984).
- [24] Q. Curiel, *Desarrollo de un detector de neutrones sensible a la posición en dos dimensiones para el estudio de reacciones nucleares*, Tesis de licenciatura (2008).
- [25] A. Huerta, *Un sistema de adquisición multiparamétrico y el estudio de las reacciones del tipo  $(\alpha, n)$* , Tesis de licenciatura (1998).

- [26] European Studies on Norms for Electronics, <http://esone.web.cern.ch/ESONE>.
- [27] W. H. Wong, H. Li, J. Uribe, *A high count rate position decoding and energy measuring methods for nuclear cameras using Anger logic detectors*, IEEE Transactions on nuclear science, **45** 1122-1127 (1988).