

Simulación de un sistema de detección combinado de detectores de rayos gamma de NaI y Ge

Zandra Omaira Silva Fonseca ¹

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias
Departamento de Física
Bogotá, 2007

¹zsilvaf@unal.edu.co

Simulación de un sistema de detección combinado de
detectores de rayos gamma de NaI y Ge

Zandra Omaira Silva Fonseca
Código: 193927

Trabajo de grado presentado para optar al título de
Magister en Ciencias Física

Dirigido por: Ph.D. Luis Fernando Cristancho Mejía

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias
Departamento de Física
Bogotá, 2007

A Salvador

*“La Física es como el sexo.
Claro, puede producir
algunos efectos prácticos,
pero no es por eso
que la hacemos”*

Richard Feynman

Agradecimientos

El campo de la Física Nuclear y sus aplicaciones es muy amplio, no es posible comprender ni siquiera parte de su alcance sin la concurrencia del trabajo en equipo, quiero agradecer a todos y cada uno de las personas e instituciones que directa e indirectamente aportaron en la realización de este trabajo y en la culminación de mis estudios de Maestría, en particular,

Al Profesor Fernando Cristancho por adentrarme en el estudio de la física Nuclear, por su aliento, apoyo y asesoría oportuna a lo largo de este trabajo.

A mis compañeros del Grupo de Física Nuclear por su constante apoyo y oportunas críticas, en especial a Diego, Edana, Eduardo, Pico y Nancy.

A la Universidad Nacional y a la UPTC de Tunja por aunar esfuerzos para que el conocimiento esté al alcance de más personas.

A mis padres, esposo y mi familia por su inagotable paciencia y constante apoyo.

A mis amigos y compañeros de la UPTC por su apoyo incondicional y oportunas críticas y sugerencias, en especial a Fernando, Nicanor, Nelson, y Armando quien además me enseñó que *‘no hay tiempo de llorar’* y que el esfuerzo, perseverancia y dedicación hace de los hombres personas útiles a la sociedad.

Simulación de un sistema de detección combinado de detectores de rayos gamma de NaI y Ge

Simulation of a γ -ray detection system of NaI and Ge-detectors

Resumen

El SpinSpectrometer es un arreglo de 72 detectores de NaI reemplazables por detectores de Ge que cubre casi 4π . Este instrumento es utilizado en el estudio de núcleos con alto espín y alta energía de excitación. En el presente trabajo el SpinSpectrometer es simulado esquemáticamente utilizando Geant4, así como su respuesta a cascadas gamma (rayos gamma emitidos en secuencia) de energía E y diferente multiplicidad M (número de rayos gamma), mediante la técnica llamada técnica Hk en la cual se registra el número k de detectores que son activados por la cascada y depositan una energía H en el arreglo. Esta técnica es utilizada para identificar una región del espacio de fase $I - E$ de donde es originada la cascada. Los resultados obtenidos en la simulación apuntan a que dicha identificación es posible con el SpinSpectrometer y se pueden obtener resultados más confiables refinando aún más la simulación.

Abstract

SpinSpectrometer is a 4π multidetector system composed by 72 NaI detectors, with the possibility of replacing each NaI by a Ge detector. This device is used to study nuclear states at high spin and high excitation energy. In this work, using Geant4, a schematic simulation of the SpinSpectrometer is performed, as well as its response to γ -cascades (γ -rays emitted in sequence) of energy E and multiplicity M (number of γ -rays) using the Hk -technique, that is, recording the number of fired detectors k and the deposited energy H for each cascade. This technique is used to identify a region in the $I - E$ phase space where the cascade is originated. The results suggest that it is possible to identify $I - E$ regions by properly analyzing cascades of convenient (k, H) values using the SpinSpectrometer. Much better results could be obtained by improving the simulation.

Palabras Clave: SpinSpectrometer, continuo nuclear, técnica Hk .

Keywords: SpinSpectrometer, nuclear continuum, Hk technique.

Índice general

1. Introducción	1
2. Marco Teórico	3
2.1. Generalidades	3
2.1.1. Interacción de la radiación gamma con la materia	3
2.1.2. Detectores	3
2.1.3. El método Monte Carlo	6
2.2. Física de Alto Espín	6
2.2.1. Reacciones de Fusión–Evaporación de iones pesados	6
2.2.2. La técnica Hk	9
2.2.3. La técnica del espectro de energía ordenada	12
3. SpinSpectrometer	14
3.1. Geometría	14
3.2. Simulación	15
4. Análisis y Resultados de la simulación	17
4.1. Simulación de validación	17
4.2. Efectos de retrodispersión de la Geometría simulada	17
4.3. Cascadas de diferente multiplicidad	18
4.3.1. Análisis del espectro total	21
4.3.2. Análisis de las matrices $P(EM, Hk)$	27
4.3.3. Análisis de las desviaciones de las matrices $P(EM, Hk)$	31
4.3.4. Análisis de las proyecciones en k y H	31
4.4. Inclusión de detectores de Germanio	37

5. Conclusiones y Perspectivas	39
A. Construcción del detector e interacción radiación-materia	41
A.1. Introducción a C++	41
A.2. Introducción a Geant4	43
A.3. Definición de la geometría y materiales del detector	45
A.3.1. Geometría	45
A.3.2. Materiales	48
A.4. Definición de la fuente	49
B. Simulación de espectros con AIDA	51
B.0.1. Instalación	52
B.0.2. Variables de entorno	52
B.0.3. Ejecutar Script	52
B.0.4. Utilización AIDA para espectros	52
B.0.5. Cambios realizados en el código	53

Índice de figuras

2.1. Secciones eficaces para el Ioduro de Sodio y el Germanio	4
2.2. Esquema de un detector de centelleo	5
2.3. Simulación espectro ^{60}Co obtenido con un detector de Ge y otro de NaI.	6
2.4. Reacción de iones pesados como una función del parámetro de impacto.	7
2.5. Reacción fusión – evaporación de iones pesados	8
2.6. Diagrama de fase I–E en el cual el decaimiento nuclear toma lugar.	10
2.7. Algunos problemas de detección explicados en el texto	11
3.1. Geometría del SpinSpectrometer, simulada en este trabajo	15
4.1. Comparación entre espectro experimental y simulado.	18
4.2. Espectros para un detector pentagonal del SpinSpectrometer	19
4.3. Energía del rayo γ dispersado por Efecto Compton.	19
4.4. Espectro total de ^{60}Co obtenido con el SpinSpectrometer.	22
4.5. Espectro de cascadas con 5 y 10 fotones de 1 MeV cada fotón.	23
4.6. Espectros de cascadas de bandas rotacionales.	24
4.7. Espectros semilogarítmicos de bandas rotacionales.	26
4.8. Representación $P(EM, Hk)$ para una fuente de ^{60}Co	28
4.9. Representación $P(EM, Hk)$ para cascadas monoenergéticas.	29
4.10. Representación $P(EM, Hk)$ para cascadas monoenergéticas.	30
4.11. Representación $P(EM, Hk)$ para cascadas rotacionales.	32
4.12. Centroide y desviación estándar de las matrices $P(EM, Hk)$	33
4.13. Proyecciones k y H de las matrices de cascadas de transiciones rotacionales.	35
4.14. Proyecciones k y H para cascadas de transiciones rotacionales y estadísticas.	36
4.15. Comparación espectros cascada $M = 33$ para Ge y NaI.	38

A.1. Implementación del volumen world	46
A.2. Volumen world	46
A.3. Implementación de un detector pentagonal.	47
A.4. Detector pentagonal dentro de volumen world	48
A.5. Implementación del Ensamble	48
A.6. Implementación de materiales usados en la construcción del detector	49
A.7. Definición de partículas para el proceso electromagnético	49
A.8. Definición de procesos	50
A.9. Definición de los procesos electromagnéticos para fotones gamma	50

Índice de Tablas

4.1. Multiplicidad y energía de las cascadas simuladas en este trabajo..	20
4.2. Promedios y desviaciones estándar de las cascadas simuladas en este trabajo.	31

Capítulo 1

Introducción

Las propiedades de estados de alto espín y alto momento angular del núcleo es un tema de interés actual, uno de los mecanismos más eficientes para obtener uno de tales núcleos es por reacciones de fusión–evaporación, en dichas reacciones, colisionan dos iones pesados que al fusionarse quedan con alto momento angular y alta energía de excitación, la cual está por encima de la energía de enlace de los nucleones y por esta razón una de las primeras etapas de desexcitación del núcleo es mediante emisión de partículas n, p, α, d, \dots . Luego cuando la energía de excitación está por debajo de esta energía de enlace, empieza a emitir radiación gamma hasta llegar a su estado base. En este proceso, el núcleo va disminuyendo tanto su energía como su momento angular y al examinar el espacio de fase Energía–Espín se observa una región en el continuo y una en el discreto. La región del discreto ha sido ampliamente estudiada pero la del continuo no. Una de las primeras aproximaciones ha sido extrapolar el comportamiento del discreto al continuo asumiendo que el comportamiento del núcleo es similar. Sin embargo, se tienen algunos modelos para atacar directamente este problema desde su origen mismo, utilizando diferentes modelos como Gas de Fermi a Temperatura constante, a temperatura variable entre otros, es por esta razón, que es importante realizar la simulación de este proceso para lo cual una herramienta poderosa en este sentido es Geant4 y un primer acercamiento al problema es simular las cascadas del núcleo de interés y mirar la respuesta del arreglo del detector.

El cuerpo central del trabajo lo conforman 5 capítulos distribuidos de la siguiente manera:

En el capítulo 2 se describe generalidades sobre interacción radiación materia, detectores semiconductores y de centelleo y el proceso de decaimiento de núcleos altamente rotantes, desde la reacción que los origina hasta que alcanzan estados discretos por emisión de radiación gamma.

En el capítulo 3 se describe el arreglo multidetector SpinSpectrometer simulado esquemáticamente en el presente trabajo.

En el capítulo 4 se muestran y discuten los resultados de la simulación.

Finalmente, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones obtenidas en este trabajo y se

señalan las perspectivas abiertas para el futuro.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Generalidades

2.1.1. Interacción de la radiación gamma con la materia

Los principales procesos de interacción de la radiación gamma con la materia son [1]:

Efecto Compton: Dispersión de fotones por electrones libres, los electrones de las capas externas de los átomos se pueden considerar libres por tener energías de ligaduras muy bajas respecto a la energía del fotón.

Efecto Fotoeléctrico: Un fotón interactúa con un electrón que inicialmente se encuentra ligado.

Creación de Pares: En la interacción de un fotón con un núcleo resulta un par electrón-positrón. Para que este proceso ocurra el fotón debe tener una energía superior a 1.022 MeV.

La ocurrencia de un tipo u otro evento depende del valor relativo de las secciones eficaces de interacción, las cuales dependen tanto del valor de la energía del rayo gamma incidente como del tipo de material con el cual éste interactúe. Valores típicos en la región de interés del presente trabajo se observan en la Figura 2.1.

2.1.2. Detectores

Debido al objetivo del presente trabajo, centramos la atención en los detectores de centelleo en el NaI y de semiconductor en el Ge [2].

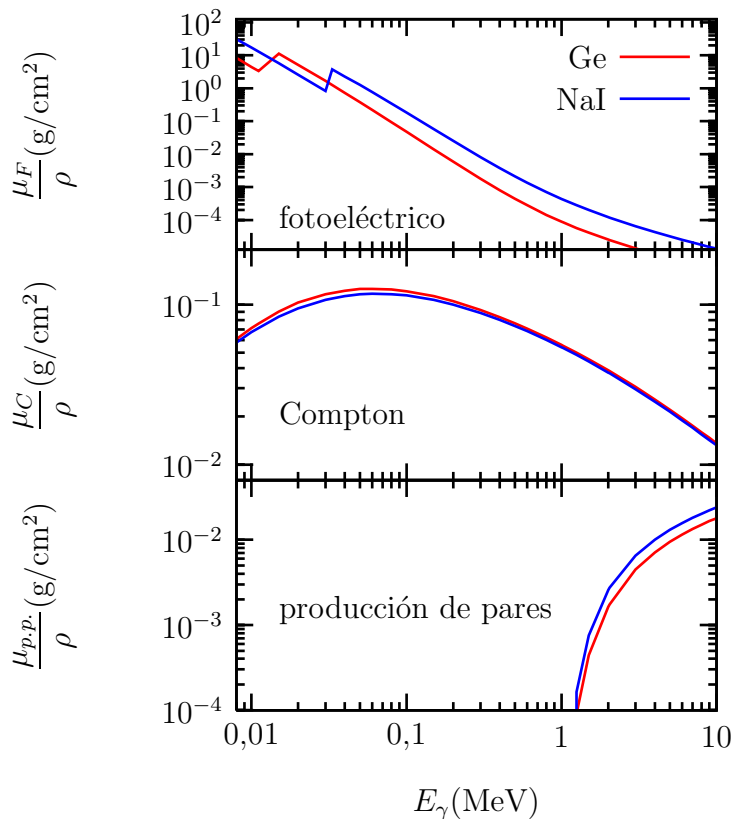


Figura 2.1: Secciones eficaces para el Ioduro de Sodio y el Germanio [3]

Detectores de centelleo

Estos detectores se basan en las bandas de energía molecular y atómicas de ciertos materiales, ya que al incidir una partícula nuclear o radiación sobre estos, excitan electrones que luego al decaer, emiten pequeños pulsos de luz con tiempos de decaimiento entre 10^{-9} y 10^{-6} segundos correspondientes a la fluorescencia y fosforescencia respectivamente. La luz llega a una superficie fotosensible arrancando fotoelectrones, los electrones se aceleran y se multiplican para formar un pulso eléctrico en el tubo fotomultiplicador. En la Figura 2.2 se presenta su esquema de funcionamiento.

Sus principales características son: Alta sensibilidad, tiempo de respuesta rápido, discrimina la forma del pulso, es decir para diferentes radiaciones produce diferentes pulsos.

Existe una amplia variedad de centelladores y tubos fotomultiplicadores disponibles, sin embargo, hay dos tipos básicos de centelladores, aquellos compuestos de materiales orgánicos y aquellos de materiales inorgánicos. De los inorgánicos, el más común está formado por un único cristal de una sal alcalina como el NaI y por ser el objeto de este trabajo, nos limitaremos a éste. Se necesita que sea un monocristal para obtener transparencia:

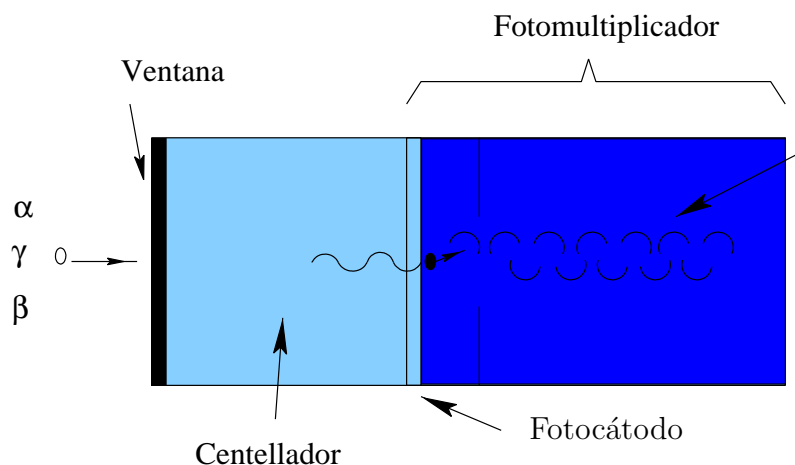


Figura 2.2: Esquema de un detector de centelleo

las reflexiones y absorciones en las caras del cristal harían inservible al centellador. Las interacciones entre los átomos en un cristal hacen que los niveles discretos se ensanchen formando una serie de bandas de energía. Las dos bandas superiores son la de valencia y la de conducción. En material como el NaI, la banda de valencia está generalmente llena y la banda de conducción vacía. Radiación incidente puede excitar un electrón, hacerle saltar el gap de energía (de unos 4 eV) y llevarlo a la banda de conducción. En un momento dado, este electrón, perderá esta energía, emitiendo un fotón y cayendo de nuevo a la banda de valencia.

Detectores semiconductores

El desarrollo de dispositivos de estado sólido permite que pulsos de radiación sean convertidos a través del transductor en pulsos electrónicos; el mecanismo físico involucrado es similar al descrito en la anterior sección, relacionándose básicamente con las bandas de valencia y de conducción y estados intermedios propios de semiconductores tipo *n* y tipo *p*. Uno de estos detectores es el de Germanio. El rango de energías en el cual éste detector opera eficientemente va desde unos pocos keV hasta 4 MeV.

A 1.33 MeV la resolución del Ge es de 0.15 % mientras que el del NaI es de 8 %, el detector de NaI tiene baja resolución, mientras que el de Ge tiene alta resolución, como se observa en la Figura 2.3. Debido a que la sección eficaz total de interacción γ -material crece con una potencia de Z , los detectores de NaI son más eficientes que los de Ge.

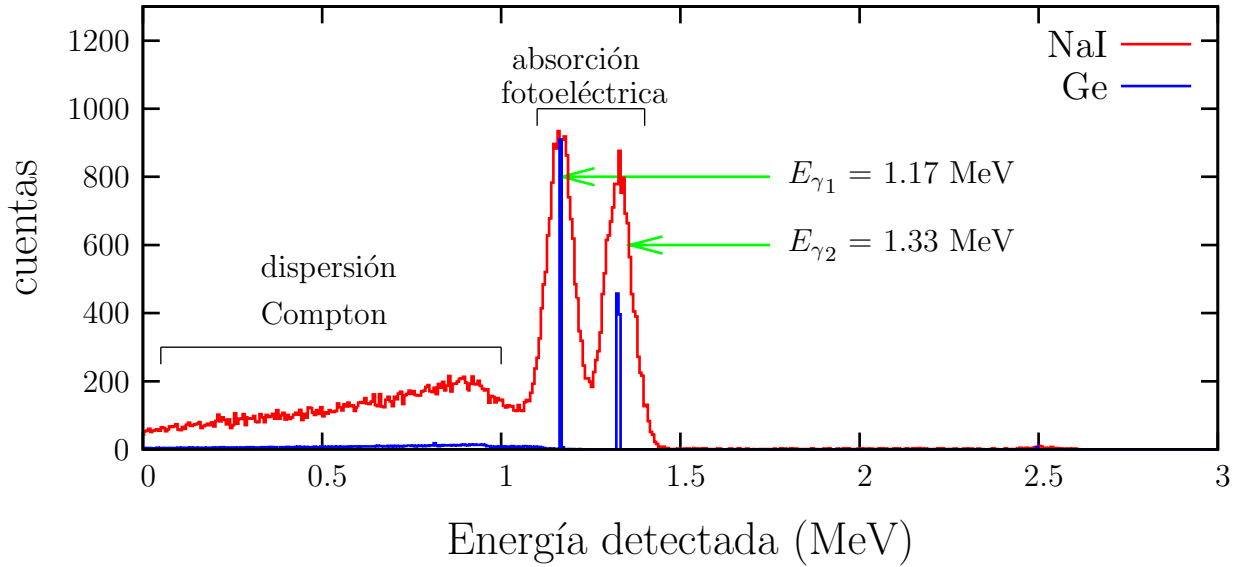


Figura 2.3: Simulación simplificada del espectro obtenido con un detector de Ge y otro de NaI para una fuente de ^{60}Co , utilizando Geant4.

2.1.3. El método Monte Carlo

El método Monte Carlo es uno de los más utilizados y altamente difundidos para simular la producción y detección de la radiación, debido a que los métodos numéricos que utiliza son conceptualmente sencillos: números aleatorios, densidades de probabilidad para los procesos y con estas densidades se construyen las funciones acumulativas.

El problema a resolver en Monte Carlo es cómo generar un conjunto de valores $\{x_1, x_2, \dots, x_n\}$ de cierta variable aleatoria, de tal manera que su frecuencia siga una distribución predefinida $P(x)$ [4]. ¿Cómo lo resuelve Monte Carlo? Se calcula la función acumulativa y mediante la generación de los números aleatorios, se elige un valor de esta función acumulativa y se obtiene el valor de x [5].

2.2. Física de Alto Espín

2.2.1. Reacciones de Fusión–Evaporación de iones pesados

Una de las maneras de estudiar las propiedades de los estados nucleares a alta energía y alto momento angular es investigando sus rayos gamma característicos. Experimentalmente uno de los métodos más eficientes para la obtención de núcleos en dichos estados es el de colisiones de iones pesados. La Figura 2.4 muestra diferentes tipos de reacciones nucleares que dependen del parámetro de impacto b . Cuando el parámetro de impacto

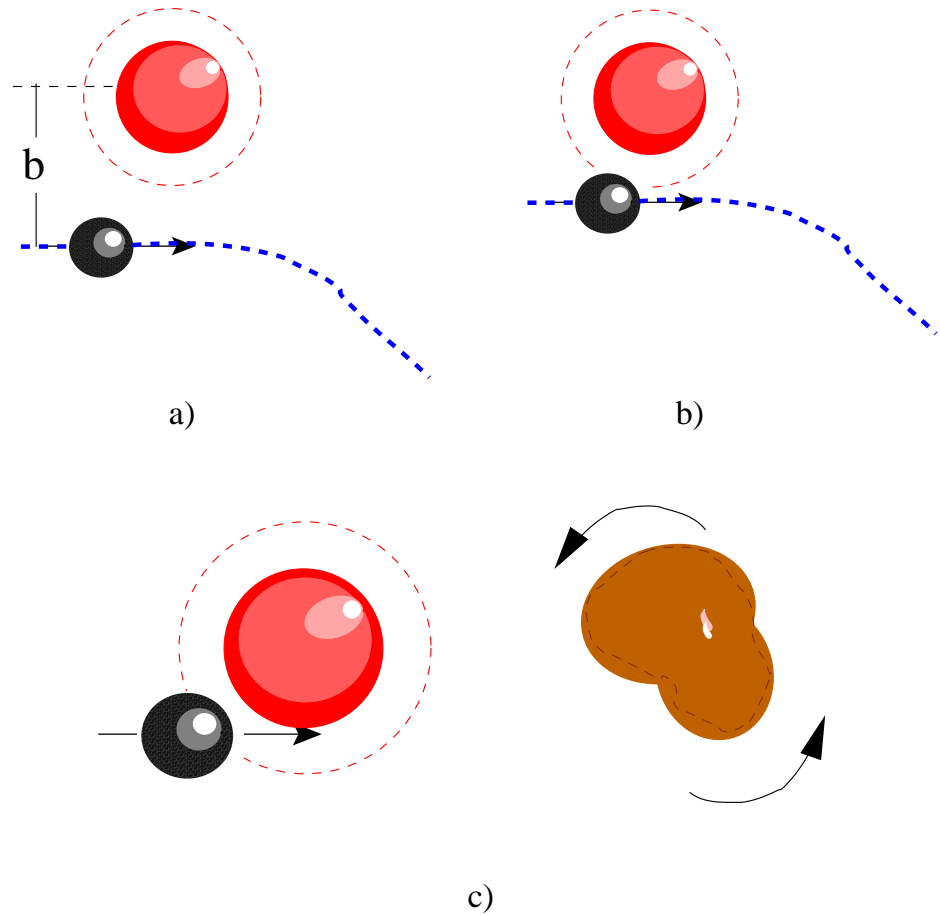


Figura 2.4: Reacción de iones pesados como una función del parámetro de impacto. a) Dispersión Coulombiana. b) Dispersión nuclear. c) Fusión

es muy grande fuera del alcance nuclear, la dispersión Coulombiana es la predominante, Figura 2.4 a); cuando hay alguna geometría superpuesta entre la materia nuclear del blanco y el proyectil, reacciones de dispersión nuclear inelástica son las que predominan, Figura 2.4 b), y finalmente, cuando hay solapamiento completo y la energía de la colisión es suficiente, el proceso de fusión es el más probable y esto conlleva a la formación de un núcleo compuesto, Figura 2.4 c).

En este último caso, la energía cinética del proyectil se convierte en energía de excitación del sistema compuesto y subsecuentemente repartida entre los nucleones constituyentes. La energía de excitación (E) está bien definida para cada reacción, y está dada por [6]:

$$E = \frac{A_b}{A_p + A_b} E_{lab} + Q \quad (2.1)$$

donde A es el número másico, los subíndices p y b se refieren al proyectil y al blanco respectivamente y Q es la diferencia entre la masas inicial y final.

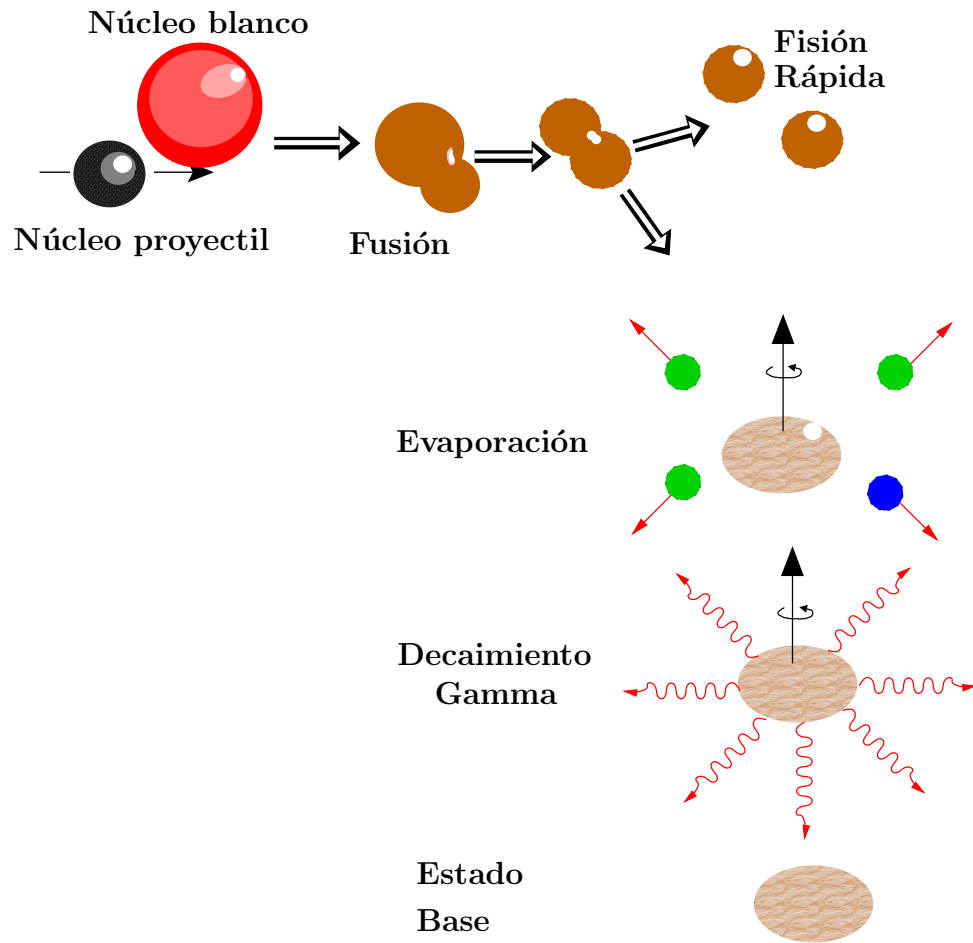


Figura 2.5: Reacción fusión – evaporación de iones pesados

El proceso de fusión – evaporación, que es el de nuestro interés, se describe esquemáticamente en la Figura 2.5. El haz de núcleos incidentes o proyectiles, con (A_1, Z_1) colisionan con el núcleo blanco con (A_2, Z_2) y se fusiona para formar el núcleo compuesto con $(A, Z) = (A_1 + A_2, Z_1 + Z_2)$, alto momento angular y alta energía de excitación, este proceso tiene lugar en un tiempo aproximado de 10^{-22} segundos. El resultado de la fusión respeta las leyes de conservación:

Momento Angular

El momento angular del núcleo compuesto puede tener un rango de valores entre $L = 0$ para una colisión frontal ($b = 0$) y el valor de una colisión “rasante” ($b = R_p + R_b$, $R_p =$ radio del proyectil, $R_b =$ radio del blanco) alrededor de $L = 50\hbar$.

Energía

Al contrario que el momento angular, la energía de excitación del núcleo compuesto, sólo puede tener un solo valor. Si $m_{i,f}, T_{i,f}$ son las masas y las energías cinéticas respectivamente, antes y después de la fusión, la energía de excitación E del núcleo compuesto es:

$$E = T_i - T_f + (m_f - m_i)c^2 \quad (2.2)$$

la cual típicamente tienes valores de 40 – 50 MeV

Momento lineal

En el sistema del laboratorio, tenemos que la velocidad del núcleo compuesto estará dada por:

$$v_C = \frac{A_p}{A_p + A_b} v_p \quad (2.3)$$

Después de la formación del núcleo compuesto, éste puede escoger uno de dos procesos de decaimiento, fisión rápida o evaporación. El modo de decaimiento depende altamente de la energía y la masa de cada núcleo en el laboratorio. En el proceso de fisión rápida el núcleo compuesto se parte en dos o más núcleos pesados. El otro modo de decaimiento es el llamado “evaporación”, debido a que el espectro de energía de las partículas emitidas, n, p, α, d, \dots , presenta una distribución Maxwell–Boltzman [7], este proceso toma un tiempo aproximado de 10^{-19} segundos, tiempo en el cual el núcleo compuesto pierde energía de excitación por la emisión de las partículas, hasta que dicha energía toma un valor que está por debajo de la energía de enlace de los nucleones, siendo la pérdida de momento angular muy pequeña. Después de que la evaporación tiene lugar, el núcleo residual ocupa aleatoriamente una región espín–energía llamada “estados de entrada” el cual tiene altos valores de energía de excitación y momento angular (ver Figura 2.6). De aquí el decaimiento continúa via emisión gamma hacia el estado base como lo muestra la parte derecha de la Figura 2.5 y por las flechas curvas de la Figura 2.6. Los estados cuánticos a través de los cuales este decaimiento se produce forman un continuo, debido a que el alto número de niveles por unidad de energía y el ancho de línea de cada nivel hace que estos se superpongan, lo cual imposibilita la distinción de niveles individuales.

2.2.2. La técnica Hk

Arreglos multidetectores como SpinSpectrometer [12, 13], permiten capturar (casi) todos los rayos gamma emitidos a lo largo de los caminos de decaimiento (cascadas gamma) originados en una estrecha región del espacio de fase energía–espín. Con este arreglo es posible registrar todas las transiciones que un núcleo experimenta desde un estado excitado hasta su estado base en un modo conocido como *evento–por–evento*. Supongamos un sistema de detección ideal, disponible para detectar cada uno de los M rayos $-\gamma$

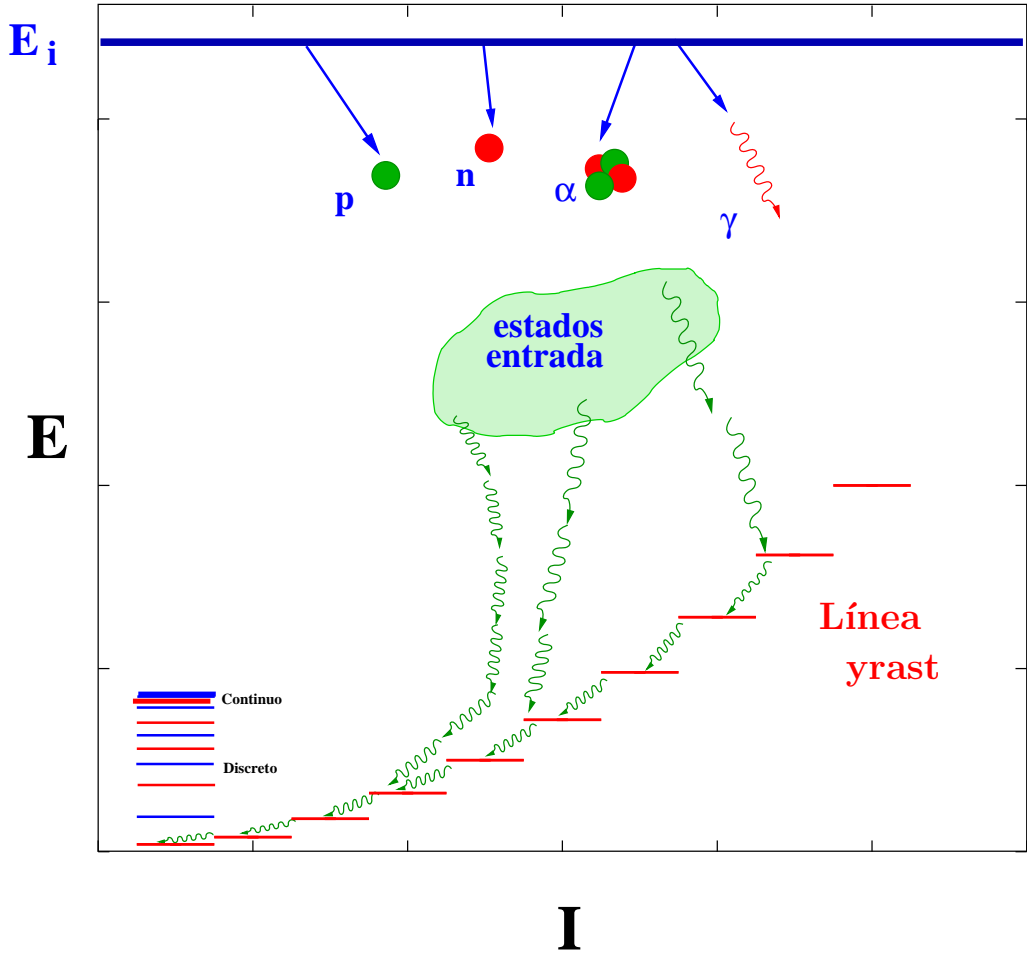


Figura 2.6: Diagrama de fase I-E en el cual el decaimiento nuclear toma lugar. La emisión aleatoria de partículas puebla los 'estados de entrada' de un 'núcleo residual'. E_i corresponde a la energía de excitación inicial del núcleo compuesto

emitidos en cascada con la energía correcta E_{γ_i} de cada transición, es decir, cada uno de los rayos gamma de la transición deposita toda su energía en un detector diferente del arreglo. La suma de energías de los M rayos γ producirán la energía de excitación E a la cual la cascada es originada. Usando información adicional sobre el porcentaje de transiciones que retiran un valor de 0, 1 o 2 unidades de espín se obtiene una buena aproximación del valor inicial del espín de la cascada (P. ej. [8]).

Si adicionalmente se conoce la línea yrast del núcleo en estudio (formada por los estados de mínima energía a un espín dado), todo esto significa que a partir de (M, E) , los valores iniciales de espín y energía de excitación intrínseca (I, U) pueden ser obtenidos, donde la energía de excitación intrínseca corresponde a $U = E - E_{yrast}$. Sin embargo, la interacción de la radiación con cualquier sistema de detección real brindan ciertos efectos que no permiten la determinación exacta ni de E ni de M (Figura 2.7). Estos efectos son:

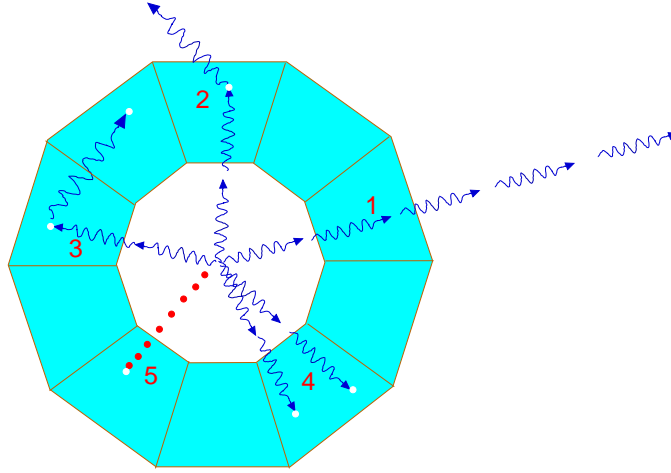


Figura 2.7: Algunos problemas de detección explicados en el texto

1. Algunos *rayos* γ escapan del espectrómetro, con lo cual se verá afectada nuestra predicción tanto del valor de M , como de E .
2. Detección incompleta a causa del efecto Compton, en este caso aunque nuestra predicción del valor de M es la correcta, la de E se verá disminuida, puesto que el rayo no deposita toda su energía en el detector.
3. Dispersión detector-detector, un rayo gamma de la cascada puede activar más de un detector, caso en el cual la predicción acerca de la multiplicidad aumentará.
4. Apilamiento. En este caso 2 o más rayos gamma pueden activar un sólo detector, luego la predicción de M es menor que la real y la de E será la correcta.
5. Otras fuentes: n y p de alta energía, cuya detección puede confundirse con rayos gamma, lo cual aumentará nuestra predicción tanto del valor de M , como de E .

El resultado final es que de tener una colección de transiciones verdaderas el detector detecta la señal h_i de k detectores. Simbólicamente la adición que realmente realizamos es la del lado derecho de la siguiente ecuación

$$E = \sum_{i=1}^M E_{\gamma_i} \xrightarrow{\text{función respuesta}} H = \sum_{i=1}^k h_i \quad (2.4)$$

Afortunadamente se han desarrollado métodos para realizar el proceso de inversión de derecha a izquierda en la ec. (2.4), los cuales después de obtener experimentalmente la función respuesta, producen para cada par (k, H) no un punto sino una “nube de probabilidad” en el plano (M, E) .

vemos en la próxima sección una técnica que nos ayuda a obtener la “radiación primaria”.

2.2.3. La técnica del espectro de energía ordenada

Un modelo simple pero realista dice que la distribución (M, E) asociada a un punto dado (k, H) es aproximadamente gaussiana en ambas variables, con desviaciones estándar de alrededor del 10% para un sistema de detección como GASP [9] y energías de transición típicas de una reacción de fusión–evaporación.

Para simplificar la explicación, supongamos que se puede lograr una definición arbitrariamente buena alrededor de (I, U) . Con el objetivo de determinar la radiación emitida por un estado de energía y espín conocido, la técnica Hk descrita anteriormente no es lo suficientemente poderosa puesto que se conoce el estado inicial de la cascada completa pero no los rayos gamma emitidos directamente por aquel estado, la llamada *radiación primaria*. La situación experimental ideal es una en la cual la secuencia temporal de los M rayos gamma en la cascada pueda ser distinguida, esto es, a cada rayo gamma en el evento se le puede asignar un “ordinal” N_T y por lo tanto los rayos gamma en el evento pueden ser ordenados como

$$\begin{aligned} E_\gamma(t_{N_T=1}), E_\gamma(t_{N_T=2}), \dots, E_\gamma(t_{N_T=M}) \\ t_{N_T=1} < t_{N_T=2} < \dots < t_{N_T=M}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Este objetivo no ha sido actualmente logrado debido a la imposibilidad experimental de distinguir un orden temporal para los rayos gamma en la cascada. Con el fin de superar esta dificultad se ha propuesto una técnica llamada Espectros Energéticamente Ordenados (EEO): considerando que los rayos gamma más energéticos son los más probables de emitirse primero [10]. Siguiendo este principio, decidimos olvidarnos de la secuencia temporal de emisión y ordenamos los rayos gamma de una cascada (evento) de acuerdo a su energía. El ordenamiento energético de la cascada se hace cuando el ordinal N_E es asociado a cada transición de tal manera que

$$E_{\gamma N_E=1} \geq E_{\gamma N_E=2} \geq \dots \geq E_{\gamma N_E=M}. \quad (2.6)$$

Tomando una muestra de cascadas gamma, se puede construir, o el espectro *Temporalmente Ordenado* (ETO) o el *Energéticamente Ordenado* (EEO) con transiciones a las cuales se les ha asociado el mismo N_T o N_E respectivamente. La diferencia práctica entre ambos es que el ETO no es obtenible experimentalmente, mientras que construir EEO es una sencilla tarea de software.

La asociación de valores pequeños de N_T a los primeros momentos del decaimiento y de valores grandes a los últimos pasos del decaimiento es estricto en el caso del espectro ordenado temporalmente. En particular, $N_T = 1$ define la radiación primaria. Respecto a los EEO el espectro con $N_E = 1$ contendrá aquellas transiciones “más grandes en energía” de cada una de las cascadas, el espectro con $N_E = 2$ contendrá los segundos más grandes, y así sucesivamente.

Se ha demostrado [11] que cuando se consideran cascadas originadas en una franja de energía de excitación intrínseca alrededor de la energía de ligadura del neutrón, producidas

después de una reacción de fusión–evaporación de iones pesados, los $N_E = 1$ tienen útiles similitudes con el espectro de radiación primaria, el $N_T = 1$ que se obtendría, si pudiera ser detectado.

El hecho clave en el método es que *i*) la definición de una región específica del espacio de fase (I, E) es posibilitada por la elección de cascadas con valores determinados de (k, H) ; *ii*) una aproximación a la radiación primaria se obtiene tomando los $N_E = 1$ originados en aquellos valores de (k, H) .

Capítulo 3

SpinSpectrometer

El SpinSpectrometer [12, 13] es un arreglo de detectores construido en la Universidad de Washington e instalado en el Holifield Heavy-Ion Research Facility (HHIRF) en el laboratorio Nacional Oak Ridge. Este espectrómetro es utilizado para estudiar las propiedades de estados de alto espín del núcleo y los mecanismos de iones pesados para inducir reacciones nucleares.

Si suponemos que un núcleo emite M rayos gamma al decaer hasta su estado base desde cierto estado con energía de excitación E , este instrumento es capaz de registrar en modo *evento-por-evento*, entre otras variables:

1. La energía H que el arreglo detecta del total E dado por el núcleo.
2. El número de detectores k que fueron activados por los M rayos gamma.
3. Las correlaciones angulares entre los rayos gamma de la cascada.

Es importante, adicionalmente, que toda esta información es recolectada simultáneamente.

3.1. Geometría

El SpinSpectrometer consiste de un arreglo 4π de 72 detectores de NaI formando aproximadamente un cascarón esférico con radio interno de 17.8 cm y radio externo de 35.6 cm. De tal manera que tanto la distancia de cada detector al centro de la esfera como su longitud es de 17.8 cm. En experimentos específicos, se pueden reemplazar detectores de NaI por detectores de Ge. La geometría de la superficie del espectrómetro, forma un poliedro de 72 caras como se muestra en la parte izquierda de la Figura 3.1.

Cada uno de los 72 detectores que conforman el espectrómetro es un prisma truncado que puede ser retirado radialmente, 12 detectores tienen sección transversal pentagonal (áreas amarillas Figura 3.1) y los otros 60 sección transversal hexagonal (áreas rojas). El arreglo

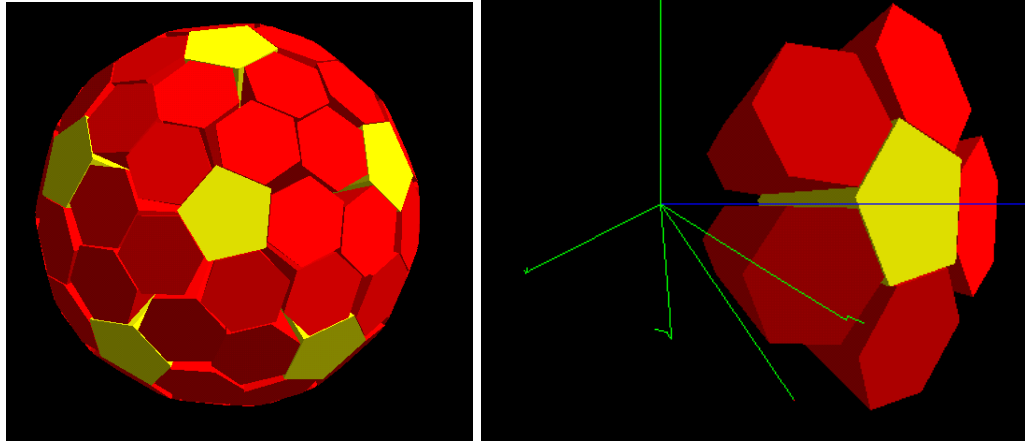


Figura 3.1: Geometría del SpinSpectrometer, simulada en este trabajo. A la izquierda, se observa la superficie del cascarón del arreglo multidetector el cual forma un poliedro. Las áreas amarillas representan los doce pentágonos y las rojas los 60 hexágonos. A la derecha se presenta una celda del espectrómetro.

se encuentra conformado por 12 celdas idénticas constituidas de la siguiente manera: un detector de sección pentagonal se encuentra rodeado de cinco detectores idénticos de sección transversal hexagonal. Una celda del espectrómetro se ilustra en la parte derecha de la Figura 3.1.

El área de la base de los detectores pentagonales es 1.066 veces el área de los detectores de sección transversal hexagonal, con el fin de que cada uno de los detectores cubran el mismo ángulo sólido. Además, cada detector pentagonal está localizado directamente opuesto a otro detector pentagonal.

La resolución de Energía de los detectores [12] varía entre 7.7 y 9.2% para rayos γ de ^{137}Cs y entre 5.6 y 6.7% para los rayos γ de 1332 keV de ^{60}Co ; los valores promedio son 8.6 y 6.3% para las líneas 662 y 1332 keV, respectivamente.

3.2. Simulación

Para simular con Geant4 el SpinSpectrometer, se utilizó un poliedro para la construcción de cada uno de los 72 detectores de NaI que lo conforman. Un ejemplo del código utilizado se muestra en el apéndice A (Figura A.3).

Una vez construidos los detectores individuales, se procedió a colocarlos en la disposición del SpinSpectrometer, formando la bola de la parte izquierda de la Figura 3.1, de la siguiente manera:

1. Se construyeron 12 celdas de 6 detectores, un pentagonal y 5 hexagonales, para esto se utilizó la herramienta ensamble descrita en la Figura A.5 e ilustrada en la parte derecha de la Figura 3.1.

2. Se colocó cada celda dentro de una caja llena de aire utilizando las coordenadas del detector pentagonal de cada celda, reportadas en la referencia [12].

Capítulo 4

Análisis y Resultados de la simulación

4.1. Simulación de validación

Con el fin de validar las simulaciones realizadas utilizando Geant4, se simuló el espectro de una fuente de ^{60}Co obtenido con un detector cilíndrico de NaI de 8.9 cm de radio por 17.6 cm de altura, el cristal de NaI se encuentra envuelto en una lámina de aluminio de 2 mm de espesor. En la Figura 4.1, se compara el espectro simulado con el experimental, observando características similares que se describen a continuación:

1. El espectro simulado reproduce los fotopicos en 1.17 y 1.33 MeV, así como el pico suma en 2.5 MeV el cual se debe al apilamiento de los dos rayos gamma en el detector.
2. Se observa la región de dispersión Compton, en donde se encuentra el pico de retrodispersión en 0.256 MeV el cual es más agudo en el espectro experimental, debido a que el detector real está encerrado en un cilindro de plomo y el simulado está en “aire”.
3. Se observa en ambos espectros el borde Compton en 0.91 MeV debido al rayo- γ de 1.17 MeV, el borde compton debido al rayo- γ de 1.33 MeV no se observa en ninguno de los dos espectros, puesto que el fotopico de 1.17 MeV está montado sobre él.

4.2. Efectos de retrodispersión de la Geometría simulada

Se evidenciaron efectos de retrodispersión en la geometría simulada mediante una prueba que consistió en colocar una fuente puntual isotrópica de ^{60}Co en el centro del SpinSpec-

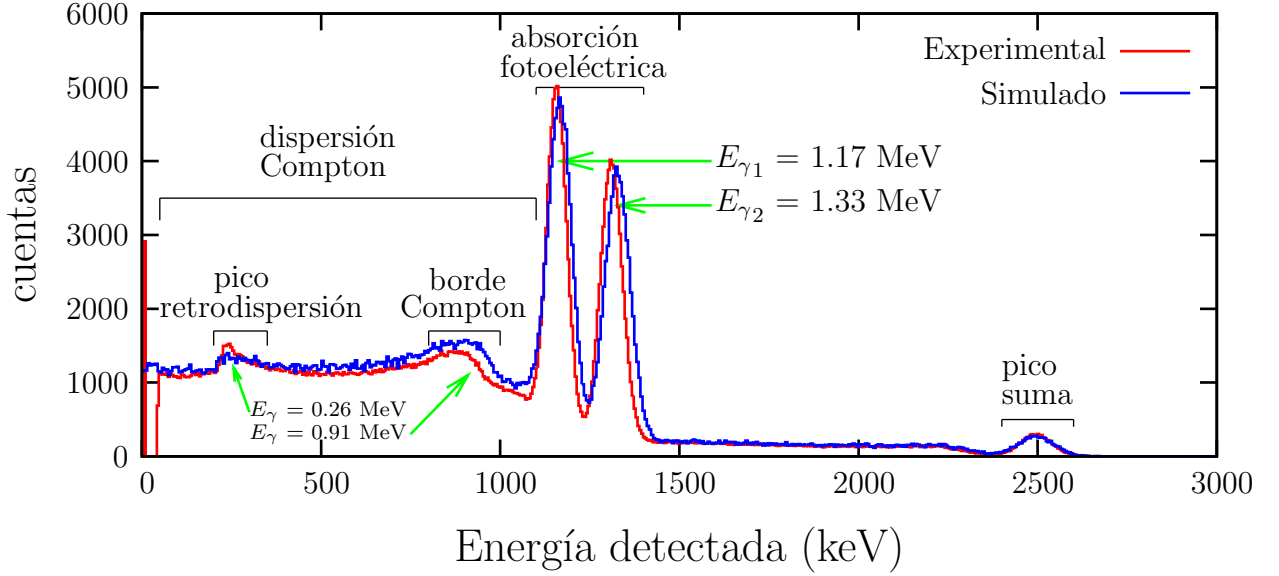


Figura 4.1: Comparación entre el espectro obtenido con un detector cilíndrico de NaI para una fuente de ^{60}Co y el espectro simulado con Geant4.

trometer y observar el espectro del detector pentagonal cuya posición es $(r, \theta, \phi) = (17.8 \text{ cm}, 0, 0)$, bajo diferentes condiciones se obtuvieron los espectros que se muestran en la Figura 4.2. La línea roja corresponde al espectro del detector solo, la azul al espectro obtenido de este mismo detector pero dentro de la celda, es decir rodeado de 5 detectores hexagonales. La línea marilla corresponde al espectro obtenido cuando media esfera está completa, es decir está rodeado de cinco detectores y éstos a su vez de una celda cada uno. Por último el espectro verde se obtuvo con el detector dentro de la esfera completa, es decir rodeado de 71 detectores.

En el espectro del detector solo, se observan los fotopicos y el fondo Compton, cuando el detector se encuentra dentro de la celda, rodeado por cinco detectores hexagonales, se observa un pico de retrodispersión debido a fotones que interactúan mediante efecto Compton en los detectores hexagonales que lo rodean y son dispersados hacia el detector pentagonal, este pico se ensancha hacia 256 keV, como era de esperarse, a medida que el detector es rodeado de más detectores, debido a que el ángulo de dispersión de los fotones que son dispersados por los detectores vecinos y luego son absorbidos por el detector pentagonal disminuye y por lo tanto, la energía dispersada disminuye como se muestra en la Figura 4.3, donde para $\theta > 120^\circ$, $E'_\gamma = 256 \text{ keV}$.

4.3. Cascadas de diferente multiplicidad

Como se mencionó en la sección 3 el SpinSpectrometer se utiliza para estudiar estados de alto espín de núcleos pesados. En un intento por comprender la relación $E \leftrightarrow H$ y

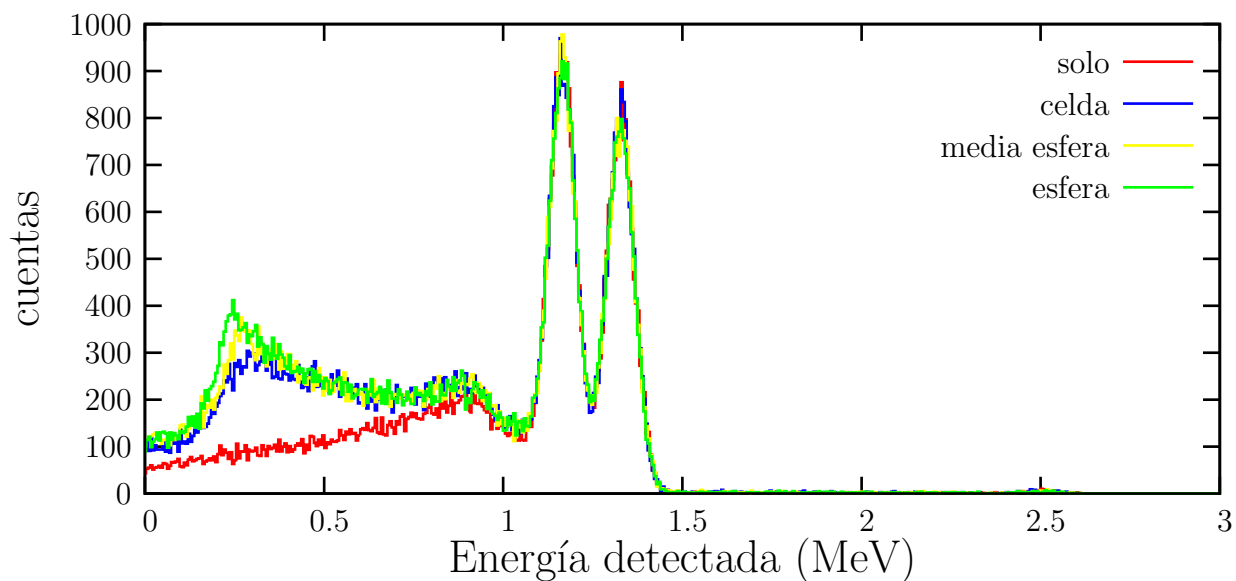


Figura 4.2: Espectros obtenidos para el detector pentagonal cuyo centroe está ubicado en $(r, \theta, \phi) = (17.8 \text{ cm}, 0, 0)$. El espectro rojo corresponde al detector solo, el azul al detector dentro de la celda, el amarillo al detector rodeado por media esfera del espectrómetro y el verde al detector rodeado por el espectrómetro entero

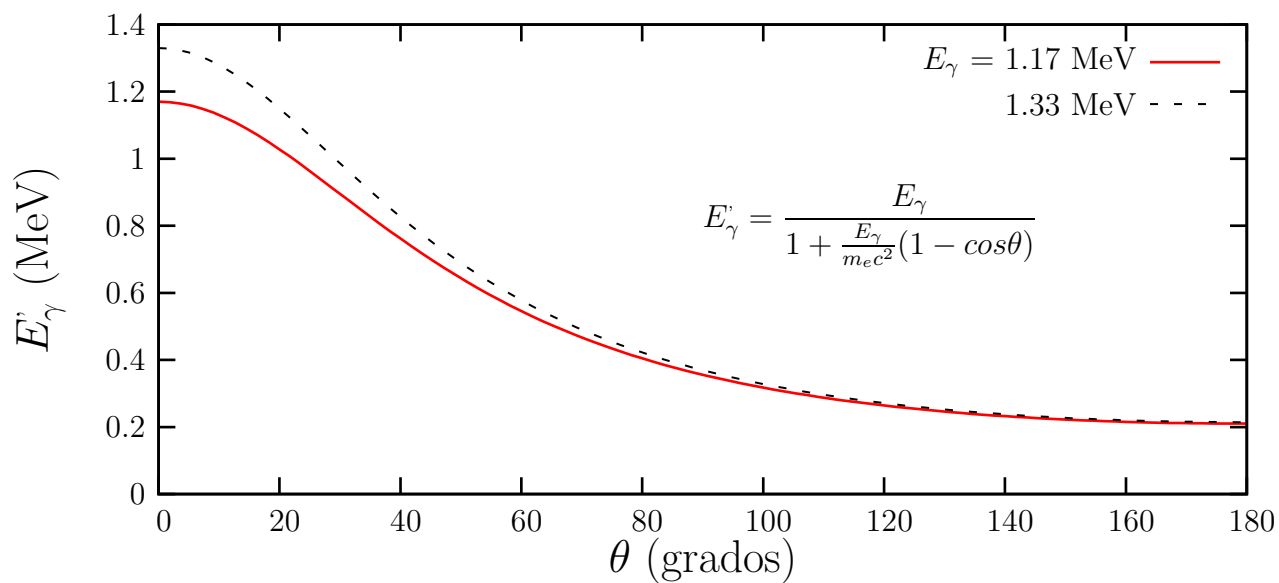


Figura 4.3: Energía del rayo γ dispersado por Efecto Compton como una función del ángulo de dispersión para fotones de 1.17 y 1.33 MeV de ^{60}Co .

$M \leftrightarrow k$ así como por entender las características de los espectros obtenidos, en lo sucesivo se presentan resultados con cascadas de M , E conocidos. Los siguientes casos estudiados comienzan en el más simple (^{60}Co) y aumentan en complejidad buscando representar una cascada gamma producida en una reacción de fusión–evaporación (sec. 2.2.1):

1. 2 rayos gamma de 1.17 y 1.33 MeV, producidos por la fuente de ^{60}Co .
2. 5 rayos gamma de 1.0 MeV cada uno.
3. 10 rayos gamma de 1.0 MeV cada uno.
4. Cascadas de bandas rotacionales con diferente multiplicidad, cuya energía para cada rayo gamma E_γ se obtiene de la fórmula rotacional

$$E_\gamma = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(4I - 2), \quad I = 2, 4, 6, \dots, \quad \frac{\mathcal{J}}{\hbar^2} = 75 \text{ MeV}^{-1} \quad (4.1)$$

donde \mathcal{J} es el momento de inercia e I el momento angular total. El valor del momento de inercia utilizado es típico de las tierras raras.

5. A cada una de las cascadas de las bandas rotacionales del punto anterior, se les agregó 3 rayos gamma de la región del continuo de 3.0 MeV, 5.0 MeV y 10.0 MeV.

Los valores de la multiplicidad M , la energía de cada uno de los rayos gamma E_γ , la energía del rayo gamma de mayor valor $E_{\gamma_{max}}$ y la energía total E de cada una de las cascadas simuladas, se resumen en la tabla 4.1

Cascada	M	E_γ (MeV)	$E_{\gamma_{max}}$ (MeV)	E (MeV)
(a)	2	^{60}Co : 1.17, 1.33	1.33	2.5
(b)	5	1.0	1.0	5.0
(c)	10	1.0	1.0	10.0
(d)	15	ec. (4.1)	0.79	6.2
(e)	20	ec. (4.1)	1.05	10.9
(f)	25	ec. (4.1)	1.32	17.2
(g)	30	ec. (4.1)	1.59	24.4
(h)	18	(d) + {3.0, 5.0, 10.0}	10.0	24.2
(i)	23	(e) + {3.0, 5.0, 10.0}	10.0	28.9
(j)	28	(f) + {3.0, 5.0, 10.0}	10.0	35.2
(k)	33	(g) + {3.0, 5.0, 10.0}	10.0	42.4

Tabla 4.1: Multiplicidad y energía de las cascadas simuladas en este trabajo. La energía total E de la cascada, es simplemente $E = \sum_{i=1}^M E_{\gamma_i}$.

Para cada una de estas cascadas, se obtuvo:

- a. Espectro total del arreglo.
- b. Matriz $P(EM, Hk)$.
- c. Proyecciones de la anterior matriz sobre k y H .

Vamos a analizar cada uno de estos puntos en las secciones siguientes.

4.3.1. Análisis del espectro total

El espectro total se obtiene sumando los espectros individuales de cada uno de los 72 detectores de NaI que conforman el arreglo multidetector. A continuación presentamos el análisis de los espectros totales de cada una de las cascadas:

Cascada ^{60}Co

El primer espectro simulado fue el de la cascada de ^{60}Co , (caso (a) de la Tabla 4.1), porque es un espectro que conocemos a nivel teórico y experimental y por lo tanto sirve de mecanismo de control de la simulación debido a que el resultado esperado es conocido. El espectro total de esta cascada se muestra en la Figura 4.4 en donde además de observar los componentes explicados en la sección 4.1, se identifican 2 regiones que explicaremos a continuación y que serán utilizadas más adelante:

1. Región I. Corresponde a la detección total o parcial de los fotones individuales de la cascada. En esta región también se encuentran contribuciones de la detección simultánea de los dos fotones por efecto Compton, cuya energía no excede el valor de 1.33 MeV (energía de mayor valor). En esta región se encuentra el pico de retrodispersión que se forma por los fotones que interactúan por efecto Compton con un detector y se retrodispersan a otro, como se evidenció en la Figura 4.2
2. Región II. Corresponde a la región de apilamiento o suma de las energías de los 2 fotones de la cascada. En esta región se observa un fotopico en 2.5 MeV que corresponde a la detección total y simultánea de los 2 fotones de la cascada. Las cuentas a energías más bajas de 2.5 MeV en esta región, se deben a la detección simultánea de los dos rayos γ en los siguientes casos:
 - a) El rayo de 1.17 MeV por efecto fotoeléctrico y el rayo de 1.33 MeV por efecto Compton (es decir, el rayo de 1.33 MeV deja toda su energía, mientras el de 1.17 sólo deja parte de su energía).
 - b) El caso contrario al anterior, el cual es menos probable ya que la eficiencia de detección es menor para 1.33 MeV que para 1.17 MeV.

- c) Los dos rayos gamma interactúan por efecto Compton y la suma de las energías depositadas por cada rayo, está en el rango entre 1.33 y 2.5 MeV.

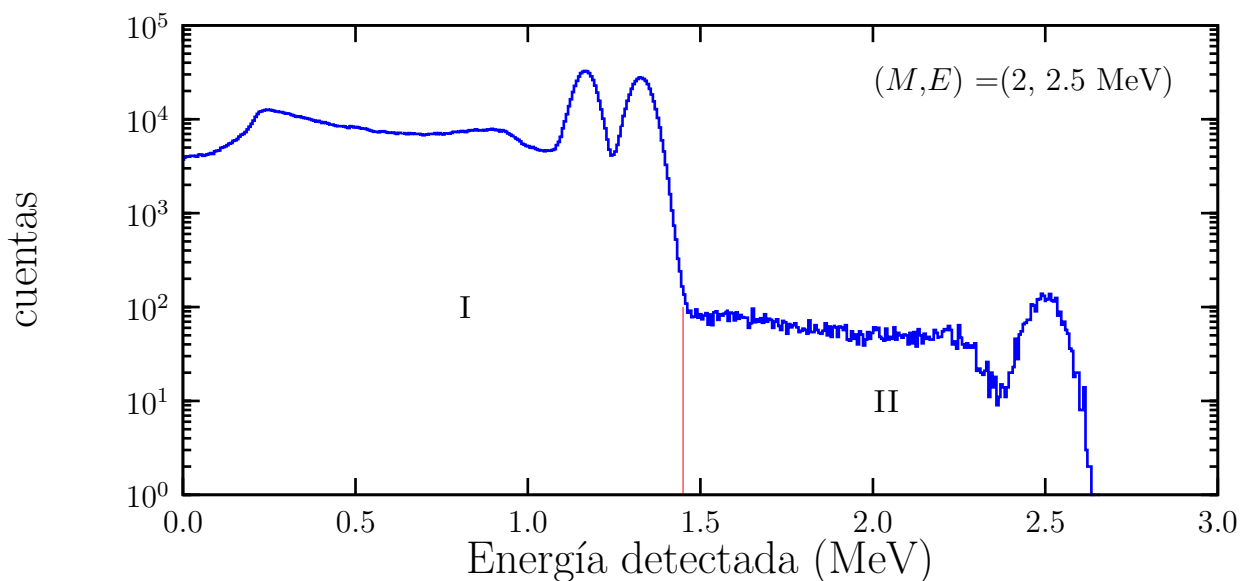


Figura 4.4: Espectro total de ^{60}Co obtenido con 72 detectores de NaI del SpinSpectrometer, simulado con Geant4. Caso (a) de la Tabla 4.1

Cascadas monoenergéticas

El siguiente paso consistió en simular espectros de cascadas monoenergéticas (casos (b) y (c) de la Tabla 4.1), aunque estas cascadas son ficticias, se tiene una idea clara acerca de qué esperar y en este sentido, se tiene una herramienta para ir aumentando la complejidad de la simulación. Los espectros totales obtenidos para estas cascadas se muestran en la Figura 4.5. Al igual que en el caso anterior, se identifican varias regiones, a saber:

1. Región I. Al igual que en la sección anterior, esta región corresponde a la detección por efecto Compton o fotoeléctrico de uno o más fotones de la cascada. En esta región se observa un fotopico en $E_\gamma = 1.0$ MeV correspondiente a la energía de los fotones de la cascada, siendo más intenso para $M = 10$ que para $M = 5$ como era de esperarse.
2. Región II. Correspondiente a la detección simultánea de 2 o más fotones de las cascada. Allí se observa un fotopico de baja intensidad en $E_\gamma = 2.0$ MeV correspondiente al apilamiento de 2 fotones gamma de la cascada.
3. Región III. Esta región corresponde a la detección simultánea de 3 o más fotones de la cascada. En $E_\gamma = 3.0$ MeV se observa un fotopico de baja intensidad correspondiente

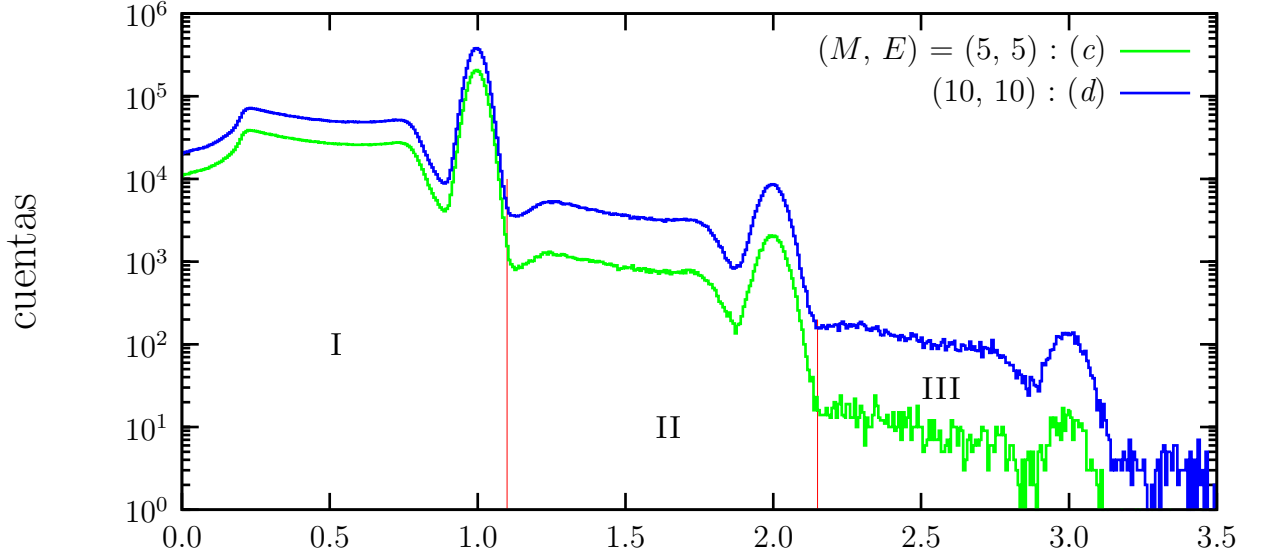


Figura 4.5: Espectro de cascadas con 5 y 10 fotones de 1 MeV cada fotón. Casos (b) y (c) de la Tabla 4.1

al apilamiento de 3 fotones gamma de la cascada que depositan toda su energía en un solo detector del espectrómetro.

Cascadas de bandas rotacionales

Con el fin de acercarse cada vez más a la simulación de cascadas de alta multiplicidad generadas en una reacción de fusión – evaporación, se simularon espectros de bandas rotacionales con y sin rayos gamma cuyos valores son característicos del continuo nuclear. Los espectros obtenidos se presentan en la Figura 4.6. Las cascadas del gráfico superior corresponden a las cascadas (d) a (g) de la Tabla 4.1, en donde únicamente tenemos transiciones rotacionales y las del gráfico inferior a las cascadas (h) a (k) en donde además de las transiciones rotacionales, tenemos 3 transiciones estadísticas. Para cada uno de estos casos tenemos:

1. Únicamente transiciones rotacionales.
 - a) Se observa una región de estructuras discretas por debajo de la energía del rayo gamma de mayor valor de cada una de las cascadas $E_{\gamma_{max}}$ (Tabla 4.1). Dichas transiciones están montadas en el pico de retrodispersión que se observó en los casos anteriores y por esta razón el conteo aumenta en la región de 0 a 0.25 MeV aproximadamente y disminuye a energías más altas. Dicho comportamiento es típico del pico de retrodispersión.
 - b) Para valores de energía más altos que la energía del rayo gamma de mayor valor de la cascada, se presenta una región de efectos suma, es decir apilamiento de

rayos gamma en alguno de los detectores aunque no se observan picos debido a que el FWHM para los detectores es muy grande a estas energías, por ejemplo, con un valor de 72 keV para la energía de 1.0 MeV.

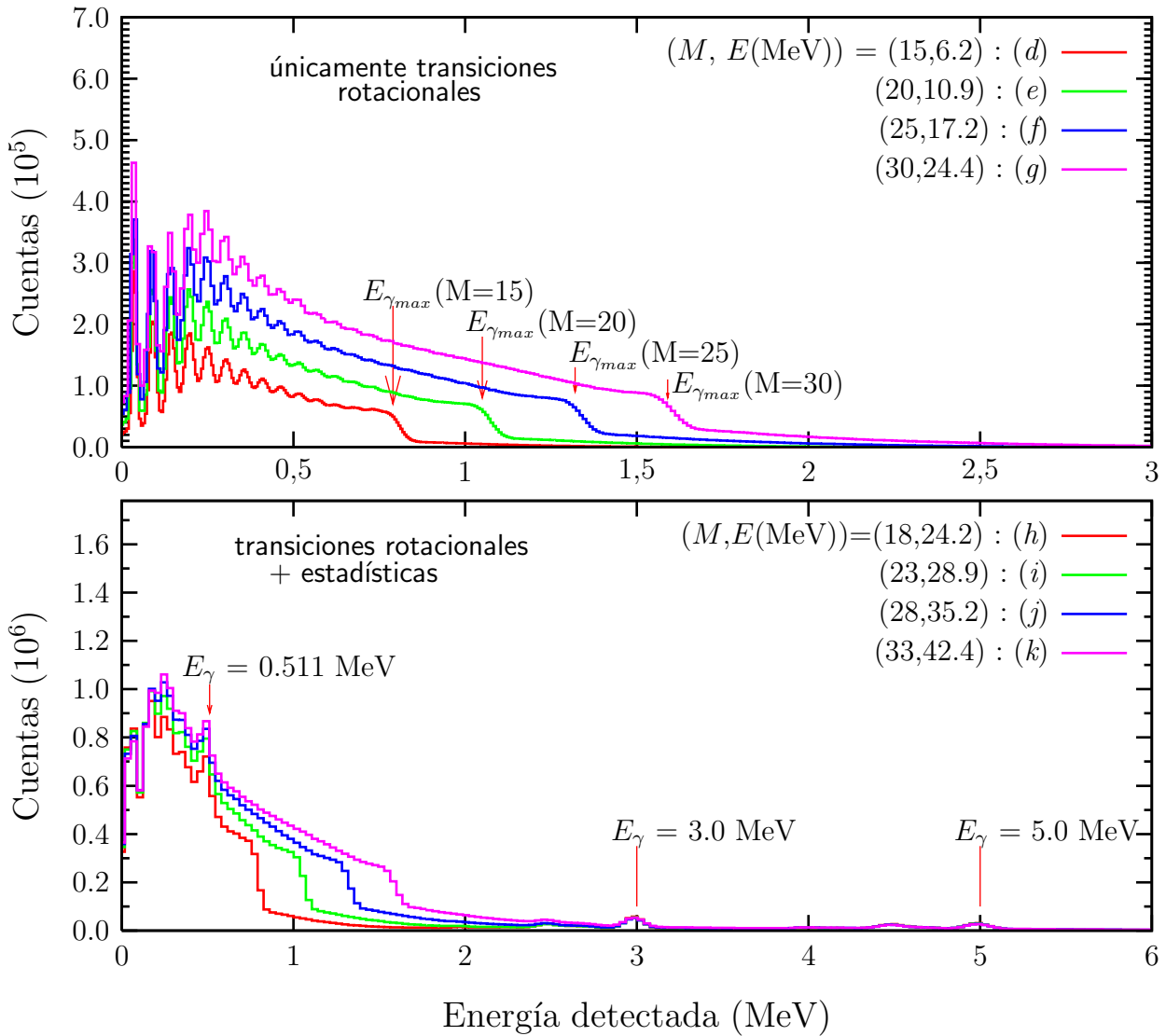


Figura 4.6: Espectros de cascadas de bandas rotacionales. Las letras $d - k$ se refieren a los casos citados en la Tabla 4.1. En el gráfico superior $E_{\gamma_{max}}$ corresponde a la energía del rayo gamma de mayor valor de la cascada. La región con energías mayores a este valor corresponde al apilamiento de 2, 3 y más rayos gamma de la cascada en un detector del espectrómetro. Obsérvese que el eje de las energías en la figura inferior ha sido ampliada para dar cabida a las transiciones estadísticas 3.0 y 5.0 MeV. La Transición con $E_{\gamma} = 10$ MeV no se observa en escala lineal, debido a su mínima intensidad.

2. Transiciones rotacionales + estadísticas. Comparando estos espectros con los obtenidos con únicamente transiciones rotacionales, se observa:
 - a) Las cuentas del espectro aumentan en todo el rango de energía, debido a la contribución de las transiciones estadísticas.
 - b) El rango en energías aumenta, observándose 2 fotopicos en $E_\gamma = 3.0$ y 5.0 MeV, aunque no se observa el pico de $E_\gamma = 10$ MeV, debido a que su baja intensidad no permite visualizarlo en escala lineal.
 - c) El pico de aniquilación de 0.511 MeV, el cual se debe a los fotones con energía mayor a 1.022 MeV que interactúan con un detector del espectrómetro mediante producción de pares y subsecuentemente se presenta aniquilación positrónica en donde los dos rayos gamma de aniquilación tienen la posibilidad de ser detectados por uno de los detectores del arreglo en forma individual (es decir, cada uno por un detector diferente).

Con el fin de observar estos espectros con más detalle e identificar sus regiones, se muestran en la Figura 4.7 en escala semilogarítmica. Para los dos casos estudiados en esta sección tenemos:

1. Únicamente transiciones rotacionales. Se identifican 3 regiones, las cuales son análogas a las regiones identificadas en la cascada de ^{60}Co y las cascadas monoenergéticas:
 - a) Región I. Corresponde a la detección de uno o más fotones de la cascada, con una contribución del pico de retrodispersión. El límite de esta región corresponde a la energía del rayo gamma de mayor valor de la cascada $E_{\gamma_{max}}$ (Tabla 4.1).
 - b) Región II. Corresponde a detección de dos fotones de la cascada, El límite de esta región corresponde a la energía del rayo gamma de mayor valor de la cascada y el inmediatamente menor en energía.
 - c) Región III. Corresponde a la detección de 3 o más fotones de la cascada, el límite de esta región corresponde a la energía suam de los dos rayos gamma de mayor valor y el inmediatamente menor en energía.

Las pendientes del espectro en estas regiones, representan la convolución de la probabilidad de detección de 2, 3 y más rayos gamma con la eficiencia del detector a esa energía, es decir que si se tiene la eficiencia del detector y se calculan las pendientes, se puede conocer la probabilidad de detección de apilamiento que conducirá a una herramienta para la corrección de la respuesta (k, H) del arreglo.

2. Transiciones rotacionales + estadísticas. En este espectro se observan:
 - a) Además de los fotopicos de los rayos- γ de 3.0 y 5.0 MeV, se observan el fotopico de 10.0 MeV, el cual no fue observado en escala lineal por su mínima intensidad.

b) Los picos de escape simple (es) y de escape doble (ed) para cada un de las energías de los 3 rayos de las transiciones estadísticas. Estos picos se forman cuando los fotones con energía mayor a 1.022 MeV que interactúan con un detector del espectrómetro mediante producción de pares y subsecuentemente se presenta aniquilación positrónica, uno de los fotones gamma de aniquilación se escapa del detector (es) o los dos se escapan (ed) .

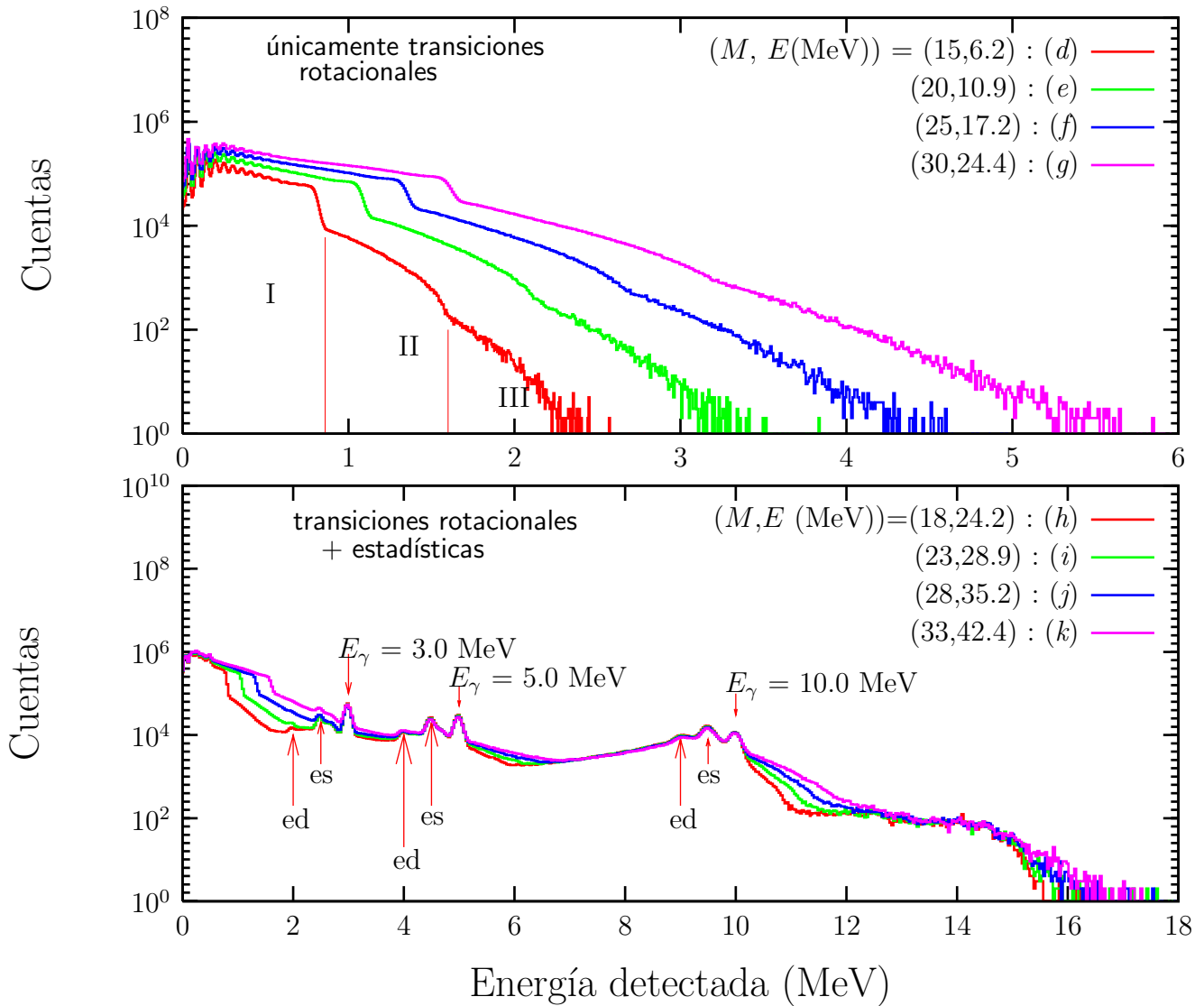


Figura 4.7: Espectros semilogarítmicos de la figura 4.6. Las pendientes de las diferentes regiones del espectro representan la convolución de la probabilidad de detección de 2, 3 y más rayos gamma con la eficiencia del detector a esa energía. Obsérvese que en el gráfico superior, se delimitan las diferentes regiones para $M = 15$ y que el límite de estas regiones se corre hacia energías más altas a medida que aumenta la multiplicidad. En el gráfico inferior se observan los fotopicos de las rayos gamma de 3.0, 5.0 y 10.0 MeV, además de los picos de escape simple (es) y escape doble (ed) producidos por estos 3 rayos.

4.3.2. Análisis de las matrices $P(EM, Hk)$

Simultáneamente a la colección de espectros energéticos unidimensionales (número de cuentas en función de la energía), se formaron espectros bidimensionales $P(EM, Hk)$ en los cuales se almacena la información del número de cascadas P que han activado k detectores y dejado una energía total H cuando la cascada emitida por el núcleo es de multiplicidad M y energía E . Los puntos medios de las distribuciones, se obtuvieron de la siguiente manera:

Si $P(EM, Hk)$ es el número de cascadas que hay en el punto (k, H) de la matriz y N es el número total de cascadas en la matriz, los valores medios son:

$$\langle k \rangle = \frac{1}{N} \sum_k \left[k \sum_H P(EM, Hk) \right] \quad (4.2)$$

$$\langle H \rangle = \frac{1}{N} \sum_H \left[H \sum_k P(EM, Hk) \right] \quad (4.3)$$

y las desviaciones estándar correspondientes estarán dadas por:

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_k \left[(k - \langle k \rangle)^2 \sum_H P(EM, Hk) \right]} \quad (4.4)$$

$$\sigma_H = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_H \left[(H - \langle H \rangle)^2 \sum_k P(EM, Hk) \right]} \quad (4.5)$$

Los resultados obtenidos se presentan a continuación:

Cascada ^{60}Co

Siguiendo la filosofía anterior, de ir del caso más simple al más complejo realizando pruebas de control, se inició con la simulación de la respuesta del arreglo a una cascada de 2 rayos gamma producidos por la fuente de ^{60}Co , caso (a) Tabla 4.1, cuyos resultados se presentan en la figura 4.8. En esta figura se observa lo siguiente:

1. Una distribución de puntos $P(EM, Hk)$ entre 1.0 y 3.0 MeV para H , y entre 0 y más de 6 detectores para k . En un arreglo multidetector ideal, en donde cada uno de los rayos gamma de la cascada deposita toda su energía en un detector del arreglo, la matriz $P(EM, Hk)$ obtenida tendrá solamente un punto en el valor ($k = M, H = E$) de la cascada. Sin embargo, por los problemas de detección presentados en los arreglos reales (sec. 2.2.2), lo que se obtiene no es un punto sino una distribución de puntos. Una característica (sorprendente) de la detección con arreglos multidetectores es que una cascada de dos rayos gamma puede activar más de 6 detectores.

2. Como un rayo gamma de la cascada puede activar más de un detector y depositar toda o parte de su energía, se esperaría que k fuese mayor que M y que H fuese menor que E , sin embargo en la matriz $P(EM, Hk)$ se observa que para algunos eventos $H > E$, ésto se debe a la resolución de los detectores de NaI, pues un fotón de $E_\gamma = 1.17$ MeV puede ser detectado como 1.27 MeV ($E_\gamma + 3\sigma$) y uno de $E_\gamma = 1.33$ MeV puede detectarse como 1.44 MeV así que H puede ser de 2.71 MeV y en este caso será mayor a $E = 2.5$ MeV como se observa en la matriz.

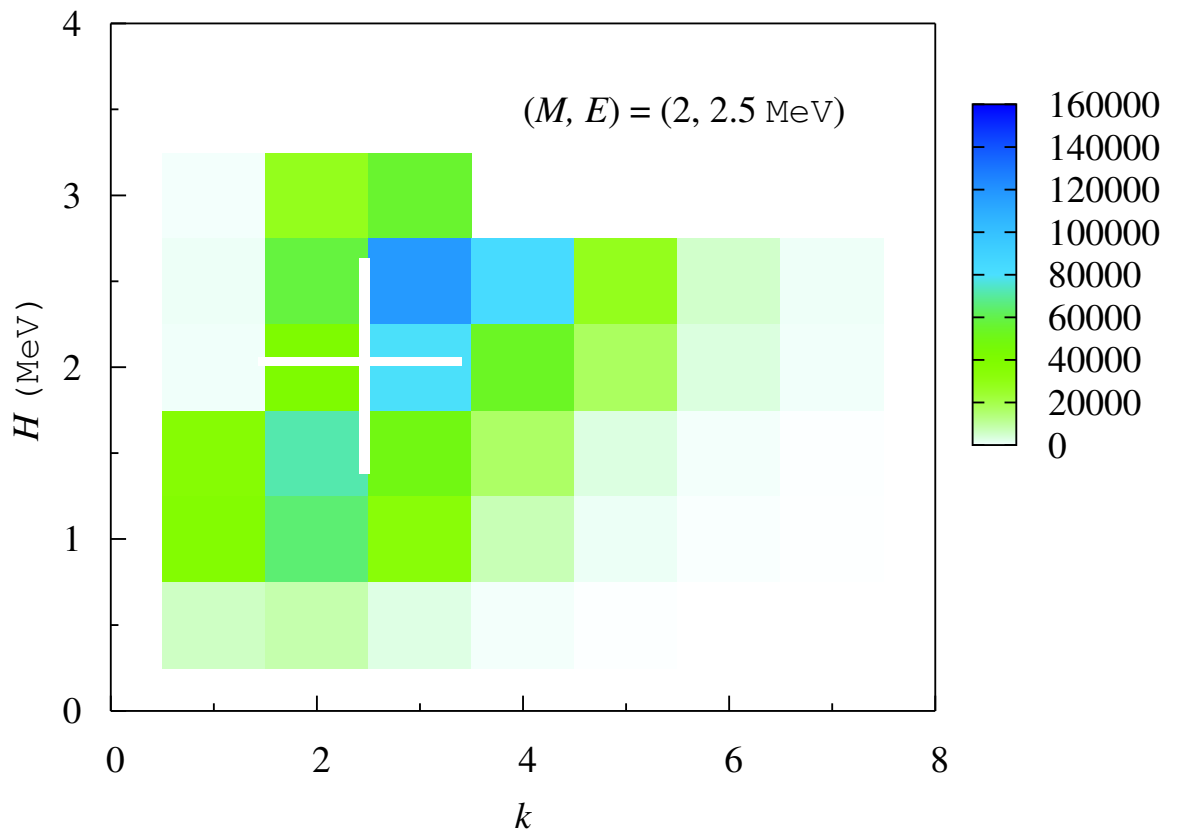


Figura 4.8: Representación de $P(EM, Hk)$ en código de colores para una fuente de ^{60}Co . El significado de los colores como número de cascadas recolectadas en cada punto del histograma bidimensional aparece en la barra a la derecha de la figura. Las líneas blancas representan las desviaciones estándar de la distribución, la intersección de estas líneas representa el centroide.

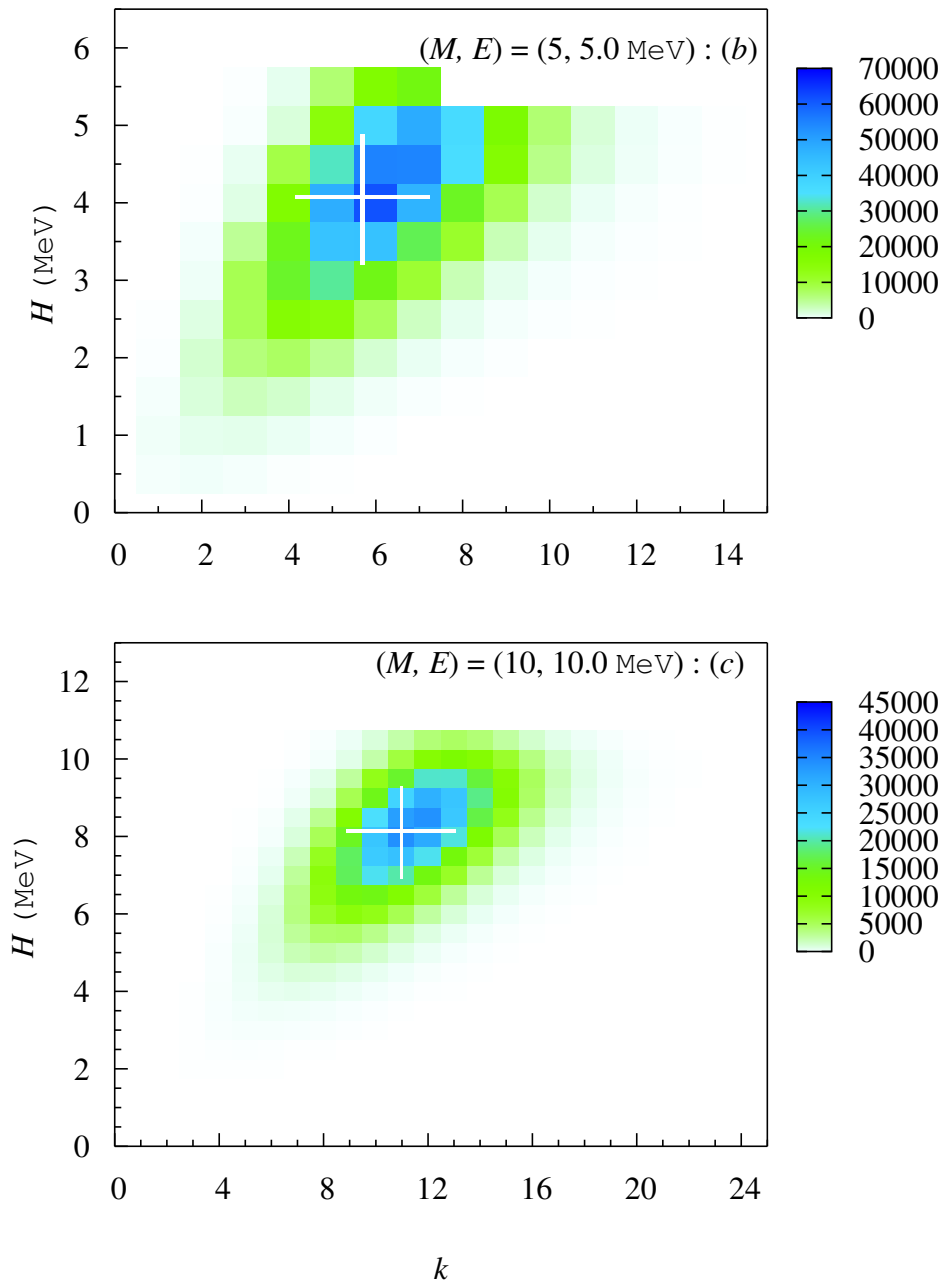


Figura 4.9: Representación de $P(EM, Hk)$ para cascadas monoenergéticas. Las letras b , c se refieren a los casos citados en la Tabla 4.1

Cascadas monoenergéticas

La representación de $P(EM, Hk)$ para cascadas monoenergéticas de 5 y 10 rayos gamma, casos (b) y (c) de la Tabla 4.1 se muestra en la Figura 4.9. Si bien el valor promedio

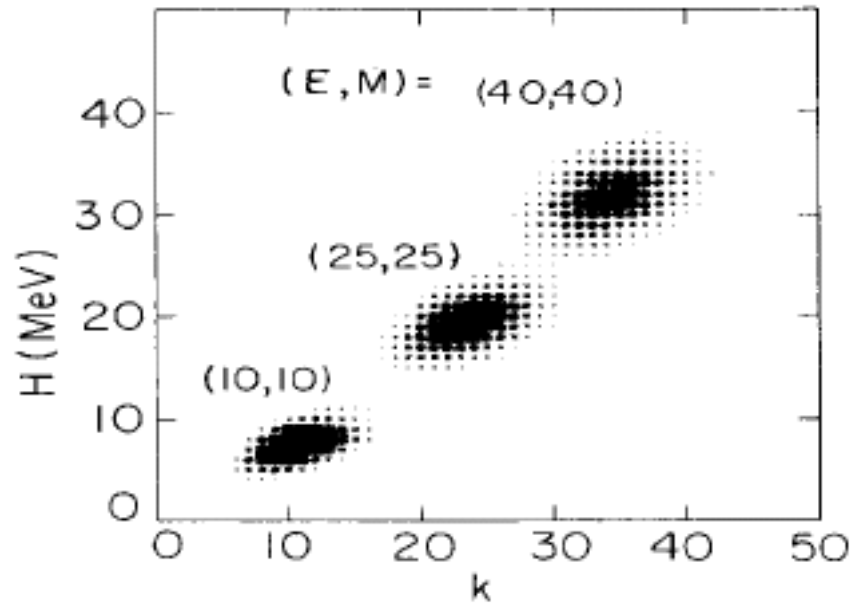


Figura 4.10: Representaciones de $P(EM, Hk)$ para los valores indicados de E (en MeV) y M obtenidos experimentalmente con el SpinSpectrometer [12].

$(\langle k \rangle, \langle H \rangle) = (5.7, 4.0 \text{ MeV})$ está cerca de $(M, E) = (5, 5.0 \text{ MeV})$ la distribución es especialmente ancha en k , con valores de $k = 2$ hasta 12 para $M = 5$. Un caso análogo se presenta con $M = 10$.

En la Figura 4.10 se observa, entre otras, la representación de $P(EM, Hk)$ para $M = 10$ obtenida experimentalmente con el SpinSpectrometer [12]. Esta distribución es similar a la obtenida con la simulación para el mismo caso (Figura 4.9). La distribución experimental se encuentra aproximadamente entre 5.0 y 10.0 MeV para H , y entre 5 y 15 detectores para k , rangos similares a la simulada.

Cascadas de bandas rotacionales

En la figura 4.11 se muestra $P(EM, Hk)$ para una de las cascadas de transiciones únicamente rotacionales ($M=30$) caso (g) de la tabla Tabla 4.1 y de una de las cascadas con transiciones rotacionales más 3 transiciones estadísticas ($M=33$) caso (k). En cada uno de los diagramas se observan distribuciones bien definidas cuya dispersión en k es similar, pero claramente aumenta en H para $M = 33$. La distribución para $M = 30$ tiene un máximo en $(k, H) = (27, 20 \text{ MeV})$, mientras que para $M = 33$ el máximo está en $(k, H) = (30, 36 \text{ MeV})$. Si los tres rayos gamma del continuo, fuesen totalmente detectados, este máximo en H sería de 42 MeV y no de 36 MeV, por esta razón se observa una contribución en la nube para $M=33$ entre 20 y 30 MeV para H debido a la detección

incompleta principalmente de los tres rayos gamma de las transiciones estadísticas.

4.3.3. Análisis de las desviaciones de las matrices $P(EM, Hk)$

En la Tabla 4.2 se presentan el valor del centroide y desviaciones estándar de las matrices de cada una de las cascadas simuladas tratadas en la sección anterior. Podemos apreciar que la distribución que mayor dispersión presenta corresponde a la cascada de menor multiplicidad $M = 2$, especialmente para k con un valor del 41 %. Las desviaciones para k , van disminuyendo a medida que aumenta la multiplicidad.

Cascada	M	E (MeV)	$\langle k \rangle$	$\langle H \rangle$ (MeV)	σ_k %	σ_H %
(a)	2	2.5	2.4	2.0	40.8	31.2
(b)	5	5.0	5.7	4.0	27.0	20.8
(c)	10	10.0	11.0	8.1	19.2	14.7
(d)	15	6.2	14.0	5.3	14.3	12.1
(e)	20	10.9	18.6	9.2	12.9	11.1
(f)	25	17.2	22.8	13.9	11.8	10.5
(g)	30	24.4	26.8	19.6	11.0	10.0
(h)	18	24.2	17.7	18.4	14.7	25.6
(i)	23	28.9	22.0	22.3	13.0	21.5
(j)	28	35.2	26.0	27.1	11.7	18.1
(k)	33	42.4	29.7	32.7	10.8	15.5

Tabla 4.2: Promedios y desviaciones estándar de las cascadas simuladas en este trabajo.

Las desviaciones para H de las distribuciones de las cascadas con transiciones rotacionales más tres transiciones estadísticas aumentan con respecto a las obtenidas con las transiciones únicamente rotacionales probablemente por la contribución de los tres rayos gamma de altas energías que no son completamente detectados.

En general, se puede distinguir una cascada de la otra pues sus centroides y desviaciones estándar se pueden diferenciar unos de los otros como se observa en la figura 4.12. Esto permite mostrar que hay un claro indicio de que es posible determinar con el spinSpectrometer el origen de la cascada en el espacio de fase Energía–Espín, una vez realizada la conversión $(k, H) \rightarrow (M, E)$.

4.3.4. Análisis de las proyecciones en k y H

Como para cualquier distribución estadística multivariada, es importante conocer el comportamiento de la distribución como función de cada variable individual, proceso que se conoce como “proyectar la distribución sobre la variable”.

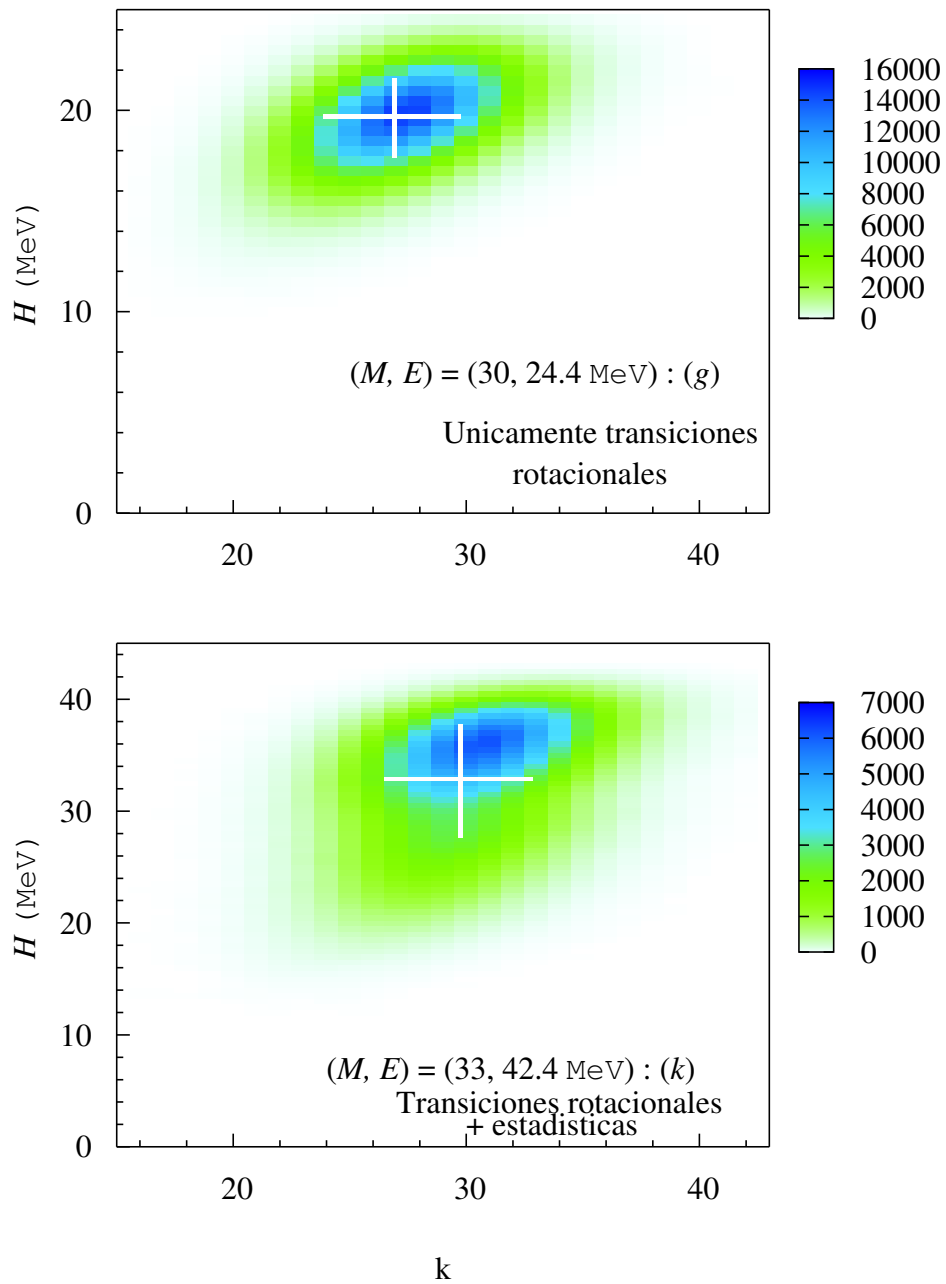


Figura 4.11: Representación $P(EM, Hk)$ para cascadas rotacionales. Las líneas blancas representan las desviaciones estándar de la distribución y la intersección de estas líneas representa el centroide. Las letras g , k se refieren a los casos citados en la Tabla 4.1

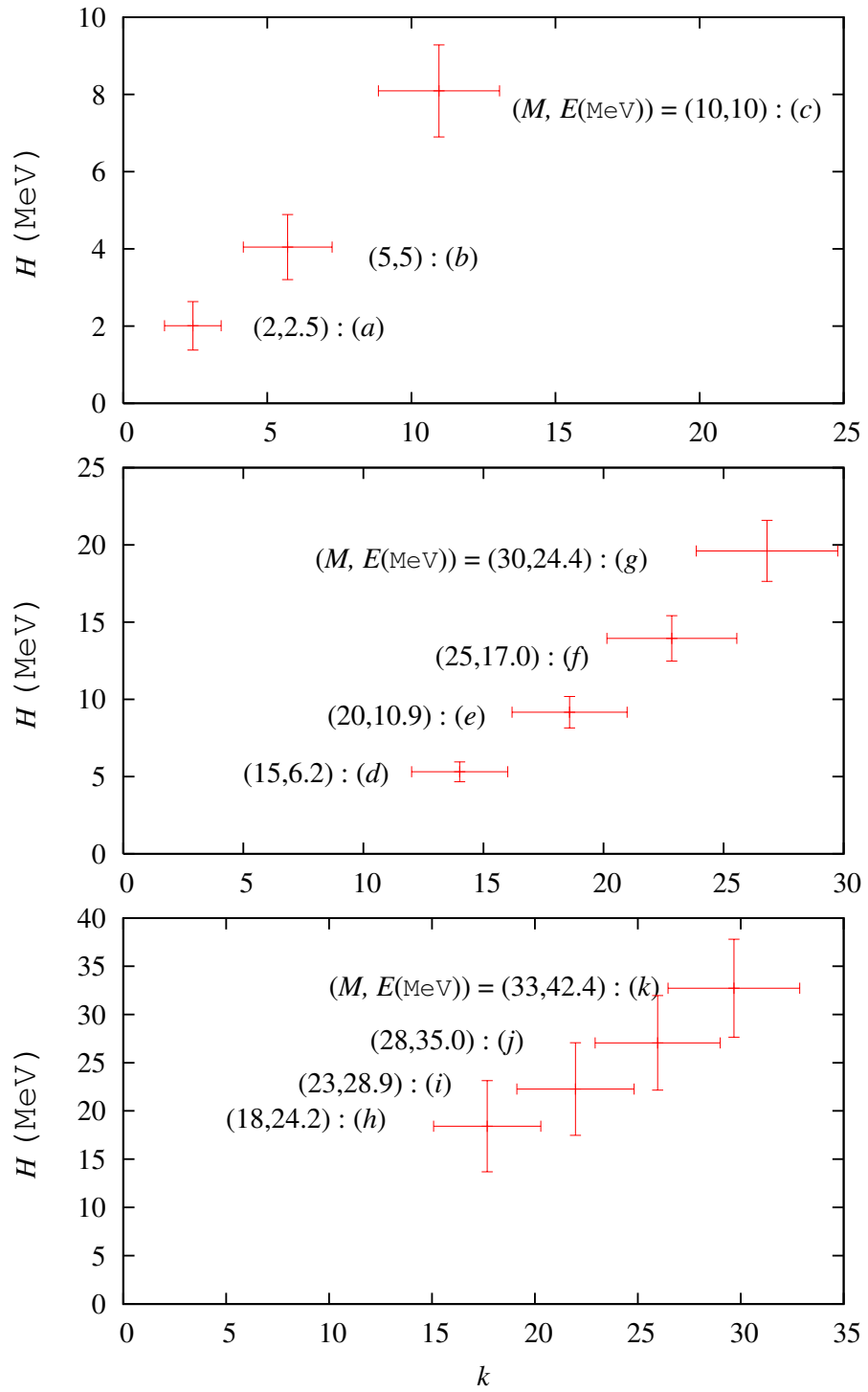


Figura 4.12: Centroide y desviación estándar de las matrices $P(EM, Hk)$ para las cascadas simuladas en este trabajo. Las letras $a - k$ se refieren a los casos citados en la Tabla 4.1.

En nuestro caso, estamos interesados en obtener las proyecciones en k y H . Matemáticamente tales proyecciones se denotan como:

$$P_N(ME, k) = \sum_H P(EM, Hk) \quad (4.6)$$

$$P_N(ME, H) = \sum_k P(EM, Hk) \quad (4.7)$$

En las Figura 4.13 se presentan estas distribuciones para las bandas rotacionales y en la figura 4.14 se presentan para las bandas rotacionales con 3 rayos gamma de la región del continuo.

Aunque las distribuciones se superponen, se pueden distinguir unas de otras. En cada una de las proyecciones en H de la figura 4.14 se observa una contribución de los 3 rayos gamma del continuo a la banda rotacional, pues al comparar estas distribuciones con las de la figura 4.13 se observa un corrimiento de la gaussiana hacia altas energías y en las proyecciones sobre H de la figura 4.14 se alcanzan a observar dos picos que uno de los cuales corresponde a la cascada de la banda rotacional y el otro a los 3 rayos gamma del continuo.

Estas proyecciones son aproximadamente gaussianas tanto en k como en H . Aunque para el caso de las transiciones rotacionales más tres transiciones estadísticas las proyecciones en H son la convolución de al menos dos gaussianas.

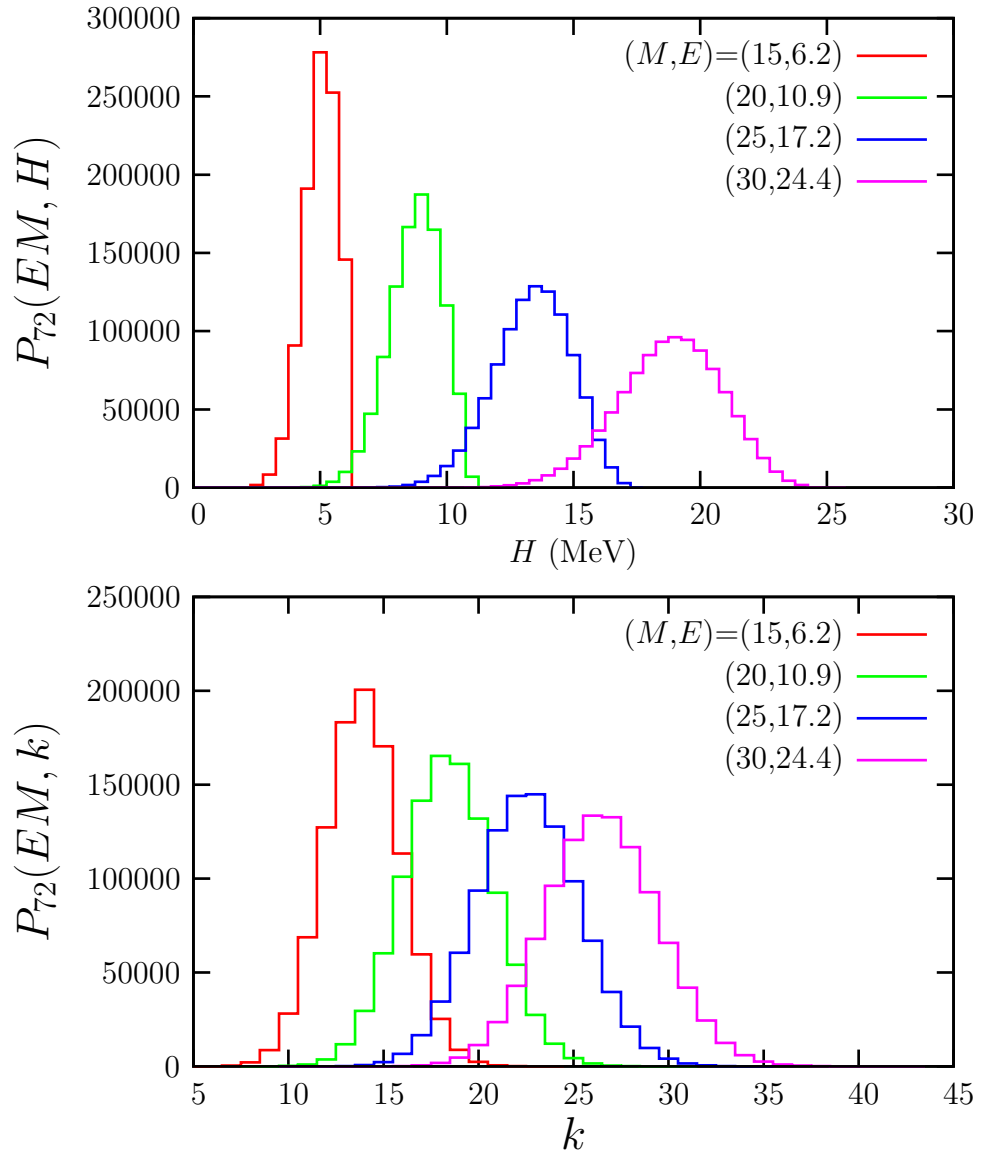


Figura 4.13: Proyecciones k y H de las matrices de cascadas de transiciones rotacionales.

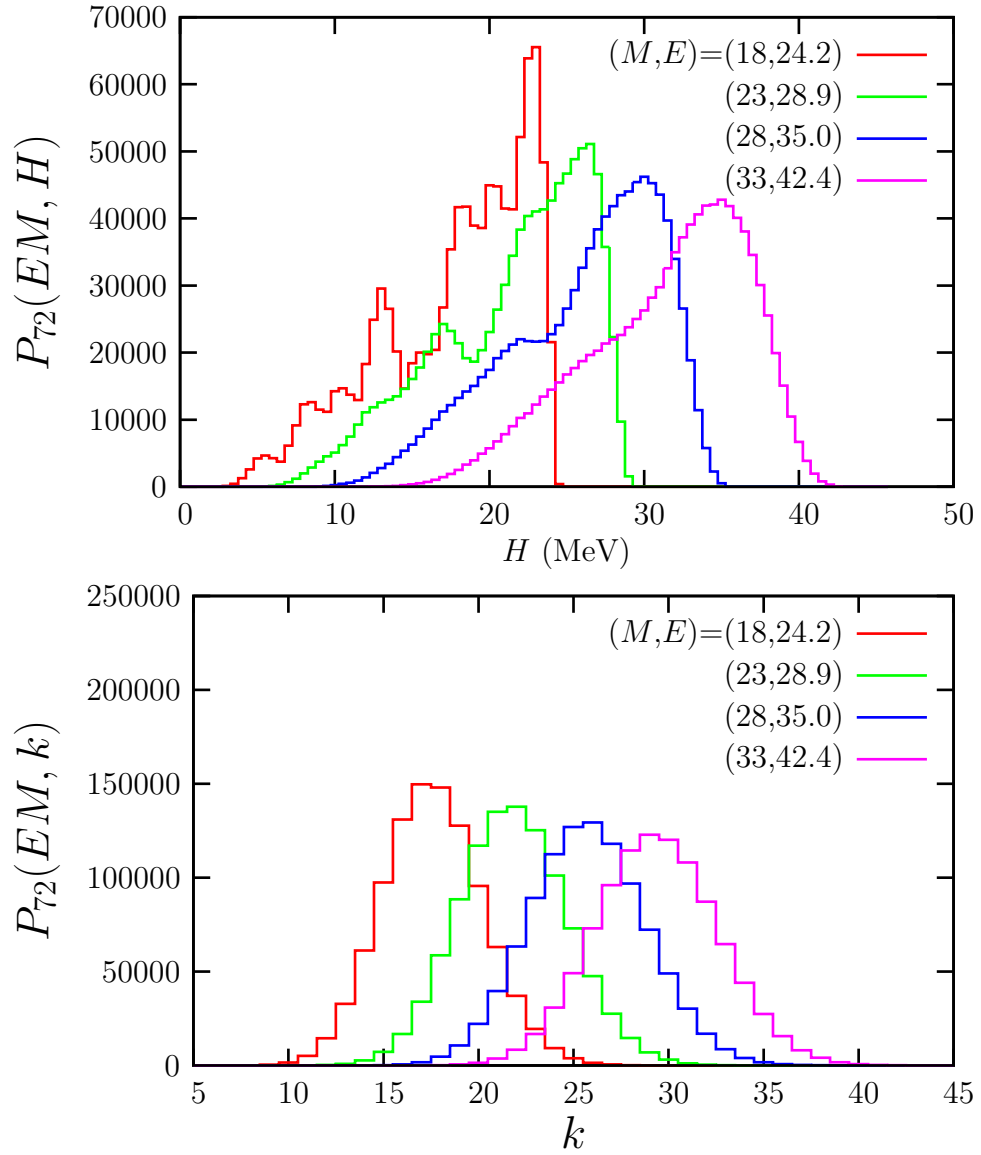


Figura 4.14: Proyecciones k y H de las matrices de las cascadas de transiciones rotacionales más estadísticas.

4.4. Inclusión de detectores de Germanio

En el SpinSpectrometer se pueden reemplazar los detectores de NaI por detectores de Ge, para realizar experimentos específicos. A diferencia de los espectros obtenidos con los detectores de NaI, los espectros de Ge permiten diferenciar cada una de las energías de los rayos gamma debido a la alta resolución de los detectores de Ge, que para la línea de 1.33 MeV de ^{60}Co es de 0.14% frente a 6.2% de los NaI.

Una de las pretensiones al colocar Germanios es realizar coincidencias con el fin de identificar cascadas específicas que son de interés para el experimento como por ejemplo identificar un núcleo en particular. Otro interés en el uso de coincidencias es simular la técnica de los espectros energéticamente ordenados (sec. 2.2.3), el cual da información del parámetro de densidad de estados.

En este sentido, se realizó una prueba adicional que consistió en reemplazar 2 detectores de NaI por 2 de Ge. Para el caso de la cascada de mayor multiplicidad, $M=33$, se obtuvieron los espectros presentados en la Figura 4.15. Para el caso del Germanio, se observan los picos correspondientes a las energías de los 30 rayos gamma de bajas energías de la cascada, mientras que para el NaI, sólo se observan unos pocos picos.

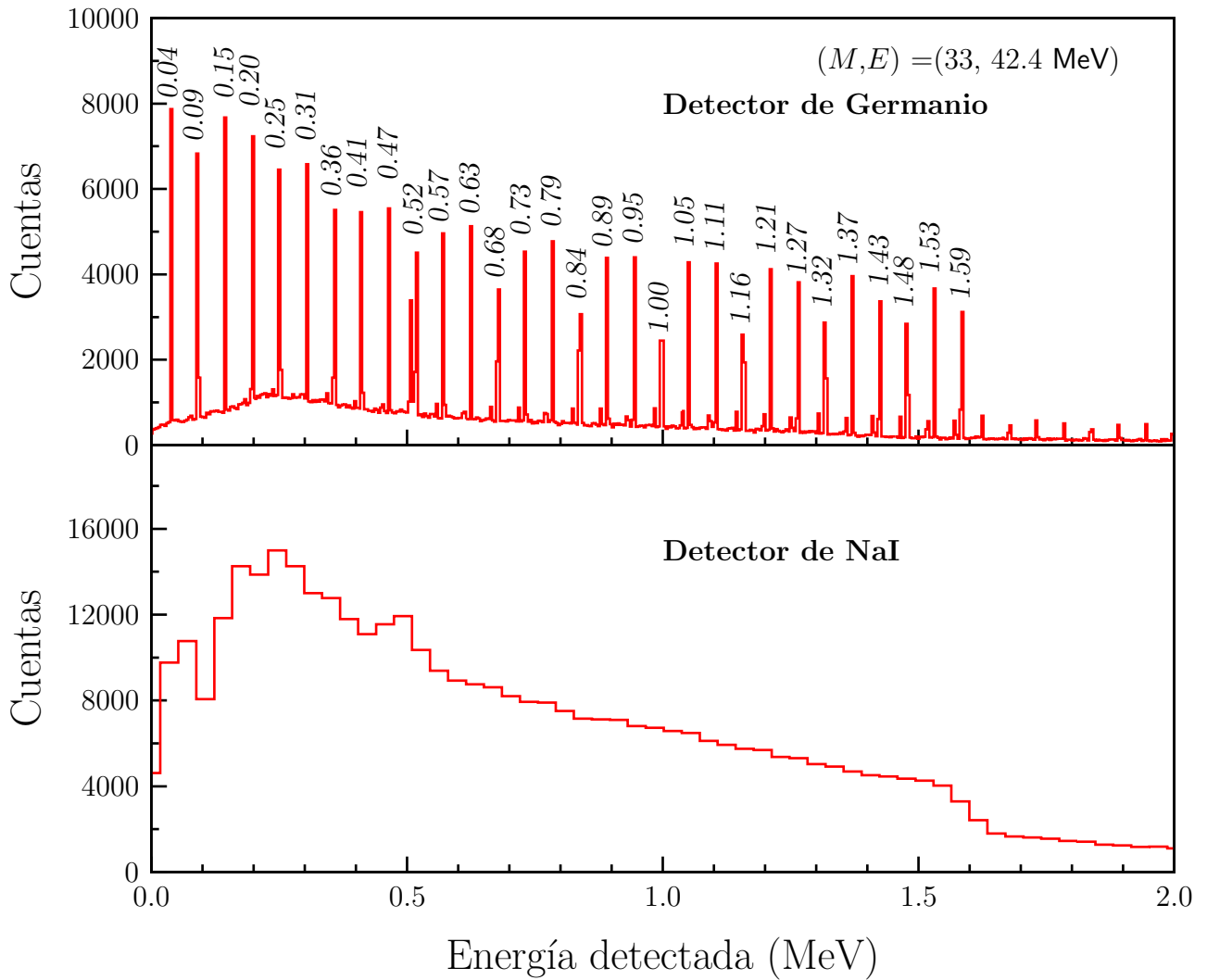


Figura 4.15: Espectros de una cascada de transiciones rotacionales y estadísticas con $M = 33$ (caso (k) de la Tabla 4.1). Obsérvese que la alta resolución del Germanio, permite diferenciar las energías de cada uno de los 30 rayos a bajas energías de la cascada.

Capítulo 5

Conclusiones y Perspectivas

Como resultado de este trabajo se adquirieron la siguientes experiencias:

Conocimiento y familiarización con la herramienta de simulación Geant 4 y algunas aplicaciones anexas utilizadas en el análisis de los resultados de la simulación como WIRED, OPENGL, AIDA.

Se realizó una simulación de validación, mediante la comparación de un espectro obtenido de un detector de NaI del Laboratorio de Física Nuclear del gfnun con el simulado con Geant4, para el mismo detector; dicha simulación se encuentra en un buen acuerdo, lo que garantiza la bondad de simulación con la aplicación Geant4.

Se obtuvo algunos espectros, donde se evidencia la retrodispersión de fotones entre detectores y se observó que un arreglo esférico permite cuantificar eventos de retrodispersión.

En cuanto al objetivo principal de este trabajo podemos decir que:

Se obtuvo una simulación esquemática del arreglo multidetector SpinSpectrometer y su respuesta (k, H) a cascadas gamma de diferente multiplicidad, comenzando por el caso más simple 2 rayos gamma de la fuente de ^{60}Co hasta cascadas con transiciones rotacionales y estadísticas con $M = 33$.

Las simulaciones obtenidas indican que SpinSpectrometer es un arreglo con el cual se obtienen datos de alta calidad para el análisis de la estructura nuclear. Se evidenció que Geant4 es una herramienta que permite realizar este tipo de simulaciones que sirven de soporte para el análisis de datos experimentales en este campo.

Esta evidencia se puede observar por ejemplo, al ver que las matrices simuladas, son similares a las obtenidas experimentalmente con el SpinSpectrometer [12], como se muestra en la Figuras 4.9 y 4.10 lo cual da cuenta de la bondad de la simulación.

En un experimento real las cascadas no provienen de puntos bien definidos en (M, E) . Sin embargo se han diseñado métodos que proponen una buena definición de estas cantidades [15, 16, 17]. Por esta razón los resultados resumidos en las Figuras 4.11 a 4.14 ya apuntan a que la identificación de (M, E) en un experimento real es posible con el SpinSpectro-

meter puesto que i) las distribuciones en el plano k, H provenientes de M, E fijos tienen distribuciones estándar entre 10 y 12% para k y 10 y 26% para H que permiten tener una distribución definida ii) las gaussianas de las distribuciones k y H en las Figuras 4.13 y 4.14 aunque se superponen, tienen centroides bien definidos y son distinguibles uno de otros.

El siguiente paso en el marco del presente enfoque es simular la interacción de rayos gamma provenientes de reacciones de fusión – evaporación en donde hay una dispersión en la energía de excitación E y la multiplicidad M .

Otra de las perspectivas hacia futuro es el perfeccionamiento de la simulación geométrica del SpinSpectrometer.

La experiencia adquirida en este trabajo en el manejo de la aplicación Geant4 y en la comprensión de fenómenos físicos involucrados en la interacción radiación gamma - materia permite pensar en la posibilidad de realizar simulaciones de diferentes campos de la Física Nuclear y Radiológica con diversas aplicaciones, en particular en control de dosis necesarias en muchas aplicaciones de Física Radiológica.

Apéndice A

Construcción del detector y proceso de simulación de su interacción con la radiación- γ utilizando Geant4

Se describen los aspectos básicos de Geant4. Se incluye este apéndice para que sirva de apoyo en la realización de posteriores simulaciones utilizando esta herramienta. Para el entendimiento de su contenido se requiere que el lector esté familiarizado con el lenguaje de programación C++ y con el sistema operativo UNIX, aun cuando en la primera sección se presenta una introducción a C++.

A.1. Introducción a C++

Como una nota general para programar en C++, se puede tener en cuenta lo siguiente:

Un programa C++ realiza una tarea dada por las operaciones combinadas de entidades del programa llamadas “*objetos*”. En un programa dado y en un momento dado durante su ejecución, habrá un número de objetos actuando, cada uno de ellos tendrá un “*tipo*” diferente, es decir, haciendo una operación diferente. El “*tipo*” del “*objeto*” se define por un fragmento de código llamado “*clase*”. Una clase tiene un nombre, por ejemplo, “*Particle*”, la cual en el código se usa para definir el tipo del objeto, en la misma forma como las palabras claves “float” o “int” son usadas en FORTRAN o en C. Por ejemplo, podemos definir el objeto “Electron” del tipo “*Particle*” escribiendo el comando:

Particle Electron;

Note que los comandos en C++ finalizan con un punto y coma. Para que una clase describa un objeto y permita que el programa principal (main) obtenga información acerca de éste, la clase debe tener un número de variables llamadas “*miembros*” y un número de funciones, como rutinas, llamadas “*métodos*”. Por ejemplo, la clase partícula puede tener los siguientes miembros:

```
float mass;  
int charge;
```

y los siguientes métodos:

```
float GetMass();  
int GetCharge();  
void SetMass(float x);  
void SetCharge(int y);
```

Los paréntesis en el nombre de un método indican el argumento que pasa al método (como los argumentos de entrada de una rutina FORTRAN o C). El tipo del método muestra el tipo del parámetro que éste retorna al programa principal (main) (como el argumento de salida de una rutina en FORTRAN o C).

En el programa principal, entonces podemos tener:

```
Particle Electron;  
Electron.SetMass(0.51);  
int echarge = Electron.GetCharge();  
  
float GetMass();  
int GetCharge();  
void SetMass(float x);  
void SetCharge(int y);
```

La primera línea muestra que se crea un objeto llamado Electrón de la clase Particle (o mejor del tipo Particle). En la segunda línea el método SetMass con argumento de entrada 0.51 es llamado por el objeto Electrón. Y por último en la tercera línea el método GetCharge es llamado por el objeto Electron y asignado a la variable echarge de tipo int.

Este ejemplo muestra que podemos usar una clase sin conocer necesariamente, sus miembros y sus métodos, es decir desconociendo cómo el programa obtiene la carga de la partícula. Esto es llamado “*encapsulamiento*” en programación orientada a objetos y esto se logra escribiendo el código de una clase en dos archivos: un archivo “*cabezote*” que contiene la lista de miembros y métodos de la clase (al cual el usuario tiene acceso) y otro archivo “*implementación*” que nos cuenta como el sistema realiza las acciones de los métodos. El usuario no necesita tener acceso a los archivos de implementación y usualmente no lo hace.

Los archivos cabezote tienen la extensión .hh y los archivos implementación tienen la extensión .cc. Si asumimos que un programa C++ usa 10 diferentes tipos de objetos, habrán entonces diez archivos cabezote y diez archivos de implementación. Todos los archivos cabezote son almacenados en un directorio llamado “*include*” mientras que todos los archivos de implementación están almacenados en un directorio llamado “*src*”. El programa que usa las clases se llama “*main*” y está guardado en un sólo archivo (con extensión .cc). Los directorios /include y /src son usualmente subdirectorios del directorio que contienen el programa principal. Este último directorio también contiene el archivo donde los parámetros de entrada del programa principal se almacenan. Este archivo tiene

extensión `.mac`; Usualmente, hay muchas variantes de este archivo en el directorio del programa principal.

Un programa principal que usa por ejemplo las clases `Particle` y `Detector`, tiene la siguiente estructura:

```
#include Particle.hh
#include Detector.hh

int main()
{
    Particle Electron;
    Electron.SetMass(0.51);
    int echarge = Electron.GetCharge();

    // some other commands

    return 0;
}
```

Una función comienza con su tipo, nombre y argumentos, por ejemplo

```
int main()
```

y los comandos que pertenecen a la función siguen encerrados en corchetes `{ }`. Las líneas dentro de los corchetes se llaman el “*cuervo*” del método. El programa principal, del ejemplo ilustrado consiste de únicamente un método, llamado el método `main`. Antes del método `main` hay algunas sentencias “*include*” las cuales le cuentan al sistema cuales clases usa el programa principal. El nombre de la clase es el mismo nombre de los archivos cabezote (`.hh`) e implementación (`.cc`), los cuales están en los directorios `include/` y `src/` respectivamente y en los cuales se encuentra el código de la clase. Por ejemplo, la clase `Particle` está codificada en los archivos `/include/Particle.hh` y `src/Particle.cc`. El tipo del método `main` es `int` (retorna un código de error de tipo entero al sistema después de su ejecución).

A.2. Introducción a Geant4

Geant4 [14] es un software desarrollado en el CERN (Centro Europeo de Investigación nuclear) para la simulación de la interacción radiación–materia en un rango amplio de energías. Tiene aplicaciones en la Física de altas energías, experimentos nucleares y médicos, aceleradores y estudios de física del espacio. Está escrito en C++ y explota técnicas avanzadas de programación orientada a objetos (uso de clases). Geant4 permite simular el proceso completo desde la realización del experimento con las variables particulares que éste tenga, hasta el análisis de los datos, pues permite, entre otras posibilidades:

- definir la geometría del sistema,

- definir los materiales implicados,
- definir las partículas fundamentales de interés,
- obtener el seguimiento de la trayectoria de las partículas a través de los materiales y de los campos electromagnéticos,
- usar descripciones de alta calidad de los procesos de la física que gobiernan las interacciones de las partículas,
- la generación de los datos de los eventos predefinidos,
- el almacenamiento de eventos,
- la visualización del detector y de la trayectoria de la partícula,
- la captura y el análisis de los datos de la simulación en diversos niveles de detalle y del refinamiento.

Para implementar una simulación con Geant4, se requieren de varios pasos explicados a continuación con ayuda de la simulación realizada en el presente trabajo:

1. Lo primero que se debe hacer es instanciar la clase `G4RunManager`, la cual maneja el flujo de Geant4; cuando esta clase se crea, todas las clases manager se crean y cuando se elimina las demás clases manager se eliminan. `G4RunManager`, también es responsable de manejar los procedimientos de inicialización, incluyendo métodos en las clases de inicialización del usuario. Esta clase es creada en `SpinSpectrometer.cc`. A través de las clases de inicialización del usuario `runmanager` debe dar toda la información necesaria para construir y correr la simulación incluyendo:

- Cómo debe construirse el detector.
- Todas las partículas y todos los procesos físicos para ser simulados.
- Cómo pueden producirse las partículas primarias en un evento primario y,
- Cualquier requerimiento adicional de la simulación.

2. Como mínimo, 3 clases deben ser definidas por el usuario, dos clases de inicialización y una de acción. Estas clases se derivan de las clases base abstractas provistas por Geant4:

- `G4VUserDetectorConstruction`
- `G4VUserPhysicsList`.
- `G4VUserPrimaryGeneratorAction`.

En el presente trabajo, estas clases corresponden a:

- ExN02DetectorConstruction
- ExN02PhysicsList.
- ExN02PrimaryGeneratorAction.

G4RunManager cheque la existencia de estas 3 clases, cuando se invocan los métodos Initialize() y BeamOn().

3. En la clase ExN02DetectorConstruction, se describe la construcción del detector donde se incluye principalmente geometría del detector, materiales a utilizar en su construcción, definición de regiones sensibles, atributos de visualización. También se definen campos magnéticos, los cuales no fueron utilizados aquí.
4. En la clase ExN02PhysicsList se define las partículas y procesos físicos a incluir en la simulación y el rango de corte de estas partículas.
5. En la clase ExN02PrimaryGeneratorAction se describe el estado inicial del evento primario, es decir, se define la fuente y el haz de radiación.
6. Otra clase manager es el “manejador de inteface del usuario” G4UImanager, esta clase permite que el usuario utilice comandos para el programa. Al igual que G4RunManager, esta clase se crea en el archivo fuente pricipal SpinSpectrometer.cc
7. Existen otras clases de acción opcionales
 - G4VUserRunAction.
 - G4VUserEvenAction.
 - G4VUserStackingAction.
 - G4VTrackingAction.
 - G4VSteppinAction.

A.3. Definición de la geometría y materiales del detector

A.3.1. Geometría

La geometría y materiales del detector se definen en la clase llamada ExN02DetectorConstruction, es decir, en los archivos include/ExN02DetectorConstruction.hh y src/ExN02DetectorConstruction.cc (ExN02 es un prefijo que especifica cual es el programa principal).

En esta clase se requiere invocar el método construct() e implementarlo, para la construcción de el(los) detector(es).

```

Volumen World lleno de aire
//Dimensiones de la caja (Box) (10cm X 10cm X 10cm)
G4double x = 5.0*cm;
G4double y = 5.0*cm;
G4double z = 5.0*cm;
//Definición del sólido (Box)
G4Box* solidWorld = new G4Box("world_sol", //nombre
                               x, y, z//dimensiones);

//Definición del volumen lógico
G4VLogicalVolume* logicWorld = new G4LogicalVolume(solidWorld, //sólido
                                                    Aire,                //material
                                                    "world_log",        //nombre)

//Definición del volumen físico
G4VPhysicalVolume* physWorld = new G4PVPlacement(0, //No Rotación
                                                  G4ThreeVector(), //Traslación
                                                  logicWorld, //Vol. Lóg.
                                                  "world", //Nombre
                                                  0, //Vol. Lógico Madre
                                                  false, //No Operación booleana
                                                  0); //Copia Número.

```

Figura A.1: Implementación del volumen world. Las líneas en azul corresponden a comentarios explicativos del código. Nótese que las coordenadas x, y, z corresponden a la mitad de la dimensión del detector en cada dirección.

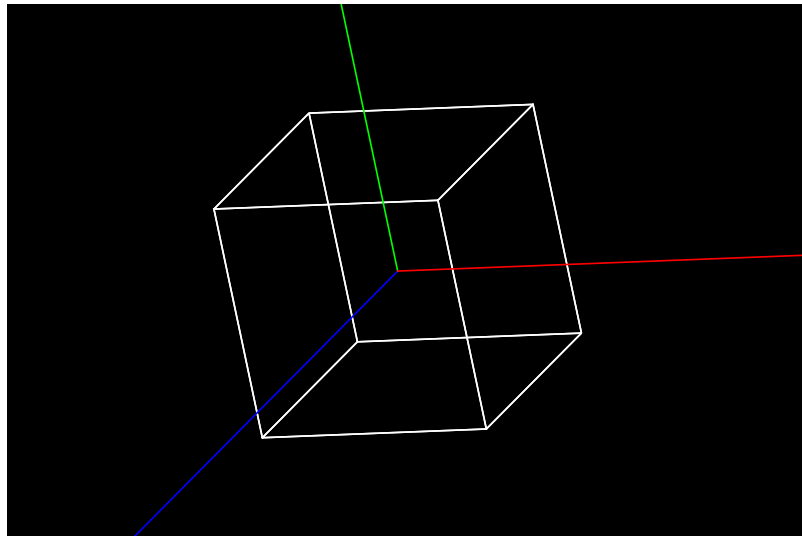


Figura A.2: Volumen world implementado en la figura A.1. Las líneas roja, verde y azul corresponden a los ejes coordenados x, y, z respectivamente.

El concepto básico en la construcción del detector es el “volumen”. El detector está hecho de volúmenes, cada volumen está contenido en un volumen más grande. El volumen más grande es el llamado “volumen world”. Cada volumen se define por su forma geométrica,

tamaño, material y posición.

Para la construcción de un detector se deben implementar 3 métodos a saber: un sólido, un volumen físico y un volumen lógico. En el sólido se define la forma geométrica y el tamaño del detector; en el volumen lógico, el material, regiones sensibles y campo magnético y por último, en el volumen físico se define la posición (translación y rotación), del detector.

En la Figura A.2 se ilustra la implementación de cada uno de estos métodos y sus parámetros de entrada para el caso de un volumen world cuya forma es un cubo de 10 cm de arista y está lleno de aire. La forma de definir el aire, será explicada más adelante. Como el volumen world es el volumen más grande, su centroide se localiza en el origen del espacio R^3 con el parámetro de entrada `G4ThreeVector()` del método `G4PVPlacement`. En la Figura A.2 se visualiza este volumen.

En la Figura A.3 se presenta la implementación de un detector pentagonal de NaI colocado dentro del volumen world y utilizado para la construcción del `SpinSpectrometer`. Para la construcción de este detector se utilizó la clase `G4Polyhedra`, la cual se incluyó en el archivo cabezote de la clase `ExN02DectorConstrucción`. En la Figura A.4 se presenta su visualización.

```

Detector pentagonal de NaI
//Dimensiones del detector
G4double phiStart = 31.0*deg;           //rotación sobre su eje
G4double phiTotal= 360.0 *deg;         //no abierto
G4int numSide = 5;                      //número lados secc. transversal
G4int numZPlanes = 2;                   //número de planos
const G4double rInner[ ] = { 0, 0 };    //radio interno sec. transversal
const G4double rOuter[ ] = { 3.9275*cm, 7.8550*cm}; //radio externo sec. transversal
const G4double zPlane[ ] = {0.0*cm ,17.8*cm}; //ubicación planos sec. transversal
//Definición del sólido (Polyhedra)
G4Polyhedra* solidPent = new G4Polyhedra("ChamberPen", //nombre
                                         phiStart, phiTotal, numSide,
                                         numZPlanes, zPlane, rInner, rOuter //dimensiones);

//Definición del volumen lógico
G4LogicalVolume* logicPent = new G4LogicalVolume(solidPent, //sólido
                                                  NaI, //material
                                                  "ChamberPen", //nombre,
                                                  0,0,0)

//Definición del volumen físico
G4VPhysicalVolume* physPent = new G4PVPlacement(0, //No Rotación
                                                G4ThreeVector(17.8*cm,0,0), //Traslación
                                                logicPent, //Vol. Lógico
                                                "ChamberPen", //Nombre
                                                0, //Vol. Lógico Madre
                                                false, //No Operación booleana
                                                0 //Copia No. )

```

Figura A.3: Implementación de un detector de sección transversal pentagonal, ubicado dentro dentro del volumen world a lo largo del eje z a 17.8 cm de su centro.

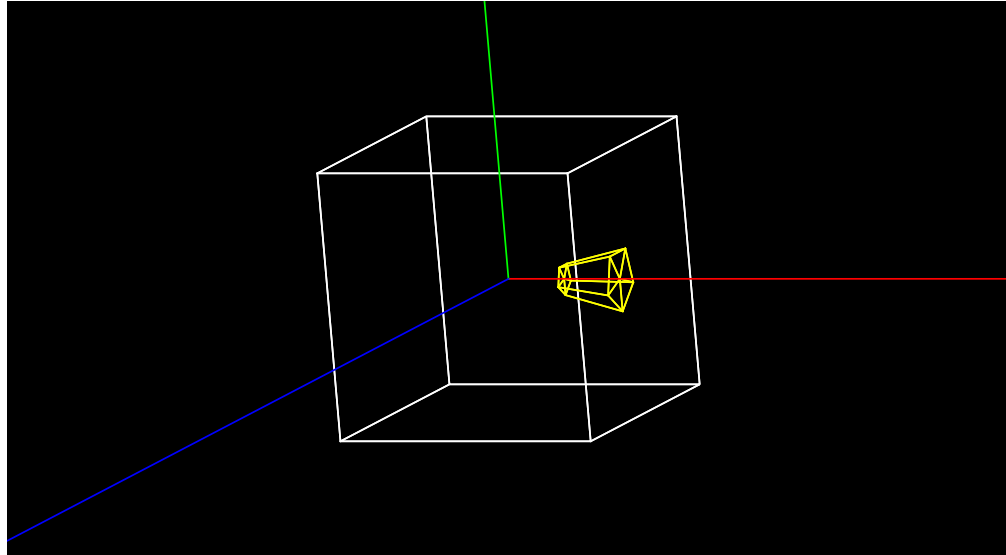


Figura A.4: Detector de sección transversal pentagonal de la figura A.3, ubicado dentro de volumen world.

Con el fin de construir una celda del SpinSpectrometer se ensamblaron 6 detectores, uno pentagonal descrito anteriormente y 5 hexagonales cuya implementación es similar a la del detector pentagonal, solo cambia el número de lados y la posición.

La implementación del ensamble utilizado se presenta en la figura A.5, donde solo se ubica el detector pentagonal, los demás detectores se ubican de la misma manera.

```
G4AssemblyVolume* assemblyDetectorA = new G4AssemblyVolume();
//Rotación y translación del pentágono A0 dentro del ensamble
G4RotationMatrix RotA0;
G4ThreeVector Tra(0.*cm,0.*cm,0.*cm);
RotA0.rotateY(0.0 *deg); RotA0.rotateX(0.0 *deg); RotA0.rotateZ(0.0 *deg);
G4Transform3D pentA0(RotA0,Tra);
assemblyDetectorA->AddPlacedVolume(logicChamberPentA0, pentA0);
//rotación y translación del ensamble A0 dentro del world
G4RotationMatrix celd1Rot;
G4ThreeVector celd1Tra(0.*cm,0.*cm,0.*cm);
celd1Rot.rotateY(0.0 *deg);celd1Rot.rotateX(0.0 *deg);celd1Rot.rotateZ(0.0 *deg);
G4Transform3D celd1(celd1Rot, celd1Tra);
assemblyDetectorA->MakeImprint(logicTracker, celd1);
```

Figura A.5: Implementación del Ensamble

A.3.2. Materiales

Con el fin de definir materiales, se necesita definir primero elementos o compuestos. La clase G4Element describe propiedades de un elemento: número atómico, número de nu-

```

Material simple
G4Material("Aluminium",z=13., a=26.98*g/mole, density=2.700*g/cm3);
Elemento Simple
G4Element* Na =new G4Element("Sodium",symbol="Na" , z= 3., a= 22.989*g/mole);
Elemento de Isótopos
G4Isotope* U5 = new G4Isotope("U235" , iz=92, n=235, a=235.01*g/mole);
G4Isotope* U8 = new G4Isotope("U238" , iz=92, n=238, a=238.03*g/mole);
G4Element* U = new G4Element("enriched Uranium",symbol="U",ncomponents=2);
U->AddIsotope(U5, abundance= 90.*perCent);
U->AddIsotope(U8, abundance= 10.*perCent);
Compuestos por #átomos
G4Material* NaI = new G4Material("IodureSodium", density= 3.67*g/cm3, ncomponents=2);
NaI->AddElement(Na, natoms=1);
NaI->AddElement(I, natoms=1);
Compuestos por %masa
G4Material* Aire = new G4Material("Aire", density= 1.290*mg/cm3, ncomponents=2);
Aire->AddElement(N, fractionmass=0.7);
Aire->AddElement(O, fractionmass=0.3);

```

Figura A.6: Implementación de materiales usados en la construcción del detector

cleones, masa atómica, etc. La clase G4Material define un material por sus propiedades macroscópicas: densidad, estado, temperatura, presión, etc. En la Figura A.6 se presentan algunos ejemplos para la implementación de materiales.

A.4. Definición de la fuente

La fuente se define en una clase que se derive de la clase G4VUserPhysicsList, para nuestro caso dicha clase es ExN02PhysicsList:

```

Definición de partículas
void SodiumPhysicsList::ConstructParticle()
{ G4Gamma::GammaDefinition();
  G4Electron::ElectronDefinition();
  G4Positron::PositronDefinition(); }

```

Figura A.7: Definición de partículas para el proceso electromagnético

Se deben implementar 3 métodos:

- ConstructParticle(). Para instanciar cada tipo de partícula requerido.
- ConstrucPhysics(). Para instanciar los procesos físicos deseados y registrar cada uno de ellos con los procesos manager de las partículas apropiadas.

Definición procesos

```
void SodiumPhysicsList::ConstructProcess()  
{ AddTransportation(); //OBLIGATORIO  
ConstructEM(); }
```

Figura A.8: Definición de proceso de interacción de las partículas

- SetCuts(). Para fijar un valor cut en rango de todas las partículas en la tabla de partículas, el cual invoca la reconstrucción de la tabla física.

Cuando se invoca el método `construct()` de `G4VUserPhysicsList`, primero se invoca `ConstructParticle()` y también `ConstructProcess()`.

El método `ConstructProcess()` también debe invocar el método `AddTransportation()`, el cual es indispensable.

Cada partícula y cada proceso de interacción, está definido en una clase que el usuario puede utilizar. En la Figura A.7 se presenta la implementación del método `ConstructParticle` para el caso de radiación electromagnética, en donde se implementan las partículas primarias de la interacción que son los fotones gamma y las secundarias que son los electrones y positrones.

Definición proceso EM

```
void SodiumPhysicsList::ConstructEM()  
{ G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();  
G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();  
G4String particleName = particle->GetParticleName();  
if (particleName == "gamma")  
{ pmanager->AddDiscreteProcess(new G4GammaConversion());  
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4ComptonScattering());  
pmanager->AddDiscreteProcess(new G4PhotoElectricEffect());  
}  
else if (particleName == "e-") {  
pmanager->AddProcess(new G4MultipleScattering());  
pmanager->AddProcess(new G4eIonisation());  
pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung());  
}  
else if (particleName == "e+") {  
pmanager->AddProcess(new G4MultipleScattering());  
pmanager->AddProcess(new G4eIonisation());  
pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung());  
}  
}
```

Figura A.9: Definición de los procesos electromagnéticos para fotones gamma de alta energía

Apéndice B

Simulación de espectros con AIDA

Para la simulación de espectros y de matrices (k, H) presentados en el siguiente capítulo, se utilizó la herramienta AIDA (Abstract Interfaces for Data Analysis), la cual es un conjunto de interfaces para crear y manipular histogramas, n-tuplas y análisis de datos relacionados. Existen dos versiones de AIDA: Java y C++, dentro de estas existen varias implementaciones entre las cuales tenemos:

- C++
 - Open Scientist
 - Anaphe
 - **AIDA-JNI**
- Java
 - **JAIDA**
 - **JAS3**
- Python
 - PAIDA

en donde las que están en negrilla se la utilizaron en este trabajo.

- AIDA-JNI: Permite comunicación entre C++ y Java
- JAIDA: Implementación de Java
- JAS3: (Java Analysis Studio), Usa JAIDA como núcleo para análisis de datos.

B.0.1. Instalación

Para utilizar AIDA, se requiere tener instalada una versión de java 1.4.2 o superior y seguir los siguientes pasos:

- Descomprimir AIDAJNI,JAIDA y JAS3
- Definir variables de entorno
- Ejecutar script AIDAJNI y JAIDA

B.0.2. Variables de entorno

Si la shell utilizada es Bash, las variables de entorno son:

- export JDK_HOME= /usr/java/jre1.50_06 (En aureliano)
- export JAIDA_HOME='pwd'/JAIDA-3.2.3
- export AIDAJNI_HOME='pwd'/AIDAJNI-3.2.2

Para Cshell, se cambia export por setenv y se suprime el signo =.

B.0.3. Ejecutar Script

Una vez, definidas las variables de entorno para AIDA, se deben ejecutar los script de la siguiente manera:

- source \$JAIDA_HOME/bin/aida-setup.sh
- source \$AIDAJNI_HOME/bin/Linux-g++/aidajni-setup.sh

Para Bash la extensión es .sh y para Cshell es .csh

B.0.4. Utilización AIDA para espectros

- Fijar variable entorno para activar ANALYSIS
export G4ANALYSIS_USE = 1
- Para desactivar
export G4ANALYSIS_USE =
- Importante!!
[Ejecutar make clean; make al activar y desactivar Analysis](#)

- Incluir AIDA en la clase ExN02EvenAction


```
#ifdef G4ANALYSIS_USE
#include <AIDA/AIDA.h>
using namespace AIDA;
#endif
```
- Incluir las clases
 - AnalisisManager (examples/extended/analysis/A01)
 - TrackingAction (examples/extended/analysis/A01)
- Funciones miembro importantes utilizadas es esta clase
 - IHistogramFactory* getHistogramFactory() - Para crear histogramas and clouds
 - ITupleFactory* getTupleFactory() - Para crear tuplas
 - IPlotter* createPlotter() - Para crear un Plotter (Para mostrar histogramas y clouds)

B.0.5. Cambios realizados en el código

- En la clase AnalisisManager

```
if(analysisFactory)
{ ITreeFactory* treeFactory = analysisFactory->createTreeFactory();
tree =treeFactory->create("SoiumDetector.aida", . . . . . );
hFactory = analysisFactory->createHistogramFactory(*tree);
tFactory = analysisFactory->createTupleFactory(*tree);
delete treeFactory;
}
```

- En la clase ExN02EvenAction

Incluir

```
#ifdef G4ANALYSIS_USE
#include "ExN02AnalysisManager.hh"
#endif
```

- En el constructor agregar

```
#ifdef G4ANALYSIS_USE
plotter = 0;
dc1Hits = 0;
ExN02AnalysisManager* analysisManager = ExN02AnalysisManager::getInstance();
```

```

dIHistogramFactory* hFactory = analysisManager->getHistogramFactory();

if (hFactory)
  { // Crear histograma
    dc1Hits = hFactory->createHistogram1D("Espectro NaI detector-1 ",512,0,1.7);
    plotter = analysisManager->createPlotter();

    if (plotter)
      { plotter->createRegions(1,1);
        plotter->region(0)->plot(*dc1Hits);
        plotter->show();}
      }
  #endif

```

- En el destructor agregar

```

#ifdef G4ANALYSIS_USE
ExN02AnalysisManager::dispose();
#endif

```

- En la función donde se captura la energía

```

#ifdef G4ANALYSIS_USE
if (Edisp>0.)
dc1Hits->fill(Edisp);
#endif

```

Edisp : variable cuyo valor es la energía depositada en el detector

- En el GNUmakefile agregar

```

ifdef G4ANALYSIS_USE
CPPFLAGS += 'aida-config -include'
LDLIBS += 'aida-config -lib'
endif

```


Bibliografía

- [1] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2nd ed. Springer–Verlag, 1994.
- [2] F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & Sons, Inc., 3rd ed. (2000).
- [3] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [4] M. R. Spiegel. Estadística. 2a ed. McGraw–Hill, Cap. 7, p. 122–140, (1990).
- [5] F. Cristancho, Análisis de Datos Experimentales, Notas de Clase. (2005). No publicadas.
- [6] H. Ejiri and M.J.A de Voigt, *Gamma Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics*, Clarendon PresOxford (1989).
- [7] P. Fröbrich and R. Lipperhide. *Theory of Nuclear Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1996)
- [8] R. Holzmann *et al.*, *Phys. Lett.* **B195**, 321(1987).
- [9] Bazzaco and the GASP collaboration, in *Proceedings of the 5th International Spring Seminar on Nuclear Physics “New Perspectives in Nuclear Structure”*, edited by A. Covello (World Scientific Press, Singapore, 1996), pp. 417–430.
- [10] C. Baktash *et al.*, *Nucl. Phys.* **A520**, 555c (1990).
- [11] F. Cristancho, *Heavy Ion Physics* **2**, 299 (1995)
- [12] M. Jääskeläinen, D. G. Sarantites, R. Woodward, F. A. Dilmanian, J. T. Hood and R. Jääskeläinen. *Nucl. Inst. Meth.*, **204**, 385–405 (1983).
- [13] <http://www.phy.ornl.gov/hribf/research/equipment/ss>
- [14] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [15] E. Merchán, F. Cristancho, *Physica Scripta T125*, 184 (2006).

- [16] J. Cardona and F. Cristancho, Heavy Ion Physics 7, 305 (1998).
- [17] F. Cristancho, Heavy Ion Physics 2, 299 (1995).