



Universidad Zaragoza

Trabajo Fin de Máster

Máster Universitario en Física del Universo: Cosmología, Astrofísica,
Partículas y Astropartículas.

Simulación MC de la generación, propagación y recogida de luz en un módulo de ANAIS-112. Comparación con datos experimentales

Autor

Víctor Pérez Sánchez

Directores

María Luisa Sarsa Sarsa

David Cintas Gonzalez

FACULTAD DE CIENCIAS
Departamento de Física Teórica
Febrero 2023

Índice

1	Introducción	3
2	Geometría de un módulo de ANAIS-112	4
3	Simulación por Monte Carlo en Geant4	6
4	Análisis de diferentes parámetros de digitalización	8
4.1	Efecto en la selección de sucesos por la forma del pulso	10
4.2	Calibración y resolución	13
5	Análisis de las emisiones Cherenkov en los PMT	18
5.1	Estudio de la emisión Cherenkov en agua	19
5.2	Simulación de ^{40}K en el fotomultiplicador.	21
6	Estudio del número de picos en el pulso de cada PMT	24
6.1	Aceptación de sucesos de centello en NaI(Tl) en la ROI	24
6.2	Rechazo de pulsos Cherenkov.	26
7	Conclusiones	27
8	Referencias	30

1 Introducción

Numerosas son las evidencias experimentales acerca de la existencia de componentes en el Universo más allá de la materia convencional. Se estima que alrededor del 95% del Universo está en formas desconocidas de energía y materia, denominadas energía oscura, responsable de la expansión acelerada del Universo y materia oscura, que aunque se comporta gravitatoriamente como la materia convencional, debe tener una naturaleza diferente, fuera del modelo estándar de la Física de Partículas. La materia oscura domina la evolución del Universo, aunque a día de hoy las pruebas de su existencia son indirectas, a través de los efectos gravitacionales producidos en la rotación de las estrellas y nubes de gas y polvo en los brazos de las galaxias espirales, las grandes velocidades de dispersión de las galaxias en los cúmulos de galaxias, o en el espectro de anisotropías del fondo cosmológico de microondas. La naturaleza de las partículas que la componen es desconocida aunque son numerosos los candidatos (partículas hipotéticas propuestas en el marco de distintos modelos teóricos, que podrían explicar esta materia oscura), como pueden ser los axiones o los WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particle*) [1].

El experimento ANAIS-112, situado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), es uno de los que trabajan en la detección directa de WIMPs. Consta de 9 detectores de NaI(Tl) de 12.5 kg cada uno. Su principal objetivo es replicar los resultados del experimento DAMA/LIBRA [2] (Laboratorio Nacional del Gran Sasso, Italia) en el que se ha observado una modulación anual del ritmo de interacciones compatible con la que producirían WIMPs distribuidos en el halo galáctico debido a la traslación de la Tierra en torno al Sol. A día de hoy, los resultados de DAMA/LIBRA no han sido confirmados por ningún otro experimento. Los experimentos más sensibles, sin embargo, utilizan materiales diferentes del NaI(Tl) que utiliza DAMA/LIBRA como medio de detección y por ello la comparación es dependiente del modelo de WIMP y de halo galáctico [1]. El experimento ANAIS-112, que utiliza el mismo tipo de detectores que el experimento DAMA/LIBRA puede hacer la confirmación o refutación de forma independiente de dichos modelos [3].

Según los modelos actuales, los WIMPs deberían interactuar, preferentemente, con el detector por dispersión elástica con los núcleos de los átomos que lo forman. Los núcleos en su retroceso depositan energía en el medio de detección que es convertida en señal visible de distintas formas, en función de la técnica de detección utilizada. El método que utiliza ANAIS-112, al igual que DAMA/LIBRA, consiste en la captura de la luz emitida en el rango entre el azul y el ultravioleta tras la interacción de una partícula ionizante en el cristal de NaI(Tl) mediante unos tubos fotomultiplicadores (PMTs) colocados en los extremos del cristal. El número de fotones producido es proporcional a la energía depositada por la partícula ionizante en el centelleador. El experimento ANAIS-112 ha presentado ya resultados correspondientes a 3 años de datos y no observa la modulación de DAMA/LIBRA, siendo su resultado incompatible con casi 3 desviaciones estándar de

sensibilidad [4]. ANAIS-112 va a seguir tomando datos hasta lograr un resultado significativo (5 desviaciones estándar).

La sensibilidad del experimento ANAIS-112 en estos momentos está limitada por la presencia de eventos en la región de interés (ROI) para la búsqueda de materia oscura (depósitos de energía entre 1 y 6 keV) que no provienen del centelleo del NaI(Tl). El ritmo de estos sucesos anómalos supera en varios órdenes de magnitud al de sucesos de centelleo por debajo de 6 keV y por lo tanto, comprender su origen es crucial para desarrollar estrategias que permitan su eliminación. Muchos de estos sucesos son fáciles de eliminar porque son muy rápidos, a diferencia de los de centelleo de NaI(Tl), y se asocian con sucesos de corriente oscura de los PMTs, pero también con la emisión de radiación Cherenkov en los PMTs. Esta radiación puede ser producida por los electrones emitidos en la desintegración del ^{40}K , presente en los PMTs, por ejemplo.

En este trabajo se realiza una simulación por Monte Carlo utilizando el paquete Geant4 de los mecanismos de generación, transporte y recogida de luz en uno de los módulos de ANAIS-112. La geometría de estos módulos se describe en la sección 2 de esta memoria. El pulso eléctrico de señal de cada PMT se construirá a partir del número de fotones que llegan a cada PMT y los tiempos de llegada correspondientes. Para ello se utilizará la respuesta a fotones individuales medida para los PMTs de ANAIS-112. Todo este proceso se explica en la sección 3 de esta memoria. Además de la producción del centelleo del NaI(Tl), la simulación produce radiación Cherenkov en componentes del detector como el borosilicato de los PMTs o el cuarzo de la ventana óptica. Esta simulación será utilizada con diferentes objetivos a lo largo del trabajo que resume esta memoria. Se analizará por un lado la respuesta del detector a las emisiones de una fuente de calibración de ^{109}Cd y se compararán los resultados al utilizar diferentes frecuencias de muestreo y ventanas de digitalización en el procesado de la señal (sección 4). Por otro lado, estudiaremos en la sección 5 la señal que producirán contaminaciones como la de ^{40}K en los PMTs. El análisis de este tipo de sucesos, incorporando la emisión Cherenkov y la propagación de la luz puede ayudar a identificar poblaciones de sucesos de fondo en los datos de ANAIS-112 que hasta ahora no habían sido identificadas. En la sección 6 aplicaremos los métodos de filtrado utilizados en ANAIS-112 a los pulsos simulados, tanto del centelleo de NaI(Tl) como Cherenkov, para determinar las eficiencias de aceptación de los primeros y rechazo de los segundos.

2 Geometría de un módulo de ANAIS-112

El experimento ANAIS-112 está formado por nueve módulos consistentes en cristales de NaI(Tl) de 12.5 kg cada uno con forma cilíndrica de aproximadamente 12 cm de diámetro y 30 cm de longitud [3]. Los cristales están rodeados de teflón que actúa como difusor de la luz y cobre, con dos ventanas ópticas de cuarzo en las bases del cilindro de 3 pulgadas de diámetro, todo herméticamente cerrado, ya que el NaI es fuertemente higroscópico y

lo daña la humedad del ambiente. Las ventanas de cuarzo están acopladas a dos PMTs de alta eficiencia cuántica. Los nueve módulos están blindados con 10 cm de plomo arqueológico, 20 cm de plomo de baja actividad, una caja anti radón, un sistema de veto de muones y 40 cm de un moderador de neutrones formado por tanques de agua y bloques de polietileno. En este trabajo se ha implementado la simulación óptica en uno de los módulos de ANAIS-112 con un diseño simplificado que permita, sin embargo, extraer conclusiones aplicables al conjunto de detectores de ANAIS-112.

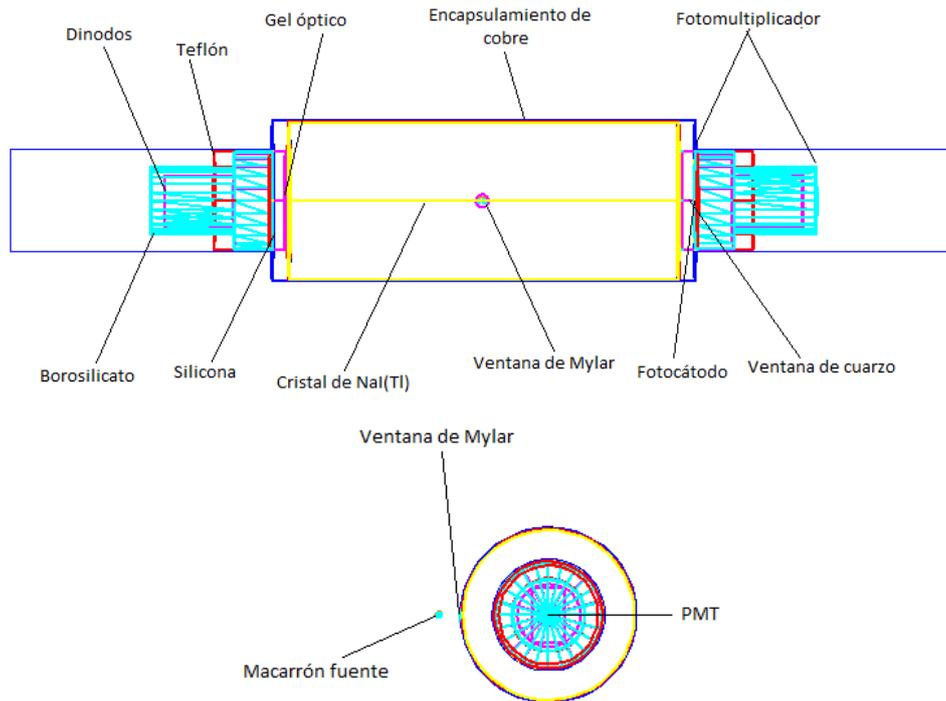


Figure 1: Geometría de uno de los módulos de ANAIS utilizados en la simulación

En la figura 1 se muestra la geometría definida en la simulación. En la parte central se encuentra el cristal centelleador de NaI(Tl) recubierto por una capa de 0.5 mm de teflón y acoplado a las ventanas de cuarzo mediante unos pads de silicona. Todo ello se encuentra encapsulado en cobre (1 mm de espesor), que tiene una abertura circular de 5 mm de radio cubierta por 20 μm de Mylar. Esta ventana de Mylar permite la calibración del experimento usando fuentes externas de baja energía. Tanto la silicona como el gel óptico sirven para acoplar los índices de refracción entre los componentes del módulo. El fotomultiplicador es un convertor de luz en señal eléctrica, que consiste en una superficie fotosensible, el fotocátodo, en el que los fotones producen por efecto fotoeléctrico fotoelectrones que acelerados y focalizados en un campo eléctrico adecuado son finalmente recolectados y transformados en la señal eléctrica. La modelización del PMT es clave para los objetivos de este trabajo y se describirá en la siguiente sección. Por su parte, la fuente de calibración se sitúa en una pastilla de PVC recubierta a su vez por un cilindro en forma de macarrón formado por PVC y bromo y se sitúa enfrentada a la ventana de Mylar.

3 Simulación por Monte Carlo en Geant4

Geant4 es una herramienta de programación en C++ desarrollada por el CERN que, mediante técnicas de Monte Carlo permite simular el paso de partículas a través de la materia [5]. Principalmente sus aplicaciones se centran en física de altas energías, nuclear y de aceleradores.

Para determinar el tipo de interacción que experimenta una partícula al atravesar un medio material, Geant4 utiliza una combinación de métodos de Monte Carlo con la que se puede simular una gran cantidad de procesos físicos en un amplio rango de energía de las partículas, desde los eV hasta los TeV [6], [7]. Geant4 permite además activar procesos ópticos en aquellos materiales en los que tiene lugar la emisión de centelleo o de radiación Cherenkov tras los depósitos energéticos de partículas ionizantes. Esto resulta fundamental para los objetivos de este trabajo que busca reconstruir la señal de salida en un módulo de ANAIS-112 para depósitos energéticos con distinto origen, tanto en el cristal de NaI(Tl) como en los PMTs, con especial énfasis en aquellos casos en los que se puede generar efecto Cherenkov.

El proceso llevado a cabo para completar de forma efectiva la simulación, incluyendo los procesos ópticos, en un módulo de ANAIS-112, se puede resumir de la siguiente forma:

- Definición de la geometría: el primer paso es definir los componentes del módulo que va a ser simulado, así como los materiales que los componen. En estas definiciones se incluyen las dimensiones y las propiedades físicas y, en particular, ópticas de cada uno de los volúmenes y materiales. El fotomultiplicador se ha modelizado mediante dos cilindros de borosilicato huecos: la cabeza y el cuerpo, ambas partes encapsuladas en cobre. La cabeza está recubierta en su interior por un depósito metálico reflectante y es de mayor radio que el cuerpo. El fotocátodo, definido como un disco de 35 mm de radio y 20 nm de espesor, se localiza en la base de la cabeza más próxima al cristal de NaI(Tl). Entre las propiedades ópticas es clave la correcta definición del índice de refracción y longitud de absorción de los materiales transparentes (que pueden o bien ser constantes o cambiar sus valores en función de la longitud de onda y energía de los fotones incidentes). Además debe quedar bien definida la reflectividad en materiales como el cobre y en cambios de medio como el del NaI al teflón con el objetivo de reproducir con la máxima exactitud las reflexiones que puedan experimentar los fotones.
- Definición de volúmenes sensibles: En las simulaciones de Geant4 se denomina volumen sensible a aquella pieza de la geometría donde se almacena la información de los procesos de interacción, energía depositada, o cualquier parámetro que pueda ser de interés para el objetivo de la simulación. En general los volúmenes sensibles son el medio material de detección, y los no sensibles las partes pasivas, de blindaje o aislamiento del detector. En una simulación estándar, el volumen sensible

sería el cristal de NaI(Tl) y las variables de interés serían la energía depositada por las partículas en dicho cristal, las coordenadas del punto de interacción, el tipo de partícula que realiza el depósito energético, entre otras. A este volumen sensible le añadimos en la simulación óptica, el fotocátodo del PMT. Cada depósito energético en el cristal de NaI(Tl) produce fotones, que se propagan a través de los distintos materiales del módulo hasta alcanzar el fotocátodo, registrándose en este caso las coordenadas del punto en el que cada fotón óptico incide sobre el PMT, y el tiempo de llegada correspondiente.

- Inicialización de los eventos: Una vez se haya definido correctamente la geometría hay que definir el tipo de partícula inicial (electrón, fotón, isótopo radiactivo...), su energía, su posición y dirección de movimiento, el número de eventos que se van a simular, etc. A partir de cada partícula inicial pueden generarse partículas secundarias, que se simularán de forma consecutiva, haciendo un seguimiento de todas ellas.
- Seguimiento de las partículas: Geant4 simula el paso de las partículas a través de los distintos medios materiales, teniendo en cuenta sus pérdidas de energía y desviaciones con respecto a la trayectoria inicial en función de los procesos de interacción que experimenta. Solo se guardará la información de aquellos volúmenes definidos como sensibles, a través de variables específicas que define el usuario en función de los objetivos de la simulación. Cuando una de las partículas simuladas produce un depósito energético en el cristal de NaI(Tl) se activa la emisión del centelleo en este material. Por cada keV de energía depositada se generan en promedio 44 fotones con energías en el rango azul-UV, siendo la máxima emisión en torno a 420 nm [8]. Geant4 muestrea el espectro de emisión y el número de fotones en cada evento, junto con el tiempo de emisión de cada fotón siguiendo una exponencial con tiempo característico de 230 ns. Luego propaga estos fotones de acuerdo con las propiedades ópticas de los materiales hasta que son absorbidos o llegan al fotocátodo. En esta simulación el fotocátodo es opaco y, por lo tanto, absorbe todos los fotones. Sin embargo, solo el 40% de los fotones absorbidos producen un fotoelectrón y por lo tanto una señal. Esta eficiencia cuántica se tiene en cuenta en un segundo nivel de procesamiento de la información, cuando reconstruyamos la señal eléctrica de salida del PMT.
- Visualización: Geant4 permite recrear la simulación mostrando las trayectorias y depósitos de energía en los distintos volúmenes del sistema físico considerado. Es útil para comprobar el funcionamiento de la simulación con un bajo número de partículas simuladas.
- Análisis de los datos de la simulación: La información de interés que se ha ido almacenando en variables específicas se procesa tras la simulación mediante programas en el entorno ROOT desarrollado en el CERN [9].

Durante el segundo nivel del análisis se generan los pulsos eléctricos de salida de los PMTs para cada uno de los eventos simulados. Para la generación de los dos pulsos (uno en cada fotomultiplicador) primero generamos una línea de base con un nivel de ruido equivalente al de los detectores de ANAIS-112. En cada punto del pulso se muestrea un valor de acuerdo con una función de distribución de probabilidad (PDF) gaussiana centrada en cero con desviación estándar de 0.35 mV. A continuación se añadirá la respuesta del PMT a cada uno de los fotones que han podido generar señal. El primer fotón del evento que ha alcanzado el PMT será la referencia para los tiempos de llegada de los demás, cuyas señales se irán añadiendo a la línea de base según su orden de detección. La señal de cada fotoelectrón se puede aproximar por una gaussiana centrada en el tiempo de llegada del fotón correspondiente. Tanto su anchura como su área se muestrean de distribuciones gaussianas con medias y desviaciones estándar de 6 ns y 0.5 ns, $64mV \times ns$ y $34mV \times ns$, respectivamente. Estos valores han sido extraídos de la respuesta de los PMTs de ANAIS-112. A los pulsos así contruidos se les pueden aplicar procedimientos de análisis similares a los que se aplican a los datos de ANAIS-112. En este análisis se calculan variables como el área total del pulso, calculada con la suma de las integrales de los pulsos de los dos PMT en la ventana de digitalización completa; las variables n0Pulse y n1Pulse que cuentan el número de picos detectados en cada uno de los pulsos de cada fotomultiplicador mediante un algoritmo de búsqueda de picos; las variables n0 y n1 que registran el número de fotones que han llegado al fotocátodo de cada PMT; y la variable p1, que se estudia más en profundidad en el apartado 4.1. La anchura de los bins del histograma que se crea en la formación de los pulsos viene determinado por la frecuencia de muestreo que se aplique en la digitalización de la señal. A lo largo de este trabajo estudiaremos el efecto que produce el cambiar dicha frecuencia de muestreo en los resultados del análisis.

4 Análisis de diferentes parámetros de digitalización

La digitalización de la señal de los PMTs en ANAIS-112 se realiza mediante digitalizadores MATAcq, cuya máxima frecuencia de muestreo es de 2 GSamples/s, con un mínimo de 1 GSample/s y ancho de banda de 300MHz [10]. Por otro lado introduce un tiempo muerto de transmisión y de rearme, de unos 2 ms, dado que no posee buffers multievento. En el experimento ANAIS-112 se trabaja con una frecuencia de muestreo de 2 GHz, que corresponde a 0.5 ns/punto y un tamaño de señal de 2520 puntos fijada por el digitalizador, por lo que la ventana de digitalización correspondiente es de 1260 ns.

Uno de los objetivos de este trabajo ha sido reproducir la señal de los detectores de ANAIS-112 con los parámetros de procesado de la señal del experimento actual y con otros posibles parámetros. En concreto, analizar el efecto de modificar la frecuencia de muestreo y la ventana de digitalización de la señal en la respuesta de los detectores es muy interesante, ya que podría permitir mejorar las prestaciones del experimento. Así pues, se

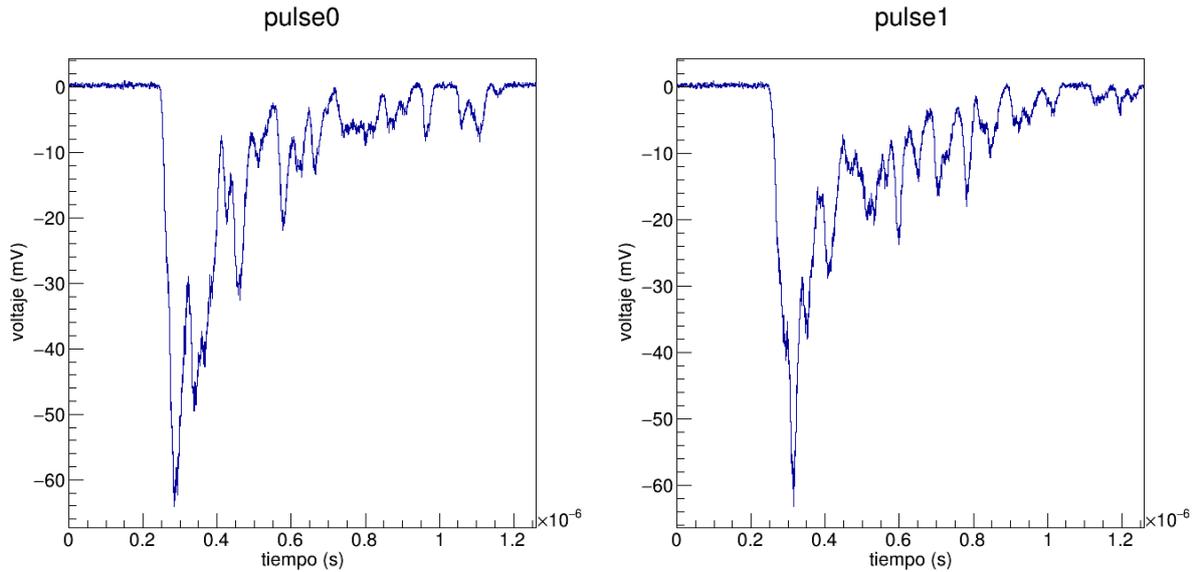


Figure 2: Representación de los pulsos de los dos PMTs (etiquetados como pulse0 y pulse1) correspondientes a un evento simulado de ^{109}Cd para un SR = 2 GHz y una energía de 22.14 keV.

aplicarán los procesos de análisis que se realizan en ANAIS-112 (calibración y resolución en energía del experimento) a pulsos simulados, comparando dos frecuencias de muestreo diferentes de 2 GHz y 1 GHz. En la figura 2 se muestra un evento simulado para un depósito energético producido por las emisiones de la fuente de ^{109}Cd . Se han simulado las señales correspondientes a la luz recogida en los dos PMTs, etiquetadas como pulse0 y pulse1 con los parámetros de digitalización del experimento ANAIS-112. La figura 3 muestra los pulsos simulados para los dos PMTs correspondientes también a un depósito energético de las emisiones de ^{109}Cd para un SR=1GHz.

Como se observa en la figura 3, al ser fijo el número de puntos de la MATAcq [10], la ventana de digitalización del pulso para SR=1GHz es de 2520ns, mayor que en el caso anterior, que por lo tanto permitirá integrar la luz recogida en un tiempo mayor (el área del pulso es utilizado en ANAIS-112 como estimador de la energía depositada). Sin embargo, la resolución temporal es menor, lo que podría conllevar pérdida de información de la señal en el rango de altas frecuencias.

Para analizar el efecto del SR en la respuesta de un módulo de ANAIS-112 se ha simulado ^{109}Cd , un isótopo radiactivo utilizado en la calibración del experimento. El ^{109}Cd está en una sirga de PVC que se coloca cada dos semanas aproximadamente enfrente de la ventana de Mylar de los módulos de ANAIS-112. Además, hemos simulado las contaminaciones de ^{40}K y ^{22}Na en el cristal de NaI(Tl), suponiendo que los isótopos están homogéneamente distribuidos en el cristal.

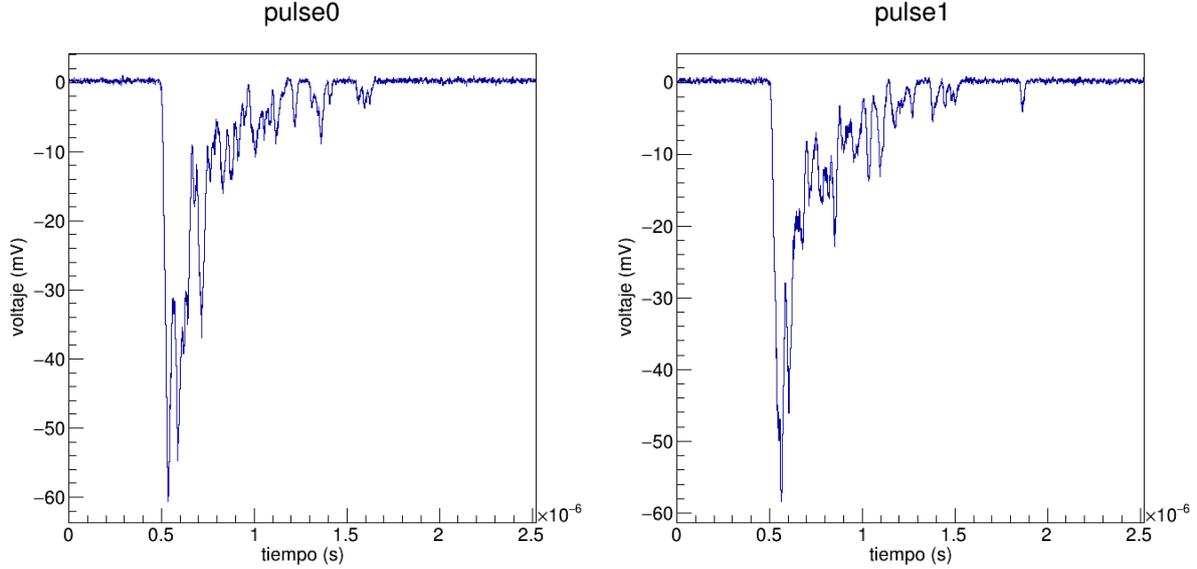


Figure 3: Representación de los pulsos de los dos PMTs correspondientes a un evento simulado de ^{109}Cd para un $\text{SR} = 1 \text{ GHz}$ y una energía de 22.14 keV .

4.1 Efecto en la selección de sucesos por la forma del pulso

Con el fin de eliminar sucesos con origen diferente al centelleo del cristal de NaI(Tl) durante el análisis de los datos obtenidos en el experimento ANAIS-112, se utilizan parámetros asociados a la forma de los pulsos. Uno de los parámetros que se utiliza en ANAIS-112 y en el que se centrará este trabajo es el parámetro $p1$, que define la expresión

$$p1 = \frac{\sum_{t=200ns}^{t=600ns} (S_0(t) + S_1(t))}{\sum_{t=0}^{t=600ns} (S_0(t) + S_1(t))} \quad (1)$$

donde $S_{0,1}$ es la amplitud del pulso del $\text{PMT}_{0,1}$ en un tiempo t medido a partir de la llegada del primer fotoelectrón a los fotomultiplicadores. Para los pulsos asociados con el centelleo del NaI(Tl) en los datos de ANAIS-112, el parámetro $p1$ toma un valor en torno a 0.65 [3].

En la figura 4 se muestra la distribución de valores obtenidos para el parámetro $p1$ en la simulación de la fuente de cadmio. Se aprecia que el valor medio del parámetro en la simulación se ve desplazado ligeramente respecto del obtenido con los datos del experimento ANAIS-112. La diferencia entre el valor de $p1$ obtenido de las simulaciones y el valor observado experimentalmente tiene posiblemente su origen en el hecho de que hemos modelizado el centelleo del NaI(Tl) como una exponencial pura, cuando en realidad tiene varias constantes de tiempo. En todo caso la diferencia no va a afectar en exceso a las conclusiones que sacaremos de este estudio. Para visibilizar la dependencia con la energía de este parámetro se calcula de nuevo el parámetro $p1$ pero por separado para los rangos de energía que corresponden a los diferentes picos de la fuente de ^{109}Cd (explicados

en la sección 4.2).

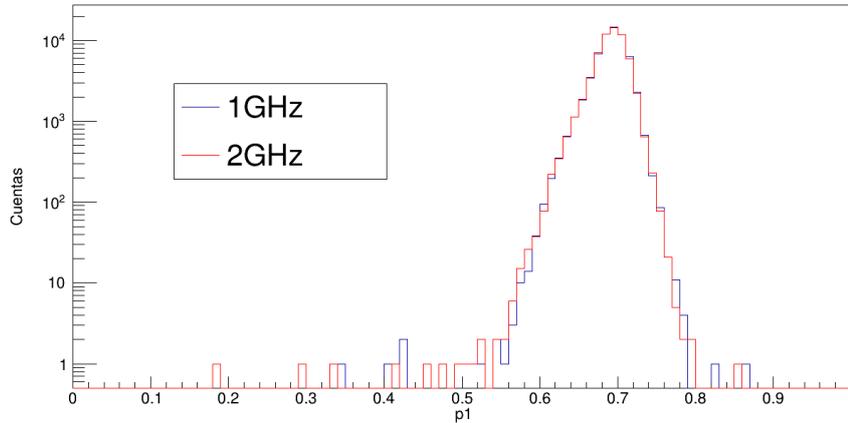


Figure 4: Distribución del parámetro $p1$ en los eventos simulados para la fuente de ^{109}Cd .

En la figura 5 se muestran las distribuciones correspondientes del parámetro $p1$. Se puede comprobar que este parámetro tiene mayor dispersión cuanto menor es la energía depositada y por tanto el número de fotones que contribuyen a la señal. Así pues, es interesante comprobar la distribución de este parámetro para las simulaciones de los isótopos de ^{40}K y ^{22}Na que producen depósitos energéticos dentro de la ROI del experimento. Los resultados correspondientes se muestran en la figura 6.

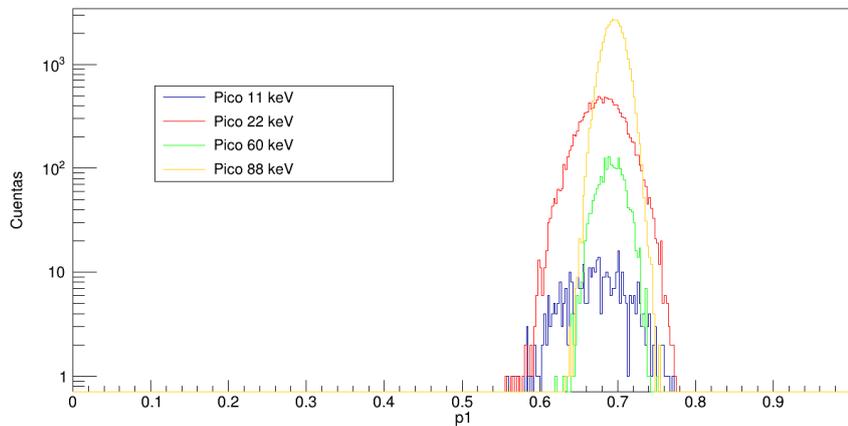


Figure 5: Distribución del parámetro $p1$ en función de la energía en la simulación de la fuente de calibración de ^{109}Cd con $\text{SR} = 2 \text{ GHz}$.

Comparando los resultados correspondientes a las dos frecuencias de muestreo en las tres simulaciones se puede llegar a la conclusión de que modificar el SR no afecta al parámetro $p1$ en ninguno de los rangos energéticos considerados. En la figura 7 se muestran los valores medios del parámetro $p1$ obtenidos para los pulsos correspondientes a los distintos depósitos energéticos analizados en estas simulaciones con $\text{SR} = 2\text{GHz}$. Los resultados son equivalentes para ambos SR. En conclusión, pese a que hemos considerado

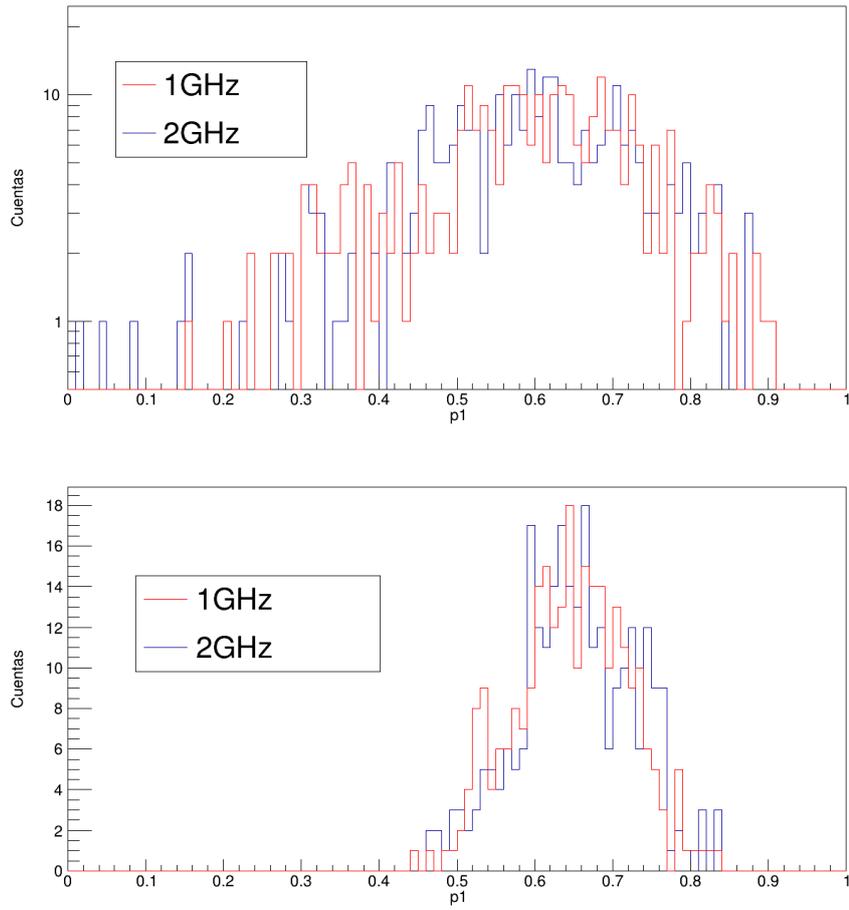


Figure 6: Distribución del parámetro p_1 para las simulaciones de ^{22}Na (arriba) y ^{40}K (abajo).

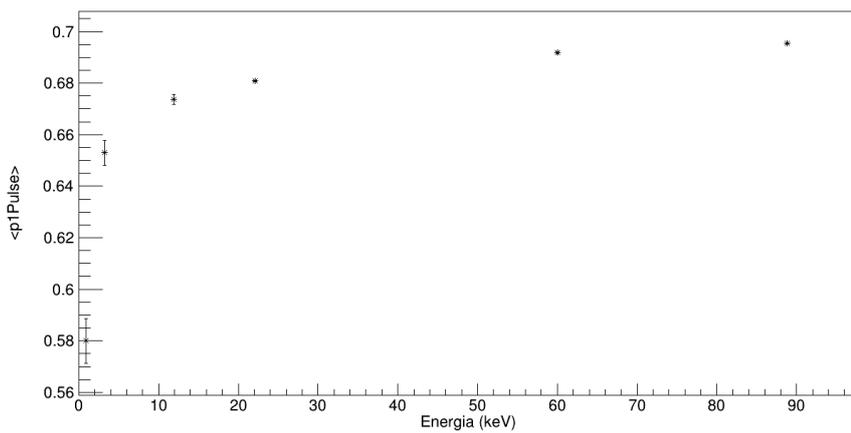


Figure 7: Valor promedio del parámetro p_1 en función de la energía depositada para SR=2GHz

un tiempo de centelleo constante e independiente de la energía depositada, observamos una aparente disminución del valor del parámetro p_1 a bajas energías. Este resultado es

muy interesante, porque confirma que si se va a utilizar este parámetro para seleccionar pulsos de centelleo en el cristal es preciso determinar los valores de corte y las eficiencias correspondientes con eventos de la misma ROI.

4.2 Calibración y resolución

Para llevar a cabo la calibración en energía, se realizarán los ajustes a gaussianas de los picos procedentes del isótopos ^{109}Cd , ^{40}K y ^{22}Na de forma similar a como se hace con los datos de ANAIS-112 y se comprobará la linealidad de la relación entre el área total de los pulsos y la energía depositada en el cristal de NaI(Tl). Además, se calculará la resolución en energía que se deriva de la simulación.

El ^{109}Cd se desintegra por captura electrónica (CE) a un estado excitado del isótopo ^{109}Ag con una energía de 88 keV. Este isótopo se desexcita el 3.7% de las veces emitiendo un fotón de 88 keV mientras que en el resto de las veces se emiten electrones de conversión. A causa tanto de la desintegración por captura electrónica, como la emisión de electrones de conversión, quedan huecos en las capas atómicas de la plata y, por tanto, el átomo se desexcitará emitiendo rayos X (ver tabla 2).

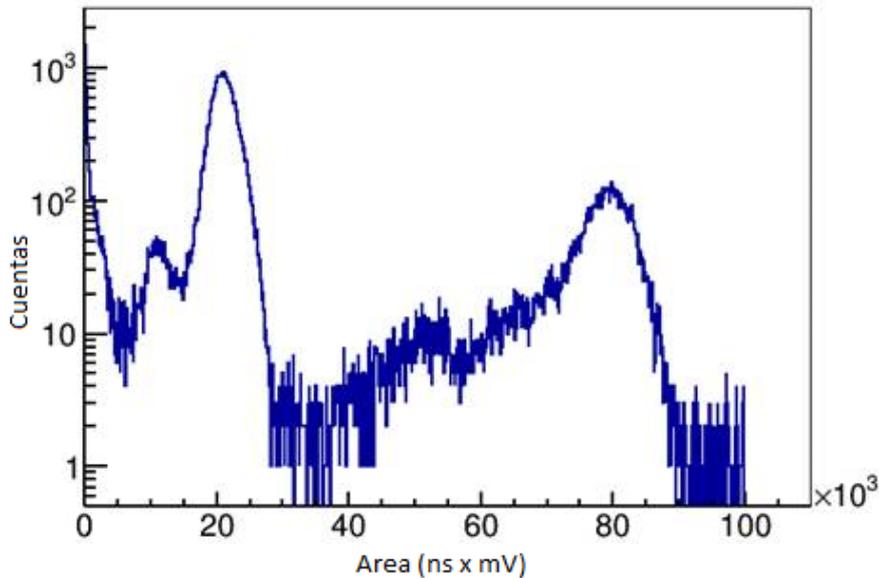


Figure 8: Histograma del área total de los pulsos detectados en una calibración real de ANAIS-112.

En las calibraciones de ANAIS-112 se observa además de las emisiones directamente asociadas con la desintegración del ^{109}Cd un pico en torno a 12 keV que corresponde a los rayos-X del Bromo, uno de los constituyentes del recubrimiento de la fuente de Cadmio dentro de la sirga de PVC. En la figura 8 se muestra el resultado del área total de pulsos

E (keV)	I (%)	Assignment
2.634	0.18 3	Ag L_l
2.806	0.097 15	Ag L_ν
2.978	0.50 8	Ag $L_{\alpha 2}$
2.984	4.5 7	Ag $L_{\alpha 1}$
3.151	2.6 4	Ag $L_{\beta 1}$
3.203	0.14 4	Ag $L_{\beta 4}$
3.234	0.22 6	Ag $L_{\beta 3}$
3.256	0.030 5	Ag $L_{\beta 6}$
3.348	0.58 9	Ag $L_{\beta 2}$
3.52	0.28 4	Ag $L_{\gamma 1}$
3.743	0.027 7	Ag $L_{\gamma 2}$
3.75	0.045 12	Ag $L_{\gamma 3}$
21.708	0.00122 5	Ag $K_{\alpha 3}$
21.99	29.5 11	Ag $K_{\alpha 2}$
22.163	55.7 20	Ag $K_{\alpha 1}$
24.912	4.76 17	Ag $K_{\beta 3}$
24.943	9.2 3	Ag $K_{\beta 1}$
25.144	0.067 3	Ag $K_{\beta 5}$
25.455	2.30 8	Ag $K_{\beta 2}$
25.511	0.487 24	Ag $K_{\beta 4}$

Table 1: Tabla de emisión en los rayos X del isótopo ^{109}Ag tras decaimiento por CE de ^{109}Cd [11].

generados por el ^{109}Cd en el experimento ANAIS-112. Para intentar reproducir las observaciones de ANAIS-112 se cambió el porcentaje de bromo desde un 2% en masa inicial hasta un 30% y como se observa en la figura 9, el pico aumenta considerablemente, a costa de reducirse el de 22 keV, ya que el efecto del bromo es absorber estos fotones por efecto fotoeléctrico, y emitir los rayos X correspondientes a la desexcitación atómica subsiguiente del bromo. El pico que se observa en la simulación en torno a 8 keV corresponde a los rayos X del cobre y no se llega a observar en los datos de ANAIS-112.

En el proceso de calibración de ANAIS-112 se utilizan no solo los picos de 11.9 y 22.6 keV (correspondientes al valor medio de los rayos X del bromo y la media pesada de los rayos X de la capa K de la plata, respectivamente) de la calibración de ^{109}Cd , sino que resulta fundamental trabajar con los picos de contaminaciones internas del cristal de ^{40}K y ^{22}Na que se encuentran en 3.2 y 0.9 keV, respectivamente [12],[13]. En ambos casos se trata de la energía correspondiente a la ligadura de la capa K que se emite tras el proceso de captura electrónica. Los picos corresponden al caso particular en el que el gamma de alta energía que se emite en la desintegración del padre escapa completamente del cristal. Este hecho permite que en los datos de ANAIS-112 se puedan seleccionar estos sucesos

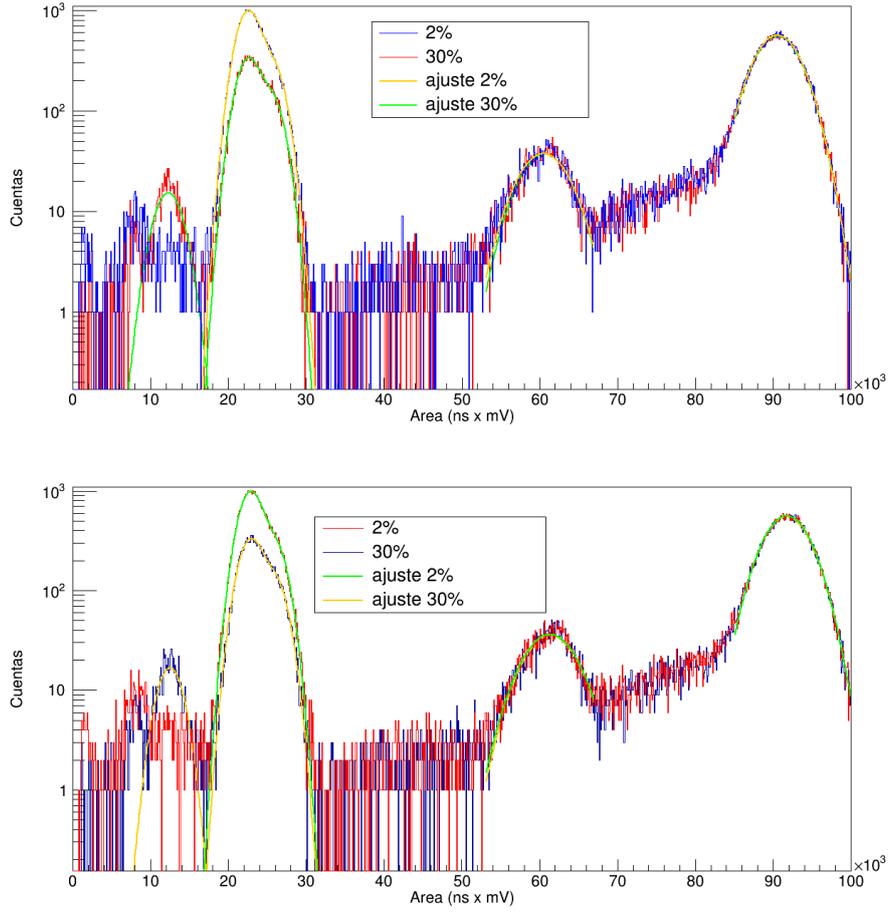


Figure 9: Histograma de área total de los pulsos simulados para SR=1 (abajo), 2 GHz (arriba), con una fuente de ^{109}Cd y un contenido de bromo del 2 y el 30% en masa en el macarrón. Se muestran asimismo los ajustes realizados a los picos.

cuando dicho fotón de alta energía es absorbido en un segundo módulo.

En la figura 10 se muestran los histogramas correspondientes a las áreas de los pulsos totales para las dos frecuencias de muestreo analizadas. Además, se muestran los ajustes de los picos a gaussianas. En la tabla 2 se muestran los resultados de los ajustes. Cada ajuste proporciona como resultado un valor para el centro de la gaussiana (μ), así como la desviación estándar (σ) y la amplitud de la gaussiana además del parámetro estadístico χ^2 normalizado. Tanto μ como σ los utilizaremos más adelante para los cálculos de la calibración y la resolución.

En la figura 11 se muestran los resultados de la recta de calibración obtenida para cada SR, relación área del pulso frente a energía depositada. Se puede comprobar la linealidad en ambos casos. Las relaciones obtenidas son:

$$\mu (mV \times ns) = (1038.00 \pm 1.23) (mV \times ns / keV) \times E (keV) - 81.02 \pm 18.07 (mV \times ns) \quad (2)$$

$$\mu (mV \times ns) = (1021.88 \pm 1.29) (mV \times ns / keV) \times E (keV) - 21.95 \pm 20.96 (mV \times ns) \quad (3)$$

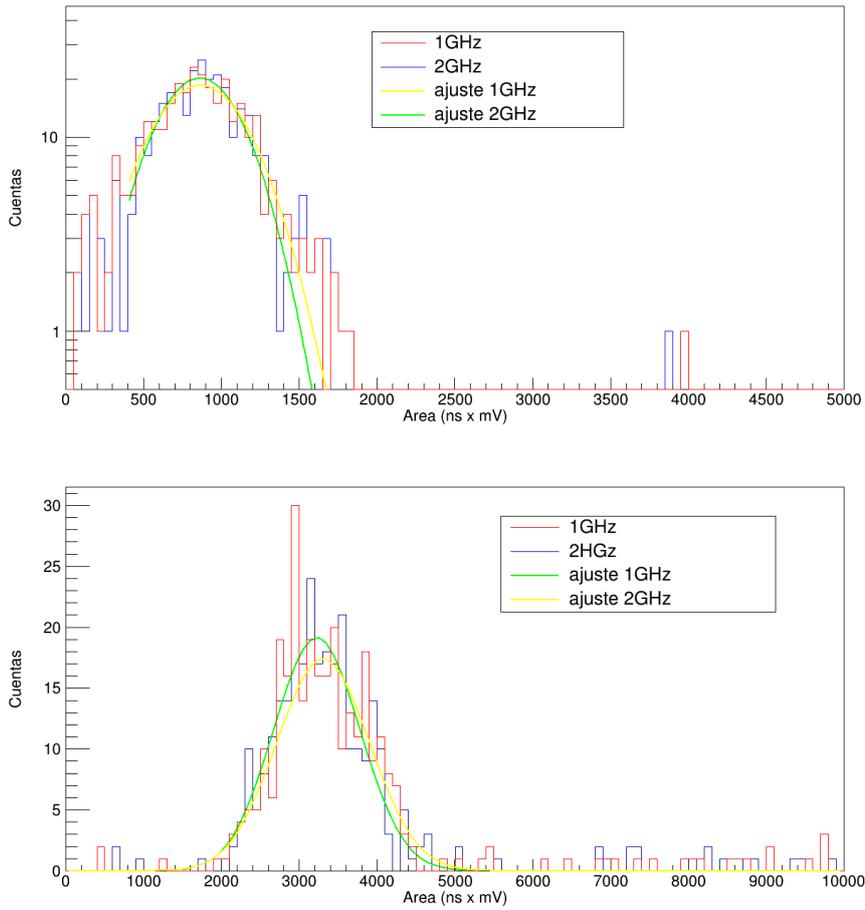


Figure 10: Histograma de área total de los pulsos simulados para distribuciones homogéneas en el cristal de ^{22}Na (arriba) y ^{40}K (abajo) para las dos frecuencias de muestreo consideradas. Se muestran asimismo los ajustes a gaussianas realizados.

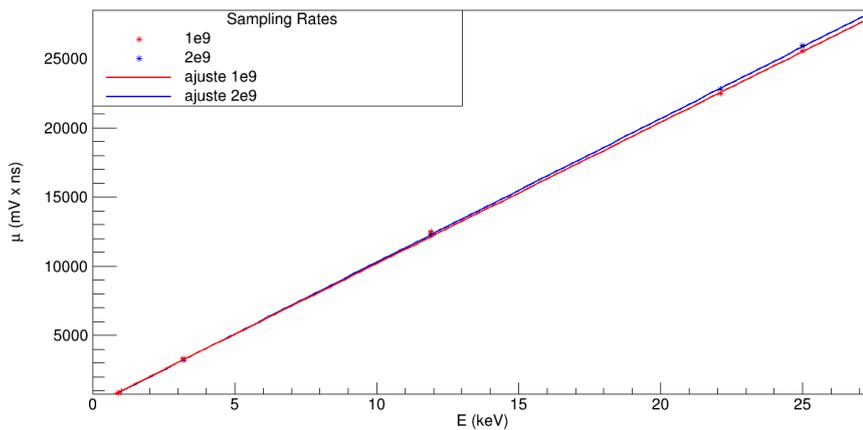


Figure 11: Ajuste lineal del área total de los picos de ^{22}Na , ^{40}K y ^{109}Cd en función de la energía depositada.

E (keV)	Parámetro	SR = 2 GHz	SR = 1 GHz
0.9	μ (mV \times ns)	860.07 ± 19.20	862.57 ± 22.64
	σ (mV \times ns)	265.03 ± 17.76	300.94 ± 24.53
	χ^2	0.996	0.617
3.2	μ (mV \times ns)	3305.74 ± 42.19	3325.02 ± 37.64
	σ (mV \times ns)	596.48 ± 35.11	553.53 ± 35.22
	χ^2	1.135	1.049
11.9	μ (mV \times ns)	12480.40 ± 60.26	12274.90 ± 67.81
	σ (mV \times ns)	1518.78 ± 71.97	1712.38 ± 96.84
	χ^2	2.262	2.364
22.1	μ (mV \times ns)	22504.40 ± 24.07	22812.30 ± 25.26
	σ (mV \times ns)	1415.01 ± 14.88	1542.21 ± 15.17
	χ^2	1.027	1.243
25.0	μ (mV \times ns)	25575.20 ± 59.17	25883.1 ± 611.68
	σ (mV \times ns)	14150.01 ± 14.88	1442.21 ± 15.17
	χ^2	1.30	1.03
60.0	μ (mV \times ns)	60628.50 ± 61.96	61338.90 ± 68.52
	σ (mV \times ns)	3012.97 ± 50.99	3182.55 ± 69.71
	χ^2	1.243	1.245
88.8	μ (mV \times ns)	90519.40 ± 15.99	91713.30 ± 15.27
	σ (mV \times ns)	3182.55 ± 12.75	2854.44 ± 12.30
	χ^2	0.949	1.292

Table 2: Valores de los parámetros de los ajustes a gaussianas de los picos observados en cada simulación, donde μ es el valor del centro de la gaussiana, σ su desviación estándar y χ^2 el parámetro estadístico normalizado.

que corresponden a las frecuencias de muestreo SR=1GHz (ecuación 3) y 2 GHz (ecuación 2).

De este análisis podemos concluir varias cosas. En primer lugar, como era de esperar, las posiciones de los picos corresponden a áreas mayores en el caso del SR=1GHz, ya que la ventana temporal es más larga y por lo tanto se recoge más luz, aunque la diferencia no es demasiado importante. El área es un 0.3% superior en el pico de 0.9 keV, un 0.6% en el pico de 3.2 keV y un 1.4% en el pico de 22 keV. Por otro lado, aunque hemos introducido una proporcionalidad perfecta en la luz emitida por unidad de energía depositada, y por lo tanto se podría esperar que la relación entre área del pulso y energía depositada no solo fuera lineal sino proporcional, esto no es así. Para un SR de 1GHz se obtiene un término independiente en el ajuste compatible con cero (ecuación 3), pero sin embargo para el SR de 2 GHz (ecuación 2), el término independiente es claramente incompatible con cero. Este hecho resulta interesante, y tendrá que ser analizado en mayor profundidad en trabajos posteriores.

A continuación, se analizará la resolución en energía en ambos casos. En la figura 12 se representan las resoluciones en energía obtenidas para las simulaciones correspondientes a los dos SR. Los resultados obtenidos son muy similares en ambos casos y compatibles dentro de los errores, aunque en las energías más pequeñas se observa cierta tendencia a que la resolución es peor para SR=1GHz. Esto coincide con lo esperado, ya que esta simulación tiene peor resolución temporal. Por ello se puede llegar a la conclusión de que el cambio en el *sampling rate* en el experimento ANAIS-112 puede llevarse a cabo sin que la resolución en energía del análisis se vea seriamente afectada. En la figura 12 se muestra también la resolución medida en los módulos de ANAIS-112 [3]. Se puede comprobar que para energías cercanas a la ROI del experimento el resultado derivado de las simulaciones para SR = 2GHz es muy similar a la resolución experimental.

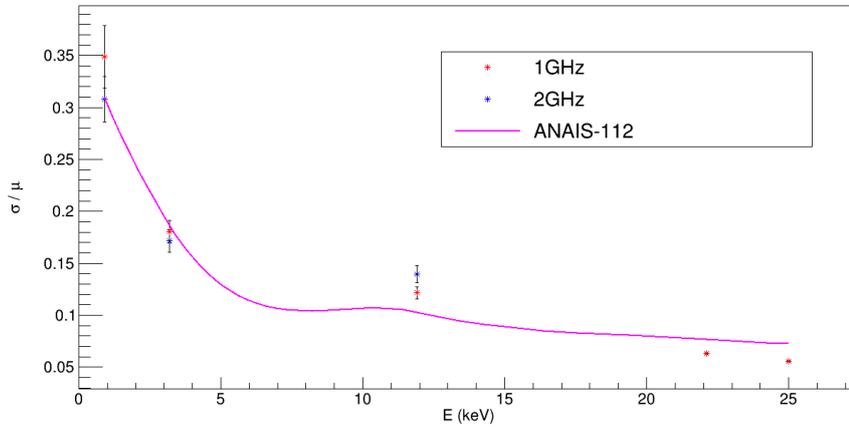


Figure 12: Resolución en energía obtenida a partir de las simulaciones para los dos SR considerados. La línea corresponde a la resolución experimental de los módulos de ANAIS-112.

5 Análisis de las emisiones Cherenkov en los PMT

Se conoce como radiación Cherenkov a aquella radiación electromagnética producida por el paso de partículas cargadas eléctricamente en un determinado medio a velocidades superiores a la velocidad de la luz en dicho medio. Los frentes de onda esféricos de la radiación producida cuando la partícula ioniza el medio se superponen, como muestra la figura 13, de modo que generan un frente cónico, cuyo ángulo característico depende de la velocidad de la partícula y el índice de refracción del material. Esta radiación tiene frecuencias en el rango azul-UV, por lo que sería detectable por los PMTs del experimento ANAIS-112, que son sensibles en este rango [14].

Esta radiación podría ser el origen de muchos de los sucesos anómalos que se observan en ANAIS-112, y por este motivo es interesante su estudio. Esta radiación, por ejemplo,

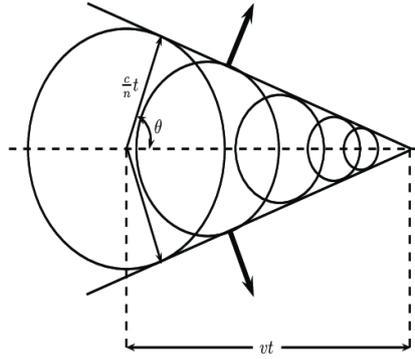


Figure 13: Frente de ondas de la radiación Cherenkov

se podría producir en el borosilicato de los PMTs del experimento ANAIS-112, a causa de la presencia de ^{40}K en los mismos. En su desintegración por procesos beta el ^{40}K emite electrones energéticos por encima del umbral Cherenkov (ver sección 5.1). Aunque la emisión de radiación Cherenkov es muy rápida, uno de los objetivos de este trabajo es precisamente analizar si la propagación de los fotones puede generar sucesos "lentos" que pudieran resultar más difíciles de identificar y contaminaran las poblaciones seleccionadas del experimento ANAIS-112.

5.1 Estudio de la emisión Cherenkov en agua

El primer objetivo fue comprobar que se generaban adecuadamente los sucesos Cherenkov. Para ello se llevaron a cabo simulaciones preliminares con una geometría más sencilla (ver figura 14) que la de los módulos de ANAIS-112 aunque se utiliza la misma modelización del fotomultiplicador y el fotocátodo.

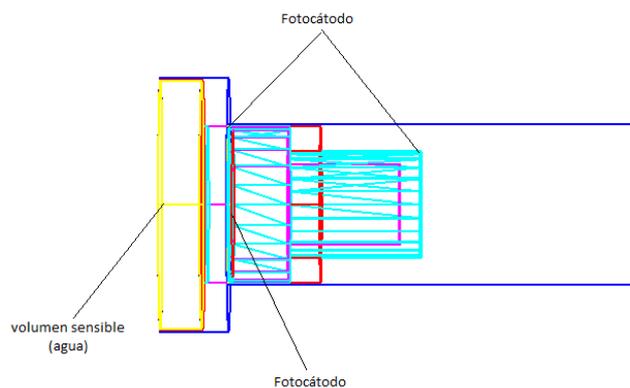


Figure 14: Geometría simplificada para el estudio de la emisión Cherenkov en agua.

En lugar de intentar generar la radiación Cherenkov en los fotomultiplicadores, se decidió trabajar con electrones, como partículas primarias, moviéndose con distintas energías, en un volumen sensible consistente en agua. En la simulación fijaremos la energía del electrón inicial, que se relaciona con su velocidad a través de la expresión:

$$E = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right) \quad (4)$$

siendo β la velocidad del electrón en unidades de c (la velocidad de la luz en vacío), $\beta = v/c$ y m_e la masa en reposo del electrón. El ángulo θ que define el frente de ondas Cherenkov (figura 13) se puede expresar como

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (5)$$

donde n es el índice de refracción del medio por el que se propaga la luz.

En primer lugar vamos a calcular el umbral de emisión de radiación Cherenkov para electrones en agua. Este umbral corresponde a la velocidad de propagación de la luz en ese medio. De esta forma y sustituyendo el valor del índice de refracción del agua ($n_{H_2O} = 1.33$) obtenemos

$$\beta n = 1 \implies \beta_{min} = \frac{1}{n} = \frac{v}{c} \implies v = \frac{c}{n} = \frac{c}{1.33} \quad (6)$$

sustituyendo esta equivalencia en la ecuación 4, tomando $m_e c^2 = 511 keV$ obtenemos el umbral para la producción de radiación Cherenkov $E_{th} = 262 keV$.

Lanzamos 10^6 electrones con 270 keV moviéndose en el agua (volumen sensible) perpendicularmente con respecto a la superficie del fotocátodo del tubo fotomultiplicador, desde un punto a 150 milímetros del fotocátodo. El cono de luz generado por una partícula de 270 keV debería ser de 6.16° según la ecuación 5. En la figura 15 se observa el resultado de la simulación. Es interesante comprobar cuál es el resultado si en la simulación se inician los electrones con energía ligeramente superior. Al aumentar la energía se deberían producir nuevos conos de luz que aumenten la superficie detectada conforme avanzan los electrones en el volumen sensible de la simulación y se dispersan en el agua, perdiendo parte de su energía. En la figura 16 se muestran los resultados de la simulación con electrones de 300 keV, para la que se espera un ángulo de 14.47° . Se observa, como era de esperar, que aumenta la superficie del fotocátodo que recibe fotones y la distribución angular de sus direcciones.

Con esta simulación preliminar comprobamos que se generan fotones por efecto Cherenkov, y los identificamos mediante una variable que llamamos Cere, la cual tomará valor '1' si en cualquier paso de la interacción de una partícula (o sus secundarias) con los materiales del sistema se ha producido efecto Cherenkov o '0' en caso contrario. A continuación, ya con la geometría de uno de los módulos de ANAIS-112, simularemos las desintegraciones de isótopos radiactivos que serán capaces de producir radiación Cherenkov en los fotomultiplicadores.

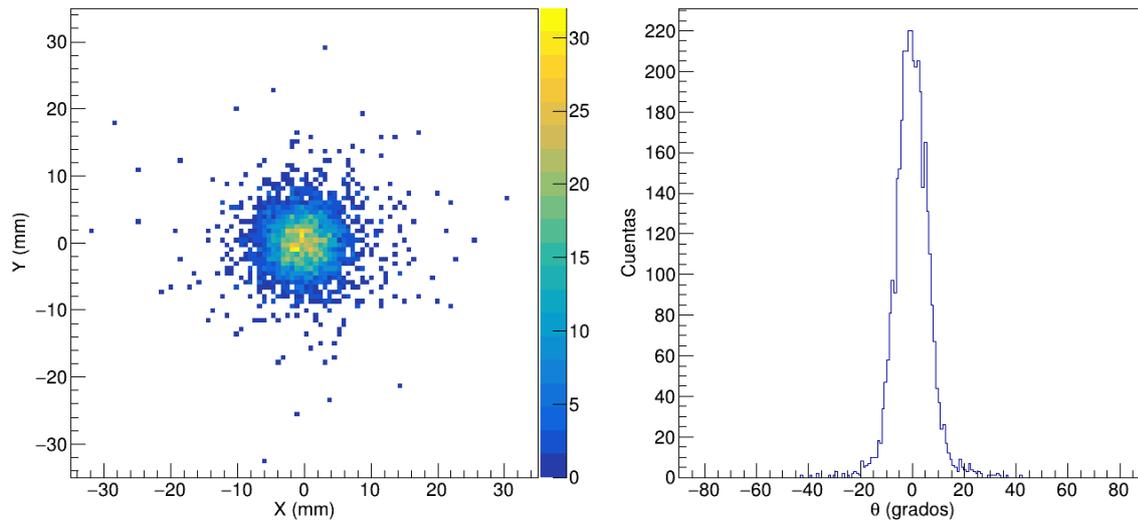


Figure 15: Simulación de 10^6 electrones de 270 keV de energía en agua. **Izda:** Distribución de los puntos del fotomultiplicador a los que llegan los fotones. **Dcha:** Distribución angular.

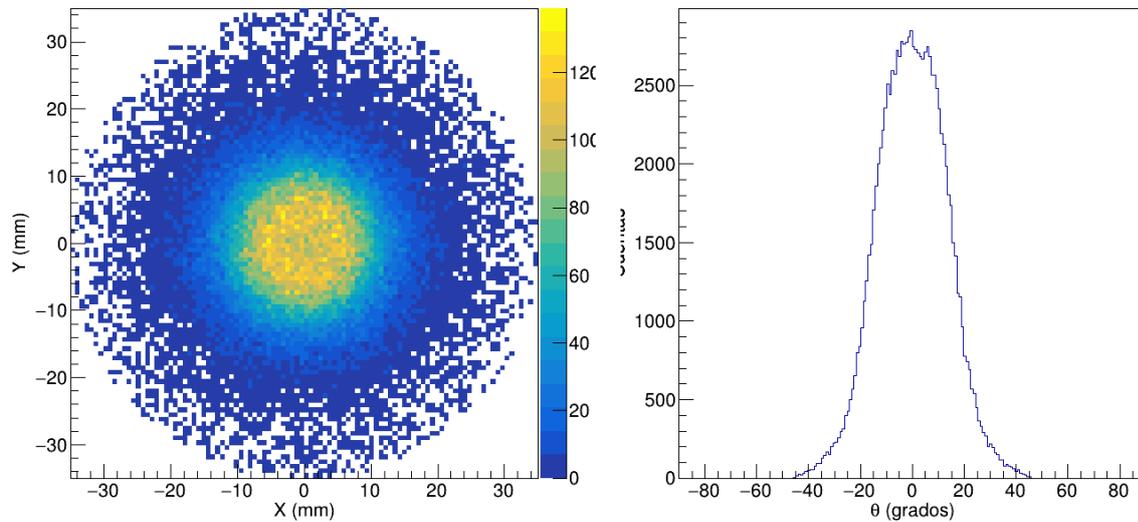


Figure 16: Simulación de 10^6 electrones de 300 keV de energía en agua. **Izda:** Distribución de los puntos del fotomultiplicador a los que llegan los fotones. **Dcha:** Distribución angular.

5.2 Simulación de ^{40}K en el fotomultiplicador.

El vidrio (borosilicato) de los fotomultiplicadores de los módulos de ANAIS-112 tiene una pequeña pero medible contaminación en ^{40}K . En cada PMT de ANAIS-112 hay en promedio una actividad de 115 mBq de ^{40}K [15]. La desintegración de este isótopo por procesos β^- y β^+ es capaz de producir electrones por encima del umbral Cherenkov en

dicho vidrio. Si se produce radiación Cherenkov en un PMT, es seguro que dicho PMT registrará una señal de luz, pero debemos comprobar si parte de la luz Cherenkov emitida es capaz de llegar al otro PMT, lo que es imprescindible para que se genere la señal del trigger del experimento. Por este motivo, esta simulación es importante, para tratar de estimar la probabilidad de que algunos de estos sucesos contribuyan a los datos registrados por el experimento ANAIS-112. Además, el gamma de alta energía que emite el ^{40}K en un 10% de sus desintegraciones puede generar un depósito energético en un segundo módulo en coincidencia con la detección de radiación Cherenkov en otro. Este tipo de sucesos podrían ya haberse identificado en las poblaciones de coincidencias a baja energía.

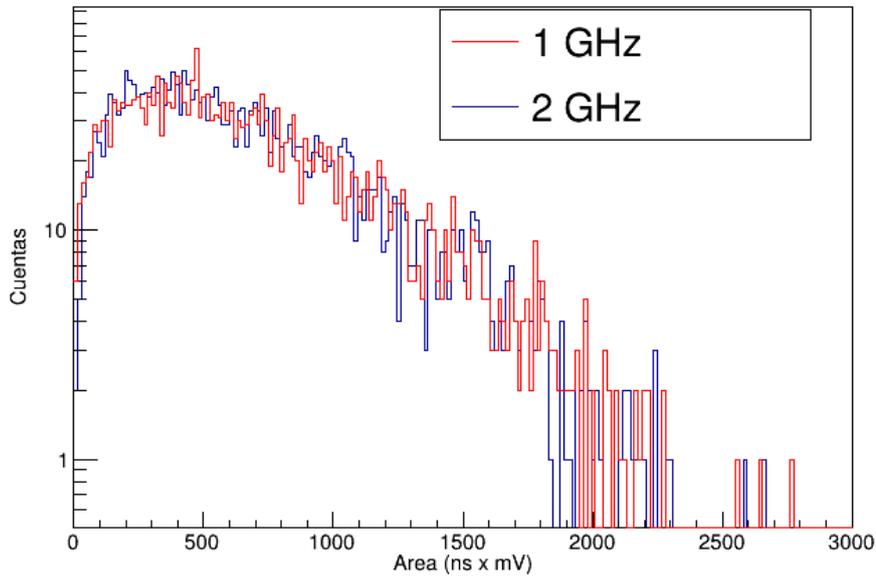


Figure 17: Distribución de áreas de pulsos generados únicamente por eventos Cherenkov con al menos un pulso detectado en cada PMT registrados en el módulo de ANAIS-112 en la simulación de la desintegración del ^{40}K homogéneamente distribuido en el borosilicato de los PMTs.

En la figura 17 se muestra la distribución de las áreas de los pulsos simulados para las 10^4 de las desintegraciones del isótopo ^{40}K distribuido homogéneamente en el borosilicato de los PMTs. Solo se han representado sucesos Cherenkov, en los que no hay depósito energético en el cristal de NaI(Tl) y en los que los dos PMTs han recibido al menos un fotón. El número de sucesos Cherenkov que generan señal en los dos PMTs es importante, un 26% de las desintegraciones. El número de sucesos que corresponde a $\text{SR} = 1\text{GHz}$ y $\text{SR} = 2\text{GHz}$ es de 2569 y 2611, respectivamente, compatibles dentro de los errores estadísticos. Con la contaminación medida para los PMTs de ANAIS-112, esto implica que dado que hay dos PMTs por cada módulo, un ritmo de 0,06 Hz en cada módulo del experimento podría ser atribuido a este tipo de sucesos. Aunque es importante, es solo un 10% del ritmo total de trigger de cada módulo.

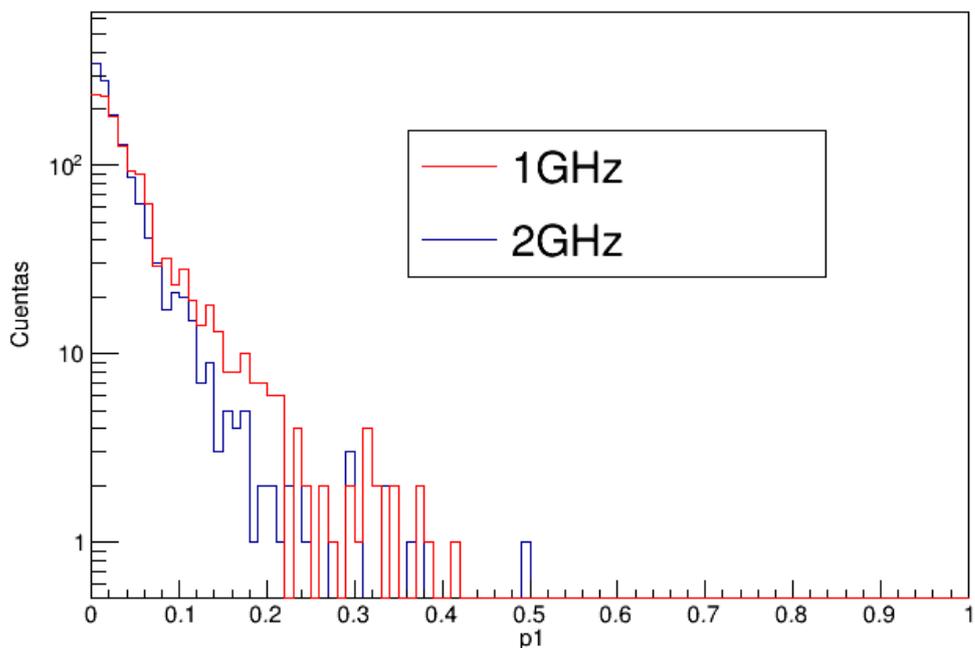


Figure 18: Distribución de los valores del parámetro $p1$ para las simulaciones de la desintegración del ^{40}K en el borosilicato de los PMTs con eventos únicamente Cherenkov y con al menos un fotón detectado en cada PMT.

Si calculamos el parámetro temporal $p1$ tal y como se ha hecho en la sección 4.1, para esta nueva simulación, se puede observar que la mayoría de los sucesos Cherenkov son rápidos, con valores de $p1 < 0.4$, como muestra la figura 18, claramente diferentes de las distribuciones de $p1$ para los sucesos correspondientes al centelleo de NaI(Tl), como muestra la figura 6. En la figura 18 se comprueba que hay diferencias en la asignación de valores del parámetro $p1$ para los dos SR considerados tendiendo a obtenerse valores mayores para el SR de 1 GHz. Por otro lado, se comprueba que los sucesos que tienen valores de $p1 > 0.4$ son prácticamente cero para ambos SR. Esto es importante ya que ANAIS-112 centra el estudio de este parámetro para valores de $p1 > 0.4$, lo que supone que se elimine la totalidad de los eventos Cherenkov que producen luz en ambos PMT.

En la figura 19 se comparan las distribuciones del parámetro $p1$ para sucesos Cherenkov puros y sucesos mixtos (con una componente Cherenkov y una componente de centelleo en el NaI(Tl)), exigiendo en todo caso que al menos se haya detectado un fotón en cada PMT. Se puede observar claramente que en el caso de haber centelleo en el cristal de NaI(Tl) el valor de $p1$ sigue una distribución totalmente equivalente a las mostradas en la sección 4.

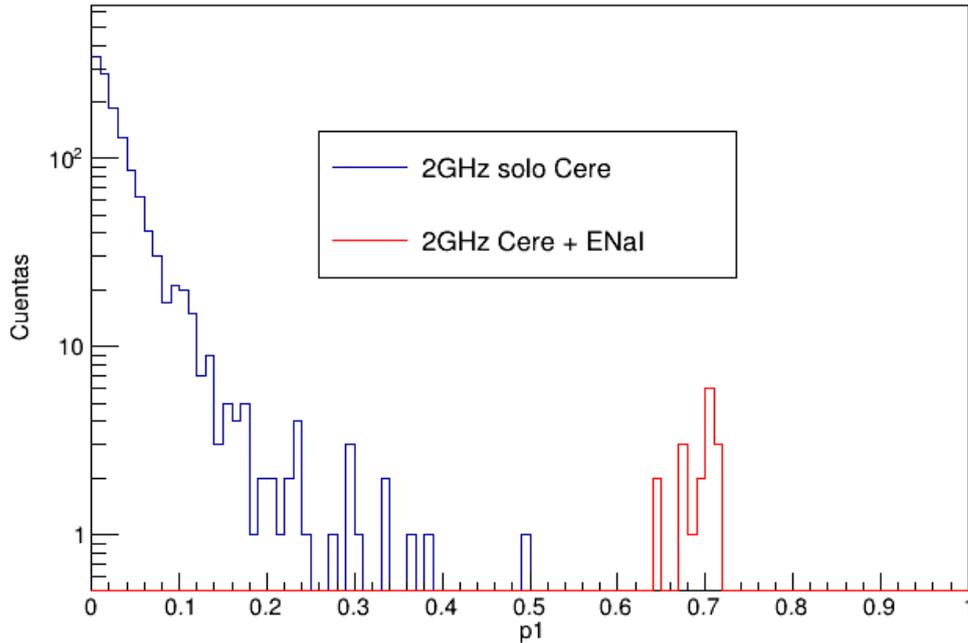


Figure 19: Comparación entre distribuciones del parámetro $p1$ con eventos Cherenkov puros y mixtos (con una componente de centelleo en $\text{NaI}(\text{Tl})$) con al menos un fotón en cada PMT.

6 Estudio del número de picos en el pulso de cada PMT

El último punto a tratar en este trabajo se centra en el efecto de los diferentes SR considerados en uno de los criterios más importantes para la selección de sucesos de centelleo de $\text{NaI}(\text{Tl})$ frente a otros sucesos anómalos en los datos de ANAIS-112. Este criterio se basa en el número de picos identificados en el pulso, que a muy baja energía se relaciona con el número de fotones detectados en los PMTs. Este es un corte que realmente se aplica en el experimento ANAIS-112 de modo que se eliminan todos los eventos que no tienen más de 4 picos identificados en la señal de cada PMT. Este corte lo implementaremos en los pulsos simulados mediante las variables $n0\text{Pulse}$ y $n1\text{Pulse}$.

6.1 Aceptación de sucesos de centello en $\text{NaI}(\text{Tl})$ en la ROI

Vamos a utilizar la simulación de ^{22}Na distribuido homogéneamente en el cristal de $\text{NaI}(\text{Tl})$, que produce un pico de 0.9 keV (situado en plena región de interés del experimento), de modo que sea posible comprobar la eficiencia del corte aplicado en el análisis de ANAIS-112.

En la figura 20 se muestran los números de picos identificados en la señal de cada uno de los PMTs del módulo, junto con el corte del análisis de ANAIS-112. Vamos a calcular

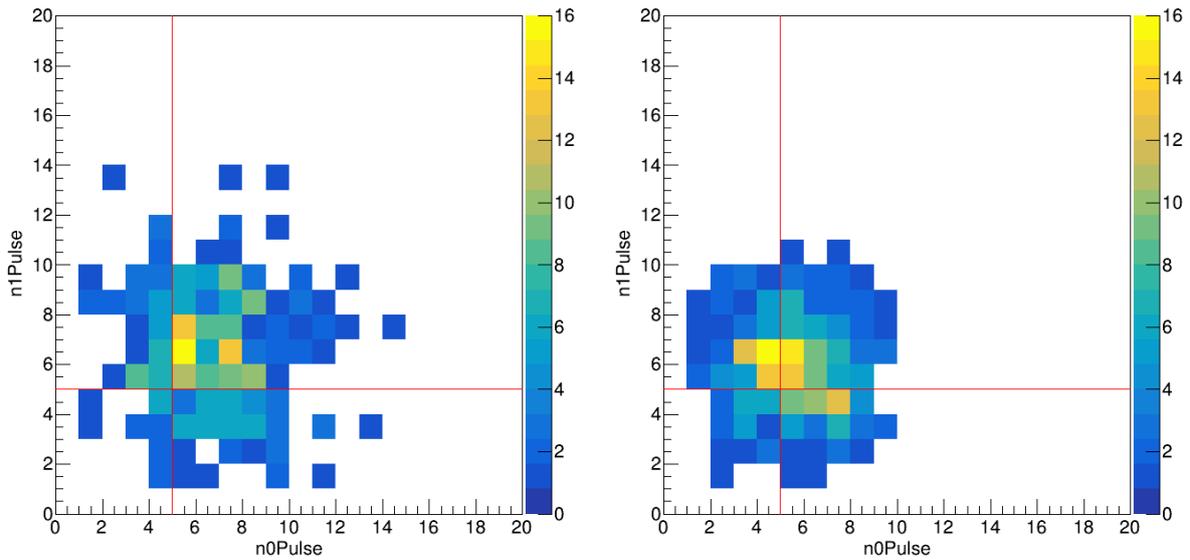


Figure 20: Número de picos detectados en los pulsos de cada fotomultiplicador ($n0Pulse$, y $n1Pulse$) para los sucesos simulados de ^{22}Na en el cristal de $NaI(Tl)$. **Izda:** $SR = 2$ GHz. **Dcha:** $SR = 1$ GHz. Las líneas rojas indican el corte que se aplica en el experimento ANAIS-112.

el porcentaje de sucesos que pasan el corte, que será una estimación de la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo del mismo, para los dos SR estudiados en este trabajo.

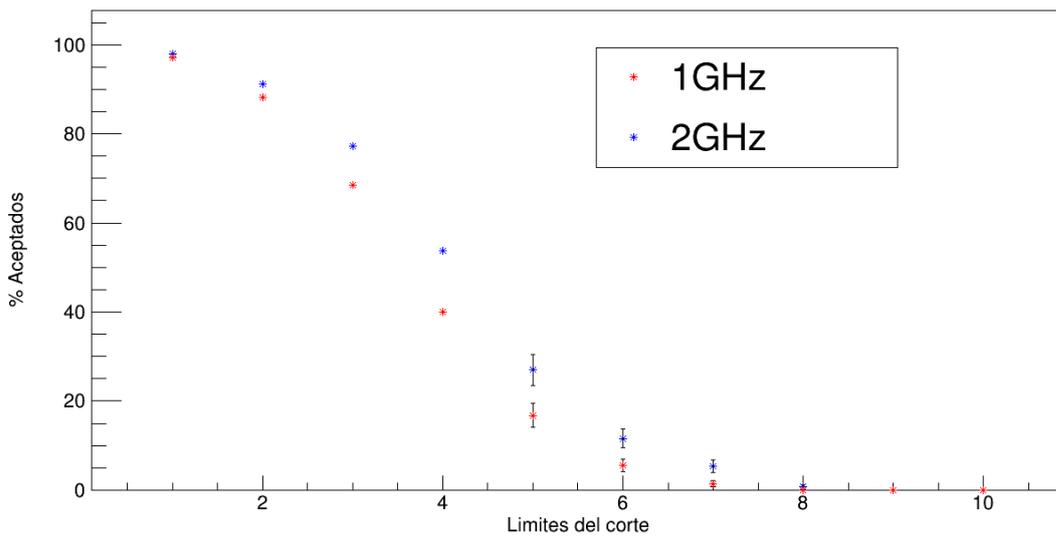


Figure 21: Porcentaje de eventos aceptados según el corte impuesto en el número de picos identificados en el pulso de cada uno de los PMTs.

En la figura 21 se observa cómo disminuye el porcentaje de eventos aceptados conforme

aumenta el número de sucesos exigidos para el corte. Al comparar los resultados para las dos frecuencias de muestreo consideradas se observa que la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo es menor para $SR=1\text{GHz}$. En concreto, para el valor utilizado por ANAIS-112 de $n1\text{Pulse}$, y $n0\text{Pulse} > 4$ los valores obtenidos son del $53.7 \pm 4.34\%$ para $SR = 2\text{ GHz}$ y del $40 \pm 3.74\%$ para $SR=1\text{GHz}$. Estos valores son compatibles con los medidos para los módulos de ANAIS-112 que a 1 keV están entre 0.3 y 0.5 [3], y apuntan a una reducción de la eficiencia de detección en la ROI al pasar a un SR de 1GHz .

6.2 Rechazo de pulsos Cherenkov.

No solo es importante conocer cómo afecta el SR a la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo, sino también al factor de rechazo de sucesos anómalos, como podrían ser los que tienen origen en la radiación Cherenkov emitida en los PMTs. En este caso, para tener una población dominada por sucesos Cherenkov, haremos uso de las simulaciones de contaminación de ^{40}K en el fotomultiplicador (ver sección 5.2). Para centrar el estudio únicamente en este tipo de sucesos, se condicionará el análisis a aquellos eventos que sólo hayan producido Cherenkov.

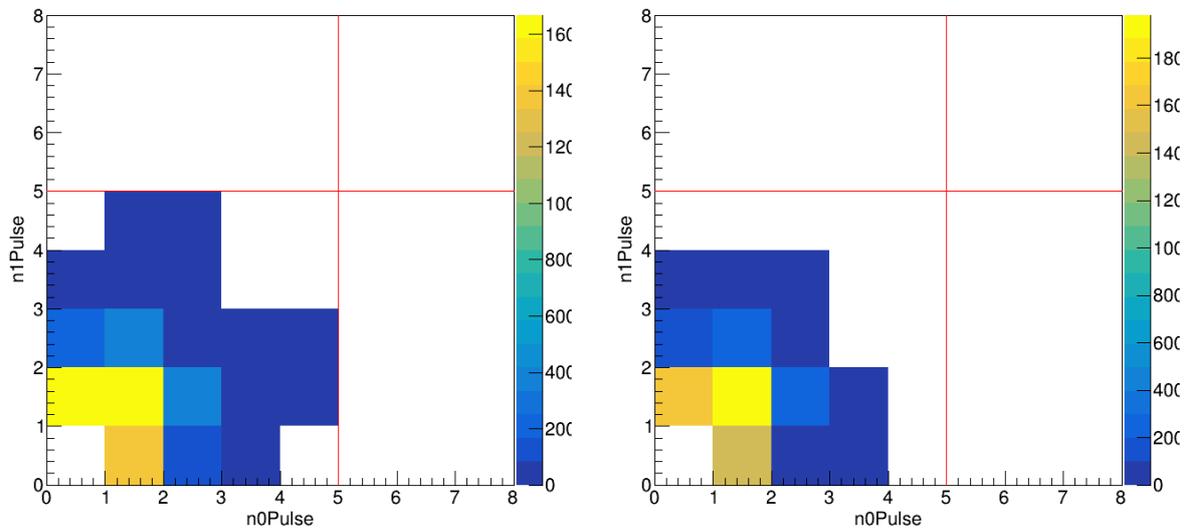


Figure 22: Número de picos detectados en los pulsos de cada fotomultiplicador ($n0\text{Pulse}$, y $n1\text{Pulse}$) para los sucesos simulados de ^{40}K en el PMT. **Izda:** $SR = 2\text{ GHz}$. **Dcha:** $SR = 1\text{ GHz}$. Las líneas rojas indican el corte que se aplica en el experimento ANAIS-112.

En la figura 22 se muestra la distribución del número de picos en las señales de los dos PMTs que corresponden a la población dominada por sucesos Cherenkov para las dos frecuencias de muestreo consideradas a lo largo de todo este trabajo, junto con el corte aplicado en el experimento ANAIS-112. Se puede observar que todos los sucesos serían rechazados por el corte de ANAIS-112. En la figura 23 se muestran los porcentajes de

rechazo de los eventos Cherenkov producidos en la simulación de ^{40}K en el fotomultiplicador y la comparativa entre las dos frecuencias de muestreo para los distintos cortes posibles. Sería interesante reducir el corte de ANAIS-112 para poder mejorar las eficiencias de aceptación de sucesos de centelleo, mostradas en la figura 21 de la sección 6.1, sin embargo eso implica empeorar el rechazo de otros sucesos anómalos. De acuerdo con los datos mostrados en la figura 23, se podría reducir el corte sin perder eficiencia de rechazo de los sucesos Cherenkov de forma significativa. Claramente podemos concluir de nuestra simulación que los sucesos Cherenkov son efectivamente filtrados por los procedimientos de selección de sucesos aplicados en la actualidad en ANAIS-112.

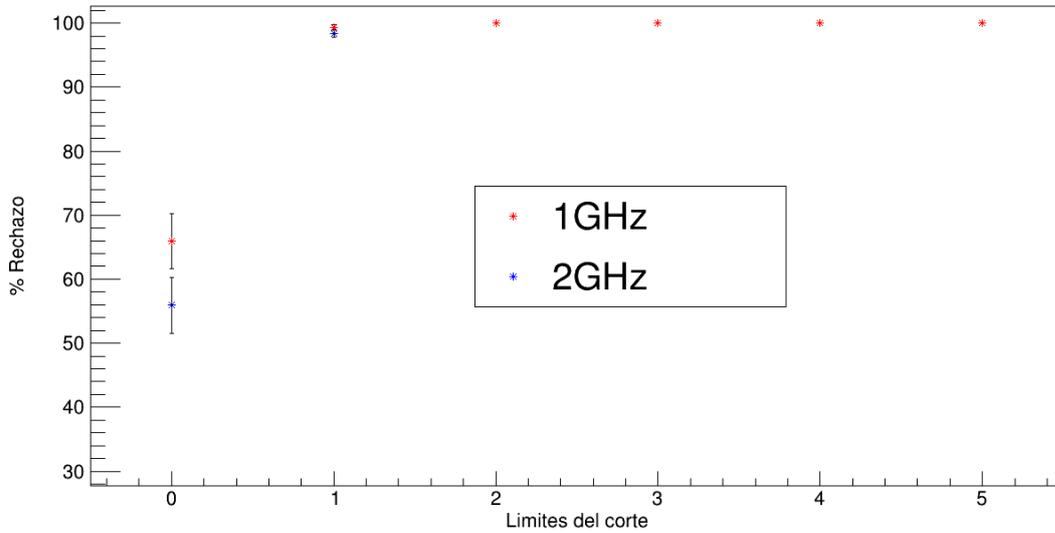


Figure 23: Porcentaje de eventos Cherenkov rechazados según el corte impuesto en el número de picos identificados en el pulso de cada uno de los PMTs.

7 Conclusiones

En este trabajo hemos desarrollado simulaciones ópticas de uno de los módulos de ANAIS-112, consistente en 12.5 kg de NaI(Tl) acoplado a dos PMTs en sus extremos. Hemos simulado tanto el centelleo producido por los depósitos energéticos en el cristal de NaI(Tl) como la radiación Cherenkov producida en el borosilicato de los PMTs por alguno de los contaminantes radioactivos que contiene. Hemos generado la señal producida en los PMTs a partir de los fotones que llegan al fotocátodo con los parámetros de digitalización utilizados en el experimento actualmente (SR=2GHz y 1260 ns) y con otros alternativos (SR=1GHZ y 2520 ns). A los pulsos así generados les hemos aplicado procedimientos de análisis similares a los de ANAIS-112. A continuación resumimos los principales resultados que se han obtenido.

Hemos simulado desintegraciones de ^{109}Cd en una sirga de PVC con contenido de

bromo para reproducir las calibraciones periódicas de ANAIS-112, así como las desintegraciones de dos contaminantes del cristal de NaI(Tl), ^{40}K y ^{22}Na . Los resultados muestran que las posiciones de los picos corresponden a áreas mayores en el caso de $\text{SR} = 1 \text{ GHz}$, aunque la diferencia no es demasiado importante. Por otro lado, aunque hemos introducido una proporcionalidad perfecta en la luz emitida por unidad de energía depositada, el resultado no refleja dicha proporcionalidad. Aunque el término independiente de la relación lineal entre área del pulso y energía depositada es compatible con cero para $\text{SR}=1\text{GHz}$ no lo es para $\text{SR}=2\text{GHz}$. Este resultado es interesante y será objeto de posteriores estudios, ya que no ha podido ser explicado en el marco de este trabajo. En la comparación de SR para la resolución en energía se observa que a energías pequeñas la resolución empeora levemente para el $\text{SR} = 1 \text{ GHz}$, lo que era previsible puesto que tiene peor resolución temporal. También se ha comparado la resolución en energía calculada en la simulación con la que se mide experimentalmente en los módulos de ANAIS-112, siendo totalmente compatibles en la ROI del experimento.

También se ha estudiado cómo afectan las dos frecuencias de muestreo al parámetro p_1 , que mide el comportamiento temporal del pulso. Se ha podido comprobar que para los pulsos de menor energía aumenta la dispersión en los valores de este parámetro, y a energías suficientemente bajas, el valor medio de la distribución correspondiente se reduce, observándose diferencias para los dos SR considerados para los sucesos de ^{22}Na .

Otro objeto de interés en este trabajo son los eventos que producen radiación Cherenkov. Este tipo de eventos podrían contribuir a poblaciones de sucesos anómalos que pasan los protocolos de selección de sucesos de centelleo en el NaI(Tl) en los datos de ANAIS-112. En este trabajo primero se comprueba que los eventos Cherenkov se generan de forma correcta para después llevar a cabo una simulación que involucre emisiones de eventos Cherenkov, para lo que se simula el isótopo ^{40}K presente en el borosilicato del fotomultiplicador, y se estudian aquellos eventos que generan Cherenkov sin depositar energía en el cristal de NaI(Tl). Tras analizar el área de los pulsos y el parámetro p_1 bajo dichas conclusiones se aprecia que estos eventos rápidos no generan valores de $p_1 > 0.4$ que es la condición que exige ANAIS-112 en su análisis por lo que son eliminados con facilidad. Sin embargo, se espera un alto número de este tipo de sucesos, que contribuirán al trigger del experimento, con un ritmo promedio por módulo de 0.06 Hz .

Por último hemos estudiado tanto la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo en el cristal de NaI(Tl) en la ROI de ANAIS-112, como el factor de rechazo de sucesos Cherenkov, analizando el número de picos identificados en los pulsos de cada PMT. Calculamos el porcentaje de pulsos producidos únicamente por efecto Cherenkov y comparamos la simulación con el corte establecido en el experimento ANAIS-112, llegando a la conclusión que se rechazan el 100% de estos eventos. Por otro lado, calculamos también el porcentaje de aceptación de eventos detectados en ambos PMTs en la ROI a través de la simulación del isótopo de ^{22}Na resultando valores de $50 - 40\%$, compatibles con las

eficiencias asociadas a este corte en los datos de ANAIS-112.

A modo de conclusión general, se puede considerar que el cambio en el SR de la digitalización de la DAQ de ANAIS-112 no tendría consecuencias graves en términos de resolución o de distribución del parámetro p_1 . Sin embargo, pasar al SR de 1 GHz conlleva reducir la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo en el NaI, lo cual supone una merma en la sensibilidad del experimento, sin que haya ninguna ganancia en términos de rechazo de sucesos Cherenkov.

8 Referencias

- [1] M. Schumann, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **46**, 103003 (2019), ISSN 0954-3899, URL <http://arxiv.org/pdf/1903.03026v2>.
- [2] R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C. J. Dai, A. d'Angelo, A. Di Marco, N. Ferrari, et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* **114**, 103810 (2020), ISSN 01466410.
- [3] J. Amaré, S. Cebrián, I. Coarasa, C. Cuesta, E. García, M. Martínez, M. A. Oliván, Y. Ortigoza, A. O. de Solórzano, J. Puimedón, et al., *The European Physical Journal C* **79** (2019), ISSN 1434-6044.
- [4] J. Amaré, S. Cebrián, D. Cintas, I. Coarasa, E. García, M. Martínez, M. A. Oliván, Y. Ortigoza, A. O. de Solórzano, J. Puimedón, et al., *Physical Review D* **103** (2021), ISSN 2470-0010.
- [5] S. Agostinelli et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **506**, 250 (2003), ISSN 01689002.
- [6] Geant4, *Book for application developers*.
- [7] Geant4, *Physics reference manual*.
- [8] M. Villalba, *Simulación por monte carlo de procesos de generación y recogida de luz para la optimización del experimento anais-112*, <https://deposita.unizar.es/record/62532?ln=es>.
- [9] R. Brun and F. Rademakers, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **389**, 81 (1997), ISSN 01689002.
- [10] M. A. Oliván, Ph.D. thesis, Universidad de Zaragoza (2016), URL <http://arxiv.org/pdf/1601.07312v1>.
- [11] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=480109>.
- [12] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=190040>.
- [13] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=110022>.
- [14] J. Marangos, *Nature* **406**, 243 (2000).
- [15] J. Amare et al., *Eur. Phys. J. C* **79**, 412 (2019), 1812.01377.