

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA
FACULTAD DE CIENCIAS

TRABAJO DE FIN DE GRADO
GRADO EN FÍSICA

**Caracterización de un prototipo de
NaI(Tl)+SiPM a varias temperaturas para
su aplicación a un experimento de búsqueda
de materia oscura (ANALIS+)**

Autora:

Laura Navarro Cozcolluela

Directores:

María Martínez Pérez

David Cintas González

Julio de 2023

Índice

1. Introducción y objetivos	1
2. Principio de operación de los SiPM	3
2.1. Características de los SiPM	4
2.2. Modelización del SiPM para la detección de centelleo	8
3. Descripción del montaje experimental	9
3.1. Matriz de SiPMs y prototipo NaI(Tl)+SiPM	9
3.2. Cadena electrónica	11
3.3. Sistema de enfriamiento	12
4. Caracterización de los SiPM con fibra óptica	13
4.1. Optimización del circuito de salida	13
4.2. Calibración en altura y en área del SPE	15
4.3. Caracterización de la corriente oscura	18
5. Caracterización de la respuesta del prototipo NaI(Tl)+SiPM	18
5.1. Análisis de la recolección de luz	18
5.2. Resolución en energía	21
6. Conclusiones	23

1. Introducción y objetivos

Uno de los mayores retos en la actualidad de la física de partículas y la cosmología es comprender la naturaleza de la materia oscura. Esta puede estar compuesta de una nueva partícula masiva con muy baja probabilidad de interacción con las partículas del modelo estándar, aquello que entenderíamos como la materia que constituye todo lo que nos rodea. Los mejores candidatos actualmente a esta materia oscura desconocida son los axiones y los WIMPs (de sus siglas en inglés *Weak Interacting Massive Particles*, partículas masivas débilmente interaccionantes) [1].

Las evidencias que apuntan a la necesidad de materia oscura en el Universo son numerosas en todas las escalas, como por ejemplo, los efectos de lentes gravitacionales o las curvas de rotación de las galaxias espirales, que se mantienen constantes en función de la distancia al centro, en lugar de decrecer según se esperaría debido a su masa “visible”. Todo ello indica la presencia de una masa invisible adicional, la materia oscura. Sin embargo, todas ellas se basan en sus efectos gravitacionales, lo que limita nuestra capacidad de estudiar sus propiedades intrínsecas.

Hay numerosos experimentos de detección directa de WIMPs que tratan de detectar la dispersión nuclear elástica de estas partículas con un núcleo atómico. Pese a que no ha habido ningún resultado concluyente hasta la fecha, el experimento DAMA/LIBRA ha estado observando desde los años 90 una señal positiva compatible con lo esperado para materia oscura. Este experimento, situado en el Laboratorio Nacional del Gran Sasso (Italia) [2] y que utiliza 250 kg de centelleadores de NaI(Tl), ha observado una modulación anual en el ritmo de detección en la región energética de menos de 6 keV. Esto podría ser un indicio de materia oscura, ya que para esta componente se espera una modulación anual debido al cambio en la velocidad relativa de un detector situado en la Tierra en los meses de verano respecto a los meses de invierno. En verano se mueve más deprisa respecto al halo de materia oscura, pues la velocidad de rotación de la Tierra en torno al Sol se suma a la velocidad de rotación del sistema solar en torno al centro galáctico, mientras en invierno se ralentiza, al tener ambas velocidades signos opuestos. Esta variación en la velocidad induce una modulación anual en el flujo de WIMPs en la Tierra y por tanto en el ritmo de detección [3].

La modulación observada por DAMA/LIBRA, pese a ser compatible con la esperada para los WIMPs en el halo galáctico, ha sido descartada en términos de WIMPs por muchos experimentos que trabajan con distintos núcleos blanco que DAMA. Sin embargo, la comparación depende del modelo asumido para el WIMP y para su distribución de velocidades en el halo galáctico, por lo que no se puede descartar la hipótesis de materia oscura. Para ello es necesario un experimento que use el mismo material blanco que DAMA, el NaI(Tl). Un experimento como este podría confirmar que la observación realizada en el laboratorio italiano se debe efectivamente a partículas de materia oscura, pues una modulación de la misma fase y amplitud sería muy difícil de explicar como efecto de fondo o errores sistemáticos. En esta línea se encuentra ANAIS-112 (de las siglas en inglés *Annual modulation with NaI Scintillators*, modulación anual con centelleadores de NaI), un experimento de detección directa de materia oscura cuyo objetivo es confirmar o refutar de modo directo el resultado de DAMA/LIBRA.

Instalado en 2017 en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), ANAIS-112 consiste en nueve módulos de NaI(Tl) [4]. Cada uno de estos módulos consta de un cristal cilíndrico de NaI(Tl) de 12.5 kg, en cuyas caras planas se encuentran acoplados mediante ventanas de cuarzo dos fotomultiplicadores (de aquí en adelante nos referiremos a ellos como PMTs, de sus siglas en

inglés *PhotoMultiplier Tubes*) con alta eficiencia cuántica. En total, los cristales suman 112.5 kg de masa, de ahí el nombre del experimento.

Los resultados observados hasta ahora por el experimento [5], aunque todavía no son concluyentes, apuntan a una ausencia de modulación en los datos, y están por tanto en fuerte tensión con los resultados de DAMA/LIBRA. En la región de energía de [1–6] ([2–6]) keV se ha obtenido una incompatibilidad de 3.3 (2.5) σ . Actualmente hay expectativas de superar las 4σ de sensibilidad con 6 años de toma de datos, que se cumplen en agosto de 2023.

Para mejorar adicionalmente la sensibilidad del experimento, sería interesante reducir el umbral energético. Sin embargo, por debajo de 2 keV se observan unos eventos de fondo notablemente diferentes al resto, que se caracterizan por su alta asimetría en el reparto de luz en ambos PMTs. Aunque esto permite en principio identificarlos, el algoritmo de discriminación es muy agresivo, por lo que a energías tan bajas la eficiencia de detección de sucesos de centelleo del NaI(Tl) es muy pequeña. Esta es cercana a uno en 2 keV, pero decrece abruptamente a los 0.3–0.55 (según el detector) para eventos de 1 keV, y es prácticamente nula a 0.5 keV. Así, estos eventos son el factor determinante para fijar el umbral energético del detector, que se ha establecido en 1 keV. Por lo tanto, si conseguimos eliminarlos aumentaremos la eficiencia de selección de eventos de centelleo, pudiendo así disminuir el umbral energético del detector y mejorar considerablemente la sensibilidad del experimento.

Estos eventos asimétricos son únicamente visibles por debajo de 2 keV en medidas de fondo, y no aparecen en medidas de calibración con ^{109}Cd . Por tanto, la principal hipótesis es que se trate de sucesos de luz producidos en los PMTs. Ante esta suposición, la solución que se presenta es reemplazar los PMTs actuales por SiPM, es decir, fotomultiplicadores de silicio (*Silicon PhotoMultiplier* en inglés) [6].

Estos nuevos sensores introducirían múltiples mejoras en ANAIS-112, que presentaremos brevemente. Las características de los SiPMs serán explicadas más en detalle en la Sección 2 [7, 8]. En primer lugar, presentan mayor eficiencia cuántica, que permitiría bajar el umbral aún más, al incrementar la recolección de luz. Por otro lado, son intrínsecamente más radiopuros, pues el silicio se puede fabricar con una elevadísima radiopureza. Esto, combinado con el hecho de que tienen notablemente menor masa que los PMTs actuales, hace que la contaminación de isótopos naturales como el ^{40}K que introducen sea muchísimo menor, por lo que su reemplazo implicaría la reducción de muchos de los eventos de fondo detectados actualmente. Además, tienen muchos menos materiales susceptibles de producir luz de Cherenkov que llegue hasta los SiPM y es de esperar que no produzcan sucesos asimétricos de muy baja energía como los observados en ANAIS-112 por debajo de 2 keV.

Sin embargo, los SiPM presentan un gran inconveniente, su alto ritmo de corriente oscura a temperatura ambiente (del orden del MHz/cm^2). Esta es una de las principales desventajas frente a los PMTs, pues impide alcanzar el umbral de energía requerido por el experimento, que requiere un umbral de disparo al nivel de un único fotón detectado. Como explicaremos más en detalle en la Sección 2.1, la corriente oscura es fuertemente dependiente de la temperatura, reduciéndose un orden de magnitud cada 15–20 K, dependiendo del modelo de SiPM. Por ello, la solución a este problema es bajar la temperatura, de ahí la motivación de este trabajo de estudiar y caracterizar los SiPMs y el especial interés en ver la respuesta del prototipo con el cristal de NaI(Tl) a bajas temperaturas.

2. Principio de operación de los SiPM

Los SiPMs son fotodetectores de estado sólido constituidos por una matriz de microceldas. Cada microcelda (también denominada píxel) está constituida por un SPAD (*Single Photon Avalanche Diode*, diodo de avalancha de un fotón único) operando en modo Geiger. Todas las microceldas son independientes y están conectadas en paralelo. Respecto a sus dimensiones, son típicamente cuadradas, con un lado de entre 10 y 100 μm . La proporción entre el área activa (ocupada por microceldas, capaces de detectar fotones) respecto al área total se denomina factor de llenado (*FF*, del inglés *Fill Factor*), y es de especial relevancia en el diseño de un SiPM.

Antes de proceder con el funcionamiento de las microceldas, explicaremos en qué consiste el modo Geiger de los diodos de unión p-n.

Un diodo es esencialmente una unión de dos piezas de silicio, una de tipo p y otra de tipo n, que crea una región libre de portadores móviles, que llamaremos región de agotamiento. El proceso es el que sigue: la zona p del diodo tiene exceso de huecos, mientras la zona n tiene exceso de electrones, y es al ponerlas en contacto cuando se crea la zona libre de portadores mencionada. Si se aplica un voltaje de polarización inversa al diodo aumentaremos la anchura de la región de agotamiento y el campo eléctrico en ella. En estas condiciones, el diodo presenta una gran resistencia al paso de la corriente eléctrica. Cuando un fotón es absorbido en el silicio, con una probabilidad dada por su eficiencia cuántica, creará un par electrón-hueco. Dichos portadores se acelerarán en la zona de agotamiento en dirección al ánodo o al cátodo, según si son huecos o electrones debido al campo eléctrico.

Cuando este campo eléctrico generado en la región de agotamiento es lo suficientemente alto, estos portadores de carga adquieren suficiente energía cinética como para crear pares de carga secundarios a través de un proceso denominado avalancha. Así, un único fotón absorbido puede desencadenar una cascada de ionización que se extenderá a lo largo del volumen de silicio sujeto al campo eléctrico, de manera que la corriente será lo suficientemente grande como para poder ser detectada. En esta situación, el silicio amplifica de forma efectiva el par electrón-hueco original a un flujo de corriente macroscópica. Este proceso se denomina descarga Geiger, por su similitud con la descarga de ionización observada en un tubo Geiger-Müller.

A la tensión necesaria para que el campo eléctrico generado en la región de agotamiento sea lo suficientemente fuerte como para crear una descarga Geiger se le llama tensión de ruptura (V_b). Su valor es del orden de las decenas de voltios y aumenta con la temperatura [10]. Experimentalmente lo determinaremos como el mínimo voltaje a partir del cual se identifican avalanchas. Este punto se identifica claramente en la Figura 1 con un aumento repentino de la intensidad con respecto a la tensión de polarización. Denominaremos *Overvoltage* (OV) al voltaje aplicado por encima de la tensión de ruptura.

Una vez hemos explicado el modo Geiger de los diodos, procederemos desarrollando el funcionamiento de las microceldas, es decir, del conjunto del diodo con su resistencia *quenching*. Un esquema del SiPM y sus microceldas se presenta en la Figura 2. Notar, además, que la salida

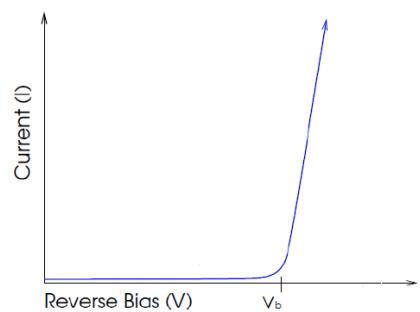


Figura 1: Curva IV del SiPM con el voltaje de ruptura (V_b) asociado. Figura extraída de [9].

del SiPM será la suma de todas las lecturas de las microceldas individuales y que la avalancha Geiger quedará confinada en la única microcelda en la que fue iniciada.

Cuando una microcelda en el SiPM dispara en respuesta a un fotón absorbido, se inicia una avalancha Geiger causando un flujo de corriente a través de la microcelda, y aumentando por tanto el voltaje a través de la resistencia de *quenching* (del verbo *quench*, pues su papel es fundamental para “extinguir” la avalancha). Dado que el voltaje de la microcelda es constante al estar todas conectadas en paralelo, el incremento de voltaje a través de la resistencia resulta en una caída del voltaje de polarización a través del diodo, que queda reducido a un valor por debajo del de ruptura, deteniendo así la avalancha. Una vez la corriente del diodo ha sido cancelada, el voltaje de polarización se recarga a su valor nominal (superior al voltaje de ruptura) y el diodo queda de nuevo disponible para detectar los siguientes fotones. El tiempo que le cuesta a la microcelda recargarse hasta su voltaje de operación completo se denomina tiempo de recuperación.

De esta forma, un sensor SPAD operando en modo Geiger tendrá un comportamiento equivalente a un interruptor desencadenado por fotones, con dos estados posibles únicamente, *on* u *off*. Es precisamente la resistencia en serie y su efecto de *quenching* lo que permiten que, una vez iniciada la avalancha y pasado el tiempo de recuperación, la microcelda pase otra vez al estado *off*. Si no, la avalancha nunca se detendría y el SPAD se quedaría en modo *on* de manera indefinida. La salida es por tanto binaria, es decir, cualquier avalancha será igual a la causada por un único fotón. Por tanto, si una misma microcelda absorbe más de un fotón dentro del tiempo de recarga, la señal emitida será indistinguible de la producida por un solo fotón. Para vencer esta falta de proporcionalidad, el SiPM cuenta con un denso array de sensores independientes SPAD. Notar además que nos referiremos normalmente como fotoelectrón (phe, del inglés *photoelectron*) al electrón generado por la absorción de un único fotón y que producirá a la salida un pulso de corriente cuyas características temporales dependerán del circuito de salida.

2.1. Características de los SiPM

Eficiencia de fotodetección (PDE)

La eficiencia de fotodetección (PDE, de las siglas en inglés *Photon Detection Efficiency*) es una medida de la sensibilidad de un SiPM. Se define como la probabilidad de que un fotón incidente interactúe con una microcelda y produzca una avalancha, y se puede entender como el ratio de fotones detectados respecto a los fotones que llegan al detector. Según el modelo de SiPM, la PDE alcanza valores máximos del 30 al 60 %, y depende de la longitud de onda de la luz incidente (λ), el voltaje aplicado (V) y el factor de llenado de las microceldas (FF) de la forma:

$$PDE(V, \lambda) = \frac{N_{phe}}{N_{ph}} = \eta(\lambda) \cdot P_b(V) \cdot FF \quad (1)$$

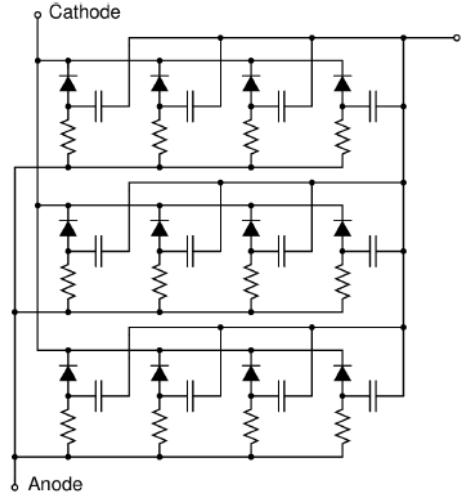


Figura 2: Esquema de la electrónica de un SiPM. Figura extraída de [9].

donde $\eta(\lambda)$ es la eficiencia cuántica del silicio, $P_b(V)$ la probabilidad de iniciación de la avalancha, FF es el factor de llenado y $\frac{N_{phe}}{N_{ph}}$ la proporción de fotoelectrones (fotones detectados) respecto a los fotones incidentes. Procederemos a explicar los dos primeros en detalle, y con ellos las dependencias que introducen en la PDE, pues el factor de llenado ya se ha explicado en la sección anterior.

La eficiencia cuántica ($\eta(\lambda)$) es el ratio de pares electrón-hueco creados respecto al número de fotones que alcanzan la zona activa de la microcelda. Debido a que la absorción de fotones es dependiente de la longitud de onda, también lo será por tanto la eficiencia cuántica, y con ella la PDE. Notar además que el silicio absorbe de manera eficiente un amplio rango de longitudes de onda con una profundidad de unas pocas decenas de micras así que es muy adecuado como fotodetector.

La probabilidad de iniciación de la avalancha ($P_b(V)$) es la probabilidad de que un portador de carga inicie una avalancha. Depende del campo eléctrico (y por tanto del OV) y de la posición donde se generan los portadores. En particular, la P_b es distinta para los electrones y los huecos, ya que los electrones tienen un coeficiente de ionización notablemente mayor.

Ganancia (factor de multiplicación)

Cada microcelda en el SiPM libera una cantidad de carga uniforme cada vez que se genera una avalancha. Definimos entonces la ganancia de una microcelda, y por tanto la del sensor, como el ratio entre la carga liberada en una única avalancha y la carga de un electrón. Teniendo en cuenta que el diodo se comporta como un condensador de capacidad C , esta carga liberada es $Q = C \cdot V_{OV} = C \cdot (V - V_b)$, de donde se desprende que la ganancia depende linealmente del voltaje aplicado al diodo.

Debido a la particular respuesta del SiPM, en la que cada microcelda contribuye como máximo con un pulso de fotoelectrón, la carga liberada está cuantizada, de tal modo que en el espectro de carga es posible apreciar los picos correspondientes a una avalancha, dos, tres, etc. Así, la diferencia de la posición de estos picos es directamente la ganancia, como estudiaremos más adelante en la Sección 4.2. Para calcular la carga liberada por avalancha, se digitaliza el pulso de corriente y se integra a lo largo del tiempo. A la integral del pulso la llamaremos área y al valor máximo del pulso lo llamaremos altura, y la digitalización tiene unidades de voltaje. Como la carga se obtiene de la integral del pulso, esta se expresa en unidades de $\text{mV} \times \text{ns}$. **ADC?**

Para obtener la ganancia de un SiPM se representa entonces un histograma de la carga generada a la salida en condiciones de baja iluminación en el que, efectivamente, se observa la cuantización. Esta gráfica se denomina generalmente *finger plot*. Presentamos un ejemplo en la Figura 3. Notar, sin embargo, que la capacidad de resolver los picos individuales en el espectro depende de las condiciones de ruido en la medida. En nuestras condiciones del laboratorio raramente se identificaba el pico de 4 phe, por eso se incluye una imagen de la bibliografía.

Rango dinámico

Definimos el rango dinámico de un SiPM como el rango de señal óptica en el cual el sensor produce una respuesta proporcional a dicha señal.

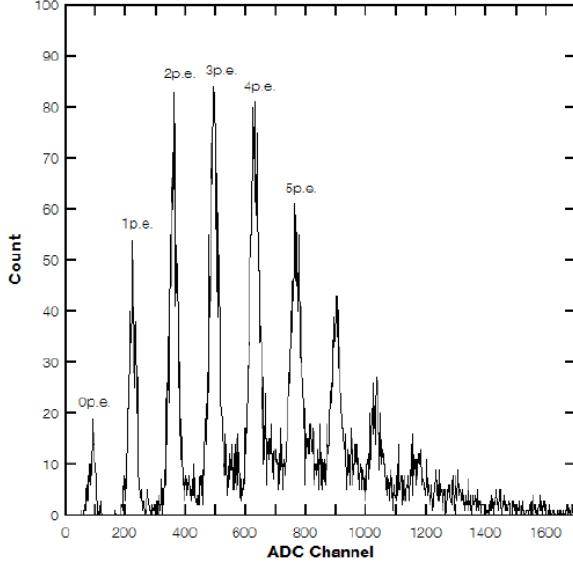


Figura 3: *Finger plot* de un SiPM. Figura extraída de [9].

La detección de fotones de un SiPM es un proceso estadístico. Suponiendo que los fotones llegan todos a la vez (y por tanto cada celda puede registrar una única avalancha) y están uniformemente distribuidos espacialmente, podemos expresar el número de fotones detectados n_{phe} (número de microceldas que han producido una señal) en función del número total de microceldas (N_{mc}), la PDE y el número de fotones incidentes (N_{ph}) como sigue:

$$n_{phe} = N_{mc} \left(1 - \exp \left(-\frac{PDE \cdot N_{ph}}{N_{mc}} \right) \right) \quad (2)$$

No obstante, en el caso real puede ser que los fotones estén distribuidos en el tiempo de forma no uniforme (como ocurre en el centelleo, la luz que nos interesa detectar), en cuyo caso cada celda podrá volver a producir una avalancha tras recargarse.

Cuando el número de fotones incidentes es mucho menor que el número total de microceldas, la anterior expresión se reduce a $n_{phe} = PDE \cdot N_{ph}$, reproduciendo correctamente la respuesta lineal del SiPM en estas condiciones.

Ritmo de corriente oscura

La corriente oscura (DC, del inglés *Dark Current*) es uno de los principales factores que limitan el comportamiento de los SiPM, pues, a temperatura ambiente, es su principal fuente de ruido. La mera agitación térmica de los átomos produce la creación de pares electrón-hueco. Estos nuevos portadores pueden también iniciar una avalancha y resultar en un pulso de corriente indistinguible de uno producido por un fotón. Denominamos ritmo de corriente oscura (DCR, de las siglas en inglés *DC Rate*) a la frecuencia media de este tipo de procesos en todas las microceldas del SiPM. El valor típico actualmente está en un rango de los MHz/cm².

En muchas aplicaciones el ritmo de corriente oscura se puede sustraer de los datos medidos. Sin embargo, en nuestro caso esto no ocurre, pues estamos trabajando a niveles de detección de fotones individuales, por lo que este ritmo de corriente oscura constituirá un ruido tan relevante que determinará nuestra mínima señal medible, especialmente al operar a temperatura ambiente.

A la temperatura del nitrógeno líquido el ritmo de corriente oscura se reduce hasta 1 Hz/cm^2 , y en los SiPMs de Hamamatsu (los mismos que se han utilizado para llevar a cabo este trabajo) se ha medido desde 40°C hasta -40°C un cambio en un factor 10 cada 20 grados aproximadamente [11]. He aquí el interés de bajar la temperatura y el objetivo final de este trabajo.

Por último, cabe mencionar que el ritmo de corriente oscura depende del voltaje, pues es proporcional a la probabilidad de iniciar una avalancha, que como hemos visto en la Ecuación 1, depende del voltaje aplicado. Podemos modelar [12] esta dependencia como sigue:

$$DCR (V_{ov}) = DCR_0 \cdot \exp\left(\frac{V_{ov}}{V_a}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-V_{ov}}{V_b}\right)\right) \quad (3)$$

con DCR_0 , V_a y V_b parámetros libres. Sin embargo, como veremos más adelante en los resultados, esta contribución solo será relevante a temperatura ambiente y en el rango de energías con el que se ha trabajado en esta memoria.

Crosstalk

Otra componente importante del ruido de los SiPM es el *crosstalk* óptico entre las microceldas. Una avalancha en una microcelda puede producir fotones secundarios que alcancen las microceldas vecinas de distintas formas (directamente, por reflexión en la ventana que cubre el sensor o en el sustrato de silicio de la base...). Estos fotones pueden ser absorbidos en esas microceldas y producir avalanchas secundarias casi simultáneamente a la avalancha primaria.

A este efecto lo denominamos *crosstalk* y es una función creciente con el OV, ya que este incrementa el número de portadores generados en la avalancha primaria (la ganancia) y la probabilidad de iniciación de la avalancha secundaria ($P_b(V)$). Además, el *crosstalk* óptico depende de la geometría de las microceldas, y una forma de reducirlo significativamente es aislar ópticamente los píxeles entre sí.

Afterpulsing

La estructura del silicio contiene impurezas que dan lugar a estados en la banda prohibida de energías, denominados trampas. Durante la avalancha, un gran número de portadores atraviesan la unión p-n y existe una probabilidad no despreciable de que queden atrapados en esos estados. Al liberarse un tiempo después, pueden desencadenar un nuevo proceso de avalancha, creando un nuevo pulso en la misma microcelda, denominado *afterpulse* (pulso posterior).

Si el tiempo de vida de las trampas es menor que el tiempo de recarga, los portadores se liberarán pero no podrán producir todavía una avalancha. Sin embargo, aquellos con vidas medias mayores que el tiempo de recarga producirán una avalancha con una probabilidad no despreciable.

De nuevo, como ocurría con la corriente oscura, el *afterpulsing* será proporcional a la probabilidad de producir una avalancha, que a su vez depende del OV.

2.2. Modelización del SiPM para la detección de centelleo

Tras incidir una partícula en el centelleador y producir un depósito de energía, el centelleador emite una cantidad de fotones proporcional a esa energía según una cierta constante temporal, característica del centelleador (la distribución temporal seguirá una ley exponencial con una constante de 230 ns en el caso del NaI(Tl)), y un cierta distribución de longitudes de ondas características también del centelleador. Algunos de ellos producirán entonces phe con una probabilidad dada por la PDE. Definimos así la recolección de luz (LC, de sus siglas en inglés *Light Collection*) de un detector como el número de phe detectados por unidad de energía depositada. Este número no solo depende de la recolección de fotones de centelleo del detector, sino también de las principales fuentes de ruido del SiPM: *crosstalk* (CT), corriente oscura (DC) y *afterpulse* (AP). No obstante, en este modelo se ha considerado despreciable este último por simplicidad.

De esta forma, para caracterizar la contribución de la luz de centelleo a la LC total necesitamos modelizar el comportamiento del detector en función del OV. Utilizaremos un modelo [13, 14] que parametriza la probabilidad de iniciar una avalancha ($P_b(V_{ov})$) como función del OV. Así, si introducimos esta expresión, podemos reescribir la Ecuación 1, resultando:

$$PDE(V_{ov}) = PDE_{max} \cdot \left[\xi \left(1 - \exp \left(\frac{-V_{ov}}{V_e} \right) \right) + (1 - \xi) \left(1 - \exp \left(\frac{-V_{ov}}{V_h} \right) \right) \right] \quad (4)$$

donde $PDE_{max} = \eta(\lambda) \cdot P_{b,max} \cdot FF$ el máximo valor que puede alcanzar la PDE (tomando $V_{ov} \rightarrow \infty$), ξ y $1 - \xi$ son las probabilidades de que la avalancha sea iniciada por un electrón o un hueco respectivamente (que dependen de la longitud de onda) y V_e y V_h cuantifican la energía media necesaria para que un portador (electrón o hueco) produzca cargas secundarias.

Utilizando esta expresión, así como la Ecuación 1 de nuevo, podemos escribir una primera aproximación de la LC, que tiene en cuenta solo la contribución de la luz de centelleo, como sigue:

$$LC(V_{ov}) = \frac{N_{phe}(V_{ov})}{E_o} = LC_{max}^{sc} \cdot \frac{PDE(V_{ov})}{PDE_{max}} \quad (5)$$

donde E_o es el valor de la energía depositada a la que estamos calculando la LC y LC_{max}^{sc} es el máximo valor que alcanza la LC de centelleo del detector.

A continuación, modelizaremos el incremento de esta expresión debido a los phe de DC. Como hemos visto de manera teórica y comprobaremos posteriormente en la Sección 4.3, el DCR varía con el OV siguiendo la dependencia expuesta en la Ecuación 3. La LC por tanto aumentará al tener en cuenta esta contribución como sigue:

$$LC(V_{ov}) = LC_{max}^{sc} \cdot \frac{PDE(V_{ov})}{PDE_{max}} + DCR(V_{ov}) \cdot \frac{t_I}{E_o} \quad (6)$$

pues el número de phe producidos por DC es el producto del DCR por el tiempo de integración de nuestra ventana t_I . Vemos además que la expresión tiene dividiendo E_o , de modo que cuanto menor es la energía mayor es la contribución relativa a la DC.

Esta LC se ve amplificada por la contribución del CT óptico, el cual introduce una ganancia extra μ_{CT} . Para conocer dicha ganancia, se modeló el número medio de phe secundarios producidos por CT (λ_{CT}): este número depende de la ganancia (es decir, el número de portadores

liberados en una avalancha), la probabilidad de estos portadores de emitir fotones secundarios, la probabilidad de ser absorbidos en las celdas vecinas, la probabilidad de producir portadores libres en dichas celdas (que a su vez está dada por la eficiencia cuántica del silicio a estas longitudes de onda) y la probabilidad de iniciación de la avalancha, parametrizada en la Ecuación 4. Además, los fotones que producen el CT óptico son dominantes en el infrarrojo, y para esta longitud de onda las avalanchas son principalmente iniciadas por huecos. Así, podemos tener en cuenta únicamente esa contribución (esto es, $\xi = 0$). La ganancia es proporcional al OV (como vimos en la Sección 2.1), mientras que el resto de probabilidades, menos la de iniciación de la avalancha, no dependen del OV. Por lo tanto, podemos juntar todos los parámetros independientes del OV en un factor que denotaremos ξ_{CT} , obtenemos que el número medio de phe secundarios debido al CT viene dado por:

$$\lambda_{CT} (V_{ov}) = \xi_{CT} \cdot V_{ov} \left(1 - \exp \left(\frac{-V_{ov}}{V_h} \right) \right) \quad (7)$$

Finalmente, si $\lambda_{CT} \ll 1$ la ganancia producida por el CT se puede modelar como:

$$\mu_{CT} (V_{ov}) = \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_{CT} (V_{ov})^k = \frac{1}{1 - \lambda_{CT} (V_{ov})} \quad (8)$$

Con todo, la expresión de la LC obtenida en función del OV incluyendo las dos fuentes de ruido principales de los SiPMs es:

$$LC (V_{ov}) = \mu_{CT} (V_{ov}) \cdot \left(LC_{max}^{sc} \cdot \frac{PDE (V_{ov})}{PDE_{max}} + DCR (V_{ov}) \cdot \frac{t_I}{E_o} \right) \quad (9)$$

La resolución en energía que alcanzan los SiPMs está afectada en gran medida por el número de phe provenientes de sus fuentes de ruido (DC y CT) que contribuyen a la ventana de integración sobre la que digitalizamos el pulso de centelleo. Estos factores dependen principalmente del OV y la temperatura. Aunque la PDE aumenta con el OV (crece asintóticamente, es decir, alcanza un máximo), y por tanto también la LC y la resolución en energía, la DC y el CT aumentan también con el OV, incluyendo phes en nuestro pulso no producidos por centelleo. La combinación de estas dos tendencias opuestas hace que la resolución del detector comience decreciendo pero se estabilice a cierto OV (cuando comienzan a contribuir más los fenómenos de ruido del SiPM), volviendo a crecer a un OV todavía mayor. Por eso, es óptima a un OV en concreto, dependiendo del sistema. Respecto a la temperatura, no se observa una dependencia sistemática en la PDE y el CT, pero sí en el DCR, que disminuye de forma significativa, como se ha comentado anteriormente. Por eso, para tiempos lentos de centelleo (que necesitan un mayor tiempo de integración para adquirir la señal) y para eventos de baja luminosidad (donde el número de fotones de centelleo detectados es bajo), la resolución mejora de manera importante disminuyendo la temperatura.

3. Descripción del montaje experimental

3.1. Matriz de SiPMs y prototipo NaI(Tl)+SiPM

La matriz de SiPM utilizada es el modelo S13361-6050PE desarrollada por Hamamatsu, con 16 SiPM individuales (modelo S13360- 6050PE, de $6 \times 6 \text{ mm}^2$, 14400 microceldas y $FF = 74\%$)

dispuestos en una distribución 4×4 , con una superficie de $25 \times 25 \text{ mm}^2$ [15]. La configuración de la matriz es tal que permite aplicar a cada SiPM un voltaje de operación distinto, así como leerlos por separado.

La matriz de SiPMs se acopla a un cristal cúbico de NaI(Tl) de una pulgada de lado, y el sistema compuesto por ambos está encerrado en una estructura cilíndrica de cobre, de 6 cm de diámetro y 3.5 cm de longitud. Esta estructura consta de dos partes: la inferior para sostener el cristal y la superior para la matriz de SiPM, que se cierran con 8 tornillos, como se puede ver en la Figura 4. Además, tiene incorporados los conectores requeridos para conducir el voltaje de entrada y extraer la señal de salida. Dado que el cristal es altamente higroscópico, es decir, absorbe la humedad con gran facilidad (incluso la que contiene el aire del laboratorio), volviéndose así opaco, la estructura es también completamente estanca, pues ha de evitarse que entre humedad en ella. Por esa misma razón, el ensamblaje de la estructura se realizó en el interior de una caja de guantes con atmósfera seca para evitar su degradación por causa de la humedad ambiente.

Además, en el interior de esta cubierta de cobre también se encuentra una fibra óptica y una resistencia PT100. La fibra óptica se encarga de iluminar los SiPMs con la luz de un LED (que describiremos en la Sección 3.2) requerida para las medidas de calibración, y está situada en la parte inferior del cristal, paralela a la matriz de SiPMs para favorecer la homogeneidad de la distribución de luz. Por otro lado, la resistencia PT100, colocada en contacto con el cristal con pasta térmica, actúa como termómetro adicional para conocer la temperatura del cristal. Midiendo la resistencia que ofrece la PT100 podremos, con ayuda de su tabla de valores asociada, conocer la temperatura a la que se encuentra la misma.

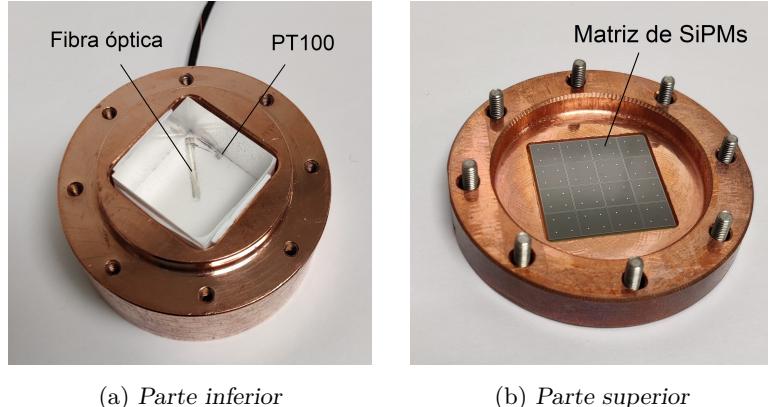


Figura 4: Detalle de la estructura de cobre que soporta el cristal (parte inferior) y la matriz de SiPMs (parte superior). En la figura (a) se ha utilizado una pieza de metacrilato de las mismas dimensiones del cristal para no dañarlo.

Otro aspecto importante en el diseño del prototipo es el acople entre los SiPMs y el NaI(Tl). Pese a que se suele favorecer la transmisión de la luz entre ambos utilizando siliconas u otros materiales que minimicen la reflexión, en nuestro caso se decidió no utilizar ninguno de estos materiales. Pese a que la transmisión de luz es peor al haber aire entre el cristal y la matriz, estamos evitando también contaminar las medidas con un fondo radiactivo, y contaminar el cristal en el proceso de acople, además de desconocer el comportamiento de este tipo de materiales a las bajas temperaturas a las que serán sometidos.

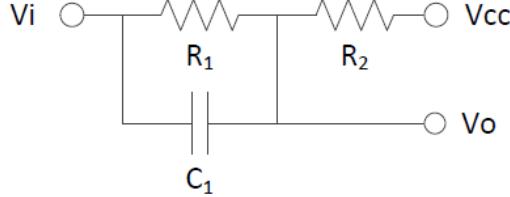
Para compensar y tratar de maximizar la difusión de luz del sistema se cubrió el cristal de

NaI(Tl) completamente con cinta de teflón, excepto la cara contigua a la matriz, permitiendo el contacto térmico con el sensor de la PT100 y la transmisión de luz de la fibra óptica.

3.2. Cadena electrónica

Para aplicar el voltaje de operación y para la lectura de los SiPMs contamos con una tarjeta *eMUSIC* [16] desarrollada por SCIENTIFICA [17]. La tarjeta cuenta con 8 salidas analógicas individuales o bien la suma de los 8 canales y puede ser configurada en modo de alta o baja ganancia. Cada canal individual puede encenderse o apagarse en la salida total. Dado que la matriz está compuesta por 16 SiPMs, cada uno de los canales recoge la señal de dos SiPM, y es la propia tarjeta la que los suma dos a dos. Cada canal cuenta con un discriminador que produce una salida digital, además del *or* de todas las salidas digitales. Cuentan también con un filtro configurable tipo *pole-zero cancellation* (PZ), que permite reducir la duración del pulso y mejorar el cociente señal ruido.

En la Figura 5, panel izquierdo (5a) se presenta un esquema de dicho filtro. Las resistencias R_1 y R_2 son configurables vía *software* a través de un *driver* que comunica con la *eMUSIC* vía USB. En el panel de la derecha (5b) se presentan los posibles valores nominales de las resistencias para el caso *LowAtten OFF* (alta ganancia) o *Low Atten ON* (baja ganancia). La capacitancia del condensador C_1 también es configurable, pudiendo tomar valores según una función lineal empezando en 1.2 pF con un límite de 4.3 pF, con pasos de 0.1 pF. Estudiaremos el efecto de estos parámetros en la siguiente sección al optimizar la señal de salida.



(a) Esquema del circuito

R_{lad}	R1-LowAtten OFF (0)	R1-Low Atten ON (1)	R2	Unit
0	46,500	18,600	7,650	Ω
1	48,300	20,400	5,850	Ω
2	50,100	22,200	4,050	Ω
3	51,900	24,000	2,250	Ω
4	52,350	24,450	1,800	Ω
5	52,800	24,900	1,350	Ω
6	53,250	25,350	900	Ω
7	53,700	25,800	450	Ω

(b) Valores nominales de R_1 y R_2

Figura 5: Características del filtro PZ de la *eMUSIC*. Figuras extraídas de [16].

La tarjeta requiere un voltaje de alimentación de $\pm 6,5$ V para preamplificar la señal y para otros componentes electrónicos. El *software* mencionado previamente también permite controlar otras funciones de la *eMUSIC*, como por ejemplo activar o desactivar la lectura de los diferentes canales, configurar la ganancia o asignar un offset en voltaje para cada canal. Notar que la conexión de esta tarjeta con la matriz de SiPM fue diseñada en la Universidad de Zaragoza.

Además, para digitalizar los pulsos se utiliza una digitalizadora desarrollada por CAEN (modelo DT5725) de 8 canales, 14 bits de resolución y 250 MS/s, que se incorporará a las distintas cadenas electrónicas según el propósito de las medidas, como se explicará a continuación.

Para las medidas de calibración utilizaremos un LED que emite en el ultravioleta a una longitud de onda de 400 nm, cercana al máximo de la PDE de los SiPM y al pico de emisión de centelleo del NaI(Tl). Excitaremos el LED con un generador de señales conectado a él, utilizando una función de onda cuadrada de frecuencia 1 kHz y 40 ns de duración, además de proporcionarle

el voltaje requerido para su funcionamiento. Además, podemos controlar la cantidad de luz de LED transmitida al detector por fibra óptica mediante dos polarizadores, uno fijo y otro móvil.

En las medidas con LED, la cadena electrónica es la que sigue: en primer lugar, nuestro SiPM, conectado a la *eMUSIC*, que incorpora ya el preamplificador necesario para la señal. La salida de la *eMUSIC* se envía a la digitalizadora. La placa electrónica del LED devuelve un pulso NIM (de las siglas en inglés *Nuclear Instrumentation Modules*, es un pulso con las características adecuadas que requiere la electrónica del sistema) sincronizado con la señal del generador de funciones, que será el que utilicemos como disparo (*trigger*) de la digitalizadora (ver Figura 6). Por último, la DT5725 dispone de un puerto USB para la comunicación de los datos al ordenador donde corre el programa de adquisición.

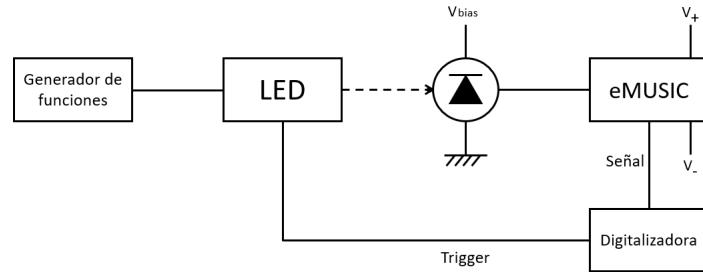


Figura 6: Esquema de la cadena electrónica utilizando el LED. La línea discontinua entre el LED y el SiPM representa la fibra óptica.

En las medidas de centelleo, sin embargo, la fuente de luz es el NaI(Tl) y no el LED, por lo que la electrónica del sistema cambia ligeramente. Ahora a la salida de la *eMUSIC* conectaremos un módulo *Fan-In-Fan-Out* (CAEN modelo 625) para dividir la señal en dos, una que llevaremos a la digitalizadora y la otra a un *Constant Fraction Discriminator* (CFD) (CAEN modelo 843). Este módulo genera una señal lógica cuando el pulso de entrada supera un cierto nivel de umbral configurable. La señal lógica es de tipo NIM y la usaremos como *trigger* de la digitalizadora. Se presenta en la Figura 7 el nuevo esquema.

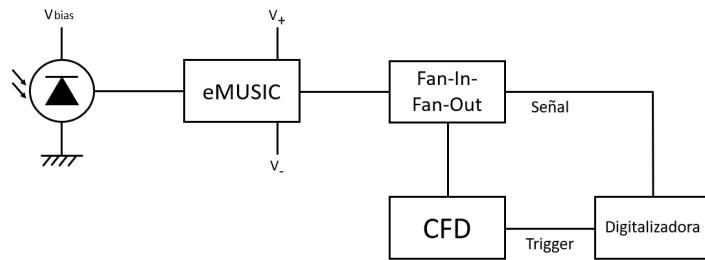


Figura 7: Esquema de la cadena electrónica en las medidas con cristal utilizando el CFD.

3.3. Sistema de enfriamiento

Por otro lado, contamos con un sistema de enfriamiento para caracterizar el detector a temperaturas inferiores a la temperatura ambiente, con el que alcanzaremos en torno a -30 °C. Consiste en una superficie metálica en contacto con el detector mediante pasta térmica y que se enfriá por efecto de un Peltier. A su vez, el Peltier está en contacto térmico con un intercambiador de calor, que en esencia es un tubo de líquido refrigerante, conectado a un refrigerador en un circuito cerrado. Modificando la temperatura de este líquido y el voltaje de operación del Peltier

somos capaces de controlar la temperatura del detector. La temperatura se monitoriza en cuatro posiciones diferentes del sistema, las tres que acabamos de mencionar: la matriz de SiPM, el Peltier y el enfriador, y la PT100 en contacto con el cristal.

Todo el sistema se sitúa dentro de una caja cilíndrica de aluminio, en cuya parte superior se encuentran los conectores tanto del voltaje de entrada como de la señal de salida. Además, esta caja está cubierta por un aislante térmico de espuma de polietileno. Para evitar condensación dentro de la misma y alrededor del detector, está conectada a un flujo de nitrógeno gas. Se presenta un esquema a continuación en la Figura 8b.

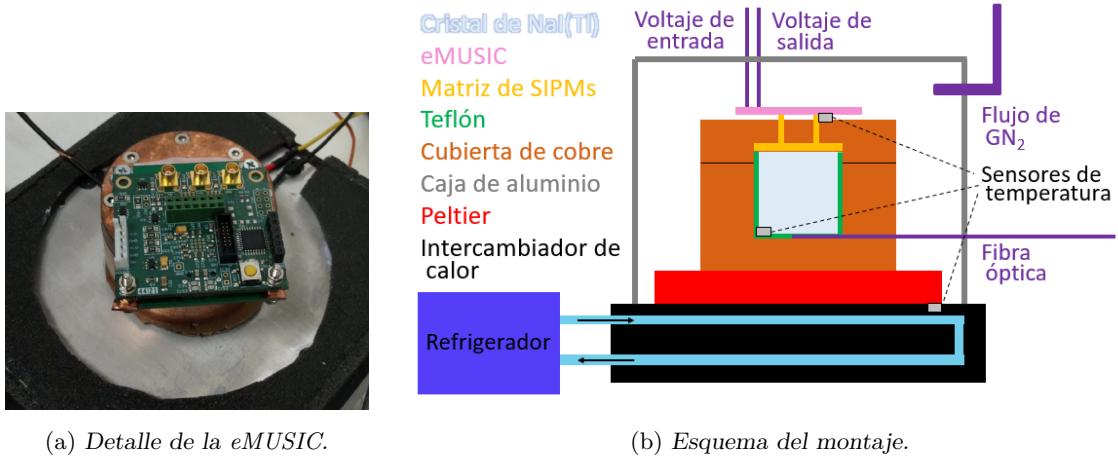


Figura 8: En el panel de la izquierda, detalle de la eMUSIC situada sobre el propio detector, que a su vez está encima del Peltier. A la derecha, esquema del montaje del laboratorio completo. La cubierta aislante de polietileno no se ha dibujado por simplicidad del dibujo.

4. Caracterización de los SiPM con fibra óptica

El objetivo de esta sección, una vez conocido el funcionamiento teórico de los SiPM en general, así como el montaje experimental, será presentar la caracterización de la respuesta de los SiPM que se han utilizado para llevar a cabo las medidas durante este trabajo. Para ello realizaremos una calibración tanto en área como en altura del SPE (de las siglas en inglés *Single PhotoElectron*, phe individual) para poder así usar este valor posteriormente en los análisis, además de intentar caracterizar la corriente oscura en nuestro detector. Pero antes de comenzar la calibración, el primer paso será optimizar el circuito de salida para un mejor cociente señal ruido (SNR).

4.1. Optimización del circuito de salida

Como en todo sistema electrónico, debemos en primer lugar conseguir las condiciones óptimas de nuestra medida en términos del cociente señal-ruido. La eMUSIC nos permite aplicar un filtro a la salida del preamplificador con el que podemos modificar la duración y la ganancia de los pulsos. Cuanto menor sea la duración del pulso, menor será el tiempo requerido para integrarlo completamente y, dado que la DC se distribuye de forma uniforme en el tiempo, menor será la probabilidad de integrar pulsos de corriente oscura. Además, buscamos al mismo tiempo la mayor ganancia posible del filtro PZ para que la diferencia en la carga generada por pico del finger plot sea mayor y por lo tanto sean más fáciles de resolver.

La configuración óptima del filtro PZ para reducir la contribución de la corriente oscura en la recolección de luz proveniente del LED se encontró para los valores de la *eMUSIC* de $R1=18.6 \Omega$, $R2=7.65 \Omega$ y $C=4.3 \text{ pF}$, además de activar diferentes modos para conseguir una mayor ganancia. Se muestran en la Figura 9 dos pulsos promedio ejemplo normalizados, así como sus espectros en altura para ver la comparación entre los distintos filtros.

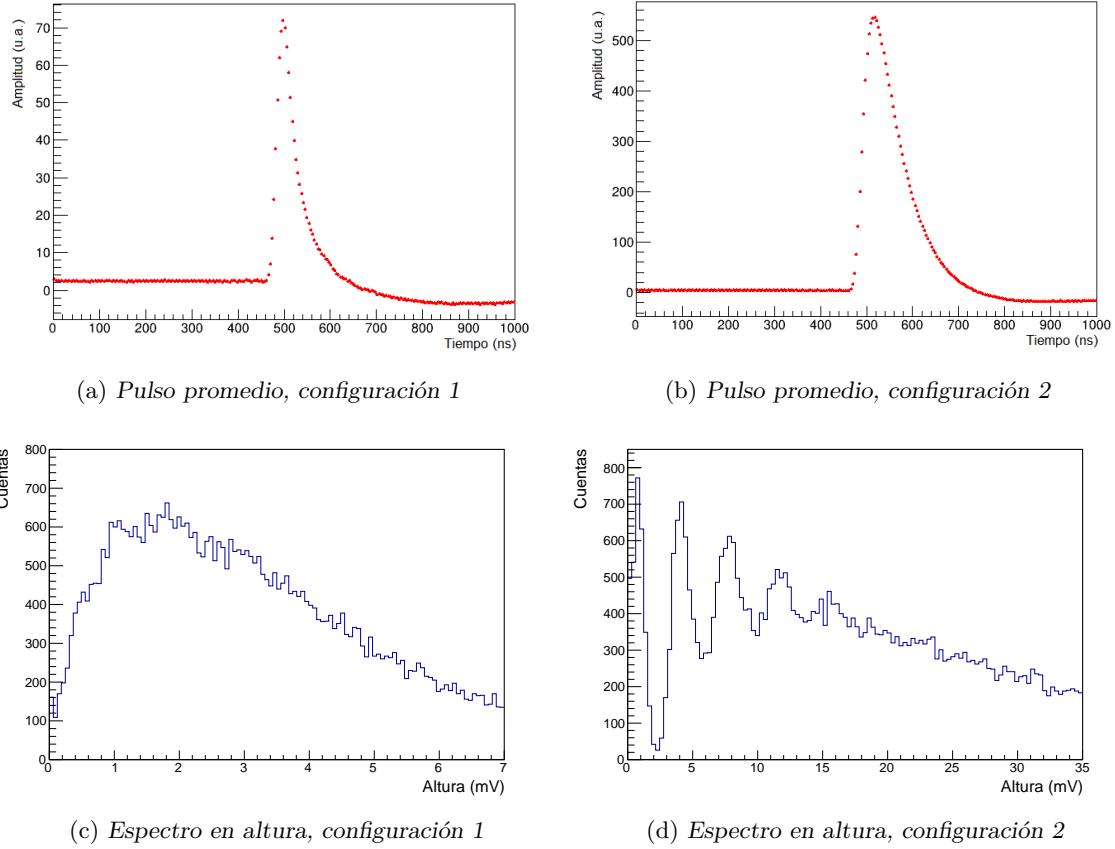


Figura 9: Comparación de dos configuraciones diferentes del filtro PZ de la *eMUSIC*. Parámetros de la configuración 1: $R1=18.6 \Omega$, $R2=7.65 \Omega$ y $C=4.3 \text{ pF}$. Parámetros de la configuración 2: $R1=25.8 \Omega$, $R2=450 \Omega$ y $C=4.3 \text{ pF}$.

Aunque el pulso presentado en la Figura 9a puede parecer mejor, pues es más estrecho, vemos tanto en su amplitud como en su espectro en altura asociado (Figura 9c) que tiene mucha menos ganancia. Es decir, se pierde mucha resolución y no es posible distinguir los picos en él. Por eso, la configuración óptima en compromiso ganancia-anchura se muestra en la Figura 9b, como hemos indicado anteriormente al presentar los valores del filtro PZ. Su espectro en altura asociado es el de la Figura 9d, en el que se distinguen los picos de forma clara, además de contar con una amplitud del pulso mucho mayor.

Se observa también en las Figuras 9a y 9b que el pulso cae por debajo de la línea de base. Este efecto se denomina *undershoot* y es debido a la electrónica del sistema. Como estudiaremos posteriormente, tendrá un gran impacto en los resultados de los pulsos de centelleo.

Notar que las medidas que tomaremos para esta calibración serán de 100000 eventos para asegurar suficiente estadística y que los picos se resuelvan suficientemente bien.

4.2. Calibración en altura y en área del SPE

Estudiaremos a continuación la evolución de la altura y área del SPE en nuestro SiPM con la temperatura en función del voltaje de polarización aplicado. El cálculo de la altura del phe nos permite conocer el umbral que configuraremos en el CFD para producir el *trigger* de la adquisición de las medidas de centelleo.

Sin embargo, lo realmente necesario para el cálculo de la ganancia es la calibración en carga total, que viene determinada por el área de los pulsos. Como veremos, la resolución del *finger plot* en área es mucho peor que en altura, y los picos correspondientes a uno, dos, tres, etc. phe no se resuelven. Por ello, comenzaremos estudiando el espectro en altura, y posteriormente seleccionando los sucesos que contribuyen a cada uno de los picos y representándolos en área. Procederemos como sigue: representamos un histograma de la altura de los pulsos digitalizados, en los que se aprecian los picos equiespaciados correspondientes a distintos números de fotoelectrones (esto es, el número de microceldas que han producido avalancha), y ajustaremos los tres primeros picos del histograma simultáneamente a tres gaussianas más una recta, para mejorar la bondad del ajuste. Se muestra en la Figura 10 un ejemplo de histograma con su correspondiente ajuste. Dejaremos fuera de este ajuste al primer pico, correspondiente al ruido electrónico del detector e instrumentación del laboratorio, y que por tanto no aporta información física relevante.

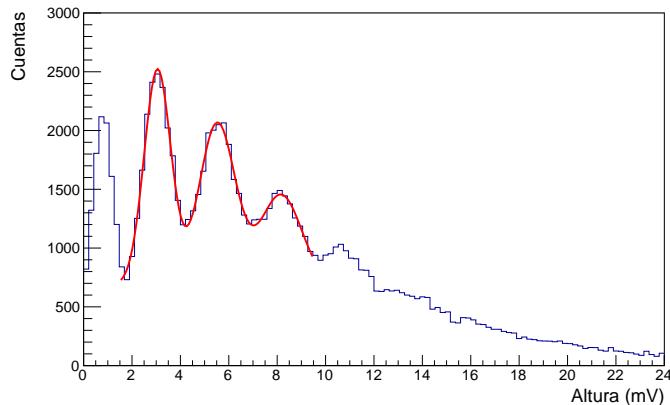


Figura 10: Ejemplo de finger plot en altura del pulso y el ajuste de los picos a gaussianas. Medida tomada para el canal 1, con 7 V de OV y -32 °C.

El centro de cada una de las gaussianas representará la altura del pulso en voltaje, y por tanto la diferencia entre los centros de gaussianas consecutivas corresponderá a la altura de un único fotoelectrón. Tomando como límite el punto medio entre los centros de las gaussianas seleccionaremos las poblaciones correspondientes a cada número de phe, para así construir las distintas distribuciones en área. Se presenta en la Figura 11 el histograma en área asociado al histograma en altura de la Figura 10.

Ajustando los tres valores correspondientes al valor medio de cada una de las distribuciones en área a una recta obtendremos que dicha pendiente es el área promedio de un phe buscada. Este dato será propio del voltaje aplicado al detector, del canal (como veremos en la Tabla 2), y de la temperatura de operación, como analizaremos a continuación. Por ello, repetiremos el procedimiento para tres temperaturas diferentes (-32 °C, -13 °C y 21 °C), con seis voltajes de polarización distintos para cada una. Se muestra para mayor claridad, a modo de ejemplo, el

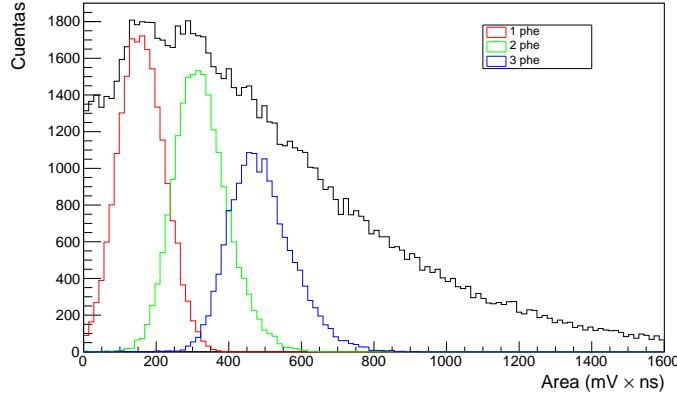


Figura 11: Ejemplo de las distribuciones en área de los phe. Medida tomada para el canal 1, con 7 V de OV y -32 °C.

proceso de ajuste para el set de datos correspondientes a -32 °C en la Figura 12. Además, se presenta en la Tabla 1 el área media del SPE en función del OV para las tres temperaturas medidas.

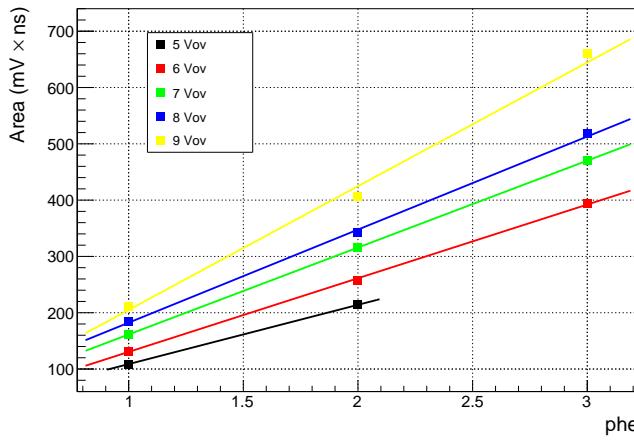


Figura 12: Ejemplo calibración en área del SPE para distintos OV, canal 1. Medida tomada a 21 °C.

Es importante hacer notar que la calibración debe ser realizada canal a canal. Ante el gran número de combinaciones (3 temperaturas \times 5 OV \times 8 canales), decidimos realizar un barrido a un OV fijo de 7 V para las 3 temperaturas y los 8 canales. Visto que los resultados fueron bastante uniformes, con desviaciones relativas del orden de 10 % (ver Tabla 2), decidimos elegir un canal representativo (canal 1) para llevar a cabo el resto de calibraciones.

OV (V)	Área media ($mV \times ns$)		
	-32 °C	-13 °C	21 °C
5	119.3 ± 4.1	112.3 ± 4.4	105.3 ± 7.9
6	138.6 ± 4.3	124.4 ± 4.6	130.9 ± 9.6
7	148.5 ± 4.7	146.1 ± 5.4	154.4 ± 11.3
8	196.5 ± 6.1	182.5 ± 6.7	165.3 ± 12.2
9	224.6 ± 7.1	189.8 ± 7.2	219.8 ± 16.2

Tabla 1: Área promedio del SPE a diferentes OV para el canal 1 a las 3 temperaturas.

Canal	Desviación relativa (%) (-32 °C)	Desviación relativa (%) (-13 °C)	Desviación relativa (%) (21 °C)
0	4.36 ± 0.36	1.96 ± 0.35	1.61 ± 0.68
2	8.66 ± 0.38	8.58 ± 0.39	9.52 ± 0.66
3	2.79 ± 0.36	1.70 ± 0.36	11.77 ± 0.63
4	8.60 ± 0.51	5.99 ± 0.49	10.16 ± 0.82
5	6.18 ± 0.46	2.08 ± 0.44	11.83 ± 0.80
6	6.30 ± 0.41	1.89 ± 0.39	7.27 ± 0.84
7	4.72 ± 0.36	5.80 ± 0.37	12.09 ± 0.61

Tabla 2: Compatibilidad de la calibración de los canales 0-7 respecto a la del canal 1.

Hemos de añadir entonces una incertidumbre sistemática a la calibración del canal 1 que introduzca la dispersión de las calibraciones del resto de canales respecto a esa. Calcularemos para ello la desviación estándar de todos los valores del área media, y la proporción de este valor respecto al área media del canal 1 será nuestra incertidumbre. Se presentan los resultados en la Tabla 3.

	-32 °C	-13 °C	21 °C
σ (mV × ns)	4.814	5.532	11.229
σ /Área media Canal 1	0.029	0.035	0.072

Tabla 3: Desviación estándar del área media de todos los canales y proporción respecto al canal 1

Representando las áreas promedio obtenidas para las diferentes temperaturas en función del voltaje aplicado junto con su nuevo error, calculado como la suma cuadrática del estadístico más el sistemático que acabamos de estudiar, y ajustando los valores a una recta de la forma $a_{SPE} = V \cdot c_A$, podemos comprobar que, como esperábamos, siguen una dependencia lineal con el voltaje. Como habíamos explicado de forma teórica en la sección anterior, la carga es proporcional al voltaje, y lo por tanto también el área, por lo que no tendría sentido físico añadir un término independiente al ajuste. En la Figura 13 están representados los resultados de las tres temperaturas, así como sus ajustes lineales, presentados en la Tabla 4.

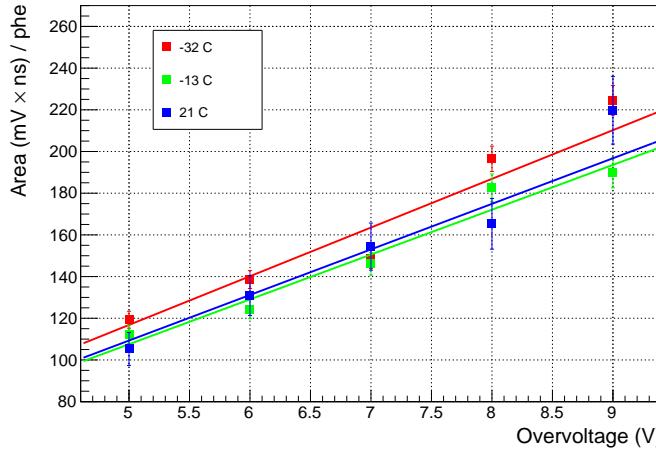


Figura 13: Área media de un SPE en función del OV a distintas temperaturas.

Temperatura (°C)	c_A (mV × ns/V)
-32	23.4 ± 0.3
-13	21.5 ± 0.4
21	21.9 ± 0.7

Tabla 4: Resultados de la calibración en área del SPE, parámetro de ajuste $a_{SPE} = V \cdot c_A$

4.3. Caracterización de la corriente oscura

A continuación, trataremos de caracterizar el DCR de nuestro detector. En primer lugar, realizaremos la calibración (en área) del SPE, y construiremos el pulso promedio de todos los eventos. Como la DC está uniformemente distribuida en el tiempo, al hacer el promedio deberíamos obtener en la zona anterior al *trigger* únicamente la contribución de eventos de DC. Si definimos la a_{pT} como la integral del pulso promedio en la zona anterior al *trigger*, calcularemos el DCR como sigue:

$$DCR = \frac{a_{pT}}{a_{SPE} \cdot t_{pT}} \quad (10)$$

donde t_{pT} es el tiempo de *pretrigger* (tiempo que precede al *trigger*, durante el cual se ha integrado a_{pT}) y a_{SPE} el área del SPE. Presentamos los resultados en la Tabla 5.

OV (V)	DCR (kHz)
5	2492.6 ± 254.9
6	3668.5 ± 45.9
7	4743.3 ± 84.4
8	6030.6 ± 208.0
9	8649.3 ± 908.7

Tabla 5: Ritmo de corriente oscura (DCR) de los diferentes valores de OV a $21^\circ C$

El método utilizado es limitado. Solamente es válido a temperatura ambiente, donde el DCR es suficientemente alto, pero no a más bajas temperaturas cuando disminuye notablemente.

5. Caracterización de la respuesta del prototipo NaI(Tl)+SiPM

En esta sección estudiaremos la respuesta en conjunto del NaI(Tl) y el SiPM caracterizado en la sección anterior. El objetivo será analizar la capacidad de medir la luz de centelleo del NaI(Tl). Primero calcularemos la LC de nuestro detector y después calibraremos el sistema en energía, además de estudiar la forma de los pulsos de centelleo a las diferentes temperaturas.

5.1. Análisis de la recolección de luz

Como hemos explicado anteriormente de manera teórica en la Sección 2.2, para calcular la LC de nuestro detector necesitamos un depósito inicial de energía conocido, que obtendremos con una fuente radiactiva de un elemento emisor gamma. Utilizaremos para ello una fuente de ^{133}Ba , que tiene una línea de emisión a 81 keV. Este pico se distingue de forma muy clara en el espectro y se da a energías lo suficientemente bajas como para que el detector no sature en un rango de voltaje bastante amplio. Lo que ocurría con otras fuentes que emiten a energías más altas en las que también podemos identificar un único pico en su espectro era que la *eMUSIC*

saturaba y el área dejaba de ser proporcional a la energía, por lo que no era posible llevar a cabo nuestro análisis.

Tomaremos entonces medidas con la fuente de ^{133}Ba situada cerca del detector para asegurar que recogemos un gran porcentaje de los gammas emitidos. Sin embargo, en este caso las medidas serán de 50000 eventos y adquiriendo la suma de todos los canales, pues nos interesa estudiar la luz recogida por toda la matriz de SiPM de nuestro detector. El área resultante se calcula del pulso de salida, estableciendo una ventana de integración que se inicia en el tiempo de *trigger* y tiene una duración de $1.4 \mu\text{s}$. Representando el espectro en área, ajustaremos el pico fotoeléctrico asociado a 81 keV a una gaussiana más una recta de fondo, como se muestra en la Figura 14. Identificamos fácilmente este pico pues es el que más eventos recoge al ser la emisión principal de nuestra fuente en el rango de energía seleccionado. En dicho espectro podemos observar además para áreas mayores (es decir, a más alta energía) la contribución del resto de emisiones sumadas (las correspondientes al intervalo de 276-383 keV) en el pico que se distingue en torno a 220 $\text{mV} \times \text{ns}$. Entre ambos, se observa el espectro Compton asociado a las emisiones de más alta energía en el descenso repentino de cuentas en el espectro.

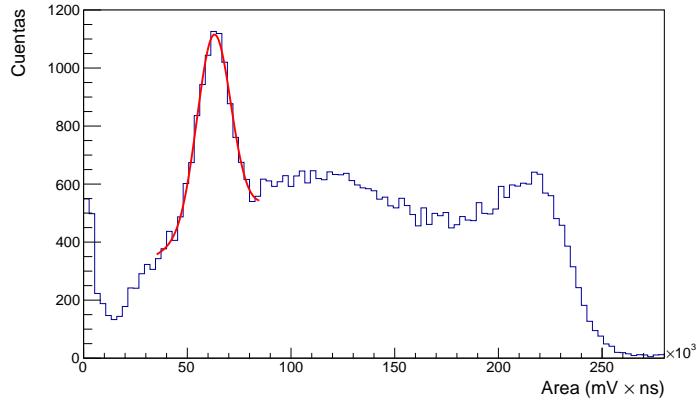


Figura 14: Ejemplo del espectro del Ba^{133} y su correspondiente ajuste del pico fotoeléctrico a una gaussiana. Medida tomada para el canal 1, con 6 V de OV y -32°C .

En primer lugar, obtendremos el número de phe del fotópico dividiendo el área del fotópico ($a_{81\text{keV}}$) por el área del SPE obtenida en la Sección 4.2 (a_{SPE} , ver Tabla 4). La LC se obtiene entonces de dividir el número de phe del fotópico por su energía (81 keV), como se muestra en la Ecuación 11.

$$LC = \frac{a_{81\text{keV}}}{a_{SPE} \cdot 81\text{keV}} \quad (11)$$

Para calcular los errores se ha propagado el error teniendo en cuenta ambas contribuciones: el error en cálculo de la media de la gaussiana y el error de la calibración. Dado que en el cálculo de esta calibración se han tenido en cuenta el resto de canales (incluyendo el error sistemático explicado en la Sección 4.2), podemos aplicar en esta medida en la que se ha adquirido la suma de canales la calibración obtenida anteriormente para el canal 1.

Representaremos los valores obtenidos para las tres temperaturas, junto con su ajuste a la Ecuación 9, en la Figura 15. Además, se presentan los resultados de dicho ajuste en la Tabla 6.

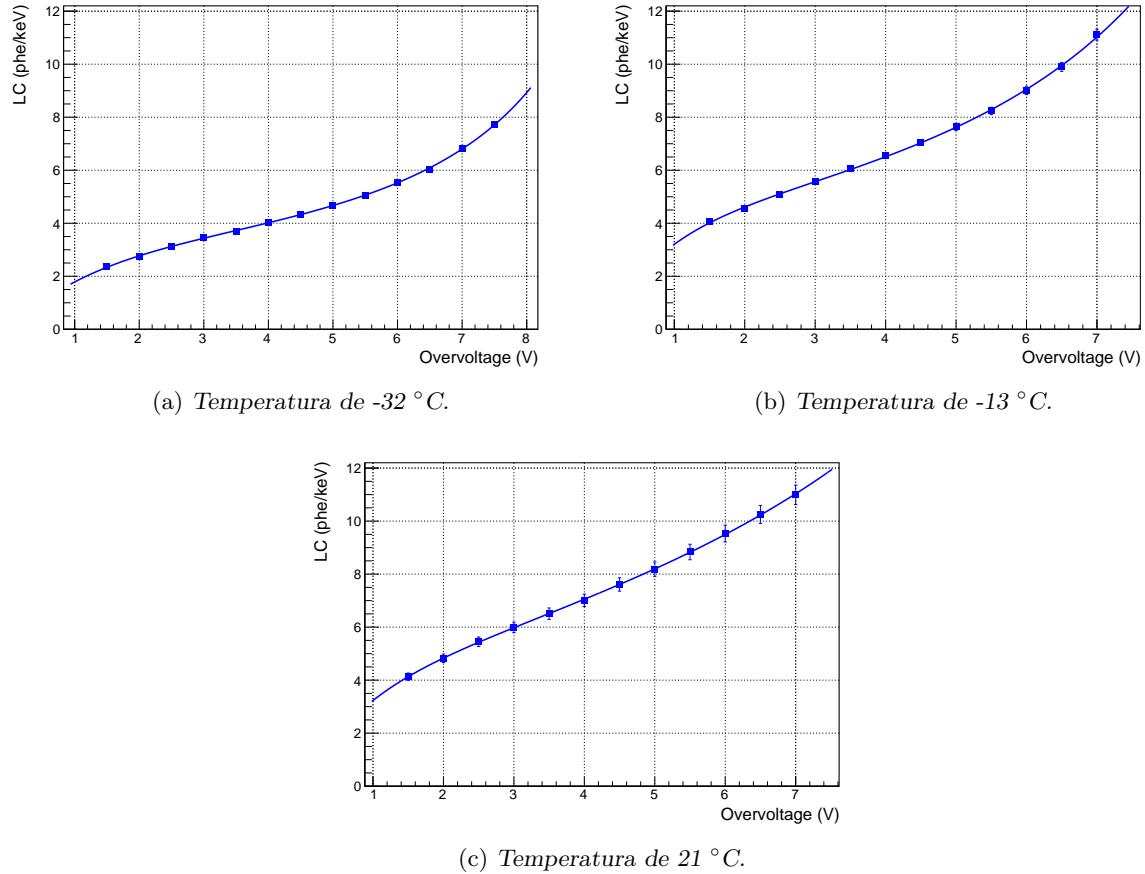


Figura 15: Ajuste de la LC a la Ecuación 9 para los distintos OV y las tres temperaturas. Medida tomada para la suma de todos los canales a 21 °C.

Parámetro	Valor (-32 °C)	Valor (-13 °C)	Valor (21 °C)
ξ_{CT} (V ⁻¹)	0.123 ± 0.072	0.117 ± 0.066	0.073 ± 0.015
V_h (V)	8.12 ± 3.69	9.86 ± 6.42	8.36 ± 1.49
V_e (V)	1.40 ± 0.17	0.82 ± 0.24	0.83 ± 0.10
LC_{max}^{sc} (phe/keV)	3.45 ± 0.23	8.94 ± 1.48	10.76 ± 1.88
ξ	-	0.43 ± 0.14	0.31 ± 0.12
DCR_0 (Hz)	-	-	(4,60 ± 0.15)·10 ⁶
V_a (V)	-	-	4.92 ± 1.40
V_b (V)	-	-	2.50 ± 1.29

Tabla 6: Valor de los parámetros del ajuste de la LC a la Ecuación 9.

Sin embargo, tenemos distinto número de parámetros para cada temperatura. Esto se debe a que en frío (a -32°C y -13°C) la contribución del DCR es despreciable, por lo que no tenemos en cuenta ese sumando en el análisis. La Tabla 7 muestra la contribución a la LC (en phe/keV y porcentaje) del centelleo, DC y CT, calculada con los ajustes presentados en la Tabla 6. Se aprecia que a 21°C la contribución de la DC a esta energía es bastante baja (3 % del total de la LC). Si, además, tenemos en cuenta que el fabricante de estos SiPMs observó que la DC se reducía un orden de magnitud cada aproximadamente 20 K, se ve que las contribuciones de la DC a -13°C y -32°C deben ser despreciables (0.002 y 0.0002 phe/keV, respectivamente).

	nº phe/keV a -32 °C (%)	nº phe/keV a -13 °C (%)	nº phe/keV a 21 °C (%)
Centelleo	3.4 (50 %)	6.1 (58 %)	7.3 (69 %)
DC	-	-	0.3 (3 %)
CT	3.4 (50 %)	4.4 (42 %)	3.0 (28 %)

Tabla 7: Número de phe/keV de las diferentes contribuciones de la luz detectada para las tres temperaturas a 7 V de OV. Entre paréntesis se muestra la proporción de cada contribución a la luz total.

Por otro lado, a -32 °C al ajustar los datos observamos que el valor del parámetro ξ tiende a uno, lo que indica que la contribución de los huecos a la PDE es prácticamente nula. Asumiendo esta hipótesis, se impuso $\xi = 1$ en el análisis y se eliminó ese parámetro como parámetro libre del ajuste. Una posible explicación para este hecho podría ser que la luz emitida a esta temperatura se desplace hacia el ultravioleta, lo cual implicaría una importante reducción de la contribución de los huecos. Para comprobar esta hipótesis sería necesaria una medida espectroscópica.

Respecto a la LC, se aprecia una disminución de la recolección de luz máxima conforme bajamos la temperatura. El motivo de esto es que no solo llega menos luz al detector, sino que al ralentizarse el pulso a más bajas temperaturas (estudiaremos esto en profundidad en la Sección 5.2), integramos menos de la totalidad del pulso en la ventana de integración establecida.

Por último, podemos comparar los valores del DCR que se derivan de los parámetros del ajuste de la Tabla 6 con los resultados obtenidos por el método anterior en la Sección 4.3. Sustituyendo los valores de DCR_0 , V_a y V_b en la Ecuación 3, obtenemos los resultados presentados en la Tabla 8.

OV (V)	DCR (MHz)
5	10.989 ± 3.658
6	14.161 ± 5.237
7	17.923 ± 7.470
8	22.431 ± 10.523
9	27.872 ± 14.609

Tabla 8: Ritmo de corriente oscura (DCR) obtenido a partir de los parámetros de ajuste de la Tabla 6.

A pesar de que los valores son superiores a los obtenidos anteriormente, se encuentran en el mismo orden de magnitud teniendo en cuenta su error. Lo mismo ocurre con el valor del *datasheet* de los SiPM [15], en la que se indica un DCR de 2 MHz por SiPM, a 25 °C y 3 V de OV. Como nuestra matriz cuenta con 16 SiPM, esperaríamos un DCR de 32 MHz, que, aunque superior a nuestros valores, es compatible con lo obtenido por nuestros métodos, teniendo en cuenta las limitaciones de los mismos. Destacan además las dimensiones de las incertidumbres, debidas a lo elevadas que son en los parámetros V_a y V_b .

5.2. Resolución en energía

El objetivo de esta sección será calcular la resolución en energía de nuestro sistema. Para ello, utilizaremos las mismas medidas que para el análisis de la LC con la fuente de ^{133}Ba .

A partir de los resultados del ajuste a los fotopicos (como el del ejemplo de la Figura 14), obtendremos la resolución en porcentaje como la proporción de la sigma de la gaussiana respecto a la media de la gaussiana. Presentamos los valores para los distintos OV medidos y las tres

temperaturas en la Tabla 9.

OV (V)	Resolución (%) (-32 °C)	Resolución (%) (-13 °C)	Resolución (%) (21 °C)
1.5	27.94 ± 2.19	20.43 ± 2.25	12.96 ± 0.83
2.0	20.06 ± 1.80	12.40 ± 0.61	11.31 ± 0.43
2.5	15.12 ± 0.78	11.82 ± 0.84	9.46 ± 0.33
3.0	14.73 ± 0.82	10.04 ± 0.47	8.83 ± 0.27
3.5	12.78 ± 0.63	10.07 ± 0.37	9.39 ± 0.28
4.0	12.97 ± 0.41	9.18 ± 0.37	8.77 ± 0.26
4.5	11.90 ± 0.74	9.62 ± 0.37	7.91 ± 0.28
5.0	11.29 ± 0.37	8.86 ± 0.34	8.12 ± 0.29
5.5	12.17 ± 0.60	9.67 ± 0.36	8.44 ± 0.28
6.0	12.93 ± 0.52	9.94 ± 0.71	8.22 ± 0.59
6.5	12.81 ± 0.89	8.51 ± 0.40	7.09 ± 0.30
7.0	11.78 ± 0.51	11.02 ± 0.96	5.61 ± 0.23
7.5	12.14 ± 0.49	-	-

Tabla 9: Resolución del sistema NaI(Tl)+SiPM a las tres temperaturas para 81 keV y distintos OV.

Observamos que la resolución sigue la tendencia desarrollada teóricamente en la Sección 2.2. No obstante, conforme a lo explicado, se espera que la resolución crezca con el OV para valores lo suficientemente altos, pero este efecto no se llega a observar de forma clara para todas las temperaturas por la falta de medidas a dichos voltajes. Además, se puede ver que la resolución empeora al disminuir la temperatura. Esto también era de esperar, pues anteriormente ya habíamos obtenido que la LC_{max}^{sc} disminuye notablemente al disminuir la temperatura (Tabla 6). Este efecto se puede justificar nuevamente con el aumento de la duración del pulso, como estudiaremos a continuación.

Por último, estudiaremos el tiempo promedio de los pulsos de centelleo en función de la temperatura. Definiremos este valor como sigue:

$$\mu = \frac{\sum_{t_i=t_0}^{t_i=t_{acq}} V_i(t_i) \cdot (t_i - t_0)}{\sum_{t_i=t_0}^{t_i=t_{acq}} V_i(t_i)} \quad (12)$$

siendo t_0 el tiempo de inicio del pulso y $V_i(t_i)$ el valor del pulso sustraído de la línea de base en el tiempo t_i . Ambas sumas son desde el inicio del pulso (t_0) hasta el final de la ventana de adquisición temporal (t_{acq}). Presentamos en la Tabla 10 los valores obtenidos.

Temperatura (°C)	Tiempo promedio (ns)
-32	363.0 ± 0.4
-13	419.9 ± 0.5
21	341.4 ± 0.2

Tabla 10: Tiempo promedio con 4 V de OV para 81 keV a las tres temperaturas.

Como hemos mencionado anteriormente, la constante de centelleo del NaI(Tl) es de 230 ns. Sin embargo, a temperatura ambiente el tiempo detectado por nuestro detector es mucho mayor. Esto se debe a que no estamos viendo únicamente el pulso de centelleo, sino la respuesta del SiPM a esa luz, es decir, una convolución del pulso promedio del SiPM y el pulso de centelleo.

Por otro lado, observamos que al bajar la temperatura el pulso de luz se hace más lento. Sin embargo, si continuamos bajando la temperatura hasta -32°C , el tiempo promedio vuelve a bajar. Representamos en la Figura 16 estos pulsos de centelleo normalizados para tratar de explicar esta discrepancia.

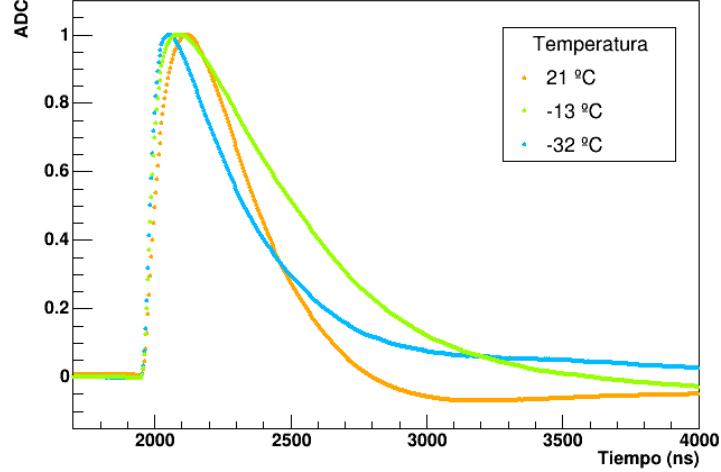


Figura 16: *Pulso promedio de centelleo normalizado con 4 V de OV para 81 keV a las tres temperaturas.*

Como se observa en la Figura 16, a -32°C el pulso cambia su forma respecto a los pulsos correspondientes a -13 y 21°C , pues no vuelve a la misma línea de base que ellos, sino que claramente es mucho más lento. Esto se debe a que a esta temperatura aparece ya una segunda componente de centelleo del NaI(Tl), por lo que al estudiar el pulso no deberíamos considerarlo como una exponencial decreciente sino como una suma de dos, cada una de ellas asociada a una de las componentes.

Además, se ve el *undershoot* producido por el filtro aplicado en la electrónica de procesado de la señal. Debido a este efecto, el cálculo de los tiempos de centelleo se vuelve muy complicado, pues habría que modelar ese filtrado y su análisis va más allá de los objetivos de este trabajo.

6. Conclusiones

El objetivo de este trabajo era caracterizar tanto una matriz de SiPM como un pequeño prototipo NaI(Tl)+SiPM a diversas temperaturas, estableciendo las herramientas de análisis. Todo esto ha requerido un largo trabajo de laboratorio para familiarizarnos con los SiPM, principalmente en la primera fase de las medidas al optimizar el circuito de salida. Antes de fijar la configuración de la *eMUSIC*, se hicieron numerosas pruebas para ver la cantidad de luz de la fibra óptica requerida y tratar de maximizar la difusión de luz en el cristal.

A continuación, se ha expuesto el método que finalmente se ha considerado más efectivo para calibrar en área el SPE, calibrando para ello antes también en altura. Además, se ha diseñado un método que permite reducir el número de medidas a realizar, ya que la *eMUSIC* tiene 8 canales independientes que en la configuración actual no pueden ser leídos simultáneamente, lo cual multiplica el número de medidas. Para ello, se ha estudiado a fondo cómo afecta la dispersión de las calibraciones de los distintos canales a la incertidumbre de nuestros datos, asegurándonos de incluir esta contribución con una incertidumbre sistemática, pero tratando de no sobreestimar el error, pues eso tiene un efecto importante sobre el cálculo de los siguientes parámetros.

Una vez hemos calibrado el SPE, se ha utilizado esta calibración para caracterizar el prototipo completo de NaI(Tl)+SiPM, permitiéndonos estudiar a fondo tanto la recolección de luz de nuestro detector, y obteniendo así resultados importantes, como la resolución en energía del detector, que se ha calculado para las tres temperaturas de trabajo y un amplio rango de OV.

Por último, se ha hecho un estudio del tiempo promedio de los distintos pulsos de centelleo para las tres temperaturas, que, junto con la forma de estos pulsos, nos ha permitido observar el cambio en el comportamiento del cristal a baja temperatura y la aparición de una nueva componente de centelleo.

A lo largo del trabajo, se han obtenido resultados interesantes en distintos tipos campos. En primer lugar, la comparación de los distintos valores del DCR obtenidos. Por un lado, se ha calculado a partir de la integral del pulso promedio en la zona anterior al *trigger*, es decir, a partir del análisis directo del pulso promedio. Después, se ha calculado también este parámetro a partir de los valores obtenidos del ajuste de la LC a temperatura ambiente. Aunque ligeramente diferentes debido a las grandes diferencias entre los métodos, ambos son del mismo orden de magnitud y están de acuerdo con el valor propuesto por el fabricante de los SiPM utilizados. Notar además, que, en el segundo método, los valores relativos al DCR son resultado de muchos ajustes anteriores, por lo que posiblemente se han introducido errores en nuestros resultados al ir añadiendo distintas las contribuciones. Con todo, estamos satisfechos con el resultado.

Por otro lado, hemos sacado conclusiones importantes también respecto al cristal utilizado. Hemos visto que con el NaI(Tl) la resolución empeora al bajar la temperatura, probablemente debido a la aparición de la segunda componente de centelleo, por lo que este no parece ser un buen material para trabajar en frío y sería conveniente cambiar a NaI puro, sin dopar. Este material a bajas temperaturas (por debajo de 200 K), no solo tiene un centelleo más rápido, que facilita en el análisis la integración del pulso completo, sino que una vez comienza a centellear, emite más luz, lo cual implica un aumento de la LC y una mejora de la resolución energética.

Respecto a futuras líneas de investigación relacionadas con el trabajo, recientemente se ha incorporado al montaje una tarjeta electrónica que permite adquirir los 8 canales de la *eMUSIC* simultáneamente y por separado, de manera que podemos aplicar a cada uno su calibración y sumar los canales posteriormente. De esta forma evitamos tener que introducir una incertidumbre sistemática asociada a la dispersión de las calibraciones entre canales, pues podemos calibrar cada uno con su propia calibración. Esta incertidumbre además es notablemente mayor que las incertidumbres calculadas estadísticamente o provenientes de los ajustes, por lo que esta nueva tarjeta puede introducir una gran mejora a los resultados obtenidos en este trabajo.

Además, en los próximos meses el grupo espera recibir un criostato capaz de llegar hasta 100 K. Con este rango de temperatura será entonces posible realizar las medidas con NaI en vez de NaI(Tl), introduciendo así las ventajas que se han comentado anteriormente. Se puede estudiar además, junto con el cambio en el cristal y en el rango de temperaturas de trabajo, añadir un material de acople entre los SiPMs y el NaI(Tl). No obstante, habría que comprobar su comportamiento y respuesta a tan baja temperatura.

Por último, una posible mejora en la caracterización de los SiPM sería añadir el *afterpulse* en los análisis. Como se ha comentado en la explicación del modelo utilizado, en este trabajo se ha descartado por simplicidad porque no es tan relevante como la DC o el *crosstalk*. Sin embargo, constituye junto con ellos una de las principales fuentes de ruido de nuestros dispositivos.

Por tanto, podemos concluir que pese a las limitaciones de nuestro montaje, este trabajo ha sentado las líneas de análisis para caracterizar un prototipo de este estilo, así como presentado resultados interesantes que pueden utilizarse para implementar mejoras en ANAIS-112.

Referencias

- [1] Particle Data Group, RL Workman, et al. Review of particle physics. *Progress of theoretical and experimental physics*, 2022(8):083C01, 2022.
- [2] R Bernabei et al. The DAMA project: Achievements, implications and perspectives. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 114:103810, 2020.
- [3] K Freese, J Frieman, and A Gould. Signal modulation in cold-dark-matter detection. *Physical Review D*, 37(12):3388, 1988.
- [4] J Amaré et al. Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking. *The European Physical Journal C*, 79:1–26, 2019.
- [5] J Amaré et al. Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112. *Physical Review D*, 103(10):102005, 2021.
- [6] V Saveliev. Silicon photomultiplier-new era of photon detection. *Advances Optical and Photonic Devices: Intech*, pages 249–272, 2010.
- [7] O Adam Nepomuk et al. Characterization of three high efficiency and blue sensitive silicon photomultipliers. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 846:106–125, 2017.
- [8] F Acerbi and S Gundacker. Understanding and simulating SiPMs. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 926:16–35, 2019.
- [9] Introduction to the silicon photomultiplier SiPM AND9770/D. *onsemi.com*, 2021.
- [10] N Dinu, A Nagai, and A Para. Breakdown voltage and triggering probability of SiPM from IV curves at different temperatures. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 845:64–68, 2017.
- [11] S Piatek. How does temperature affect the performance of a SiPM? *Hamamatsu Photonics*, *hamamatsu.com*, 2017.
- [12] A Nagai et al. Characterization of a large area silicon photomultiplier. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 948:162796, 2019.
- [13] MG Boulay et al. SiPM cross-talk in liquid argon detectors. *arXiv:2201.01632*, 2022.
- [14] D Cintas. New strategies to improve the sensitivity of the ANAIS-112 experiment at the Canfranc Underground Laboratory. *PhD Thesis, Universidad de Zaragoza*, 2023.
- [15] Solid State Division. MPPCs (multi-pixel photon counter) for precision measurement. *Hamamatsu Photonics*, *hamamatsu.com*, 2016.
- [16] eMUSIC MiniBoard SCIENTIFICA. *scientifica.es/products/emusic-miniboard*, 2019.
- [17] SCIENTIFICA webpage. *scientifica.es/*.