



Caracterización de luz generada por muones en Silicio empleando tecnología Skipper-CCD

Lucas T. Giardino

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Junio de 2022

TEMA: Caracterización de luz generada por muones en Silicio empleando tecnología Skipper-CCD

ALUMNO: Lucas T. Giardino

L.U. N°: 80/17

LUGAR DE TRABAJO: Departamento de Física, FCEN, UBA

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Guillermo Fernández Moroni

CODIRECTOR o COLABORADOR: Dr. Javier Tiffenberg

FECHA DE INICIACION: Abril de 2021

FECHA DE FINALIZACION: Junio de 2022

FECHA DE EXAMEN: 27 de Junio de 2022

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor

Jurado

Director

Jurado

Profesor(a) de Tesis de Licenciatura

Jurado

dedicado a Nora y Luis.

Resumen

Se presenta una nueva metodología de medición basada en el mismo sistema experimental utilizado en los experimentos de detecciones de ultra bajo umbral que emplean la electrónica de lectura llamada Skipper-CCD.

Esta metodología se basa en realizar una recolección selectiva de información dinámicamente durante la etapa de lectura, lo que implica una reducción en el tiempo total de exposición del detector, preservando la capacidad de recolectar información relevante para los experimentos presentados. Este nuevo tipo de medición puede emplearse, por ejemplo, como una forma rápida y de poco costo adicional de verificación del dispositivo experimental y electrónica de lectura previa al despliegue del equipo en su ubicación final. Además, es posible realizar estudios de producción espuria de luz generada en los materiales circundantes al detector.

Como caso de estudio particular se realiza una caracterización de la producción de luz debida al traspaso de muones atmosféricos dentro de la región activa del detector de silicio.

Se presenta un análisis espacial de las deposiciones de luz en la periferia de las trazas de muones.

Se realiza una comparación entre los resultados obtenidos de datos experimentales obtenidos y una consistente simulación numérica del proceso de generación de fotones por radiación de Cherenkov. Se ponen a prueba y validan las metodologías y análisis presentados en el dispositivo experimental utilizado, encontrando valores compatibles entre los datos y la simulación empleada, por ejemplo para la forma funcional de la distribución espacial de las deposiciones, así como en los valores absolutos de flujo.

Se discute la posibilidad de emplear la metodología propuesta para la detección de efectos indeseados como la ineficiencia de transferencia de carga interna del detector.

Abstract

We present a novel readout methodology using the Skipper-CCD experimental instrument. This detector is used to perform ultra-low energy threshold measurements with absolute charge resolution.

This new readout technique dynamically selects the information to be registered during the readout process, this implies an overall reduction on the exposure time of the detector, but preserving much of the relevant information needed for the process and analysis. It can be used, for example, as a fast and inexpensive way of testing the experimental setup and readout electronics, before it being deployed on the final destination. Additionally, it can be used to study and further quantify the light production on the materials surrounding the detector.

As a shown use case, we perform a characterization on the light production generated by atmospheric muons going through the active region of the silicon detector. Specifically, we show a spatial analysis of these depositions near the muon's main track.

We compare extracted experimental data against a numeric simulation of the Cherenkov radiation photon production. We test and validate the methods and analysis presented on the experimental setup available, finding good agreement on both the overall functional behaviour of the spatial distribution, as well as the absolute flux values.

We discuss the possibility of employing this technique to preventively detect undesired effects occurring on the detector or readout electronics, such as an internal charge transfer inefficiency.

Agradecimientos

Inicialmente quisiera agradecer a los jurados de esta tesis, Gustavo Otero y Garzón, Adriana Gulisano y Miguel Sofo Haro por dedicar el tiempo de leer y evaluar mi trabajo.

A Javier, y a Guillermo que aceptó trabajar conmigo este último año, que me ayudó muchísimo y realmente ha hecho un esfuerzo enorme, especialmente en esta última caótica etapa del trabajo. No siempre fue fácil, pero llegamos ... al fin. Esta tesis es buena sin duda por todo el trabajo que has hecho, y las ganas de trabajar que me contagiaste.

A toda la comunidad de Exactas, que hace que la cursada y vida dentro de la facultad sea una experiencia completamente entrañable y llevadera.

A algunos profesores del secundario y la carrera que me contagiaron un poco de su pasión y conocimiento en sus respectivas áreas, sin los cuales no hubiera tenido la voluntad de estudiar física.

A mi familia que estuvo presente bancando y acompañándome toda mi vida ya sea en vivo o a la distancia. Les debo todo. Es gracias a ustedes que llegué acá y que iré más lejos.

A mi familia extendida, es decir mis amigos de siempre, que hace años compartimos incontables charlas, discusiones y noches en vela. Les agradezco infinito que sean y continúen siendo mis amigos. Gracias a ustedes el aislamiento obligatorio fue tan llevadero como humanamente posible, eso es impagable. Espero con ansias festejar con ustedes el fin de esta etapa de mi carrera.

A mis compañeros de la facultad protagónicos, que lograron hacer que la carrera fuera fácil de transitar. En todas las materias me ayudaron y me empujaron a mejorar y llegar hasta acá. El futuro título tendrá mi nombre impreso, pero será sin duda un logro que compartiré con todos ustedes.

A Paula. Gracias por elegir invertir tu tiempo conmigo todos los días estos últimos años. Por soportarme en los peores momentos y ser parte de los mejores. Gracias por compartir esta aventura conmigo, y por querer ser mi compañera enfrentando las siguientes.

1. Introducción	3
1.1. Medición de materia oscura y neutrinos con detectores de bajo umbral . .	3
1.2. Detectores de partículas de bajo umbral	7
1.3. Objetivos y organización de la tesis	13
2. Skipper-CCD y nueva técnica de lectura propuesta	17
2.1. Operatoria del Skipper CCD	17
2.2. Nueva técnica de lectura propuesta	25
3. Montaje y técnicas de medición	31
3.1. Arreglo experimental	31
3.2. Pre-procesado y clusterización	34
3.3. Filtrado y extracción de muones y SEE	38
4. Radiación Cherenkov y Simulación numérica	41
4.1. Radiación Cherenkov	41
4.2. Simulación numérica	43
5. Resultados	51
5.1. Energía de las trazas de muones y umbral de disparo	51
5.2. Caracterización de eventos espurios tipo SEE	52
5.3. Distribución Angular	55
5.4. Perfil de difusión en trazas	58
5.5. Distribución energética de los SEE encontrados	59
5.6. Caracterización espacial	60
6. Conclusiones y perspectivas	63
Bibliografía	65

1.1. Medición de materia oscura y neutrinos con detectores de bajo umbral

Se estima que 85 % de la masa total del universo corresponde a materia no bariónica, materia compuesta por partículas no incluidas dentro del modelo estándar de la física de partículas [1]. Esta estimación es realizada indirectamente, mediante estudios sobre el comportamiento de cuerpos celestes y otras mediciones astronómicas.

Existen diversas conjeturas sobre la naturaleza de la materia oscura MO (o *dark matter*, DM por sus siglas en ingles), en la que se postulan diferentes masas y tipos de interacciones posibles para la misma, explicaciones no exhaustivas de dichas interacciones pueden ser encontradas en las referencias [2, 3, 4, 5].

Asimismo, es posible catalogar distintos abordajes para su detección dependiendo de su hipotética interacción o no con partículas del modelo estándar [6].

Un primer método consiste en estudiar el proceso de aniquilación de estas partículas, donde se intenta medir la producción de estos procesos (bajo la hipótesis que esta producción es contemplada dentro del conjunto de partículas comprendidas por el modelo estándar). Experimentos orientados hacia esta metodología consisten, por ejemplo, en apuntar telescopios a galaxias tenues y que posean una alta relación de materia oscura respecto a materia bariónica. De esta forma es posible estudiar y comparar su emisión de neutrinos, fotones gamma o leptones cargados, respecto el ruido de fondo de las mismas partículas. Al momento de este trabajo, no se han encontrado discrepancias significativas en este tipo de estudios entre mediciones y proyecciones teóricas.

Luego, puede contemplarse el proceso de creación de materia oscura mediante aniquilación de partículas del modelo estándar. Estos experimentos, como los realizados en el gran colisionador de hadrones *LHC*, consisten principalmente en generar colisiones entre partículas a una alta energía, y de esta forma generar y detectar un jet de partículas secundarias de menor energía. La hipótesis para esta metodología de estudio es que además de

ellas se generan partículas de materia oscura que tienen sección eficaz de interacción con partículas conocidas que es nula o muy baja [7]. Si bien estas partículas a priori no serían censadas por los detectores existentes, la materia oscura se llevaría parte de la energía e impulso total, presentando así diferencias entre las partículas colisionadas y la lluvia de partículas generadas. Experimentos con este enfoque aun no han presentado resultados concluyentes respecto a la medición de esta postulación de materia oscura.

Finalmente se presenta la metodología que compete al trabajo presentado, la detección directa de estas partículas poco interactuantes. Para este método, es necesario asumir que las partículas tienen una sección eficaz de interacción no nula con partículas conocidas del modelo estándar. Esto implica que estas partículas presentarían alguna interacción con la materia que compone al detector. De existir esta interacción, y de producir una variación energética (por ejemplo mediante excitación de algún nivel energético de los electrones que componen al detector), sería posible registrar este excedente.

Particularmente, la postulación de materia oscura liviana indica que existe una probabilidad no nula de que una partícula de MO interactúe electromagnéticamente con un electrón [8, 9], y genere una excitación del mismo, o bien que esta partícula interactúe elásticamente con un núcleo atómico, produciendo de igual forma una variación en la energía interna de un átomo que resulta en una excitación electrónica. Con este propósito, será necesario emplear detectores extremadamente precisos y sensibles que permitan determinar con certeza cuándo algún tipo específico de partícula está atravesando la región activa del detector (o bien es generada dentro del mismo).

Numerosas colaboraciones internacionales actualmente existen para la investigación y desarrollo de experimentos, detectores y metodologías que permitan realizar este tipo de detecciones directas de partículas poco interactuantes (o *WIMPs*). Específicamente, la colaboración SENSEI (por sus siglas, *Sub-Electron-Noise Skipper-CCD Experimental Instrument*) es un grupo de investigación internacional con base en el laboratorio estadounidense Fermi National Laboratory cuyo propósito principal es el de realizar la primer medición directa de materia oscura liviana (i.e. con masas menores a GeV) empleando un sistema de detectores semiconductores llamados Skipper-CCD (por las siglas en inglés de Skipper Charge Coupled Device) [10, 11] (en el capítulo 2 se hablará en detalle de estos detectores). Las mediciones realizadas en el año 2019 por la colaboración ya presentan el mejor rango de exclusión para candidatos de MO con masas chicas [12].

Estos candidatos livianos, en teoría, interactúan con los electrones de valencia de los detectores, así generando una diferencia de carga medible por los aparatos. En la Figura 1.1 se muestran los valores esperados de cargas medidas debido a interacciones de MO con electrones. Al ser candidatos con una masa cercana al electrón es esperable que se den a manifiesto mediante una deposición de una única carga, interacciones que depositen un mayor número de electrones serán cada vez menos probables frente a las de un único electrón [13].

En la Figura 1.1 puede verse cómo el producto de la interacción $DM-e^-$ son principalmente eventos de un único electrón, o también denominados *Single Electron Events* o SEEs como serán mencionados en el resto del trabajo.

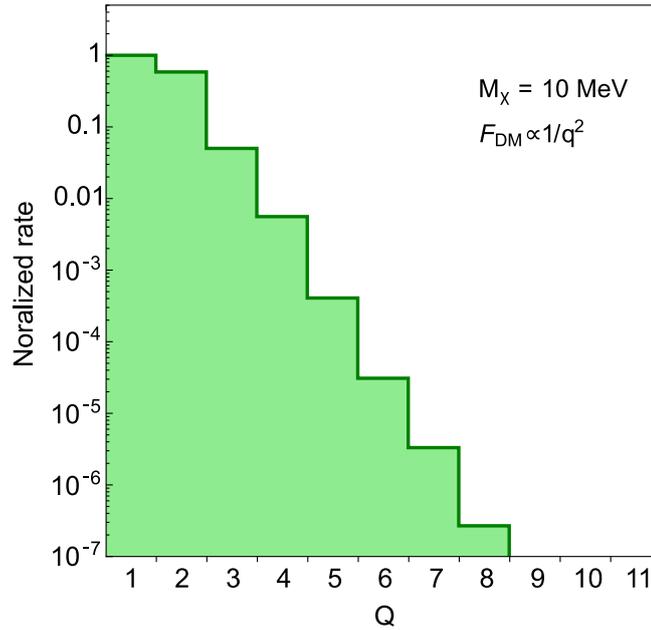


Figura 1.1: Gráfico del ratio esperado de producción de eventos en detectores de silicio para una masa de 10 MeV y una interacción con los electrones de valencia de los átomos, con un factor de forma tipo $\propto 1/q^2$. La normalización de la producción es realizada respecto del número de eventos de un electrón (i.e. de carga unitaria, $Q = 1$). Extraído de [14].

Es entonces crucial explicitar y enfatizar el profundo interés actual por el estudio, caracterización y cuantificación de los SEE en esta naturaleza de mediciones. Las potenciales interacciones de estos mediadores livianos serán manifestadas mediante una deposición tipo SEE, pero asimismo existen otros fenómenos que se manifiestan de la misma manera, que también es necesario cuantificar precisamente para presentar comparación respecto a las mediciones.

El estudio de deposiciones energéticas pequeñas también está motivado para el uso de estos detectores de bajo umbral en experimentos de detección de neutrinos de baja energía. Estas modernas tecnologías permiten acceder a nuevos regímenes de transferencia no alcanzables anteriormente y así poder corroborar experimentalmente teorías de interacciones dentro del modelo estándar y posibles desviaciones de este para el sector de neutrinos [15, 16, 17]. Un ejemplo de estos esfuerzos para detectar neutrinos de baja energía es la colaboración CONNIE [18] que busca entender las diversas interacciones posibles con átomos (ya sean los electrones o núcleos de los mismos) utilizando neutrinos producidos en reactores nucleares.

En la Figura 1.2 se muestra la proporción esperada de eventos para diferentes interacciones de neutrinos con distintos elementos comprendidos dentro del átomo de silicio, en función de la carga medible depositada. La curva negra muestra la proporción de eventos esperados según la interacción coherente entre neutrino y núcleo, estipulada por el modelo estándar. El resto de los espectros corresponden a posibles nuevas interacciones del neutrino, las cuales tienen un comportamiento más abrupto en cuanto a su depen-

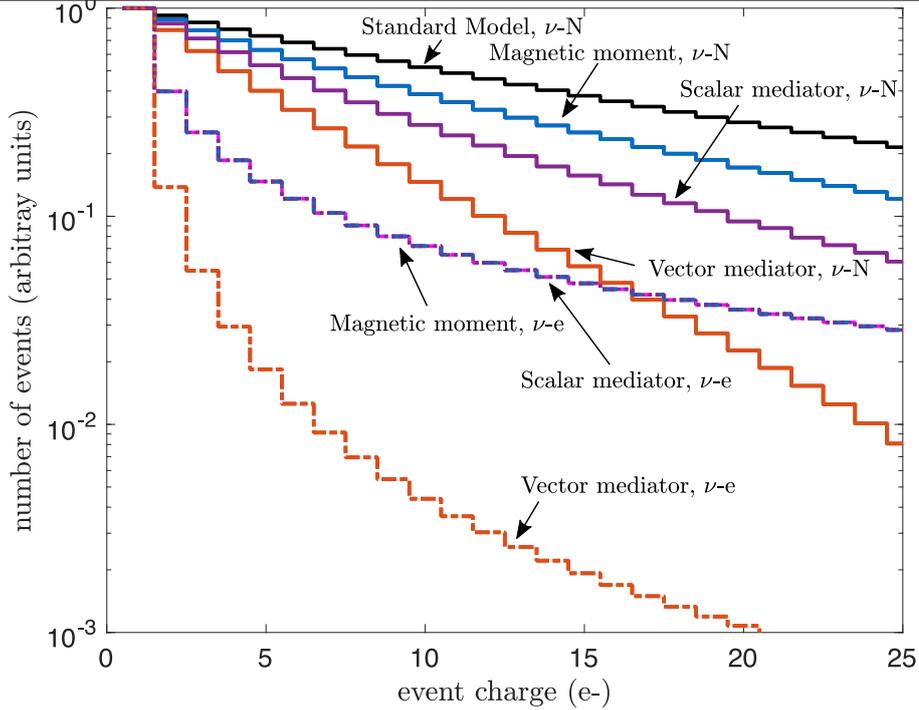


Figura 1.2: Ratio de eventos generados en detectores semiconductores producidos por distintas interacciones neutrino-átomo en función de la carga depositada por el evento. En todos los mecanismos de producción se normaliza por el número de eventos de carga unitaria. El nombre de cada curva hace referencia al tipo de mediador (o a la naturaleza de la interacción) junto con una referencia si esta es con los electrones (ν -e) o con el núcleo del átomo de silicio (ν -N). Extraído de [17]

dencia energética. Observaciones de las deposiciones de hasta un electrón son deseables para poder aumentar la sensibilidad a estos modelos. Además, una precisa comprensión de las posibles fuentes de señales espurias que puedan producir deposiciones de carga similares, como por ejemplo los SEE, son de gran importancia también para este tipo de experimentos.

Hasta aquí se mencionaron dos aplicaciones científicamente motivadas en dónde se requiere el uso de detectores de bajo umbral con sensibilidad a deposiciones tan pequeñas como de pocos electron-volts de energía. Actualmente existen tecnologías como son los detectores semiconductores de carga, los detectores superconductores, detector de fonones, etc. que permiten acceder a estas energías. Uno de los grandes desafíos para todas ellas es entender las distintas fuentes de eventos de fondo que afectan las mediciones en este régimen. La escasa información disponible impulsó a la comunidad de bajo umbral de crear una reunión de trabajo llamada EXCESS [19] con el fin de crear y distribuir el conocimiento de eventos de fondo a baja energía. Las deposiciones de energía tipo SEE estudiadas en esta tesis comprenden uno de los procesos de eventos de fondo de gran interés en la comunidad.

Poseer metodologías y criterios para proyectar, regular y controlar el número de eventos de un electrón en el dispositivo experimental empleado es una tarea esencial para esta

familia de investigaciones en la vanguardia de las nuevas fronteras de física.

Es pertinente, entonces, discutir sobre las diferentes metodologías y acercamientos existentes hoy en día a las mediciones de interacciones de muy bajo umbral de detección. De especial interés para este trabajo será el ya mencionado dispositivo experimental Skipper-CCD, empleado justamente por las colaboraciones SENSEI (para MO) y CONNIE (para neutrinos).

1.2. Detectores de partículas de bajo umbral

Un detector de partículas es conformado, en esencia, por dos partes. Un material *target* el cual las partículas atraviesan o bien colisionan en su interior, y electrónica apropiada para la posterior lectura de la señal física generada como parte de la transferencia energética al medio. Las partículas son registradas al interactuar con el material target. Estas pueden depositar energía (el total o una fracción su energía total) dentro del material, o bien se manifiestan por ejemplo mediante emisión de luz. Esta manifestación o deposición energética es la magnitud que posteriormente se procesará a una señal eléctrica y se censará.

Tomando como ejemplo un tubo fotomultiplicador, la partícula a censar serán los fotones incidentes, que colisionan con un fotocátodo (target) y luego, mediante el efecto fotoeléctrico se liberan electrones que serán acelerados y multiplicados por efecto avalancha en los dinodos dispuestos dentro del detector. Los tubos fotomultiplicadores, sin embargo, son sensibles a un relativamente acotado rango energético y es por eso que es necesario acoplarlos a otros elementos y materiales para aumentar su rango dinámico, como por ejemplo centelladores. Estos dispositivos además no cuentan con resolución espacial de los fotones recolectados, y presentan inconvenientes cuando se reciben fotones temporalmente muy cercanos entre sí [20].

Existe otro tipo de detectores, en los que se emplean materiales semiconductores (Silicio o Germanio, usualmente), donde el volumen activo de detección lo comprende la zona de depleción del material [21]. Las partículas incidentes ionizan el material, produciendo pares hueco-electrón en la banda de valencia y conducción, respectivamente, y generando una corriente libre que es posible manipular aplicando campos eléctricos en el material.

En estos casos se cuenta con buena resolución de energía ya que está asociada al salto energético para generar los pares hueco-electrón. El uso extensivo de este tipo de sustrato en la impresión de circuitos integrados ha mejorado y abaratado los procesos de fabricación de detectores afines. Estas características han impulsado el uso de detectores semiconductores para experimentos de baja energía de deposición. Tanto los estudios realizados en esta tesis como los experimentos mencionados utilizan sensores CCDs que pertenecen a esta familia (o bien un arreglo cuadrículado, o pixelado, de los mismos, de esta manera se puede obtener resolución espacial de las deposiciones de carga registradas). A continuación se detallan las principales características más relevantes de estos.

1.2.1. *Charge Coupled Devices (CCDs)*

Se estudiará en este trabajo un tipo específico de detectores basados en semiconductores, los dispositivos carga acoplada [22], particularmente aquellos que utilizan silicio como material target. Estos dispositivos presentan un arreglo cuadrulado de capacitores MOS cuyas filas están interconectadas [23]. Un capacitor MOS es un elemento de cuatro materiales y dos junturas, una compuerta (con la cual es posible modificar el potencial de juntura del píxel) la cual está aislada del silicio por una delgada capa de óxido (cumpliendo funciones de aislante), luego una capa de material semiconductor (que es propiamente el volumen activo del sensor) cuyo espesor naturalmente influirá en la eficiencia de detección del mismo, y por último, hay un contacto de sustrato en la cara opuesta para generar el vaciamiento de portadores en el silicio activo.

La Figura 1.3 muestra un dibujo simplificado de cómo una partícula de MO puede generar ionización en uno de los píxeles del detector. Los portadores libres con carga positiva (o huecos) son arrastrados por el campo eléctrico hacia la compuerta del píxel (estructura en azul de la figura) donde se almacenan hasta que se decide leer el sensor. El óxido entre la compuerta y silicio previenen que esos portadores salgan del silicio. De forma similar, los electrones son arrastrados hacia el otro extremo donde está el contacto de sustrato (estructura roja de la figura). Como éste es un contacto óhmico sobre el silicio, los electrones abandonan el silicio y son absorbidos por la fuente de tensión.

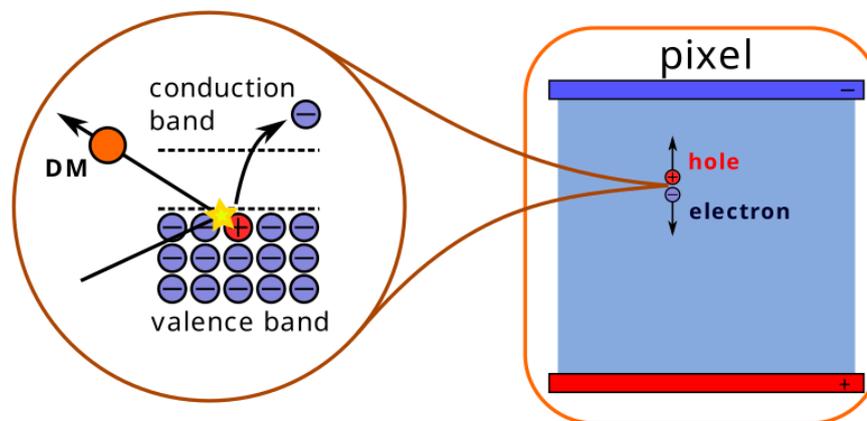


Figura 1.3: Esquema de la generación de eventos producto de la interacción DM- e dentro de un dado píxel del CCD. La imagen de la derecha muestra un píxel del detector, y un punto arbitrario en donde se realizaría la colisión de la partícula de materia oscura con un electrón de la capa de valencia del material, produciendo así un desbalance energético, y una generación de un par hueco-electrón. En la figura de la izquierda se esquematiza la interacción DM-electrón de valencia, donde este se promueve a la capa de conducción permitiendo su posterior recolección. Extraído de [24].

Millones de estas estructuras MOS son fabricadas contiguamente para formar un arreglo bidimensional de píxeles, lo que forma la zona activa de un CCD. En los mismos píxeles no se realiza la operación de lectura de la cantidad de carga almacenada. Esta operación se realiza en unas etapas de lectura que generalmente se encuentran en las esquinas del

arreglo. Para esto hay que trasladar la carga acumulada en cada píxel a estas etapas de lectura. Como los capacitores MOS están interconectados en el arreglo, es posible trasladar los paquetes de carga individuales a píxeles vecinos modificando apropiadamente las barreras de potencial en cada uno. La carga de los píxeles de todo el arreglo mueve a píxeles contiguos en la dirección de las etapas de lectura. Esta metodología de transferencia de carga implica que la lectura del dispositivo es secuencial y requiere un control preciso de las señales de reloj involucradas.

En la Figura 1.4 se muestra un esquema de la transferencia de carga entre píxeles de un detector de estas características, junto con las señales necesarias para efectuarla. Los capacitores MOS que conforman el arreglo generalmente tienen 3 compuertas que se pueden controlar independientemente (las compuertas $V1, V2, V3$ en la figura). Estas compuertas se comparten entre todos los píxeles como se muestra en la misma figura. Cuando el sensor está en exposición colectando carga, las compuertas $V1$ y $V3$ (o sólo una de ellas) se encuentran en un nivel alto y las restantes en un nivel bajo. Eso genera un mínimo de potencial eléctrico en cada píxel donde se colecta la carga ionizada. Las barreras en posición alta previenen que la carga acumulada se desplace lateralmente (de abajo hacia arriba según esta figura). Los *channel-stops* previenen que la carga se mueva lateralmente en la otra dirección (izquierda a derecha según la figura). Estas estructuras son fijas en el detector.

Luego, cuando la carga acumulada se quiere registrar, el potencial de las compuertas se modifica (generalmente entre valores altos y bajos), para mover la carga a los capacitores MOS vecinos. Primero la carga se transfiere de fila en fila (en un proceso llamado transferencia vertical). En este proceso, la carga de los píxeles de la última fila del arreglo se transfieren a una fila auxiliar llamada registro serial. Por cada fila transferida al registro serial, la carga se transfiere repetidamente en este para ser enviada una por una al amplificador de salida para su lectura. Este último proceso se lo llama transferencia horizontal. La Figura 1.4 muestra cómo es el secuenciamiento entre dos píxeles verticales contiguos para transferirse la carga acumulada y luego su transferencia al registro serial. La figura muestra cómo se modifican los niveles de tensión de las señales aplicadas en función del tiempo para arrastrar los paquetes de carga (óvalos verdes en la figura) entre estructuras. La compuerta TG (por las siglas en inglés de *transfer gate*) funciona como barrera de potencial entre el registro serial y el arreglo de píxeles en la región activa. A este se le aplica un valor bajo de tensión cuando la carga de la última fila se transfiere al registro serial, y luego se deja en alto durante la transferencia horizontal.

Por cada transferencia horizontal, el paquete de carga situado al final del registro horizontal se transfiere al amplificador de salida donde se lo mide. En los CCDs tradicionales el amplificador de salida obtiene una medición de este paquete de carga con un error de medición con desviación estándar equivalente a 2 a 3 cargas colectadas. Si bien este error permite medir ionizaciones muy pequeñas, no permite contar píxeles con un solo portador como se espera para el trabajo de esta tesis. Por esta razón en este trabajo se utilizó el Skipper-CCD que permite sobreponerse a esta limitación. Más detalles sobre este sensor se mencionan en las siguientes secciones.

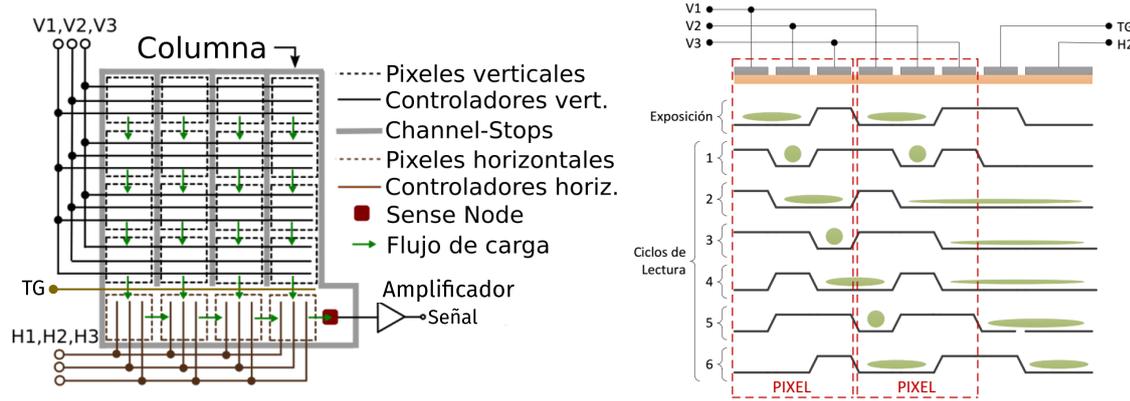


Figura 1.4: Esquema de control y funcionamiento del dispositivo de detección CCD. En la imagen izquierda se muestra el arreglo pixelado del detector dividido por los *channel-stops* que generan barreras de potencial para que la carga no se pueda mover lateralmente a píxeles de columnas vecinas; las tres compuertas $V1, V2, V3$, típicamente llamadas compuertas verticales, que generan el desplazamiento de las deposiciones de carga hacia el registro horizontal; los tres canales de desplazamiento horizontal ($H1, H2, H3$) que mueven la carga dentro del registro serial hacia el nodo de censado de salida. En la imagen derecha se esquematiza el diagrama de ciclos requeridos en cada uno de los canales para generar el desplazamiento de la carga vertical y luego horizontal.

1.2.2. Skipper-CCD

La motivación de la concepción del dispositivo “Skipper-CCD” [25] es reducir el ruido de lectura mínimo que posee un CCD convencional, que ronda valores cercanos a 3 portadores de carga colectados (medido como la desviación estándar del ruido). Generalmente se utiliza el nombre electrones (o simplemente e^-) como la medida de carga de los píxeles, ya sean un CCD que acumula electrones o huecos. De ahora en más en la tesis se utiliza esa unidad.

Esta reducción de la incerteza estadística puede lograrse modificando la etapa final de lectura [26], y permitiendo generar un conjunto de mediciones independientes de cada paquete de carga leído. Esto permite obtener un valor medio del mismo con una incerteza estadística menor, e inclusive obtener un ruido menor a $1 e^-$ [27, 28] para poder discriminar la cantidad de carga en cada paquete sin error. Los detalles de operación de lectura del dispositivo serán discutidos en profundidad en el capítulo 2 como punto de partida de para la nueva técnica de lectura propuesta en esta tesis. Sin embargo cabe aclarar que el proceso de recolección de carga y medición es exactamente el mismo en el Skipper-CCD y en el CCD convencional.

La Figura 1.5 muestra una imagen tomada con un Skipper CCD donde los píxeles tienen una exposición de 4 horas aproximadamente. Las trazas blancas corresponden a ionizaciones por partículas de alta energía como muones y electrones energéticos. Si bien no es apreciable a simple vista, el histograma muestra el valor de los píxeles para una región sin trazas. Los diferentes picos del histograma corresponden a píxeles con exactamente 0, 1, 2 y 3 e^- , esto muestra que efectivamente el sensor puede ser operado con un ruido

equivalente menor a la diferencia de carga de un solo electrón.

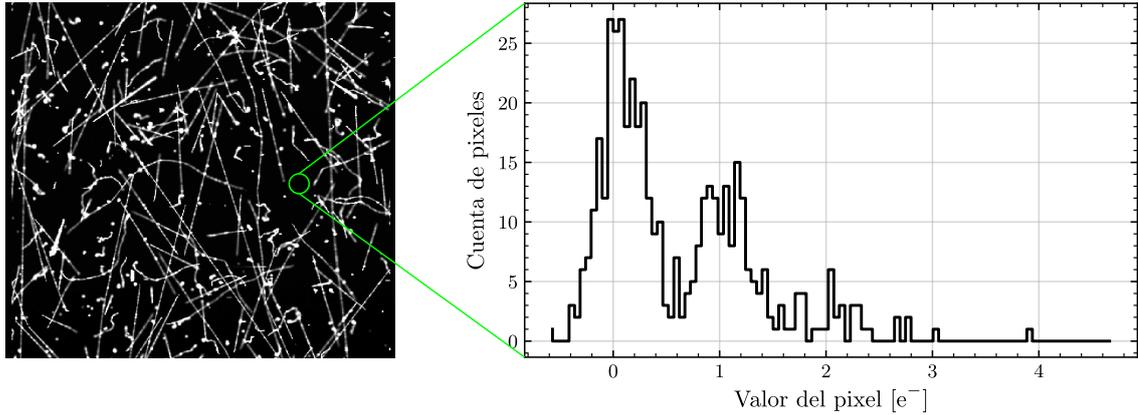


Figura 1.5: Imagen real de una detección con modalidad Skipper en la superficie terrestre. Se muestra además el histograma de valores de píxeles de una región sin trazas energéticas. El histograma muestra una gran concentración de píxeles con uno o dos electrones, muy superior a la producción intrínseca esperada.

1.2.3. Limitación actual de los sensores de bajo umbral

Actualmente, si bien el Skipper CCD ha permitido eliminar el ruido de lectura como fuente de incertidumbre para medir deposiciones de energía muy pequeñas, existen otros limitantes para el uso de esta tecnología para la detección de MO o neutrinos. Uno de los principales es el exceso de deposiciones de SEE observados en las imágenes tomadas, este exceso enmascararía las interacciones de las partículas de interés.

Estudios realizados en superficie utilizando estos sensores no han podido disminuir el número o proporción de los eventos SEE por debajo de $1 \times 10^{-2} e^-/\text{pixel}/\text{dia}$ [29], cuando la generación intrínseca esperada teóricamente en el detector a la temperatura de operación (140 K) no debería ser mayor a $1 \times 10^{-6} e^-/\text{pxel}/\text{dia}$ [23].

Al mismo tiempo, mediciones reportadas por SENSEI muestran un alto número de SEE de aproximadamente $1 \times 10^{-4} e^-/\text{pixel}/\text{dia}$ cuando el detector está realizando mediciones a cien metros bajo de la superficie terrestre [30]. Esto es al menos dos órdenes de magnitud mayor respecto al valor esperado de registrar dada la temperatura de funcionamiento. La gran diferencia en la tasa de eventos cuando se usa el detector en superficie respecto a bajo tierra muestra que este exceso de eventos de SEE estaría vinculado a fuentes ajenas al sensor.

Adicionalmente, la misma publicación del experimento SENSEI en [30] muestra cómo se modifica este exceso de eventos SEE empleando dos configuraciones de blindaje diferentes. En la Figura 1.6 se muestra la correlación de eventos de un electrón para los dos blindajes utilizados [30]. En particular se visualiza una disminución al agregar blindaje de plomo mientras el detector opera bajo tierra.

Estas medidas sugieren fuertemente la potencial generación secundaria de eventos de un electrón, producidos por ejemplo por radiación ionizante electromagnética de partículas de mucha más energía. Literatura reciente detalla posibles mecanismos de producción de

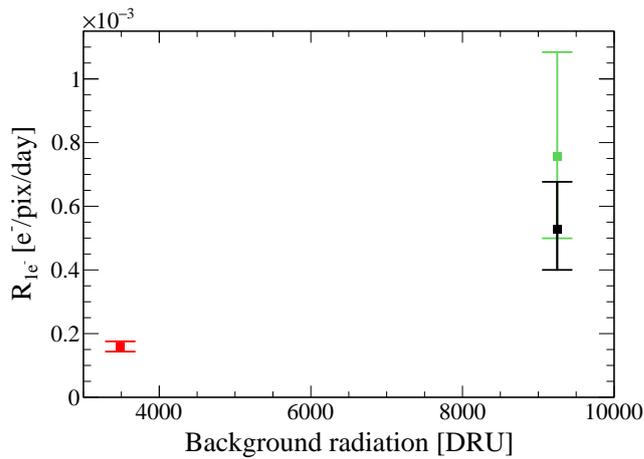


Figura 1.6: Se muestra el número de eventos correspondientes a el ruido de fondo tipo SEE, o *single-electron events* en un sistema con y sin aislante de plomo, en función del ruido de fondo (eventos de energías entre 500 eV y 10 keV). El punto rojo se obtiene con un blindaje de plomo entorno al detector, el punto verde y el negro corresponden a mediciones sin el blindaje para dos configuraciones de operación diferentes. Más detalles sobre la medición pueden consultarse en [30] (donde fue extraída la figura).

fotones de baja energía justamente debido a radiación ionizante de mayor energía [31]. En esta se detallan diversos procesos por los cuales la radiación ionizante puede generar fotones de baja energía en el mismo sensor o en los materiales circundantes, que luego generan deposiciones de un electrón en el sensor. La Figura 1.7 muestra un resumen de los mecanismos propuestos.

Uno de los más predominantes, y que será de especial interés en este trabajo, es la producción de luz debida al efecto de radiación Cherenkov, que es producido por partículas cargadas que atraviesan el material activo [31]. Otra contribución que, a priori, se espera que sea menor en proporción a aquella de Cherenkov es el fenómeno de Bremsstrahlung, producido por la desaceleración de una partícula cargada al ser desviada por otra partícula cargada. De menor aporte de fotones puede considerarse la producción por medio del efecto de la radiación por transición, generado principalmente en las interfaces de los materiales que componen al detector. También pueden generarse fotones por la recombinación de los portadores previamente ionizados por radiación de alta energía, entre otros fenómenos [32, 33].

Los fotones de baja energía, además, tienen la capacidad de atravesar distancias no despreciables dentro del detector. Esto implica su posible deposición dissociada de la traza inicial de deposición energética, esta deposición alejada de la traza original dificulta su rechazo empleando técnicas de selección, pues son (a priori) indistinguibles de una potencial detección de materia oscura liviana.

Debido al número de partículas ionizantes que potencialmente inciden dentro de un detector de estas características, la tarea de detectar una posible interacción de materia oscura no es simple. Es necesario tener un buen control sobre el ruido de base de estas

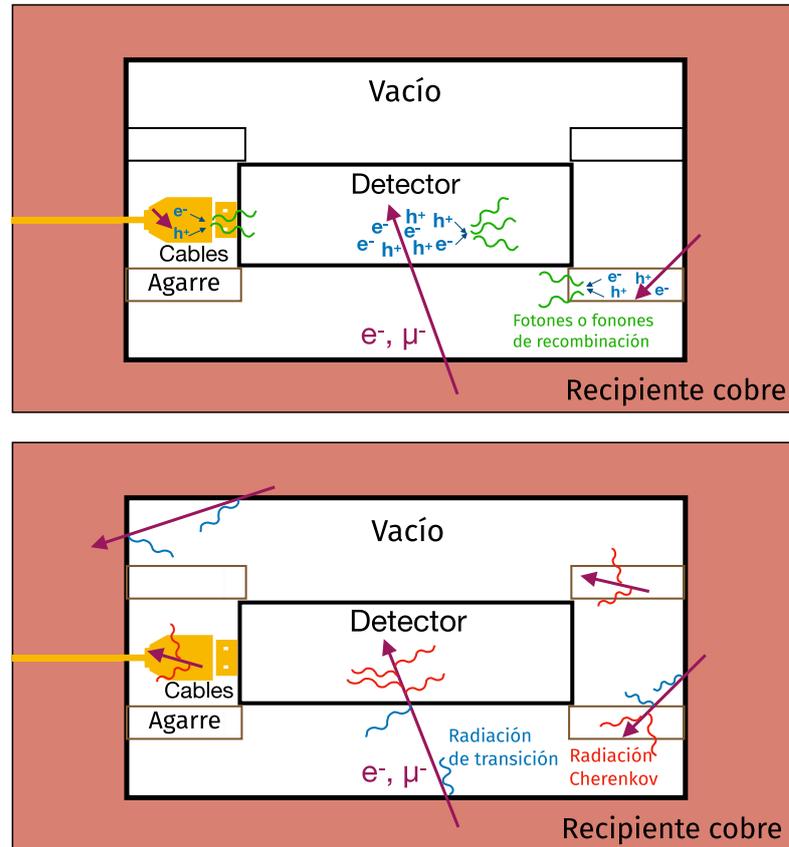


Figura 1.7: Esquema de producción de fotones por diversos fenómenos. En la figura superior se muestra la recombinación de pares hueco-electrón en el interior de los materiales. En la figura inferior se muestran la producción por la radiación Cherenkov dentro de los materiales, y por la radiación de transición en las interfaces existentes. Todos los fotones producidos luego pueden ser detectados por el Skipper, ya sean aquellos producidos en su mismo interior o en su periferia. Figura modificada de [31].

mediciones, ya sea producido por el propio dispositivo experimental (discutido con más detalle en la sección 2.1), así como también el producido por la ionización secundaria de las partículas que lo atraviesan.

1.3. Objetivos y organización de la tesis

El objetivo de este trabajo es desarrollar una técnica de estudio de estos procesos de producción de luz y presentar un nuevo marco de metodología de medición usando como base la tecnología Skipper, para permitir así cuantificar rápidamente la producción y absorción de luz proveniente de las partículas ionizantes en el material. En particular son de interés estudios que puedan ser realizados en la superficie terrestre para su fácil implementación, y que no involucren modificaciones importantes al arreglo experimental.

De esta forma, esta técnica permitiría facilitar el entendimiento de las limitaciones de los empaquetados y materiales usados actualmente así como del propio sensor para estas búsquedas de bajo umbral de detección. Como la producción de luz está asociada a

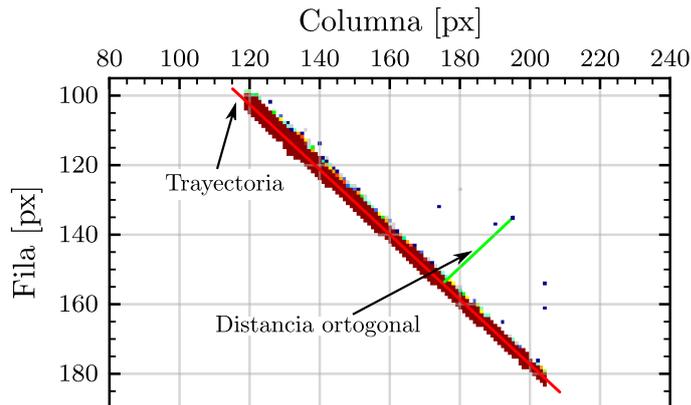


Figura 1.8: Ejemplo de detección de una traza de muon con un Skipper-CCD. Se muestran deposiciones tipo SEE en la periferia de la traza del muon, además se marca la línea directriz de la traza del muon que corresponde a la trayectoria del mismo, junto a la distancia ortogonal de una de los eventos respecto de dicha traza. Esta distancia ortogonal será la magnitud registrada para la caracterización espacial de los SEE.

los materiales utilizados para empaquetar el sensor, se quiere desarrollar una técnica que permita realizar fácilmente un estudio de la producción de fotones debido a los diferentes materiales cercanos al detector, y de esta forma descubrir y proponer modificaciones y optimizaciones al dispositivo experimental empleado.

Puntualmente se tratará de medir y entender el origen de deposiciones de luz producidas por el sensor por partículas cargadas. Como prueba conceptual de la técnica, se estudiará la producción de luz generada por muones cuya trayectoria en el sensor es fácil de discriminar. Luego se buscarán deposiciones similares a fotones en las adyacencias de la misma. En la Figura 1.8 se muestra un ejemplo de una trayectoria típica proveniente de la incidencia de un muon en el detector. En la figura se observa una trayectoria principal asociada a la ionización del muon al atravesar el sensor junto con eventos tipo SEE periféricos a la misma. Se realizará una caracterización espacial de estas deposiciones estudiando su distancia ortogonal a la trayectoria del muon más cercano (es decir, aquel muon más probable de ser el responsable de su generación), tal como se esquematiza en la figura. Por último se trata de comprobar si los resultados medidos pueden ser modelados con teorías existentes usando simulaciones.

En el capítulo 2 se explicará una nueva técnica de lectura para el Skipper-CCD. Esta técnica utilizará muones atmosféricos para las mediciones, que no estarán concentrados en ninguna región específica del detector. Por lo tanto este capítulo muestra un nuevo esquema de operación que permite aumentar la velocidad la lectura del sensor y evitar exposición a otras radiaciones de fondo. Al principio del capítulo se darán detalles de la lectura tradicional del sensor y otros aspectos del mismo importantes para el nuevo esquema y para el estudio de esta tesis.

En el capítulo 3 se darán los detalles operativos y de construcción del dispositivo experimental que rodea al detector CCD. Además se comentará sobre el pre-procesado que es realizado en las imágenes obtenidas, previo al análisis de SEE, que es el foco

principal de este trabajo.

En el capítulo 4 se muestra un modelo computacional diseñado para simular la generación de luz por radiación de Cherenkov a partir de las trazas de muones. Se estudia principalmente la luz de Cherenkov pues es uno de los procesos dominantes de producción de luz en estas mediciones según [31]. Este proceso provera un punto de comparación razonablemente sencillo para comparar con las mediciones.

Los resultados obtenidos a partir de análisis sobre los SEE periféricas a muones obtenidas además de otros aspectos importantes para la validación de la técnica serán mostrados en el capítulo 5.

Finalmente en el capítulo 6 se exponen las conclusiones finales del trabajo y las perspectivas sobre trabajos futuros.

Skipper-CCD y nueva técnica de lectura propuesta

En este capítulo se presenta el diseño de un nuevo esquema de lectura y se muestra su funcionamiento. Este nuevo método de lectura trata de optimizar la toma de imágenes del sensor para el estudio de la producción de luz generada por muones. Para enfatizar los beneficios de esta técnica en la primer parte del capítulo se detalla la operatoria típica de lectura del Skipper CCD y su mecanismo de recolección de carga. Se enumeran y explican los efectos más importantes de esta operatoria, que podrían ser factores de error relevantes en los estudios propuestos.

2.1. Operatoria del Skipper CCD

2.1.1. Lectura de carga

Un CCD convencional permite realizar lecturas tan extensas como se quiera cuando la carga se encuentra depositada en el nodo de censado (el esquema del dispositivo se muestra en la Figura 2.1). Por construcción, sin embargo, una vez que se finaliza la medición, esta carga es movida a la compuerta de descarte *dump gate*, y por ende olvidada. Esta integración prolongada de la medición permite deshacerse completamente del ruido de alta frecuencia pero no disminuye en absoluto el ruido de baja frecuencia, también llamado *flicker* o ruido $1/f$ (explicación más detallada se presenta en la sección 2.1.2).

Este fenómeno es la principal causa de la cota mínima de ruido de lectura (σ_{CCD}) que se obtiene en mediciones CCD convencionales, que ronda el valor de $3 e^-$ (este valor fluctúa, por ejemplo, con la pureza de los materiales involucrados). Este valor, si bien chico para las aplicaciones en las que se emplean sensores CCD, imposibilita por completo el uso de estos dispositivos para mediciones de bajo umbral de detección, como las que serían necesarias en la búsqueda de materia oscura.

El concepto del Skipper justamente fue impulsado para reducir este ruido a valores menores a $1 e^-$, permitiendo así resolver completamente deposiciones de carga independientemente de la magnitud.

gate (DG) con un tensión de valor bajo. Como V_{drain} es un punto de contacto directo al silicio del sensor, la carga se va del dispositivo y la etapa de salida queda disponible para la medición de un nuevo paquete de carga.

2.1.2. Reducción de ruido e incremento de tiempo lectura

Tal como fue mencionado anteriormente, a diferencia de integrar un período extenso de tiempo los niveles de señal y pedestal por una única vez como el los CCD convencionales, el Skipper permite realizar numerosas mediciones de menor duración, para reducir ruidos de alta y baja frecuencia, como se ve en la Figura 2.2.

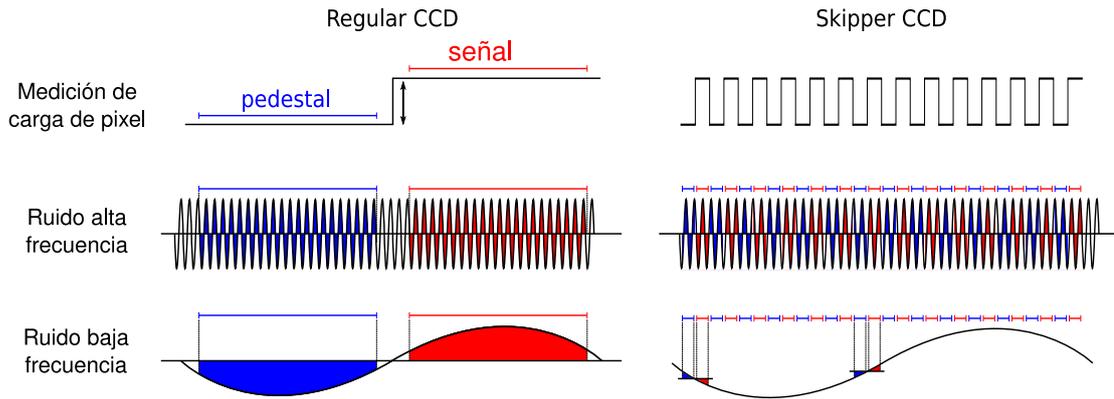


Figura 2.2: Figuras de comparación entre la lectura de CCD convencional y la del Skipper-CCD. En el CCD convencional se mide un tiempo prolongado el valor de carga de señal y de pedestal, que permite remover el ruido de alta frecuencia al integrar, pero no disminuye en absoluto con el ruido de baja frecuencia. El Skipper-CCD, en cambio, al integrar numerosas ventanas de menor duración, permite reducir ambas contribuciones espectrales del ruido de lectura.

La reducción del ruido no tiene una cota teórica y sólo depende de cuántas mediciones se realicen sobre cada uno de los píxeles de la imagen. En la Figura 2.3 se muestra el ruido de lectura en función del número de mediciones, extraído de [24].

De esta forma el ruido estadístico de lectura total disminuye como la raíz del número de mediciones realizadas, considerando al estimador de la carga como el promedio de todas las mediciones (i.e. el estimador no sesgado de la esperanza de la muestra).

$$\sigma_{\text{Skipper}} = \frac{\sigma_{\text{CCD}}}{\sqrt{N_{\text{samp}}}} \quad (2.1)$$

En su trabajo, Tiffenberg et. al. reportan incertezas que llegan a valores tan bajos como $0,068 e^{-\text{rms}}/\text{pix}$. Con una dispersión tan baja, el poder resolutivo en deposiciones de cargas del detector es absoluto. Permitiendo así distinguir sin error, por ejemplo, deposiciones de $1 e^{-}$ de las de $2 e^{-}$. Esta resolución absoluta existe no sólo en el rango de poca carga depositada, sino que aplica a todo el rango de operación del dispositivo, entre 0 y 2000 electrones [35].

En las Figuras 2.4 (a) y (b) se visualiza este concepto, en dos regímenes distintos de deposición de carga en el detector.

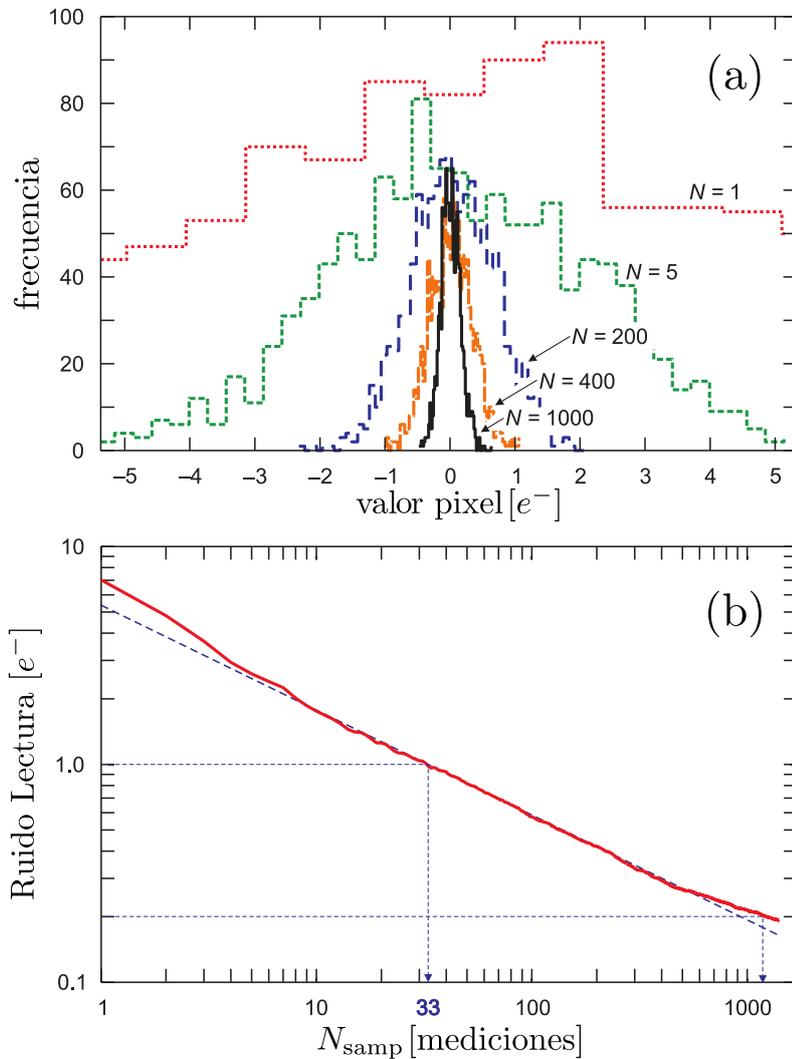


Figura 2.3: Visualizaciones del ruido de lectura del detector en función del número de mediciones por píxel N_{samp} empleado. En (a) se muestran histogramas de una región sin cargas depositadas donde puede verse que la distribución está mejor definida entorno al valor de $0 e^-$ conforme se aumenta N_{samp} . En (b) se muestra con línea sólida los valores de ruido de lectura en función del número de mediciones por píxel, y con línea punteada la curva teórica de ruido de lectura igual a $1/\sqrt{N}$, se identifica específicamente el punto a partir del cual el ruido de lectura es menor a $1 e^-$. Extraído de [34].

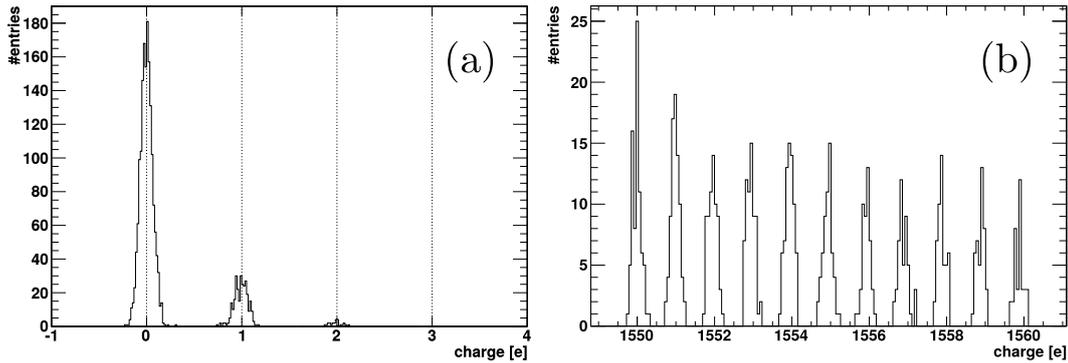


Figura 2.4: Histogramas de eventos registrados en una imagen Skipper realizada con 4000 mediciones por píxel (lo que implica un ruido de lectura $< 0,1 e^-$). Se muestran dos regímenes de luz registrada, en (a) el perfil de $0 - 3 e^-$, mientras que en (b) se muestra un rango de $1550 - 1560 e^-$.

Es inmediatamente evidente que esta metodología de medición es superior a las realizadas con CCD convencionales y abre las puertas a un abanico de situaciones en donde podía utilizarse un detector de estas características. No obstante, naturalmente existen limitaciones operativas al uso de los Skipper-CCD que serán de especial interés para este trabajo, y se mencionan brevemente a continuación.

Un inconveniente importante con las mediciones Skipper es que el tiempo de lectura aumenta junto con el número de mediciones. Para tener ruido que permita hacer mediciones sin ambigüedad de la carga acumulada en el píxel se requieren tiempos de lectura mayores a varios milisegundos por píxel. Esto equivale a un tiempo de lectura de algunas horas para sensores con varios millones de píxeles. Esta lectura lenta sugiere dos problemas para el estudio que se desea realizar: primero el extenso tiempo de exposición necesariamente aumenta el tiempo donde los píxeles pueden coleccionar cargas debidas a otros procesos espurios y así enmascarar la señal de luz de los muones, y segundo que varios eventos de alta energía pueden superponerse lo que hace más difícil, o hasta imposibilita, la tarea de individualizar y discriminar la producción de luz con la interacción de alta energía originaria, esto puede reducir considerablemente la región útil de donde extraer información relevante en cada medición. La Figura 1.5 (con tiempo de exposición de los píxeles de 4 horas) sirve de ejemplo para mostrar estos dos inconvenientes.

2.1.3. Corriente Oscura

La corriente oscura o *dark current* (DC) es un fenómeno que afecta a cualquier detector semiconductor y se atribuye a la generación natural de cargas libres debido a las fluctuaciones térmicas del material y es uno de los más estudiados en los dispositivos Skipper [36, 23]. El nombre de corriente oscura es prudente, ya que este se produce incluso en ausencia de luz incidente en el detector. Es posible disminuir esta generación espontánea, por ejemplo, reduciendo la temperatura de operación del aparato experimental. Sin embargo, es imposible su completa eliminación por la existencia de niveles intermedios de energía en el silicio entre la banda de valencia y de conducción que reducen considerable-

mente la energía necesaria para generar un portador.

El tiempo prolongado de exposición necesario para realizar una medición Skipper influye directamente en el número esperado de eventos atribuidos a la corriente oscura. Por este motivo, realizar mediciones rápidas es óptimo para minimizar esta contribución de eventos. Esto presenta la necesidad de encontrar un equilibrio entre la resolución con la que se desea medir (i.e. el N_{samp} por píxel), y la acumulación de carga por corriente oscura. Cuando se requieren medir señales débiles con muy baja probabilidad de ocurrencia, esta decisión de compromiso debe ser optimizada.

Tal como fue mencionado en el capítulo introductorio de esta tesis, los valores de DC medidos (la mejor medida en superficie es de $1 \times 10^{-2} \text{ e}^-/\text{pxel}/\text{da}$ [29]) parecen indicar que la mayor parte de SEE encontrados no provienen de procesos intrínsecos del sensor y mas bien su contribución mayoritaria proviene de procesos ligados a radiación de alta energía.

La nueva técnica de lectura propuesta trata de disminuir el tiempo de lectura del Skipper CCD y así reducir la probabilidad de que los píxeles colecten eventos de DC que pueden ser confundidos con luz producida por los muones.

2.1.4. Ineficiencia de transferencia de carga

Ya fue mencionado en la sección 1.2.1 que el CCD es leído de forma secuencial, primero de píxel a píxel y luego de píxel al registro serial para ser medido por el amplificador de salida. Si se espera el suficiente tiempo para que la carga sea transferida de un píxel a otro, no debería existir ninguna pérdida de información en el traspaso [23]. No obstante, las trampas de energía intermedias del silicio y las impurezas o fallas de la red cristalina potencialmente retienen cargas. Estas cargas retenidas pueden liberarse posteriormente a píxeles aledaños, produciendo finalmente una lectura errónea de los valores en estos píxeles. A este fenómeno se lo denomina como ineficiencia de transferencia de carga, o *CTI* por sus siglas en inglés, y es uno de los parámetros más importantes en cuanto a la limitación de lectura de los CCD.

La CTI mide cuánto es la proporción de carga que queda almacenada en un dado píxel, luego de un cierto número de transferencias. De tener un proceso ineficiente, las deposiciones muy energéticas serían registradas con un perfil similar a una difusión, en la dirección de transferencia de carga hacia el registro serial. Este efecto puede generar errores sistemáticos en la medición final. Mediciones previas de la ineficiencia de transferencia realizadas en Fermilab reportan valores menores al 0,000001 % [37].

Como en esta tesis se quieren encontrar deposiciones de carga correspondientes solamente a un único electrón alrededor de eventos energéticos producidos por muones, cualquier ineficiencia en la transferencia de carga podría producir carga circundante que se confunda con la señal esperada y ofusque los resultados. Esta es una característica principal que se tiene en cuenta al definir el nuevo esquema de lectura.

2.1.5. Difusión de carga

La distribución espacial con que la carga es colectada por los píxeles del CCD es bien descripta y es modelada por una distribución normal bivariada, cuya varianza σ_{xy}^2 es función de la profundidad z , donde tuvo lugar la interacción responsable de producir la carga (ver Figura 2.5). Esto se debe a que la carga tiene tiempo de difundir lateralmente en el silicio antes de ser atrapada por los potenciales de potencial debajo de las compuertas de los píxeles.

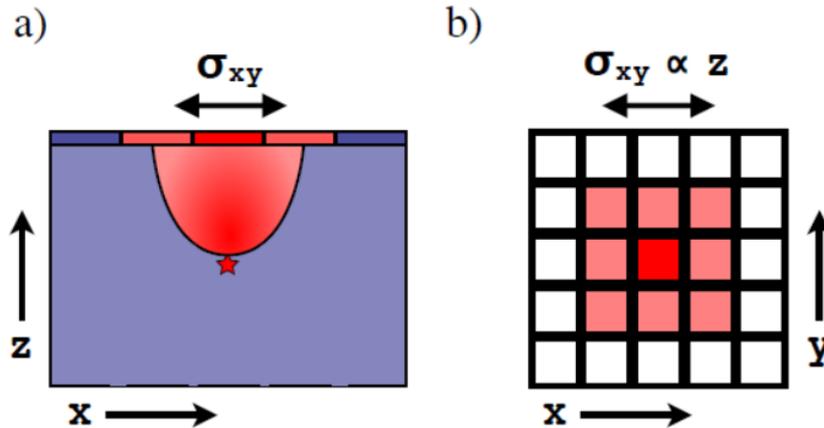


Figura 2.5: Esquema de perfil de difusión para un detector CCD. En (a) se muestra un corte transversal de un píxel donde se realiza una deposición energética (simbolizada con una estrella) y esta luego difunde hacia la cara superior del CCD. En (b) se muestra la vista superior del mismo evento, en el que la deposición de la carga en el píxel central genera deposiciones de menor magnitud en los píxeles adyacentes a la misma.

La relación funcional entre la varianza de la distribución de carga y la profundidad de interacción puede encontrarse analíticamente, en una dimensión, si se conoce el campo eléctrico dentro del CCD. Para hacerlo, debe tenerse en cuenta que la varianza de los portadores de carga es proporcional al tiempo de tránsito, desde la posición z donde tuvo lugar la interacción, hasta el píxel donde finalmente se guarda la carga. El detalle de la deducción de la relación mencionada puede encontrarse en el trabajo de Holland et al. [38], y esta es:

$$\sigma_{xy}^2 = -A \log(|1 - bz|) \quad (2.2)$$

donde las constantes A y b están relacionadas con las propiedades físicas de operación del dispositivo.

Como el muon produce ionización en toda su trayectoria cuando atraviesa el sensor, la parte de la trayectoria que ocurre al incidir en CCD va tener una dispersión de la carga ionizada menor que la ionización producida a mayor profundidad.

La medida de difusión de las trazas de muones en el Skipper CCD es una forma de calibrar al detector, como se realiza en el trabajo de Moroni, et. al [29].

El ancho de la traza del muon define, además, qué tan cerca es posible buscar depo-

siciones de fotones que generen un par hueco-electrón, ya que aquellos fotones que sean absorbidos cercanos a la traza del muon no podrán ser resueltos del perfil de difusión de la misma. Como se verá más adelante, esto impactará directamente en la eficiencia de detección de los fotones producidos por muones.

2.1.6. Principales características del sistema de lectura utilizado

Las mencionadas etapas agregadas en la lectura del CCD son realizadas empleando un dispositivo electrónico desarrollado exclusivamente para este propósito, llamado controlador *Low Threshold Acquisition* o LTA. La Figura 3.1 muestra esta electrónica conectada al sistema experimental utilizado.

El procesado y control de periféricos en el controlador es manejado mediante una FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) modelo Artix-7 de marca Xilinx, se presenta un diagrama en bloques del sistema en la Figura 2.6. Esta FPGA se encarga de la generación de las señales necesarias para la utilización del CCD, y de recolectar los canales de salida de video que éste posee. Estas salidas luego son digitalizadas y analizadas dentro de la FPGA mediante un integrador de pendiente doble (DSI) para computar los píxeles.

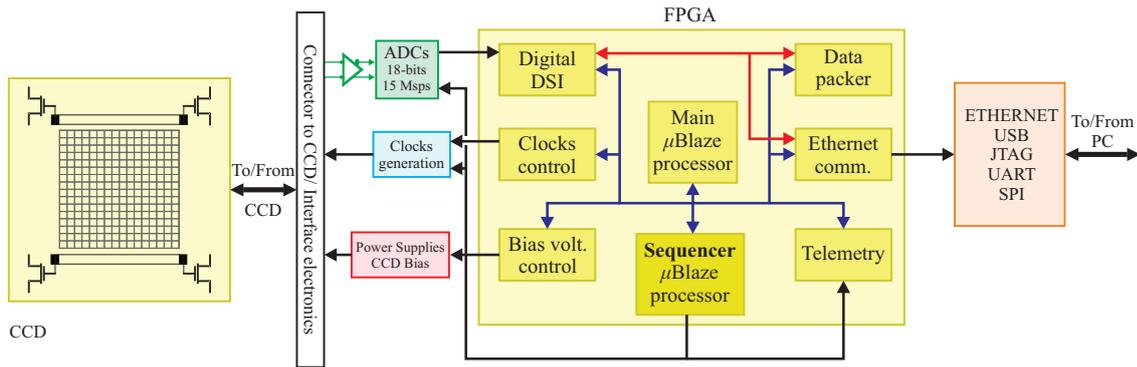


Figura 2.6: Diagrama general de la electrónica de lectura utilizada para implementar la detección Skipper, así como lectura inteligente. El bloque principal es la FPGA que, junto con algunos otros bloques de firmware sintetizados, tiene un microprocesador μ Blaze dedicado exclusivamente a la implementación de las modificaciones al secuenciador. Extraído de [39].

La interacción del usuario con el controlador es realizada mediante un puerto ethernet, que además de recibir comandos, envía los datos registrados. Dentro de la FPGA se sintetizan dos procesadores tipo μ Blaze [40], uno se encarga de la operación de periféricos y sistemas internos de la placa; el otro se encarga del secuenciado de pulsos para realizar las mediciones Skipper.

Previo al desarrollo de las mediciones es necesario determinar el nivel de ruido con el que estas serán efectuadas, es decir el número de mediciones N_{samp} a realizar en cada pixel. Además se determinan los valores de tensión de referencia para registrar en cada sector (o cuadrante) del detector. Estos valores afectan en la etapa de conversión del ADC, que traduce los valores de tensión registrados en cada píxel (estas son unidades digitales arbitrarias comúnmente llamadas “adu” o bien *analogic digital unit*) en número de electrones depositados. Esta tensión, además, juega un rol fundamental en cuanto a la

producción de eventos de un electrón por corriente oscura [11].

2.2. Nueva técnica de lectura propuesta

Como se ha mencionado anteriormente, el tiempo de lectura del detector Skipper es proporcional al número de píxeles N_{pix} del detector y al número de mediciones por píxel que se desea realizar N_{samp} (dicho de otra forma, inverso al ruido que se busca alcanzar). Esto puede no ser deseado, ya que es posible que sea innecesario contar con resolución sub-electrón en toda la región activa del detector. Las deposiciones de carga espuria en este tipo de mediciones son un factor determinante de esta metodología, ya que es un número de deposiciones que necesariamente aumenta junto al tiempo de exposición del detector. Esto es una contribución no deseada que afecta a toda la región activa donde se extrae la imagen, ya sea que esta contenga o no información relevante para un posterior análisis.

Es probable, entonces, que existan regiones de interés que se quieran medir con precisión absoluta pero otras regiones en las que es tolerable un nivel de ruido mayor, y de esta forma prevenir invertir tiempo en sectores de menor importancia para la medición.

De ser posible esta medición, los resultados podrían obtenerse en una fracción de tiempo que una medición completa en régimen Skipper y la información recolectada sería de mayor pureza, ya que solamente se analizarían los sectores relevantes.

Esta metodología de operación fue recientemente implementada en el mismo controlador LTA [39], y es coloquialmente denominada como *Smart-Skipper*. La modificación de firmware necesaria para su implementación recae esencialmente en el procesador encargado del secuenciador (ver Figura 2.6).

Actualmente existen dos formas de utilización de esta nueva metodología “smart”, una que define regiones de interés (*ROI*), y otra que define regiones a partir de una cierta energía de interés (*EOI*).

De ambas formas, el concepto fundamental es el de tener regiones dentro de la región activa que sean medidas con resolución sub-electrón, es decir un número N_{samp} alto de veces cada píxel, mientras que otras regiones en las que cada píxel es medido 1 vez (es decir, como un CCD convencional). Justamente por este motivo es que el bloque modificado completamente respecto al Skipper es exclusivamente el secuenciador.

Lectura *ROI*

En el método ROI las regiones son predefinidas con anterioridad, una imagen de ejemplo puede verse en la Figura 2.7. Antes de comenzar la medición se carga la secuencia de lectura específica que hay que realizar para que existan las regiones que se desean con resolución Skipper.

Esta metodología no es específicamente interesante en sí misma, pues es efectivamente restringir, a priori de manera arbitraria, la región útil del detector completo. Podría ser utilizada, por ejemplo, para evitar invertir tiempo midiendo zonas del detector que se sabe tienen errores de lectura o fabricación. Si bien esta técnica permite aumentar la resolución

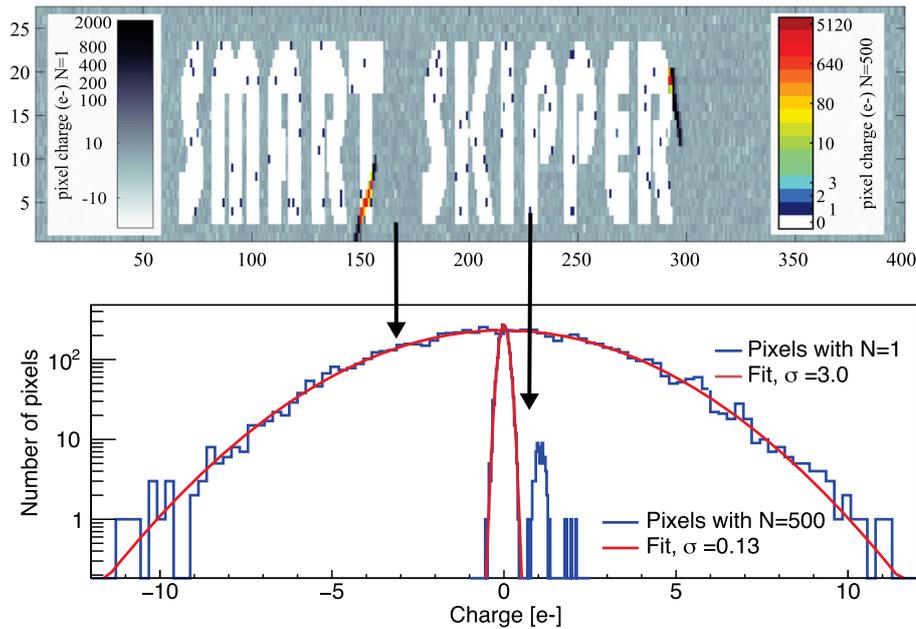


Figura 2.7: Figura ejemplo de detección smart-skipper usando la metodología ROI. Se muestra en la figura superior la imagen registrada por el CCD, en la que se pre-definen regiones a medir con ruido sub-electrón y el resto de los píxeles con alto ruido. En la figura inferior se muestra el histograma de energías de píxel en una región con resolución Skipper y en una región con alto ruido. Puede verse la significativa diferencia en las dispersiones de las distribuciones energéticas. Extraído de [39].

de energía para ciertas regiones del arreglo, por si sola no tiene mucha utilidad para el estudio propuesto de la producción de luz de muones ya que antes de la lectura no se conoce en qué regiones serán encontrados.

Sin embargo, es el primer paso necesario para poder implementar la metodología de lectura por EOI, que va a ser de interés para el resto del trabajo y desarrollo de la herramienta de medición. Para aprovechar este desarrollo en el trabajo propuesto, se requeriría una forma de poder decidir las regiones en dónde realizar mediciones con bajo ruido conforme se leen los píxeles.

Lectura *EOI*

Cuando se emplea la búsqueda por energías de interés, la forma de operación es realizar mediciones “rápidas” y, en base al nivel de carga depositada medida, decidir cómo serán las consiguientes mediciones. Una forma de usar esta metodología es medir con alto ruido pero de forma rápida (i.e. con $N_{\text{samp}} = 1$) todos los píxeles cuya energía es mayor a un cierto valor de umbral (e_{thresh}), y con resolución absoluta (N_{samp} grande para contar electrones) el resto de la imagen. Esto produciría imágenes con mucha resolución en las regiones de poca deposición de carga, y con muy baja resolución en regiones de mucha carga (mayoritariamente debidas a trayectorias de partículas muy cargadas como muones).

Una pequeño ajuste del esquema anterior, de especial interés para este trabajo, es medir de forma rápida (con $N_{\text{samp}} = 1$) los píxeles del arreglo hasta que se detecta uno

con valor de carga superior a e_{thresh} , a partir del cuál se empiezan a medir los píxeles siguientes con alta resolución de carga (N_{samp} grande).

Esta heurística se repite en todos los píxeles; de esta forma se logra obtener una región con ruido por debajo de un electrón en el entorno de las trazas muy cargadas, como es el caso por ejemplo en deposiciones de muones. La Figura 2.8 muestra cómo funciona la técnica. La traza en rojo corresponde al trazo de ionización de un muon. La ionización que produce es suficientemente grande como para ser detectada en la primer muestra tomada del pixel. Estos píxeles altamente cargados disparan el nuevo esquema de lectura que aumenta el número de muestras tomadas para los píxeles siguientes en la misma línea. Pasados ese tramo, se vuelve a registrar de forma “rápida” con alto ruido de lectura. En esta nueva región es donde se buscarían las deposiciones tipo SEE producto de la absorción de los fotones generados por el mismo muon al atravesar el silicio del sensor. En este caso, la región con alta resolución queda a la derecha del muon ya que esta es la dirección de lectura: el amplificador de salida se encontraría en la esquina inferior izquierda inferior y los píxeles a la izquierda serían los primeros a ser leídos.

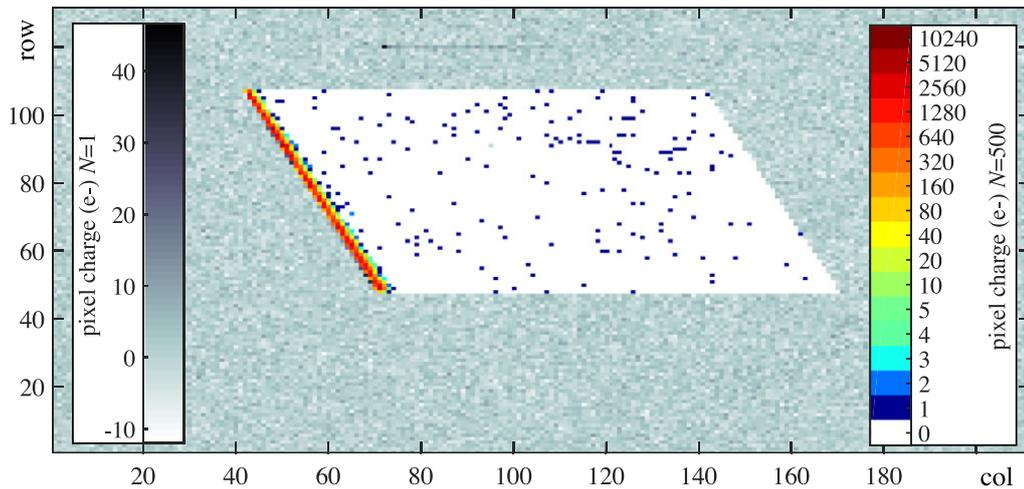


Figura 2.8: Extracción de un muon con electrónica de lectura smart realizada solamente a la derecha de la traza principal. Puede verse que dentro del paralelogramo que es definido a partir de la traza del muon se registran mediciones con resolución Skipper ($N_{\text{samp}} = 500$), escala de colores derecha). En la región circunvalante, todas las mediciones son realizadas con resolución normal de CCD ($N_{\text{samp}} = 1$), escala de colores izquierda), no permitiendo distinguir ningún detalle fino de la imagen. Luego del disparo del píxel con mucha deposición de carga, se registran 100 píxeles a la derecha del mismo para realizar mediciones con bajo ruido. Extraído de [39].

Los primeras mediciones realizadas con esta metodología fueron implementadas generando una región inteligente solamente a la derecha de la traza principal como en la figura. La idea conceptual y los primeros resultados fueron publicados en [41]. Por completitud de esta tesis se agrega un apéndice a la misma con el trabajo publicado.

Para los estudios presentados en esta tesis, se utiliza un $N_{\text{samp}} = 500$ en las regiones de alta resolución lo que determina un ruido de $0.15e^-$ electrones, de esta forma se busca evitar falsos positivos provenientes del ruido de lectura. El ancho de esta región será

tomada de 50 píxeles, esta elección es motivada por los análisis de simulaciones presentados en el capítulo 4, y por cuestiones técnicas y operativas de implementación dentro del controlador.

Regiones más alejadas de la traza principal del muon tienen menor flujo de fotones y por lo tanto menor información disponible para el análisis de luz propuesto. Con esta metodología, entonces, es esperable obtener una alta proporción de deposiciones tipo SEE en cada región inteligente, por contener información en la periferia inmediata de los muones.

Una de las carencias de esta metodología es que no aborda posibles problemas relacionados con la CTI. Al estudiar exclusivamente la región a la derecha de las trazas de mucha ionización de carga, parte de esta podría ser dejada en el camino cuando se hace el secuenciamiento, lo que generaría deposiciones tipo SEE disociadas de la traza principal. Estas podrían ser confundidas con deposiciones de fotones ¹

Lectura optimizada para el estudio de producción de luz por muones

Con el propósito de detectar y eliminar posibles errores sistemáticos en la transferencia de carga horizontal y vertical, se decidió modificar el algoritmo para ampliar la zona de lectura Skipper también a la izquierda de la traza principal de los muones, como se muestra en la Figura 2.9.

De esta forma se pueden abordar problemas asociados la transferencia de la carga a través de los píxeles horizontales atravesando la traza del muon (esto es relevante pues podrían existir inconvenientes similares a la CTI como se mencionó anteriormente).

Al tener detección en ambos lados de la traza, es posible comparar las deposiciones de SEE que se obtienen anteriores ² contra las posteriores. De no existir ninguna ineficiencia en la transferencia, la distribución espacial de las deposiciones debería ser, a priori, simétrica. El mismo razonamiento puede emplearse estudiando la región superior/inferior de la traza, con el fin de buscar ineficiencias en la transferencia de carga dentro del registro serial.

Esta modificación conlleva un gran esfuerzo de desarrollo, implementación e integración en la sintetización dentro de la FPGA, particularmente en el secuenciador.

El algoritmo de medición también debe ser complejizado para abarcar esta nueva metodología.

En la Figura 2.10 se presenta un diagrama de flujo esquemático del algoritmo empleado. Esencialmente el funcionamiento es similar al empleado con las detecciones solamente a derecha de la traza principal, con la salvedad de que ahora es necesario además definir regiones previas a la traza.

Si bien la lectura secuencial dificulta el proceso, la solución empleada recae en definir las regiones de bajo ruido en la fila siguiente a la detección que supera el valor umbral.

¹Recordar que si el detector lee moviendo la carga de derecha a izquierda, entonces las cargas atrapadas en trampas del silicio pueden liberar la carga cierto tiempo después, lo que termina generando un carga libre colectada por píxeles a la derecha de la traza principal.

²Se habla de anteriores o posteriores en el sentido de la dirección de transferencia de carga hacia el registro serial

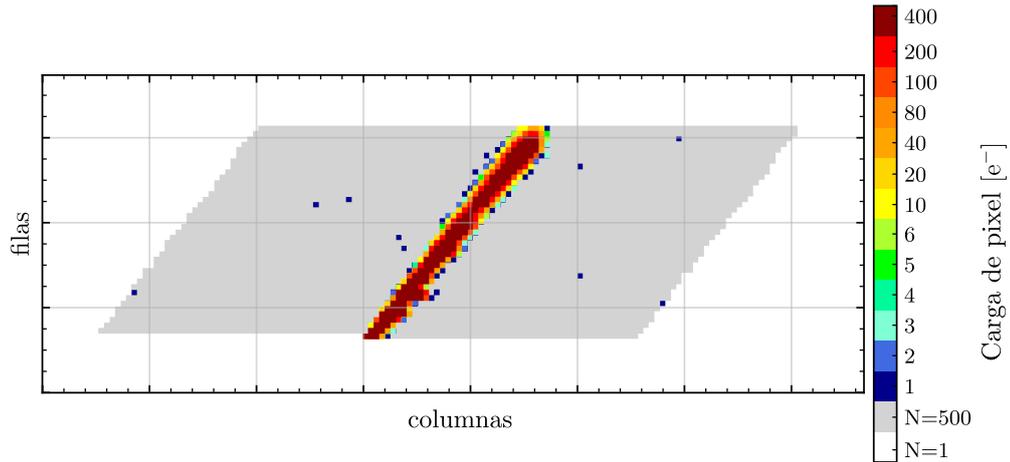


Figura 2.9: Detección de una traza compatible con un muon, con la región smart de 50 pix de ancho a ambos lados de la traza principal. El resto de la imagen es registrada con alto ruido, y por ende puede ser fácilmente excluído en cualquier análisis posterior. El muon muestra los efectos de la difusión en el sensor: uno de sus extremos presenta menor grosor y es allí en donde el muon atraviesa el silicio en la parte frontal del sensor; en el otro extremo de la traza el muon presenta una mayor dispersión de su carga ionizada ya que esta se produjo en la cara de atrás del sensor.

Para dar un ejemplo concreto, si se asume que el píxel en la ubicación (i, j) (i.e. i -ésima fila y j -ésima columna) posee una deposición que supera al valor umbral definido, entonces se guarda en la memoria del secuenciador que en la fila $i + 1$ deberán realizarse mediciones con alta resolución en todas las columnas comprendidas entre $j - 50$ y $j + 50$ (naturalmente excluyendo filas y columnas fuera de los bordes del detector).

Estos intervalos de columnas a medir con alta resolución son almacenados en una estructura tipo cola o *first-in-first-out*. De esta forma el secuenciador puede recuperar los intervalos donde debe hacer mediciones Skipper de forma eficiente y ordenada.

Con esta última modificación se completa el sistema de lectura propuesto para el experimento. Esta permite optimizar ciertos aspectos deseables para el experimento: la detección por umbral permite optimizar la velocidad de lectura y leer sólo las regiones alrededor de las trazas de los muones con alta resolución. Esto disminuye la contaminación causada por DC, al bajar el tiempo de exposición de los píxeles y además disminuye la ocurrencia de superposición entre trazas de alta energía. La incorporación de la regiones a ambos lados de la traza brindan un forma de caracterizar posibles errores sistemáticos en la etapa de lectura del detector generados por ineficiencias en la transferencia de carga.

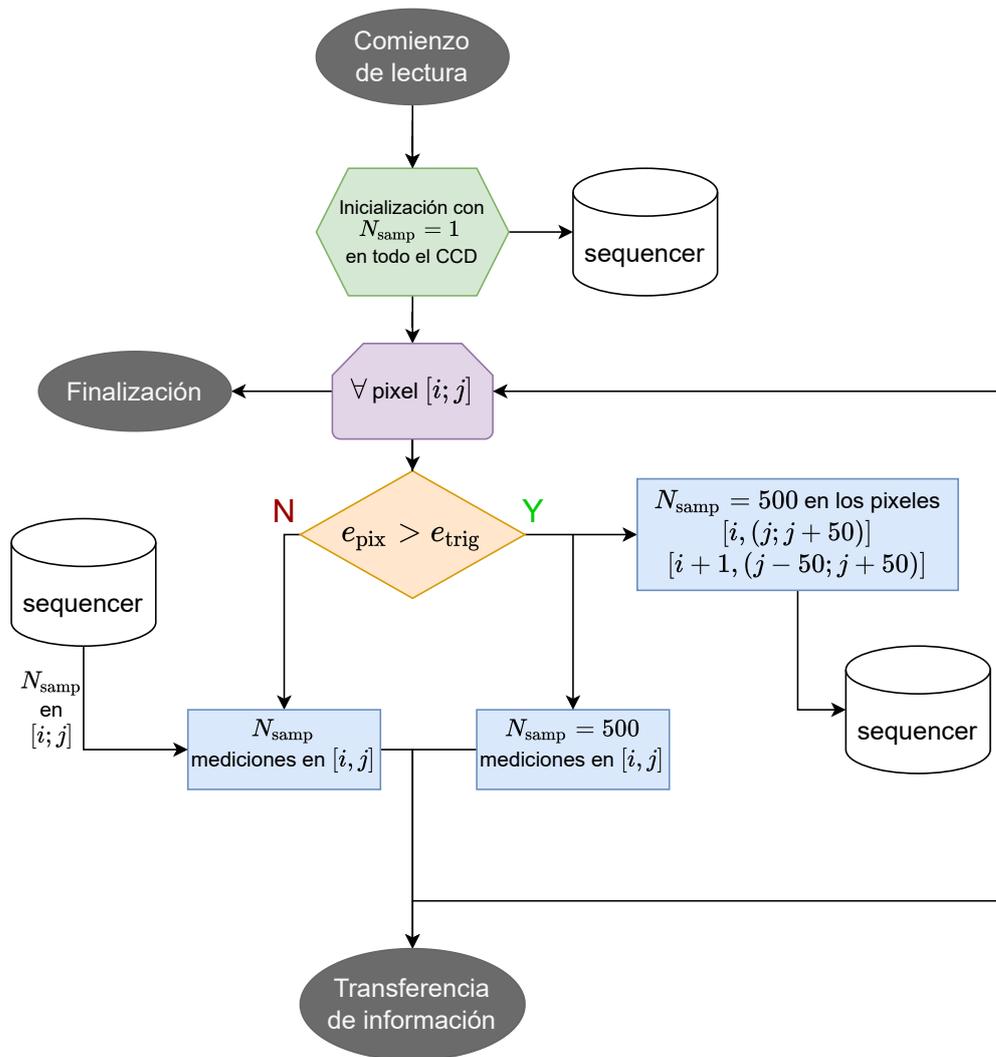


Figura 2.10: Diagrama en bloques esquemático del algoritmo de operación del smart, se esboza el concepto general del algoritmo de medición, sin presentar los detalles específicos operacionales internos de la FPGA.

3.1. Arreglo experimental

En la Figura 3.1 se muestra una foto de un dispositivo experimental equivalente al utilizado en este trabajo. La figura muestra las diferentes partes que lo componen.

El sistema de enfriamiento está compuesto por dos aparatos: el cryocooler encargado de quitar calor del detector y los materiales periféricos, y el control de temperatura que se encarga de censar la temperatura de los detectores y proveer calor en caso de ser necesario para algún proceso.

Con el fin de reducir las fuentes de error como la corriente oscura y el ruido del amplificador de salida, sería óptimo emplear temperaturas lo más bajas posibles. Sin embargo, no deben comprometerse otros aspectos del CCD o de las propiedades mecánicas de los elementos que se utilizan para empaquetar el semiconductor. Cuando se trabaja con temperaturas menores que 90 K, se reduce considerablemente la probabilidad de que los dopantes en el silicio se conviertan en aceptores o donores, debido a la baja energía térmica del material. Esto implica la ausencia de cargas fijas en las impurezas implantadas y por lo tanto se pierde el vaciamiento del silicio y el CCD deja de funcionar. Más información sobre este límite puede encontrarse en [23]. La temperatura de correcto funcionamiento de los CCD está comprendida entre 90 K y 150 K. Particularmente en los resultados presentados en este trabajo, la temperatura de operación fue de 140 K.

Es un requerimiento para este dispositivo trabajar en vacío para evitar condensación de la humedad presente en el aire sobre los detectores. Este factor puede producir degradación y rotura de los mismos. Según la temperatura de operación, se necesitan distintos niveles de vacío mínimos por sobre los cuales se asegura la no condensación y formación de hielo. En la práctica, se enfría a los detectores luego de que la presión esté por debajo de 2×10^{-4} mbar. Luego el propio enfriamiento ayuda a obtener presiones hasta aproximadamente 1×10^{-8} mbar. La bomba encargada de generar el vacío no se muestra en la Figura 3.1, pero si se observa el medidor de vacío empleado.

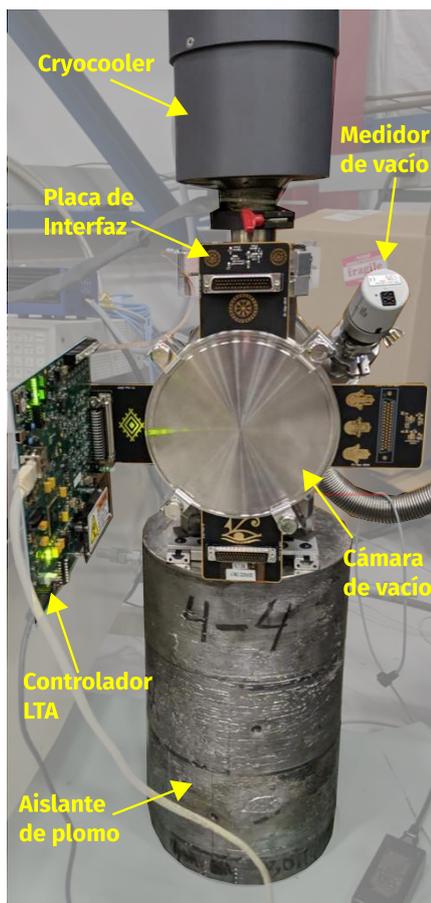


Figura 3.1: Fotografía tomada de un sistema réplica al utilizado a esta tesis. Se resaltan componentes del dispositivo relevantes para su operación. Como es el caso del sistema de enfriamiento y vacío, el aislamiento de plomo, sistema e interfaz de lectura. Figura tomada de [17].

La cámara de vacío que se observa en la figura tiene una extensión que entra dentro del cilindro aislante de plomo. Esta extensión permite ubicar al detector en el centro del blindaje de plomo.

El tambor de plomo se utiliza como aislante de radiación. Este blindaje es la barrera más próxima al detector para aislarlo principalmente de la lluvia electromagnética de la radiación natural del ambiente.

El aislamiento de plomo además cumple la función de disminuir las deposiciones generadas por el efecto Compton de aquellos fotones con energías de hasta algunos MeV, que podrían mimicar eventos de muones, y de esta forma disparar una región smart (explicado en detalle en la sección 2.2). Esto aumentaría los tiempos de lectura de las imágenes. Aun así, este aislamiento no debería afectar los eventos de muones, ya que su energía media permite atravesarlo fácilmente. En líneas generales, este plomo reduce la radiación presente en el detector, y por consiguiente debería también disminuir la producción de fotones en el entorno del sensor y que contribuyen al nivel de DC medido.

Además de las consideraciones externas al sistema experimental, hay ciertas características de construcción que resultan importantes en el empaquetado del sensor para prevenir proveer el enfriamiento utilizando materiales de alta contaminación radioactiva.

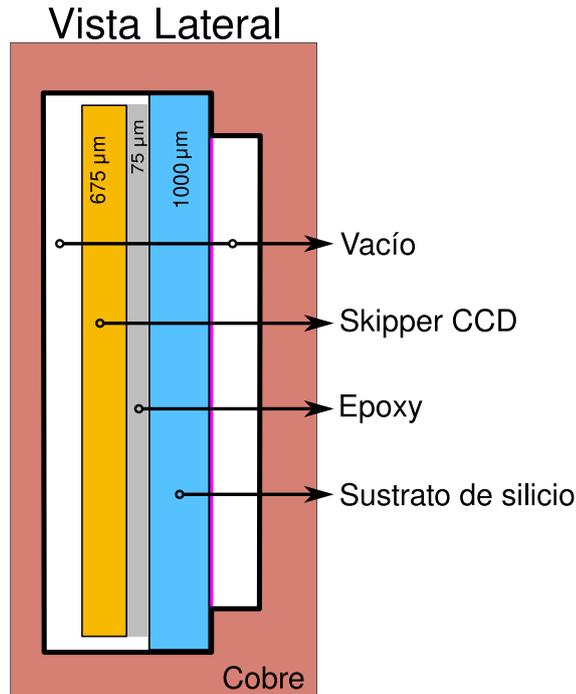


Figura 3.2: Esquema de corte transversal del detector CCD. Se distinguen las distintas capas presentes en el corte, el encapsulado de cobre, el detector Skipper-CCD con su pegamento de resina de Epoxy hacia el sustrato de silicio. Se muestran además las dimensiones características de cada uno de los elementos. Imagen modificada de [31].

La Figura 3.2 muestra un esquema de los materiales que constituyen el paquete. El sensor está instalado dentro de una caja de cobre de unos milímetros de espesor. Esta estructura de cobre actúa como plano frío del dispositivo, al igual que para brindar un blindaje adicional a ruidos eléctricos espúrios. El cryocooler enfría el cobre y en este se apoya el sustrato mecánico del CCD. El CCD se pega por medio de un epoxy a un sustrato de silicio de 1 mm de espesor. Al cerrar la caja de cobre, este sustrato queda en contacto con el metal y provee el camino térmico para enfriar el sensor.

La caja de cobre, al rodear completamente al sensor y estar enfriada a la misma temperatura que el sensor provee de barrera de fotones provenientes por la radiación de cuerpo negro de las paredes de la cámara de vacío que está a temperatura ambiente. Este es un punto importante ya que el flujo de radiación absorbida sería muy superior al flujo de fotones que se intenta medir de los muones.

El Skipper CCD utilizado para este trabajo fue diseñado en Lawrence Berkeley National Laboratory en Estados Unidos y fabricados por DALSA en Canadá, este trabajo fue realizado empleando equipos y tecnología del grupo de detectores de silicio (SiDet) del centro de investigación norteamericano Fermi National Laboratory.

A continuación se muestra, en la Tabla 3.1, las características mecánicas y geométricas del detector utilizado en esta tesis. A modo de simplificar la toma de datos y el análisis en esta prueba inicial, en cada cuadrante del detector se registran regiones interiores de 550×550 píxeles.

Tabla 3.1: Principales características del CCD utilizado en este trabajo

	Valores	Unidad
Dimensiones CCD	6144×886	píxeles
Tamaño pixel	15×15	μm^2
Espesor	675	μm
Masa total	1.926	g
Temperatura de operación	140	K
Número de etapas de salida	4	

3.2. Pre-procesado y clusterización

Previo al realizado de las mediciones es menester determinar la metodología de medición a emplear (ya sea el método ROI o EOI, explicados en detalle en el capítulo 2). Así como definir el valor umbral de carga que dispare las regiones inteligentes y la resolución con la que se desean efectuar las mediciones Skipper. Realizadas estas determinaciones iniciales, se está en condiciones de comenzar los preparativos para la lectura del detector, iniciando por su sellado al vacío y enfriamiento.

Una vez que el detector se encuentra a la temperatura de operación deseada, se comienza el proceso de medición como fue descrito previamente en el capítulo 2. En base a los valores registrados en cada pixel, el secuenciador decide el número de mediciones a realizar en cada pixel, esta elección se transmite y almacena paralelamente a los valores en los píxeles obtenidos. De esta manera se cuenta con una imagen que muestra las regiones del detector en las cuales se realizaron mediciones con alta resolución y aquellas en las que se realizan mediciones con baja resolución. La figura 3.3 muestra esta imagen auxiliar en conjunto con la imagen de los valores de carga de los píxeles.

Efectuada la medición completa del detector y obtenidas las imágenes, se pasa a una etapa de preprocesado de los datos iniciales. Fundamentalmente, esta consiste en la transformación de unidades *adu* a unidades de carga, haciendo uso de los archivos de calibración de cada uno de los canales; y en la substracción del ruido continuo (también conocido como eliminación del *baseline*). Este último proceso es especialmente desafiante para las extracciones smart, ya que cada región inteligente posee, potencialmente, un valor de ruido continuo diferente e independiente a las demás.

Sin embargo, esta calibración puede ser realizada cuando se considera que las imágenes son principalmente compuestas por píxeles vacíos (es decir, que la mayoría de los píxeles no registran deposiciones de carga).

La Figura 3.4 muestra el histograma de píxeles con baja carga en la región de alta resolución. Las campanas registradas corresponden a píxeles con diferentes niveles de carga contados. El mayor de los picos a la izquierda corresponde a píxeles sin carga. El ancho de esta campana indica el valor de ruido de lectura estadístico con el que se realizan las mediciones (que depende del valor elegido de $N_{\text{samp}}=500$), en el caso de la imagen mostrada, ésta posee un $\sigma = 14,8 \text{ adu}$, o bien $\sigma = 0,148 \text{ e}^-$ si se transforma a unidades de carga usando la ganancia del sistema. Esta ganancia también puede obtenerse

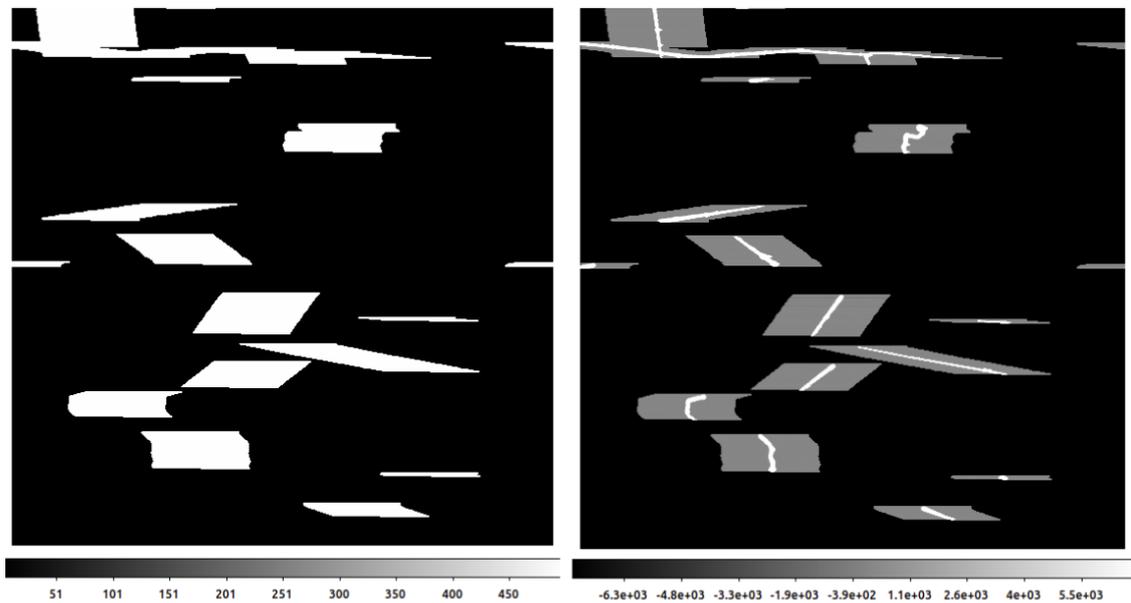


Figura 3.3: Se muestra una de las tomas de datos usadas para el análisis. La figura de la izquierda muestra la imagen que detalla el número de N_{samp} utilizado por cada píxel. La imagen de la derecha muestra la imagen de los píxeles tomados una vez promediado todas las muestras disponibles según su N_{samp} . Las escalas de color en la base de las imágenes dan una idea de los valores de los píxeles para cada caso. Las unidades son aquellas arbitrarias que genera el sistema de lectura antes de cualquier procesamiento. En la figura de la derecha se observa que cada región de alta resolución presenta una traza de alta deposición de carga en su centro.

del mismo histograma, como la diferencia de cualquier par de picos consecutivos, la cual es de 100 adu/e^- . La buena separación obtenida entre picos es deseable para evitar que píxeles con carga nula puedan ser promovidos al intervalo de píxeles de 1 e^- . La buena resolución de los picos también muestra que el preprocesado de sustracción del nivel base no introduce errores adicionales en la evaluación de la carga por píxel.

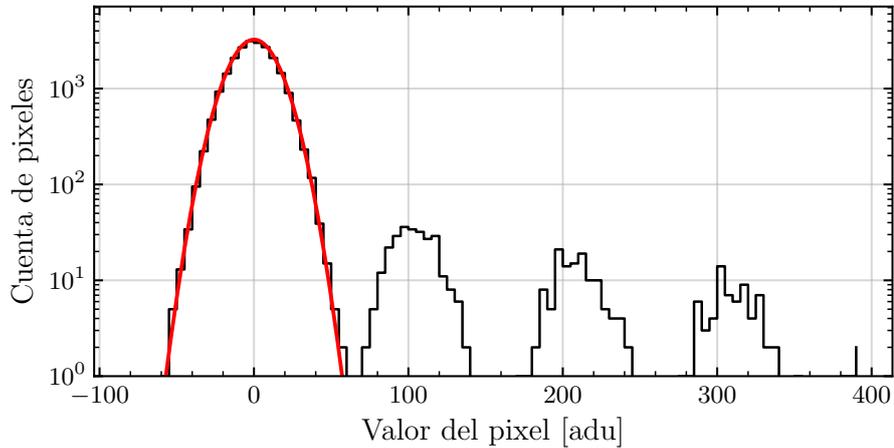


Figura 3.4: Histograma de los valores de píxel en una imagen completa smart-Skipper. Al observar una imagen completa, esta se compone mayoritariamente de píxeles sin deposición de carga, lo que implica que la media de la primera campana (mostrada con línea roja sólida en la figura) en la distribución corresponderá al valor de base de la región, en el caso del histograma mostrado, el ruido de base ya fue sustraído y puede verse que la primera campana se encuentra centrada en los 0 adu .

El punto siguiente en el procesamiento de las imágenes es la agrupación de píxeles en los eventos. Como ya ha sido mencionado anteriormente las deposiciones no son exclusivamente en un único píxel, en cambio estas forman grupos o *clústeres* de píxeles adyacentes. Estos grupos pueden ser producto de efectos de difusión de carga (en cualquiera donde la deposición es muy energética), o bien producto de deposiciones progresivas de energía (en casos de partículas que deposita energía durante toda su trayectoria). Es necesario entonces una etapa que reconstruya y agrupe estos eventos de píxeles encendidos contiguos. Este proceso es obtenido mediante un algoritmo similar a algoritmo de clusterización tipo Hoshen-Kopelman¹ [42], se busca un píxel con carga no nula, y a partir de este se asocian los píxeles vecinos (primeros y segundos) como parte de un mismo grupo. Esto quiere decir que para que dos clústeres puedan ser extraídos como deposiciones diferentes, debe existir un espacio sin deposición de carga entre ellos.

Es notable remarcar que este procesado sería realmente complejo en caso de utilizar un CCD regular, pues no podría ser fácilmente distinguible el fondo del borde de los clústeres. El Skipper, con su capacidad de contar perfectamente la carga depositada, lo convierte en un trabajo prácticamente trivial.

Realizado el agrupamiento, se procede a almacenar la información de los eventos en un catálogo en un formato similar al estándar HDF5, pero específico de la plataforma en

¹el algoritmo utilizado fue realizado por la colaboración SENSEI previo a este trabajo

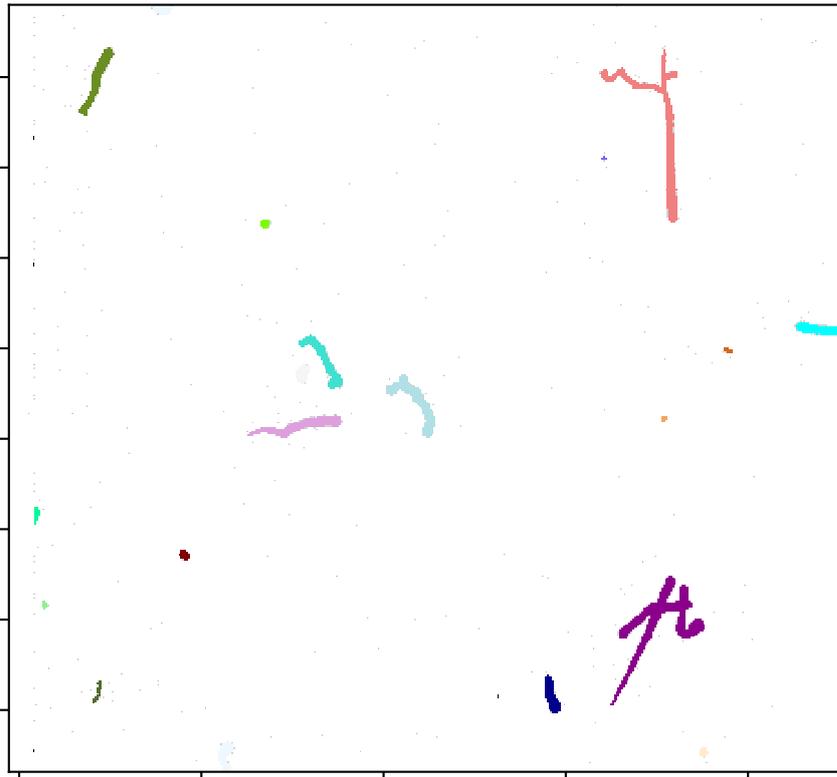


Figura 3.5: Imagen de muestra con metodología Skipper. Se marcan con distintos colores los clusters detectados y extraídos por el algoritmo. Puede verse en la zona inferior derecha que el programa no separa trazas en caso de solapamiento, en cambio las extrae en conjunto como un único evento.

la que se trabaja. Junto a la información de los píxeles del cluster se guardan también parámetros adicionales del mismo, algunos de ellos son geométricos como el baricentro del cluster, que pueden ser utilizados posteriormente para análisis y filtrados de los mismos.

3.3. Filtrado y extracción de muones y SEE

Teniendo este catálogo de eventos, se puede proceder a realizar los análisis de más alto nivel. Particularmente para este trabajo, estos consisten en la búsqueda de aquellos clusteres compatibles con trazas de muones, y de todas las deposiciones de un único píxel en su periferia (específicamente, dentro de la región smart que lo contiene).

Al depositar menos del 1% (la deposición real es de $\sim 0,01\%$) de su energía total en el silicio, los muones que lo atraviesan lo hacen de forma lineal sin presentar alteraciones en su trayectoria original, a diferencia de electrones u otras partículas de menor masa.

Esto facilita enormemente la búsqueda de trazas compatibles, pues el problema se reduce a encontrar trayectorias rectas. Para esto se emplea un conjunto de filtros específicos en todos los clusteres encontrados. Fundamentalmente se busca una correlación lineal entre los píxeles en las coordenadas x e y de cada cluster estudiando los residuos y el coeficiente de correlación r^2 , sin embargo esta metodología naturalmente excluye a cualquier trayectoria vertical u horizontal² y es necesario realizar un análisis adicional en caso de encontrar esta familia de trazas.

Para maximizar la pureza de la extracción, se imponen filtros geométricos sobre el conjunto de puntos que componen a la traza. Entre ellos se impone que el baricentro del arreglo esté contenido dentro del conjunto de puntos³, este simple corte reduce significativamente las trayectorias que presentan curvaturas pronunciadas, específicamente presentes en las detecciones Skipper, pero no tanto en aquellas con lectura inteligente (ya que imponer un umbral de carga alto implica que las trayectorias que se registran sean de partículas muy cargadas, es decir mayoritariamente muones). Otro filtro más restrictivo aplicado es que no existan puntos de la traza a una distancia horizontal mayor a 6 píxeles de la línea que une los extremos del cluster, esto remueve trazas serpentinas y detecciones donde hay presente una intersección de trazas (a pesar de que la metodología smart reduce estas situaciones, es natural e inevitable que sucedan debido a que el CCD recolecta carga hasta el momento de la extracción sin resolución temporal alguna). En la Figura 3.6 se muestra el efecto de cada filtro aplicado al total de clusteres encontrados en uno de los conjuntos de mediciones.

Obteniendo un catálogo ahora de las deposiciones compatibles con las trazas de muones, puede procederse a la extracción de magnitudes relevantes de las mismas y de su periferia.

Además de la recolección de información de las SEE en la periferia de las trazas, se extraen parámetros geométricos de estas trazas, como el caso de los ángulos que definen

²arreglos de puntos horizontales o verticales tienen correlación nula en el sentido estadístico y por este motivo solamente es apropiado el estudio de residuos y no el coeficiente de correlación lineal

³Las coordenadas del baricentro son calculadas automáticamente por el extractor en la etapa de clusterización del pre-procesado.

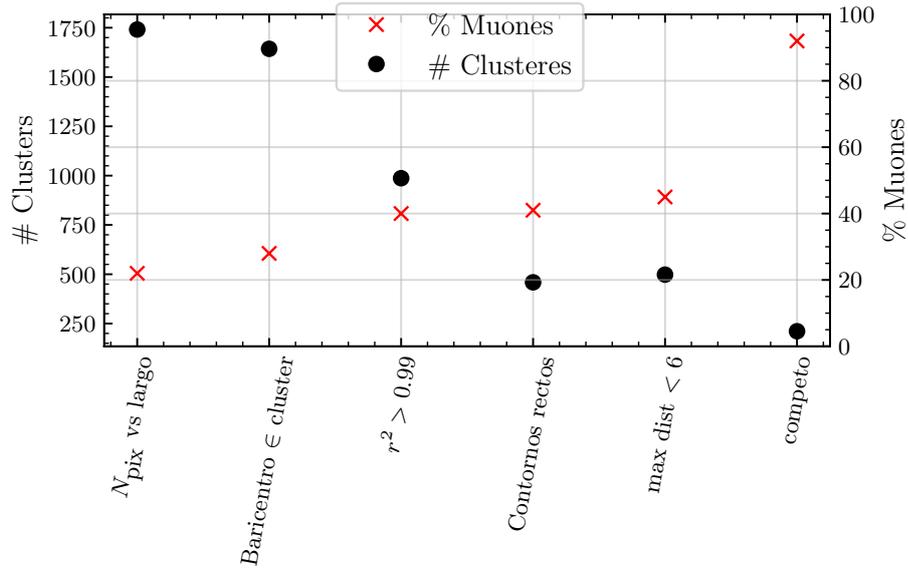


Figura 3.6: Número de eventos y porcentaje de muones (da una idea de la “pureza” de los datos) extraída en cada etapa del filtrado y selección. Para este conjunto de datos, se determina la pureza de la extracción de forma manual revisando individualmente los clusteres. Cada filtro se aplica sobre el total de clusteres registrados, salvo el último punto, en el que se emplea el filtrado completo, aplicando todos los filtros anteriores.

la trayectoria. En la Figura 3.7 se muestra un esquema de la definición de los ángulos que definen la trayectoria de un dado muon. En (a) se muestra la vista frontal del detector junto con el ángulo α que éste forma respecto de la vertical, que se denomina *ángulo de rotación*. En (b) se muestra la vista lateral del detector, junto con el ángulo θ con el cuál éste incide en el CCD, llamado *ángulo de incidencia*; un ángulo $\theta \sim 0$ indicaría una incidencia rasante, y $\theta \sim \pi/2$ una incidencia normal.

Estos ángulos medidos serán luego utilizados en el proceso de simulación para poder usar la misma geometría tridimensional del conjunto de muones disponible, más información sobre su utilización e implementación en el capítulo 4.

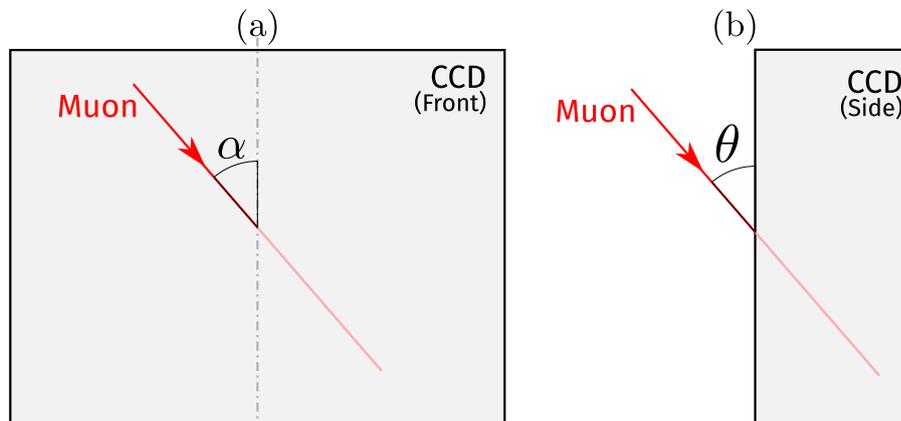


Figura 3.7: Esquema de la incidencia de un muon en el CCD. Se esquematiza al muon como una línea recta que viaja en dirección de la flecha esquematizada. (a) muestra una vista frontal del sensor y (b) muestra una vista lateral.

Radiación Cherenkov y Simulación numérica

En este capítulo se busca desarrollar un marco de simulación que permita comparar los resultados experimentales con las predicciones teóricas. En particular se emulará la generación de luz con energías cercanas a aquellas del *band-gap* del silicio producto del efecto de la radiación de Cherenkov y el transporte de los mismos a través de la red cristalina. El capítulo menciona los detalles y conceptos más relevantes para la implementación de estos mecanismos junto con los detalles particulares de la implementación de la simulación.

Este entorno se utiliza para optimizar algunos parámetros del sistema de lectura, así como para comparar con los datos experimentales presentados en el próximo capítulo.

4.1. Radiación Cherenkov

El fenómeno de la radiación de Cherenkov es conocido y ampliamente utilizado en diversas áreas de la física [43]. Este ocurre cuando una partícula cargada atraviesa un material con una velocidad de fase mayor a la velocidad de las ondas electromagnéticas en dicho material [32]. Esto genera que la partícula irradie energía electromagnética desde su traza principal, como se esquematiza en la Figura 4.1. La emisión de radiación depende de las propiedades dieléctricas del material en donde se traslada la partícula cargada, como por ejemplo el caso del coeficiente de refracción complejo \tilde{n} ,

$$\tilde{n} \equiv n + i\kappa \quad n, \kappa \in \mathbb{R} \quad (4.1)$$

Esta magnitud indica cómo es la propagación de la luz en el medio,

$$\exp(\omega\tilde{n}x - \omega t) = \exp(-\kappa\omega x) \exp(i\omega(nx - t)) \quad (4.2)$$

donde n será el índice de refracción clásico del material que define la velocidad de fase espacial de la luz dentro del material, y κ el coeficiente de extinción. Análogamente este comportamiento se puede describir usando la función dieléctrica $\epsilon(\omega) \equiv \tilde{n}^2$, cuyas partes

reales e imaginarias quedan entonces definidas como

$$\operatorname{Re}\{\epsilon(\omega)\} \equiv n^2 - \kappa^2 \quad , \quad \operatorname{Im}\{\epsilon(\omega)\} \equiv 2n\kappa \quad (4.3)$$

La condición necesaria para la emisión de radiación Cherenkov con una dada frecuencia ω es pedir que el producto entre la parte real de la función dieléctrica y la velocidad al cuadrado de la partícula sea mayor a 1,

$$\beta^2 \operatorname{Re}\{\epsilon(\omega)\} > 1 \quad (4.4)$$

aquí β es la velocidad de la partícula incidente. Esta expresión se simplifica cuando se habla de materiales dieléctricos suficientemente poco absorbentes, donde $\kappa \approx 0$.

Esta radiación es generada con simetría de rotación entorno a la traza principal de la partícula, y con un ángulo azimutal llamado *ángulo de Cherenkov* (θ_{Ch}), que depende de la velocidad de la partícula y el índice de refracción del medio en el que se encuentra, según la expresión (4.5) [32].

$$\cos \theta_{\text{Ch}} = \frac{\sqrt{\operatorname{Re}\{\epsilon(\omega)\}}}{\beta |\epsilon(\omega)|} \quad (4.5)$$

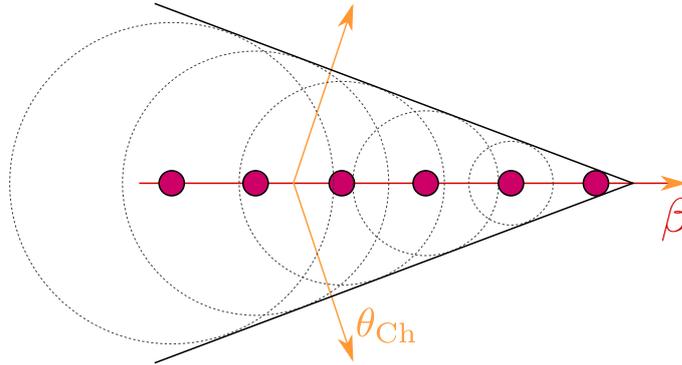


Figura 4.1: Esquema de la generación de radiación por efecto Cherenkov. Se muestra una partícula propagándose con velocidad β por un medio, con círculos punteados se muestran algunos puntos de la trayectoria en los que la partícula emitiría de forma radial (como también sucede en el caso del efecto Doppler), el perfil envolvente de estos círculos produce el frente de propagación del campo de radiación desde la trayectoria principal. Se muestra, además, el ángulo de Cherenkov θ_{Ch} de emisión de fotones desde la trayectoria.

La distribución energética de la radiación generada es dada por la ecuación (4.6), cuyo término dominante será una potencia unitaria de la constante de estructura fina α , y dependerá de cuán extensa sea la trayectoria dentro del material. Diferente al caso del fenómeno de Bremsstrahlung, cuyo orden dominante es $\mathcal{O}(\alpha^3)$ [31, 44].

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\omega dx} = \alpha \left(1 - \frac{\operatorname{Re}\{\epsilon(\omega)\}}{\beta^2 |\epsilon(\omega)|^2} \right) \quad (4.6)$$

donde dx es un diferencial de traza de la partícula dentro del material, y $d\omega$ un diferencial de frecuencia del fotón emitido.

En esta formulación de la radiación Cherenkov, se ha cuantizado al campo eléctrico de radiación, para obtener una expresión que introduzca el número de fotones producidos (N_γ) con una determinada frecuencia (o energía, indistintamente) ω .

La expresión 4.6 permite entonces estudiar espacial y energéticamente la tasa de generación de fotones producto exclusivamente por el paso de partículas cargadas dentro del material activo.

A fin de tener un punto de comparación para las mediciones obtenidas, se realiza una simulación numérica de la producción de fotones generada por el efecto Cherenkov de los muones incidentes, explicada con detalle a continuación.

4.2. Simulación numérica

Como fue mencionado en el capítulo 1, el efecto Cherenkov es en teoría el principal mecanismo de generación de fotones (seguido de Bremsstrahlung o ionizaciones por recombinación o radiación de transición [31]).

Por este motivo es razonable utilizarlo como una primera aproximación de las detecciones de luz producida por muones en su periferia. Para ello, se necesita generar un algoritmo que reproduzca el sistema de detección empleado, así como generar una imagen que replique las características y el formato de las detecciones reales.

Conceptualmente, esta simulación se realiza en un sistema cartesiano tridimensional, donde se define un corte semi-infinito del espacio de ancho 650, que emulará a la región activa del CCD, cuyo ancho real es de $650\ \mu\text{m}$. En esta región incidirá un muon (para efectos de la simulación, un muon no será más que una partícula con movimiento rectilíneo uniforme) en la superficie del detector con alguna orientación determinada. Durante la trayectoria del muon por el silicio del CCD habrá que generar los fotones correspondientes según el modelo de producción de Cherenkov.

En rasgos generales, el esquema del algoritmo para un muon se reduce a cuatro componentes principales:

1. Generación de un fotón producido por Cherenkov.
2. Absorción del mismo en la región que define al CCD.
3. Transformación geométrica de coordenadas para incluir la orientación del muon incidente.
4. Proyección de la trayectoria y deposiciones en la superficie del CCD y posterior generación de imágenes.

En los párrafos siguientes se detallará cada una de las componentes.

Generación de fotón Cherenkov

La generación del fotón es realizada mediante un proceso aleatorio de Bernoulli con probabilidad p en cada punto discreto de la traza del muon en el interior del CCD. Esta probabilidad de producción es fundamental para el algoritmo, y es obtenida de la

expresión de la generación de fotones de Cherenkov (ecuación (4.6)) introducida en la sección 4.1. Si se considera que la energía de los muones incidentes es mucho mayor que aquella depositada en el detector, la integración de la ecuación (4.6) se simplifica al poder considerar la velocidad β como constante. Dado que la energía media de los muones a nivel del mar es de 4 GeV [45, 46], esa simplificación fue utilizada, empleando valor constante de $\beta > 0,999$. A futuro, es una mejora posible incorporar variaciones en el espectro energético de muones, debido a posibles variaciones geográficas del mismo.

Como la deposición de cargas del muon en el detector es despreciable frente a su energía total, puede asumirse que el impulso del muon no es modificado en toda la trayectoria. De esta forma, el ratio de producción queda determinado únicamente por las características ópticas del silicio en el rango de energía de fotones que serán de interés para este trabajo. Particularmente, aquellos fotones con energías $E_\gamma \in [1,14; 2)eV$, serán los fotones que pueden potencialmente generar eventos de un electrón y ser absorbidos completamente en el detector a una distancia que permita resolverlos respecto de la traza principal del muon (Ver Figura 4.3). Fotones más energéticos si bien pueden ser producidos por el muon, serán absorbidos con mayor probabilidad muy cerca de su posición de generación, esto los hace imposibles de distinguir respecto a la traza del muon original por el efecto de difusión ya mencionado. Por el otro lado, fotones con energías por debajo del band-gap del silicio tienen una longitud de absorción mucho mayor a la periferia de las trazas principales que se considera en las mediciones realizadas.

En la Figura 4.2 se muestran las curvas del índice de refracción n y coeficiente de atenuación κ para el silicio [47] en la temperatura de operación del aparato, 140 K.

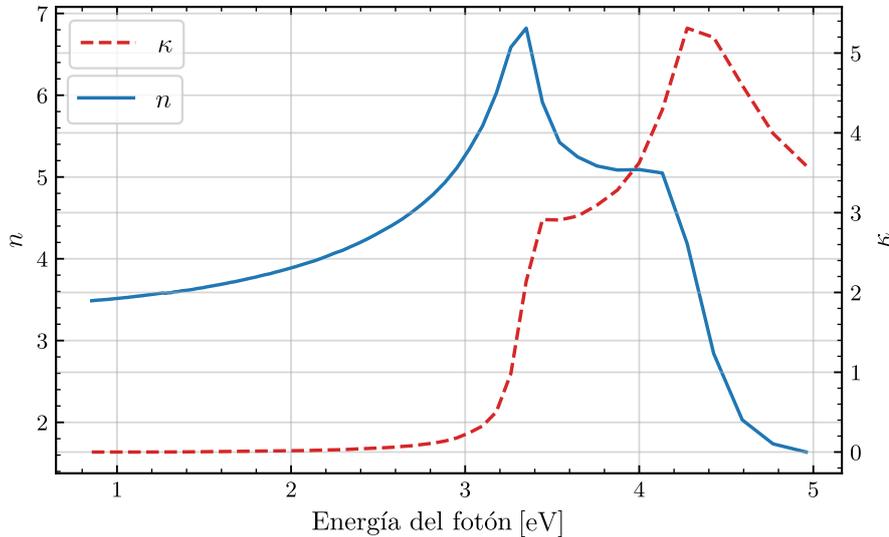


Figura 4.2: Coeficientes ópticos del silicio en función de la energía del fotón que incide sobre él. Se muestra en línea punteada el coeficiente de atenuación κ y con línea sólida el índice de refracción n . Las energías relevantes para la simulación empleada son aquellas, a priori, < 2 eV, pues estas generarían la familia de deposiciones que se intentan replicar. Valores obtenidos de [48, 49, 50]

En el rango a estudiar, el valor del coeficiente de atenuación toma valores de $\kappa = 0,0002(1)$. Este valor puede asumirse despreciable frente al coeficiente de refracción, por

lo que finalmente la ecuación de producción de Cherenkov puede reescribirse utilizando la definición del coeficiente de refracción complejo $\epsilon(\omega) = (n - i\kappa)^2$ como se muestra a continuación

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\omega dx} = \alpha \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2} \right)$$

Si se considera, nuevamente recordando que se busca una comparación a primera aproximación y no con un alto grado de precisión, el valor n^2 como constante, se puede integrar trivialmente la ecuación y así obtener un valor de $p \equiv dN_\gamma/dx \simeq 0,033$, que será el parámetro de Bernoulli utilizado en la simulación. Se recuerda que este valor es la probabilidad de generar un fotón por efecto de radiación Cherenkov en el rango de energías de interés, por unidad de trayectoria del muon incidente.

Absorción de fotón Cherenkov en el CCD

Una vez generado un fotón, a este se le asigna una energía con una distribución uniforme¹ $\mathcal{U}[1,14 \text{ eV}; 2 \text{ eV}]$. Para este rango energético se puede asumir que la ionización que estos fotones produzcan será de un único par hueco-electrón [23], es decir que producirán un evento tipo SEE.

Teniendo la energía, se puede obtener la distancia que el fotón penetra al silicio antes de ser absorbido, sabiendo la distribución asociada a la longitud de atenuación (o penetración, inversamente) para este material en este rango energético. En el trabajo de Green et. al. [48] se presentan valores para la distancia media de atenuación $\lambda(\omega)$ del silicio en función de la energía del fotón que lo atraviesa, descrita según la Figura 4.3. Luego, la longitud física de penetración será una variable aleatoria generada a partir de una función distribución $\ell(x) = 1/\lambda \exp(-x/\lambda)$ (es decir, una distribución exponencial de media λ) [51], cuyo valor medio corresponde a los valores mostrados en la Figura 4.3.

Transformación de coordenadas espaciales

Obtenida la distancia a la que un dado fotón se absorbe, se ubica al mismo dentro del cono de Cherenkov² a esta dada distancia del punto de generación en la traza principal.

Esto implica trasladar al fotón generado y luego ubicarlo en un ángulo aleatorio entorno a la traza principal del muon. Esta ubicación se genera inicialmente aplicando una matriz de rotación $\mathcal{R}_0(\theta_{\text{Ch}})$ respecto de la traza del muon incidente (i.e. la que define efectivamente el cono de Cherenkov), que será la que permita ubicar al fotón dentro del cono. Posteriormente se debe aplicar la rotación en torno a la traza $\mathcal{R}_1(\phi)$ con $\phi \in [0; 2\pi)$, que representa la simetría de rotación de la de radiación Cherenkov, y es realizada en torno a la dirección de propagación del muon.

Este proceso de generación y ubicación de fotones se repite a lo largo de toda la traza del muon dentro del detector, desde el punto de incidencia del muon con el CCD, hasta

¹puede verse que no se considera dependencia funcional entre la tasa de producción y la frecuencia del fotón emitido

²El cono de Cherenkov tendrá el ángulo apropiado, en función de la velocidad de incidencia de la partícula

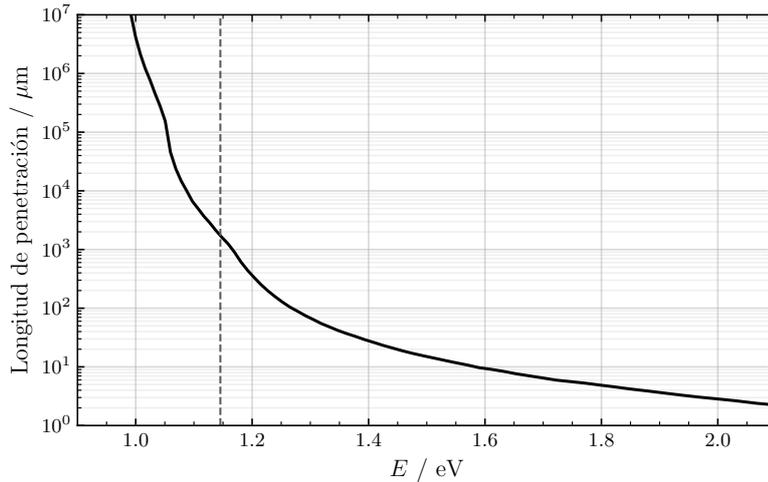


Figura 4.3: Gráfico de longitud de penetración en función de la energía del fotón pertinente. Se marca en línea punteada el valor de la energía de banda del Silicio [48, 49, 50], corregida para la temperatura de operación del Skipper de 140 K [52, 47]. Recordando que las dimensiones de los píxeles del CCD son de $15 \times 15 \mu\text{m}$, sería improbable la detección de fotones cuya energía es mayor a 1,6 eV.

el punto de salida.

Hasta esta etapa del proceso, todo es realizado en un sistema de ejes solidario a la propagación del muon, esto facilita la ubicación de los fotones entorno a su traza. Sin embargo, las posibles orientaciones del muon respecto al CCD son cruciales para el análisis espacial de eventos. La manera inmediata de incorporar esta orientación (es decir, de contemplar los ángulos de incidencia y rotación del muon respecto del CCD), es mediante una transformación de los ejes coordenados, desde el sistema solidario al muon hacia un sistema solidario con el CCD.

Esta transformación se realiza simplemente aplicando dos matrices de rotación adicionales, $\mathcal{R}_2(\alpha)$ y $\mathcal{R}_3(\theta)$. Estas serán generadas por los dos ángulos que definen la incidencia del muon, uno respecto a la superficie frontal (que será la incidencia propiamente dicha), $\theta \in [0; \pi]$ y otro que corresponde al ángulo de rotación con el que llega a la superficie $\alpha \in [-\pi; \pi)$ respecto de la vertical. Estos ángulos están definidos de la misma manera que en los mostrados en el esquema de la Figura 3.7.

El estado de la simulación al finalizar esta etapa puede verse en la Figura 4.4, donde se presenta una traza de un muon arbitrario, así como las distintas deposiciones de fotones generados desde la traza del muon, y absorbidos en el interior del CCD a una cierta distancia.

El largo total de la traza depende naturalmente de los ángulos de incidencia del muon en la cara superficial del detector. Si fuera una incidencia perpendicular entonces el largo de la traza sería igual al ancho del detector, pero una incidencia rasante generaría trazas muy extensas. Este largo puede ser fácilmente calculado mediante trigonometría básica, teniendo en cuenta el ángulo de incidencia y sabiendo que el CCD tiene un ancho fijo de $650 \mu\text{m}$.

Discretización del espacio y proyección a superficie del CCD

Luego de la corrección de los ejes, se proyecta toda la información de ubicación de los fotones a la superficie del CCD con un operador \mathcal{P}_{CCD} . En caso de ubicar al CCD de forma que la superficie de incidencia coincida con el plano XY, este operador toma una representación simple.

$$\mathcal{P}_{\text{CCD}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

La proyección de la simulación de la generación de fotones y la traza ya permite generar una réplica de las imágenes recolectadas con el detector. Lo único restante es el pixelado del espacio (básicamente el agrupamiento de cualquier deposición que se encuentre en una misma región de 15×15), si bien no es un paso estrictamente necesario en esta etapa, es natural realizarlo para ahorrar complejidad en el procesado posterior de las imágenes.

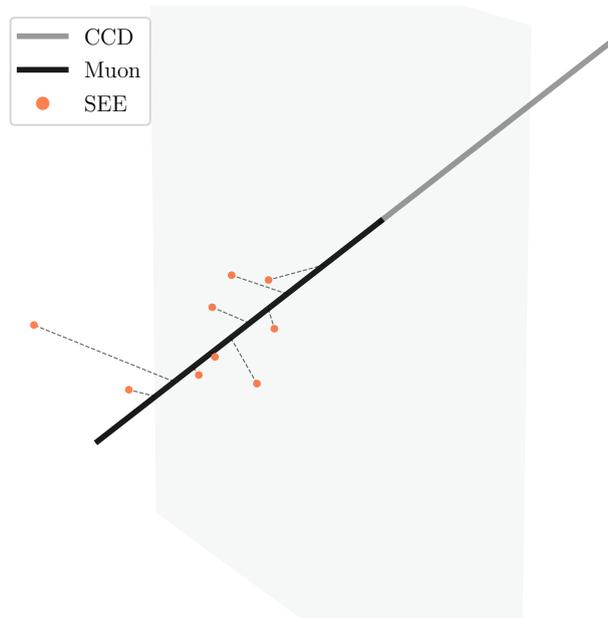


Figura 4.4: Diagrama tridimensional de la simulación empleada. Se muestra con línea gruesa la traza del muon simulado, y con puntos las posiciones donde fueron depositados los fotones generados dentro del material activo del detector. Esta posición depende de la energía del mismo; y del cono de Cherenkov que genera el muon incidente. Esta imagen luego debe ser proyectada a la superficie de lectura del CCD y posteriormente se realiza la discretización provocada por el pixelado de la imagen.

Así que si se almacena esta información de forma idéntica a los datos reales, se puede analizar tanto mediciones como simulaciones con las mismas mecánicas, algoritmos y procedimientos.

Finalmente, es importante recalcar nuevamente que se busca emplear un algoritmo que replique la geometría de las mediciones efectuadas. Por este motivo, con el fin de

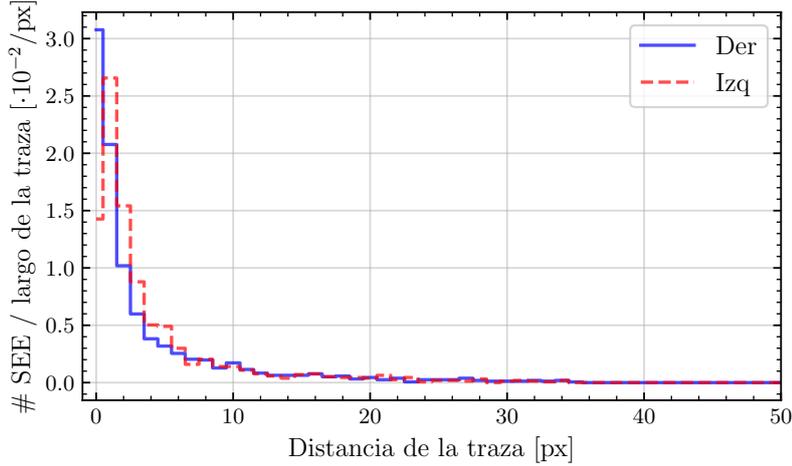


Figura 4.5: Distribución espacial de deposiciones simuladas para un muon cuyo ángulo de incidencia es $\theta = \pi/6$, y ángulo de rotación $\alpha = \pi/4$. Se muestran solamente los valores de distancia ortogonal de la deposición a la traza del muon generador luego de la proyección en la superficie del CCD (esto replica lo que es potencialmente obtenido en las mediciones reales). Se discriminan aquellas deposiciones a la derecha e izquierda de la traza principal. El peso que cada deposición aporta a la distribución es inversamente proporcional al largo de la traza del muon que lo genera, y al número total de muones simulados. De esta forma se obtiene una densidad de eventos de único electrón por diferencial de traza de muon.

obtener comparaciones fidedignas de las simulaciones con los datos, los ángulos utilizados en la simulación serán los mismos que los registrados en las mediciones con las que serán comparadas a posteriori. Esto es un requerimiento necesario para efectuar la simulación, ya que la distribución angular de los muones tiene un efecto inmediato y esencial para la generación de fotones Cherenkov.

Para el armado de los perfiles de deposición de los eventos SEE la simulación contempla las regiones equivalentes de alta resolución similares a las esperadas por la nueva técnica de lectura (es decir, con un ancho de 50 px a cada lado de la traza principal). En estas regiones se buscan los SEE que constituyen el perfil. El mismo entorno de simulación se uso para verificar que la restricción en el área impuesta por el nuevo sistema de lectura no disminuye significativamente el flujo de eventos detectados.

La simulación también elimina del análisis aquellos fotones que puedan escapar de las dimensiones espaciales del sensor. La misma no considera posibles reflexiones que puedan ocurrir en las caras del CCD por la transición entre los diferentes materiales de fabricación.

La elección de emplear las mismas distribuciones angulares también es necesaria para recuperar comportamientos asimétricos en las deposiciones de fotones, que pueden ser producto justamente en las asimetrías en las incidencias de los muones. Esto puede verse en la Figura 4.5.

En esta figura se muestra, a modo de ejemplo, la distribución simulada de SEE a derecha e izquierda de la traza de un muon con ángulos determinados (incidencia $\theta = \pi/6$, y rotación $\alpha = \pi/4$). La trayectoria de este muon dentro del CCD es simulada 200 veces

para reducir el ruido estadístico aleatorio. El gráfico muestra el perfil de deposiciones medido con la distancia ortogonal a la traza de principal del muon, tal como se muestra esquemáticamente en la Figura 1.8. Esta distancia se mide luego de la proyección al plano de la superficie del CCD, y es posteriormente normalizada por el largo de la traza del muon en unidades de píxeles. Es inmediato notar, entonces, que los ángulos empleados en la simulación pueden introducir una preferencia a generar fotones a derecha o a izquierda de la traza principal, de mayor relevancia en distancias cercanas a la traza original del muon.

En este capítulo se mostrarán los resultados experimentales obtenidos con las distintas metodologías de medición del Skipper-CCD mencionadas en los capítulos previos. Se realizarán análisis de los efectos propios de la lectura así como una explicación detallada de las consideraciones necesarias para realizar una comparación fidedigna de los datos medidos respecto a la simulación computacional del efecto de radiación Cherenkov descrita en el capítulo 4.

Todos los resultados que se presentan fueron extraídos de un total de 387 imágenes smart-skipper. De este total de imágenes, fueron extraídos un total de 231 trazas de muones (con sus respectivas regiones inteligentes a ambos lados de la traza). Asimismo, en estas regiones fueron registrados 1581 eventos de tipo SEE, es decir eventos de un único pixel de dimensión, con un valor de carga depositada equivalente al de la deposición de $1 e^-$.

5.1. Energía de las trazas de muones y umbral de disparo

Es importante, para la metodología de medición con regiones inteligentes, tener una buena elección de valor de carga umbral para comenzar el secuenciado con baja dispersión. Este valor de carga no debe ser muy elevado para evitar perderse trazas (o secciones de trazas) relevantes para el análisis, lo que generaría resultados de muones partidos o bien una disminución innecesaria en la estadística que podría lograrse. Tampoco es apropiado disponer de un valor de carga umbral muy bajo, pues incorporaría al análisis final partículas de menor energía que no son de interés si se quiere estudiar exclusivamente muones.

Para verificar este umbral se realiza medición de chequeo, en donde se estudia el perfil de carga depositada de las trazas de muones, en particular será de interés solamente aquellos pixeles que disparan inicialmente la generación de una región smart; por la metodología descrita en el capítulo 2, cada pixel que supere el umbral generará que su misma

fila y la siguiente sea registrada con resolución Skipper. Entonces basta con estudiar la carga depositada en cada una de las filas de los muones para determinar un valor umbral.

En la Figura 5.1 se muestra un histograma del perfil energético por filas de trazas de muones en imágenes smart. Por cada fila que ocupa el muon en la imagen final, se toma solo el valor máximo para armar el histograma, ya que con un solo pixel que dispare la región de alta resolución es suficiente.

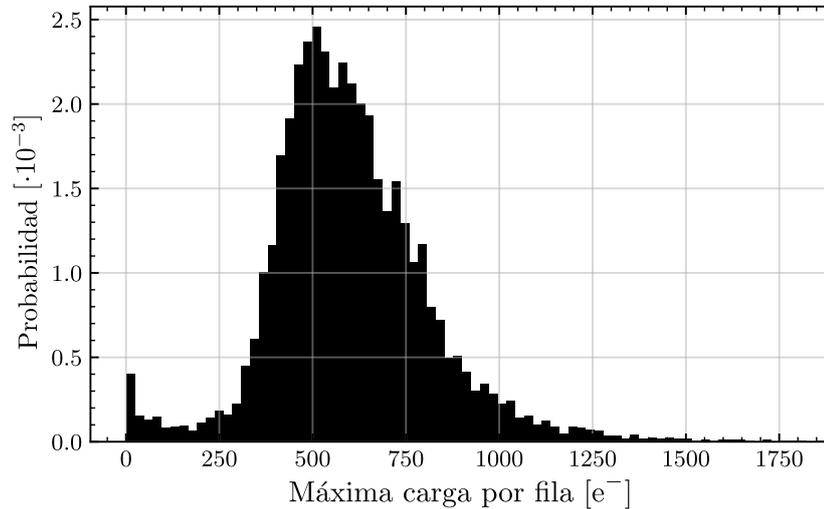


Figura 5.1: Distribución de probabilidad de energías máximas por fila de muon. Para cada traza de muon registrada se lo segmenta en filas y se busca el pixel de mayor carga depositada (usualmente este corresponde al pixel central de la traza) en cada una de ellas. Los valores correspondientes a energías de $\mathcal{O}(1 \text{ e}^-)$ pueden ser atribuidos principalmente al extremo final de las trazas, que existe por efecto de difusión de la última deposición real de carga al salir del CCD.

El umbral utilizado para el disparo de las regiones de alta resolución fue de 190 e^- . De la Figura 5.1 se observa que la energía umbral elegida para esta corrida estadísticamente no remueve información relevante sobre las trazas de los muones, y es una buena elección para definir el corte mínimo de energía para generar una región smart para realizar este tipo de mediciones. Los valores del histograma por debajo del umbral propuesto corresponden a filas de alta resolución generalmente en los extremos de las trazas de los muones, que fueron disparadas en la fila anterior (el proceso de lectura es el diagramado en la Figura 2.10).

5.2. Caracterización de eventos espurios tipo SEE

Previo al análisis espacial de deposiciones, es apropiado verificar que la metodología de medición que se empleará, con regiones inteligentes dinámicas, efectivamente permitirá corroborar que cerca de trazas de muones existe una sobrepoblación de eventos de un electrón.

Esta caracterización es de interés como demostración que la metodología propuesta de lecturas smart en superficie y con menor tiempo de exposición va a ser sensible al flujo esperado de fotones, respecto a posibles eventos de fondo tipo SEE por las diferentes fuentes de DC. En esta sección se trata de inferir cuál es esta contaminación de fondo.

El detector posee cuatro cuadrantes independientes de lectura (es decir, cuatro etapas de lectura de salida desacopladas entre sí), cada uno de ellos lee un cuarto del arreglo total de la zona activa. Para tener una medición inicial que pueda registrar en las cercanías de cada traza energética y además caracterizar el flujo de eventos de fondo de eventos SEE no ligados a las trazas, se usa la lectura inteligente identificando trazas en un único canal, pero la información de los restantes canales también es leída con alta resolución en exactamente las mismas regiones.

La Figura 5.2 muestra todos los cuadrantes de una de las imágenes registradas. Las regiones negras son pixeles leídos rápidamente ($N_{\text{samp}} = 1$), mientras que regiones marcadas en color gris son registradas con alta resolución ($N_{\text{samp}} = 500$).

Como se observa el tercer cuadrante (imagen abajo a la izquierda en la figura), este tiene las trazas de alta energía (trazas en blanco) centradas con las regiones de alta resolución. El resto de los cuadrantes tienen un menor número de eventos de alta energía en estas regiones. En el último cuadrante del CCD (imagen abajo a la derecha), no se encuentra en funcionamiento, y por ese motivo no se observan trazas de alta energía.

De esta forma se asegura que todos los canales posean el mismo tiempo de exposición y región activa eficaz de lectura (esto es justamente lo que permite realizar una comparación entre ambas metodologías, sin introducir complejidades de normalización y estandarización). Los resultados obtenidos por los cuadrantes 1 y 2 estarán ligados a eventos de fondo para las mediciones, mientras que los resultados en el cuadrante 3 tendrán, a priori, una fuerte correlación espacial con las trazas de alta energía.

Por cada imagen se calcula tasa de eventos tipo SEE en las áreas de alta resolución y se las normaliza por esta área. En cada medición donde se registra una traza energética (ya sea registrada aleatoriamente en los canales 1 y 2, o por la traza que dispara la región inteligente en el canal 3) esta es removida del área efectiva de detección de la imagen para la normalización final. Esta remoción se realiza para poder computar correctamente la densidad de eventos de un electrón, considerando solamente las regiones en las que es posible registrarlos.

En la Figura 5.3 se muestran los histogramas del número de imágenes según la tasa de SEE obtenidos para los tres canales funcionales del detector. Puede observarse que aquellos canales que no son disparados con trazas energéticas presentan un menor número de SEE, particularmente en las distribuciones mostradas en la Figura 5.3, las medianas de los canales 1 y 2 están en el valor de $0,99 \times 10^{-3}$ SEE/px, mientras que la del canal 3 es $1,89 \times 10^{-3}$ SEE/px. Considerando que la tasa de eventos de fondo es la misma para todos los canales del detector, esto implica que la luz producida por las trazas de muones debe ser la explicación de este incremento de SEE en el canal 3 respecto de los canales “control”.

Esto es un muy buen indicador de que las mediciones rápidas con regiones inteligentes en superficie van a permitir realizar un análisis significativo sobre la luz que generan las trazas de muones, sin introducir una saturación de eventos como en el caso de Skipper común, y de esta forma motiva el progreso de estudio. Cabe mencionar que el valor medido encontrado de eventos por pixel en los canales 1 y 2 es cuatro veces menor que el esperado

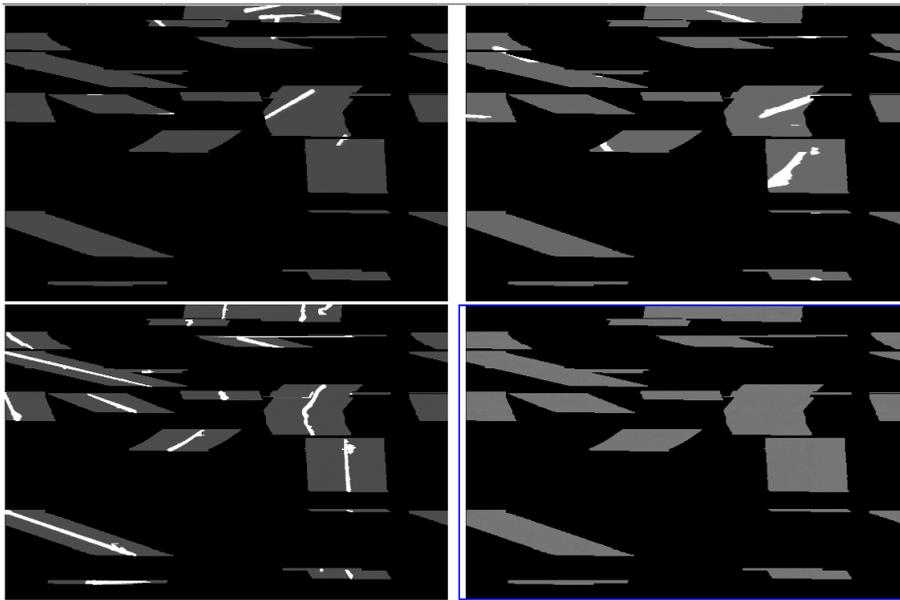


Figura 5.2: Detección de los cuatro canales del smart-Skipper, la numeración de los cuadrantes es de izquierda a derecha; de arriba a abajo. Puede verse que solamente en el cuadrante inferior izquierdo (que corresponde al canal número 3) se realiza una medición inteligente con áreas disparadas a los lados de trazas energéticas; en los demás canales, se utilizan exactamente las mismas regiones para realizar mediciones con ruido sub-electrón, en estos canales, el hecho de detectar cualquier deposición es aleatorio. El último canal (cuadrante inferior derecho) no presentó un correcto funcionamiento al momento de la realización de esta mediciones debido a un imperfecto en uno de los conectores, y es descartado de cualquier análisis posterior.

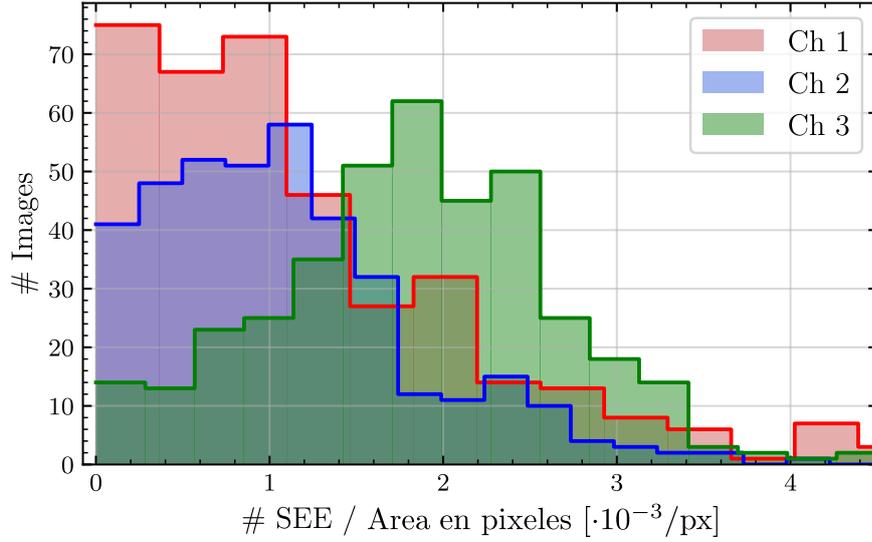


Figura 5.3: Distribución de densidad de eventos de un electrón en las imágenes recolectadas con la metodología de medición descrita en la sección 5.2. Se obtiene el número total de SEE en cada imagen, y luego este se normaliza por el área total en píxeles de las regiones smart. Se reitera que el canal 3 es el único que dispara regiones entorno a trazas, no así los canales 1 y 2. Además, el canal 4 no se encuentra en funcionamiento.

de las mejores medidas hasta el momento de DC en superficie (detalles en la sección 2.1.3) si se empleara la lectura estándar del Skipper-CCD para todos los píxeles de la imagen.

5.3. Distribución Angular

La producción de fotones por efecto Cherenkov depende naturalmente de la longitud de la traza de la partícula dentro del detector. Como el muon atraviesa completamente el detector, esta traza está directamente relacionada con los ángulos de incidencia del muon respecto a la cara del CCD mediante trigonometría básica. Si bien las imágenes producidas por el CCD son bidimensionales, conociendo el ancho del detector (675 μm) y el ángulo de rotación del muon en la superficie registrada (α) es posible reconstruir la traza real tridimensional.

En la Figura 5.4 se muestran las distribuciones angulares de los muones extraídos del conjunto de datos bajo estudio. El ángulo de rotación es simétrico, lo que es compatible con la generación de estos muones en la alta atmósfera terrestre. El ángulo de incidencia toma valores $\theta \in [0; \pi)$, pero aquellas trazas con incidencia perpendicular generarían deposiciones con forma de círculo, que el extractor remueve, ya que no podría distinguirlas de otras partículas como rayos X o partículas alfa. Las partículas con incidencia rasante ($\theta \sim \pi$) generan trazas muy extensas que pueden hasta cruzar de lado a lado del detector en su totalidad, y también son excluidas por el extractor.

En cuánto al ángulo de rotación que los muones presentan, es importante recordar que el CCD se encuentra dispuesto de forma vertical dentro del dispositivo experimental. Esto significa que su lado más extenso se encuentra perpendicular a la superficie terrestre,

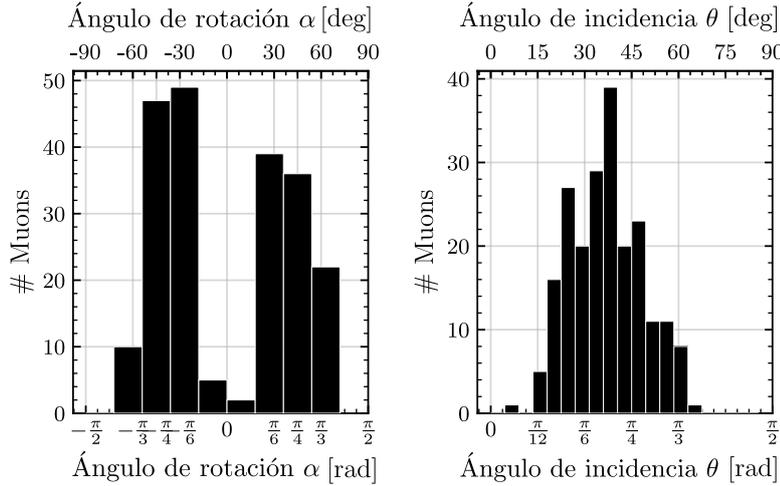


Figura 5.4: Distribución de ángulos obtenidos en las imágenes. Se muestran los dos ángulos que definen la dirección, el ángulo de rotación α definido en la cara del CCD, y el ángulo de incidencia θ definido perpendicularmente a la superficie del CCD.

y por ende el registro serial también. Un muon vertical (con valor $\alpha = 0$), es entonces desfavorable para la adquisición smart, pues la región generada no sería hacia los costados perpendiculares de la traza, sino que extendería sus extremos (i.e. se generaría la región smart en valores de pixeles previos a la incidencia del muon, y posteriores a su salida, pero no perpendiculares a la traza dentro del detector). Por otro lado, registrar un muon con trayectoria horizontal (paralela a la superficie terrestre) es poco probable por su generación en la atmósfera.

Además de brindar información sobre la traza de los muones dentro del silicio, estos ángulos son esenciales para el análisis espacial de la luz que generan las trazas en mediciones smart. Como la región de bajo ruido se define de forma dinámica y secuencial con 50 px a cada lado de las trazas, la máxima distancia ortogonal que un pixel puede encontrarse de la traza depende del ángulo del muon. Un muon con ángulo apropiado tendría una distancia ortogonal máxima de 50 px a cada lado, pero esta disminuye conforme se rota la traza. Dicho de otra forma, no todos los muones del conjunto de datos permiten medir SEE a la misma distancia, esto se visualiza en la Figura 5.5.

Este resultado es importante pues indica que SEE encontrados a 50 px de la traza principal solamente pueden ser producidos por muones específicos, que serán muy pocos dentro de cualquier conjunto de datos. De esta forma, el análisis estadístico que se pretende realizar debe contemplar esta distribución de distancias máximas para que los resultados sean compatibles en todo el rango de medición.

En la Figura 5.5 se muestran las distancias ortogonales máximas a las que es posible registrar un evento tipo SEE, para el conjunto de ángulos mostrados anteriormente. Para cada muon se computa su máxima distancia ortogonal dentro de la región smart, posteriormente se hace el cómputo, para cada distancia posible, de cuántos muones presentan distancias máximas mayores.

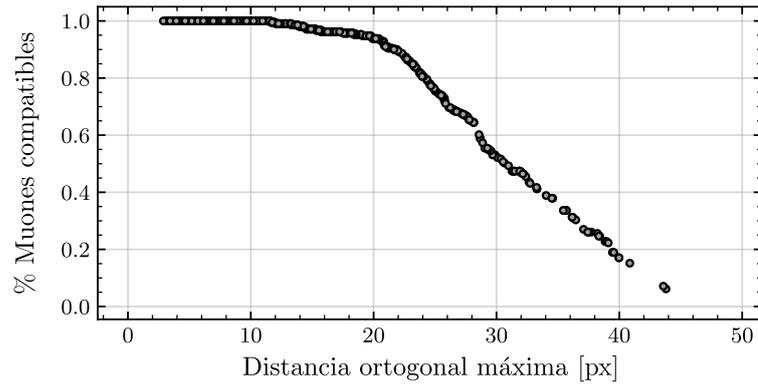


Figura 5.5: Gráfico de porcentaje de muones en función de su distancia ortogonal máxima. Para cada distancia ortogonal comprendida dentro del rango permitido por la región smart, se muestra el porcentaje de muones cuyos ángulos permiten alcanzar dicha distancia. Para distancias menores a 25 px se obtiene que el total de los muones admiten deposiciones ese rango; este valor disminuye para distancias mayores, las cuales son accesibles exclusivamente por aquellos muones más "horizontales". El caso extremo sería el único que admite deposiciones a distancia ortogonal de 50 px.

Con la medición de los ángulos de los muones bajo estudio se puede obtener el perfil de fotones a ambos lados de ellos usando las herramientas de simulación mostradas en el capítulo 4. La Figura 5.6 muestra el perfil de deposición de eventos SEE en función de la distancia ortogonal de la traza. La simulación fue realizada simulando 200 veces el mismo conjunto de datos y normalizando el resultado por este número, a fin de reducir la incerteza estadística.

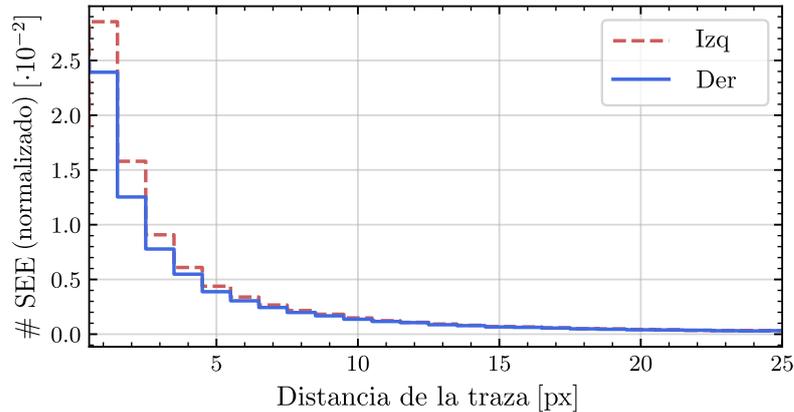


Figura 5.6: Distribución espacial de deposiciones simuladas a ambos lados de las trazas para el mismo conjunto de datos presentado. Se muestran solamente los valores de distancia ortogonal de la deposición a la traza del muon generador luego de la proyección en la superficie del CCD. Se discriminan aquellas deposiciones a la derecha e izquierda de la traza principal. Al igual que lo explicado en la sección 4.2, el peso que cada deposición aporta a la distribución es inversamente proporcional al largo de la traza del muon que lo genera, y al número total de muones simulados. De esta forma se obtiene una densidad de eventos de único electrón por diferencial de traza de muon.

5.4. Perfil de difusión en trazas

De la Figura 5.6 se observa que el flujo de fotones absorbidos crece rápidamente a distancias menores que 10 píxeles de la traza principal. Sin embargo, el “grosor” o perfil de difusión es un efecto dominante en ese rango de distancias, pues define la mínima distancia a la que será posible distinguir una deposición de la traza principal. Esta difusión, que no es contemplada en la simulación, es la razón por la cual las trazas de muones no son una línea recta, y en cambio tienen un grosor que aumenta a medida que la partícula está a mayor profundidad dentro del detector.

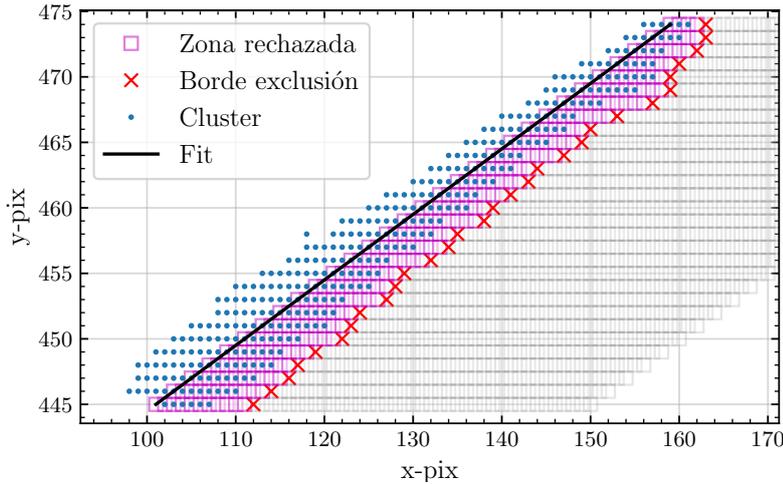


Figura 5.7: Imagen de un muon obtenida. Se marca con línea sólida la recta direccional calculada del muon; así como los puntos correspondientes al mismo (puntos azules). Además se muestran todos los píxeles obtenidos dentro de la zona de exclusión (i.e. aquellos que tienen distancia ortogonal ≤ 1 px respecto de cualquier píxel del muon). El perfil de contorno de esta región es lo que se denomina *borde de exclusión* y da las mínimas distancias posibles en las que es posible registrar la deposición de evento debido al ancho de las trazas en las imágenes de salida.

Este proceso define una eficiencia de detección de los fotones generados en función de la distancia a la traza. Esta eficiencia puede obtenerse, por ejemplo tomando la distancia horizontal en píxeles máxima de cada una de las trazas respecto al centro de la misma, como se esquematiza en la Figura 5.7. Esta figura muestra el contorno, o las distancias mínimas, para poder distinguir a una deposición tipo SEE respecto de la traza principal de un muon dado.

Este registro del contorno de un dado muon luego puede realizarse para todos los muones bajo estudio, obteniendo una distribución de distancias promedio para las cuales es posible o no resolver una SEE de un muon.

Si se toma el conjunto total de los píxeles de la zona de exclusión (cuadrados violetas en la Figura 5.7), y se computa su distancia ortogonal a la traza del muon, uno obtendría una distribución de distancias “prohibidas”, donde sería 100 % imposible resolver un evento a distancias menores a 1 px de la traza principal, y esta probabilidad disminuye mientras mayor sea la distancia.

Esto es precisamente el inverso del perfil de eficiencia en la medición. La eficiencia de

resolver eventos a distancias grandes es del 100 %, mientras que la eficiencia al resolver distancias chicas es baja. En la Figura 5.8 se muestra la curva del perfil de eficiencia promedio de todo el conjunto de datos bajo estudio.

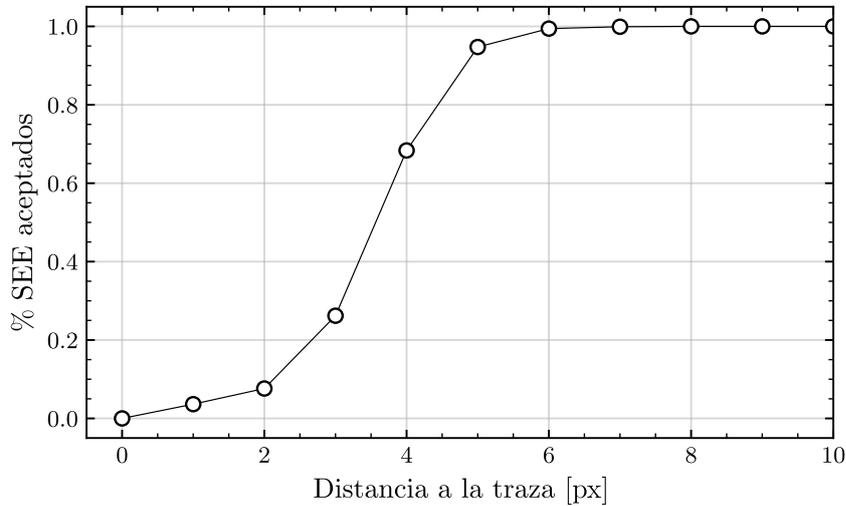


Figura 5.8: Gráfico de eficiencia, o de proporción de SEE aceptados, en función de la distancia a la traza principal. Se obtiene a partir del cómputo de las distancias ortogonales de todos los píxeles excluidos de los clusters de muones, tal como se muestra en el ejemplo de la Figura 5.7. Puede verse que es muy poco probable (pero no nulo) el registro de un evento muy cercano a la traza, los posibles casos donde es posible registrar eventos muy cerca de la traza principal (~ 2 px), son aquellos cuya dirección es cercana a la vertical, y su ángulo de incidencia es más bien rasante (esto genera trazas más finas por tener deposiciones más separadas, generalmente).

5.5. Distribución energética de los SEE encontrados

Para el análisis de luz producida por estas trazas, se ha mencionado previamente que solamente serán de interés aquellas deposiciones cuya carga depositada sea de $1 e^-$ ya que como se mostró anteriormente en el capítulo 4, la energía del fotón generado solo alcanza para producir un único par hueco-electrón.

En la Figura 5.9 se muestra la distribución energética de los píxeles utilizados para el análisis. Puede observarse que la distribución está centrada en el valor de carga unitario, con una baja dispersión (el valor de mediciones por píxel es de $N_{\text{samp}} = 500$) que permite distinguir correctamente la ausencia de deposiciones de más niveles de carga. El hecho de que la distribución no presente un incremento hacia la izquierda, es decir para los valores cercanos a carga nula, indica que el ruido del detector y el pre-procesado (i.e. los factores mencionados en el capítulo 3) realizado en las imágenes es suficientemente bueno como para no promover estos píxeles a valores de carga mayores. Esta es una verificación importante y justifica la elección del alto número de muestras tomados en las regiones de alta resolución (N_{samp}).

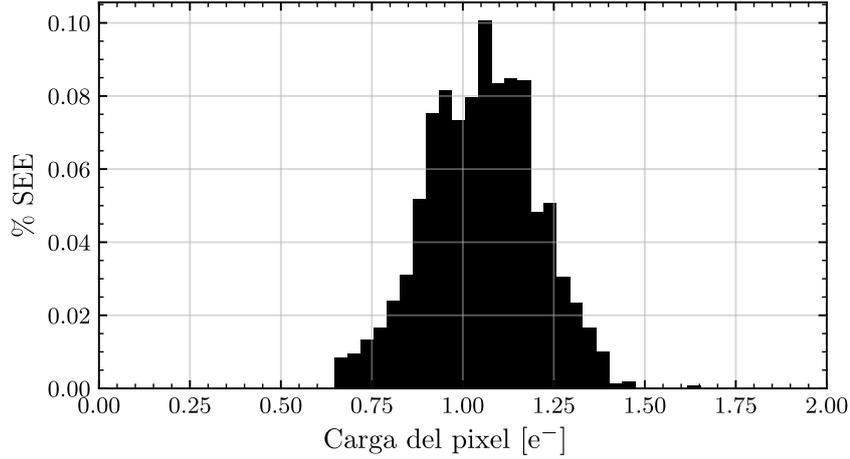


Figura 5.9: Proporción de eventos de un electrón en función de su carga depositada. Se computan las cargas depositadas de todos los eventos tipo SEE registrados, y luego esta distribución es normalizada por el total de SEE (un total de 1581). Puede verse que todos los eventos extraídos están comprendidos en el intervalo $[0,6; 1,5]e^-$, sin incorporar eventos que puedan atribuirse a pixeles sin deposición de carga, que son los dominantes en las regiones estudiadas.

5.6. Caracterización espacial

Con los pasos previamente mencionados, es posible realizar finalmente la caracterización espacial de los eventos de un electrón y compararla con lo esperado de simulación por efecto Cherenkov explicada en el capítulo 4 aplicando las eficiencias correspondientes encontradas anteriormente para el conjunto de datos.

La Figura 5.10 muestra la distribución de SEE medidos en función a su distancia ortogonal a la traza principal del muon, junto con el perfil esperado de la radiación de Cherenkov simulada.

Ambas distribuciones son obtenidas pesando cada evento con el perfil de muones compatibles (mostrado en la sección 5.3). Esta normalización es pertinente realizarla, pues la estadística obtenida para distancias ortogonales largas es diferente que aquella a distancias cortas. Como fue descrito anteriormente en la Figura 5.5, existen menos muones compatibles con detecciones a distancias ortogonales largas que a distancias cortas de su traza principal. Esta normalización implica que los resultados a distancias ortogonales mayores a ≈ 25 pix presentan una elevada dispersión (por tener menos muones compatibles), y no aportan información significativa al análisis cualitativo que se intenta realizar.

Las detecciones más cercanas, sin embargo, son normalizadas con el total de muones obtenidos. Esto reduce el ruido estadístico de las mismas considerablemente y es la razón por la cual la Figura 5.10 es presentada en el rango de distancias $[0; 25]$ pix.

Como es mencionado en el capítulo 4, la simulación de Cherenkov no contempla la ineficiencia de detección de fotones cercanos a la traza principal dado por el ancho de la misma. Esto genera que la distribución de SEE no sea comparable con la obtenida por los datos, especialmente a distancias cortas (donde los efectos de transporte y difusión dominan la región eficaz de detección), ver Figura 4.5. Por este motivo, a los valores

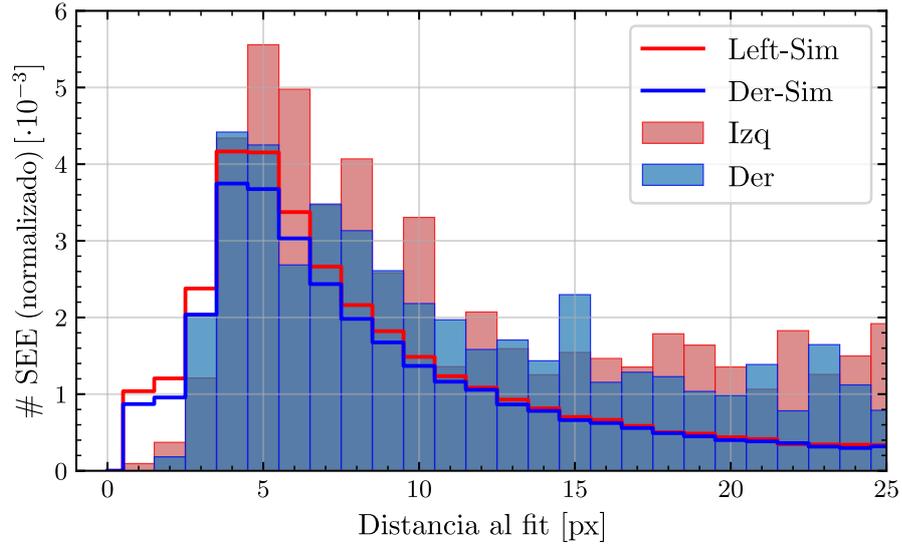


Figura 5.10: Distribuciones espaciales de eventos de un electrón obtenidas a partir de las imágenes registradas y de la simulación de Cherenkov del sistema. Se computa la distancia ortogonal de cada SEE registrado a la traza del muon asociado. Este histograma de distancias es luego normalizado por la distribución de muones compatibles y las longitudes de los mismos. En el caso de los datos simulados, se aplica, además, el perfil de difusión obtenido a partir de las imágenes reales.

simulados presentados en la Figura 5.6 se les aplica el perfil de difusión explicado y obtenido en la sección 5.4, particularmente el de la Figura 5.7. Este perfil cumple el rol de un efecto modulador de la distribución encontrada, y es aplicado multiplicando a cada elemento de la distribución por el valor de eficiencia correspondiente.

Las barras sólidas en los histogramas son las distribuciones medidas. Existe cierta concordancia entre los perfiles encontrados a izquierda y a derecha de la traza principal, lo que indica que para el sensor utilizado y los voltajes de operación no pareciera haber rastros significativos de ineficiencias de transferencia por trampas en el registro serial. Otro punto interesante es que las simulaciones realizadas producen distribuciones que reflejan la misma forma funcional medida en los datos, lo que refuerza la idea de que la técnica experimental propuesta permite medir efectos de esta naturaleza de tan bajo umbral en la superficie terrestre, sin necesidad de blindajes más que aquellos de plomo mencionados en el capítulo 3.

Existe una discrepancia similar entre simulaciones y datos medidos para distancias mayores a 5 píxeles, que podrían ser explicadas a partir de los valores de eventos espurios de fondo medidos en los otros cuadrantes (ver Figura 5.3). Además del hecho que la simulación solamente contempla uno de los muchos efectos posibles de producción de luz por partículas cargadas de más alta energía, lo que refuerza el comportamiento obtenido.

Fue mencionado que el efecto Cherenkov era el mecanismo de producción de fotones dominante, y este reproduce funcionalmente los resultados obtenidos. Es una posible mejora al algoritmo de simulación la incorporación de otros fenómenos de producción de menor orden, que podrían aportar a la disminución de las discrepancias observadas.

Para distancias menores que 4 píxeles las discrepancias entre los datos medidos y las simulaciones podrían deberse a la simplificación en el cálculo de la eficiencia debido a la difusión, al utilizar una eficiencia promedio para pesar la simulación. Es posible mejorar este aspecto del análisis, incluyendo en la simulación (o bien en un paso posterior a la misma) el modelo de difusión de carga en función de la profundidad en el CCD.

Por último, se puede mencionar que los datos muestran un exceso del número de eventos hacia la izquierda (barras rojas) que también parecen estar presentes en la simulación. Lejos de implicar necesariamente un desperfecto en el aparato de medición, esto puede deberse méramente a los ángulos de los muones registrados. Sin embargo, la existencia de una leve ineficiencia de carga no debe ser descartada de inmediato, es precisamente por este motivo que se realizan las mediciones en regiones inteligentes a ambos lados de la traza principal a diferencia de solo a un lado.

Es el propósito de este trabajo presentar un marco de prueba y validación del equipo experimental empleado, y este es el tipo de fenómenos que pueden alertar de posibles desperfectos o nuevas avenidas posible de estudios futuros.

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se presenta un estudio espacial de la luz registrada entorno a las trazas cargadas de los muones, y se contrasta con una simulación numérica del proceso de radiación de Cherenkov. Los resultados medidos son semejantes a los resultados de la simulación tanto en la forma de la deposición espacial como en los valores absolutos de flujo medidos.

Para el análisis se utilizaron los muones atmosféricos como partículas cargadas. Se diseñó una nueva técnica de lectura para el sensor que permite optimizar la velocidad de lectura de los mismos. Este esquema de lectura implementado y las ventajas que este provee fueron validadas. El mismo permite obtener mediciones con muy alta resolución y al mismo tiempo minimiza el flujo absorbido de eventos de fondo. Para reforzar este punto se puede mencionar que el flujo de fotones medidos fue superior al flujo de eventos de fondo en las regiones de interés con el dispositivo funcionando en la superficie terrestre.

Dada las trayectorias extensas esperada de los muones, estos pueden ser también partículas cargadas responsables de la producción de luz en otros materiales circundantes al detector. La trayectoria real del muon puede ser extrapolada de la trayectoria medida sobre el sensor y el sistema de lectura puede ser ajustado para buscar los fotones secundarios en regiones específicas del sensor que tengan mayor probabilidad de absorber esos fotones. Esto podría permitir la caracterización de materiales utilizados en los empaquetados de los sensores y como actúan las diferentes capas y transiciones entre estas para reflejar o transmitir la luz incidente en el sensor. El hecho de que la técnica haya sido demostrada en la superficie terrestre facilita la implementación de estos nuevos estudios en las facilidades disponibles actualmente.

- [1] M. Battaglieri. U.s. cosmic visions: New ideas in dark matter. *Essig, J. Mardon, and T. Volansky, Phys. Rev*, 85, 2017.
- [2] L. Bergström. Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods. *Annalen der Physik*, 524(910):479496, 2012.
- [3] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics reports*, 405(56):279390, 2005.
- [4] Tong Li and Peiwen Wu. Simplified dark matter models with loop effects in direct detection and the constraints from indirect detection and collider search. *Chinese physics C*, 43(11):113102, 2019.
- [5] Farinaldo S. Queiroz. Dark matter overview: Collider, direct and indirect detection searches. 2016.
- [6] Federico H. Izraelevitch. *Búsqueda de materia oscura mediante la medición de producción de ionización por retrocesos nucleares con el detector DAMIC*. PhD thesis, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, 03 2017.
- [7] The ATLAS collaboration. Constraints on mediator-based dark matter and scalar dark energy models using $\sqrt{s} = 13$ tev pp collision data collected by the atlas detector. *Journal of high energy physics*, 2019(5), 2019.
- [8] J. Barreto, H. Cease, H. T. Diehl, J. Estrada, B. Flaugher, N. Harrison, J. Jones, B. Kilminster, J. Molina, J. Smith, T. Schwarz, and A. Sonnenschein. Direct search for low mass dark matter particles with ccds. *Physics letters. Part B*, 711(34):264269, 2012.
- [9] A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, D. Baxter, G. Canelo, B. A. Cervantes Vergara, A. E. Chavarria, E. Darragh-Ford, J. R. T. de Mello Neto, J. C. DOlivo, J. Estrada, R. Gaïor, Y. Guardincerri, T. W. Hossbach, B. Kilminster, I. Lawson, S. J. Lee, A. Letessier-Selvon, A. Matalon, V. B. B. Mello, P. Mitra, J. Molina, S. Paul,

- A. Piers, P. Privitera, K. Ramanathan, J. Da Rocha, Y. Sarkis, M. Settimo, R. Smida, R. Thomas, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, R. Vilar, A. L. Virto, and DAMIC Collaboration. Constraints on light dark matter particles interacting with electrons from damic at snolab. *Physical review letters*, 123(18), 2019.
- [10] Javier Tiffenberg, Miguel Sofo-Haro, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Yann Guardincerri, Steve Holland, Tomer Volansky, and Tien-Tien Yu. Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon skipper ccd. *Physical Review Letters*, 119(13), Sep 2017.
- [11] Liron Barak, Itay M. Bloch, Ana Botti, Mariano Cababie, Gustavo Canelo, Luke Chaplinsky, Fernando Chierchie, Michael Crisler, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Juan Estrada, Erez Etzion, Guillermo Fernandez Moroni, Daniel Gift, Stephen E. Holland, Sravan Munagavalasa, Aviv Orly, Dario Rodrigues, Aman Singal, Miguel Sofo Haro, Leandro Stefanazzi, Javier Tiffenberg, Sho Uemura, Tomer Volansky, and Tien-Tien Yu. Sensei: Characterization of single-electron events using a skipper-ccd, 2021.
- [12] Orr Abramoff, Liron Barak, Itay M. Bloch, Luke Chaplinsky, Michael Crisler, Dawa, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Juan Estrada, Erez Etzion, Guillermo Fernandez, Daniel Gift, Miguel Sofo-Haro, Joseph Taenzer, Javier Tiffenberg, Tomer Volansky, Tien-Tien Yu, and SENSEI Collaboration. Sensei: Direct-detection constraints on sub-gev dark matter from a shallow underground run using a prototype skipper ccd. *Physical review letters*, 122(16):161801, 2019.
- [13] Rouven Essig, Jeremy Mardon, and Tomer Volansky. Direct detection of sub-gev dark matter. *Phys. Rev. D*, 85:076007, Apr 2012.
- [14] Guillermo Fernandez Moroni. New technology developments to search for new dark matter candidates, 2022. APS Prairie Section 2020 Fall Meeting, November 13-15.
- [15] Daniel Z. Freedman. Coherent effects of a weak neutral current. *Physical review D: Particles and fields*, 9(5):13891392, 1974.
- [16] A. E. Chavarria, J. I. Collar, J. R. Peña, P. Privitera, A. E. Robinson, B. Scholz, C. Sengul, J. Zhou, J. Estrada, F. Izraelevitch, J. Tiffenberg, J. R. T. de Mello Neto, and D. Torres Machado. Measurement of the ionization produced by sub-kev silicon nuclear recoils in a ccd dark matter detector. *Phys. Rev. D*, 94:082007, Oct 2016.
- [17] G. Fernandez-Moroni, R. Harnik, P. A. N. Machado, I. Martinez-Soler, Y. F. Perez-Gonzalez, D. Rodrigues, and S. Rosauero-Alcaraz. The physics potential of a reactor neutrino experiment with skipper-ccds: searching for new physics with light mediators. *Journal of high energy physics*, 2022(2), 2022.
- [18] Alexis Aguilar-Arevalo, Xavier Bertou, Carla Bonifazi, Gustavo Canelo, Alejandro Castañeda, Brenda Cervantes Vergara, Claudio Chavez, Juan C. DOLivo, João C. dos

- Anjos, Juan Estrada, Aldo R. Fernandes Neto, Guillermo Fernandez Moroni, Ana Foguel, Richard Ford, Juan Gonzalez Cuevas, Pamela Hernández, Susana Hernandez, Federico Izraelevitch, Alexander R. Kavner, Ben Kilminster, Kevin Kuk, H. P. Lima, Martin Makler, Jorge Molina, Philippe Mota, Irina Nasteva, Eduardo E. Paolini, Carlos Romero, Y. Sarkis, Miguel Sofo Haro, Iruatã M. S. Souza, Javier Tiffenberg, Stefan Wagner, and CONNIE Collaboration. Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment. *Physical review. D.* (2016), 100(9), 2019.
- [19] EXCESS Workshop. Data repository, june 2021.
- [20] A. G. Wright. *The Photomultiplier Handbook*. Oxford University Press, 2017.
- [21] G. Hall. Semiconductor particle tracking detectors. *Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain)*, 57(5):481531, 1994.
- [22] George E. Smith. Nobel lecture: The invention and early history of the ccd. *Reviews of modern physics*, 82(3):23072312, 2010.
- [23] James R. Janesick, Tom Elliott, Stewart Collins, Morley M. Blouke, and Jack Freeman. Scientific charge-coupled devices. *Optical engineering (Redondo Beach, Calif.)*, 26(8), 1987.
- [24] Javier Tiffenberg. Counting electrons with the skipper-ccd. 52nd Annual Fermilab Users Meeting, Batavia, Aug 2020.
- [25] Gustavo Cancelo, Claudio Chavez, Fernando Chierchie, Juan Estrada, Guillermo Fernandez Moroni, Eduardo Emilio Paolini, Miguel Sofo Haro, Angel Soto, Leandro Stefanazzi, Javier Tiffenberg, Ken Treptow, Neal Wilcer, and Ted Zmuda. Low threshold acquisition controller for skipper ccds. 2020.
- [26] Miguel Sofo Haro, Angel Soto, Guillermo Fernandez Moroni, Fernando Chierchie, Leandro Stefanazzi, Rodrigo Chavez, Alejandro Castaneda, Karen Hernandez, Ted Zmuda, Neal Wilser, Eduardo Paolini, Alejandro Oliva, and Gustavo Cancelo. A low noise digital readout system for scientific charge coupled devices. In *2017 XVII Workshop on Information Processing and Control (RPIC)*. IEEE, 2017.
- [27] Miguel Haro, Guillermo Moroni, Javier Tiffenberg, Gustavo Cancelo, Juan Estrada, Xavier Bertou, and Eduardo Paolini. Taking the CCDs to the ultimate performance for low threshold experiments. Technical report, Fermi National Accelerator Lab.(FNAL), Batavia, IL (United States), 2016.
- [28] Miguel Sofo Haro, Gustavo Cancelo, Guillermo Fernandez Moroni, Xavier Bertou, Javier Tiffenberg, Eduardo Paolini, and Juan Estrada. Measurement of the readout noise of fully depleted thick CCDs. In *2016 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA)*, pages 11–16. IEEE, 2016.

- [29] Guillermo Fernandez Moroni, Fernando Chierchie, Javier Tiffenberg, Ana Botti, Mariano Cababie, Gustavo Cancelo, Eliana L. Depaoli, Juan Estrada, Stephen E. Holland, Dario Rodrigues, Iván Sidelnik, Miguel Sofo Haro, Leandro Stefanazzi, and Sho Uemura. Skipper charge-coupled device for low-energy-threshold particle experiments above ground. *Physical review applied*, 17(4), 2022.
- [30] Liron Barak, Itay M. Bloch, Mariano Cababie, Gustavo Cancelo, Luke Chaplinsky, Fernando Chierchie, Michael Crisler, Alex Drlica-Wagner, Rouven Essig, Juan Estrada, Erez Etzion, Guillermo Fernandez Moroni, Daniel Gift, Sravan Munagavalasa, Aviv Orly, Dario Rodrigues, Aman Singal, Miguel Sofo Haro, Leandro Stefanazzi, Javier Tiffenberg, Sho Uemura, Tomer Volansky, and Tien-Tien Yu. Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd. *Phys. Rev. Lett.*, 125:171802, Oct 2020.
- [31] Peizhi Du, Daniel Egana-Ugrinovic, Rouven Essig, and Mukul Sholapurkar. Sources of low-energy events in low-threshold dark-matter and neutrino detectors. *Phys. Rev. X*, 12:011009, Jan 2022.
- [32] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 3 edition, 1999.
- [33] David J. Griffiths and Colin Inglefield. Introduction to electrodynamics. *American journal of physics*, 73(6):574574, 2005.
- [34] Guillermo Fernandez Moroni, Juan Estrada, Eduardo E. Paolini, Gustavo Cancelo, Stephen E. Holland, and H. Thomas Diehl. Achieving sub-electron readout noise in skipper ccds. 2011.
- [35] Dario Rodrigues, Kevin Andersson, Mariano Cababie, Andre Donadon, Ana Botti, Gustavo Cancelo, Juan Estrada, Guillermo Fernandez-Moroni, Ricardo Piegaiia, Matias Senger, Miguel Sofo Haro, Leandro Stefanazzi, Javier Tiffenberg, and Sho Uemura. Absolute measurement of the fano factor using a skipper-ccd. *Nuclear instruments & methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and associated equipment*, 1010(165511):165511, 2021.
- [36] Ralf Widenhorn, Morley M. Blouke, Alexander Weber, Armin Rest, and Erik Bodegom. Temperature dependence of dark current in a ccd. In Morley M. Blouke, John Canosa, and Nitin Sampat, editors, *SPIE Proceedings*. SPIE, 2002.
- [37] Guillermo Fernández Moroni, Juan Estrada, Gustavo Cancelo, Stephen E. Holland, Eduardo E. Paolini, and H. Thomas Diehl. Sub-electron readout noise in a skipper ccd fabricated on high resistivity silicon. *Experimental astronomy*, 34(1):4364, 2012.
- [38] SE Holland, CJ Bebek, WF Kolbe, and JS Lee. Physics of fully depleted ccds. *Journal of Instrumentation*, 9(03):C03057, 2014.
- [39] Fernando Chierchie, Guillermo Fernandez Moroni, Leandro Stefanazzi, Claudio Chavez, Eduardo Paolini, Gustavo Cancelo, Miguel Sofo Haro, Javier Tiffenberg, Juan

- Estrada, and Sho Uemura. Smart-readout of the skipper-ccd: Achieving sub-electron noise levels in regions of interest, 2020.
- [40] Xilinx. *MicroBlaze RISC 32-Bit Soft Processor*, Aug 2002.
- [41] Lucas Giardino, Guillermo Fernández Moroni, Fernando Chierchie, and Javier Tiffenberg. Low energy depositions using smart electronic readout on skipper-ccd for lightweight dark matter experiment. In *2022 Argentine Conference on Electronics (CAE)*, pages 17–21, 2022.
- [42] J. Hoshen and R. Kopelman. Percolation and cluster distribution. i. cluster multiple labeling technique and critical concentration algorithm. *Physical review*, 14(8):34383445, 1976.
- [43] J. V. Jelley. Cerenkov radiation and its applications. *British journal of applied physics*, 6(7):227232, 1955.
- [44] H. W. Koch and J. W. Motz. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.*, 31:920–955, Oct 1959.
- [45] David J. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley and Sons (WIE), Brisbane, QLD, Australia, 1 edition, 2008.
- [46] P.A. Zyla et al. Review of Particle Physics. *PTEP*, 2020(8):083C01, 2020. and 2021 update.
- [47] K. Rajkanan, R. Singh, and J. Shewchun. Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations. *Solid-State Electronics*, 22(9):793–795, 1979.
- [48] Martin A. Green. Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300k including temperature coefficients. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 92(11):1305–1310, 2008.
- [49] David F. Edwards. Silicon (Si). In *Handbook of Optical Constants of Solids*, pages 547 – 569. Academic Press, Boston, 1985.
- [50] Palik and Edward D. Palik. *Handbook of optical constants of solids*. Academic Press, 2014.
- [51] Stefano Meroni. *Interaction of radiation with matter: from the theory to the measurements*, 2015.
- [52] Peiji Geng, Weiguo Li, Xianhe Zhang, Xuyao Zhang, Yong Deng, and Haibo Kou. A novel theoretical model for the temperature dependence of band gap energy in semiconductors. *Journal of physics D: Applied physics*, 50(40):40LT02, 2017.

Low energy depositions using smart electronic readout on Skipper-CCD for lightweight Dark Matter experiment

1st Lucas Giardino
Departamento de Física
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
ltgiardino@gmail.com

2nd Guillermo Fernández Moroni
Silicon Detectors Lab
Fermilab National Laboratory
Batvia, IL, USA
gfmoroni@fnal.gov

3rd Fernando Chierchie
Silicon Detectors Lab
Fermilab National Laboratory
Batvia, IL, USA
fchierchie@gmail.com

4th Javier Tiffenberg
Silicon Detectors Lab
Fermilab National Laboratory
Batvia, IL, USA
javiert@fnal.gov

Abstract—Charge-Coupled Devices (CCDs) sensors have been at the forefront of high precision and resolution imaging ever since their development. Scientific CCDs and the Skipper-CCD pushed the boundaries for sensing very weak ionizing particles, as they allow to detect without error the charge signal (even a single electron-hole pair) collected on every pixel of the detector. To obtain such precision these sensors have a slow readout time, and this has the effect of producing images with multiple particles crossing the active detection region, hindering the posterior analysis. Recently, a new electronic controller was created, the *Low Threshold Acquisition* or LTA. The LTA allows to perform Skipper-precision readout on selected regions of the detector. This work presents the first physics experiment utilizing the LTA ever conducted, where the spatial distribution of single electron events is studied and compared against a computational model of photon production by Cherenkov radiation, finding a close agreement between both distributions.

Index Terms—CCD image sensors, Dark current, Intelligent sensors, Radiation Effects, Silicon, Solid-state physics

I. INTRODUCTION

Ever since the first Skipper-CCD was developed, this technology has been on the cutting edge of WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) direct detection experiments. Specifically, experiments such as the ones being performed by SENSEI [1], DAMIC [2]–[4] and the future OSCURA [5] collaborations.

These collaborations work towards the detection of lightweight dark matter interacting with silicon CCDs detectors. This interactions, should be present, would be registered as a single-electron event (SEE) on the device. This means, an energetic deposition of a single electron on a given pixel of the detector.

There is evidence suggesting an overpopulation of SEE near the main track of very energetic particles, such as cosmic muons [1].

Recently, work has been done on characterizing the dark currents and spurious charge on Skipper-CCD [6], as a means to explain some of these registered SEE.

Previous works by the SENSEI collaboration show data obtained using Skipper-CCD's located in the MINOS underground facility, 100 meters below ground-level using specifications shown on the Table I. This location was chosen to passively shield the detector from most of the cosmic particles [1], [7] present on the earth's surface.

TABLE I
MAIN CHARACTERISTICS OF THE CCD USED IN THIS AND PREVIOUS WORKS.

	Value	Units
CCD dimensions	6144 × 886	pixels
Pixel Size	15 × 15	μm ²
Thickness	675	μm
Total mass	1.926	g
CCD temperature	135	K

The Skipper allows for groundbreaking energy precision but does nothing to address the problem of a very "polluted" detection. Any given measurement will have an array of different particles interacting with the sensor, this hinders the extraction of relevant information, as many traces overlap. Even more so taking into account the multiple hours needed by the Skipper to perform a complete readout, and thus a higher baseline noise level.

A new "smarter" Skipper controller (called *Low Threshold Acquisition* or LTA) has been developed in order to provide a way to overcome these issues [9].

The main physical hypothesis (i.e. not due to electronic effects of the detector or readout electronics) regarding the origin of these depositions is that they are effect of Cherenkov

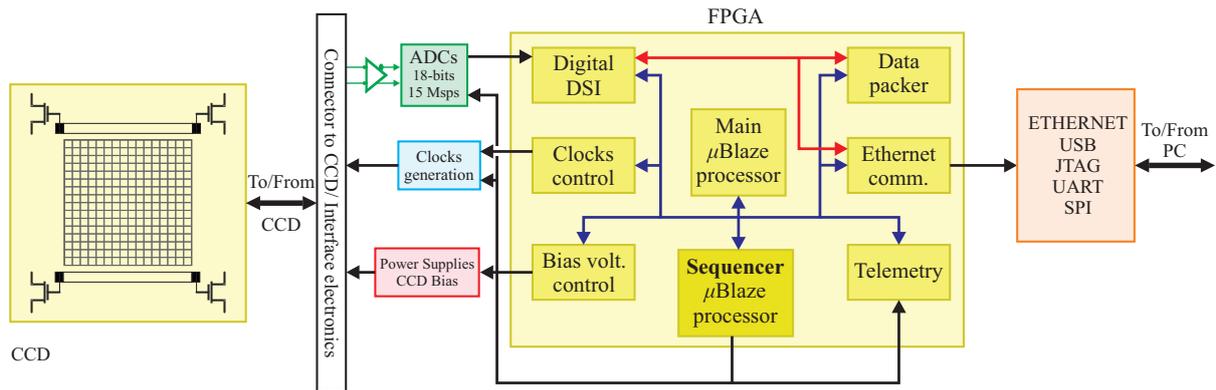


Fig. 1. Block diagram of the electronic of the LTA board. Extracted form [8].

radiation [10]. This effect occurs when a charged particle travels inside a given material with a phase velocity higher than the speed of light in that medium [11].

The purpose of this work is to provide a framework to compare the measured SEE surrounding muon tracks using the LTA novel readout technology, against a computational simulation of the Cherenkov photon generation process. This is the first physics measurement ever done implementing the smart readout electronics.

II. SMART SKIPPER CCD

The Skipper technology allows a non-destructive readout of the energy deposits on every pixel. This is due to the fact that a CCD device collects charge without the need of a previous transducer, like on CMOS technologies.

This means that, given enough time to perform the readout, it is possible to measure deposited charge with precision below $0.068 e^-$ [7], [12] by sampling multiple times every given pixel.

The Skipper readout process consists on horizontal registers that move the energy depositions from the pixel location on-chip to the readout amplifier phase, which is then processed on external hardware. These registers are synchronized with a multi-clock system that allows to perform a complete readout of the CCD in a matter of hours. There are many published works with a more detailed explanation on Skipper operation fundamentals [12], [13]

The LTA board is a novel readout electronic, designed to achieve Skipper-level energy resolution only on relevant regions of the image, and not necessarily on the whole detector, improving the time needed to gather data as well as reducing the baseline noise on the image as a whole. Fig. 1 shows the block diagram of the board.

The system allows to perform a real-time fast readout of the whole detector (i.e. performing a single sample of any given pixel) and then select regions to start reading with higher sampling.

This regions (called SMART-regions throughout this paper) can be pre-set [8], [14] on any given pattern, or can be created midst readout when a given condition is matched. This is

performed using a FPGA Xilinx Artix XC7A200T at the core of the board, where a digital slope integrator block reads the charge value of every pixel of the CCD, and potentially changes the sequencer to allow the definition of a region with high sampling (i.e. with Skipper resolution) or a single sample (fast but with low resolution).

This methodology can be used to detect, for example, very energetic depositions and study their surrounding area specifically without the need to sample the whole detector thoroughly. The complete readout process of a SMART image varies depending on the number of high energy depositions detected, but can be achieved, on average, with only fifteen minutes of exposure time.

All the results shown in this work were taken at ground-level using the SMART-Skipper detection technique, with a SMART-region 50 px wide, as can be seen on Fig. 2. Fig. 2 shows an example muon detection, it also shows the surrounding high sampling detection region, where it is possible to register the SEE.

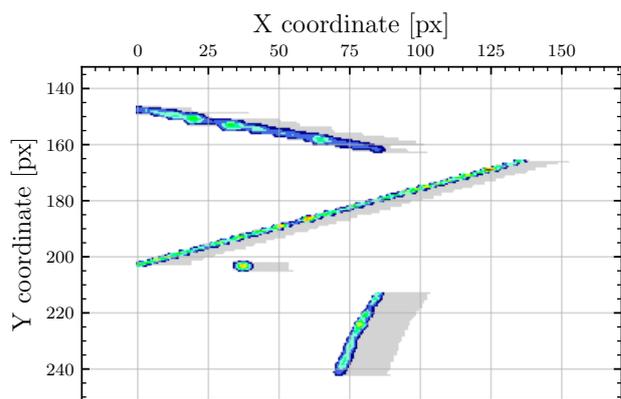


Fig. 2. Example detection of SMART Skipper readout. There can be seen multiple particles detection, as well as the SMART region 50 pixels wide, on their right side. The asymmetric selection and the 50 px width is arbitrary, and not a limitation of the technology. Every white pixels of the image is sampled once, but the pixels of the measured particles and SMART regions are sampled 500 times.

III. ANALYSIS AND SIMULATIONS

In this work, a SMART-Skipper-CCD setup was deployed at ground-level to register muons energetic tracks and surrounding SEE. The energy threshold to create a SMART region is set at 100 eV. A total number of 155 measurements were made (total measure time of approximately 40 hours), and a total of 281 muon tracks were found and registered. In order to extract only the tracks generated from muons, the deposition clusters which are straight lines are kept and the rest discarded. This filtering is performed after the images take place, during the post-processing phase, and not during the acquisition.

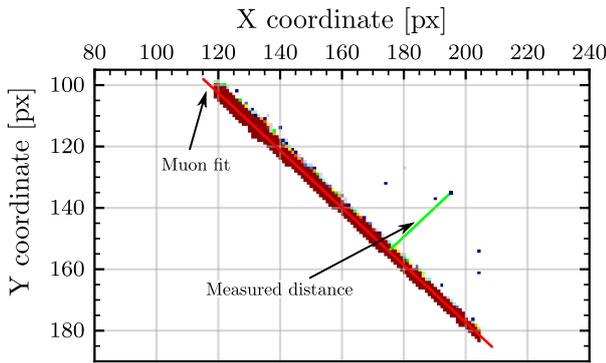


Fig. 3. Example detection on SMART Skipper CCD. The image shows the track left by a muon on the detector and also multiple SEE on the right side of the track. With a red line it is shown the line that best fits the muon cluster, and with a green line it is shown the distance calculated between the SEE and the muon fitted line.

From the registered dataset, all SEE were extracted and their orthogonal distance to the associated muon main trajectory was computed, as shown on Fig. 3. Fig. 4 shows the distances histogram of every SEE detected.

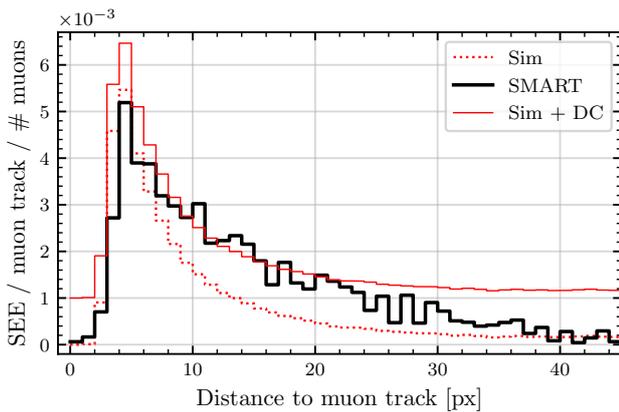


Fig. 4. Measured distances histogram. The measured distances are weighted with the associated muon track length (in px units), and the number of muons. The track length of each muon can be easily extracted on the readout images. Measured distribution with SMART-Skipper-CCD (thick black line). Simulated Cherenkov production (dotted red line). Simulated production with constant DC value added (thin red line).

The values are weighted based on the length of the associated muon, as well as the total number of muons on the dataset. Fig. 5 shows the energy distribution of the found SEE. As expected, they are mostly $1 e^-$ depositions, with a $0.5 e^-$ local maximum that is generated due to the data extraction algorithm. These depositions, however, are non-influential on the performed analysis.

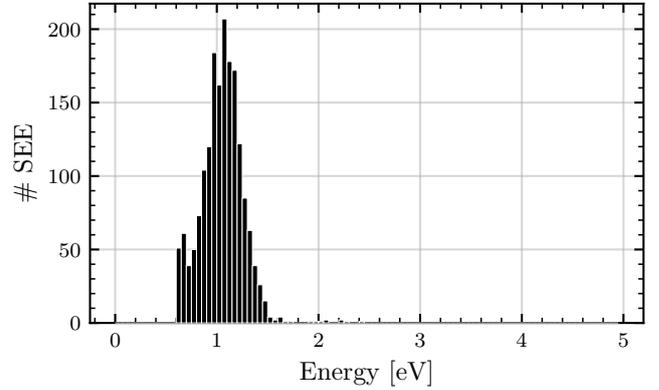


Fig. 5. Energy distribution of the found SEE. Most depositions correspond to the $1 e^-$ peak, whereas there are none on $2 e^-$ or higher.

It can also be found from the images the angles that define the geometry of the incident muon, the system is uniquely characterized considering only two angles. Angle α , corresponding to the rotation of the muon track projected on the CCD, spanning from $-\pi$ to π ; and the angle θ called the 'incidence angle' of the muon into the surface of the CCD and ranges from $-\pi/2$ to $\pi/2$, being $\theta = 0$ perpendicular incidence.

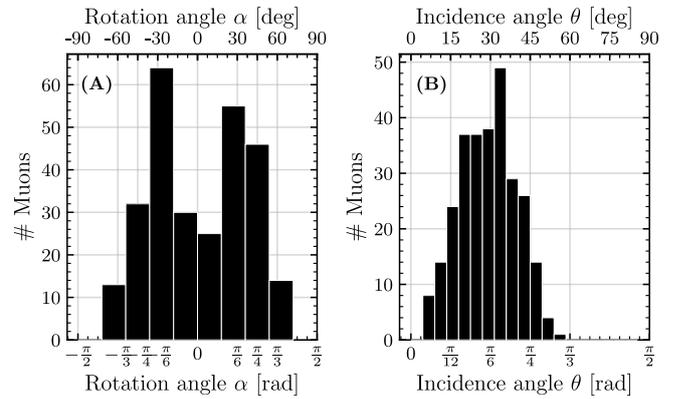


Fig. 6. Angle distribution of the registered muons. (A) Distribution of rotation angle α , i.e. the angle of the muon on the CCD surface. (B) Distribution of the incidence angle θ , i.e. the angle on a plane perpendicular to the CCD surface.

IV. SIMULATION

A computer simulation of the photon generation process was devised as a point of comparison of the physical meaning of the measurement.

This simulation emulates the full Cherenkov process of a 4 GeV cosmic muon traversing the silicon bulk of detector. The simulated muon insides into de CCD surface with the same angles registered on the real measurements, shown on Fig. 6, in order to make the simulation and measurements more compatible. Each step of the simulation, the muon can generate a photon of a random energy with a uniform random distribution $\sim \mathcal{U}[1\text{eV}; 2\text{eV}]$.

The generated photon is emitted on a random angle within the Cherenkov emission cone, and travels a distance before being absorbed into the bulk, this distance is called *penetration depth* [15]. Silicon penetration depth has been extensively studied and very accurate measurements are publicly available [16], [17].

This generation process is performed in all the detector bulk. Photons that might refract on the detector's surfaces are not included on this analysis, as they would provide a small correction to the production.

On Fig. 4 it is shown, on top of the measured SEE spatial distribution, the results obtained from the simulated photon production method of the system.

The discrepancies found between data and simulation on Fig. 4 may be due to different effects.

At small distances to the track (< 5 px), there is an efficiency performance concern due to the real observed muon track. As the muon ionizes the active region, the energy deposition leaks from the main track and thus engrosses the registered track. What should theoretically be a single-pixel straight line transforms into a shape that widens from the muon incidence point on the CCD up until the end of the detector active mass.

At large distances, the readout noise is a predominant effect (as very few depositions are expected to occur), and should be considered. On [8] it is proposed that the SMART readout has a noise corresponding to a single event per line on a SMART region, this noise is added to the obtained simulated distribution (Fig. 4) and this new found distribution has an even greater agreement to the measured SEE specially on a distance range between 10 and 20 pixels.

V. CONCLUSIONS

In this preliminary work, the first physics measurement done with the LTA board, performing a SMART readout of the Skipper-CCD aimed at detecting highly charged particles and its surrounding area.

A good agreement was found when comparing the registered SEE spatial distribution with a simulation of a muon traversing through the active silicon of the detector, and performing the well-established photon generation method that is Cherenkov radiation.

This method is an unprecedented and efficient way of measuring this effect, as it was performed at ground level, with a single detector, over the course of 40 hours.

Further work regarding the presented framework could potentially lead to its usage as a means of testing different insulators or casings to optimize the experimental setup, by

comparing the obtained SEE distribution against the pure Cherenkov generated one.

REFERENCES

- [1] O. Abramoff, L. Barak, I. M. Bloch, L. Chaplinsky, M. Crisler, Dawa, A. Drlica-Wagner, R. Essig, J. Estrada, E. Etzion, G. Fernandez, D. Gift, M. Sofu-Haro, J. Taenzler, J. Tiffenberg, T. Volansky, and T.-T. Yu, "SENSEI: Direct-detection constraints on sub-GeV dark matter from a shallow underground run using a prototype Skipper-CCD," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 161801, Apr 2019. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.161801>
- [2] A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, D. Baxter, G. Canelo, B. A. C. Vergara, A. E. Chavarria, J. C. D'Olivo, J. Estrada, F. Favela-Perez, R. Gaïor, Y. Guardincerri, E. W. Hoppe, T. W. Hossbach, B. Kilminster, I. Lawson, S. J. Lee, A. Letessier-Selvon, A. Matalon, P. Mitra, C. T. Overman, A. Piers, P. Privitera, K. Ramanathan, J. Da Rocha, Y. Sarkis, M. Settimo, R. Smida, R. Thomas, J. Tiffenberg, M. Traina, R. Vilar, and A. L. Virto, "Results on low-mass weakly interacting massive particles from an 11 kg d target exposure of damic at snolab," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 125, p. 241803, Dec 2020. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.241803>
- [3] S. Lee, B. Kilminster, and A. Macchiolo, "Dark matter in CCDs at modane (DAMIC-m): a silicon detector apparatus searching for low-energy physics processes," vol. 15, no. 02, pp. C02 050–C02 050, feb 2020. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/02/c02050>
- [4] N. Castelló-Mor, "Damic-m experiment: Thick, silicon ccds to search for light dark matter," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 958, p. 162933, 2020, proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019.
- [5] J. Estrada *et al.*, "Status and plans for oscura: A multi-kilogram Skipper-CCD array for direct-detection of dark matter," in *Snowmass 2021*, 2021, https://www.snowmass21.org/docs/files/summaries/CF/SNOWMASS21-CF1-CF0-IF2-IF0_Juan_Estrada-080.pdf.
- [6] L. Barak, I. M. Bloch, A. Botti, M. Cababie, G. Canelo, L. Chaplinsky, F. Chierchie, M. Crisler, A. Drlica-Wagner, R. Essig, J. Estrada, E. Etzion, G. Fernandez Moroni, D. Gift, S. E. Holland, S. Munagalalasa, A. Orly, D. Rodrigues, A. Singal, M. S. Haro, L. Stefanazzi, J. Tiffenberg, S. Uemura, T. Volansky, and T.-T. Yu, "SENSEI: Characterization of single-electron events using a skipper charge-coupled device," *Phys. Rev. Applied*, vol. 17, p. 014022, Jan 2022. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevApplied.17.014022>
- [7] J. Tiffenberg, M. Sofu-Haro, A. Drlica-Wagner, R. Essig, Y. Guardincerri, S. Holland, T. Volansky, and T.-T. Yu, "Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon Skipper-CCD," *Physical Review Letters*, vol. 119, no. 13, Sep 2017. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.131802>
- [8] F. Chierchie, G. F. Moroni, L. Stefanazzi, C. Chavez, E. Paolini, G. Canelo, M. S. Haro, J. Tiffenberg, J. Estrada, and S. Uemura, "Smart-readout of the Skipper-CCD: Achieving sub-electron noise levels in regions of interest," 2020, arXiv:2012.10414 [physics.ins-det].
- [9] G. Canelo, C. Chavez, F. Chierchie, J. Estrada, G. F. Moroni, E. E. Paolini, M. S. Haro, A. Soto, L. Stefanazzi, J. Tiffenberg, K. Treptow, N. Wilcer, and T. Zmuda, "Low Threshold Acquisition controller for Skipper-CCDs," 2020, arXiv:2004.07599 [astro-ph].
- [10] P. Du, D. Egana-Ugrinovic, R. Essig, and M. Sholapurkar, "Sources of low-energy events in low-threshold dark matter detectors," 2020, arXiv:2011.13939 [hep-ph].
- [11] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. J. Wiley, 1975.
- [12] G. Fernández Moroni, J. Estrada, G. Canelo, S. E. Holland, E. E. Paolini, and H. T. Diehl, "Sub-electron readout noise in a Skipper-CCD fabricated on high resistivity silicon," *Experimental Astronomy*, vol. 34, 2012.
- [13] J. R. Janesick, *Scientific Charge-Coupled Devices*. SPIE Press, 2001.
- [14] F. Chierchie, G. F. Moroni, L. Stefanazzi, E. Paolini, J. Tiffenberg, J. Estrada, G. Canelo, and S. Uemura, "Smart readout of nondestructive image sensors with single photon-electron sensitivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 127, p. 241101, Dec 2021. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.241101>
- [15] A. P. D. Goetzberger, J. Knobloch, and B. Voß, "Crystalline silicon solar cells." John Wiley & Sons, Ltd, 1998.

- [16] K. Rajkanan, R. Singh, and J. Shewchun, "Absorption coefficient of silicon for solar cell calculations," *Solid-State Electronics*, vol. 22, no. 9, pp. 793–795, 1979.
- [17] M. A. Green, "Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300k including temperature coefficients," *Solar Energy Materials and Solar Cells*, vol. 92, no. 11, pp. 1305–1310, 2008.