

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN CIENCIAS DE
LA INGENIERÍA

SENSORES MULTIPÍXEL CCD DE ULTRA BAJO RUIDO
DE LECTURA PARA DETECCIÓN DE PARTÍCULAS

Miguel Sofo Haro
Doctorando

Xavier Bertou
Director

Miembros del Jurado

Dr. Mariano Cantero (Instituto Balseiro)
Dr. José Lipovetzky (Instituto Balseiro)
Dr. Hernan Pastoriza (Instituto Balseiro)
Dr. Ricardo Piegaiia (Univ. Nac. de Buenos Aires)

Diciembre de 2017

Laboratorio Detección de Partículas y Radiación
Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

A mis abuelos,
Manuela y Miguel.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Resumen	ix
Abstract	xi
1. Introducción	1
1.1. Detectores de partículas	1
1.2. <i>Charge Coupled Devices</i> (CCDs)	2
1.3. Detección de neutrinos	4
1.4. Detección directa de materia oscura	5
1.5. Los experimentos DAMIC y CONNIE	9
1.6. Objetivos y organización de la tesis	11
2. CCDs científicos en Bariloche	13
2.1. <i>Fully-Depleted</i> CCDs	13
2.2. Lectura de un CCD	17
2.3. Diseño de una cámara de enfriamiento para CCD	19
2.4. Procesamiento de las imágenes	22
2.5. Calibración de la ganancia	24
2.5.1. Utilizando rayos X	25
2.5.2. Utilizando muones	26
2.5.3. Ruido y corriente oscura post-calibración	28
2.6. Aplicación en neutrografía	30
2.7. Conclusiones	31
3. Eventos Puntuales en <i>Fully Depleted</i> CCDs	33
3.1. Imagen producida por eventos puntuales	33
3.2. Simulación de eventos puntuales	40
3.3. Reconstrucción de los parámetros del evento	42
3.3.1. Implementación	45
3.3.2. Errores en la estimación de parámetros	46

3.4. Método para determinar la profundidad y de los eventos	47
3.4.1. $G_Y(y)$ para rayos X	48
3.4.2. $G_{\sigma_e}(\sigma_e)$ para rayos X	49
3.5. Experimentos	50
3.5.1. Experimento repulsión de carga	50
3.5.2. Curva tamaño-profundidad de eventos puntuales utilizando rayos X	51
3.6. Curva tamaño-profundidad de eventos puntuales utilizando muones . .	54
3.7. Conclusiones	58
4. Ruido de Lectura	63
4.1. Fuentes de ruido y método de medición	63
4.2. Carga espuria	65
4.3. Teoría del ruido electrónico de lectura	67
4.3.1. Cadena de adquisición	67
4.3.2. Respuesta en frecuencia	68
4.3.3. Fuentes de ruido	70
4.3.4. Correlated Double Sampling (CDS)	71
4.3.5. Signal-to-Noise Ratio (SNR)	73
4.4. Electrónica de lectura de CONNIE y DAMIC	75
4.4.1. Descripción	75
4.4.2. Ruido de cada etapa	77
4.4.3. Fuentes de alimentación	78
4.4.4. Modificación del <i>Front-End</i> para bajo ruido	81
4.4.5. Tensiones de Operación	83
4.5. Electrónica digital de lectura	85
4.5.1. Diseño	85
4.5.2. Prueba del diseño	87
4.6. Conclusiones	88
5. Skipper CCD	91
5.1. Teoría de funcionamiento	91
5.2. Descripción del dispositivo	93
5.3. Electrónica de lectura	95
5.4. Operación en modo de muchas muestras	98
5.5. Aplicaciones del sensor	104
5.6. El Experimento SENSEI	108
5.7. Conclusiones	111
6. Conclusiones	115

A. Abreviaciones	119
B. Función de transferencia del CDS	121
C. Código de simulación de eventos puntuales	125
Bibliografía	131
Publicaciones asociadas	145
Agradecimientos	149

Resumen

Desde su invención en 1969, los dispositivos de acoplamiento de carga o Charge Coupled Devices (CCDs) se han usado intensamente en la detección de radiación dentro del espectro visible e infrarrojo cercano, tanto en electrónica de consumo como para observación astronómicas. En las imágenes adquiridas con estos sensores, es posible observar algunas estructuras de algunos píxeles, producidas por la interacción de partículas. El desarrollo de CCD científicos *fully-depleted* ha permitido obtener dispositivos de hasta $675\ \mu\text{m}$ de espesor y diez veces más masivos que los CCDs convencionales. Combinado a un bajo ruido de lectura, del orden de $2\ e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$, eso ha motivado su aplicación en experimentos de detección de partículas que depositan muy pequeña cantidad de energía en la materia, como materia oscura o neutrinos. Esta tesis se realizó en el marco de las colaboraciones de dos experimentos novedosos que hacen uso de esta tecnología: DAMIC (Dark Matter in CCDs) y CONNIE (Coherent Neutrino-Nucleous Interaction Experiment). Los aportes se enfocan principalmente en maximizar la relación señal-ruido de estos experimentos.

Como parte del trabajo de tesis se montó desde cero una facilidad experimental en el Centro Atómico Bariloche para probar CCDs. Se realizó una caracterización exhaustiva de los mismos con diferentes tipos de radiación. Se los usó en detección de neutrones con la finalidad de desarrollar una técnica novedosa de neutrografía. Se trabajó en la instalación de CONNIE-100 g en el reactor nuclear Angra-1, participando en el montaje del blindaje, verificando sus detectores y electrónica de lectura en el laboratorio. Se estudió en detalle la imagen característica esperada por interacciones de materia oscura o neutrinos, denominada eventos puntuales. Debido a la falta de resolución temporal de los CCD, no es posible aplicar técnicas activas de rechazo de eventos de fondo. Por tal motivo, se desarrolló una técnica pasiva que consiste en procesar la imagen bidimensional de los eventos detectados para estimar su profundidad de interacción, y así poder aplicar cortes sobre esa variable.

Para poder aumentar el número de eventos de señal detectados, se abordó el problema de la reducción del ruido electrónico de lectura. Se logró identificar las distintas fuentes de ruido, en particular la presencia de carga espuria generada durante la lectura de CCD *fully-depleted*. Se modificó y optimizó la electrónica de lectura logrando alcanzar un mínimo de $1.7\ e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$, lo cual implica un aumento del 20% de la eficien-

cia de CONNIE. Con el objetivo de reducir aún más el ruido de lectura, se trabajó en colaboración con los laboratorios Fermilab y LBNL (Lawrence Berkeley National Lab) en el desarrollo de un CCD *fully-depleted* del tipo skipper. La tecnología de skipper CCD fue propuesta por primera vez en 1979, y en esta tesis se logró la primera demostración fehaciente de su funcionamiento. Con el dispositivo se alcanzó un ultra bajo ruido de lectura sin precedentes de $0.068 e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$, siendo la primera vez que se alcanza un nivel de ruido tan bajo que hace posible detectar electrones individuales en los píxeles de un detector estable de silicio de 8 cm^2 (3.5 Mpix de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$). Al final de la tesis se presenta una aplicación inmediata del dispositivo, el experimento SENSEI (Sub-Electron Noise Skipper CCD Experimental Instrument), dedicado a la detección directa de materia oscura por *electron-recoil*. El mismo se instaló en un sitio subterráneo a ≈ 100 metros de profundidad. El sensor tendrá probablemente otras aplicaciones, en particular donde se requiere la detección de fotones individuales como en la búsqueda de exoplanetas, espectroscopia celeste y de laboratorio de ultra alta resolución.

Palabras clave: FULLY-DEPLETED CCDS, SKIPPER CCDS, READOUT NOISE, DARK MATTER, NEUTRINOS

Abstract

Since their invention in 1969, Charge Coupled Devices (CCDs) have been thoroughly used as photon detectors in the visible and near infrared range, both in consumer electronics and astronomy. In the images produced by these sensors it is sometimes possible to see structures of some pixels, produced by the interaction of particles. The development of fully-depleted CCDs has made it possible to obtain devices with thickness up to $675\ \mu\text{m}$, and at least ten times more massive than conventional CCDs. Together with their low read-out noise, of at least $2\ e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$, it has motivated their application in experiments detecting particles that deposit very low amount of energy in matter, like dark matter (DM) or neutrinos. This thesis took place within two novel experiments that use this technology: DAMIC (Dark Matter in CCDs) and CONNIE (Coherent Neutrino-Nucleous Interaction Experiment). The contributions are focused on improving the signal-to-noise ratio of these experiments.

As part of the work, an experimental facility to test CCDs in the Bariloche Atomic Center was developed. An exhaustive characterization of the CCDs with different types of radiation was performed. The CCDs were then applied in neutron detection with the aim to achieve a high resolution neutrography detector. Work was carried out on the installation of CONNIE-100 g in the Angra-1 nuclear reactor, participating in the assembly of the shield, characterizing its detectors and read-out electronics in the laboratory. A detailed analysis of the characteristic image expected by the interaction of DM or neutrinos in CCDs, called point-like events, was performed. Due to the lack of temporal resolution of CCDs, it is not possible to apply active background rejection techniques. For this reason, a passive technique was developed, which consists of processing the two-dimensional image of the detected events to estimate their depth, and then apply cuts on that variable.

The reduction of the electronic read-out noise was studied in order to increase the number of detected signal events. Different sources of noise were identified, showing the presence of spurious charge generated during the reading of fully-depleted CCDs. The front-end of the read-out electronics was re-designed and optimized, achieving a minimum read-out noise of $1.7\ e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$ that implies an improvement of the 20% in the efficiency of CONNIE. In order to further reduce the read-out noise, in collaboration with Fermilab and LBNL (Lawrence Berkeley National Lab), a skipper-type

fully-depleted CCD was developed. The skipper CCD technology was first proposed in 1979 but its operation could not be successfully demonstrated. With the developed device, an extremely low read-out noise of $0.068 e_{\text{rms}}^-/\text{pix}$ was achieved, allowing single electron per pixel counting. This is the first time that discrete sub-electron readout noise has been achieved reproducibly over millions of pixels on a stable, large-area detector ($\approx 8 \text{ cm}^2$). The thesis ends with the SENSEI (Sub-Electron Noise Skipper CCD Experimental Instrument) experiment, an immediate application of the skipper CCD. It is based on DM detection by electron-recoil, and installed in an underground site at $\approx 100 \text{ m}$ depth. In addition to ultra low threshold particle detection experiments, the device could likely be used when single-photon detection is required, like in exoplanets searches, or celestial and laboratory spectroscopy.

Keywords: FULLY-DEPLETED CCDS, SKIPPER CCDS, READOUT NOISE, DARK MATTER, NEUTRINOS

Capítulo 1

Introducción

1.1. Detectores de partículas

Un detector de partículas está formado por un material de blanco y electrónica. Las partículas interactúan en el material de blanco depositando parte de su energía, la cual es convertida y amplificada a una señal eléctrica medible. En un tubo de Geiger-Müller por ejemplo, el material de blanco es un gas adentro de un campo eléctrico de centenas de volts por centímetro. Por efecto Compton un rayo gamma puede arrancar un electrón de un átomo de gas dejándolo libre. El electrón es acelerado por el campo eléctrico, adquiere cierta energía cinética y mediante colisiones libera otros electrones que por efecto avalancha terminan produciendo una corriente lo suficientemente grande que, por ejemplo, puede ser descargada por una resistencia para producir una señal de voltaje detectable. En un tubo fotomultiplicador, los fotones producen efecto fotoeléctrico con un fotocátodo (material de blanco) y se libera un electrón (fotoelectrón), que al igual que en el detector Geiger-Muller, es acelerado por un campo eléctrico y multiplicado por efecto avalancha. Dado que los fotomultiplicadores son sensibles en un rango acotado del espectro, se acoplan ópticamente a otros materiales, como por ejemplo centelladores, en donde las partículas depositan energía que luego es liberada en forma de fotones en el rango de sensibilidad del fotomultiplicador. Otro ejemplo, son los detectores Cherenkov en agua, utilizados en el observatorio Pierre Auger. Las partículas que atraviesen el agua a una velocidad mayor que la de la luz en ese mismo medio producen radiación Cherenkov que es detectada por fotomultiplicadores. Una característica importante de los detectores es su eficiencia intrínseca, que se define como el cociente entre el número de partículas detectadas y el número de partículas que interactuaron en el material de blanco. Si la deposición de energía es muy pequeña, el ruido de la electrónica la enmascara no permitiendo su detección y reduciendo la eficiencia.

Existe un tipo de detectores que utilizan semiconductores como material de blanco, usualmente silicio o germanio. Típicamente son una juntura PN polarizada en inversa,

donde el material de blanco es la zona de vaciamiento. Las partículas producen pares electrón-hueco, y los electrones son promovidos a la banda de conducción quedando libres de ser desplazados por un campo eléctrico. Para disminuir la corriente de pérdida es necesario usualmente utilizarlos enfriados. Dado que en promedio son necesarios 3.65 eV en silicio para generar un par electrón-hueco, este tipo de detectores cuenta con muy buena resolución en energía. Para incrementar el volumen de detección, es necesario incrementar el tamaño de la zona de vaciamiento, lo cual se realiza incrementando la tensión inversa aplicada. Para mantener la tensión aplicada razonable, la juntura se dopa en forma muy asimétrica, con uno de los lados utilizando silicio de alta resistividad. Múltiples detectores de este tipo pueden ser replicados para obtener un detector de partículas sensible a posición del tipo multipixel.

1.2. *Charge Coupled Devices (CCDs)*

Los CCD son un tipo de detector semiconductor multipixel, inventado en 1969 en los laboratorios Bell por Willard Boyle y George Smith. En el año 2010 recibieron el premio Nobel en física por su invención [1, 2]. El objetivo del CCD original era de cumplir la función de memoria. La aplicación no prosperó pero el dispositivo demostró poder ser usado como sensor multipixel de luz. El dispositivo elemental sobre el que se encuentra construido un CCD es el capacitor MOS (*metal-oxide-semiconductor*). El primer prototipo se muestra en la figura 1.1a, y consiste en capacitores MOS sobre el mismo substrato para formar un registro de 8-bits. Mediante la tensión de *gate* de cada MOS se establece una zona de depleción en la cual se pueden acumular portadores minoritarios. Como se muestra en la figura 1.1b, la carga en un MOS se puede desplazar al MOS continuo manipulando las tensiones de cada *gate*. Este proceso será descrito en detalle en el capítulo 2.

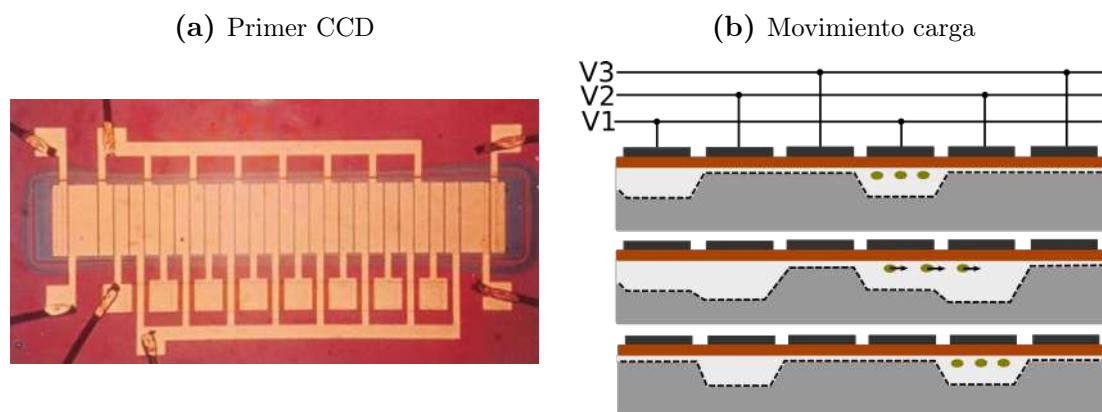


Figura 1.1: a) Fotografía del primer CCD. Por uno de los extremos se introduce la carga a un registro de capacitores MOS. Como se muestra en la figura (b), manipulando los potenciales de *gate* la carga puede ser desplazada hacia el otro extremo para realizar su lectura.

En los casi 50 años de desarrollo que tiene la tecnología, se destacan tres innovaciones sobre el dispositivo. En el primer dispositivo la transferencia de carga ocurría entre la interfaz SiO₂-Si. Debido a las imperfecciones de la interfaz, existen estados libres que funcionan como trampa para la carga, haciendo que la eficiencia en la transferencia sea pobre. En 1974 Boyle y Smith introducen el *buried-channel* CCD en el que la carga se desplaza a través de una juntura p-n logrando una eficiencia mayor al 99% [3]. El diodo de salida se convirtió en una difusión semiconductor flotante que permitió aplicar la técnica de *correlated-double-sampling* y reducir el ruido de lectura [4]. Con el objetivo de lograr una mejor eficiencia cuántica en el infrarrojo se desarrollaron los *fully-depleted* CCD, que permiten tener mayor espesor de silicio activo (hasta 250 μm) en un área de varios cm^2 , sumando un total de hasta unos gramos de silicio.

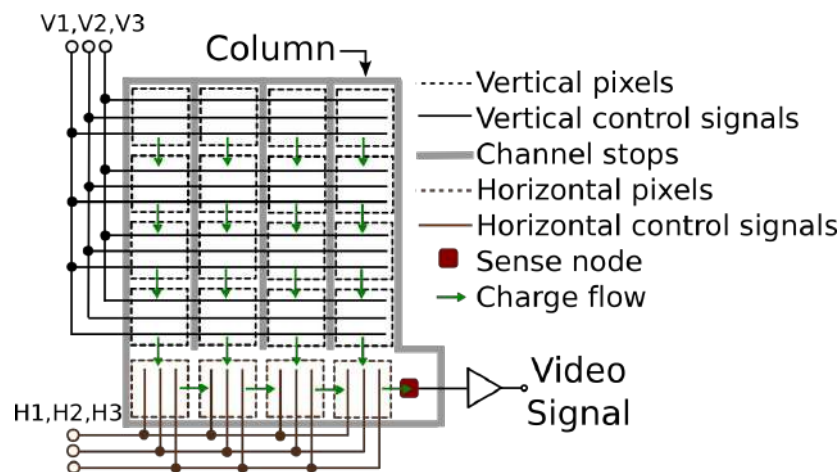


Figura 1.2: Estructura de un CCD bidimensional de 4x4 píxeles

En la figura 1.2 se muestra la estructura de un CCD bidimensional de 4x4 píxeles, es decir cuatro registros verticales (píxeles en negro) y un registro horizontal (píxeles en marrón) de 4 píxeles. En cada pixel se acumula carga al exponer el sensor a la luz, o cualquier otra fuente capaz de ionizar el silicio. El desplazamiento en dirección vertical se controla mediante tres señales: V1, V2 y V3, denominadas **fases o señales de control**. Los *channel-stops* impiden que la carga se desplace entre columnas de píxeles. Para leer los píxeles se procede del siguiente modo: se realiza un corrimiento de un pixel de los registros verticales hacia el registro horizontal. En el registro horizontal, se realiza un desplazamiento hacia el nodo de sensado o *sense-node* (SN). El SN se puede modelar como un capacitor que se carga con los electrones o huecos del pixel que se quiere leer. Su capacidad es del orden de $\approx 0.05 \text{ pF}$, lo cual permite una sensibilidad de $3 \mu\text{V}/e^-$. Esta última característica, junto con una apropiada electrónica de lectura, permite lograr ruidos de lectura muy bajos de $\approx 2 e^-$.

1.3. Detección de neutrinos

El neutrino es una partícula elemental, sin carga y de masa muy pequeña aún no medida con precisión, que tiene una probabilidad de interacción muy baja. Fue postulado por Paulí en 1930, y detectado por primera vez en 1956 por Cowan y Reines, ambos galardonados con el premio Nobel en física en 1995. En el experimento original se buscaba detectar los antineutrinos electrónicos generados en un reactor nuclear. Para la detección se utilizó el decaimiento beta inverso. El detector era un tanque de 300 litros de una mezcla de agua, líquido centellador y cadmio, rodeado de fotomultiplicadores. El neutrino interactúa con alguno de los protones en el detector, produciendo un neutrón y un positrón. El positrón al encontrar un electrón se aniquila liberando energía en forma de dos rayos gamma que son detectados por los fotomultiplicadores. El neutrón es termalizado por el agua, lo cual aumenta su sección eficaz de captura por el cadmio. Luego de su captura, el núcleo es desintegrado emitiendo rayos gamma que son detectados por los fotomultiplicadores. Se lograron observar en el experimento de Cowan y Reines aproximadamente tres eventos por hora.

Existen tres sabores de neutrinos: electrónicos, muónicos y tauónicos. Se ha demostrado experimentalmente que oscilan, es decir que cambian de sabor a medida que se propagan en el espacio. Existen principalmente tres experimentos dedicados a estudiar el fenómeno: Daya Bay, Double Chooz y KamLAND. En todos ellos la fuente son antineutrinos electrónicos de un reactor nuclear y el mecanismo de detección es similar al del experimento de Reines y Cowan. El detector de Daya Bay es una serie de detectores de 20 toneladas cada uno, el detector de Double Chooz tiene 10 toneladas, y KamLAND 1000 toneladas. En la figura 1.3 se muestran los esquemas de los tres.

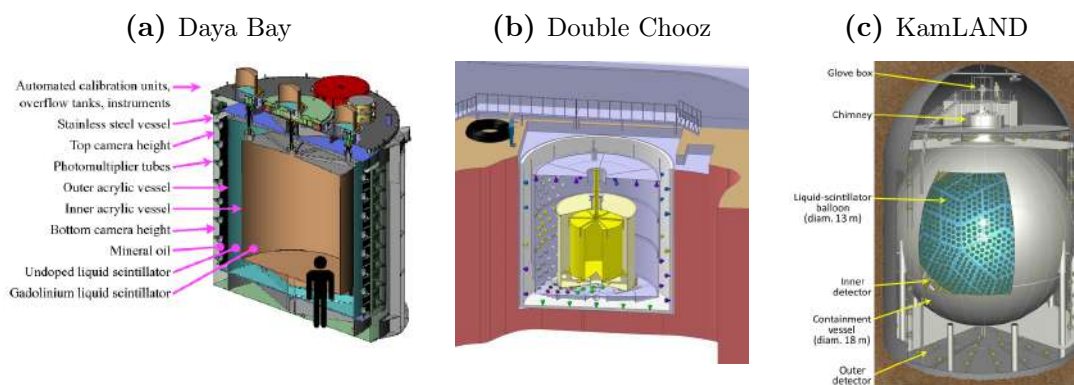


Figura 1.3: Detectores de neutrinos de los experimentos Daya Bay, Double Chooz y KamLAND. La fuente de neutrinos son antineutrinos electrónicos de reactores nucleares y utilizan el decaimiento beta inverso para realizar la detección.

Dentro del modelo estandar de partículas, existen otros mecanismo de interacción de los neutrinos con la materia. En la figura 1.4a se muestra la sección eficaz de distintos mecanismos. Uno de ellos es la dispersión coherente del neutrino con un núcleo ($CE\nu NS$

por *Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering*). Su sección eficaz es la más grande y por lo tanto, no son necesarios detectores de gran volumen como los anteriores, pero deposita una menor cantidad de energía en la materia haciendo más difícil su detección. Fue observada por primera vez en Agosto del 2017 por el experimento COHERENT[5], que utiliza de material de blanco un cristal centellador de 14.6 kg. En la figura 1.4b se muestra la sección eficaz total del CE ν NS con silicio, en el rango de energías de neutrinos producidos por un reactor nuclear. De poder detectar deposiciones de menos de 1 keV (equivalente a 267 e⁻ de ionización), se lograría operar un detector de neutrinos con sólo algunas centenas de gramos de silicio.

(a) Sección eficaz neutrinos.

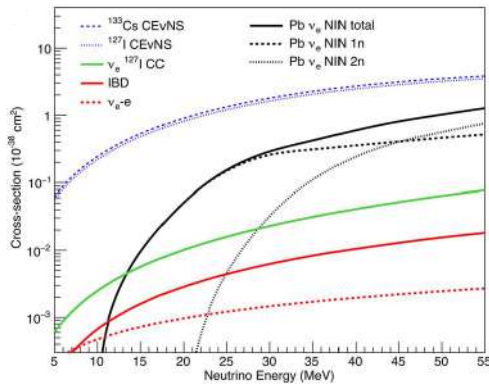
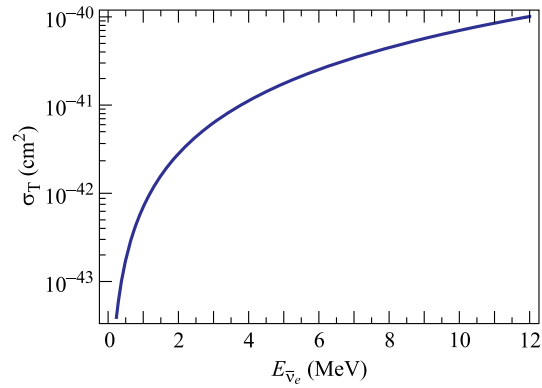
(b) Sección eficaz CE ν NS con silicio

Figura 1.4: En (a) se muestra la sección eficaz total de algunos tipos de interacción (extraída de [5]): dispersión neutrino-electrón, IBD (*inverse beta decay*), NIN (neutrino induced neutron) en plomo, y la más alta es el CE ν NS con cesio y yodo. En (b) se muestra la sección eficaz total de antineutrinos electrónicos con núcleos de silicio en el rango de energías de neutrinos producidos por un reactor nuclear (extraído de [6]).

1.4. Detección directa de materia oscura

La búsqueda de la materia oscura es esencial para el entendimiento del universo. Un sinnúmero de observaciones astrofísicas apuntan a la existencia de una materia oscura en adición a la materia visible: las curvas de rotación de galaxias (primer observación realizada por Zwicky en 1937 [7]), la formación de estructuras, los lentes gravitacionales y hasta el fondo microonda. Las últimas mediciones de Planck [8], combinadas con otras observaciones, apuntan a un universo compuesto por 4.8 % de materia bariónica, 25.8 % de materia oscura no bariónica, y 69.2 % de energía oscura. En este modelo, la materia oscura puede constar de partículas que sólo interactúan con la materia bariónica con una interacción débil. Hay varios candidatos propuestos por la física de partículas para esas partículas, y se los llama conjuntamente como WIMPs, partículas masivas de interacción débil.

La densidad y velocidad de los WIMPS se estima mediante observaciones y teoría de base astrofísica, por ejemplo de las curvas de rotación de estrellas en una galaxia [9]. Incluso existen iniciativas para medir el espectro de velocidades de WIMPs en nuestra galaxia [10]. La distribución en velocidad se asume de Maxwell con media de 220 km/s [9]. Como se conoce la densidad de energía de los WIMPS, se puede determinar su densidad como función de su energía y masa. Para WIMPs de masa $100 \text{ GeV}/c^2$, la densidad local se estima en 3000 WIMP por metro cúbico, con un flujo de 6×10^4 WIMPs atravesando cada cm^2 de nuestro cuerpo cada segundo [9].

Dependiendo del tamaño de los núcleos del material del blanco, un WIMP se puede dispersar en forma coherente con alguno de los núcleos (*coherent-scattering*), produciendo un retroceso nuclear (*nuclear-recoil*). La energía del *nuclear-recoil* dependerá del ángulo de *scattering*, y podrá tener como máximo la energía cinética del WIMP (condición de máxima transferencia de energía). La **búsqueda directa de materia oscura** se realiza ubicando detectores de gran sensibilidad en laboratorios subterráneos, protegidos de la radiación cósmica. Se pretende así observar interacciones de WIMPs con los núcleos de un material de blanco en el detector. Se usan numerosas técnicas diferentes, pero en todas se busca la señal producida por un *nuclear-recoil*. La energía depositada por el WIMP en el material de blanco será muy pequeña. Por ejemplo, un WIMP de $10 \text{ GeV}/c^2$ ($1.7826 \times 10^{-26} \text{ Kg}$) depositará como máximo su energía cinética promedio de 2.7 keV, y solamente una fracción de la misma será detectable.

La interacción WIMP-núcleo es muy poco probable. La sección eficaz no puede ser mayor a los 10^{-37} cm^2 . El *rate* diferencial de eventos respecto a la energía del *nuclear-recoil* es exponencial [9]. En la figura 1.5a se muestra el número de interacciones producidas a partir una energía umbral de los *nuclear-recoil*, para un WIMP de masa $10 \text{ GeV}/c^2$ y sección eficaz $\sigma = 1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ en distintos materiales de blanco. El tipo de material de blanco es variado, ya que se utilizan gases, líquidos o sólidos: Xe, Ge, Ar, Si, He. En un blanco de 10 kg de silicio solo se producirá un *nuclear-recoil* de más de 1 keV en tres años (datos extraídos de [11]). En la figura 1.5b se compara con un WIMP de masa $100 \text{ GeV}/c^2$. Dado que el modelo de distribución de velocidades es el mismo y tienen más masa, la deposición de energía en el material de blanco es mayor, lo cual permite un umbral más elevado para obtener el mismo *rate* de eventos. En la figura 1.5c se muestra una condición más favorable con una sección eficaz de $\sigma = 1 \times 10^{-40} \text{ cm}^2$, donde se producen ocho interacciones con *nuclear-recoils* de más de 1 keV por día por kilogramo de silicio. Esta última condición de parámetros de WIMP (sección eficaz y masa) ha quedado excluida por la mayoría de los experimentos.

En la figura 1.6 se muestra el espacio de parámetros de WIMP, junto con las zonas exploradas por diferentes experimentos. Los límites de exclusión se encuentran dibujados correspondiendo a un nivel de confianza del 90%. Como se puede observar, existe una zona de masas muy poco explorada debajo de $10 \text{ GeV}/c^2$ que requiere el **desa-**

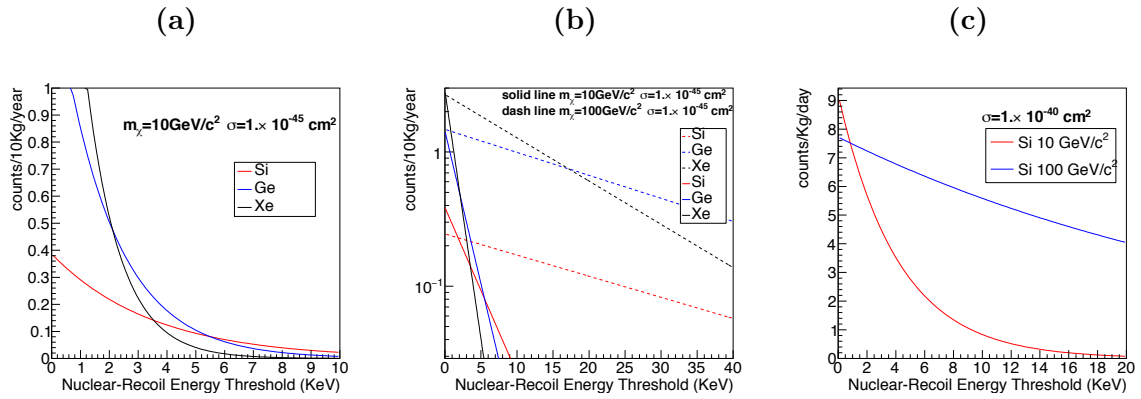


Figura 1.5: En (a) se muestra el *rate* de eventos predicho sobre cierto umbral de energía de *nuclear-recoil* para WIMPs de $10 \text{ GeV}/c^2$ y sección eficaz $\sigma = 1 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$ con distinto material de blanco. En (b) se compara con un WIMP de $100 \text{ GeV}/c^2$ de igual sección eficaz. Datos extraídos de [11]. En la figura (c) se muestra una condición de parámetros más favorable, que actualmente ha sido excluida por la mayoría de los experimentos (datos extraídos de [12]).

rollo de tecnología capaz de detectar deposiciones muy pequeñas de energía en el material de blanco.

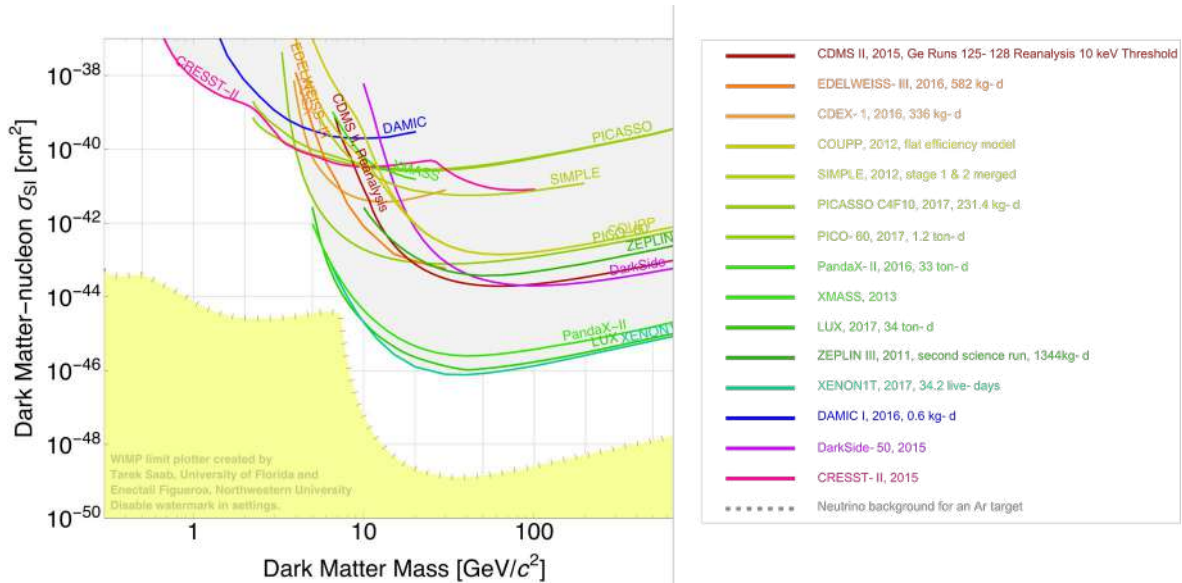


Figura 1.6: Espacio de parámetros de WIMP explorado por diferentes experimentos, los límites de exclusión tienen un nivel de confianza del 90%. Por debajo de $10 \text{ GeV}/c^2$ el espacio de parámetros se encuentra muy poco explorado.

En el detector, la energía del *nuclear-recoil* puede convertirse en fotones, fonones o ionización, las cuales permiten detectar la interacción mediante diferentes sensores. Por ejemplo, el experimento CDMS utiliza silicio y germanio de material de blanco, y detectores superconductores TES (*transition-edge-sensors*) para detectar los fonones producidos por la interacción. En el experimento CRESST, el material de blanco es un cristal centellador CaWO_4 , y mediante TES se detectan los fotones y fonones producidos por la interacción.

En el experimento DAMIC, el material de blanco es el silicio de *fully-depleted* CCD, en donde se detecta la carga producida por la ionización de la interacción. La cantidad de energía transferida en ionización depende del *quenching-factor* (QF) del material. En la figura 1.7 se muestran mediciones y la predicción realizada por Linhard para el silicio. Dos de las mediciones son iniciativas de la colaboración DAMIC [13, 14], con el objetivo de conocer exactamente el límite inferior de la masa de WIMP explorada. Para *nuclear-recoils* de menos de 5 keV, menos del 25 % de la energía del retroceso es convertida en ionización. Por lo tanto, un *nuclear-recoil* de 2.5 keV producirá ≈ 100 electrones que deben ser detectados (se tomó un QF del 15 % y un factor de ionización de 3.77 eV/e^- correspondiente a silicio a 140 kelvin [15]).

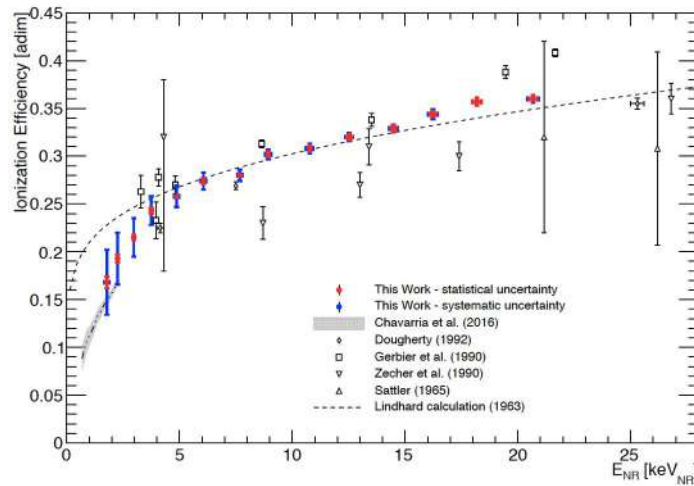


Figura 1.7: *Quenching-factor* del silicio. Solo un 15 % de la energía de un *nuclear-recoil* de 2.5 keV es convertida en ionización. Gráfico extraído de [13].

Al igual de importante que el número de interacciones de WIMPs con el material de blanco, son el número de interacciones producidas por los eventos de fondo (*background*). Existen numerosas fuentes de background, y su reducción implica un control extremo de los materiales utilizados, de la electrónica y un análisis detallado de las señales observadas. Los rayos cósmicos producen muones en la alta atmósfera que al interactuar con materiales en el detector producen partículas secundarias que pueden a su vez producir una señal similar a la de los WIMPs. Los productos de decaimientos radioactivos de isotopos naturales como ^{238}U ó ^{232}Th también contribuyen a los eventos de fondo, al igual que los rayos X de fluorescencia producidos por partículas gamma. La región en amarillo en el espacio de parámetros de la figura 1.6 se denomina *neutrino-floor*. Los neutrinos, solares ó atmosféricos, también pueden interactuar en forma coherente con los núcleos del material de blanco, produciendo la misma señal que un WIMP. Alcanzados los niveles de sensibilidad del *neutrino-floor* se empezarán a detectar eventos producidos por neutrinos y constituirán una señal de fondo.

1.5. Los experimentos DAMIC y CONNIE

El bajo ruido de lectura y masa considerable de los *fully-depleted* CCD motivó su utilización como detector de materia oscura y neutrinos. El material de blanco es el mismo silicio con que se encuentran construidos los CCD. El bajo ruido electrónico permite fijar un umbral en la energía de los *nuclear-recoil* lo suficientemente bajo para explorar zonas sub-10 GeV/c² de materia oscura o poder esperar detectar neutrinos. DAMIC es el experimento pionero [16], y actualmente se encuentra en su cuarta etapa. Empezó utilizando los CCD *fully-depleted* de 250 μm de espesor desarrollados para el experimento DES, en una instalación en un sitio subterráneo en Fermilab [16]. En una segunda etapa, el detector fue desplazado a SNOLAB, un laboratorio subterráneo en Canadá [17, 18]. En la tercer etapa se reemplazaron los CCD de 250 μm de espesor por CCD de 675 μm desarrollados específicamente para el experimento. Los mismos tienen un área de 6×6 cm² y masa de 5.2 g. En la figura se 1.8 se muestra el último resultado publicado por la colaboración DAMIC, equivalente a una exposición de 0.6 kg/día[19]. Actualmente, una versión de 100 g (18 CCDs) está en operación en SNOLAB.

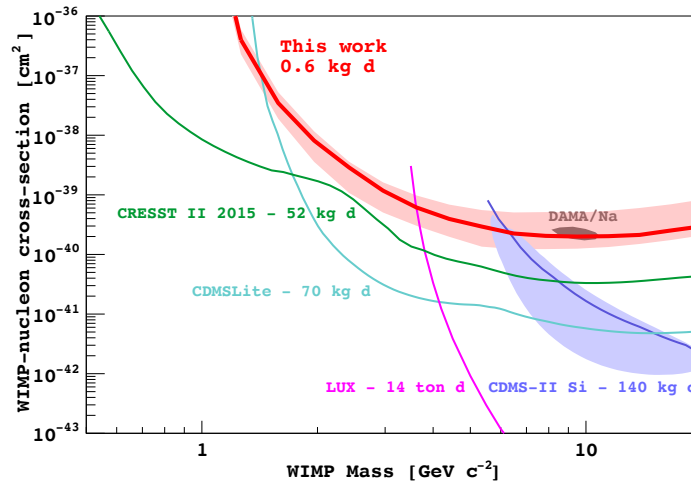


Figura 1.8: Límite superior (90 % C.L) en la sección eficaz del WIMP obtenido con el experimento DAMIC, equivalente a una exposición de 0.6 Kg/día de silicio. La sensibilidad esperada $\pm 1\sigma$ se muestra con banda roja. Para comparar, se incluyen los límites de exclusión obtenidos por otros experimentos con C.L de 90 %. Los contornos con C.L de 90 % en la zona de los 10 GeV/c² corresponden a señales potenciales de WIMP vistas por CDMS-II-Si y DAMA.

Otro experimento que utiliza CCDs es CONNIE: *Coherent Neutrino Nucleous Interaction Experiment* [6]. El mismo tiene como objetivo realizar la detección de la dispersión coherente de neutrinos con los núcleos de un material de blanco, predicha por el modelo estándar de partículas. La fuente de neutrinos utilizada es el reactor nuclear ANGRA-II en Brasil. Es un PWR de 3.95 GW_{th}, que produce $\approx 8,7 \times 10^{20} \bar{\nu}_e/s$ (antineutrinos electrónicos). De la convolución entre el espectro de energía de los antineutrinos, y la sección eficaz diferencial de la interacción, se obtiene el espectro de energía E_{nr} de los *nuclear-recoil* [6]. La misma es convertida a la energía medida E_m

mediante el *quenching-factor* $Q(E_{nr})$, $E_m = E_{nr}Q(E_{nr})$ [6]. El *rate* de eventos es calculado en función de una energía umbral E_{thr} , integrando el espectro de energía esperado pesado por la eficiencia de detección. Como se puede ver en la figura 1.9a, para una energía umbral de 28 eV ($\approx 8 e^-$), el *rate* esperado es de 16.15 eventos/kg/día. Cada año el reactor se apaga un mes, sobre el que se realiza una estimación del *rate* de eventos de fondo. En la figura 1.9b se muestra el resultado del detector de ingeniería, con CCDs de $250 \mu\text{m}$ [20]. Actualmente se encuentra instalada una versión de 80 g con CCDs de $675 \mu\text{m}$. Sus datos se encuentran en fase de análisis.

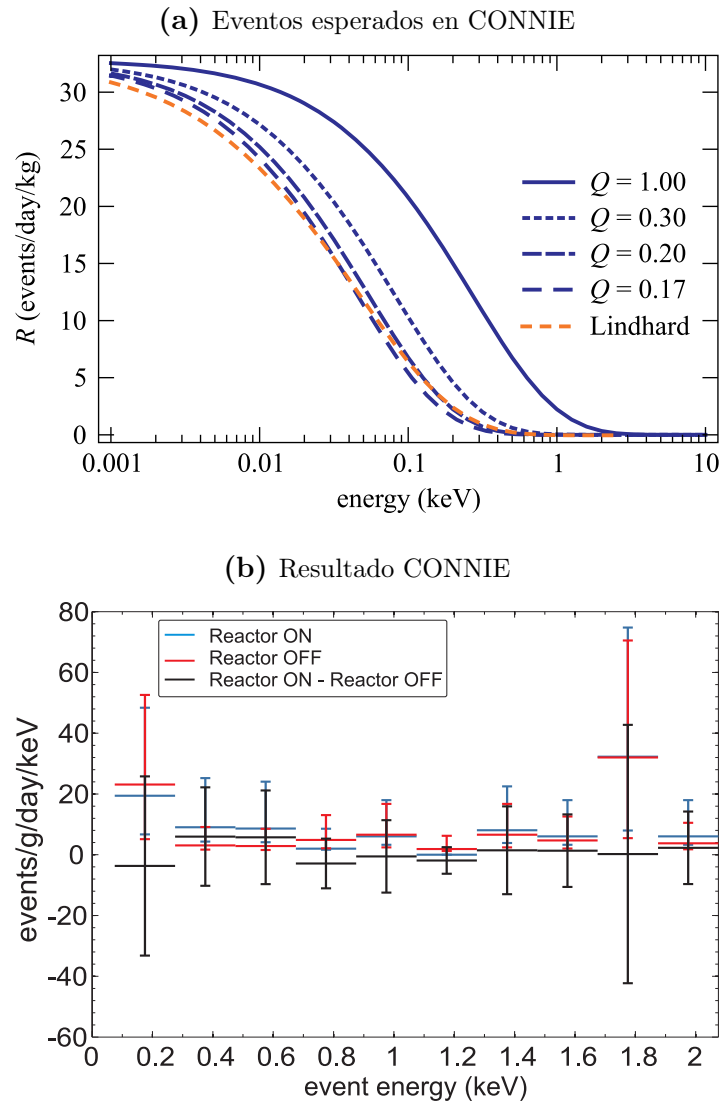


Figura 1.9: En (a) se muestra el número total de eventos esperados con CONNIE en función del umbral de energía mínimo, para diferentes valores de QF (curvas en azul), y usando la teoría de Lindhard (curva naranja). En (b) se muestra el espectro de energía de los eventos detectados con el reactor ON, OFF y su diferencia. Las barras de error son calculadas como la *raiz* cuadrada del número de eventos de cada bin. El alto *rate* de eventos en 1.8 keV corresponde al rayo X de fluorescencia del silicio.

1.6. Objetivos y organización de la tesis

El objetivo principal de la tesis es bajar el ruido de lectura de *fully-depleted* CCDs para mejorar su eficiencia para experimentos de detección de neutrinos y búsqueda de materia oscura. En el transcurso de la misma se colaboró con los experimentos DAMIC y CONNIE, tanto en las versiones de ingeniería y de 100 gr. Se probaron sus detectores, electrónica y se participó en el análisis las imágenes adquiridas.

En el capítulo 2 se presenta la construcción, optimización y operación de una cámara con CCD para realizar mediciones de QF y para aplicaciones de neutrografía en el CAB. Se describen los métodos de procesamiento de imágenes y de calibración seguidos.

En el capítulo 3 se presenta un análisis de las imágenes producidas por interacciones de WIMPs o neutrinos, denominadas eventos puntuales. Se presenta un método de simulación y reconstrucción de parámetros de los eventos, así como un método para estimar la profundidad de eventos puntuales, necesaria para reducir la cantidad de eventos de fondo.

En el capítulo 4 se aborda el problema de reducción del ruido de lectura. Se presenta un método de clasificación y medición de diferentes fuentes de ruido, así como soluciones para reducirlos.

En el capítulo final 5 se presentan los trabajos realizados para operar un sensor novedoso CCD *fully-depleted* del tipo skipper, permitiendo llegar a un ultra-bajo ruido de lectura.

Capítulo 2

CCDs científicos en Bariloche

En las instalaciones del Centro Atómico Bariloche (CAB) se encuentran un reactor nuclear de investigación y un acelerador tipo TANDEM. Ambos proveen oportunidades para investigación y desarrollo con CCDs. Por tal motivo, como parte de la tesis se desarrolló una facilidad para probar este tipo de sensores en el CAB. En este capítulo se realiza una descripción detallada de CCDs *fully-depleted*, y se presenta el desarrollo de una cámara para operar los mismos, construida y probada íntegramente en el CAB. Se mostrará como se procesan las imágenes y cómo se extraen los eventos producidos por interacciones de partículas. Se explicará cómo se realizó su calibración mediante rayos X de fluorescencia, y se analizará la posibilidad de utilizar muones atmosféricos para lo mismo. Se mostrará una medición del ruido de lectura y corriente oscura post-calibración. Se presentará finalmente su aplicación en una técnica novedosa de neutrografía.

2.1. *Fully-Depleted* CCDs

El interés científico de estudiar la expansión del universo, y otros fenómenos astronómicos, ha impulsado el desarrollo de detectores en la zona del infrarrojo: bolómetros, junturas superconductoras, HgCdTe, y en particular CCDs. Longitudes de onda en el NIR (desde los 700 nm), tienen una longitud de absorción en silicio superior a $100\ \mu\text{m}$, y por lo tanto son necesarios CCDs con espesores por encima a los $250\ \mu\text{m}$ para lograr QE superiores al 90 % [21, 22]. En la figura 2.1 se puede ver que un CCD de $250\ \mu\text{m}$ alcanza casi 95 % de QE a 900 nm [23]. En esta sección se presentan los detalles constructivos de los dispositivos de $250\ \mu\text{m}$ [22] y $675\ \mu\text{m}$ [24] de espesor, que han sido utilizados durante esta tesis. Los sensores de $250\ \mu\text{m}$ fueron originalmente diseñados para el experimento DES [25, 26] y utilizados en las versiones de ingeniería de los experimentos DAMIC y CONNIE [16, 20]. La versión de $675\ \mu\text{m}$ fue realizada exclusivamente para los experimentos DAMIC y CONNIE de 100 gramos [19]. Ambos son diseños de LBNL y pueden

ser totalmente vaciados (*fully-depleted*) a tensiones de sustrato razonables a partir de 40 V.

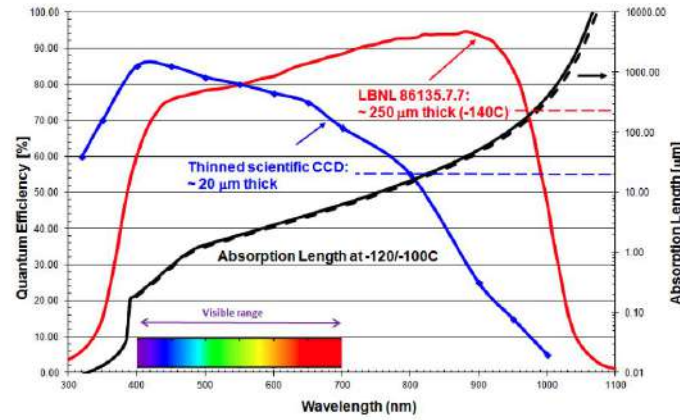


Figura 2.1: La curva negra es la longitud de absorción en silicio de fotones desde 300 nm hasta 1100 nm. Para la región del NIR la atenuación alcanza los 100 μm . Por lo tanto, son necesarios CCDs con espesores superiores a esa longitud para realizar una detección eficiente de esos fotones. En el gráfico se compara la eficiencia cuántica de un CCD de 250 μm (curva roja) con un CCD de 25 μm (curva azul). Se puede ver que a 900 nm el CCD grueso alcanza casi 95% de QE y el CCD fino solo logra 20% (gráfico extraído de [27]).

En la figura 2.2 se muestran las mediciones de resistividad de los sustratos tipo-n utilizados en la fabricación de los CCD de CONNIE y DAMIC. La medición de resistividad ha sido realizada por TOPSIL, el proveedor de los sustratos, utilizando el método de 4 y 2 puntas detallados en el estándar SEMI MF43-0705 [28]. A partir del valor de resistividad se puede calcular la concentración de impurezas [29]. Para el caso de CCDs de 675 μm , la resistividad es $>14\text{ k}\Omega\text{cm}$, lo que implica una concentración de donadores $N_D < 1,9 \times 10^{11}$ átomos/ cm^3 . La resistividad de los sustratos de los CCD de 250 μm es de $\approx 10\text{ k}\Omega\text{cm}$, y por lo tanto se puede deducir una concentración $N_D \simeq 3,6 - 4,3 \times 10^{11}$ átomos/ cm^3 . La alta resistividad permite con una tensión razonable, entre 40 V y 100 V, vaciar completamente de portadores mayoritarios el sustrato, y exponer la parte de atrás (*back-side*) del CCD a la radiación. Si se expone la parte frontal, la radiación es atenuada por el poli-silicio de las compuertas, lo cual implica pérdida de QE.

En la figura 2.3a se muestra un diagrama simplificado del *layout* del dispositivo. La tensión de sustrato es aplicada desde el lado frontal, con un contacto metálico unido a un implante n++ en forma de anillo alrededor del arreglo de píxeles. Mediante una delgada capa de 20 nm de silicio tipo-n fuertemente dopado con fósforo ($N_D \simeq 10^{20}$ átomos/ cm^3) en todo el *backside* del CCD se logra una superficie equipotencial al valor de la tensión de sustrato que hace que el campo sea vertical en todos los píxeles, excepto en los del borde en donde se deflecta. Un conjunto de cuatro anillos flotante de guarda p+, encerrados por el contacto de sustrato, gradualmente disminuyen el potencial de sustrato al potencial de un anillo p+ conectado a masa,

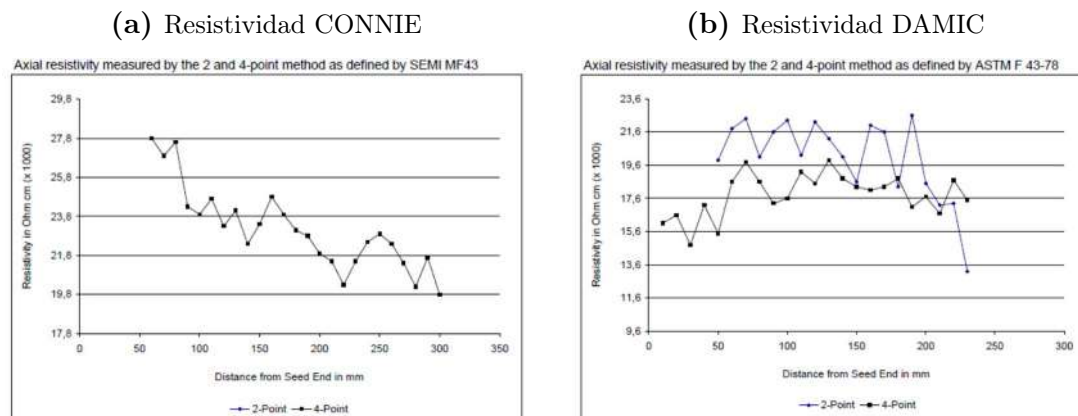


Figura 2.2: Resistividad de los substratos utilizados en la fabricación de los CCD de los experimentos (a) CONNIE y (b) DAMIC. La medición ha sido realizada por el proveedor de los substratos, TOPSIL.

manteniendo valores bajos de campo eléctrico en la superficie [24]. La función del anillo de guarda p+ es coleccionar carga generada fuera del arreglo de píxeles, por ejemplo, corriente oscura [30].

La figura 2.4a es un corte correspondiente a una fase de un píxel. El aislante de la compuerta está formado por una capa de 0.5 nm de SiO₂ sobre una capa de 0.5 nm de SiN₃ [22]. El CCD es de canal tipo-p con $N_A \simeq 3,6 - 4,3 \times 10^{16}$ átomos/cm³ de $\approx 1 \mu\text{m}$ de espesor [24]. El canal mejora la transferencia de carga y hace más resistente el CCD a la radiación [32]. A diferencia de un canal tipo-n, un canal tipo-p permite reducir la corriente oscura a costa de una velocidad más lenta de lectura debido a que la movilidad de los huecos es menor que la de los electrones. En el *backside*, además de la implantación n++, se aplica una capa de 60 nm de *indium-tin-oxide* (ITO) que mejora el contacto óhmico del *backside* donde se requiere una superficie equipotencial y también cumple la función de capa antirreflejo (AR). Por último se encuentra una capa de 100 nm de SiO₂ que, junto con la capa de ITO, reduce la reflexión de fotones cercanos al infrarrojo, mejorando la QE.

Los implantes tipo-n++ numerados con (34) en la figura 2.4b son las barreras que evitan que la carga circule entre columnas del CCD (*channel-stops*) [31]. Al aplicar la tensión de substrato, los *channel-stop* quedan *fully-depleted* y forman una estructura con carga positiva proveniente de los implantes que impide el movimiento transversal de los huecos. Los implantes tipo-p, numerados con (15), son los canales del CCD. Cuando se utiliza el CCD, los implantes tipo-n++ se dejan flotantes para evitar una circulación de corriente desde V_{sub} . Los *gaps* n- (36) aumentan la tensión de ruptura de la juntura P-N formada entre el canal y los *channel-stop*. Las secciones gruesas de óxido (32) son generadas por el proceso de fabricación LOCOS [33, 34].

Un píxel del CCD se encuentra formado por tres fases, de las cuales una colecta la

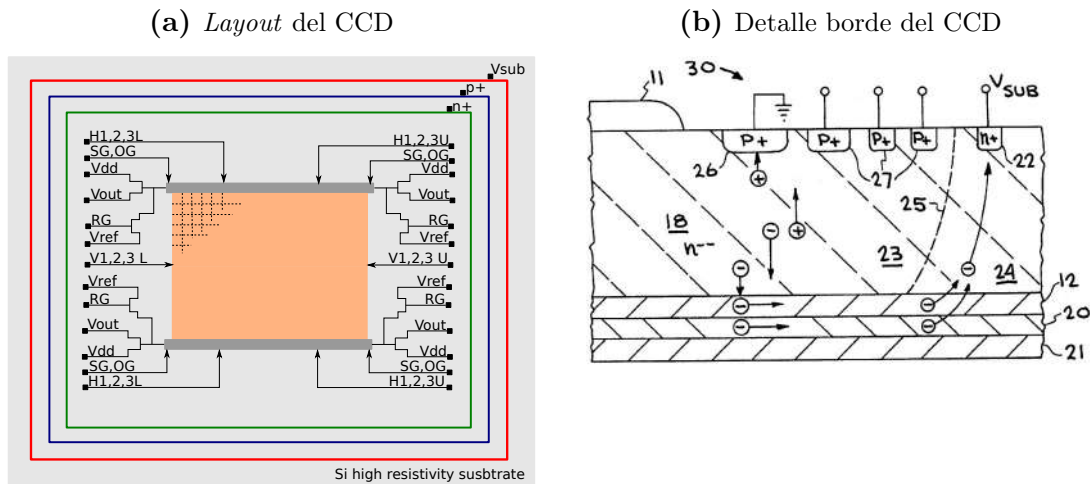


Figura 2.3: En (a) se muestra un diagrama simplificado del *layout* de los CCDs. Se muestran los dos registros horizontales, con sus respectivos circuitos de salida, y las señales de control que permiten realizar el desplazamiento de la carga durante la lectura del sensor. El anillo rojo es un implante n++ por el que se aplica la tensión de sustrato. El anillo n+ en verde es la conexión a los *channel-stop*, y debe ser dejado flotado en condiciones normales de operación. Como se muestra en la figura (b) (extraída de [31]), el implante p+ (anillo azul) se conecta a tierra y cumple la función de coleccionar la carga generada fuera del arreglo de píxeles, como por ejemplo corriente oscura. Los anillos p+ hacia V_{sub} (≈ 40 V) permiten disminuir gradualmente el potencial para bajar el campo eléctrico en la superficie.

carga y las otras dos cumplen la función de barrera. El potencial a cada profundidad y (V_y) de la fase se obtiene resolviendo las ecuaciones de Poisson [34, 35]. En el capítulo 3 se detallará como ocurre la colección de carga producida por la interacción de una partícula con el CCD. En la figura 2.5a se muestra la V_y calculada en forma analítica para los CCD anteriormente descritos. Se muestra el resultado obtenido para dos tensiones de *gate* V_g . Las fases con V_g de 7 V funcionan de barrera, y la fase con 3 V colecciona, como se indica en la figura 2.5a. La diferencia de los pozos de potencial es de 4 V. Esta última diferencia limita la cantidad máxima de carga que se puede coleccionar en un píxel. En la figura 2.5b se muestra una simulación del potencial resultante para las tres fases (P1, P2 y P3) que forman un píxel. El tamaño de los píxeles es de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$, y por lo tanto una fase es de $15 \times 5 \mu\text{m}^2$.

Los píxeles del registro horizontal son de mayor tamaño $15 \times 30 \mu\text{m}^2$, para poder acumular la carga de varios píxeles verticales en uno del registro horizontal sin que saturate. En la figura 2.6 se muestra en detalle la estructura de un registros horizontal. El registro se encuentra dividido en dos mitades, lado U y L. De igual manera que en los registros verticales, todas las fases P1 de los píxeles se encuentran conectadas a la señal de control H1. Lo mismo ocurre para P2 y P3 con H2 y H3 respectivamente, y para ambos lados del registro. No existe ninguna barrera física entre ambos lados del registro, por lo tanto manipulando las señales de control H1, H2 y H3 de ambos lados, es posible leer todo el registro por un único extremo. Esta característica ha sido

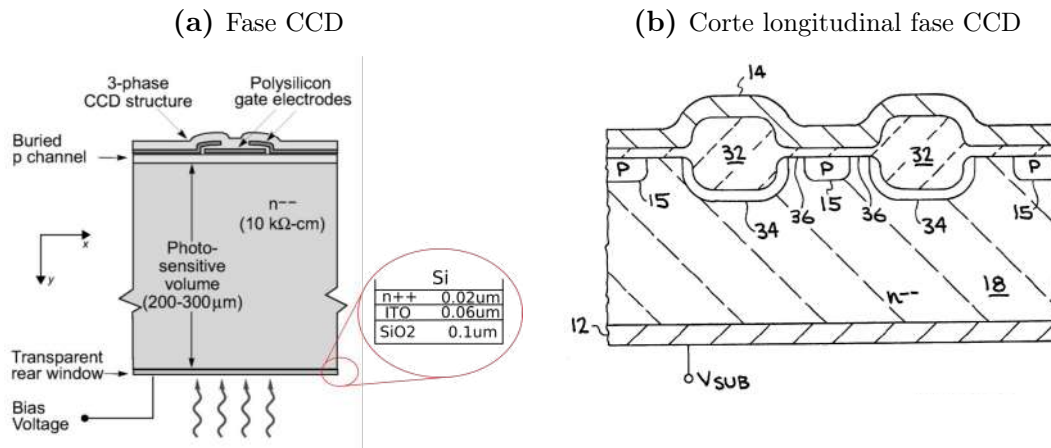


Figura 2.4: En (a) se muestra la sección longitudinal de una fase de un pixel. En el *front-side* se encuentra el contacto de polisilicio de la compuerta del MOS y en el *back-side* una serie de capas que reducen la reflexión del infrarrojo. En la figura (b) (extraída de [31]), se muestra un corte transversal de la fase, donde: (34) forma los *channel-stops*, (15) es el canal de la fase y (32) son regiones de oxido generadas por el proceso de fabricación LOCOS.

aprovechada, como se verá en el capítulo 4 para implementar un método de medición del ruido de lectura.

En los extremos del registro horizontal se encuentran las circuitos de salida. Están formadas por un nodo de sensado (SN), y dos transistores MOSFET de canal-p MR y M1. El SN consta de una difusión flotante p+ (FD), la cual es cargada a un valor de referencia mediante MR, y luego se le transfiere la carga del pixel. El transistor M1 se polariza en configuración de seguidor de fuente y se utiliza para sensar el voltaje en la FD. En [35] se encuentra una caracterización detallada de M1.

2.2. Lectura de un CCD

La operación de un CCD se puede dividir en cuatro etapas: exposición del detector, colección, transferencia y medición de la carga. La exposición tiene un tiempo variable, desde milisegundos a decenas de horas como es el caso en el experimento DAMIC. Durante este tiempo, la radiación interactúa con el silicio y genera pares electrón-hueco. Los huecos son arrastrados por el campo eléctrico presente en el *bulk* hacia los pozos de potencial de los píxeles donde son colectados. Este proceso será descrito en detalle en el capítulo 3. Terminada la exposición y colección de la carga, se empieza a realizar la transferencia de la carga pixel a pixel para leer en forma secuencial sus valores.

En primer instancia se realiza un corrimiento de una fila de píxeles hacia el registro horizontal. En la figura 2.7a se muestra la secuencia de transferencia de carga. Durante la exposición la carga quedó colectada en los pozos de potencial de las fases V1 y V2.

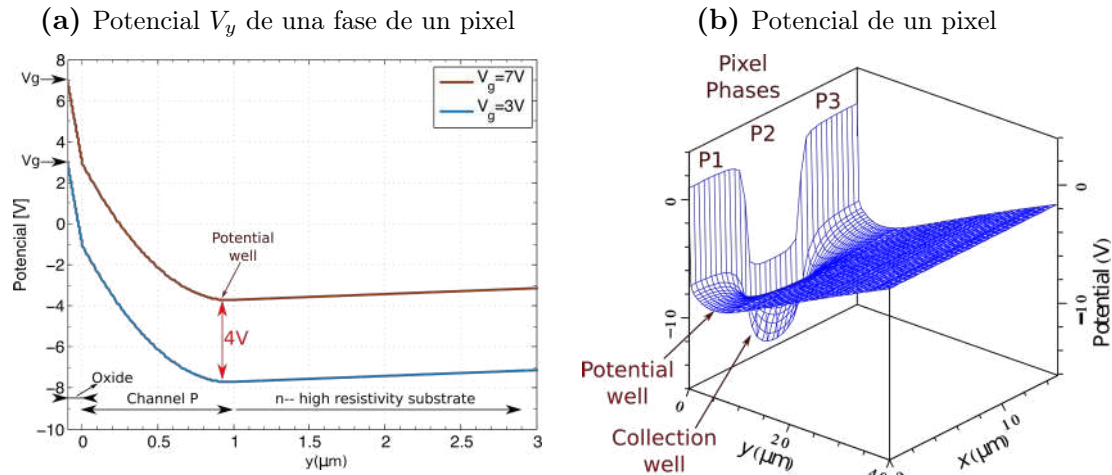


Figura 2.5: En (a) se muestra el potencial en función de la profundidad y de una fase, obtenido en forma analítica. En (b) se muestra el potencial calculado mediante una simulación bidimensional con MEDICI (extraído de [33]), de las tres fases que forman un pixel. En la fase P2 se realiza la colección de la carga y las P1 y P3 hacen de barrera.

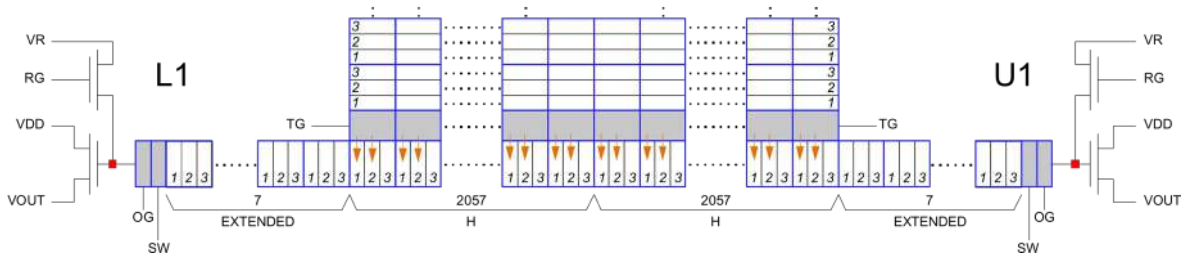


Figura 2.6: Detalle del registro horizontal. Se encuentra dividido en dos mitades, para este caso, de 2057 píxeles. Al final de cada extremo se encuentran 7 píxeles adicionales destinados a proveer un retardo temporal hasta que se estabiliza la señal video con los píxeles provenientes del arreglo.

En el primer estado del ciclo de lectura, se levanta la tensión aplicada a la compuerta de la fase V1, y la carga se desplaza hacia el pozo de potencial de la fase V2. El tiempo necesario para que se desplace la carga depende de la movilidad de los huecos y el gradiente de potencial entre los pozos. Si el gradiente no es suficiente ó si no se espera el tiempo suficiente para que se desplace la carga, se degrada la eficiencia de transferencia (CTE, por su nombre en ingles *Charge-Transfer-Efficiency*). En el capítulo 4 se describirá como se eligieron los valores de alto y bajo de las fases de los sensores utilizados en DAMIC y CONNIE. En el segundo estado se cambia de nivel alto a bajo la TG (*transfer-gate*) y la carga se desplaza hacia la fase H2 del registro horizontal, quedando distribuida como se indica en la figura 2.7a. El proceso continua hasta que todo el paquete de carga queda en el pozo de potencial de H2. En la figura 2.7b se muestra la evolución temporal de las señales de control V1, V2, V3 y TG.

Se sigue el procedimiento indicado en la figura 2.7b para leer los píxeles en el registro horizontal. Terminado el estado 6, se aplica un pulso a RG (*reset-gate*) que cierra el

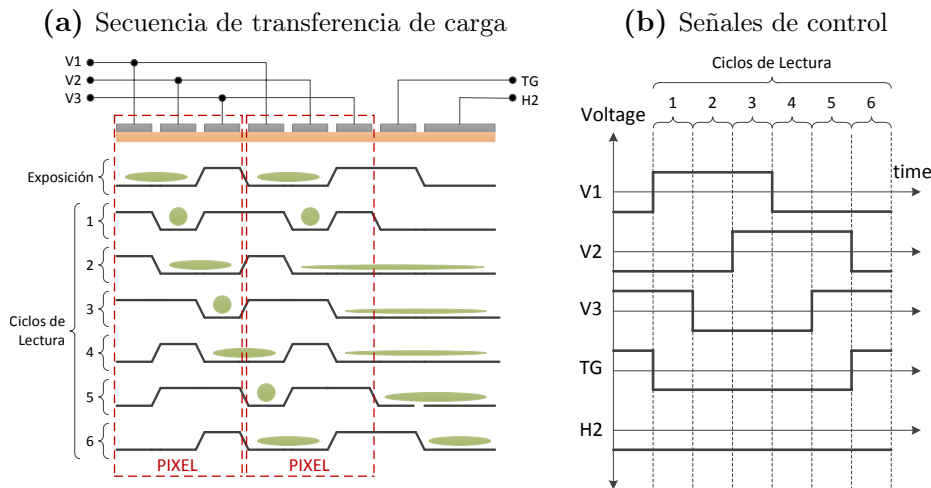


Figura 2.7: En (a) se muestra secuencia de transferencia de carga de los píxeles verticales a horizontal. La burbuja verde representa el paquete de carga del pixel. En (b), se muestra la evolución temporal que deben seguir las señales de control V1, V2, V3 y TG para realizar esa misma secuencia.

transistor MR para cargar la FD a un valor de referencia y eliminar la carga del pixel previamente leído. En el estado 8 se abre MR y FD queda flotando, como su nombre lo indica. La señal de salida del *source-follower* (SF) es integrada para obtener una muestra del nivel de referencia. En el estado 9 se levanta SG (*summing-gate*), y la carga se transfiere por arriba de la barrera fijada por OG a la FD. Se integra la señal de salida del SF para obtener una muestra del nivel de señal. Ambas muestras, de referencia y señal, son restadas para obtener una estimación de la carga del pixel. Esta operación se denomina *correlated-double-sampling* (CDS) y será presentada en detalle en el capítulo 4. La presencia de SG resulta innecesaria en el caso de leer cada pixel individualmente, pero permite sumar la carga de varios píxeles antes de la lectura.

Existen diferentes sistemas electrónicos para generar las señales de control. Los más populares en astronomía son el Monsoon (*open-hardware*) y los provistos por la empresa Astro-Cam Inc. En esta tesis se han utilizado ambos sistemas. En particular para los experimentos DAMIC/CONNIE se utiliza el sistema Monsoon y en el CAB se cuenta con un sistema de la empresa Astro-Cam.

2.3. Diseño de una cámara de enfriamiento para CCD

Una forma de generar pares electrón-huecos en silicio es por temperatura. El número de pares generados depende de la temperatura y sigue la estadística de Fermi-Dirac [34]. En un CCD, debido a que existe un campo eléctrico, los huecos generados son colectados en los píxeles y no se recombinan. En un *fully-depleted* CCD, dado que todo el volumen de silicio es activo, la carga generada por temperatura satura los pozos

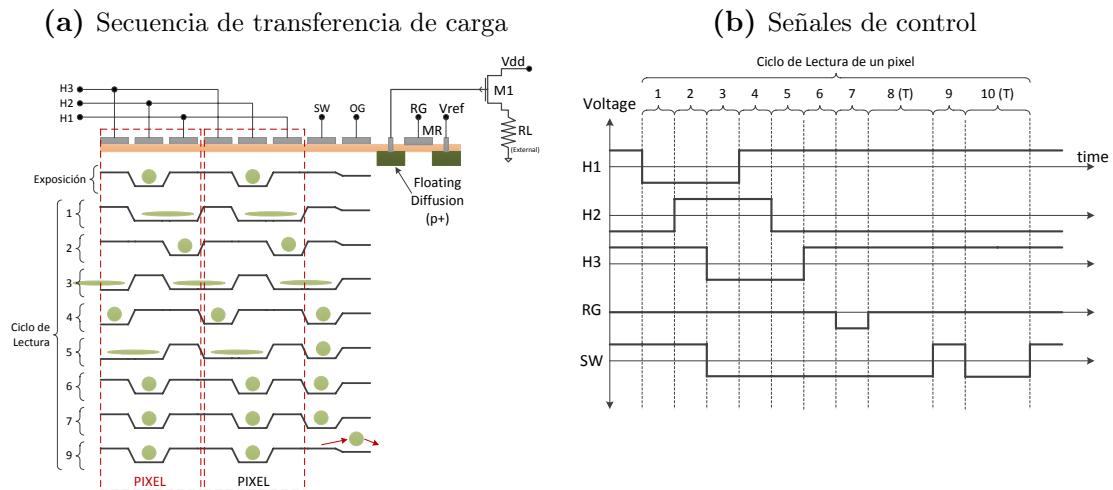


Figura 2.8: Secuencia de transferencia de carga de los píxeles verticales a horizontal, la burbuja verde representa el paquete de carga del píxel.

de colección y hace imposible su utilización a menos que sean enfriados. En CCD que no son *fully-depleted*, la parte activa es la juntura p-n entre el canal y el substrato y por lo tanto el volumen es considerablemente inferior haciendo posible su utilización a temperatura ambiente. Además, incrementando la velocidad de lectura del dispositivo, es posible maximizar el SNR al disminuir el número promedio de huecos por píxel generados por corriente oscura, los cuales siguen una distribución de Poisson.

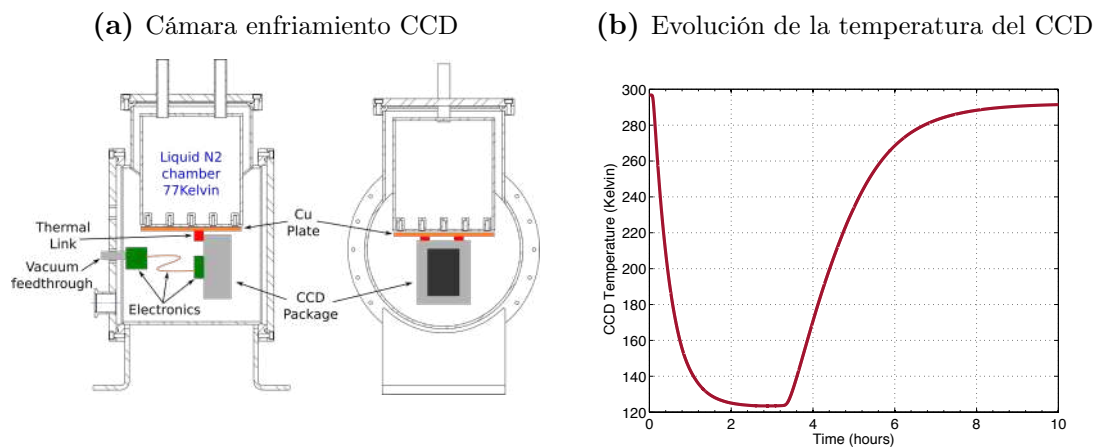


Figura 2.9: En (a) se muestra el detalle de la cámara diseñada para enfriar el CCD. El CCD se encuentra en vacío y conectado térmicamente a una cámara de nitrógeno líquido. La resistencia térmica de la conexión CCD-cámara N₂, la disipación de potencia del CCD y la resistividad térmica de la electrónica al ambiente, definen la velocidad de enfriamiento y temperatura final del CCD. Se ajustó la resistencia térmica de la conexión CCD-cámara para alcanzar una temperatura de 120 kelvin en dos horas. En la figura (b), se muestra la medición de temperatura del CCD en un ciclo térmico enfriamiento/calentamiento.

Como parte del trabajo de tesis se realizó en colaboración con el Laboratorio de Bajas Temperaturas y el taller de mecánica del Centro Atómico Bariloche, el diseño y

la construcción de una cámara de enfriamiento de CCD. En la figura 2.9a se muestra un esquema de la misma. Para evitar la condensación de la humedad ambiente, el CCD es enfriado dentro de una cámara de vacío. Además del CCD, adentro de la cámara se encuentra la fuente de enfriamiento, que es una cámara de nitrógeno líquido (77 kelvin), y parte de la electrónica de lectura que será descrita en detalle en el capítulo 4. El CCD se encuentra térmicamente conectado a la cámara de nitrógeno. La resistencia térmica de la conexión fue ajustada de forma tal de alcanzar una temperatura mínima de 120 kelvin en dos horas. Una velocidad más rápida puede dañar el CCD debido a la diferencia de las constantes de expansión térmica de los materiales del paquete donde se encuentra montado el silicio del CCD. En la figura 2.9b se muestran las mediciones de temperatura. Una vez llenada la cámara de nitrógeno, en dos horas la temperatura del CCD se estabiliza en 123 kelvin. En la figura 2.10 se muestran algunas fotografías del interior y exterior de la cámara. Se puede ver el CCD y la conexión de la electrónica. Se instaló una lámina de cobre para realizar una calibración del sistema utilizando rayos X de la fluorescencia del cobre. Dentro de la cámara, en contacto con el paquete del CCD, se instaló una resistencia (*heater*) para proveer una fuente de calor. La corriente por la resistencia es ajustada por un sistema electrónico que mide la temperatura del CCD y permite controlarla a valores superiores de 120 kelvin.

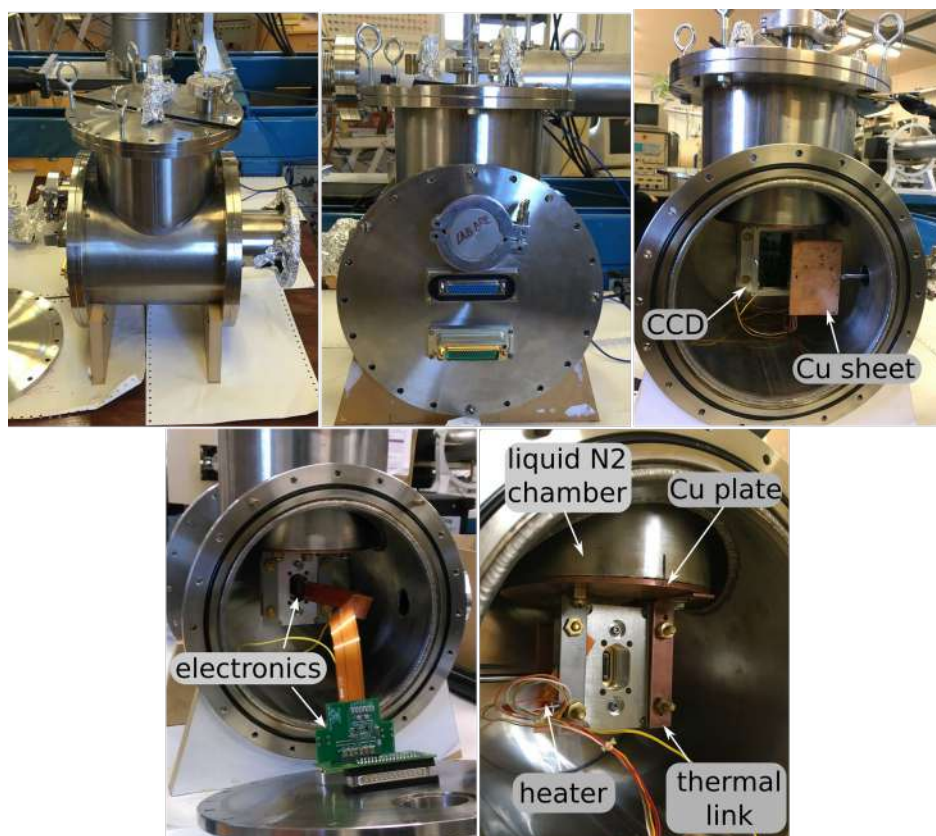


Figura 2.10: Fotografías de diferentes partes de la cámara desarrollada.

2.4. Procesamiento de las imágenes

Para realizar la lectura del CCD se ha utilizado un sistema desarrollado por la empresa Astro-Cam. El mismo provee las señales de control y puede adquirir hasta dos señales de video, haciendo posible leer las señales de video de cada extremo del registro horizontal. El CCD utilizado es de 2048×4096 píxeles de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ y un espesor de $250 \mu\text{m}$. En la figura 2.11a se muestra una de las imágenes adquiridas. En este caso, las señales de control del registro horizontal son aplicadas de modo tal que la carga de los píxeles es únicamente leída por la estructura de salida del extremo derecho. La señal electrónica de la salida izquierda es igualmente digitalizada. De este modo, en la imagen se distinguen dos regiones. En la región izquierda solo se puede ver ruido electrónico, mientras en la región derecha se encuentra la señal de los píxeles del CCD.

Debido a que el CCD se encuentra operado en total oscuridad, es posible ver en la imagen la ionización producida por diferentes partículas originadas por rayos cósmicos o decaimientos radioactivos de distintos elementos en los materiales con que se encuentra construida la cámara. Se pueden observar la ionización producida por cuatro tipos de partículas diferentes, cada una de ellas produciendo un *track* distintivo. La ionización de partículas alfa ocurre en un volumen muy pequeño, y luego por efecto plasma la carga resulta esparcida por varios píxeles produciendo un punto grueso en la imagen [36]. Los electrones a medida que van ionizando se dispersan con los electrones y núcleos del silicio, resultando en un *track* con forma de "gusano", con un extremo más intenso correspondiente al pico de Bragg de su curva de *stopping-power*. Los muones tienen la carga de los electrones pero al ser 207 veces más masivos no cambian de dirección y producen *tracks* rectos en la imagen. Existe otra serie de eventos, denominados eventos puntuales, que serán estudiados en detalle en el capítulo 3. Pueden ser producidos por rayos X, gamma, o cualquier otra partícula que deposite muy poca cantidad de energía como neutrones, materia oscura o neutrinos.

En la parte derecha de la imagen se distingue una región marcada en la figura 2.11a entre líneas punteadas denominada *overscan* [34]. Si el registro horizontal tiene N píxeles, se realiza una lectura de N más N_o píxeles. Los N_o píxeles extras solo fueron expuestos el tiempo que se tarda en leer los primeros N píxeles. Con los píxeles del *overscan* se realiza una estimación de la línea de base de la fila de píxeles, y se los utiliza para medir el ruido electrónico, debido a que fueron expuestos un tiempo de lectura lo suficientemente corto para no acumular carga debido a corriente oscura o radiación.

El procesamiento de las imágenes consta de tres pasos: sustracción de la línea de base (denominado sustracción del *overscan*), sustracción del ruido correlacionado y extracción de los eventos. El primer paso permite ecualizar la imagen. A cada línea de píxeles se le resta la media de sus respectivos píxeles de *overscan*. De ese modo

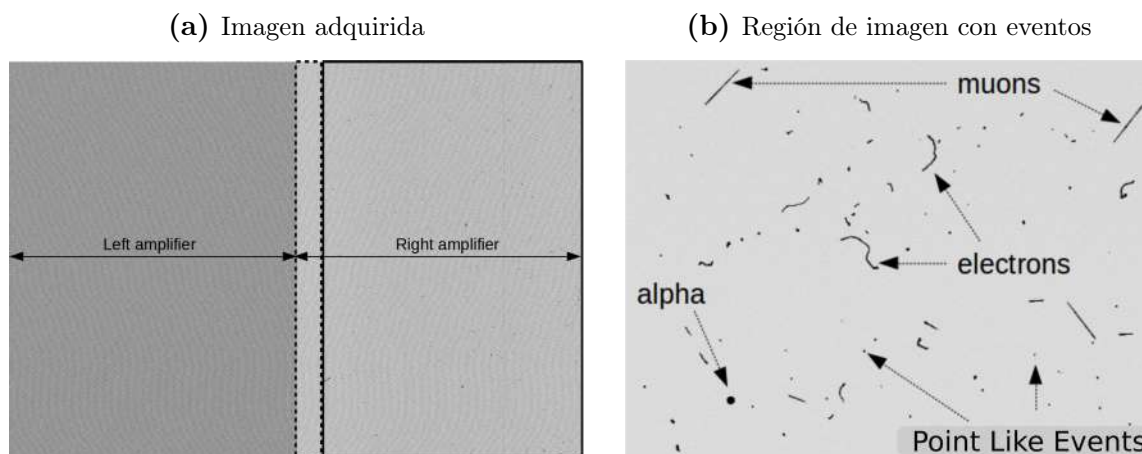


Figura 2.11: a) Imagen generada al leer el CCD. Encerrado en líneas punteadas se encuentra el *overscan*. En (b) se muestra una fracción de la imagen, en donde se distinguen los *tracks* producidos por diferentes tipos de partículas.

la distribución de todos los píxeles resulta centrada en cero. Como se esquematiza en la figura 2.12a, cada canal es afectado por una fuente de ruido independiente (N_L y N_R), y una fuente de ruido que afecta por igual a ambos canales N_c que introduce correlación entre los canales. Se implementó el siguiente algoritmo que sustrae el ruido correlacionado: $R_f = R_i - \alpha L_i$, donde R_i y L_i son las imágenes derechas e izquierda respectivamente. La resta de las imágenes se realiza pixel a pixel con aquellos que fueron leídos simultáneamente. El parámetro α se ajusta de forma de minimizar la varianza de los píxeles de overscan del lado derecho. En la figure 2.12b se muestra la desviación estandar de los píxeles del overscan de una serie de imágenes antes y después de aplicar el algoritmo de sustracción de ruido correlacionado, obtenida por un ajuste de una gaussiana. Como se puede observar, se logra una reducción de al menos un 20% en el ruido de lectura y como se indica con el parámetro χ^2/NDF del ajuste, la distribución final resulta más gaussiana.

Finalizada la sustracción de ruido correlacionado, se realiza la extracción de los eventos. En la figura 2.13 se esquematiza el método de extracción. Se procede con el siguiente criterio: todos el conjunto conexas de píxeles con más de 4σ (σ es la desviación estandar del ruido de lectura) se consideran que tienen carga y forman un **evento**. A ese conjunto, se le agregan todos los píxeles vecinos con más de 3σ para obtener el conjunto final de píxeles del evento. En la figura 2.14 se muestran algunos eventos de ejemplo. 4σ define el umbral mínimo de detección, y por lo tanto es necesario reducir el ruido de lectura para disminuir el nivel de umbral, tema que sera abordado en los capítulos 4 y 5.

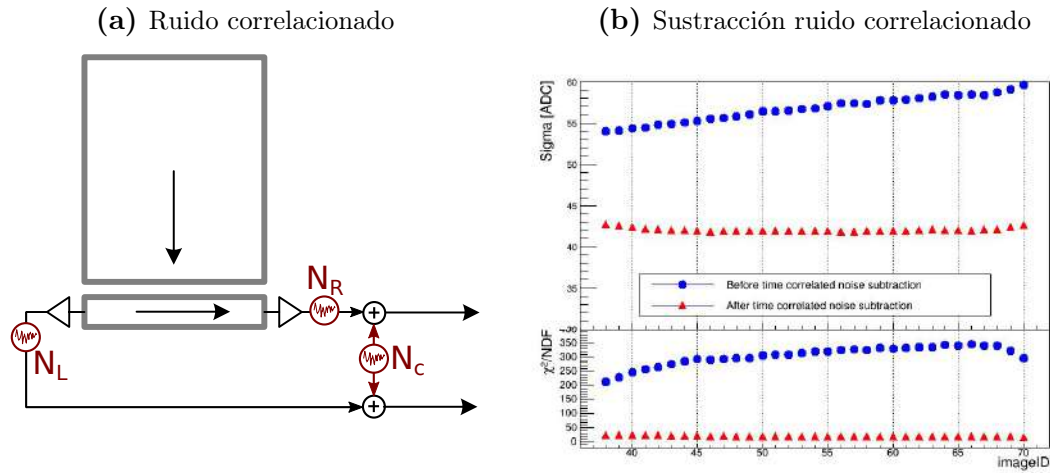


Figura 2.12: Como se esquematiza en (a) cada canal es afectado por una fuente de ruido independiente, y ambos por una fuente común que introduce correlación entre ambos. En (b) se puede ver que luego de aplicar el algoritmo de sustracción, el ruido se reduce al menos un 20% y la distribución final resulta más gaussiana.

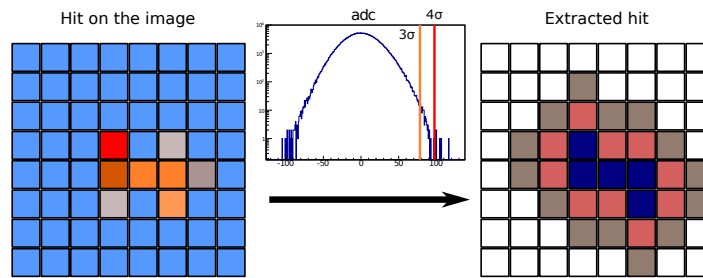


Figura 2.13: A la izquierda se muestra un hit en una imagen. Todos los píxeles conexos con un valor mayor a 4σ forman un eventos, píxeles azules de la imagen derecha. Se agregan los píxeles vecinos con más de 3σ (píxeles en bordo) para obtener el conjunto final de píxeles del evento.

2.5. Calibración de la ganancia

En el diagrama de bloques de la figura 2.15 se sintetiza el proceso de adquisición de una imagen con un CCD. Solo una fracción de la energía de la partícula es convertida en ionización del silicio, lo cual depende de diversos factores: tipo de partícula, mecanismo de interacción, energía de la partícula, etc. La cantidad de energía de ionización necesaria para producir un par electrón-hueco depende de la temperatura. En promedio a 120 kelvin se necesitan 3.77 eV [15]. En el circuito de salida del CCD, la carga del colectada por el pixel es convertida a tensión. Los CCD utilizados en DES tienen una sensibilidad de $3.5 \mu\text{V}/e^-$ [35]. En la cadena de adquisición la señal de video es multiplicada y procesada por el CDS. Ambas etapas serán presentadas en detalle en el capítulo 4. Luego, la salida del CDS es convertida a un valor digital por un ADC. En esta sección se describirán dos métodos de calibración que permiten determinar la ganancia del sistema, es decir a cuántas unidades de ADC equivale un electrón. Uno de los métodos es utilizando rayos X, y el otro con muones.

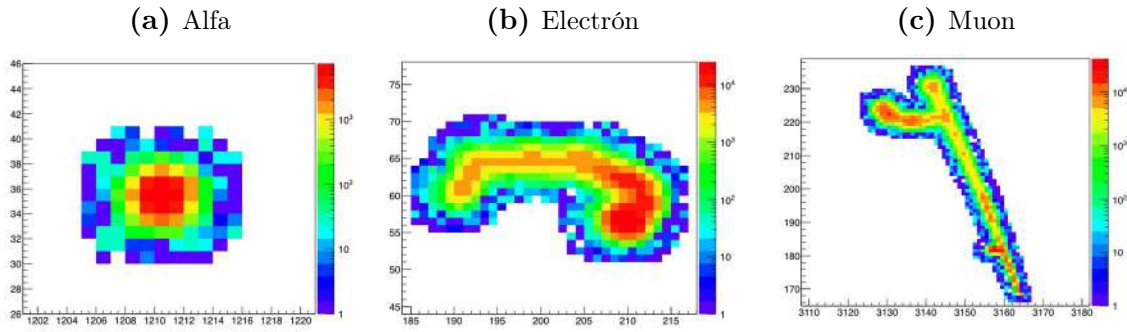


Figura 2.14: Ejemplos de eventos extraídos de las imágenes: (a) fue producido por una partícula alfa y su forma esta definida por el efecto plasma [36]. (b) fue producido por un electrón y el extremo más intenso corresponde al pico de Bragg. En (c) se muestra el evento producido por un muon, en donde se pueden ver dos electrones- δ .

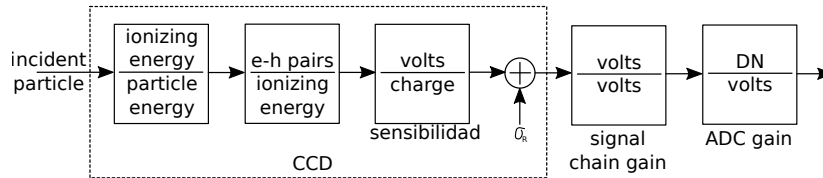


Figura 2.15: Cadena de adquisición de una imagen. La partícula incidente interactúa con el silicio del CCD. Parte de su energía es convertida en pares electrón-hueco. En promedio, a 120 kelvin son necesarios 3.77 eV por par e-h. En el circuito de salida del CCD la carga es convertida a tensión. En la cadena de adquisición es amplificada y procesada por el CDS. Al final, es digitalizada por el ADC.

2.5.1. Utilizando rayos X

Los rayos X entre 100 eV y 10 keV interactúan con el silicio por efecto fotoeléctrico [37]. Su energía es totalmente absorbida por alguno de los electrones de ligadura del silicio (foto-electrón), el cual produce la ionización restante [34]. En este tipo de interacción, la energía transferida en ionización es el 100 % [34, 38]. Por lo tanto, un rayo X de 5.9 keV producirá 1565 pares e-h en silicio a 120 kelvin.

La técnica standard para calibrar una cámara con CCD es utilizar rayos X [34]. Se expone el CCD a una fuente, típicamente de ^{55}Fe , y luego se realiza un espectro de la carga de los eventos. La carga de los eventos se obtiene sumando el valor de todos sus píxeles, y en este punto se encuentra en unidades arbitrarias. Con el espectro resultante se identifica el pico correspondiente al rayo X, al cual se le estima su posición media y se la hace corresponder con el número promedio de electrones generados por los rayos X para obtener la ganancia.

Durante las pruebas de la cámara no se contaba con una fuente de rayos X de baja energía, por lo que se acudió a los rayos X de la fluorescencia del cobre. Como se puede ver en la figura 2.16a y en las fotos 2.9a, se instaló una lamina de cobre frontal al CCD y mediante una fuente de rayos γ de ^{60}Co se estimuló su fluorescencia. Con una fuente de rayos X de baja energía sería necesario romper el vacío, y realizar su instalación

interna para poder calibrar, en cambio la fuente de ^{60}Co es externa a la cámara lo cual ofrece una ventaja práctica. En la figura 2.16b se muestra el espectro resultante. Se distinguen cuatro picos, los rayos X K_{α} y K_{β} de la fluorescencia del cobre, y los rayos X K_{α} de la fluorescencia del itrio y silicio. El itrio se encuentra en una lamina de AlN (*Aluminium Nitride*) sobre la que se encuentra montado el CCD [20, 39, 40].

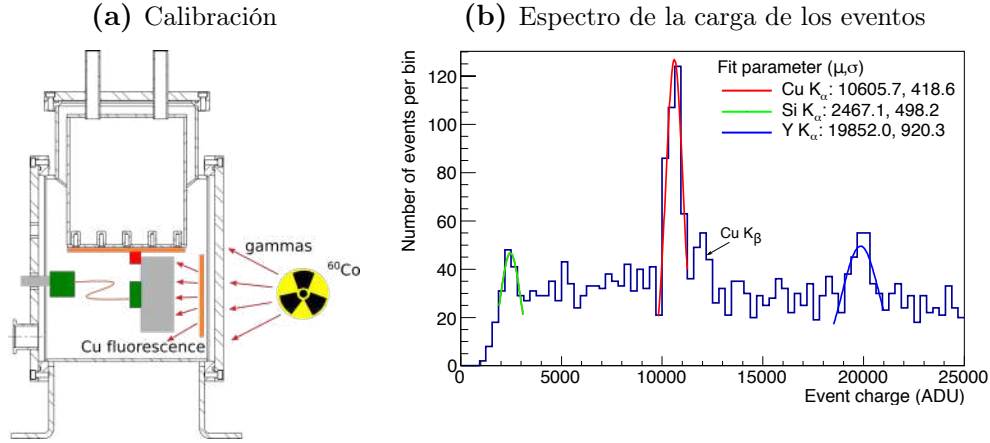


Figura 2.16: a) para realizar la calibración de la cámara, se utilizaron los rayos X emitidos por la fluorescencia del cobre. Se estimuló la fluorescencia utilizando una fuente gamma de ^{60}Co externa a la cámara y por lo tanto no es necesario romper el vacío para efectuar la calibración. En (b) se muestra el espectro de carga de los eventos. Se pueden ver los picos correspondiente a los rayos X K_{α_1} de la fluorescencia del itrio, silicio y cobre. El último fue utilizado como fuente de calibración.

Se ajustó una función gaussiana con cada uno de los picos. Dos factores definen el ancho de los picos: la energía del rayo X a través del factor de Fano [34], y el ruido de lectura. Al computar la carga del evento se suman sus píxeles y el ruido de lectura de cada pixel se suma en cuadratura, entonces si el evento tiene N píxeles, la desviación introducida por el ruido de lectura en la medición de la carga sera $N\sigma_R^2$. En la tabla 2.1 se muestran las ganancias obtenidas con cada pico. Con el correspondiente al cobre se logra el menor error gracias a de la abundancia de eventos.

Tabla 2.1: Calibración con rayos X

Rayo X	Energía (eV)	pares e-h	carga media (ADC)	Ganancia (ADC/e ⁻)
Cu K_{α_1}	8047,78	2151,81	10695±27	4,97±0.01
Y K_{α_1}	14958,4	3967,74	19852±80	5.00±0.02
Si K_{α_1}	1739,98	461,53	2467±64	5.34±0.14

2.5.2. Utilizando muones

Los muones detectados con el CCD forman parte de lluvias de partículas originadas por rayos cósmicos que colisionan con núcleos en la atmósfera. Se los denomina muones

atmosféricos. Tienen energías cinéticas por encima de 0.1 GeV, que corresponde al rango de mínima ionización de los muones (MIP). Dada su energía, pueden atravesar miles de micrones de silicio sin detenerse, perdiendo poca energía, y por lo tanto, manteniendo un *stopping-power* dE/dx constante. Debido a su alta masa, comparada a los electrones, producen ionización en una trayectoria recta. En la figura 2.17a se muestra en rojo un ejemplo de trayectoria seguida por un muon. A medida que se generan los pares e-h, los huecos son arrastrados por el campo eléctrico hacia los pozos de colección de los píxeles en el *front-side* del CCD. En la imagen final, figura 2.17b, solo se accede a la proyección en el plano x-z de la trayectoria. Sin embargo, un extremo del evento es más delgado que el otro. El extremo delgado corresponde a ionización producida cerca de los pozos de colección (*front-side*). En cambio, el extremo grueso corresponde a la ionización producida cerca del *back-side* del CCD. Como se mostrará en el capítulo 3 esto se debe principalmente a la difusión de la carga a medida que es arrastrada por el campo eléctrico.

(a) Trayectoria de un muon en un CCD

(b) Proyección 2D en el plano x-z del muon

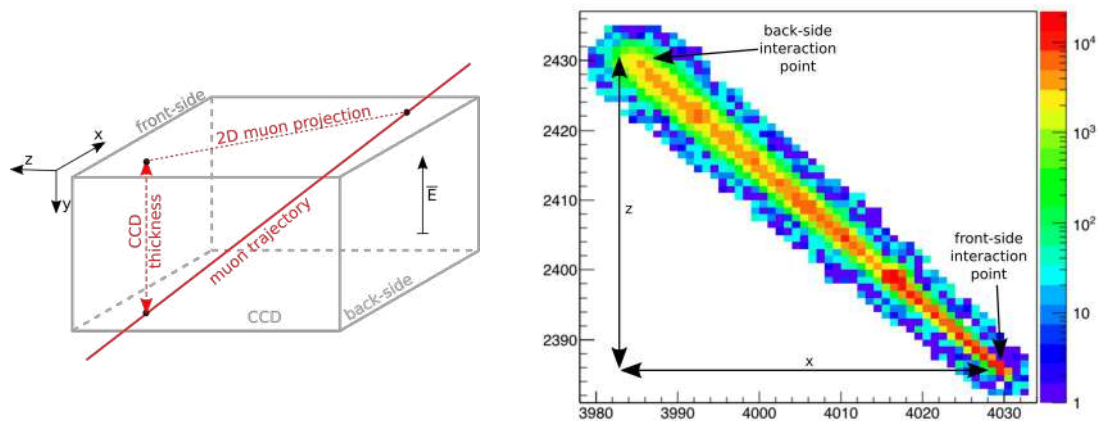


Figura 2.17: En la figura (a) se muestra la trayectoria seguida por un muon en un CCD. En la figura (b) se muestra la imagen obtenida, la cual corresponde a la proyección en el plano x-z de la trayectoria.

El largo de la trayectoria del muon se calcula por simple trigonometría, conociendo que el espesor del CCD es $250 \mu\text{m}$. Para descartar eventos generados por electrones con una traza similar a la de los muones, se aplicó un corte de longitud, rechazando los eventos con menos de $390 \mu\text{m}$ de largo. En la figura 2.18a se muestra la distribución de longitudes de los muones seleccionados. Durante la adquisición de los datos, la posición del CCD respecto al suelo fue vertical. El 90 % tiene una longitud menor de $800 \mu\text{m}$. En la figura 2.18b se muestra la distribución del *stopping-power* de los muones. Se obtuvo dividiendo la carga del muon (suma de todos sus píxeles) por la longitud. Esa distribución sigue una distribución de Landau-Vavilov-Bichsel. Para espesores delgados de

silicio (menos de $2000 \mu\text{m}$), la producción de electrones- δ introducen una dependencia del valor más probable (MPV por su nombre en inglés *Most Probable Value*) con el espesor [41–44]. Para una longitud entre $300 \mu\text{m}$ y $1600 \mu\text{m}$ el *stopping-power* es de $\approx 1.2 \pm 0.1 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$ (valor teórico) [44]. El valor anterior fue utilizado para obtener la ganancia del sistema, la cual resultó en $4.95 \pm 0.4 \text{ ADC}/e^-$, compatible con el valor obtenido con el rayo X $K_{\alpha 1}$ de la fluorescencia del cobre. El método podría ser implementado de forma más exacta aplicando cortes más restrictivos en la longitud de los muones, lo cual requeriría mayor tiempo de exposición para contar con una mayor cantidad de eventos.

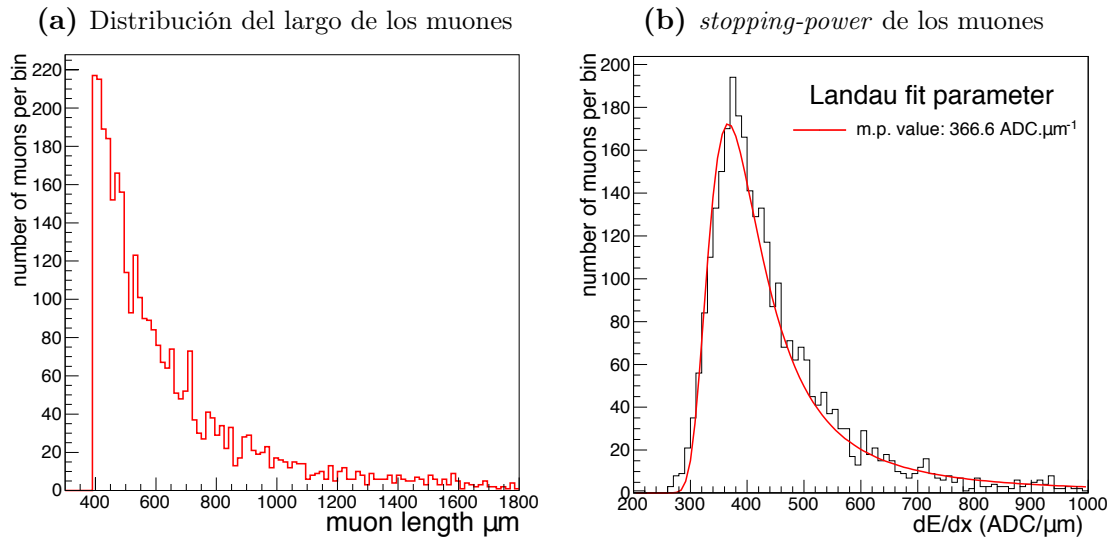


Figura 2.18: Distribución de longitudes de los muones detectados y de *stopping-power*. Es posible calibrar la ganancia de la cámara con el MPV de la función de Landau.

2.5.3. Ruido y corriente oscura post-calibración

Una vez obtenida la constante de calibración, se puede realizar una medición del ruido de lectura en e^-_{rms} utilizando los píxeles del *overscan*. Como se mencionó anteriormente, estos píxeles son expuestos solamente el tiempo de lectura de una línea. Si cada pixel es leído en $50 \mu\text{s}$ y una fila tiene 2048 píxeles, los píxeles de *overscan* son expuestos por $\approx 100 \text{ ms}$, que es un tiempo suficientemente corto para ser poco afectado por corriente oscura y pueden ser utilizados para estimar el ruido electrónico. En el capítulo 4 este tema será tratado en más detalle. El ruido de lectura depende del tiempo de integración T del CDS, duración de los estados 8 y 10 del ciclo de lectura de un pixel del registro horizontal de la figura 2.8b. En la figura 2.19 se muestra el resultado de la medición, antes y después de realizar la sustracción de ruido correlacionado. Se logra un mínimo ruido de $3.76 e^-$ con $24.5 \mu\text{s}$ de integración. Las conexiones a tierras de los diferentes componentes se describen en la sección 4.4. Por encima del tiempo

de integración correspondiente al mínimo ruido, el ruido aumenta debido al ruido de flicker ó $1/f$, efecto que será descrito en el capítulo 4.

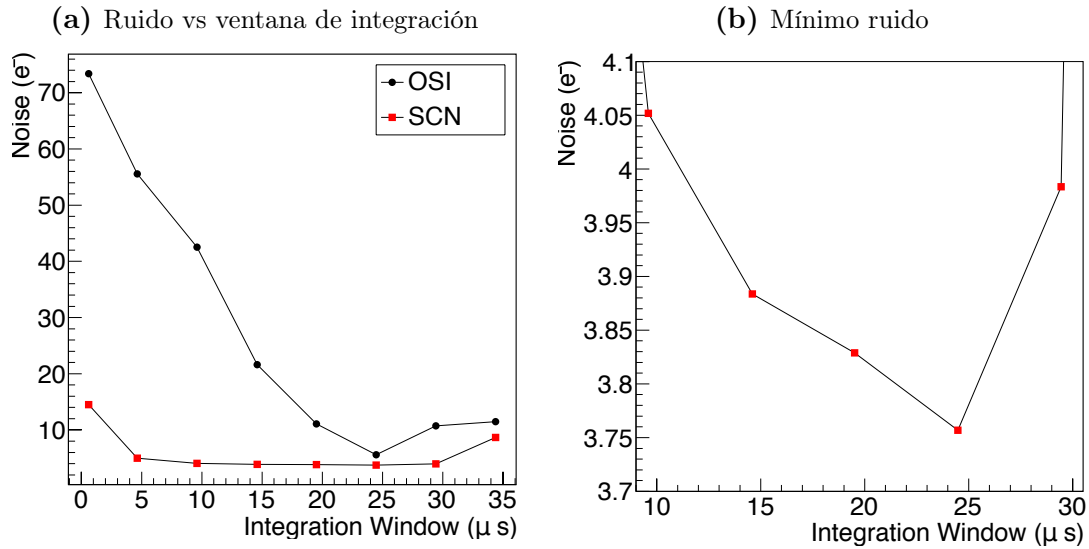


Figura 2.19: Ruido de lectura respecto al tiempo de integración del CDS. La medición se realizó ajustando con los píxeles de *overscan* una distribución gaussiana. En (a) la curva con puntos negros (OSI) corresponde al ruido de las imágenes luego de substraer el *overscan* y en rojo luego de substraer el ruido correlacionado, (b) corresponde a un zoom de (a). Se logra un mínimo ruido de $3.76 e^-$ para un tiempo de integración de $24.5 \mu s$.

Los píxeles pueden coleccionar carga generada por temperatura, denominada corriente oscura. Para *fully-depleted* CCD, la mayor fuente es el silicio depletado. La cantidad de carga coleccionada por cada pixel proveniente de corriente oscura depende de la temperatura y del tiempo de exposición, y tiene una distribución de Poisson que se agrega al ruido de lectura. En la figura 2.20a se muestra la distribución de carga de los píxeles del *overscan* y del área expuesta de la imagen. La no-gaussianidad en la distribución del *overscan* será tratada en el capítulo 4. Como se puede ver en la figura 2.20a la distribución de los píxeles de *overscan* se encuentra centrada en cero, mientras que la parte activa tiene un *bias* positivo respecto al *overscan* debido a la corriente oscura. La diferencia es de $\approx 1 e^-$. En la figura 2.20b se muestra el *bias* de una secuencia de imágenes a medida que el CCD es enfriado hasta 160 kelvin. En este caso, el CCD se expuso el tiempo de 500 segundos que tarda realizar su lectura. Se puede por lo tanto estimar que la corriente oscura es de $\approx 7.2 e^-/\text{pix}/\text{hora}$. El mismo método fue aplicado durante la caracterización en el laboratorio de los detectores de $675 \mu m$ del experimento CONNIE-100 g.

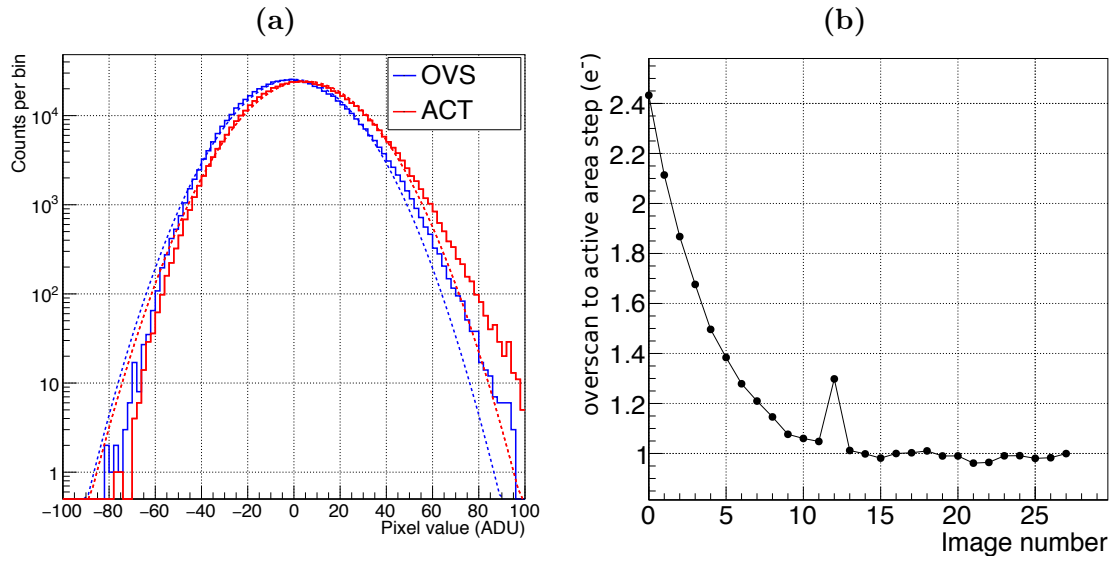


Figura 2.20: En (a) se muestra la distribución de los píxeles del *overscan* (OVS) y área activa (ACT). El área activa tiene un *bias* positivo introducido por la corriente oscura. En (b) se muestra la evolución del *bias* de una secuencia de imágenes. El mismo decrece hasta que la temperatura se estabiliza en 160 kelvin. El pico en la imagen 12 de la secuencia es debido a que hay un evento (muon) en la región de píxeles utilizada para obtener la distribución del área activa.

2.6. Aplicación en neutrografía

Como se mostró anteriormente, los CCD estudiados tienen una área activa de $3 \times 6 \text{ cm}^2$ con 2048×4096 píxeles de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ y pueden detectar partículas cargadas. Estas características motivaron su aplicación como detector de neutrones sensible a posición para aplicaciones en neutrografía de alta resolución. Con la cámara desarrollada, se puso en práctica una técnica novedosa de neutrografía, cuyo principio de funcionamiento se sintetiza en la figura 2.21a. Una lámina de boro enriquecido con ^{10}B se coloca en frente del CCD y el objeto a neutrografiar se pone entre la fuente de neutrones y el CCD. Algunos neutrones de la fuente son absorbidos o dispersados por el objeto, mientras que los otros alcanzan la lámina de boro. Luego de la reacción nuclear $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, alguna de las partículas cargadas pueden dejar la lámina de boro y ser detectadas por el CCD. En la imagen adquirida, es posible observar la forma del haz transmitido.

Se realizó una prueba preliminar de la técnica mediante partículas alfa. Se expuso el CCD a una fuente de ^{241}Am que emite partículas α de 5.5 MeV. Entre la fuente y el CCD se colocó una lámina de papel con un calado del logo del Instituto Balseiro. El resultado se muestra en la figura 2.21b. Los puntos negros de gran tamaño son las partículas alfa que no fueron frenadas por el papel. Los puntos negros pequeños corresponden a eventos de rayos X de 59 keV emitidos por la fuente, ya que algunos de ellos pudieron atravesar el papel.

Se realizó finalmente una prueba sin colocar la lamina de boro directamente sobre

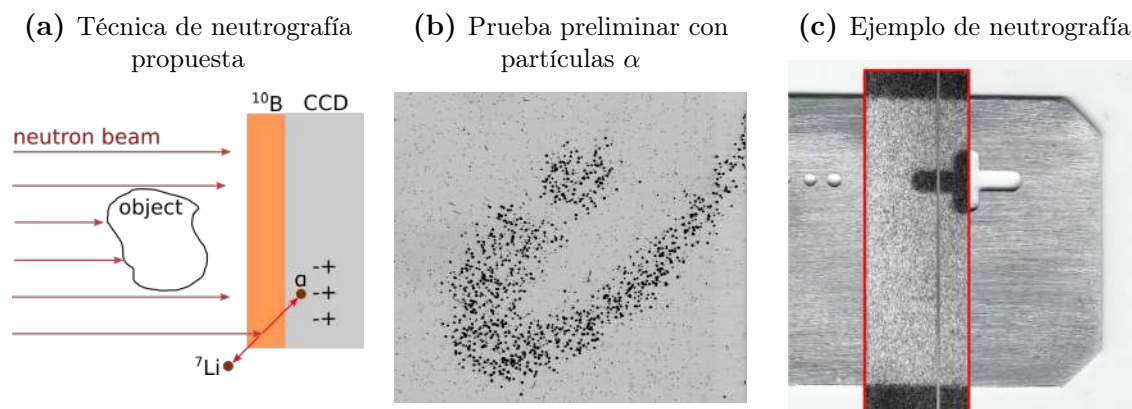


Figura 2.21: En (a) se muestra la técnica de neutrografía propuesta. En (b) se muestra una prueba preliminar con partículas alfa de una fuente de ^{241}Am . La figura (c) es un montaje que muestra un resultado obtenido con la técnica. El objeto neutrografiado es una lamina de cadmio con un calado similar a una cerradura. La imagen obtenida con el CCD es la parte resaltada en el rectángulo rojo. Los neutrones pasan por la zona calada (fracción de la cerradura), interactúan con el boro y se emiten las partículas alfa. Algunos neutrones logran atravesar la lamina de cadmio y se pueden ver algunos puntos negros en la imagen del CCD en esa región.

el CCD, sino que fue electro-depositada en una lamina de 2 mm de aluminio, con un espesor de $2.07 \pm 0.8 \mu\text{m}$. Luego fue instalada a $\approx 1 \text{ mm}$ de la cara expuesta del CCD (*back-side*). Se utilizó una fuente de $^{241}\text{AmBe}$ que emite neutrones rápidos, los cuales fueron moderados con una lamina de 3.8 cm de polietileno. Se agregó una pared de 5 cm de plomo para atenuar sus rayos γ . En la imagen 2.21c se muestra un ejemplo de imagen adquirida, donde el objeto neutrografiado es una lámina de cadmio con una caladura con la forma de una cerradura.

Si la lámina de boro es muy fina se pierde eficiencia a la detección de neutrones, y si es muy gruesa se atenúa el flujo de neutrones y las partículas alfa generadas son absorbidas por el mismo boro antes de llegar al CCD. Mediante simulaciones se obtuvo un espesor óptimo de $2 \mu\text{m}$. La resolución del sistema es igual a la distancia mínima necesaria para diferenciar en la imagen dos eventos de partículas alfa. El tamaño del evento depende del efecto plasma [36]. El tamaño de una partícula alfa de 1.77 MeV (emitida en la reacción $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$) es de 1.5 píxeles RMS. Entonces, si la partícula alfa llega al CCD con toda su energía, la resolución mínima del sistema será de al menos tres veces el tamaño del evento, es decir $70 \mu\text{m}$.

2.7. Conclusiones

En este capítulo se presentó una descripción detallada de CCDs *fully-depleted*, cuya realización es posible utilizando silicio de alta resistividad. Pueden ser utilizados con tensiones de sustrato de más de 40V, y así depletar todo el volumen de silicio junto con los *channel-stop*. Cada pixel tiene tres fases, cuyas tensiones son controladas para

desplazar la carga pixel a pixel. El registro horizontal puede ser leído por ambos extremos o por uno solo. En ese último caso, la señal de video del extremo por el que no se lee la carga es adquirida para muestrear el ruido correlacionado entre los canales.

Se desarrolló una cámara de vacío para operar este tipo de detectores en el Centro Atómico Bariloche. Se optimizó el contacto térmico para alcanzar una temperatura mínima de 120 kelvin en dos horas. Para proveer las señales de control y digitalizar las señales de video, se utilizó un sistema de lectura provisto por la empresa Astro-Cam, el cual fue instalado y operado con éxito. Se lograron probar distintos detectores de $250\ \mu\text{m}$ de espesor, utilizados en DES y en las versiones de ingeniería de DAMIC y CONNIE.

Se realizó una calibración de la ganancia de los CCD utilizando los rayos X de la fluorescencia del cobre e itrio. La fluorescencia fue estimulada mediante una fuente de rayos gamma externa a la cámara. Se exploró la idea de utilizar muones como fuente de calibración. El resultado fue cercano al obtenido con rayos X. Se realizó un barrido en el tiempo de integración del CDS para determinar el mínimo ruido de lectura, el cual resultó en $3.7\ e^-$ para un tiempo de integración de $24.5\ \mu\text{s}$. Se realizó una medición de corriente oscura y la caracterización en el laboratorio de los CCD de $675\ \mu\text{m}$ utilizados por CONNIE 100 g.

Con el sistema desarrollado, se demostró exitosamente una técnica novedosa de neutrografía que utiliza una lámina de boro sobre el CCD como material conversor de neutrones a partículas cargadas. Se proyecta utilizar el sistema en micro-neutrografía de alta resolución en el reactor nuclear RA6, y para una calibración de QF de *nuclear-recoils* utilizando iones de silicio.

En el siguiente capítulo se aborda un análisis detallado de las imágenes producidas por eventos puntuales, y en los siguientes se aborda el problema de la reducción del ruido electrónico de lectura.

Capítulo 3

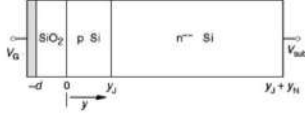
Eventos Puntuales en *Fully Depleted* CCDs

Partículas como fotones y electrones de baja energía, gammas y neutrones también pueden producir eventos similares a WIMP y neutrinos, por lo que constituyen eventos de fondo para los experimentos. Tanto en DAMIC como en CONNIE debido a la falta de resolución temporal de los CCD, no se pueden aplicar técnicas activas de reducción de eventos de fondo, y por lo tanto es necesario recurrir a técnicas pasivas. En particular electrones y fotones de baja energía tienen una sección eficaz grande en silicio, y por lo tanto interactúan en los primeros pocos micrones desde la superficie del CCD. Por otro lado, los WIMP y neutrinos pueden interactuar en cualquier posición del silicio con igual probabilidad. Entonces, al rechazar los eventos en los primeros y últimos micrones del CCD, se producirá un incremento de la SBR (relación Signal-to-Background). En este capítulo se explicará como se forman las imágenes producidas por este tipo de eventos, para lo cual se presentará su modelo físico y simulación. Se presentará un estimador de máxima verosimilitud (MLE) para reconstruir los parámetros de los eventos. Se analizará el problema de estimar la profundidad de eventos puntuales utilizando su imagen bi-dimensional producida, para lo cual se presentarán dos métodos, uno de ellos que utiliza rayos X colimados y el otro utilizando muones. El resultado de los métodos es una curva tamaño-profundidad de eventos puntuales que permite aplicar cortes en profundidad, y luego conocer la masa final expuesta.

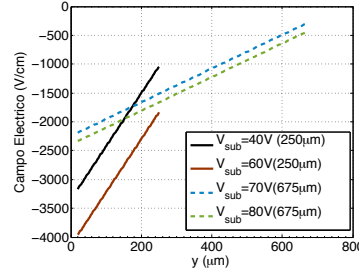
3.1. Imagen producida por eventos puntuales

La figura 3.1a muestra la estructura de una fase del CCD [35]: d es el espesor del óxido $\approx 0.1 \mu\text{m}$, y_J el espesor del canal $\approx 1 \mu\text{m}$, y_N es el espesor del CCD, que puede ser de $250 \mu\text{m}$ ó $675 \mu\text{m}$ dependiendo de la generación de CCD. Los niveles de dopado del sustrato dependen de la resistividad del silicio con que se fabricó el CCD.

(a) Corte transversal de una fase del CCD [35]



(b) Campo eléctrico



(c) Potencial

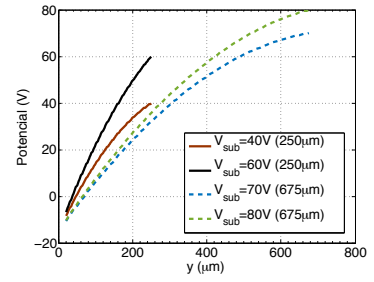


Figura 3.1: Corte transversal de la fase de un pixel del CCD. Campo eléctrico y potencial a lo largo de la fase para un CCD de $250\ \mu\text{m}$ y $675\ \mu\text{m}$. Se calcularon con las ecuaciones 3.1 y 3.2, para las tensiones de sustrato V_{sub} típicas de operación de estos dispositivos. Se tomó $N_D = 6 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$ para el CCD de $250\ \mu\text{m}$ y $N_D = 1,9 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$ para el CCD de $675\ \mu\text{m}$, y $N_A = 0,9 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$ en ambos casos.

Para $y_N = 250\ \mu\text{m}$, $N_D < 6 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$, y para $y_N = 675\ \mu\text{m}$, $N_D < 1,9 \times 10^{11}\ \text{cm}^{-3}$. Una vez aplicada la tensión de sustrato y alcanzada la condición de vaciamiento, se pueden resolver las ecuaciones de Poisson para obtener el campo eléctrico y potencial a lo largo de la fase (eje y) del CCD [35]. Las ecuaciones 3.1 y 3.2 son el campo eléctrico y potencial respectivamente, validas para $y > 20\ \mu\text{m}$. Para $y < 20\ \mu\text{m}$, se empieza a formar el pozo de recolección y el campo pierde linealidad. Las figuras 3.1b y 3.1c muestra el campo eléctrico y potencial de un CCD de $675\ \mu\text{m}$ y $250\ \mu\text{m}$ de espesor respectivamente, para distintos valores de tensión de sustrato.

$$E(y) = \frac{qN_D}{\epsilon_{SI}}(y - y_J) + E_J \quad (3.1)$$

$$V(y) = V_J - \frac{qN_D}{2\epsilon_{SI}}(y - y_J)^2 - E_J(y - y_J) \quad (3.2)$$

$$E_J = \frac{V_G - V_{FB} - V'_{SiO_2} - V'_p - V'_n - V_{sub}}{y_N + y_J + \left(\frac{\epsilon_{Si}}{\epsilon_{SiO_2}}\right)d} \quad V_J = V_{sub} + \frac{qN_D y_N^2}{2\epsilon_{Si}} + E_J y_N$$

$$V'_{SiO_2} = \frac{qN_A y_J d}{\epsilon_{SiO_2}} \quad V'_p = \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} y_J^2 \quad V'_n = \frac{qN_D}{2\epsilon_{Si}} y_N^2$$

V_{FB} se denomina tensión de banda plana, define la transición entre los regímenes de acumulación y vaciamiento del MOS, depende de las funciones de trabajo del gate y del sustrato y toma un valor alrededor de $\approx 0.7\ \text{V}$. Para este caso, en que el MOS se encuentra totalmente vaciado y lejos del régimen de acumulación, V_{FB} se considera nula. N_A es el dopado del canal tipo p que para el caso de los CCD utilizados en esta tesis es $N_A \approx 0,9 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$.

En los experimentos DAMIC y CONNIE se plantea la utilización del silicio de CCDs como material de blanco para la detección de WIMPs y neutrinos respectivamente. Se espera que un WIMP o neutrino interactue con alguno de los núcleos de silicio

mediante una colisión elástica. Ocurrida la colisión, el retroceso del núcleo produce los pares e-h. La energía transferida al núcleo es menor 10 keV [6] y dependiendo del QF a esa energía, solo una fracción se convierte en pares e-h [16]. Para obtener el rango del retroceso nuclear, se modela su comportamiento por el de un ion de silicio que se mueve en silicio. En la figura 3.2 se muestra el resultado de simular con el programa SRIM [45] la ionización producida en silicio por iones de silicio de 10 keV. El rango obtenido de los iones es inferior a $0.05 \mu\text{m}$, y todos los pares e-h se encuentran generados dentro de una esfera de diámetro inferior a $0.05 \mu\text{m}$. Debido a que el tamaño del evento es mucho menor que la resolución del CCD (píxeles $15 \times 15 \mu\text{m}^2$) se los denomina **eventos puntuales**. Una vez generados los pares e-h, los huecos son arrastrados por el campo eléctrico en el CCD hacia los pozos de colección de los píxeles, que luego son leídos para formar la imagen. En la figura 3.3, se puede ver un ejemplo de la imagen producida por tres eventos puntuales con diferente carga.

Los rayos X interactúan con el silicio mediante efecto fotoeléctrico [37]. Toda la energía E_X del rayo X es absorbida por un electrón que sale liberado con una energía $E_{e^-} = E_X - E_B$, donde E_B es la energía de ligadura del electrón al átomo. El electrón que sale liberado produce la ionización restante. Tanto teórica como experimentalmente, la ionización en Si de electrones de menos de 10 keV ocurre en menos de $0.1 \mu\text{m}$ [46–48]. La vacancia dejada por el electrón puede llenarse de dos maneras, por efecto Auger o por el decaimiento de un electrón de bandas superiores emitiendo un fotón de energía característica del silicio [34, 48]. En la figura 3.4 se muestra el resultado de simular la interacción de electrones de 10 keV en silicio con el programa CASINO [49]. Los electrones tienen un rango de hasta $1.3 \mu\text{m}$ pero el 90 % de los pares e-h son generados en menos de $0.2 \mu\text{m}$, de forma similar a los retrocesos nucleares. Lo anterior permite utilizar los rayos X como partículas de prueba para caracterizar la imagen producida por eventos puntuales.

Como se esquematiza en la figura 3.5a, una vez que los pares e-h son generados, el campo eléctrico los separa evitando su recombinación y los huecos son arrastrados hasta los pozos de recolección de los píxeles. Los electrones van hacia el terminal de sustrato a través del contacto n++. Además del desplazamiento en la dirección del campo eléctrico, los huecos experimentan movimiento transversal debido al proceso de difusión y repulsión de carga que serán tratados más adelante, y la carga del evento queda **dispersada en varios píxeles**, produciendo una imagen como las de la figura 3.3. El tiempo en que los huecos tardan en ser recolectados es denominado tiempo de colección t_c .

La velocidad $v_h(y)$ a la que se mueven los huecos es proporcional al campo eléctrico. Ambos están relacionados por parámetro μ_h denominado movilidad: $v_h(y) = \mu_h E(y)$. Para concentraciones de impurezas debajo de 10^{12}cm^{-3} , en donde hay una impureza por cada 10^{10} átomos de silicio, la movilidad μ_h es independiente de las impurezas,

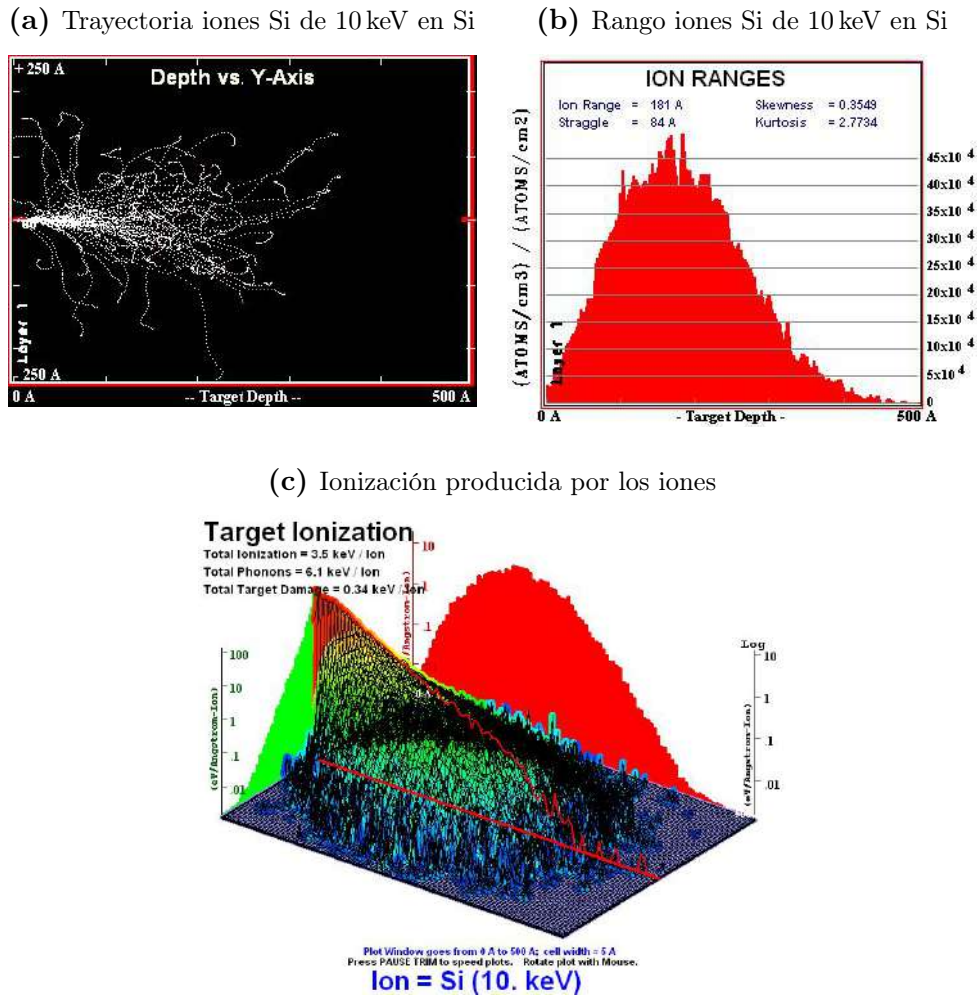


Figura 3.2: Resultados de la simulación con el programa SRIM [45] de la interacción de 10000 iones de Si de 10 keV en Si. En (a) se puede ver la trayectoria seguida por 100 de los iones. En (b) se muestra la distribución del rango de los 10000 iones de Si. Como se observa, no superan $0.05 \mu\text{m}$. En (b) se muestra la distribución de la ionización producida por los iones. Como se observa, los pares e-h se encuentran generados en una esfera de diámetro $0.05 \mu\text{m}$. De la simulación también se puede obtener que en promedio 3.5 keV por ion ionizan ($\approx 900 e^-$), el resto de la energía del ion es disipada en forma de fonones y colisiones con otros núcleos de la red.

y se puede considerar que los huecos se mueven por silicio intrínseco [50, 51]. Para valores de campo eléctrico debajo de 500 V/cm , la velocidad crece en forma lineal con el campo, y se dice que el material tiene un comportamiento óhmico, en donde la movilidad es independiente del valor de campo eléctrico y solamente depende de la temperatura. En [51] se propone un modelo empírico dado por: $\mu_h = 1,35 \times 10^8 T^{-2,20}$, que es la curva azul de la figura 3.5b. Para valores de campo eléctrico superiores a 1000 V/cm , el material se aleja del comportamiento óhmico y aparece una dependencia de la movilidad con el campo eléctrico [51–55]. En [53] se propone una relación empírica, ecuación 3.3, que aproxima los datos experimentales para temperaturas entre 77 y 430 kelvin y valores de campo eléctrico $< 50 \text{ kV/cm}$. Como se indica en la figura 3.1b, dependiendo de la tensión de sustrato, el campo eléctrico en el CCD puede variar entre

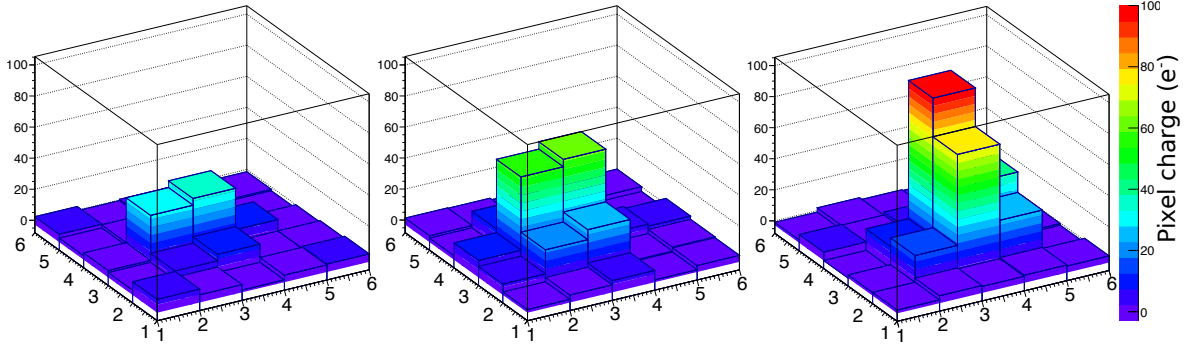


Figura 3.3: Ejemplo de imágenes producidas por eventos puntuales de diferente energía a $250 \mu\text{m}$ de profundidad. De izquierda a derecha: 100, 200 y 300 e^- .

dos valores extremos. Para los CCD de $250 \mu\text{m}$ con tensión de sustrato de 40 V, el campo eléctrico se encuentra entre 1000 V/cm y 3000 V/cm , haciendo que la movilidad dependa del campo eléctrico.

$$\mu_h = \frac{1,31 \times 10^8 T^{-2,2}}{\left[1 + \left(\frac{E}{1,24 T^{1,68}}\right)^{0,46 T^{0,17}}\right]^{1/(0,46 T^{0,17})}} \quad (3.3)$$

En la región de campo eléctrico en el CCD, se propone aproximar la relación entre campo y velocidad de desplazamiento con la función lineal de la ecuación 3.4, que se muestra en la figura 3.6a.

$$v_h(y) = v_0 + \mu'_h E(y) \approx 9,61 \times 10^5 \frac{\text{cm}}{\text{s}} + 1482 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} E(y) \quad (3.4)$$

El tiempo t_c en que tarda un hueco en desplazarse desde una posición y_i hasta el pozo de recolección en $y = y_J$, se obtiene resolviendo la ecuación 3.5, donde se reemplazó $E(y)$ de la ecuación 3.4 por la ecuación 3.1. En la ecuación 3.6 se muestra el resultado. $v(y_J)$ es un valor representativo de la velocidad del hueco en la posición del pozo de recolección si el campo continuará siendo lineal hasta ese punto.

$$\int_{y_i}^{y_J} \frac{1}{v_0 + \mu'_h E_J + \frac{\mu'_h q N_D}{\epsilon_{Si}} (y - y_J)} dy = \int_{t=0}^{t_c} dt \quad (3.5)$$

$$t_c = -\frac{\epsilon_{Si}}{\mu'_h q N_D} \ln \left[1 + \frac{\mu'_h q N_D}{(v_0 + \mu' E_J) \epsilon_{Si}} (y_i - y_J) \right] \quad (3.6)$$

A medida que los huecos son desplazados por el campo eléctrico, sucesivas colisiones con los fonones e impurezas de la red les imparte un movimiento Browniano en dirección transversal al campo eléctrico [56, 57]. Este movimiento Browniano genera un desplazamiento neto de carga de la zona de más alta hacia la zona de más baja concentración, que se denomina difusión y es un proceso aleatorio. Para un hueco con movimiento Browniano y posición inicial (μ_x, μ_z) , la posición (X, Z) que tendrá

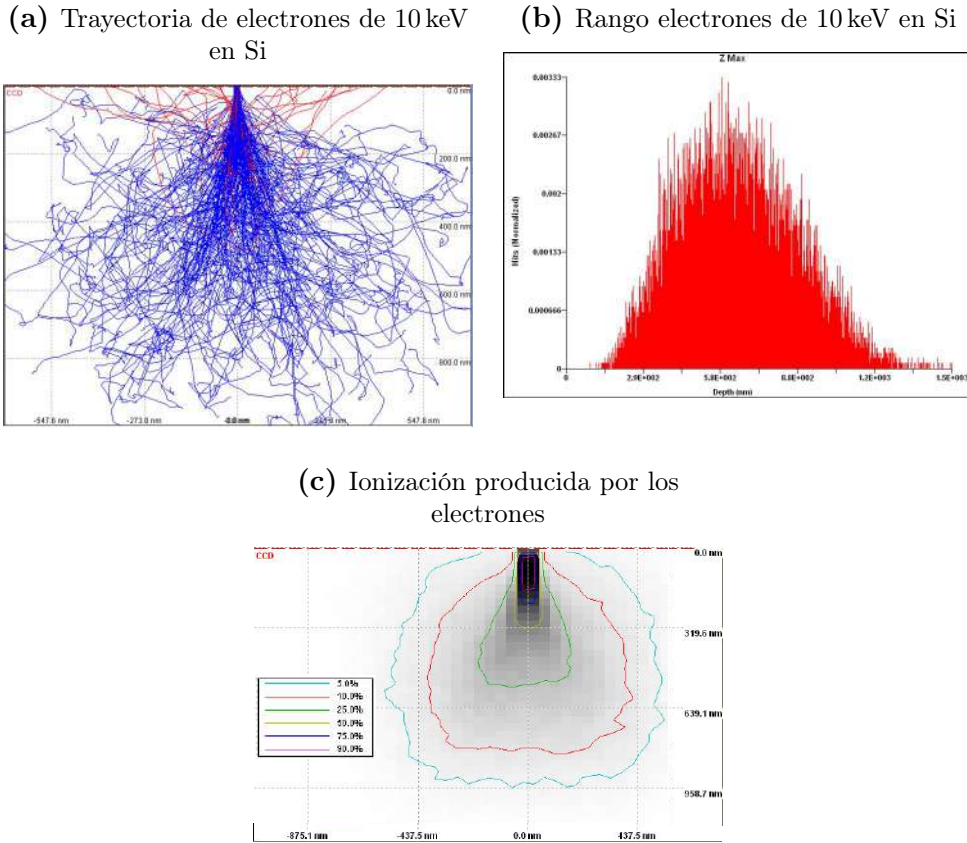


Figura 3.4: Simulación de 20000 electrones de 10 keV en silicio con el programa CASINO [49]. En (a) en azul se muestra la trayectoria seguida por 200 electrones. En (b) se muestra el rango de los electrones, llegando a un máximo de $1.2 \mu\text{m}$. En (c) se ve la distribución espacial de la ionización producida por los electrones. El 90% de la energía es liberada en forma de pares e-h en menos de $0.2 \mu\text{m}$, de manera similar a los retrocesos nucleares

a un instante t_c se modela con una variable aleatoria con distribución normal bivariable dada por la ecuación 3.8 [58], donde la varianza está dada por la ecuación 3.7, D_h se denomina constante de difusión de los huecos. D_h depende de la temperatura T del semiconductor y la movilidad μ_h de los huecos por la ecuación 3.9 (relación de Einstein)[59].

$$\sigma_D^2 = 2D_h t_c \quad (3.7)$$

$$f_{(X,Z)}(x, z) = \frac{1}{\sigma_D^2 2\pi} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2 + (z-\mu_y)^2}{2\sigma_D^2}} \quad (3.8)$$

$$D_h = \frac{k_B T \mu_h}{q} \quad (3.9)$$

Está bien establecido que uno de los factores que afectan la dispersión de la carga en *fully-depleted* CCDs es la difusión [35, 60–67]. En *silicon-drift detectors* (SDD) y en pnCCD, además de la difusión, la repulsión de carga es tomada en cuenta cuando se

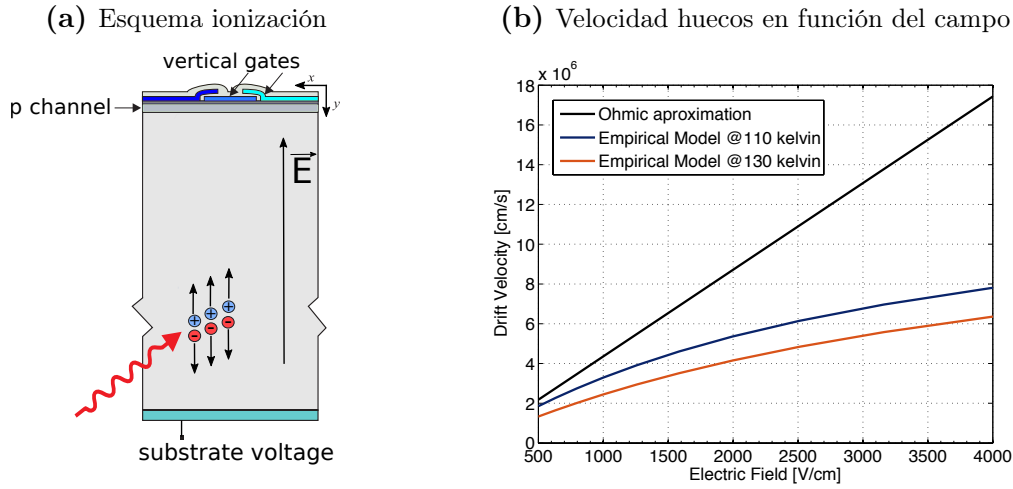


Figura 3.5: Como se indica en la figura (a), una vez generada la carga, los huecos son arrastrados por el campo eléctrico hacia los pozos de colección de los píxeles. En (b) se muestra la velocidad de desplazamiento de los huecos en silicio intrínseco a 110 y 130 kelvin (temperatura a la que se operan los CCD) en función del campo eléctrico. Para valores de campo eléctrico superiores a 500 V/cm, el material deja de tener un comportamiento óhmico.

los emplea en detección de rayos X y en la reconstrucción del *vertex* en experimentos con aceleradores de partículas [57, 68–72]. Como se demostrará en secciones siguientes con simulaciones y evidencia experimental, el efecto de la repulsión de carga no puede ser ignorado para el caso de los *fully-depleted* CCDs. Al ser generados los pares e-h, y separados los huecos de los electrones por el campo eléctrico, los huecos pueden ser tratados como una nube de carga de huecos libres donde existe interacción Coulombiana entre ellos. El campo eléctrico que producen los N huecos del evento sobre el hueco j en \vec{r}_j está dado por la ecuación 3.10.

$$\vec{E}(\vec{r}_j) = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i(\vec{r}_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon_{Si}} \sum_{i=1}^N q_i \frac{\vec{r} - \vec{r}_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \quad (3.10)$$

Una vez colectados los huecos en los píxeles, quedan distribuidos en el plano X-Z con una distribución gaussiana de desviación estándar σ_e debido al proceso de difusión. Al valor σ_e se lo denominará **tamaño del evento puntual** en la imagen. En la sección 3.3, se presentará un estimador de σ_e a partir del valor de los píxeles que abarca el evento. Para obtener en forma analítica σ_e es necesario resolver una ecuación diferencial estocástica que vincula los efectos de repulsión de carga y difusión, y al momento no tiene solución [72]. Para los propósitos de este trabajo no es necesario contar con tal expresión. Dado que σ_e está relacionado con el tiempo de colección t_c (ecuación 3.7), y como t_c depende de la profundidad y_j a la que ocurrió el evento (ecuación 3.6), entonces estimando σ_e desde la imagen es posible estimar y_j . En las secciones 3.5.2 y 3.6 se mostrarán dos métodos que permiten medir la curva que relaciona el tamaño σ_e y a profundidad de interacción y_j de eventos puntuales.

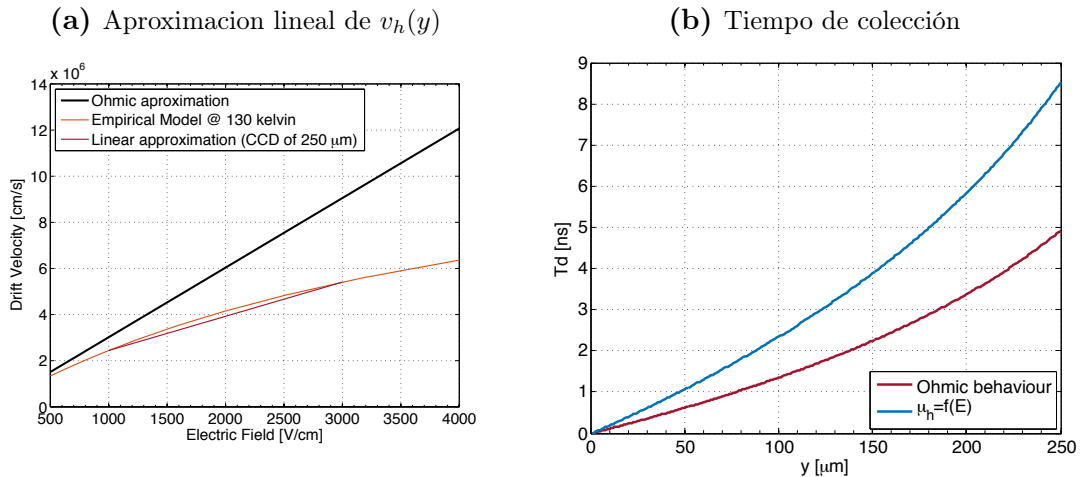


Figura 3.6: (a) Aproximación lineal de la velocidad de los huecos en función del campo eléctrico para un CCD de 250 μm . (b) Tiempo de colección de los huecos para un evento puntual a diferentes profundidades de un CCD de 250 μm con 40 V de V_{sub} . La carga de un evento puntual que ocurre a 250 μm es colectada en 8.7 ns.

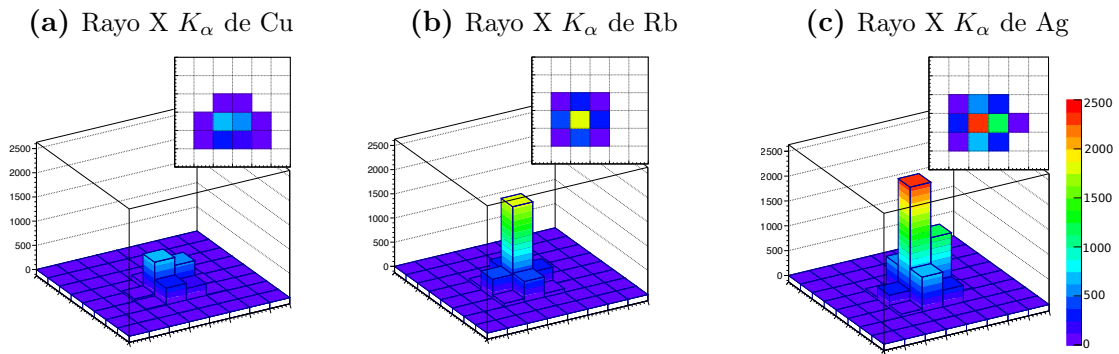


Figura 3.7: Imagen producida por tres rayos X que interactuaron próximos al lado de atrás del CCD ($y_j > 200 \mu\text{m}$). (a), (b) y (c), fueron producidos por el rayo X K_α de la fluorescencia del Cobre (Cu), Rubidio (Rb) y Plata (Ag) respectivamente. Las ionizaciones promedio en silicio de cada rayo X están en la tabla 3.1. Debido a la difusión y repulsión, la carga es dispersada varios pixeles.

3.2. Simulación de eventos puntuales

En esta sección se presenta un método de simulación numérica de imágenes producidas por eventos puntuales. Su objetivo es simular la expansión de la nube de carga generada por el evento puntual hasta que es colectada por los pozos de potencial de los píxeles. El método de simulación propuesto está basado en el trabajo [70], que trata sobre la simulación de la expansión de la nube de carga producida por partículas alfas en silicio.

El algoritmo de simulación consiste en los siguientes pasos:

1. En $t = 0$, la distribución de carga inicial del evento se aproxima con una distribución gaussiana tridimensional.

2. La segunda parte de la simulación es hacer evolucionar el tiempo de a pasos de Δt . En cada paso de tiempo se calcula:
 - a) El campo eléctrico $\vec{E}_{tot}(\vec{r}, t)$ sobre cada hueco, donde $\vec{r} = (x, y, z)$. \vec{E}_{tot} tiene dos contribuciones: el campo eléctrico estático en el CCD $\vec{E}_{stat}(\vec{r})$ dado por la ecuación 3.1, y el campo eléctrico dinámico $\vec{E}_{din}(x, y, z, t)$ producido por los otros huecos. Entonces $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{stat} + \vec{E}_{din}$.
 - b) Con $|\vec{E}_{tot}|$ y la temperatura T se calcula la movilidad μ_h de los huecos aplicando la ecuación 3.3.
 - c) La velocidad de cada hueco se obtiene aplicando: $\vec{v}_h = \mu_h \vec{E}_{tot}$.
 - d) El cambio de posición de los huecos al instante $t_{i+1} = t_i + \Delta t$, tiene dos componentes, una determinista Δs_{det} y otra aleatoria debida a la difusión Δs_{diff} . Δs_{det} está dado por $\Delta t \vec{v}_h$. Δs_{diff} es aleatorio con distribución gaussiana de $\sigma_D = \sqrt{2D_h \Delta t}$. D_h se calcula aplicando la ecuación 3.9, con la movilidad del comportamiento óhmico. Entonces $s_{i+1} = s_i + \Delta s_{det} + \Delta s_{diff}$.
3. Una vez que todos los huecos alcanzan la posición de los pozos de potencial, estimada a $1 \mu\text{m}$ del SiO_2 (ver figura 2.5a), la simulación termina.
4. La posición final de los huecos es utilizada para calcular la desviación estandar de la distribución final de los huecos en el plano (X,Z).

Como se mostró en la sección anterior, el tiempo de colección de los huecos es menor a 9 ns (figura 3.6b), por lo tanto para simular se utilizó un paso de Δt de 1 ps. El código de simulación se puede consultar en el apéndice C. En la figura 3.8 se puede ver la posición final de los huecos de tres eventos con distinta cantidad de carga originados a $250 \mu\text{m}$ y $50 \mu\text{m}$ de profundidad. El efecto de los píxeles es el de integrar el número de huecos por área de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ para producir imágenes como las de la figura 3.7. Se aplicó un test de hipótesis de Jarque-Bera [73] para verificar la distribución gaussiana de la posición final de los huecos, el mismo dio positivo.

En la figura 3.9 se muestra el resultado de la simulación para tres energías de rayos X que serán utilizadas en la sección 3.5.2. La simulación se realizó considerando solamente los efectos de la difusión, de la repulsión de carga y ambos. En 3.9a se puede ver que para el caso de un evento puntual producido por un rayo X de plata ($5926 e^-$) debajo de los 2.5 ns la expansión de la nube de carga esta dominada por los efectos de la repulsión de carga, luego, cuando la distancia entre los huecos ha aumentado, la expansión esta dominada por la difusión. Para el caso del rayo X de cobre ($2151 e^-$) la expansión es siempre dominada por los efectos de difusión. Si no se consideran los efectos de repulsión de carga y solo se tiene en cuenta la difusión, σ_e evoluciona independiente del número de huecos del evento puntual. Como la difusión modifica la distancia entre los huecos,

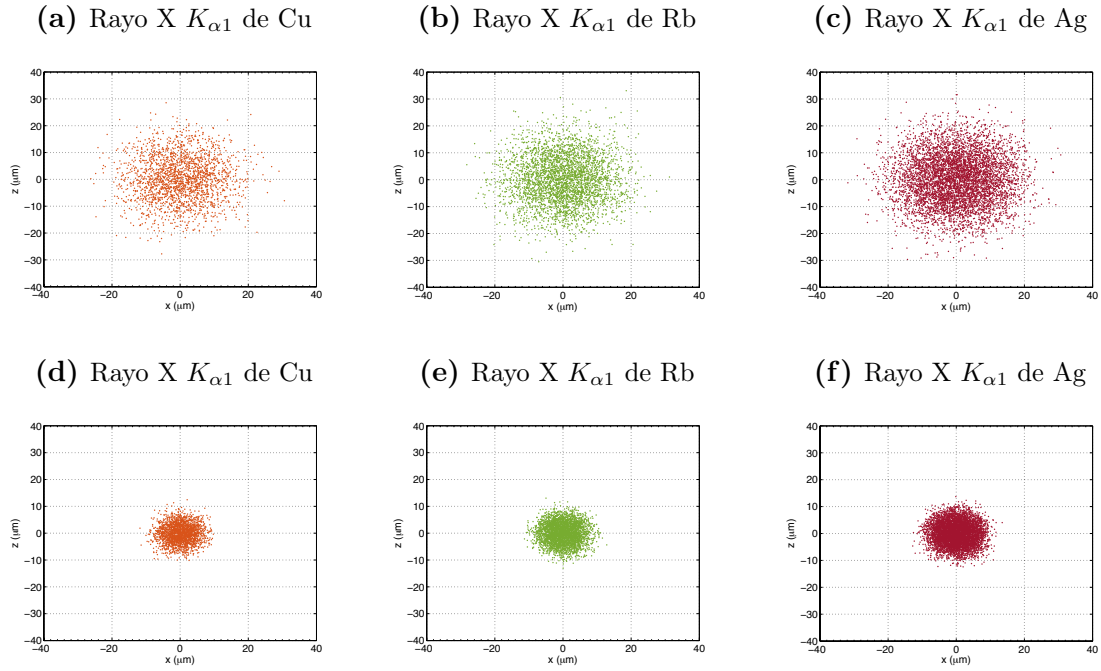


Figura 3.8: Simulación de la posición final en el plano x-z de los huecos al ser colectados por los pozos de potencial de los píxeles. (a) evento de 2148 huecos generado por un rayo X $K_{\alpha 1}$ de Cu. (b) evento de 3581 huecos generado por un rayo X $K_{\alpha 1}$ de Rb. (c) evento de 5925 huecos generado por un rayo X $K_{\alpha 1}$ de Ag. (a), (b) y (c) fueron originados a $250 \mu\text{m}$ de profundidad, en cambio, (d), (e) y (f) a $50 \mu\text{m}$ de profundidad.

la difusión y la repulsión se encuentran correlacionadas y por lo tanto no es válido considerar ambos efectos independientes y sumarlos en cuadratura. En 3.9b se puede ver como evoluciona σ_e cuando se incluyen ambos efectos. La simulación se detiene cuando todos los huecos alcanzan los pozos de colección de los píxeles ($y = 1 \mu\text{m}$). El tiempo de colección en los tres casos dio $\approx 7.5 \text{ ns}$, el cual es compatible con el calculado en 3.6 para $y_j = 250 \mu\text{m}$.

En la figura 3.10 se muestra el valor final σ_e para distintas profundidades y_j de interacción, para cuatro energías de interés: los rayos X K_{α} de cobre, plata y rubidio, y para $1000 e^-$ utilizado para los muones. La simulación se realizó con una temperatura de 140 kelvin. Si solamente se consideran los efectos de difusión, la curva de todas las energías corresponden a la curva en negro. A igualdad de profundidad, al incluir los efectos de repulsión de carga, el tamaño final del evento en la imagen es mayor mientras mayor sea su carga.

3.3. Reconstrucción de los parámetros del evento

La carga Q_T del evento puntual, su tamaño σ_e en la imagen y su posición inicial (μ_x, μ_y, μ_z) son variables desconocidas. Es de mayor interés estimar en particular Q_T , μ_y y σ_e . Como se mencionó anteriormente, y como se mostrará en la siguiente sección

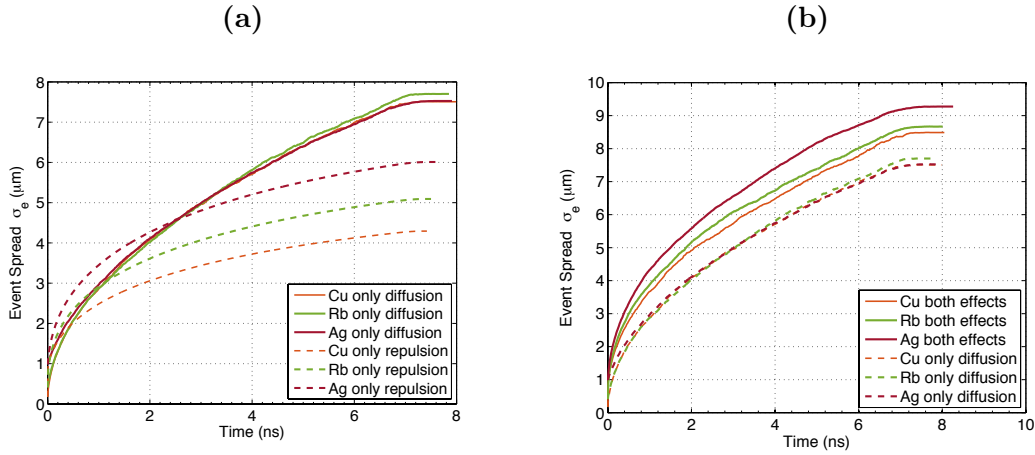


Figura 3.9: Desviación estándar de la nube de huecos (σ_e) respecto al tiempo, obtenido de la simulación a una temperatura de 140 kelvin. Se muestran los casos de tres eventos generados por rayos X K_α de la fluorescencia de Cobre, Rubidio y Plata para $y_j = 250 \mu\text{m}$.

3.4, estimar correctamente σ_e permitirá estimar la profundidad μ_y a la que ocurrió el evento puntual, para luego aplicar cortes por profundidad y aumentar la relación *signal-background* de los experimentos. En esta sección se presentará un estimador de máxima verosimilitud (MLE por su nombre en inglés: *maximum likelihood estimator*) de los parámetros de los eventos. Para ese fin, es necesario desarrollar primeramente una distribución de probabilidad del valor de los píxeles en función de los parámetros del evento.

La carga Q_i colectada por el pixel i es la suma de la carga S_i del evento puntual que es físicamente colectada por el pixel, más el ruido electrónico de lectura N_i : $Q_i = S_i + N_i$. N_i es una variable aleatoria que tiene distribución Gaussiana dada por la ecuación 3.11 de media cero y varianza σ_N^2 , que es medida utilizando los pixeles de overscan.

$$f_{N_i}(q_j; \sigma_N) = \frac{1}{\sigma_N \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{q_j^2}{2\sigma_N^2}} \quad (3.11)$$

Como se demostró en las secciones anteriores la posición final en el plano (X, Z) de los huecos generados en (μ_x, μ_y, μ_z) es una variable aleatoria que puede ser modelada con una distribución normal bivariada de la ecuación 3.12, donde σ_e depende de los efectos de difusión y repulsión de carga, y crece con la profundidad μ_y a la que ocurrió el evento.

$$f_{(X,Z)}(x, z) = \frac{1}{\sigma_e^2 2\pi} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2 + (z-\mu_z)^2}{2\sigma_e^2}} \quad (3.12)$$

Si el pixel i se extiende desde x_i a x_{i+1} y desde z_i a z_{i+1} , los cuales son valores medibles desde el CCD, entonces la probabilidad λ_i de que el pixel i colecte un electrón está dada por la ecuación 3.13.

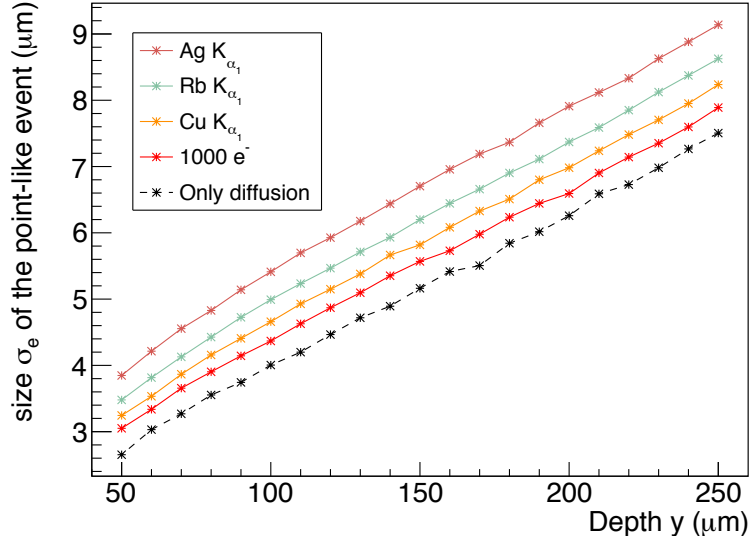


Figura 3.10: Curvas tamaño-profundidad de eventos puntuales simuladas para cuatro energías de interés a una temperatura de 140 kelvin. A igualdad de profundidad, mientras mayor es la carga del evento mayor es su tamaño σ_e final debido a los efectos de repulsión de carga. Si solo se consideran los efectos de difusión, la curva de todas las energías es la curva negra.

$$\lambda_i = \frac{1}{2\pi\sigma_e^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} \int_{z_i}^{z_{i+1}} e^{-\frac{(x-\mu_x)^2+(z-\mu_z)^2}{2\sigma_e^2}} dx dz \quad (3.13)$$

El proceso de colección de la carga de un evento puntal se puede modelar como una secuencia de ensayos de Bernoulli [74]. La carga colectada S_i por cada píxel es entonces una VA que toma valores discretos y sigue una distribución Binomial $S_i \sim B(Q_T, \lambda_i)$ dada por la ecuación 3.14

$$f_{S_i}(s_i; \lambda_i) = \frac{Q_T! \lambda_i^{s_i} (1 - \lambda_i)^{Q_T - s_i}}{s_i! (Q_T - s_i)!} \quad (3.14)$$

Como la exposición y lectura del CCD son dos fases de operación independientes del CCD, el ruido que se agrega a los píxeles durante la lectura es independiente del proceso de generación y colección de carga que ocurren en la exposición. Por lo tanto, la función de distribución $f_{Q_i}(q_i; \lambda_i)$ de Q_i se obtiene haciendo la convolución entre $f_{S_i}(q_i)$ y $f_{N_i}(q_i)$, y el resultado está dado por la ecuación 3.15.

$$f_{Q_i}(q_i; \lambda_i) = \sum_{i=1}^{Q_T} \frac{Q_T! \lambda_j^i (1 - \lambda_j)^{Q_T - i} e^{-\frac{(q_j - i)^2}{2\sigma_N^2}}}{i! (Q_T - i)!} \quad (3.15)$$

Dado que un evento contiene N píxeles y que el valor que toma cada uno es independiente del resto, el conjunto de variables aleatorias Q_1, Q_2, \dots, Q_N forman una variable aleatoria vectorial \vec{Q} cuya distribución conjunta de probabilidad está dada por la ecuación 3.16, donde λ_i se calcula aplicando la ecuación 3.13.

$$\begin{aligned}
f_{\vec{Q}}(\vec{q}; \lambda_i) &= \prod_{i=1}^N f_{Q_i}(q_i; \lambda_i) \\
&= \prod_{j=1}^N \left[\sum_{i=1}^{Q_T} \frac{Q_T! \lambda_j^i (1 - \lambda_j)^{Q_T - i} e^{-\frac{(q_j - i)^2}{2\sigma_N^2}}}{i! (Q_T - i)!} \right]
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Como se mencionó anteriormente, σ_N es un parámetro conocido, definido por el ruido electrónico de lectura. En cambio, Q_T , σ_e , μ_x y μ_z son parámetros característicos del evento que se quieren estimar. \vec{Q} puede ser medido desde los valores de los píxeles del evento puntual y reemplazarlo en 3.16 permite llegar a la función de likelihood de la ecuación 3.17.

$$\mathcal{L}(Q_T, \sigma_D, \mu_x, \mu_y) = \prod_{j=1}^N \left[\sum_{i=1}^{Q_T} \frac{Q_T! \lambda_j^i (1 - \lambda_j)^{Q_T - i} e^{-\frac{(q_j - i)^2}{2\sigma_N^2}}}{i! (Q_T - i)!} \right]. \tag{3.17}$$

Los valores \hat{Q}_T , $\hat{\sigma}_e$, $\hat{\mu}_x$ y $\hat{\mu}_z$ que maximizan la ecuación 3.17 son los estimadores de máxima verosimilitud de los parámetros del evento. La estimación de μ_y será tratada en secciones siguientes.

3.3.1. Implementación

Una vez construido el vector \vec{Q} a partir de los píxeles del evento, es necesario ejecutar un algoritmo de búsqueda de parámetros que maximizan la función de likelihood. Como el método es computacionalmente demandante se realizaron algunas modificaciones sobre la función. El cálculo de λ_i se implementó usando la función error de la librería `math.h` de C: `double erf(double arg)`, dada por la ecuación 3.18.

$$\lambda_j = \frac{1}{4} \left[\operatorname{erf} \left(-\frac{x_{j+1} - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_e} \right) - \operatorname{erf} \left(-\frac{x_j - \mu_x}{\sqrt{2}\sigma_e} \right) \right] \left[\operatorname{erf} \left(-\frac{z_{j+1} - \mu_z}{\sqrt{2}\sigma_e} \right) - \operatorname{erf} \left(-\frac{z_j - \mu_z}{\sqrt{2}\sigma_e} \right) \right] \tag{3.18}$$

Se redujó la velocidad de computo en un factor 10 al reemplazar las operaciones de multiplicación por operaciones de suma aplicando la ecuación 3.19, donde β_{ij} se obtiene con la ecuación 3.20. La búsqueda de parámetros se realizó por del algoritmo del gradiente con la librería MINUIT de ROOT [75].

$$\mathcal{L}(Q_T, \sigma_e, \mu_x, \mu_z) = \prod_{j=1}^N \left[\sum_{i=1}^{Q_T} e^{\beta_{ij}} \right] \tag{3.19}$$

$$\begin{aligned}
\beta_{ij} &= \ln \left(\frac{Q_T! \lambda_j^i (1 - \lambda_j)^{Q_T - i} e^{-\frac{(q_j - i)^2}{2\sigma_N^2}}}{i! (Q_T - i)!} \right) \\
&= \ln(Q_T!) + i \ln(\lambda_j) + (Q_T - i) \ln(1 - \lambda_j) - \frac{(q_j - i)^2}{2\sigma_N^2} - \ln(i!) - \ln((Q_T - i)!)
\end{aligned} \tag{3.20}$$

3.3.2. Errores en la estimación de parámetros

Para valuar los errores del MLE se realizó una simulación MC de un millón de eventos. Los eventos simulados tienen una distribución de carga uniforme entre 500 y 6000 e^- y σ_e uniforme entre 0 y 18 μm . La posición (μ_x, μ_z) de los eventos simulados tiene distribución uniforme dentro del píxel de origen. El ruido de lectura se tomó en 2 e^- , que es el mínimo alcanzado por los experimentos CONNIE y DAMIC. Los eventos han sido extraídos tomando solo los píxeles que tienen más de tres veces el ruido de lectura, en este caso más de 6 e^- . El tamaño de píxel utilizado es $15 \times 15 \mu\text{m}^2$, como en los CCD de DAMIC y CONNIE. La comparación entre los parámetros reconstruidos y originales se encuentra en las figuras 3.11 y 3.12.

Como se observa en la figura 3.11a, eventos con $\sigma_e < 4 \mu\text{m}$ quedan poco dispersados en la imagen y ocupan pocos píxeles haciendo que el error de $\hat{\sigma}_e$ sea mayor de 1 μm . Para eventos con $\sigma_e > 4,5 \mu\text{m}$, el error es menor a 0.3 μm . En la figura 3.11b se muestra el error de $\hat{\sigma}_e$ en función de la carga Q_T del evento. Para más de 2000 e^- el error se mantiene. Para eventos con menos de 2000 e^- , el estimador introduce un bias menor de 0.1 μm sobre σ_e .

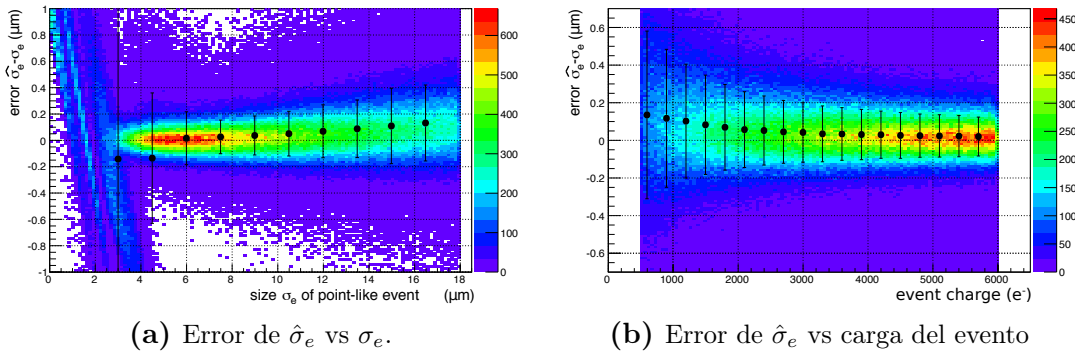


Figura 3.11: Errores del MLE en la estimación del tamaño $\hat{\sigma}_e$ del evento puntual. Como se puede observar en (a), eventos de tamaño $\sigma_e < 5 \mu\text{m}$ abarcan pocos píxeles y el error del estimador es grande, en cambio para eventos $\sigma_e > 5 \mu\text{m}$ el error es $\pm 0,2 \mu\text{m}$ con un bias menor de 0,2 μm . La estructura debajo de $\sigma_e < 4 \mu\text{m}$ es introducida por el algoritmo MINUIT dado que cae en algún mínimo local de la función de *likelihood*. En (b) se observa que para $Q_T > 2000 e^-$ el error de $\hat{\sigma}_e$ es independiente de la carga y para $Q_T < 2000 e^-$ se introduce un bias menor de 0.1 μm .

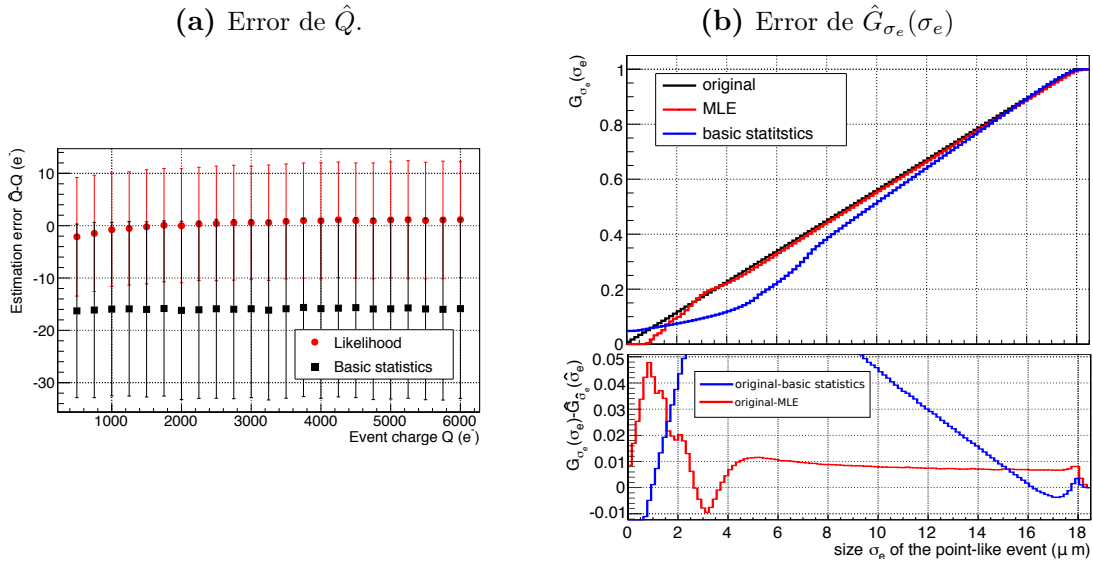


Figura 3.12: Como se puede observar en (a), la carga se estima con un bias menor de un electrón y con un error de $\pm 11 e^-$ usando el MLE. En cambio, si se utiliza la estadística básica, se introduce un bias de $-15 e^-$ y un error de $\pm 15 e^-$. b) error en la distribuciones acumuladas obtenidas al utilizar el MLE y la estadística básica. Para el MLE la diferencia es menor al 1% a partir de $\sigma_e > 4 \mu\text{m}$.

Como se observa en la figura 3.12a, para la estimación de la carga el MLE introduce un bias menor de un electrón con un error de $\pm 11 e^-$. En cambio la estadística básica, en la que se estima la carga haciendo simplemente la suma de los píxeles del evento, introduce un bias de $-15 e^-$ y un error de $\pm 15 e^-$. El déficit en la carga es debido a que durante la extracción solamente se toman los píxeles del evento con más de $6 e^-$ (tres veces el ruido de lectura).

Como se mostrará en la siguiente sección, es necesario reconstruir correctamente la distribución acumulada $G_{\sigma_e}(\sigma_e)$ del tamaño σ_e de los eventos. Como en este caso σ_e tiene una distribución uniforme, su acumulada es una recta que inicia en 0 y termina en 1 para $\sigma_e = 18 \mu\text{m}$. En la figura 3.12b se comparan las distribuciones acumuladas obtenidas utilizando el $\hat{\sigma}_e$ de la estadística básica, en la que se calcula el momento de segundo orden de los píxeles del evento, y el MLE. Para $\sigma_e > 4 \mu\text{m}$ la diferencia es menor al 1% en el caso del MLE.

3.4. Método para determinar la profundidad y de los eventos

En la sección anterior se presentó un MLE de los parámetros Q_T , σ_e , μ_x y μ_z del evento puntual. En esta sección se presenta el desarrollo de un método novedoso para estimar el parámetro restante del evento que es la profundidad μ_y . El método requiere conocer a priori la distribución de probabilidad de interacción de las partículas con la

profundidad, para compararlo con la distribución de σ_e medido desde las imágenes. En particular, en este trabajo se utilizan rayos X como partículas de prueba.

Dada una partícula que tiene una función de distribución acumulada conocida $G_Y^F(y)$ de interacción con la profundidad y , la distribución $G_{\sigma_e}^F(\sigma_e)$ de σ_e de los eventos medida en las imágenes está determinada por

$$G_{\sigma_e}^F(\sigma_e) = G_Y^F(y(\sigma_e)) \quad (3.21)$$

$y(\sigma_e)$ es la curva tamaño-profundidad de eventos puntuales que se desea medir, y el superíndice F significa que la integración de las funciones de distribución ocurren desde el frente del detector ($y=0 \mu\text{m}$ y $\sigma_e = 0$). Una realización de la distribución $G_{\sigma_e}^F(\sigma_e)$ se puede medir desde los eventos en las imágenes de salida del experimento con:

$$\hat{G}_{\sigma_e}^F(\sigma_e) = \frac{N_e^F(\sigma_e)}{N_T G_Y^F(y_w)} \quad (3.22)$$

$N_e^F(\sigma_e)$ es el número de eventos con σ_e desde 0 a σ_e , N_T el número total de eventos detectados. $G_Y^F(y_w)$ se utiliza para normalizar y es el valor de la distribución acumulada teórica de la partícula al final y_w del detector. Desde la ecuación 3.21, es posible calcular el valor de y para cada σ_e haciendo:

$$y = G_Y^{F-1}(\hat{G}_{\sigma_e}^F(\sigma_e)). \quad (3.23)$$

Cualquier par (y_i, σ_{e_i}) de la ecuación 3.23 es una muestra de la curva que relaciona el tamaño σ_e del evento y su profundidad y de interacción. Se puede ajustar un modelo con los puntos (y_i, σ_{e_i}) , y dado que es una curva monótona creciente se puede invertir para obtener la profundidad del evento a partir de la medición de su tamaño en la imagen.

3.4.1. $G_Y(y)$ para rayos X

Para un rayo X de una cierta energía que ingresa a la superficie del CCD con un ángulo θ ($0 \leq \theta \leq \Pi/2$) como se muestra en la figura 3.13a, la probabilidad de que alcance una profundidad y_i está dada por la ecuación 3.24, donde γ es la longitud de atenuación del rayo X y depende de su energía. En la tabla 3.1 se encuentra el valor de γ en Silicio para tres energías de rayos X que son utilizados en los experimentos de la siguiente sección.

$$g_Y(y; \theta) = \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)}, \quad y \geq 0. \quad (3.24)$$

En este sentido, la probabilidad de que el rayo X interactúe antes de una profundidad y esta dada por la ecuación 3.25. En la figura 3.13b se muestra $g_Y(y; \theta)$ para

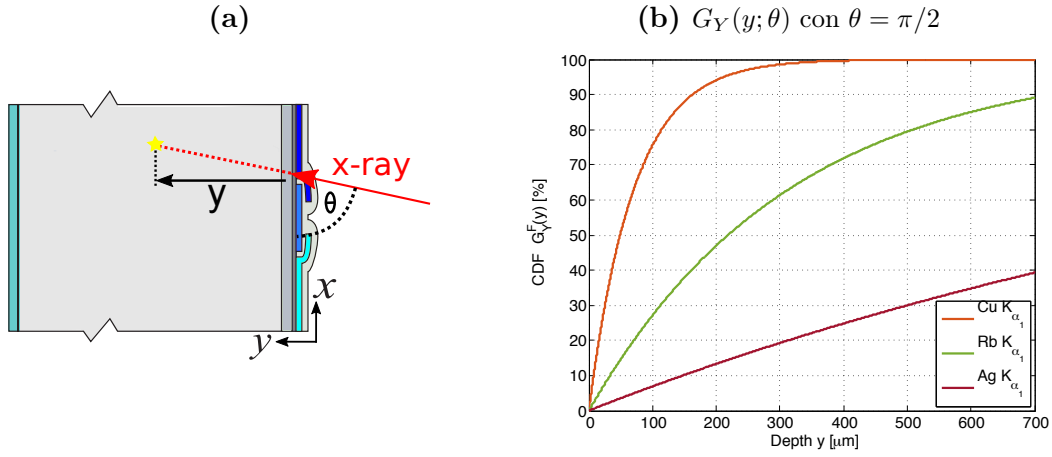


Figura 3.13: a) Rayo X que incide en el *front-side* del CCD con un ángulo θ e interactúa a una profundidad y . b) distribución acumulada $G_Y(y; \theta)$ de diferentes rayos X que inciden con $\theta = 90^\circ$ en silicio.

$\theta = \pi/2$, para tres rayos X en silicio.

$$G_Y(y; \theta) = 1 - e^{-\frac{y_i}{\gamma \sin(\theta)}} \quad y \geq 0. \quad (3.25)$$

Desde un punto de vista más general, los rayos X pueden alcanzar el detector con una distribución de ángulos $g_\Theta(\theta)$. En este caso, la distribución de probabilidad conjunta de Y y Θ se puede calcular haciendo:

$$g_Y(y, \theta) = \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)} g_\Theta(\theta), \quad y \geq 0, \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (3.26)$$

Entonces las distribuciones marginales y acumulada de Y se obtienen haciendo [74]:

$$g_Y(y) = \int_0^{\pi/2} \frac{e^{-\frac{y}{\gamma \sin(\theta)}}}{\gamma \sin(\theta)} g_\Theta(\theta) d\theta, \quad y \geq 0. \quad (3.27)$$

$$G_Y(y) = \int_0^y g_Y(u) du, \quad (3.28)$$

3.4.2. $G_{\sigma_e}(\sigma_e)$ para rayos X

Esta función de distribución es calculada utilizando la suma acumulada de eventos de rayos X hasta un cierto valor de $\hat{\sigma}_e$ ($N_e^F(\sigma_e)$). En el rango de energía de los eventos de rayos X seleccionados, pueden haber otros eventos originados por otras partículas (eventos de fondo) con una probabilidad de interacción diferente a la de los rayos X en análisis y así agregan un error sistemático a la medición. Este problema puede ser

resuelto restando la distribución acumulada de eventos de fondo ($N_e^B(\sigma_e)$), que puede ser estimada con los eventos de fondo en otro intervalo de energía cercano al de los rayos X.

Si $N_b(\sigma_e)$ es el número de eventos de fondo con tamaño menor a σ_e , seleccionados en el intervalo de energía $[E_{bi}, E_{bf}]$, y N_T es el número total de eventos en el rango de energías $[E_{bi}, E_{bf}]$ del pico de rayos X con tamaño hasta σ_e , entonces $N_e(\sigma_D)$ estará dado por:

$$N_e(\sigma_e) = N_T(\sigma_e) - \frac{(E_{Xf} - E_{Xi})}{(E_{bf} - E_{bi})} N_b(\sigma_e) \quad (3.29)$$

3.5. Experimentos

En esta sección se presentan dos experimentos. El primero de ellos consiste en exponer el CCD a electrones de energía por debajo de 20 keV para observar directamente el efecto de la repulsión de carga del evento puntual. El segundo consiste en exponer el CCD a un haz colimado de rayos X para aplicar el método propuesto en la sección anterior y calibrar una curva que relaciona el tamaño σ_e del evento puntual con la profundidad de interacción.

Los CCD utilizados en los experimentos son de 250 μm de espesor operados con 40V de tensión de sustrato. Tienen un total de 8 millones de pixeles de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ que cubren un área total de $6 \times 3 \text{cm}^2$. En cada experimento se utilizó un empaquetado de CCD diferente. Uno de ellos, figura 3.14a, es el empaquetado utilizado en los experimentos DAMIC/CONNIE. Para darle robustez mecánica, el *back-side* del CCD se encuentra pegado a una lámina de AlN (Aluminum Nitride) de 1 mm de espesor. Los *pads* expuestos en el *front-side* se conectan a un cable flexible utilizando la técnica de *wire-bonding* [39, 40]. Por lo tanto el CCD puede ser expuesto a rayos X solo desde el *front-side* porque el *back-side* está cubierto por la lamina de AlN. En el otro empaquetado, figura 3.14b, el *back-side* del CCD queda expuesto. Los detalles constructivos están en [76].

Para disminuir la generación de corriente oscura, los CCDs fueron enfriados alrededor de 140 kelvin. La medición de temperatura se realiza sobre el *cold-head* del *cryocooler* y no es estrictamente la temperatura a la que se encuentra el CCD. Dado el circuito térmico, la temperatura real del CCD es levemente superior a 140 kelvin.

3.5.1. Experimento repulsión de carga

Para observar los efectos de la repulsión, el *back-side* del CCD se expuso a una fuente radioactiva de tritio. Un núcleo de tritio decae en un átomo de helio liberando un electrón y un antineutrino electrónico. El espectro de electrones llega a $\approx 20 \text{keV}$ [77]. En la figura 3.15a se puede ver el espectro de energía de los eventos obtenidos

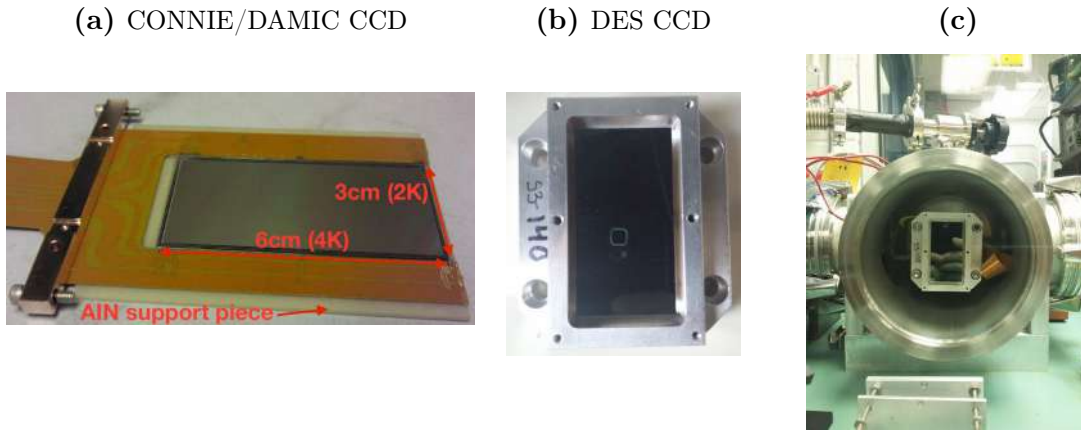


Figura 3.14: Fotografía de los empaquetados de CCD utilizados en los experimentos presentados en esta sección. **a)** es utilizado en DAMIC y CONNIE, y **(b)** en DES [76]. En **(c)** se puede ver el CCD instalado.

al exponer el CCD a la fuente de tritio. Al igual que el electrón liberado por efecto fotoeléctrico, el electrón de la fuente de Tritio genera toda la carga en un volumen menor de $0.1 \mu\text{m}$, produciendo un evento puntual. En la figura 3.15b se puede ver la distribución del tamaño σ_e de los eventos, los cuales tienen un tamaño de $7,91 \mu\text{m} \pm 0,4$, debido a que los electrones interactúan inmediatamente al ingresar al CCD y por lo tanto la interacción de todos los eventos ocurre en el *back-side* del detector, es decir, $y = 250 \mu\text{m}$. En la figura 3.16 se muestra la dependencia del tamaño σ_e con la carga de los eventos. Como se puede observar, una dependencia positiva ocurre debido a los efectos de repulsión de carga.

3.5.2. Curva tamaño-profundidad de eventos puntuales utilizando rayos X

Para aplicar el método de la sección 3.4 es necesario conocer a priori la distribución $G_Y(y)$. En este experimento, el *front-side* del CCD se expuso a rayos X colimados haciendo que $\theta = 90^\circ$ y por lo tanto $g_Y(y) = \frac{1}{\gamma} e^{-\frac{y}{\gamma}}$. El colimador es una lámina de 10 mm de espesor que cubre todo el CCD y tiene un agujero de 0.5 mm de diámetro que colima los rayos X. La distancia del CCD a la lámina es de un milímetro, y por lo tanto $\theta = 90^\circ \pm 5^\circ$. En la figura 3.17 se muestra un esquema del experimento.

Como rayos X de prueba se utilizaron los rayos X K_{α_1} de la fluorescencia de Cobre, Rubidio y Plata. En la tabla 3.1 se muestran los valores de γ y cantidad de carga promedio generada por estos rayos X a 140 kelvin. En la figura 3.13b se encuentra $G_Y(y)$ para los tres rayos X.

El tiempo de exposición de cada imagen se ajustó de forma tal de no obtener eventos de rayos X superpuestos. En la figura 3.18 se puede ver el espectro obtenido al exponer el CCD a cada uno de los rayos X. Como se puede observar, el número de eventos de

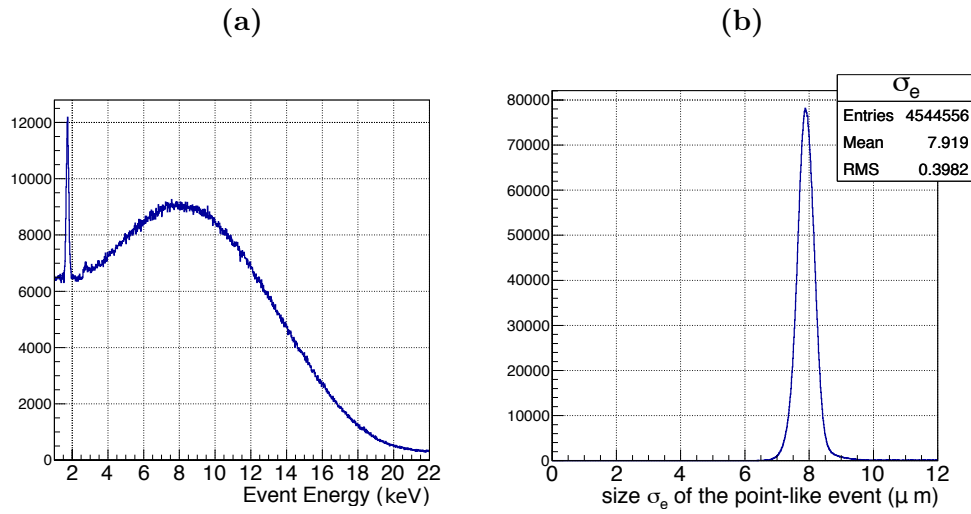


Figura 3.15: En (a) se puede ver el espectro hasta 22 keV de los eventos capturados por el CCD al ser expuesto a la fuente de Tritio, el pico en 1.7 keV corresponde al rayo X K_{α} de la fluorescencia del Silicio, y el resto del espectro a los electrones. b) es la distribución del tamaño $\hat{\sigma}_e$ de los eventos. Como se puede ver, se encuentra centrada en $7,91 \mu\text{m} \pm 0,4, \mu\text{m}$ debido a que ocurren en el *back-side* del CCD.

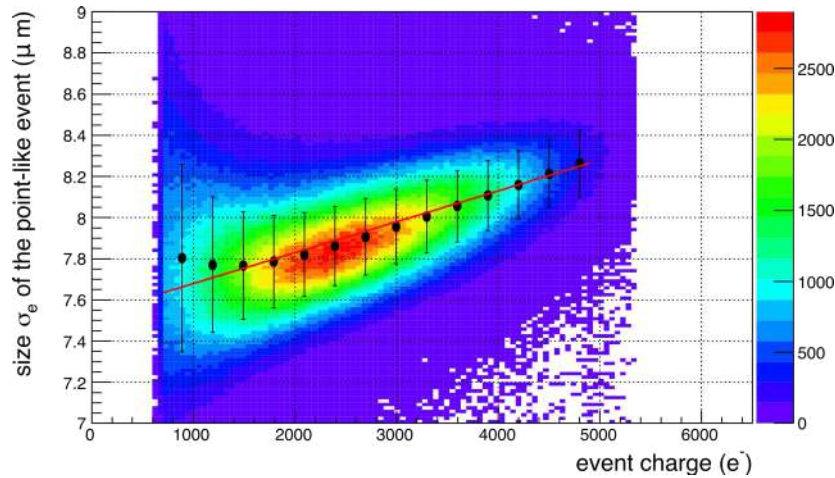


Figura 3.16: Dependencia del tamaño σ_e de los eventos con su carga. Por encima de $2000 e^-$ existe una dependencia lineal positiva debido a los efectos de la repulsión de carga. La dispersión de $0.2 \mu\text{m}$ es debida al MLE (ver figura 3.11b). La pendiente del ajuste lineal en rojo es $1.50 \mu\text{m}$ cada $1000 e^-$ y vale $7.52 \mu\text{m}$ en $0 e^-$. Por debajo de $2000 e^-$ el bias introducido por el MLE compensa los efectos de la repulsión de carga.

Tabla 3.1: Energías, ionización promedio y longitud de penetración de los rayos X utilizados en el experimento. Los valores han sido extraídos de [46]. Para obtener la ionización se utilizó el factor de $3.77 eV/e^-$ correspondiente a 140 kelvin [15].

	Energía (eV)	Ionización (e^-)	γ (μm)
Cu K_{α_1}	8047,78	2152	70,8
Rb K_{α_1}	13395,30	3582	316,6
Ag K_{α_1}	22162,92	5926	1404,0

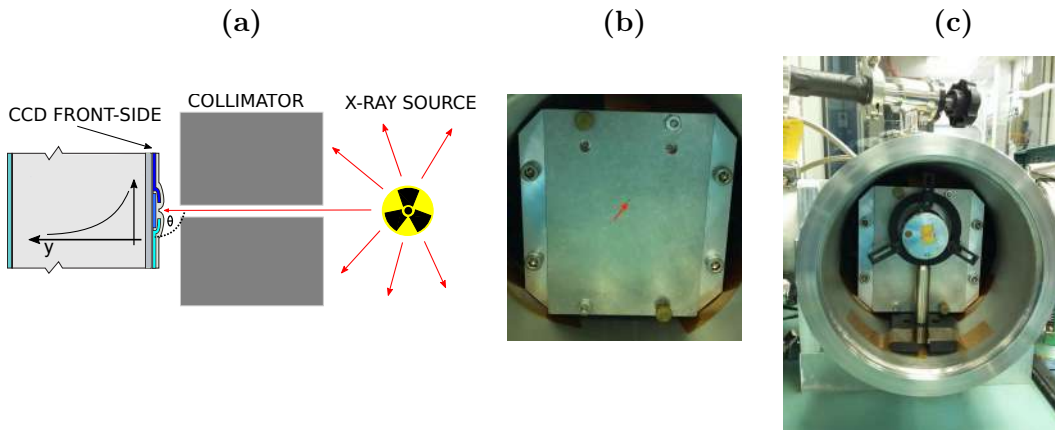


Figura 3.17: En (a) se muestra un esquema del experimento, los rayos X son emitidos por la fuente y una fracción de ellos son colimados y llegan al CCD con $\Theta = 90^\circ$. En el *bulk* del CCD se esquematiza la distribución $g_Y(y)$ de los rayos X. En (b) la flecha roja apunta al agujero que colima los rayos X. En (c) se puede ver el CCD instalado con el colimador más la fuente de rayos X.

fondo respecto a los de señal es despreciable y por lo tanto no es necesario aplicar la sustracción de fondo explicada en la sección 3.4.2.

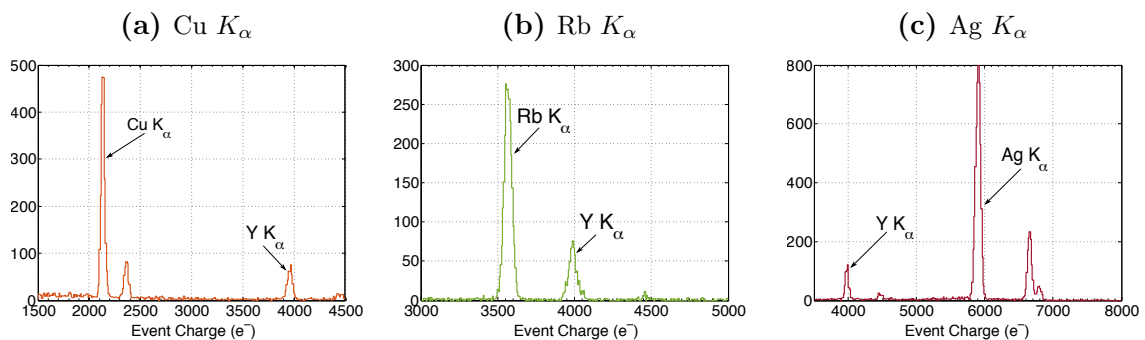


Figura 3.18: Espectro de carga de los eventos en la región de la imagen donde llegan los rayos X del colimador. En todos los casos se puede observar el pico K_α de la fluorescencia del itrio que se encuentra en la lámina de AlN [20].

La estimación del tamaño σ_e de los eventos se realizó utilizando el MLE presentado en la sección 3.3. En la figura 3.19a se puede ver la distribución de $\hat{g}_{\sigma_e}(\sigma_e)$ para los tres rayos X. Como se observa, el valor máximo de σ_e es diferente para cada rayo X debido a los efectos de repulsión de carga. En la figura 3.19b se encuentran las distribuciones acumuladas $\hat{G}_{\sigma_e}^F(\sigma_e)$ obtenidas al aplicar la ecuación 3.22. Para producir los pares (y_i, σ_{e_i}) se aplica la ecuación 3.23. Con un valor de σ_{e_i} se ingresa a las mediciones de la gráfica de la figura 3.19b para obtener $\hat{G}_{\sigma_e}^F(\sigma_{e_i})$. Con $\hat{G}_{\sigma_e}^F(\sigma_{e_i})$ se despeja y_i de la distribución teórica de $G_Y(y)$ (ecuación 3.25 para $\Theta = 90^\circ$, y γ según corresponda al rayo X). En la figura 3.20 se pueden ver las mediciones (y_i, σ_{e_i}) obtenidas para los tres rayos X. El resultado obtenido concuerda con las simulaciones de la sección 3.2, a igual profundidad de interacción el tamaño del evento crece con su cantidad de carga debido

Tabla 3.2: Resultados del ajuste de la función $\sqrt{-A \ln(1 - By_i)}$ con las mediciones realizadas con cada energía de rayo X.

	A (μm^2)	B (μm^{-1})
Cu K_{α_1}	102.9 ± 3.1	$(194.5 \pm 4.6) \times 10^{-5}$
Rb K_{α_1}	134.2 ± 4.0	$(166.1 \pm 4.1) \times 10^{-5}$
Ag K_{α_1}	168.2 ± 5.1	$(147.5 \pm 3.9) \times 10^{-5}$

a los efectos de la repulsión de los huecos al ser colectados. Se realizó el ajuste de la función $\sqrt{-A \ln(1 - By_i)}$ para cada una de las energías, los resultados se muestran en la figura 3.20 y en la tabla 3.2 los valores obtenidos de las constantes.

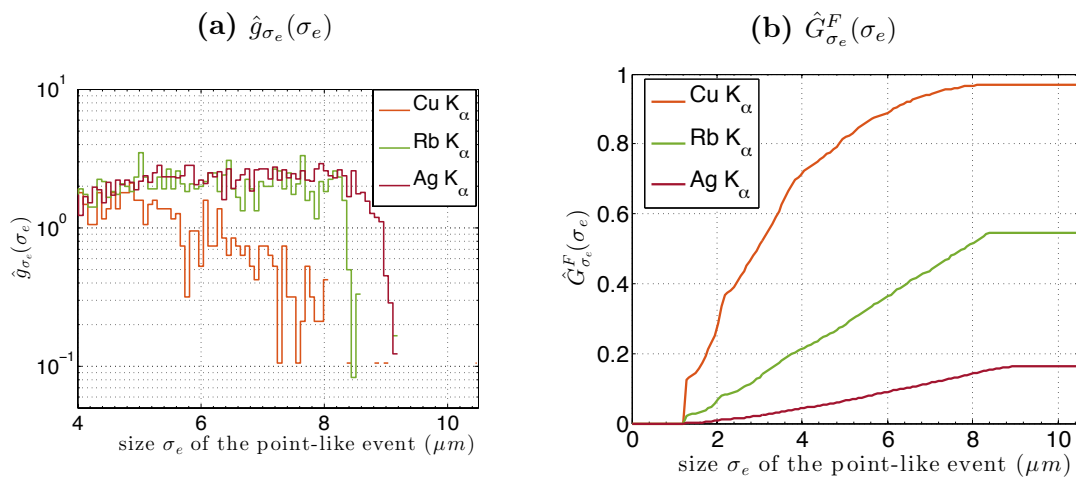


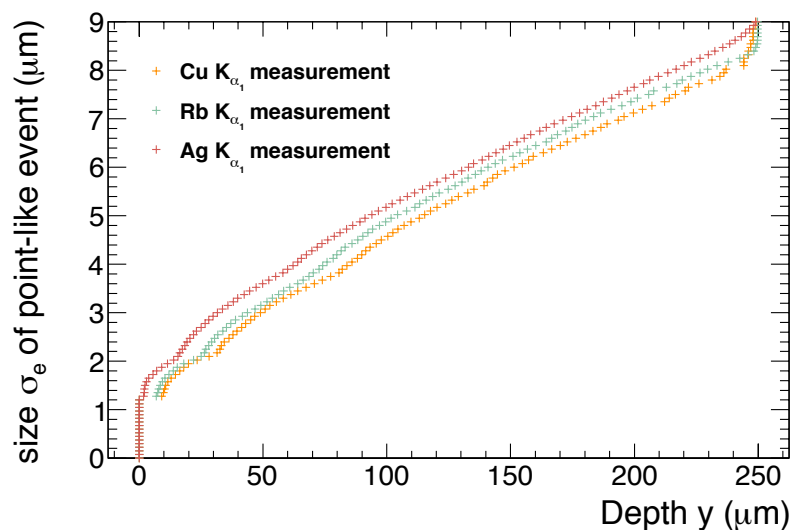
Figura 3.19: a) distribución $\hat{g}_{\sigma_e}(\sigma_e)$ para los tres rayos X colimados. b) son las distribuciones acumuladas para cada rayo X que, como se indica en la ecuación 3.22, están normalizadas por el número esperado de rayos X absorbidos en $250 \mu\text{m}$ de silicio.

3.6. Curva tamaño-profundidad de eventos puntuales utilizando muones

En los experimentos DAMIC y CONNIE, la mayor cantidad de rayos X proviene de la fluorescencia del cobre de la caja donde se encuentran ubicados los CCD (ver figura 4.13). Para poder aplicar el método descrito en la sección 3.5.2 se requiere conocer a priori la distribución en profundidad de los rayos X, por lo que sería necesario suponer algún modelo en la emisión de los rayos X de la caja. Además es necesario que la energía de los rayos X sea suficientemente grande para contar con estadística suficiente a lo largo de toda la profundidad del detector, y dado que la longitud de penetración de los rayos X es solo $70 \mu\text{m}$, no serían suficientes para caracterizar los CCD de $675 \mu\text{m}$. En esta sección se presenta otro método que consiste en la utilización de muones atmosféricos.

Como se mostró en el capítulo 2, los muones son partículas de carga igual que

(a) Mediciones con rayos X



(b) Ajustes

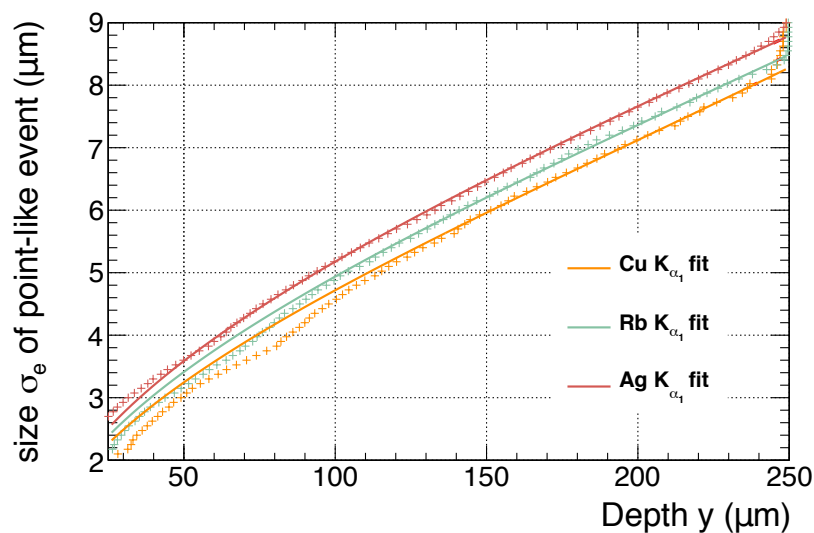


Figura 3.20: En (a) se muestran las mediciones (y_i, σ_{e_i}) obtenidos al aplicar el método de la sección 3.4 para tres fuentes de rayos X que inciden colimados a $\Theta = 90^\circ$ al CCD. Como se puede observar a medida que el evento tiene más carga la curva se desplaza a la derecha y los eventos tienen mayor σ_e debido a los efectos de repulsión carga. En (b) se muestra la función $\sqrt{-A \ln(1 - B y_i)}$ ajustada con las mediciones.

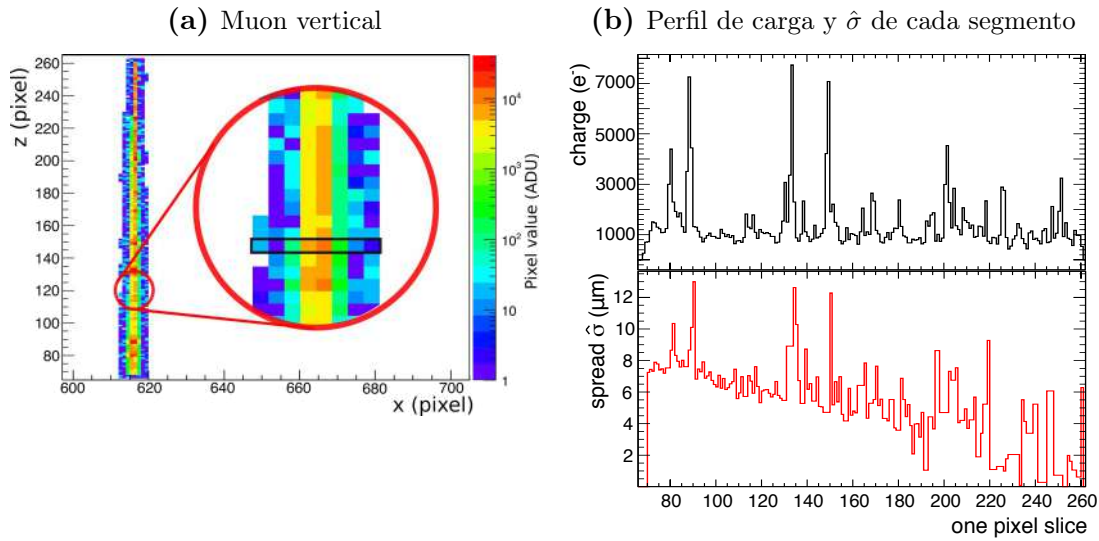


Figura 3.21: En (a) se muestra un muon vertical de 196 pixeles de largo en el eje z , con dirección perpendicular a los pixeles. En negro se encuentra delimitada una rebanada ó segmento de un pixel de ancho en el eje z del muon. En (b) se muestra la carga y $\hat{\sigma}$ de cada rebanada del muon. $\hat{\sigma}$ se obtuvo con una versión unidimensional del estimador presentado en la sección 3.3. Se puede observar correlación entre carga y $\hat{\sigma}$, para las rebanadas con más carga $\hat{\sigma}$ es mayor, a causa de dos efectos: los efectos de repulsión de carga y la longitud del track del δ -electrón.

la del electrón pero con 207 veces más masa, por lo que al interactuar con el silicio producen ionización manteniendo una trayectoria recta. En la figura 3.21a se puede ver la imagen producida por un muon. La energía de los muones atmosféricos se encuentra a partir de 0.1 GeV, que es el rango de mínima ionización para muones (MIP). En este rango el *stopping power* del muon se mantiene constante en $\approx 335 \text{ eV}/\mu\text{m}$ para silicio (este valor incluye tanto la pérdida constante por ionización como la estocástica por creación de δ -electrón) [44, 78], y por lo tanto el muon puede recorrer hasta metros de silicio sin detenerse. Este último hecho permite utilizar los muones para aproximar la curva tamaño-profundidad de eventos puntuales. En la figura 3.21a se muestra la imagen producida por un muon, es un trazo recto con un extremo más ancho. El extremo fino corresponde a la ionización producida por el muon cerca del *front-side* del CCD ($y=0 \mu\text{m}$), debido a que la carga tuvo menos tiempo de difundir antes de ser colectada. En cambio en el extremo grueso, la ionización ocurrió en el *backside* del CCD ($y=250 \mu\text{m}$). Sabiendo que el muon sigue una trayectoria recta y que los extremos del track ocurren en los extremos del CCD, se puede aplicar trigonometría básica para conocer la profundidad de los tramos intermedios, o rebanadas, del trazo del muon. Para los pixeles delimitados en negro en la figura 3.21a, la profundidad y_x está dada por $(z_x - z_F)y_N/(z_G - z_F)$, donde z_x es la ordenada z de la rebanada, y_N es el espesor del CCD, z_F y z_G son las ordenadas en z del extremo fino y grueso del muon. Entonces, estimando la desviación σ de cada rebanada se puede componer una curva tamaño-profundidad aplicable a eventos puntuales.

El método que se presenta en esta sección utiliza muones de más de 150 píxeles de largo en z y con dirección perpendicular a las filas de píxeles. Por lo tanto, se logra una resolución en profundidad de al menos $1.7 \mu\text{m}$, y no es necesario aplicar ninguna transformación para estimar σ como con muones oblicuos. Para poder comparar métodos, se utilizan los muones detectados durante el experimento con rayos X de la sección 3.5.2. En la figura 3.21b se encuentra la carga de cada una de las rebanadas del muon de la figura 3.21a, denominado perfil de carga del muon, y su respectivo σ , estimado con una versión unidimensional del MLE presentado en la sección 3.3. Durante el proceso de ionización de los muones existe cierta probabilidad de producir electrones- δ [43, 44], los cuales reciben mucho más energía que el valor promedio del *stopping-power* del muon, y corresponden a los picos que se pueden observar en el perfil de carga de la figura 3.21b. Debido a los efectos de repulsión de carga y rango de los δ -electrón, en la figura 3.21b se puede observar correlación entre la carga y $\hat{\sigma}$ del segmento del muon.

En la figura 3.22a se muestra la distribución de la carga de los segmento del muon, la cual corresponde a la distribución de *stopping-power* del muon en $15 \mu\text{m}$ de silicio, que es la longitud de cada segmento. La misma sigue una distribución de Landau-Vavilov-Bichsel[43, 44], en donde la parte exponencial derecha es generada por los electrones- δ . Para la realización de la curva tamaño-profundidad se han descartado los segmentos con electrones- δ , para lo cual se ajustó con una función gaussiana la parte izquierda de la distribución de Landau-Vavilov-Bichsel y se tomaron los segmentos con menos de una desviación estándar sobre la media de dicho ajuste, que corresponde a $\approx 1000 e^-$. La curva tamaño-profundidad resultante se muestra en la figura 3.22b. Para la realización del ajuste se utilizan los puntos con $y > 100 \mu\text{m}$ ($\sigma_e > 4.5 \mu\text{m}$) debido a que el error del estimador en ese rango es menor (ver figura 3.11a). En la figura 3.23 se muestra el resultado obtenido al utilizar los puntos obtenidos de cinco muones así como el ajuste de la curva utilizando todos los puntos. A igualdad de profundidad, el valor de σ_e obtenido con los muones es menor que con los rayos X debido a los efectos de repulsión de carga. En la figura 3.24 se comparan las simulaciones con las mediciones, y se puede observar que las curvas simuladas y medidas se encuentran muy próximas. La mayor diferencia, de $0.2 \mu\text{m}$, se encuentra para el caso de la plata. También se puede observar que la curva obtenida con los muones es equivalente al resultado de eventos puntuales de $1000 e^-$.

El mismo método se aplicó en un CCD de $675 \mu\text{m}$ de espesor y 70V de tensión de sustrato. En la figura 3.25 se muestra el resultado, que se obtuvo utilizando 13 muones y las rebanadas que tienen menos de $1000 e^-$. Se ajustó la función $\sqrt{-A \ln(1 - B y_i)}$, utilizando solo los puntos con $y > 150 \mu\text{m}$ para evitar los errores introducidos por el estimador a difusiones bajas. Los valores de las constantes resultaron en $A = 241.3 \pm 11.7 \mu\text{m}^2$ y $B = (106.4 \pm 3.9) \times 10^{-5} \mu\text{m}^{-1}$, que corresponden a un tamaño máximo de evento de $17.5 \mu\text{m}$ en el *back-side* del CCD.

3.7. Conclusiones

En este capítulo se describió cómo se forman las imágenes producidas por eventos puntuales. Se detallaron los fenómenos físicos que definen la distribución final de los huecos en los píxeles, que incluyen los efectos de difusión y repulsión de carga. Mediante una simulación se pudo demostrar la dependencia apreciable con la carga de los eventos de la curva σ_e - y_i (tamaño del evento en la imagen - profundidad de su interacción). Se presentó un estimador de máxima verosimilitud que permite reconstruir los parámetros del evento: carga, tamaño σ_e y posición (μ_x, μ_z) . Mediante simulaciones de eventos se realizó un análisis de errores del estimador, y se pudo demostrar que el mismo no introduce una dependencia en la estimación del tamaño del evento con la carga del mismo. Mediante un experimento que utiliza electrones de menos de 20 keV de una fuente de tritio, los cuales interactúan en el *backside* del CCD ($y_i = 250 \mu\text{m}$), se demostró por primera vez la dependencia del tamaño de los eventos con la carga en *fully-depleted* CCD a bajas energías. Se propuso un método para derivar la curva tamaño-profundidad de eventos puntuales que requiere conocer a priori la distribución de la probabilidad de interacción con la profundidad de una partícula de prueba; el mismo fue puesto en práctica con rayos X colimados. Se presentó un método equivalente utilizando muones, que permite obtener *in situ* la curva tamaño-profundidad para los experimentos CONNIE y DAMIC. Las curvas obtenida mediante los distintos métodos y por simulación son consistentes. La curva obtenida con los rayos X de cobre se utilizó para realizar el análisis de datos de la corrida de ingeniería del experimento CONNIE. El método de los muones se aplicó para los CCD de $675 \mu\text{m}$, permitiendo obtener una curva aplicable a las versiones de 100 gramos de los experimentos CONNIE y DAMIC.

(a)

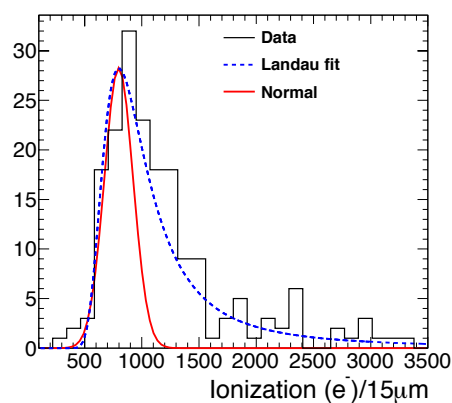
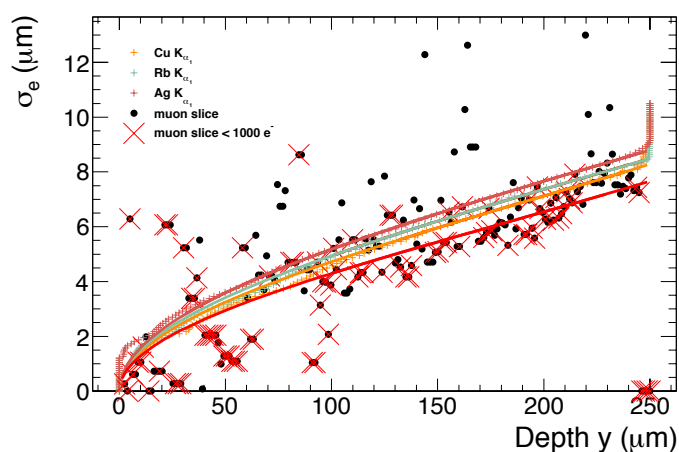
(b) Curva $\sigma_e - y$ utilizando un muon

Figura 3.22: En (a) se muestra la distribución de la carga de los segmentos del muon de la figura 3.21a. Se tomaron como segmentos sin electrones- δ los por debajo de una desviación estandar sobre la media del ajuste gaussiano ($1000 e^-$). En (b) se muestra la curva tamaño-profundidad obtenida con rayos X y utilizando el muon de la figura 4.5. Los puntos negros corresponden a cada rebanada de un pixel del muon, y los marcados con una cruz roja son aquellas con menos de $1000 e^-$.

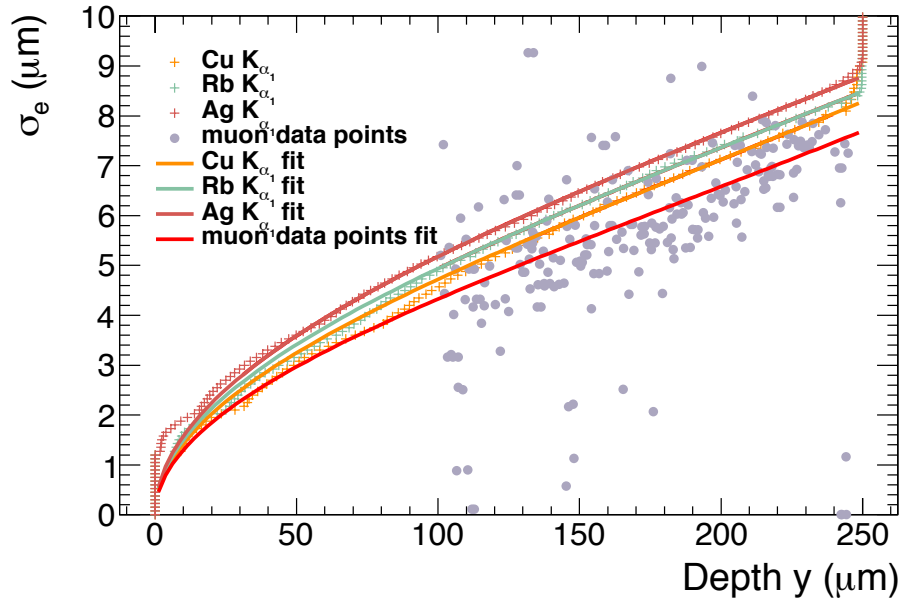


Figura 3.23: Curva obtenida utilizando los segmentos de cinco muones que cumplen con las condiciones explicadas en el texto (menos de $1000 e^-$). Como se observa a igualdad de profundidad el σ_e obtenido con los muones es menor que con los rayos X debido a los efectos de repulsión de carga, menores en el caso de los muones.

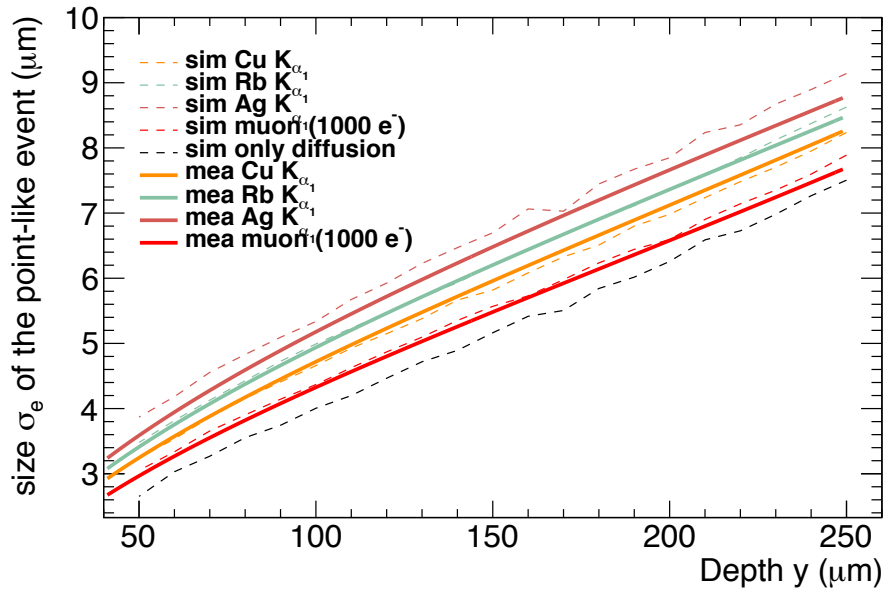


Figura 3.24: Mediciones y simulación, todas realizadas a igualdad de condiciones. Ambas se encuentran muy próximas. La mayor diferencia se encuentra para el caso de la plata lo cual requiere un mejor ajuste en los parámetros de simulación. Con la simulación se verifica que el resultado obtenido con los muones es equivalente a la curva de eventos puntuales con carga de $1000 e^-$.

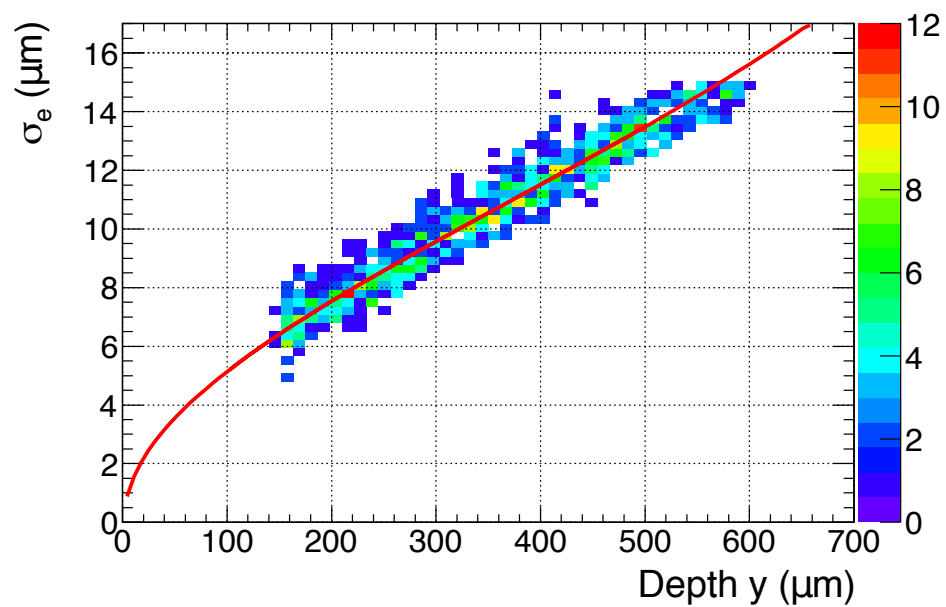


Figura 3.25: Curva tamaño-profundidad para un CCD de $675 \mu\text{m}$ y 70 V de sustrato obtenida utilizando muones. Los puntos fueron obtenidos de 13 muones con dirección perpendicular a las filas de píxeles y de más de 150 píxeles de largo. Solo se utilizan las rebanadas con menos de $1000 e^-$. El ajuste se realizó a partir de $y > 150 \mu\text{m}$.

Capítulo 4

Ruido de Lectura

Como se mencionó en el capítulo de introducción, las fuentes de ruido de los *fully-depleted* CCD limitan el nivel de umbral para detectar eventos poco probables: interacciones de neutrinos y/o materia oscura. En este capítulo se presentarán las fuentes de ruido que afectan a un *fully-depleted* CCD. Se detallará el método seguido para medir la contribución de cada una de las fuentes, que permitió demostrar la presencia de carga espuria generada al aplicar las señales de control a las fases del CCD. Se analizará en detalle el ruido introducido por la electrónica de lectura y las limitaciones del *correlated-double-sampling* (CDS) para filtrar ruido correlacionado del tipo $1/f$. Con el objetivo de maximizar el SNR, se propone una mejora de la cadena de adquisición que incluye la optimización de los voltajes de operación del circuito de salida del CCD y un esquema de conexiones a tierra que minimiza el efecto de las interferencias. Al final del capítulo se presenta el diseño y caracterización de una electrónica digital de lectura, que permite futuras aplicaciones de filtrado mediante DSP.

4.1. Fuentes de ruido y método de medición

En aplicaciones de detección de partículas, las fuentes de ruido que afectan cada pixel se pueden dividir en dos grupos: carga que se agrega a los píxeles y ruido introducido por la electrónica utilizada para sensar la carga en el *sense-node* (SN). La carga que se agrega a los píxeles puede provenir de tres fuentes: pérdidas de luz, corriente oscura y, como se encontró durante este trabajo de tesis, carga espuria generada al aplicar las señales de reloj a las fases de los píxeles durante la lectura del dispositivo.

Para evitar exponer el CCD a luz, se lo instala cuidadosamente en una caja de cobre estanca a la luz que, junto al detector, se enfría a 120 kelvin para disminuir la radiación infrarroja, por lo que esta fuente de ruido es despreciable. Al enfriar el sensor a 120 kelvin, la corriente oscura disminuye a niveles de $0.001 e^-/\text{pix}/\text{hr}$ para el caso de los detectores utilizados en DAMIC [19].

Todas las fuentes de ruido mencionadas anteriormente se encuentran descorrelacionadas y por lo tanto se suman en cuadratura: $\sigma_T^2 = \sigma_D^2 + \sigma_S^2 + \sigma_R^2$, donde σ_T^2 es el ruido total, σ_D^2 es el ruido debido a corriente oscura, σ_S^2 es carga espuria generada durante la lectura del sensor, y σ_R^2 es el ruido introducido por la electrónica de lectura.

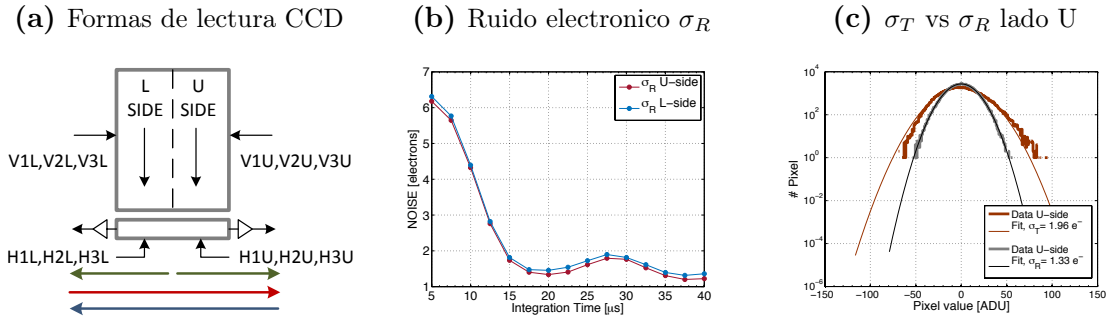


Figura 4.1: En la figura (a) se esquematiza un CCD con sus señales de control y formas de lectura. Dependiendo de las secuencias de las señales de control del registro horizontal (H1U/L, H2U/L y H3U/L) la carga de los píxeles se puede leer de tres formas: cada mitad del CCD a través de cada estructura de salida (flechas verdes), todo el CCD a través de la etapa de salida del lado U (flecha roja), o todo el CCD por el lado L (flecha azul). Se puede utilizar la señal de video de la estructura de salida por la que no se lee el CCD para medir el ruido electrónico que afecta a ese canal. En la figura (b) se muestran las mediciones de ruido electrónico de ambos canales para diferentes tiempos de integración. Se alcanza un mínimo de $1.33 e^-$ para $20 \mu s$ de integración. En la figura (c) se muestra el histograma de los píxeles del overscan del lado U cuando solamente se lee ruido electrónico (curva gris) y cuando es leído el CCD por ese lado (curva roja). El ruido aumenta de $1.33 e^-$ a $1.96 e^-$ y la distribución se aleja de una función gaussiana, indicando la presencia de carga espuria generada durante la lectura del dispositivo.

Los CCD utilizados en CONNIE y DAMIC tienen dos estructuras de salida: L y U. El registro horizontal se encuentra dividido en dos mitades con señales de control independientes, permitiendo leer cada mitad de una fila por cada estructura de salida como se indica con flechas verdes en la figura 4.1a. Otra posibilidad, es manipular las señales de control horizontales para leer todo el CCD usando solamente una etapa de salida. Esta última posibilidad se utilizó para medir el ruido electrónico de lectura. Si las señales de control del lado U (H1U, H2U y H3U) se aplican de modo tal de desplazar la carga hacia la salida del lado L, todo el CCD es leído por la estructura de salida del lado L (flecha azul en la figura 4.1a), mientras que las señales de los *gate* transistor de *reset* y de la fase del SW de la salida U se pueden continuar aplicando. Se obtiene así en la salida del lado U una señal de video que es solamente afectada por el ruido electrónico y libre de señal proveniente de la carga de los píxeles.

En la figura 4.1b se muestra el ruido electrónico de lectura, medido aplicando la técnica anteriormente expuesta, para diferentes tiempos de integración del CDS. La calibración se realizó con una fuente radioactiva [34]. El CCD medido es un *fully-depleted* de $250 \mu m$ del proyecto DES [26, 76, 79, 80], utilizado en la versión de ingeniería de los experimentos DAMIC y CONNIE [16, 17, 20]. Se alcanza un ruido mínimo de

$\sigma_R = 1.33 e^-$ a un tiempo de integración de $20 \mu s$. Como se demostrará en la sección 4.4 el exceso entre 20 y $35 \mu s$ es introducido por las SMPS (*switching mode power supply*) del sistema de lectura.

En la figura 4.1c se muestra el histograma de los píxeles en la región de *overscan* de la imagen obtenida al leer la señal de video de la estructura de salida del lado U para dos casos: cuando la carga del CCD es leída por el lado U y cuando solamente el ruido electrónico es leído por ese lado (la carga de los píxeles es leída por el lado L). El ruido electrónico de lectura sin carga es de $1.33 e^-$. Para el caso en que se lee el CCD por el lado U, el ruido crece a $1.96 e^-$ y la distribución se aparta de una función gaussiana. El tiempo de integración utilizado es de $20 \mu s$. Por lo tanto para 50 píxeles de *overscan* el tiempo de exposición del último pixel leído es de $2.5 ms$ y los efectos de la corriente oscura son totalmente despreciables. Significa entonces que al realizar la lectura del dispositivo se introduce carga espuria que contribuye al ruido total en $\sigma_S = 1.46 e^-$.

4.2. Carga espuria

La generación de carga espuria ha sido previamente observada en CCDs del tipo: EMCCD (denominada *Clock Induced Charge*) [81, 82], de fase virtual [34, 83] y dispositivos Hamamatsu de dos fases S5466 [84, 85]. En todos los casos, se encontró una dependencia entre la cantidad de carga espuria generada con los tiempos de subida [63] [86], y del *swing* (diferencia entre el valor más alto y bajo de la señal) de las señales de control.

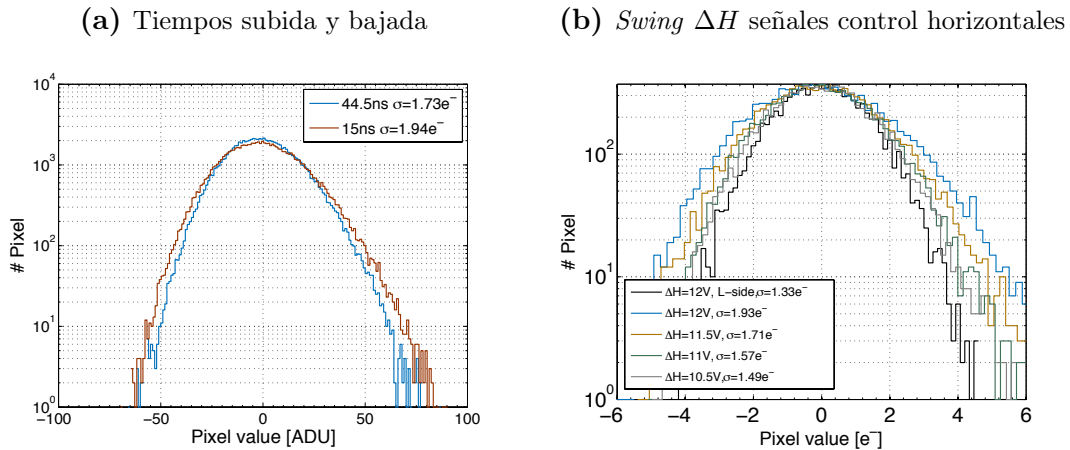


Figura 4.2: En la figura (a) se muestra la distribución de los píxeles de *overscan* de un CCD *fully-depleted* de $250 \mu m$ para dos tiempos de subida/bajada de las señales de control del registro horizontal. Los tiempos de subida/bajada más lentos producen menos carga espuria. Como se muestra en la figura (b) a medida que se reduce el *swing* ΔH el ruido total disminuye y se aproxima al ruido electrónico (histograma en negro)

Para los sensores *fully-depleted* de $250 \mu m$ utilizados en esta tesis, se variaron los

tiempos de subida/bajada y *swing* ΔH de las señales de control horizontales. En la figura 4.2 se encuentran los resultados. Al aumentar los tiempos de subida/bajada de 15 ns a 44.5 ns el ruido total σ_T disminuye de $1.94 e^-$ a $1.73 e^-$. En la figura 4.2b se compara el ruido electrónico σ_R del canal U, respecto al ruido total σ_T para diferentes valores de *swing*. A medida que ΔH disminuye, se disminuye la generación de carga espuria y el ruido total se aproxima al electrónico. En estos dispositivos, por debajo $\Delta H = 10.5 V$ la CTE (*charge-transfer-efficiency*) se degrada a niveles inaceptables.

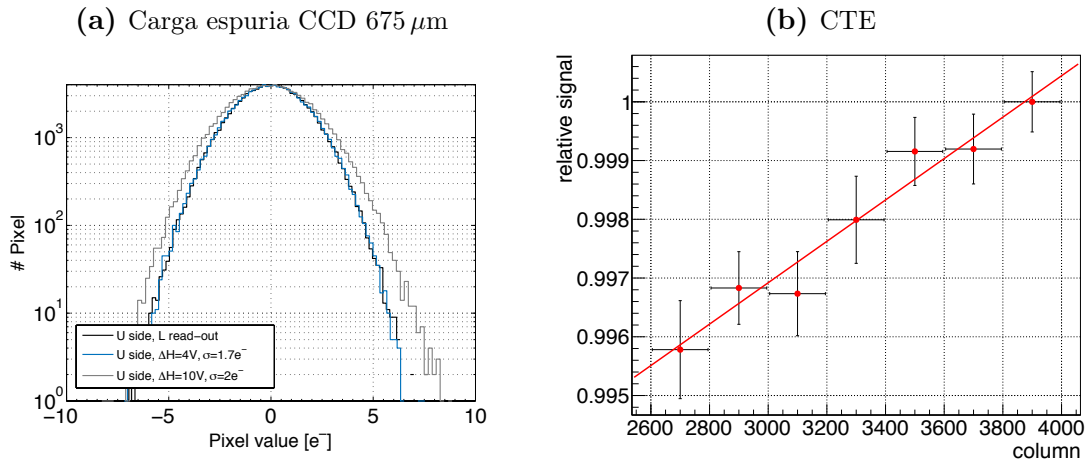


Figura 4.3: Ruido electrónico (histograma en negro) y ruido total para dos conjuntos de voltajes de las señales de control de un CCD *fully-depleted* de $675 \mu m$. Para el conjunto de voltajes optimizados de la tabla 4.1 el ruido total medido es igual que el ruido electrónico del canal. En (b) se muestra la medición de CTE: 98.63 %, se observa la pérdida de señal entre la primer y última columna leída. Solamente se expuso una fracción de columnas, porque en el arreglo experimental las restantes estaban cubiertas por el cable flexible del CCD.

Para los sensores *fully-depleted* de $675 \mu m$ utilizados en las versiones de 100 g de CONNIE/DAMIC se realizó una optimización de los voltajes de las señales de control para reducir al mínimo la carga espuria. El conjunto de voltajes optimizados se encuentra en la tabla 4.1. En la figura 4.3a se encuentra el resultado obtenido, en donde se puede ver que el ruido total iguala al ruido electrónico de $1.7 e^-$. Se realizó una medición de CTE horizontal, la cual consistió en lo siguiente: se expuso el CCD a una fuente de ^{55}Fe y antes de leer el detector se removió la fuente. A la imagen adquirida se la dividió en columnas de 200 píxeles y en cada columna se realizó una calibración utilizando el pico de K_α del espectro de píxeles de la imagen. En la figura 4.3b se muestran los resultados: la señal de la primer columna leída es máxima y decae hasta la última columna leída. La CTE obtenida es de 98.63 %. Mas detalles del método aplicado se pueden consultar en [34, 76].

No existe una explicación cerrada de como la carga espuria es generada y existen diferentes hipótesis que se pueden consultar en [34, 83, 85]. A continuación se presentará la explicación propuesta en [34] para los VP CCD (*virtual phase CCD*) utilizados en

Tabla 4.1: Voltajes óptimos CCD *fully-depleted* de 675 μm de espesor

Signal	Low Level	High Level
Horizontal (H1,H2 y H3)	3V	7V
SG	2V	6V
Vertical (V1,V2 y V3)	5V	9V
TG	5V	9V
RG	-6V	0V
OG	4.5V	
VRef	-12.5V	
Vdd	-22V	
Vsub	70V	

la misión Galileo [87]. Cuando la fase del CCD es puesta en inversión (voltaje negativo respecto a los *channel-stop*), huecos de los *channel-stop* migran hacia debajo del *gate* de la fase. Algunos huecos quedan atrapados en la interfaz entre el silicio y el SiO_2 . Cuando la fase es sacada del estado de inversión, los huecos al retornar a los *channel-stop* son acelerados con suficiente energía que crean electrones por ionización de impacto. Estos electrones espurios son colectados en el pozo de potencial más cercano. Se observaron las siguientes dependencias:

- La carga espuria es generada solamente durante el flanco de subida de la señal de reloj al salir la fase del estado de inversión.
- La cantidad de carga espuria generada decrece con los tiempo de subida de los relojes y crece con la amplitud de los mismos.
- Crece con el tiempo en que la fase sale de inversión. Cuando el tiempo es corto, los huecos se mantienen en las trampas.
- Crece al bajar la temperatura, debido a que aumenta la movilidad de los huecos y por lo tanto la probabilidad de ionización por impacto.

La teoría anteriormente expuesta no es del todo aplicable a los *fully-depleted* CCD utilizados en esta tesis, debido a que sus *channel-stops* son *fully-depleted* y no pueden proveer carga. Se supone que la misma son electrones atrapados en el óxido que se liberan al aplicar las señales de control, y luego por ionización de impacto generan los huecos espurios observados como un aumento en el ruido de lectura.

4.3. Teoría del ruido electrónico de lectura

4.3.1. Cadena de adquisición

En la figura 4.4 se muestra un diagrama simplificado de la electrónica de lectura de un CCD, juntamente con el modelo eléctrico de su estructura de salida. Utilizando

la señal de control SG, la carga Q de un pixel es puesta en el SN para su medición. Los transistores MR y M1 son del tipo PMOS. El transistor M1 se encuentra en configuración *source-follower* (SF), la resistencia de carga R_L es externa al CCD. El SN se encuentra modelado por el capacitor CSN. Previamente a transferir la carga del pixel al SN, se aplica un pulso de reset al RG por un tiempo T_{MR}^{OM} para cargar el SN, a través de MR, a un **nivel de referencia**. Luego de un tiempo T , se aplica un pulso a SG por un tiempo ΔT para transferir la carga Q del pixel al SN y se obtiene el **nivel de señal**. En la figura 4.4 se esquematiza la señal V_{out} obtenida a la salida del SF, denominada **señal de video**. Aplicando la técnica de CDS, de la diferencia de estos dos niveles se extrae el valor de la carga del pixel. La electrónica de front-end tiene una alta impedancia de entrada y baja de salida para poder transmitir la señal de video por la línea L2 que puede llegar a tener más de 2 metros de longitud. Al mismo tiempo, introduce una ganancia G para mejorar el SNR y disminuir el impacto de la EMI que pueda ocurrir entre el *front-end* y el DAQ. Mediante L1 se conecta el CCD y el *front-end*, y CL1 modela su capacidad parásita. En el sistema de adquisición DAQ se aplica el CDS y produce un número digital (DN) representativo de la carga del pixel. En los DAQ para la lectura de CCD científicos más utilizados, la operación de CDS se realiza mediante un circuito analógico y luego se digitaliza su salida, en la sección 4.5 se propone y caracteriza un DAQ totalmente digital.

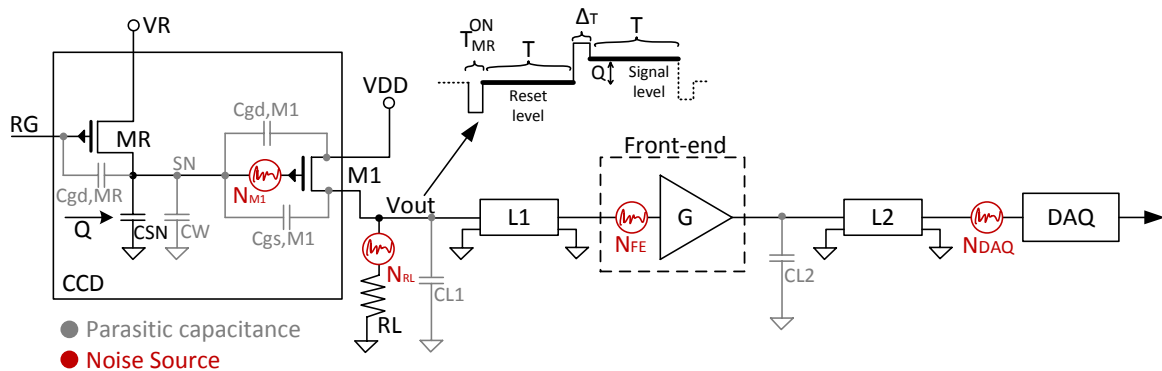


Figura 4.4: Cadena de adquisición de un CCD. Se muestra un modelo eléctrico de la estructura de salida del CCD. Se distinguen tres fuentes de ruido electrónico: el ruido agregado por el transistor M1, por la electrónica de front-end y por el sistema de DAQ que aplica el CDS y digitaliza el valor de los píxeles. En gris se encuentran las capacitancias parásitas. Las capacitancias parásitas en la estructura de salida reducen la ganancia degradando el SNR. La diferencia entre el nivel de referencia y señal es proporcional al valor de carga Q del pixel.

4.3.2. Respuesta en frecuencia

Además de la capacidad propia del SN se agregan capacitancias parásitas provenientes del circuito de la estructura de salida del CCD, mostradas en gris en la figura 4.4. La conexión entre el SN y M1 introduce la capacidad C_W . El transistor MR introduce la capacidad *gate-source* $C_{gs,MR}$, y M1, $C_{gs,MR}$ y $C_{gs,M1}$ [88]. En la figura 4.5a se

muestra el circuito equivalente de pequeña señal. La transferencia de carga al SN se ha modelado mediante una fuente de corriente que transfiere al SN la totalidad de la carga en $t = 0$, entonces su respuesta temporal es $i(t) = Q\delta(t)$, donde Q es el paquete de carga del pixel [89, 90]. La ecuación 4.1 es la función de transferencia calculada, donde C_M es la capacidad de Miller.

$$\frac{v_{out}(s)}{Q} = \frac{(gmR_L)}{(1 + gmR_L)C_{eq}} \frac{(sC_{gs,M1}gm^{-1} + 1)}{s(sR_L C_p + 1)} \quad (4.1)$$

$$C_{eq} = C_T + C_M \quad C_M = \frac{C_{gs,M1}}{(1+gmR_L)} \quad C_T = C_{SN} + C_W + C_{gd,M1} + C_{gs,MR}$$

$$C_p = \frac{C_{gs,M1}C_T + C_{L1}C_{gs,M1} + C_T C_{L1}}{C_{gs,M1} + C_T(1 + gmR_L)} \quad (4.2)$$

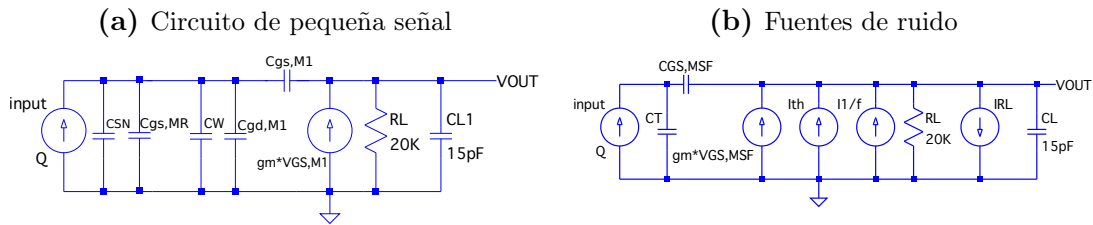


Figura 4.5: En (a) se muestra el modelo de pequeña señal del circuito de salida del CCD. La entrada está modelada como una fuente de corriente $i(t) = Q\delta(t)$, donde Q es la carga del pixel. También se encuentran incluidas las capacidades parásitas. En el circuito de la figura (b) se agregaron las fuentes de ruido, el ruido térmico de RL y $M1$, y el ruido de flicker $1/f$ de $M1$.

Lejos de las frecuencias de corte inferior y superior, v_{out} es $\approx Q/C_{eq}$, por lo tanto mientras menor es C_{eq} mayor es la señal v_{out} obtenida a la salida. Se denomina **ganancia del CCD** a $G_{CCD} = 1/C_{eq}(\mu V/e^-)$. C_{eq} es un factor fundamental de diseño para lograr **alta sensibilidad**, y por lo tanto, **un bajo ruido de lectura**. Para los dispositivos utilizados en esta tesis $C_{eq} \approx 0.05$ pF, por lo que es posible lograr una **sensibilidad** de $\approx 3.5 \mu V/e^-$. En la figura 4.6 se muestran tres diseños diferentes de circuitos de salida de CCD, en las que C_P y $C_{gs,M1}$ son del orden de 10 fF [91]. En esta tesis se utilizaron los circuitos de las figuras 4.6a y 4.6b, que corresponden a los CCD de los experimentos DECAM [25, 26] y CONNIE/DAMIC respectivamente. En los CCD de DECAM la relación W/L de $M1$ es de 47/6 y el área del SN de $5 \times 9 \mu m^2$. Una caracterización exhaustiva del transistor $M1$ para este diseño se pueden consultar en [22]. En los CCD de CONNIE/DAMIC, W/L es de 47/9 y el área del SN de $9 \times 9 \mu m^2$. En ambos casos la conexión entre el SN y el polisilicio de la compuerta de $M1$ se encuentra realizada mediante un contacto metálico. Se midió en igualdad de condiciones la ganancia de tres CCD de ambos casos, resultando que los CCD de DECAM tienen un 30 % más ganancia y 20 % menos ruido que los CCD de CONNIE/DAMIC. La estructura de la figura 4.6c es un diseño nuevo realizado por LBNL para el experimento DESI [92], el área del SN se ha reducido a $2 \times 2 \mu m^2$, W/L a 20/6 y el contacto metálico se reemplazó

por un único contacto de polisilicio. Se ha reportado en [92] que el dispositivo tiene un ruido de lectura de $1e^-$ para una ventana de integración $20\mu s$.

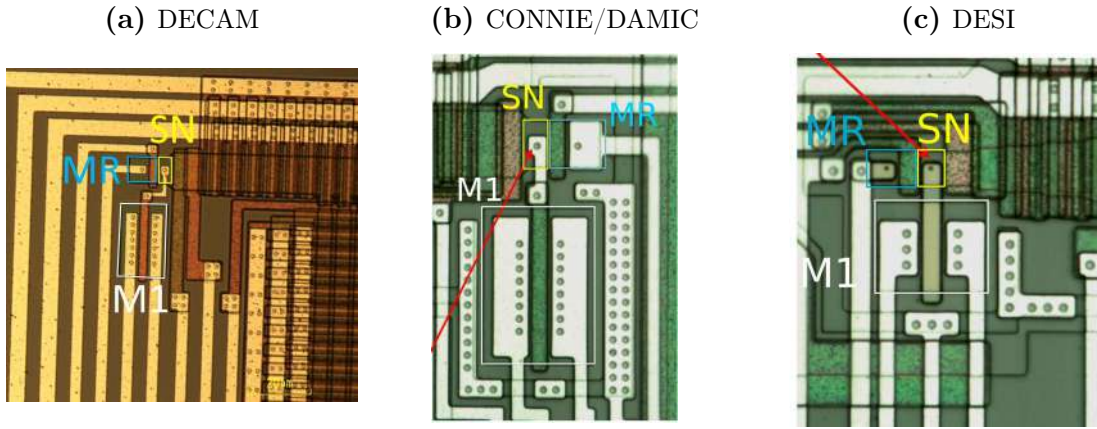


Figura 4.6: Fotografía de la estructura de salida de tres diferentes tipos de CCD. (a) y (b) corresponden a los CCD de los experimentos DECAM y CONNIE/DAMIC, utilizados en este trabajo de tesis. La imagen (c) es extraída de [91] y corresponde a un nuevo diseño realizado por LBNL que será utilizado en el experimento DESI [92]. El tamaño de M1, del SN y la conexión entre M1 y el SN se han optimizado para reducir las capacidades parásitas a un mínimo [91, 92], para obtener una mayor ganancia y menor ruido de lectura.

Como se puede deducir de la función de transferencia, la capacidad C_{L1} no afecta la ganancia del circuito, pero domina la frecuencia de corte superior debido a que C_{L1} es mucho mayor que $C_{gd,MSF}$ y que C_T . Entonces, la frecuencia de corte superior se encuentra dada por la ecuación 4.3.

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \frac{gm}{C_L} \quad (4.3)$$

Para los CCD utilizados en este trabajo $gm \approx 150\mu A/V$, haciendo que la impedancia de salida de M1 sea $\approx 6k\Omega$. Para una $C_{L1} \approx 15pF$, el corte en frecuencia es en 2.5 MHz, y limita la velocidad máxima a la que se puede leer el dispositivo.

4.3.3. Fuentes de ruido

En la figura 4.4 se muestran en rojo las fuentes de ruido de la cadena de adquisición. El ruido introducido por M1 se encuentra modelado como una fuente de tensión N_{M1} en serie a su terminal de *gate*. M1 introduce ruido térmico y de *flicker* [88]. Para dispositivos de canal largo trabajando en saturación, como M1, ambos tipos de ruido se pueden modelar como una fuente de corriente entre los terminales de *drain* y *source* con una densidad espectral de potencia dadas por las ecuaciones 4.4 y 4.5, para el ruido térmico y de *flicker* respectivamente [88]. El ruido de flicker se encuentra originado por cambios en la movilidad de los portadores y debido a un mecanismo de captura-liberación de portadores en trampas ubicadas en la interfaz Si – SiO₂ [88].

$$\overline{I_{th}^2} = 4k_B T \frac{2}{3} gm \quad (4.4)$$

$$\overline{I_{1/f}^2} = \frac{gm^2 K}{C_{ox} WL} \frac{1}{f} \quad (4.5)$$

El ruido de flicker decrece con el área WL del transistor y con la capacidad del óxido C_{ox} . La resistencia RL agrega ruido térmico N_{RL} , y se puede modelar como una fuente de corriente en paralelo a RL con $\overline{I_{th}^2} = 8k_B T / 3R_L$ [88]. En la figura 4.5b se muestra el circuito de pequeña señal, en donde se han agregado las fuentes de ruido. Como se verá más adelante, las frecuencias de interés están debajo de 2 MHz; en ese rango de frecuencias, $C_{gs,M1}$ se puede considerar un circuito abierto. La tensión de ruido de estas fuentes se encuentra dada por la ecuación 4.6.

$$\overline{v_{nout}^2} = \left[4k_B T \left(\frac{2}{3} gm + \frac{1}{R_L} \right) + \frac{gm^2 K}{C_{ox} WL} \frac{1}{f} \right] \frac{R_L^2}{\omega^2 C_L^2 R_L^2 + 1} \quad (4.6)$$

El ruido agregado por la electrónica del *front-end* se encuentra modelado por una fuente de tensión en N_{FE} a su entrada, de igual forma que el ruido introducido por la DAQ. En ambos casos, el ruido de cada etapa es una combinación entre ruido de flicker y ruido blanco que dependerá de los componentes con que se encuentra construida cada etapa.

A causa del ruido de la fuente de la tensión de referencia VR y al ruido de Nyquist del transistor MR, dado por $(k_B T / C_{eq})^{1/2} [V_{rms}]$ [88], el valor al que se carga el SN es aleatorio. Este ruido afecta de igual manera a los niveles de referencia y de señal, debido a que la señal se suma a ese nivel aleatorio. La técnica de CDS fue introducida por White en 1971 [4], y permite remover completamente esta fuente de ruido.

4.3.4. Correlated Double Sampling (CDS)

Existen diferentes maneras de aplicar el CDS que se pueden consultar en [93]. En esta tesis se presenta el *differential-averager* ó *double-slope integrator* (DSI) CDS, debido a que es óptimo para filtrar ruido blanco y elimina completamente el ruido producido durante el *reset* del SN. Además es la técnica mayormente utilizada en CCDs y CIS. Como se indica en la ecuación B.1, el valor del pixel \hat{v}_p se estima al sustraer al valor promedio del nivel de señal $v_s(t)$ el valor promedio del nivel de referencia $v_r(t)$. T es la duración de cada nivel y se denomina **ventana** ó **tiempo de integración**, ΔT es el tiempo entre niveles.

$$\hat{v}_p[V] = \frac{1}{T} \left[\int_0^T v_s(t) dt - \int_{\Delta T+T}^{\Delta T+2T} v_r(t) dt \right] \quad (4.7)$$

La respuesta en frecuencia del CDS se puede obtener aplicando la señal $e^{-j\omega t}$ a la

ecuación B.1 [94]. El resultado es la ecuación 4.8. En el apéndice B se encuentran los pasos matemáticos seguidos.

$$|H_{CDS}(\omega)|^2 = \frac{16}{T^2\omega^2} \text{sen}^2\left(\frac{\omega T}{2}\right) \text{sen}^2\left(\frac{\omega(T + \Delta T)}{2}\right) \quad (4.8)$$

Para los CCD utilizados en esta tesis, $\Delta T \approx 0,1\mu\text{s}$ y $T > 5\mu\text{s}$. Por lo tanto se puede considerar $T \gg \Delta T$, $\omega\Delta T \ll 1$ a las frecuencias de interés, y reducir la ecuación 4.8 a la ecuación 4.9.

$$|H_{CDS}(\omega)|^2 = \frac{16}{T^2\omega^2} \text{sen}^4\left(\frac{\omega T}{2}\right) \quad (4.9)$$

En la figura 4.7 se muestran los gráficos de las funciones de transferencia del CDS para ambos casos. El área del primer lóbulo (de 0 Hz a $1/2T$ Hz) contiene el 80 % de la energía del filtro. A medida que se agranda el tiempo de integración, se reduce el ancho de banda necesario, y por lo tanto, en la cadena de adquisición C_{L1} y gm pueden aumentar.

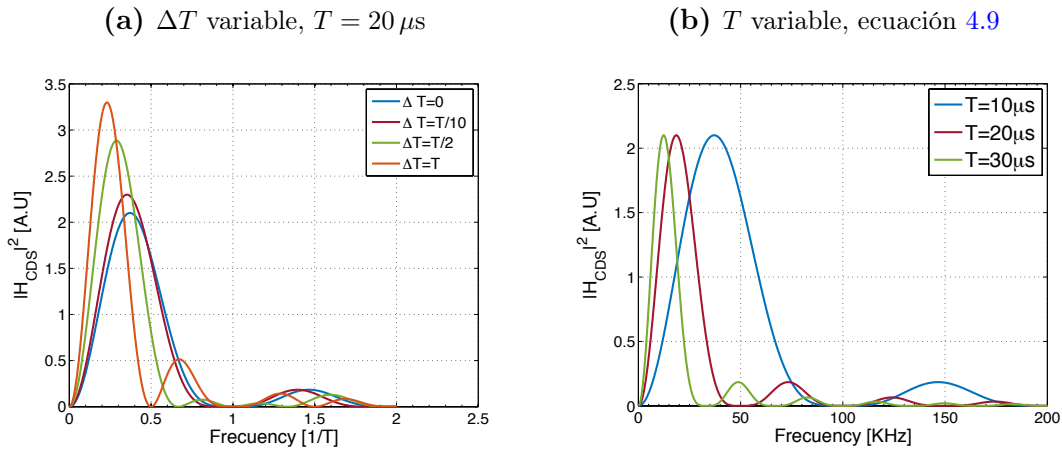


Figura 4.7: Función de transferencia del *differential-averaging* CDS. En (a) se muestra la FT para diferentes ΔT con T fijo, y en (b) para la condición $T \gg \Delta T$ con T variable. La respuesta es cero a las frecuencias $f_0 = n/T$, con $n = 0, 1, 2, \dots$

A continuación se analizará la respuesta del CDS a los distintos tipos de ruido. La varianza σ^2 (ó potencia) de un ruido con densidad espectral de potencia $S(f)$, luego de ser filtrado por el CDS, se obtiene aplicando la ecuación 4.10 [88].

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S(f) |H_{CDS}(f)|^2 df [V^2] \quad (4.10)$$

El ruido blanco tiene una densidad espectral $S_W(f)$ constante de valor W_0 (V^2/Hz). Luego de transmitir por el CDS, la potencia de ruido σ_W^2 está dada por la ecuación

4.13. σ_W^2 decrece con el tiempo de integración y como se espera, al ser el ruido decorrelacionado, el resultado es independiente de ΔT .

$$\sigma_W^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_W(f) |H_{CDS}(f)|^2 df \quad (4.11)$$

$$= \frac{4}{\pi^2 T^2} W_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{f^2} \text{sen}^2(\pi f T) \text{sen}^2(\pi f (T + \Delta T)) df \quad (4.12)$$

$$= \frac{2}{T} W_0 \quad (4.13)$$

$S_{1/f}(f) = \frac{\beta}{f^\gamma}$ es una expresión general de la densidad espectral de potencia para el ruido 1/f, donde γ puede tomar un valor entre 0 y 2. La ecuación 4.14 es la potencia de ruido a la salida del CDS para ruido 1/f con $\gamma = 1$, y la ecuación 4.15 para $\gamma = 2$. Para β_1/f la potencia de ruido es independiente de T, y para β_2/f^2 la potencia de ruido crece con el tiempo de integración T.

$$\sigma_{1/f}^2 = \frac{2\beta_1}{\pi} \ln(2) \quad (4.14)$$

$$\sigma_{1/f^2}^2 = \frac{8}{3} \beta_2 \pi^2 T \quad (4.15)$$

En la figura 4.8a se muestra la potencia total de ruido a la salida del CDS, para los tres casos de ruido discutidos anteriormente. En un escenario donde existe una combinación de los mismos, como es el caso de los CCD (ecuación 4.6), estas fuentes de ruido se suman en cuadratura debido a que se encuentran no correlacionadas. Como se puede observar en la figura 4.8a, existe un **tiempo de integración óptimo** T_{opt} para el cual se logra el mínimo ruido con el CDS. Por encima de T_{opt} el ruido aumenta debido al ruido de flicker, y por lo tanto limita el ruido mínimo con que se puede leer un CCD. Debido a que el primer lóbulo contiene el 80% del área del filtro, como se muestra en la figura 4.8b, la potencia de ruido 1/f a la salida del CDS aumenta con el tiempo de integración.

4.3.5. Signal-to-Noise Ratio (SNR)

Dada una cantidad Q (e^-) de carga en el SN, a la salida de la cadena de adquisición la señal sera un número digital S (DN) dado por la ecuación 4.16, donde G_{DAQ} es la ganancia del DAQ. El producto $G_{CCD} \times G_{FE} \times G_{DAQ}$ es la ganancia K (ADU/ e^-) del sistema, que se puede calibrar por ejemplo utilizando rayos X como se ha mostrado en el capítulo 2. Las ecuaciones 4.17 y 4.18 son el ruido obtenido a la salida de la

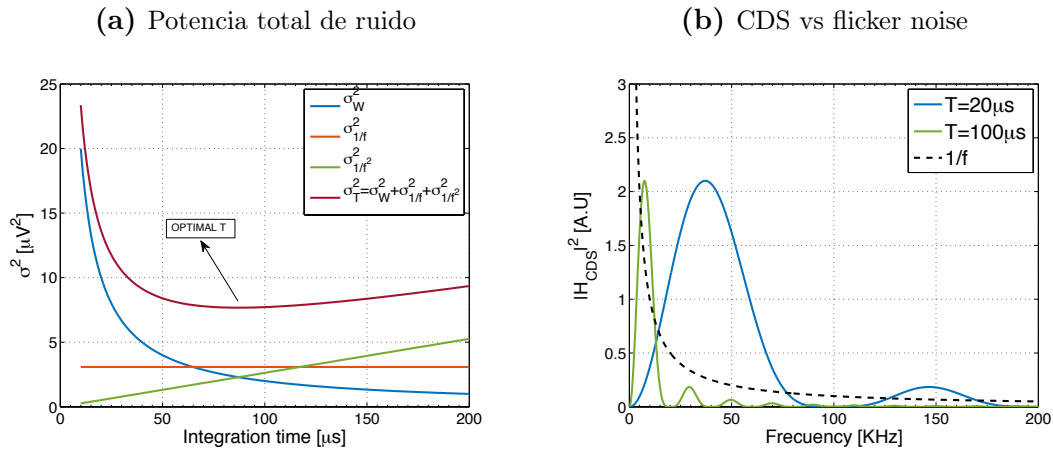


Figura 4.8: En la figura (a) se muestra la potencia total de ruido a la salida del CDS en función del tiempo de integración para distintos tipos de ruido. Se tomó ruido blanco $W_0 = 100 \text{ nV}^2/\text{Hz}$, $\beta_1 = 7 \mu\text{V}^2$ y $\beta_2 = 1000 \mu\text{V}^2/\text{s}$. Existe un valor óptimo de tiempo de integración T_{opt} para el que se minimiza el ruido. Como se muestra en la figura (b), debido a la característica $1/f$ del ruido de flicker, al aumentar tiempo de integración del CDS, la potencia de ruido a la salida del CDS aumenta.

cadena y referido a la entrada (RTI) respectivamente, en donde las fuentes se suman en cuadratura al ser independientes. La ecuación 4.19 es el SNR RTI. Como se puede ver, para disminuir el ruido RTI es necesario aumentar G_{CCD} , y para el caso de N_{DAQ} además se puede aumentar G_{FE} .

$$\begin{aligned} S[ADU] &= Q [e^-] \times G_{CCD} \left[\frac{\mu\text{V}}{e^-} \right] \times G_{FE} \left[\frac{\mu\text{V}}{\mu\text{V}} \right] \times G_{DAQ} \left[\frac{ADU}{\mu\text{V}} \right] \\ &= Q [e^-] \times K \left[\frac{ADU}{e^-} \right] \end{aligned} \quad (4.16)$$

$$N[DN] = \sqrt{(N_{out} \times G_{FE} \times G_{DAQ})^2 + (N_{FE} \times G_{FE} \times G_{DAQ})^2 + (N_{DAQ} \times G_{DAQ})^2} \quad (4.17)$$

$$N_{RTI}[e^-] = \sqrt{\left(\frac{N_{out}}{G_{CCD}} \right)^2 + \left(\frac{N_{FE}}{G_{CCD}} \right)^2 + \left(\frac{N_{DAQ}}{G_{FE} \times G_{CCD}} \right)^2} \quad (4.18)$$

$$SNR = \frac{Q^2}{\left(\frac{N_{out}}{G_{CCD}} \right)^2 + \left(\frac{N_{FE}}{G_{CCD}} \right)^2 + \left(\frac{N_{DAQ}}{G_{FE} \times G_{CCD}} \right)^2} \quad (4.19)$$

La ganancia G_{CCD} disminuye con las dimensiones de M1, debido a que aumenta la capacidad parásita $C_{gd,M1}$. Como se puede deducir de la ecuación 4.3.2, además G_{CCD} aumenta con gm , debido a que decrece la capacidad de Miller C_M . En cambio, el ruido disminuye con las dimensiones WL de M1 (ecuación 4.5) y aumenta con gm (ecuaciones 4.4 y 4.5). Por lo tanto, existe una relación de compromiso entre ruido, señal y ancho de banda, dado que esta última depende de la impedancia de salida de M1 (ecuación 4.3),

que forman un problema de optimización del diseño del circuito de salida del CCD.

4.4. Electrónica de lectura de CONNIE y DAMIC

4.4.1. Descripción

En la figura 4.9 se muestra un diagrama de la electrónica de adquisición utilizada en los experimentos CONNIE/DAMIC. La electrónica ha sido heredada del proyecto DES [39], la cual fue diseñada para leer al menos 250 kpix/s con un ruido de $<15 e^-/\text{pix}$ [25, 26]. A esta velocidad de lectura, considerando solo cinco lóbulos del CDS, es necesario un ancho de banda de al menos 2.5 MHz. Entonces aplicando la ecuación 4.3 resulta que C_L debe ser menor a 10 pF, donde se tomó $1/gm < 6 \text{ k}\Omega$. Debido a que es necesario transmitir la señal de video por un cable hasta el sistema de lectura (capacidad parásita $>100 \text{ pF}$), se implementó un *line-driver* con dos JFET J271 en paralelo que se conecta a no más de 1 cm del CCD, provee una muy alta impedancia de entrada y muy baja impedancia de salida. Los JFET se alimentan con la misma tensión V_{dd} que el transistor M1 del CCD, ocupan poco espacio y fueron caracterizados y probados exitosamente a una temperatura de 100 kelvin. Luego del *line-driver*, se encuentra un cable flexible de $\approx 30 \text{ cm}$ que transmite la señal hasta el pre-amplificador [95]. Este último se encuentra realizado con un OA AD8065 en configuración no inversora con ganancia de 2 V/V ($R_1=R_2=240 \Omega$) e impedancia de salida de 50Ω . Tiene un circuito CR de entrada que desacopla el nivel de continua (corte en 100 Hz). Debido a que el OA se encuentra en vacío, su temperatura de operación se estimó en $\approx 370 \text{ kelvin}$, para lo cual se midió su disipación de potencia en 150 mW (cálculo realizado por el experto en criogenia de la colaboración DAMIC). En la figura 4.10, se muestra una fotografía del conjunto *line-driver*, cable flexible, y pre-amplificador.

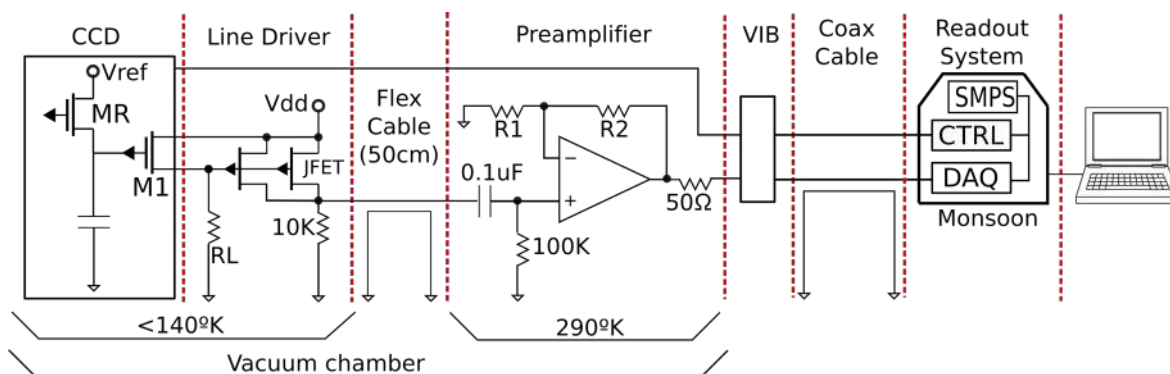


Figura 4.9: Cadena de adquisición de la señal de video del CCD. Ver texto para más detalles.

La VIB (Vacuum Interface Board) es una placa de interfaz entre el vacío y el exterior de la cámara [39, 95]. El sistema de lectura se conecta a la VIB mediante cables coaxiales de dos metros de longitud. El sistema de lectura utilizado es el Monsoon. Es

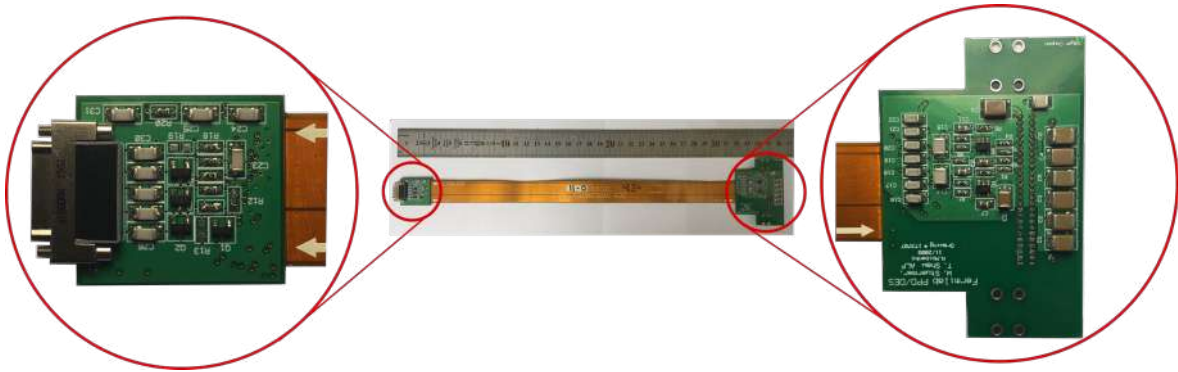


Figura 4.10: Fotografía del conjunto *line-driver*, cable flexible y pre-amplificador de la cadena de adquisición. El cable flexible tiene 30 cm de largo, y transmite las señales de video y control del CCD. En el extremo izquierdo del cable se encuentra el *line-driver* realizado con JFET y en el extremo derecho el pre-amplificador realizado con un OA AD8065.

un sistema *open-source* de adquisición de imágenes desarrollado por NOAO (*National Optical Astronomy Observatory*) [96], libre de ser utilizado por la comunidad científica. Es un sistema tipo *crate*, que consta de un *backplane* con un *bus* de alimentación y comunicación al que se le pueden conectar tres tipos diferentes de placas. La MCB (*Master Control Board*), que controla las funciones del *backplane* y de comunicación por fibra óptica con la computadora. La ACB (*Acquisition Board*), que puede adquirir hasta 8 señales de video y provee hasta 32 tensiones de bias (V_{ref} , V_{dd} y OG), y la CBB (*Clock and Bias Board*), que puede proveer hasta 32 señales de clock y 40 tensiones de bias ($\pm 15V$ y V_{SUB}). Todo el sistema es alimentado con SMPS (*Switching Mode Power Supplies*) marca Vicor. Como se demostrará en la sección 4.4.3, las SMPS impactan negativamente en el ruido de lectura. La refrigeración del sistema se realiza mediante circulación de agua y ventiladores. En la figura 4.11a se muestra un diagrama del sistema Monsoon. Mas detalles del mismo se pueden consultar en [39, 95, 96]. En la ACB, la primer etapa de cada canal de adquisición es un circuito CR de desacople de continua, la segunda es un amplificador de ganancia 3V/V realizado con un OA AD829AR en configuración no inversora. La tercer etapa es un circuito analógico que realiza el CDS. En la cuarta etapa su salida es digitalizada con un ADC AD7674AST de 18 bit y 800 ksps. En las fotografías de las figuras 4.12, 4.13 y 4.14 se muestran los distintos componentes de la electrónica de lectura.

En la figura 4.11b se muestra un diagrama simplificado de todo el sistema. El CCD se encuentra dentro de un vessel, al cual se le hace vacío mediante una bomba y con un cryocooler se enfría a menos de 130 kelvin. Para no producir un cambio brusco de temperatura que pueda dañar al CCD, se utiliza un controlador de temperatura que actúa sobre una resistencia para que la disminución de temperatura sea de un kelvin por minuto. El UPS utilizado es tipología doble conversión. Siempre genera los 220 V/50 Hz desde la batería, y de este modo permite filtrar los armónicos presentes en la línea. Se probaron distintas configuraciones del conexionado de las tierras, siendo

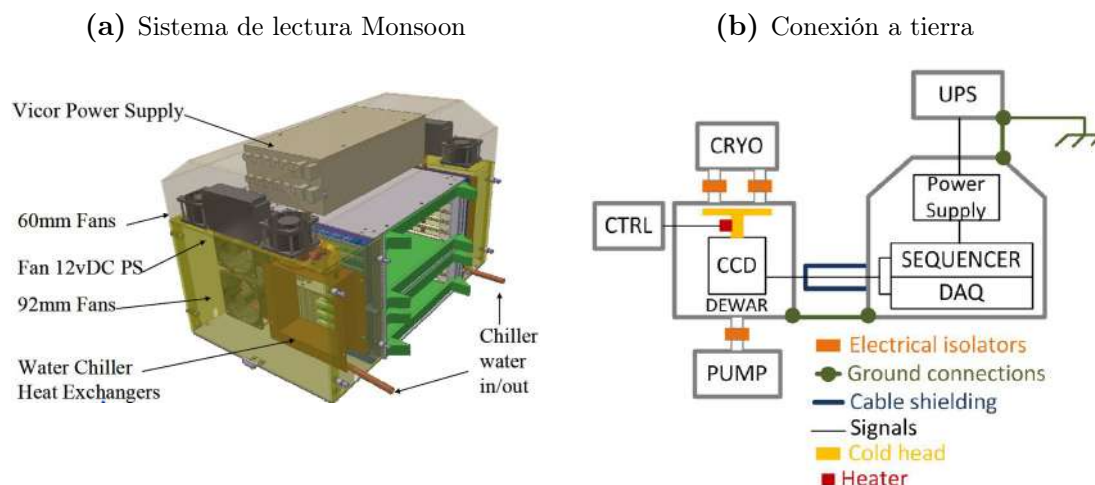


Figura 4.11: La imagen (a) fue extraída de [39] y muestra un diagrama del sistema de lectura Monsoon. En la imagen (b) se muestra un esquema simplificado del experimento junto con las conexiones de tierra que minimizan los efectos de interferencia.



Figura 4.12: Prueba realizada en el laboratorio del detector de CONNIE-100 g, se muestra el vessel donde se encuentran CCD, la VIB y el sistema Monsoon que se conecta a la VIB mediante cables coaxiales.

la que dio mejor resultado la que se describe a continuación. La bomba de vacío y el cryocooler se encuentran aislados eléctricamente del vessel. El vessel también cumple la función de jaula de Faraday, para aislar al CCD de interferencias electromagnéticas. El vessel y el gabinete metálico del Monsoon son conectados a tierra a través de la conexión a tierra del UPS. Todo el cableado entre el CCD y el sistema de lectura tiene un blindaje que se conecta a tierra por el extremo del sistema de lectura.

4.4.2. Ruido de cada etapa

En la figura 4.15 se muestra el ruido medido a la salida de la electrónica de adquisición al conectar la entrada de cada etapa a tierra. Los valores obtenidos se dividieron por la constante de calibración K para referenciar el ruido medido a la entrada. Para

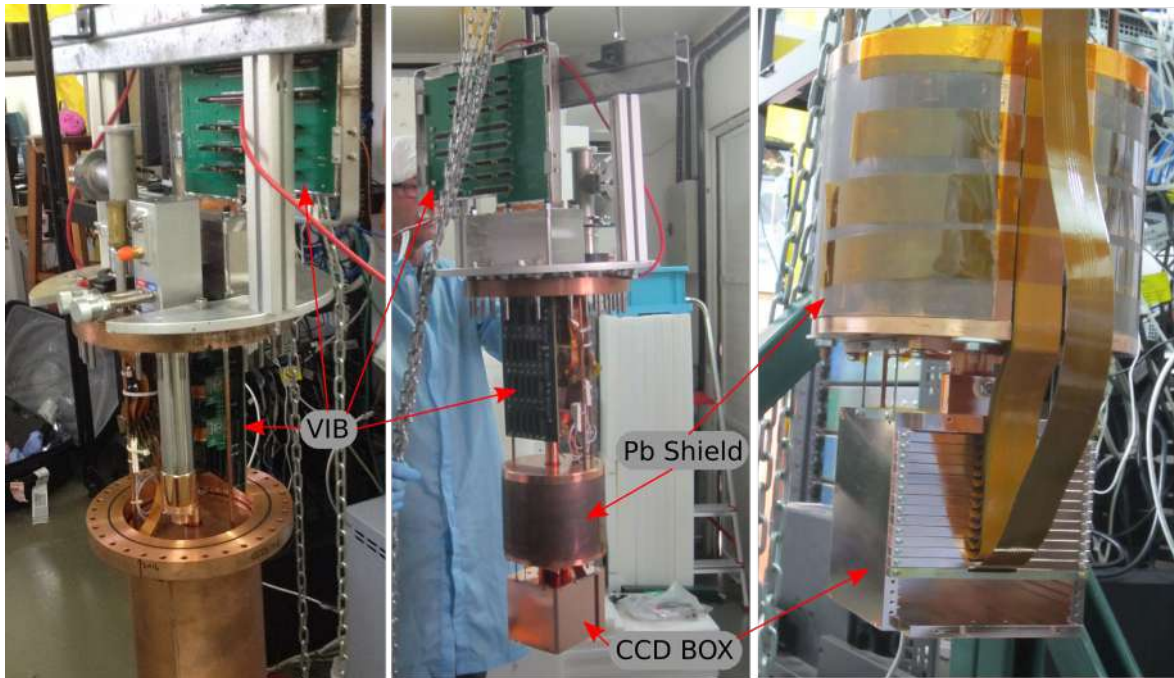


Figura 4.13: Interior del *vessel*. Los CCD se encuentran apilados en una caja de cobre, por encima de la caja se instaló un blindaje de plomo. Mediante la VIB se ingresan al *vessel* las señales de control del CCD y se extraen las señales de video.

un tiempo de integración de $T = 20 \mu s$, los valores se encuentran en la tabla ???. El ruido introducido por el sistema Monsoon es $0.28 e^-$, por el pre-amplificador más el Monsoon de $0.84 e^-$, por el *line-driver* más pre-amplificador y Monsoon de $0.87 e^-$, y el ruido total de la cadena con el transistor M1 del CCD es de $1.33 e^-$. Al ser fuentes no correlacionadas todas las adiciones son en cuadratura. Debido a que el ruido del transistor M1 se suma en cuadratura al ruido restante de la cadena, se puede estimar su contribución en $1.00 e^-$ como se indica en la tabla ???. Hay que notar que al conectar el gate de los JFET a tierra, sus condiciones de polarización son diferentes a cuando el CCD está conectado, por lo tanto su contribución al ruido total debe ser superior y el ruido de M1 está levemente sobrestimado. Como se mostrará en la sección siguiente 4.4.3, el exceso de ruido entre 20 y 35 μs de integración en el gráfico 4.15 se genera por la frecuencia de conmutación de la fuente de $\pm 15 V$ que alimenta el pre-amplificador. En la sección 4.4.4 se mostrará el diseño de un pre-amplificador con menor ruido.

4.4.3. Fuentes de alimentación

Como se observa en el gráfico 4.15, a partir de la etapa de pre-amplificación aparece un aumento de ruido entre 20 y 35 μs . Para entender este efecto se adquirió la señal de salida del primer amplificador de la ACB del Monsoon con una digitalizadora. En la figura 4.16a se muestra el arreglo experimental. La adquisición de la señal se realizó mientras el CCD se encuentra en la fase de exposición para digitalizar únicamente el

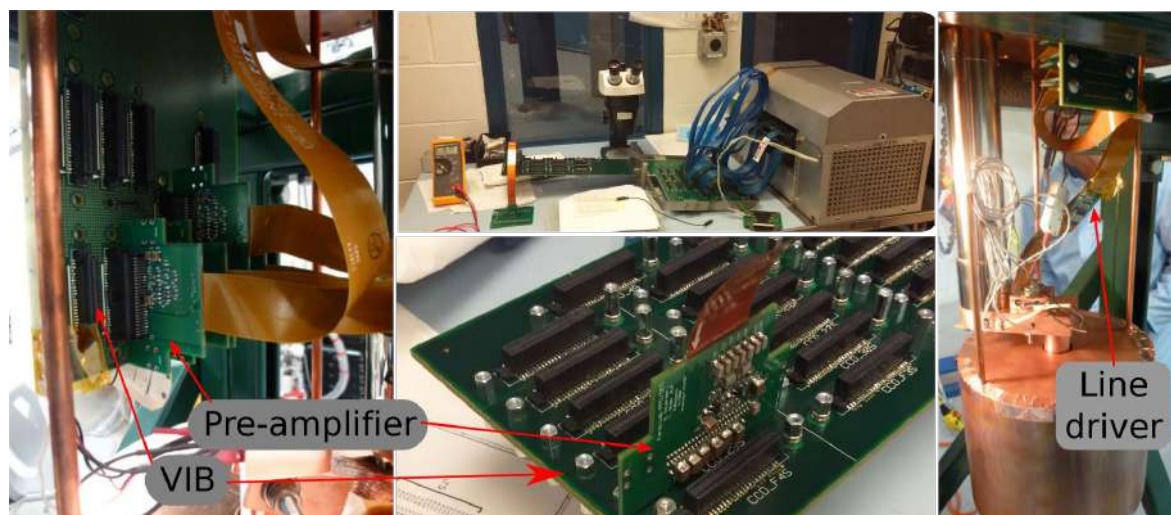


Figura 4.14: Cada uno de los CCD se conectan a un line-driver, y el pre-amplificador a un socalo específico en la VIB. Se puede ver el arreglo utilizado para una prueba de la VIB.

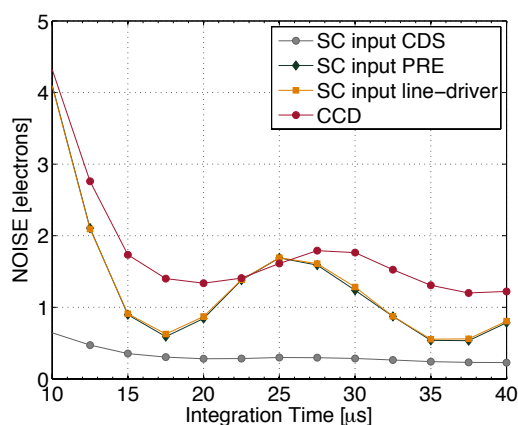


Figura 4.15: Ruido a la salida de la electrónica de adquisición en función del tiempo de integración, cuando las entradas de la ACB del Monsoon, del pre-amplificador o del *line-driver* son conectadas a tierra. También se muestra el ruido total del sistema con el CCD conectado.

ruido de la cadena. Se utilizó una digitalizadora con un ADC de 24 bits (AD7770), con $V_{LSB} = 0,6 \mu V$ y frecuencia de muestreo de 20 Msps. A la señal muestreada se le aplicó una decimación de 64 muestras, resultando en una frecuencia de muestreo efectiva de 312.5 kHz.

En la figura 4.17a se muestra la PSD unilateral obtenida al procesar las muestras adquiridas por el método de Welch. Se puede observar ruido blanco, $1/f$ debajo de 10 kHz y una serie de tonos de mayor intensidad entre 40 y 60 kHz, donde el tono de 47 kHz corresponde a la frecuencia de conmutación de las SMPS Vicor del Monsoon. Para analizar el efecto de los tonos se aplicó el CDS a la señal adquirida, multiplicando la PSD del ruido por la respuesta en frecuencia del CDS. En la figura 4.17 se muestran los resultados. Cuando el tiempo de integración es igual o múltiplo al periodo del tono, la respuesta en frecuencia del CDS pasa por cero a la frecuencia del tono y el tono es



Figura 4.16: a) arreglo experimental para adquirir muestras de ruido a la salida de la cadena de adquisición. b) sistema de lectura Monsoon alimentado con fuentes lineales.

totalmente filtrado (PSD en rojo en el gráfico 4.17b). Cuando el tiempo de integración es $3/4$ el periodo del tono, la respuesta del CDS pasa por un máximo y el tono no es filtrado (PSD en verde en el gráfico 4.17b). Esto produce los aumentos de ruido durante el barrido del tiempo de integración del CDS. En el gráfico 4.17c se muestra el ruido total a la salida del CDS para distintos tiempos de integración (se realizó la integración de la PSD). Se observan los máximos de ruido cuando $1/T$ es múltiplo de 47 kHz. Cuando $1/T > 47$ kHz los tonos de las SMPS nunca son filtrados, lo que produce un incremento del ruido para velocidades altas de lectura. Para calibrar la salida del CDS digital, las muestras de ruido en μV se dividieron por la ganancia de la electrónica de adquisición ($6 V/V$) y se multiplicaron por la ganancia del CCD $G_{\text{CCD}} 3 e^-/\mu\text{V}$, valores que se estimaron a partir de una calibración de imágenes adquiridas de una fuente radioactiva ^{55}Fe .

Se pudo determinar que el tono proveniente de las SMPS se introduce a la cadena de adquisición a través de la alimentación de ± 15 V del pre-amplificador y por el acople capacitivo entre las señales de control SW, OG y RG y el *gate* de M1. La tensión de ± 15 V y las señales de control son generadas en la CB del Monsoon. A diferencia de la ACB, sus filtros son poco selectivos. Con el objetivo de reducir el ruido, se reemplazaron las SMPS Vicor por LMPS (*linear mode power supply*) con $300 \mu\text{V}_{\text{rms}}$ de ruido, que se muestran en la figura 4.16b. En las figuras 4.18a y 4.18b, se muestra la PSD del ruido obtenido con LMPS, en donde se puede ver que se eliminó el tono de 47 kHz de las SMPS. El resto de los tonos son de la red de alimentación (60 Hz) y generados por la electrónica digital del Monsoon.

En el gráfico 4.18c se compara el ruido obtenido con LMPS y SMPS en un CCD de $250 \mu\text{m}$. Con las LMPS desaparece el aumento de ruido entre 20 y $35 \mu\text{s}$, alcanzando

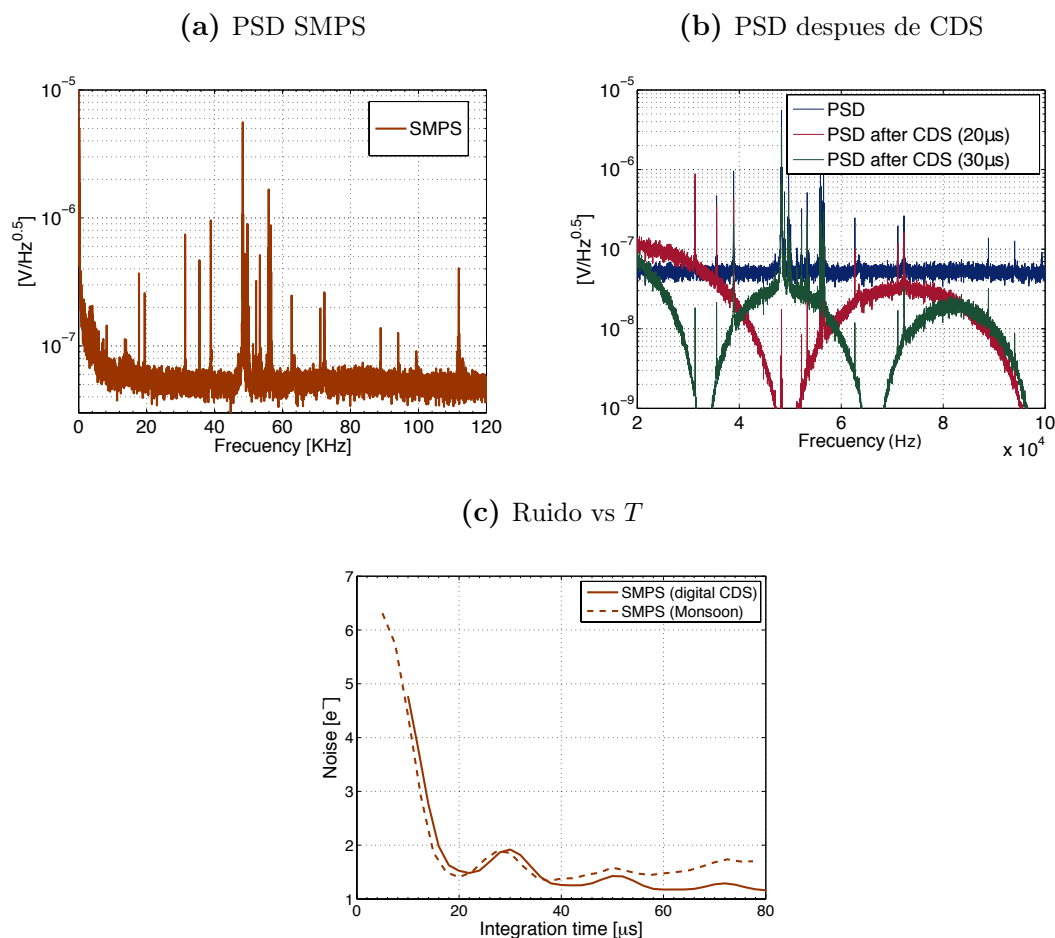


Figura 4.17: a) PSD unilateral de las muestras de ruido adquiridas. b) PSD del ruido a la salida del CDS para dos tiempos de integración T , la cual se obtuvo multiplicando la PSD del ruido por la respuesta en frecuencia del CDS (figura 4.7b). Cuando T es igual al periodo del tono de la frecuencia de conmutación de las SMPS el CDS filtra totalmente el armónico. Cuando T es $3/4$ el periodo de la frecuencia de conmutación, el armónico no es filtrado. En (c) se muestra el ruido a la salida del CDS variando el tiempo de integración T y se compara el obtenido con el Monsoon y el digital.

un mínimo de $1.11 e^-$ a $35 \mu s$. Como se demostró en la sección 4.3.4, debido al ruido de $1/f$, el ruido a la salida del CDS aumenta a partir del mínimo en $T = 35 \mu s$. Se disminuye también fuertemente el ruido lectura por debajo de $20 \mu s$ permitiendo leer el CCD a velocidades rápidas con menor ruido.

4.4.4. Modificación del *Front-End* para bajo ruido

Como se mencionó en la sección 4.4 la electrónica de lectura es heredada del proyecto DES, la cual fue diseñada para leer CCDs a 250 kpix/s con un ruido de $<15 e^-/\text{pix}$ [25, 26]. En DAMIC y CONNIE los CCD son expuestos por diez y tres horas respectivamente y el tiempo de integración se ajusta para obtener el mínimo ruido de lectura. Por lo tanto la velocidad de lectura no es un limitante y la electrónica de DES no es la

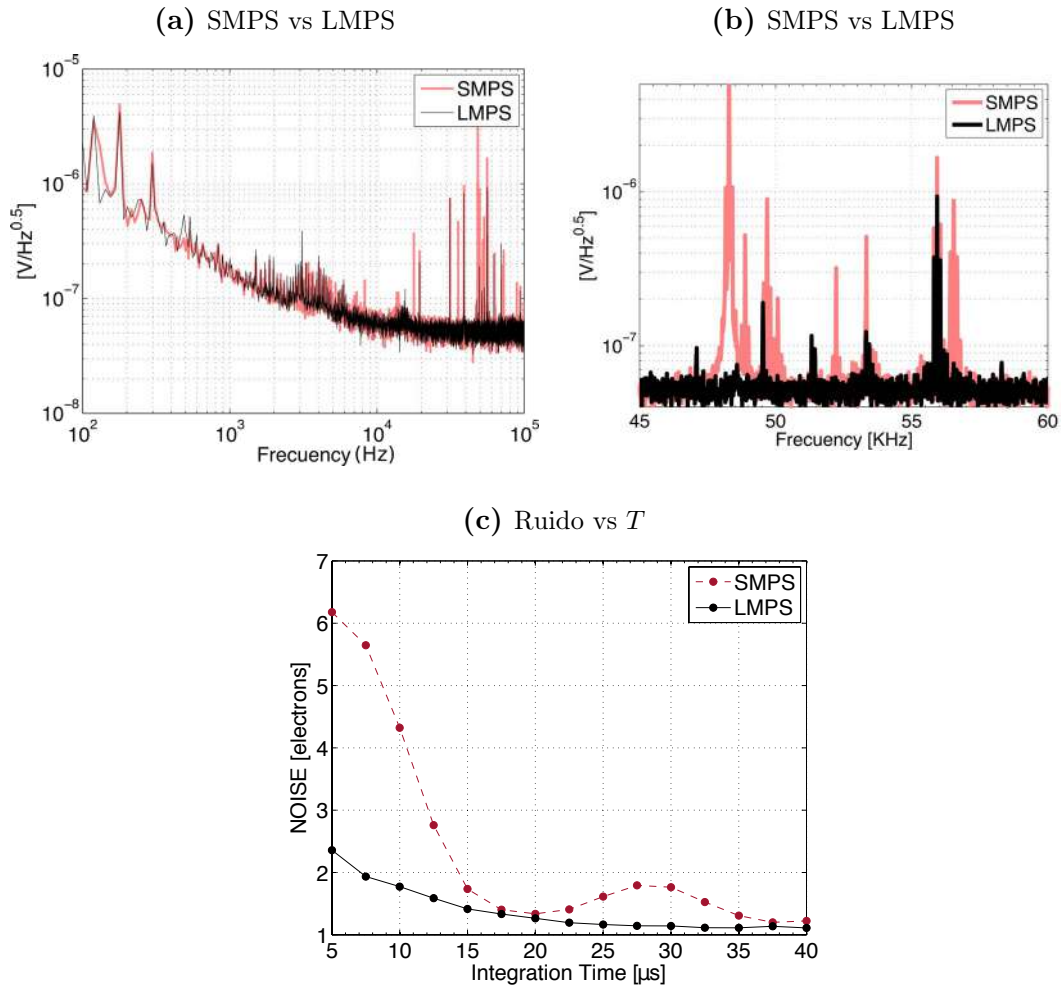


Figura 4.18: En las imágenes (a) y (b) se comparan las PSD del ruido cuando el sistema se alimenta con SMPS y LMPS. El uso de LMPS eliminó el pico en 47 kHz de las fuentes conmutadas. En (c) se muestra el ruido medido con un CCD de $250 \mu m$ en función del tiempo de integración del CDS. El ruido mínimo es de $1.11 e^-$ a un tiempo de integración de $35 \mu s$, a partir del cual el ruido aumenta debido al ruido de flicker.

óptima. Se modificó el *front-end* específicamente para leer CCD con bajo ruido, aplicable a los experimentos CONNIE/DAMIC 100 g. En este nuevo diseño, se removió el *line-driver* de la cadena, debido a que no es necesaria una velocidad rápida de lectura. El OA AD8065 se reemplazó por un OA OPA209 de menor ruido. Para incrementar el SNR la ganancia del pre-amplificador se aumentó a $4.4 V/V$. Se utilizaron resistencias de bajo ruido tipo *metal-foil* [97] con tolerancia del 1%. Se realizó una caracterización del circuito y en la figura 4.19 se muestran los resultados. Como se puede ver en el gráfico 4.19a la ganancia del sistema se mantuvo lineal, por lo tanto al eliminar los JFET no se produjo una reducción de la ganancia a tiempos de integración cortos. Como se observa en el gráfico 4.19b, el ruido introducido por las SMPS aumenta para tiempos de integración menores a $15 \mu s$, lo cual es debido a que la PSRR del OPA209 menor que la del AD8065. Aplicando el método de sustracción de ruido correlacionado

explicado en la sección 2.4 que genera las imágenes SCN, se puede eliminar esta fuente de ruido y así mejorar el ruido de lectura en todo el rango de tiempos de integración. En la figura 4.20a se muestra el histograma de los pixeles del overscan utilizados para medir el ruido. Se logró una **reducción del 30 % en el ruido de lectura** a un tiempo de integración de de $20 \mu\text{s}$, pasando de $2.46 e^-$ a $1.70 e^-$.

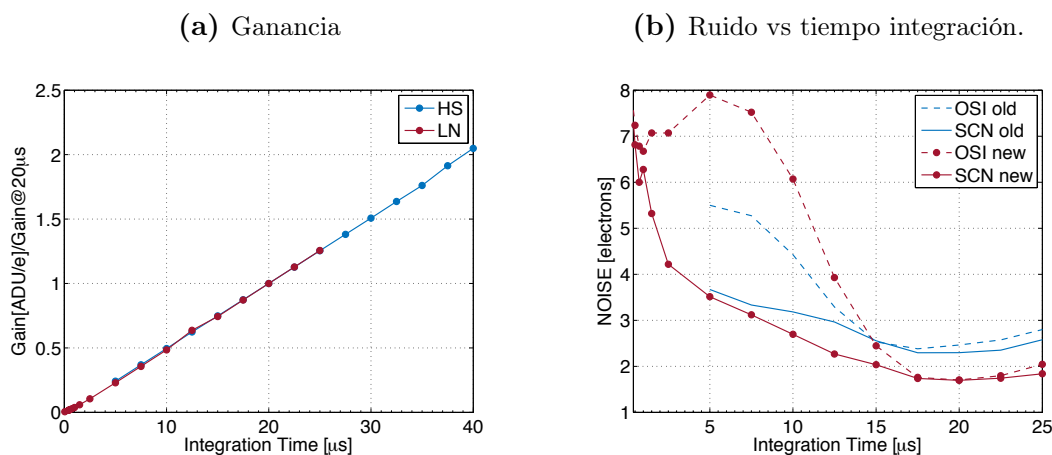


Figura 4.19: En los gráficos, las siglas HS hacen referencia al diseño para alta velocidad del proyecto DES y LN al diseño de bajo ruido presentado en esta tesis. Como se observa en (a), la ganancia se mantiene lineal para todos los tiempos de integración. En (b) se observa que para tiempos de integración menores a $15 \mu\text{s}$ el ruido del diseño LN es mayor que el HS, lo cual se debe a que la PSRR del OA utilizado en el diseño LN (OPA209) es inferior que a la del OA del diseño HS (AD8065) y por lo tanto se incrementa el ruido introducido por las SMPS. El problema se resuelve haciendo una resta del ruido correlacionado expuesta en 2.4. Para un tiempo de integración de $20 \mu\text{s}$, el ruido se reduce de $2.46 e^-$ a $1.70 e^-$.

Una reducción del 30 % del ruido de lectura permite disminuir el umbral de $37 e\text{Vee}$ a $26 e\text{Vee}$ (considerando 4σ). Para el experimento CONNIE por ejemplo, debido a la característica exponencial del espectro de energías de los retrocesos nucleares de Si producidos por $\bar{\nu}_e$, el rate de eventos esperados crece de 15 events/day/kg a 18 events/day/kg , produciendo un **incremento del 20 % en la eficiencia de detección del detector**, como se puede observar en la figura 4.20b .

4.4.5. Tensiones de Operación

Como se demostró en la sección 4.3, el SNR depende del punto de operación del transistor M1 a través del parámetro gm . En esta sección se presentan los resultados de las pruebas realizadas con el objetivo de analizar la sensibilidad del ruido y ganancia a las tensiones de operación del CCD: V_{SUB} , V_{ref} y V_{dd} . En la tabla 4.2 se resumen los mismos. Se utilizó un CCD de $675 \mu\text{m}$ expuesto a una fuente de ^{55}Fe para realizar su calibración para cada conjunto de voltajes. A menos que se indique lo contrario, se utilizó el *front-end* descrito en la sección anterior 4.4.4.

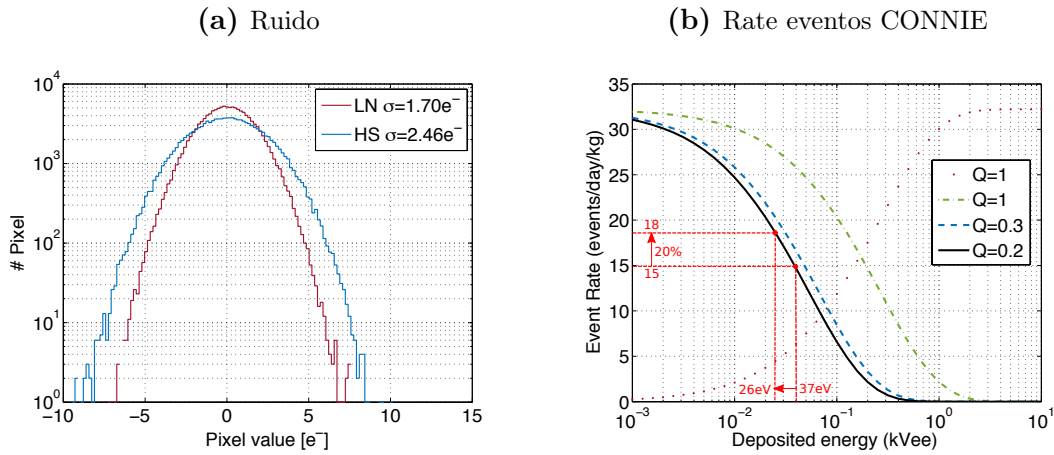


Figura 4.20: En (a) se muestra la distribución de pixeles del overscan para un tiempo de integración de $20 \mu s$, el ruido se reduce de $2.46 e^-$ a $1.70 e^-$. Como se observa en la figura (b), produce un incremento del 20 % en la eficiencia de detección de $\bar{\nu}_e$ en CONNIE.

Tabla 4.2: Ganancia y ruido para diferentes voltajes de operación: V_{SUB} , V_{ref} y V_{dd} .

	Value (V)	Gain (ADU/e ⁻)	Noise (e ⁻)	Condiciones
V_{ref}	-9.5	Inyección de carga		$V_{dd} = -22 V$, $V_{SUB} = 72 V$, OPA209 con $G_{FE} = 4,4 V/V$
	-10.5	18.900 ± 0.0023	1.726 ± 0.0050	
	-11.0	18.790 ± 0.0023	1.744 ± 0.0050	
	-11.5	18.620 ± 0.0180	1.757 ± 0.0051	
	-12.0	18.130 ± 0.0032	1.794 ± 0.0052	
V_{dd}	-22.0	7.9336 ± 0.00083	1.747 ± 0.0046	$V_{ref} = -12,5 V$, $V_{SUB} = 72 V$, OPA209 con $G_{FE} = 2 V/V$
	-24.0	9.2234 ± 0.00096	1.681 ± 0.0045	
	-25.0	9.5764 ± 0.00097	1.657 ± 0.0046	
V_{SUB}	40	17.202 ± 0.0043	1.707 ± 0.0046	$V_{ref} = -12,5 V$, $V_{SUB} = 72 V$, OPA209 con $G_{FE} = 4,4 V/V$
	72	17.877 ± 0.0050	1.691 ± 0.0048	
	80	17.895 ± 0.0042	1.688 ± 0.0047	
	95	17.942 ± 0.0034	1.696 ± 0.0048	

Antes de transferir la carga del pixel al SN, el mismo es cargado a un nivel de referencia V_{ref} a través de MR. El valor al que se carga es la tensión de *gate* del transistor M1, y modifica su punto de operación. Las mediciones muestran un aumento leve del SNR al variar V_{ref} de $-12.0 V$ a $-10.5 V$. Por arriba de $-10.5 V$ ocurre inyección de carga hacia el SW [34]. Se varió V_{dd} de $-22.0 V$ a $-25.0 V$, logrando un incremento leve del SNR. La tensión V_{SUB} cumple la función de tensión de *bulk* de M1.

Se observó una disminución apreciable de la ganancia a $40 V$. Debido a que el detector no se encuentra *fully-depleted*, los eventos resultan más difundidos y por lo tanto durante la extracción de sus píxeles (píxeles con más de $3\sigma_R$) no se extrae toda su carga y se observa como una disminución de la ganancia. Para las tres tensiones no se logró un incremento significativo del SNR.

4.5. Electrónica digital de lectura

Como se ha mostrado en esta tesis, el ruido de lectura determina el umbral mínimo de detección de interacciones de partículas que depositan poca cantidad de energía. Hay dos controladores mayormente utilizados para la lectura de CCD científicos, uno provisto por la empresa *Astronomical Research Cameras* y el otro es el sistema *open-source* Monsoon, los cuales fueron utilizados en esta tesis. En ambos sistemas, el CDS se aplica con un circuito analógico no permitiendo aplicar técnicas de procesamiento digital de señales. Algunos trabajos han demostrado que es posible aplicar técnicas de procesamiento digital a la señal de video para reducir el ruido de lectura [98–101]. En esta sección se presenta el diseño y prueba de una electrónica digital de lectura.

4.5.1. Diseño

En la imagen 4.21a se muestra un diagrama de bloques del diseño propuesto. Se diseñó para digitalizar hasta cuatro señales de video para poder leer un CCD por cada cuadrante. Todo el procesamiento y control se realiza desde una FPGA Artix-7. Los niveles bajo y alto de todas las señales de control son generados por convertidores digital-analógico (AD5371), y mediante un *switch* controlado por la FPGA se conmuta entre esos dos valores siguiendo la secuencia de tiempo apropiada para leer el CCD [34]. Todos los componentes son alimentados por SMPS, con frecuencias de conmutación sobre el 1 MHz para evitar su interferencia dentro de la banda de la señal de video. Se utilizan reguladores lineales para generar las tensiones de polarización necesarias para el CCD. Toda la comunicación se realiza mediante una interfaz Ethernet. En la figura 4.21b se muestra un *render* del PCB de todo el sistema. Todo el *hardware* fue diseñado en colaboración con ingenieros de la Universidad Nacional del Sur (UNS) y Fermilab. En esta tesis se realizó el diseño y caracterización del circuito de adquisición digital de la señal de video.

En la figura 4.21a se muestra un diagrama de bloques de la cadena de adquisición digital. En el *front-end* se amplifica la señal para mejorar el SNR. Luego se transmite la señal por un cable coaxial hasta el sistema de adquisición. Para la adquisición digital, se seleccionó el ADC LTC2387-18, un convertor analógico-digital de aproximaciones sucesivas (SAR), de bajo ruido, entrada diferencial, de 18 bits y 15 Msps. El rango dinámico es $2V_{REF}$ con 2^{18} niveles y $V_{REF} = 4,096$ V, por lo tanto el LSB equivale a $31.25 \mu\text{V}$. Un amplificador (LTC6363) convierte la señal *single-mode* de salida del CCD a *differential-mode* apta para el ADC.

Como se muestra en la imagen 4.22a, el sistema de adquisición digital agrega tres fuentes de ruido: el ruido del ADC (V_n^{ADC}), el ruido del amplificador (V_n^A) y el ruido de cuantización. En lo que sigue se evaluará el impacto de cada una. El proceso de

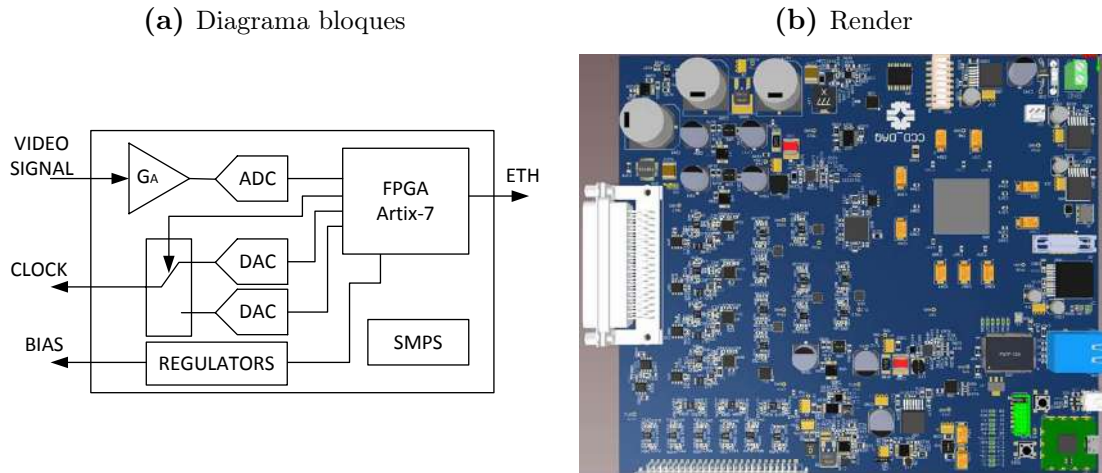


Figura 4.21: Diagrama de bloques y *render* del PCB que integra todo el sistema de lectura. La señal de video es amplificada y convertida a modo diferencial para luego ser digitalizada por el ADC. Se pueden adquirir hasta cuatro señales de video.

cuantización del ADC se puede modelar con la función $round(x)$ [102], que devuelve el entero más próximo al número real x . Como condición se asume el ruido de cuantización N_q como el máximo error producido por la operación de cuantización dada por la ecuación 4.20. Q_i es el número de electrones en el SN, $V_{LSB} = 31,25 \mu\text{V}$ es el escalón de cuantización, G_T es la ganancia total dada por $G_{CCD} \times G \times G_A$. G_{CCD} es la ganancia del CCD $\approx 2 \mu\text{V}/e^-$, G la ganancia del *front-end* y G_A la ganancia del amplificador de entrada del ADC. N_q fue estimado para diferentes valores de $G \times G_A$ mediante una simulación Monte-Carlo, considerando una distribución uniforme de Q_i entre $0 e^-$ y $100000 e^-$. El resultado se muestra en el gráfico 4.22b, N_q se encuentra referido a la entrada (RTI) haciendo $N_q V_{LSB}/G_T$. Por lo tanto, para agregar menos de $0.1 e^-$ de ruido debido a la cuantización, la ganancia $G \times G_A$ debe ser mayor a 80V/V . Este valor ha sido tenido en cuenta durante el diseño para ajustar G y G_A .

$$N_q = \max \left[\frac{Q_i G_T}{V_{LSB}} - \text{round} \left(\frac{Q_i G_T}{V_{LSB}} \right) \right] \quad (4.20)$$

Para la medición del ruido del ADC V_n^{ADC} sus entradas diferenciales se conectaron entre sí [103] y se realizó una adquisición de muestras. El resultado de la prueba se encuentra en el histograma de la figura 4.23a. Tiene una distribución gaussiana con una desviación estandar de 1.4ADU que equivalen a $43.75 \mu\text{V}$. Si la ganancia del CCD es $2 \mu\text{V}/e^-$ y $G \times G_A$ es 80V/V entonces V_n^{ADC} referido a la entrada es $0.27 e^-$. Para medir la contribución del ADC y amplificador (ADC+AMP), se conectó el LTC6363 al ADC con sus entradas conectadas entre si y, de igual manera que en el ADC, se realizó una adquisición de muestras. El resultado se muestra en el histograma de la figura 4.23a. Se observa una distribución gaussiana con desviación estandar de 4.11ADU , equivalente a $0.80 e^- \text{RTI}$.

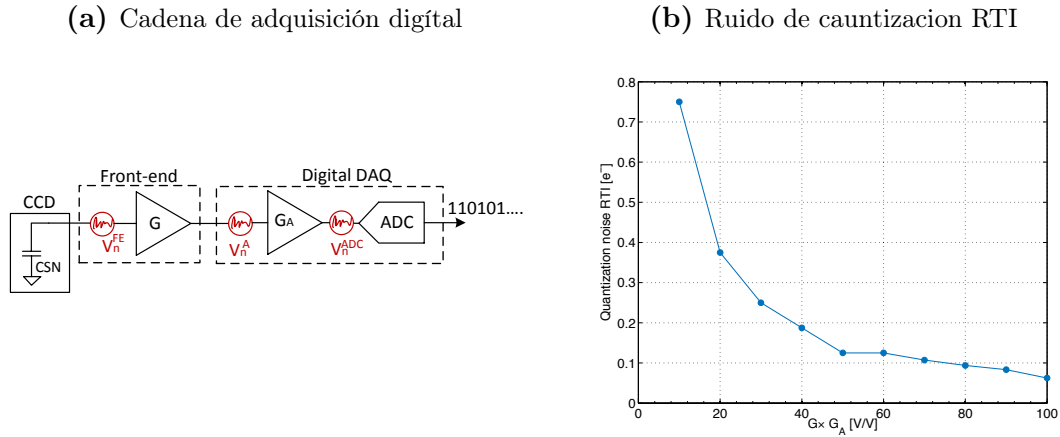


Figura 4.22: En (a) se muestra un diagrama de bloques de la cadena de adquisición digital. El modelo del CCD se simplificó con un capacitor. En (b) se muestra el ruido de cuantización en función de la ganancia $G \times G_A$. Para que el ruido de cuantización sea inferior a $0.1 e^-$, $G \times G_A$ debe ser mayor a $80 V/V$.

La ecuación 4.21 es la versión discreta del CDS (DCDS), donde N es el número de muestras adquiridas de los niveles de referencia y señal. Se aplicó el DCDS a las mediciones de ruido del ADC y ADC+AMP, el resultado se muestra en el gráfico 4.23b. Por encima de 100 muestras, el ruido introducido por el ADC+AMP se puede reducir a menos de $0.1 e^-$. Para la frecuencia de muestreo de 15 Msps, 100 muestras equivalen a $\approx 7 \mu s$. Esto impone una velocidad máxima de lectura de ≈ 60 kpix/sec, la cual es compatible con los experimentos CONNIE y DAMIC

$$\hat{v}_p[ADU] = \frac{1}{N} \left[\sum_{\langle N \rangle} v_s[n] - \sum_{\langle N \rangle} v_r[n] \right] \quad (4.21)$$

4.5.2. Prueba del diseño

Para probar el diseño se utilizaron las placas de evaluación de los componentes, como se puede ver en la figura 4.24a. En la imagen 4.24b se muestra el arreglo experimental. La señal de video se adquirió desde el *front-panel* del sistema Moonson. Se utilizó un CCD *front-illuminated* de $675 \mu m$ de espesor. La ganancia G es de $13 V/V$, dado que incluye la ganancia de $4.4 V/V$ del pre-amplificador y $3 V/V$ del amplificador de entrada de la ACB. Se fijó la ganancia G_A del amplificador en $7 V/V$, para lograr una ganancia total G de $91 V/V$. La ganancia K esperada de todo el sistema es $(G_{CCD} \times G)/V_{LSB} \approx 5,84 ADU/e^-$. Para realizar su calibración se utilizaron los rayos X K_α de una fuente de ^{55}Fe .

En la figura 4.25a se muestra la señal de video adquirida para tres pixeles, y en la figura 4.25b se puede ver el detalle de un único pixel. Se puede ver que la señal se encuentra montada sobre un decaimiento exponencial, debido a los circuitos de

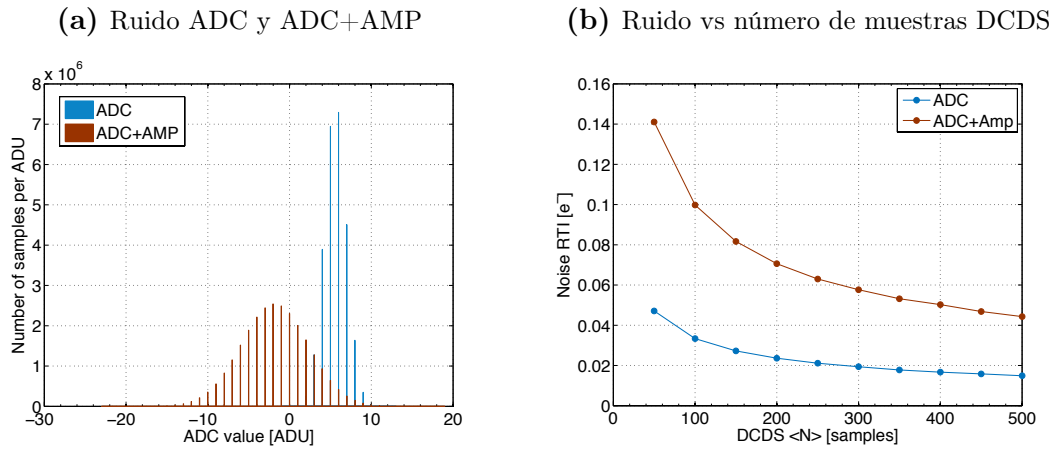


Figura 4.23: a) Histograma obtenido al conectar las entradas del ADC y del ADC más amplificador entre sí. El ruido tiene distribución gaussiana y crece de 1.4 ADU a 4.11 ADU al conectar el amplificador, lo que equivale a $0.80 e^-$ RTI considerando una ganancia $G \times G_A = 80 V/V$. Para reducir la contribución del ruido del ADC más amplificador, se puede aplicar DCDS. En (b) se muestra el resultado. Para 100 muestras el ruido es menor a $0.1 e^-$.

desacople de continua, haciendo que el nivel de señal se encuentre por debajo del de referencia. Esto introduce un *bias* negativo en el valor de los pixeles obtenido luego del DCDS. Se adquirieron 120000 pixeles, cuyo espectro se muestra en la figura 4.26a. En la parte baja del espectro (figura 4.26b) se encuentran los pixeles con cero carga, los cuales se encuentran solamente afectados por ruido electrónico. El pico alrededor de 8500 ADU corresponde a los eventos de un pixel producidos por los rayos X K_α de 5.9 keV de la fuente de ^{55}Fe , y se han utilizado como fuente de calibración. Utilizando el factor de conversión de $3.77 eV/e^-$ [19], la ganancia K resultante es $5.86 \text{ ADU}/e^-$, muy cercana a la previamente estimada con las ganancias parciales. El parámetro σ de la distribución gaussiana de los pixeles sin carga se utilizó para medir el ruido electrónico de lectura, obteniendo un valor de 13.34 ADU que corresponde a $2.3 e^-$. Debido a que la señal de video es adquirida luego de pasar por el Moonson, es de esperarse que al integrar la adquisición en el sistema de lectura mostrado en la figura 4.21 el ruido de lectura disminuya. Como se observa en la figura 4.25a, los niveles de referencia se encuentran alrededor de -90000 ADU. Por lo tanto el máximo que puede alcanzar el nivel de señal antes de saturar el ADC es ≈ 130000 , y el rango dinámico resultante es de $\approx 40000 e^-$.

4.6. Conclusiones

Se presentó un método para medir solamente la contribución del ruido electrónico. Con el mismo fue posible demostrar la **generación de carga espuria** al leer un *fully-depleted* CCD. Para los CCD de $250 \mu\text{m}$ se midió un ruido total de $1.97 e^-$, de los cuales

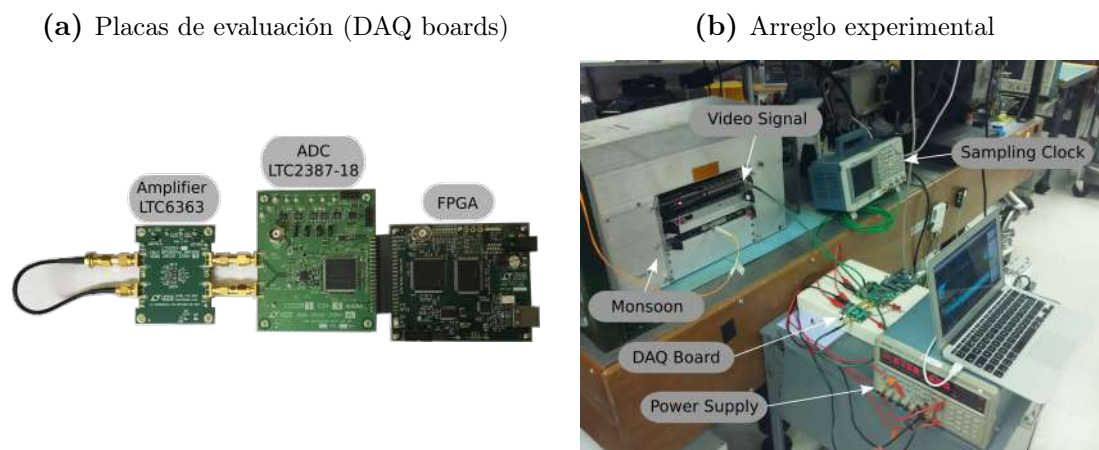


Figura 4.24: En (a) se muestran las placas de evaluación de los componentes: amplificador, ADC y FPGA que realiza la lectura del ADC y transmite por USB las muestras a la PC. En (b) se muestra el arreglo experimental. La fuente de reloj para el muestreo es externa. La señal de video se adquiere luego de pasar el Monsoon desde su *front-panel*. Se espera que el ruido se reduzca al adquirir la señal luego del pre-amplificador.

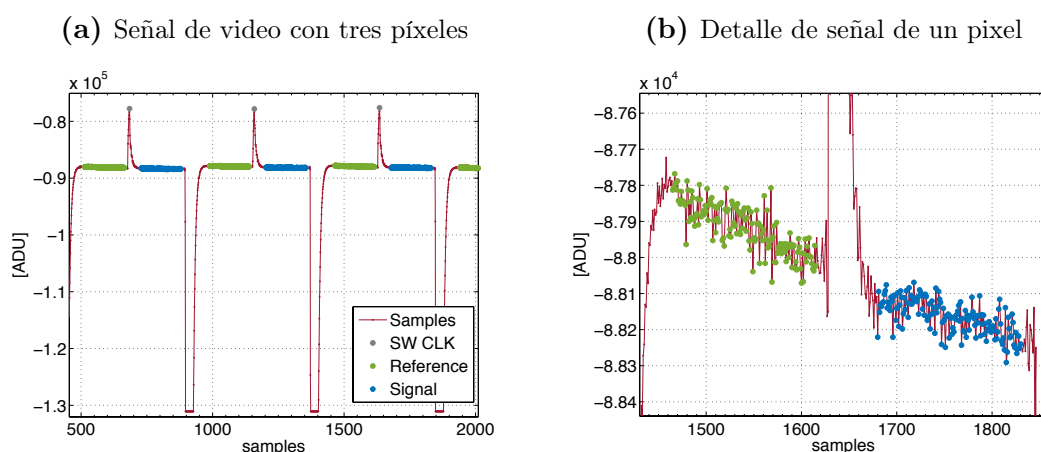


Figura 4.25: En (a) se muestra la señal de video adquirida y en (b) el detalle de un píxel, donde se pueden notar los niveles de referencia y señal.

$1.33 e^-$ es debido a la electrónica y $1.46 e^-$ debido a carga espuria. Se demostró la dependencia de la cantidad de carga espuria generada con los tiempos de subida/bajada y amplitud de las señales de control. Se propuso un conjunto de voltajes que no degradan la CTE y disminuyen la carga espuria para los CCD de $675 \mu\text{m}$ haciendo que el **ruido de lectura quede dominado únicamente por la electrónica de lectura**.

Se analizó el impacto de las fuentes de ruido de una cadena de adquisición genérica de CCD y se demostró la existencia de un tiempo de integración óptimo que minimiza el ruido electrónico de lectura. Para tiempos de integración mayores al óptimo, el ruido de lectura **crece debido al ruido $1/f$** .

Se presentó la electrónica de lectura de los experimentos CONNIE/DAMIC. Se logra un menor ruido de lectura con el diseño de la etapa de salida de los CCD utilizados

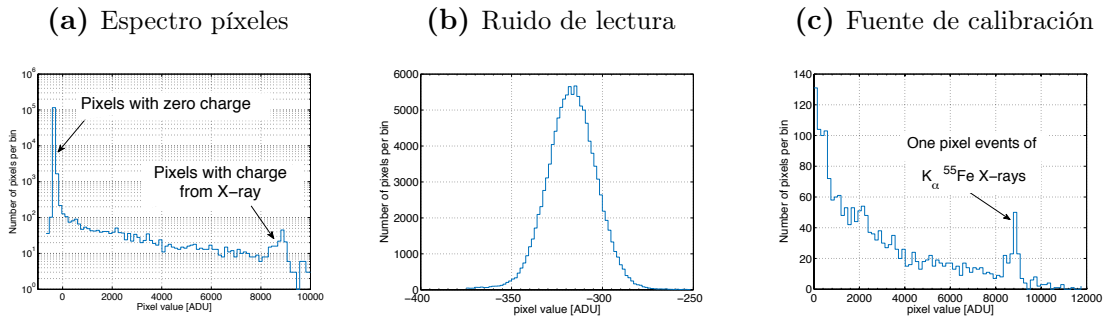


Figura 4.26: En (a) se muestra el espectro de los píxeles adquiridos. La distribución gaussiana de la figura (b) corresponde a los píxeles sin carga. El ancho σ es el ruido de lectura. El pico alrededor de 8400 en la figura (c) corresponde a los eventos de un píxel producidos por los rayos X K_{α} de la fuente ^{55}Fe , y se utilizaron como fuente de calibración

en DES, que con los CCD de CONNIE/DAMIC 100 g. Se midió el ruido introducido por cada etapa, lo cual permitió estimar un ruido de $1.0 e^{-}$ debido al transistor M1 del CCD.

Se estableció el efecto de las SMPS sobre el ruido de lectura. Utilizando LMPS se logró disminuir el ruido a todas las velocidades de lectura, y más fuertemente a velocidades rápidas. Para los CCD de $250 \mu\text{m}$ el ruido electrónico alcanzó un mínimo de $1.14 e^{-}$.

Para los CCD de $675 \mu\text{m}$ de los experimentos CONNIE y DAMIC 100 g, se buscó minimizar el ruido electrónico de lectura. Se diseñó un *front-end* apto para ambos experimentos, con el cual se logró disminuir el ruido a $1.7 e^{-}$, produciendo un incremento de la eficiencia en un 20% para el caso de CONNIE. Se probaron distintos voltajes de operación V_{ref} , V_{dd} y V_{SUB} , sin producir una reducción significativa en el ruido de lectura.

Se diseñó y probó una electrónica digital de lectura, que permite leer con un ruido de $2.3 e^{-}$ CCDs de $675 \mu\text{m}$ sin procesamiento adicional. Se espera aún reducir el ruido al integrar todo el sistema en un único PCB.

En este capítulo se estableció que el ruido $1/f$ y la ganancia definida por el diseño de la etapa de salida del CCD, imponen un ruido de lectura mínimo de $1.0 e^{-}$. En el siguiente capítulo, se presenta una nueva tecnología, skipper CCD, que tiene por objetivo reducir drásticamente este ruido.

Capítulo 5

Skipper CCD

Para incrementar la eficiencia de detección a bajas energías de los CCD es necesario disminuir su ruido electrónico de lectura. Como se vio en los capítulos anteriores, se pudo alcanzar un mínimo de $1.7e^-$ con las tecnologías de CCDs *fully-depleted* de $675\mu\text{m}$, debajo del cual se llega a la barrera que impone el ruido $1/f$. Existe una tecnología permitiendo en teoría reducir este ruido. Propuesta en 1979 [104], se denomina skipper CCD, y tiene una estructura de salida que permite tomar múltiples muestras de la carga de los píxeles, y luego mediante un promedio de las muestras disminuir el ruido de lectura. Trabajos anteriores a esta tesis [104–107] reportan haber alcanzado niveles de ruido sub-electrónico pero sin detectar señal en los píxeles. En este capítulo se presenta el primer CCD de tipo *skipper* con niveles de ruido sub-electrónico que permite detectar electrones individuales en cada pixel del dispositivo. Al final del capítulo se presenta en un experimento de búsqueda de materia oscura por *electron-recoil*: SENSEI, basado en este desarrollo de detector.

5.1. Teoría de funcionamiento

Como se explicó en el capítulo 4, la carga del pixel se encuentra codificada en la diferencia de dos niveles constantes de la señal de video, denominados: referencia y señal. La medición de la carga se podría realizar simplemente mediante la sustracción de esos dos niveles, pero la señal se encuentra corrupta por ruido y es necesario su procesamiento. Existen dos mecanismos diferentes con una PSD característica cada uno, que producen fluctuaciones en la señal: ruido térmico con una PSD constante y ruido de flicker con una PSD que aumenta inversamente con la frecuencia. La tarea del sistema de lectura es recuperar el valor del pixel minimizando los errores debido al ruido electrónico. Un sistema de lectura con DSI-CDS retorna la diferencia entre la integración durante un tiempo T de los niveles de señal y pedestal. Este sistema es óptimo para reducir el ruido de PSD constante pero no el $1/f$. En un skipper CCD

se promedian N muestras de cada pixel para obtener su valor final, y cada muestra es obtenida mediante DSI-CDS. Como se muestra conceptualmente en la figura 5.1, al tomar muchas muestras es posible remover la desviación introducida por el ruido de baja frecuencia.

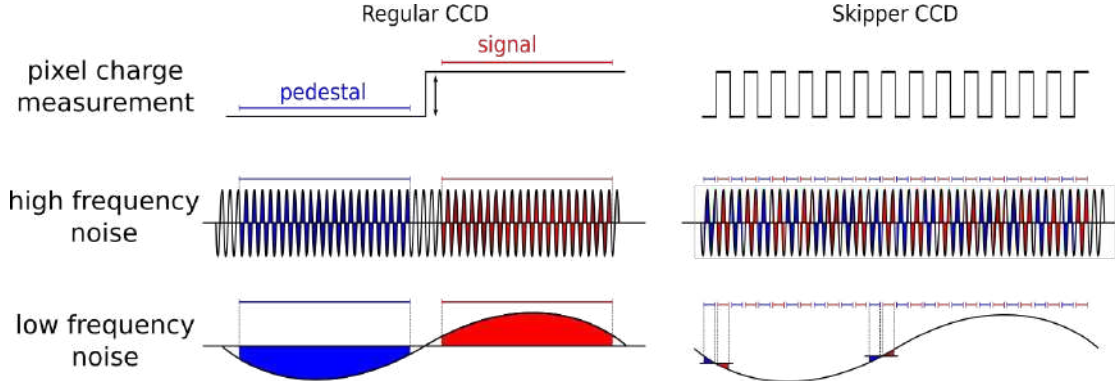


Figura 5.1: Esquema conceptual de como funciona un skipper CCD. En un CCD regular, el ruido de baja frecuencia introduce un offset entre el pedestal y la señal, y hace crecer el error en la medición de la carga. En un skipper CCD al tomar el promedio de muchas muestras de tiempo más corto que el ruido de baja frecuencia se reduce el error.

La respuesta al impulso $h_{SKP}(t)$ del sistema de lectura con skipper CDS es una combinación lineal de copias desplazadas en el tiempo de la respuesta al impulso $h_{CDS}(t)$ del DSI-CDS (ver apéndice B). La misma se muestra en la ecuación 5.1 donde se asume un tiempo cero entre muestras. El tiempo total de lectura de un pixel será $2NT$, donde T es el tiempo de integración del DSI-CDS. Aplicando las propiedades de la transformada de Fourier, se obtiene la respuesta en frecuencia del filtro $h_{SKP}(t)$ dada por la ecuación 5.2. En la figura 5.2a, se muestra la respuesta del filtro para distintos valores de T y N . Mientras que T se mantiene constante y N aumenta, la posición en frecuencia del lóbulo principal se mantiene fija en ≈ 200 kHz, su ancho se reduce acorde a $1/N$ y la amplitud de los lóbulos secundarios se reduce, haciendo que se reduzca la ganancia a bajas frecuencias y el ancho de banda efectivo, y por lo tanto, la potencia de ruido total a su salida. Al incrementar el tiempo de integración T , el lóbulo se desplaza a bajas frecuencias incrementando la ganancia del sistema en esa región. Como se explicó en la sección 4.3.4, a pesar de que el ancho del lóbulo se reduce al aumentar T , no se logra una reducción neta del ruido a causa del ruido $1/f$. Si solamente se considera ruido blanco, este puede ser reducido aumentando N ó T , y el error RMS de la carga medida por pixel decae a razón de $1/\sqrt{NT}$. Para el caso de ruido $1/f$, solamente puede ser reducido aumentando el número N , debido a la incorporación de correlación entre las sucesivas muestras, y el error RMS decae a una razón que depende del exponente γ , por ejemplo $1/N^\gamma$ para $0,5 < \gamma < 0,6$ [108].

$$h_{SKP}(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} h_{CDS}(t - n2T) \quad (5.1)$$

$$|H_{SKP}(t)| = \frac{2A}{\pi NTf} \sin^2(\pi Tf) \left| \frac{\sin(\pi NTf)}{\sin(\pi Tf)} \right| \quad (5.2)$$

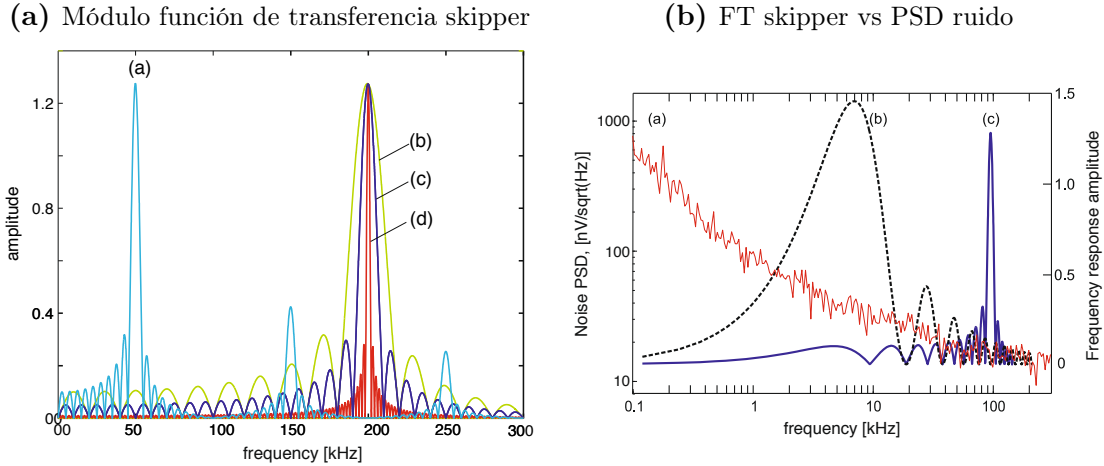


Figura 5.2: a) respuesta en frecuencia del método de lectura skipper: en la curva (a) el tiempo de integración T del DSI-CDS es $10 \mu\text{s}$ y el número de muestras N igual a 10. En las curvas (b-c-d) T es $2.5 \mu\text{s}$ y N es (b) 10, (c) 20 y (d) 100. En (b) se muestra una PSD de ruido blanco más $1/f$ (a), con las respuestas en frecuencia de DSI-CDS para un T de $55 \mu\text{s}$ (b) y para la técnica de skipper CCD con $T = 5.5 \mu\text{s}$ y $N=10$ (c). Ambos gráficos son extraídos de [108].

Como se puede ver en la figura 5.2b, una forma de evitar el ruido de $1/f$ es elegir el tiempo de integración T de modo tal que el lóbulo principal se sitúe en una región dominada por ruido blanco. Al incrementar el número de muestras N , el error RMS de lectura de cada pixel decae con $1/\sqrt{NT}$. En las secciones siguientes, 5.2 y 5.3, se describirá el dispositivo CCD y electrónica que permite aplicar la técnica descrita en esta sección.

5.2. Descripción del dispositivo

Los transistores de compuerta flotante fueron reportados en 1967 por Khang and Sze como una unidad de memoria no volátil [109] y desde entonces han sido ampliamente utilizados en memorias EPROM, EEPROM y Flash. Mediante diferentes mecanismos es posible depositar carga en la puerta flotante del transistor. Por ejemplo en memorias Flash se utiliza el efecto túnel de Fowler-Nordheim y *hot-carriers-injection*. Al estar la compuerta rodeada de SiO_2 , puede mantener la carga por un tiempo suficientemente largo para funcionar como memoria. El tiempo máximo de almacenamiento se encuentra limitado por las corrientes de pérdida. La carga presente en la compuerta forma el canal en el transistor, y luego puede ser utilizado para identificar un nivel lógico al hacer circular una corriente. David Wen en 1974 [110] fue el primero en incorporar el concepto de puerta flotante a un CCD para censar de forma no destructiva el paquete

zar la condición de vaciamiento total con un voltaje de sustrato de 40 V como los CCDs descritos en el capítulo 2. El canal es tipo-p y los píxeles tienen un tamaño de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$. Los registros horizontales y verticales tienen tres fases que permiten hacer la lectura del dispositivo a través de cada cuadrante: U1, L1, U2 y L2.

De igual manera que los CCD convencionales, la capacidad C_{SN} del SN está dada por la combinación de distintas capacidades: las capacidades parásitas C_{IN} introducidas por los transistores M1 y MR, la capacidad C_{OX} entre el FG y el canal-P del CCD, la capacidad C_B entre el canal-P, los *channel-stop* y el bulk, la capacidad C_{PFG} entre el FG, los *channel-stops* y las compuertas DG y OG, debido al overlap entre el polisilicio de las compuertas como se puede observar en la figura 5.3b. Para una carga ΔQ en el SN, el cambio de voltaje ΔV en el FG está dado por la ecuación 5.3 [107]. Para fully-depleted CCDs fabricados en silicio de alta resistividad, C_{SN} está dominado por C_{IN} y C_{PFG} .

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C_{SN}} = \frac{\Delta Q}{C_{PFG} + C_{IN} + (C_{PFG} + C_{IN} + C_{OX})C_B/C_{OX}} \quad (5.3)$$

Cada cuadrante se diseñó con una estructura de salida diferente, que se muestran en la figura 5.4, para analizar los cambios de sensibilidad con el área del SN. En todas ellas el transistor M1 tiene un área de $70 \times 50 \mu\text{m}^2$. En la figura 5.4a se muestra en detalle la estructura de salida de los cuadrantes L2 y U2, donde el área del SN es de $24 \times 4 \mu\text{m}^2$. En el cuadrante L1, el SN se diseñó con un área más grande que L2 y U2, de $24 \times 9 \mu\text{m}^2$. La estructura de salida de U1 se diseñó de forma similar a los CCD descritos en [91], con un área del SN menor de $15 \times 4 \mu\text{m}^2$.

5.3. Electrónica de lectura

La figura 5.5 muestra una fotografía del arreglo experimental utilizado para probar los sensores. Al igual que los CCD convencionales, los skipper CCD se deben enfriar a temperaturas de alrededor de 100 kelvin para reducir la corriente oscura. En el caso de los skipper CCD es necesario leer cada muestra en el menor tiempo y ruido posible. En la figura 5.6 se muestra la cadena de adquisición, la cual se optimizó para maximizar el ancho de banda y minimizar el ruido. Debido a que la impedancia de salida de cada amplificador en el CCD es de $\approx 2 \text{ k}\Omega$, se instaló un *line-driver* cerca de cada salida del CCD para transmitir la señal de video por un cable flexible de $\approx 50 \text{ cm}$ sin perder ancho de banda y no degradar significativamente la señal. El *line-driver* se realizó con un JFET J271 en configuración *source-follower*, debido a que se puede alimentar con las mismas tensiones que el transistor M1 del CCD y no son necesarias tensiones adicionales. Además fueron exhaustivamente probados para funcionar a temperaturas de 100 kelvin durante la construcción de DECAM [39]. En el otro extremo del cable

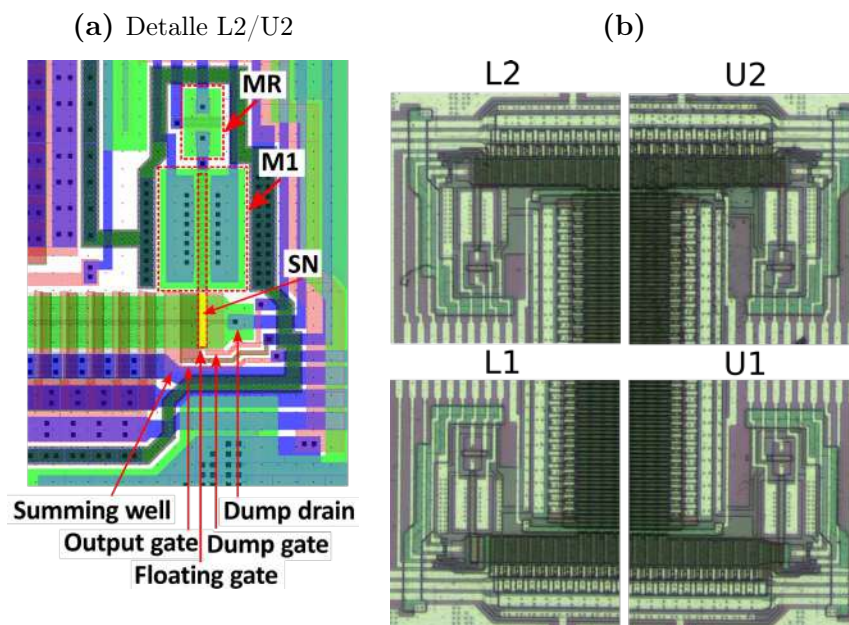


Figura 5.4: En (a) se muestra el *layout* de la estructura de salida de los cuadrantes L2 y U2. El área amarilla es la del SN. El skipper CCD utilizado en esta tesis se diseñó con una estructura de salida diferente en cada uno de sus cuadrantes que se muestran en (b). En todas ellas, M1 tiene un área de $70 \times 50 \mu\text{m}^2$. En L2 y U2 el área del SN es de $24 \times 4 \mu\text{m}^2$, en L1 tiene $24 \times 9 \mu\text{m}^2$, y en U1 $15 \times 4 \mu\text{m}^2$.

flexible se colocó un pre-amplificador en el que se desacopla el nivel de continua, se amplifica la señal por 5.2, y su impedancia de salida es de 50Ω para transmitir la señal por un cable coaxial al sistema de lectura. Se utilizó un amplificador operacional de bajo ruido OPA209 con una densidad espectral de ruido de $1.1 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ en configuración no inversora. En la figura 5.7b se muestra una fotografía del PCB del pre-amplificador. Se adaptó un sistema de lectura Monsoon para controlar las compuertas adicionales del skipper CCD y digitalizar en forma simultánea la señal de los cuatro amplificadores del sensor. Todas las muestras de los píxeles son adquiridas por el sistema Monsoon, y su procesamiento se realiza offline como se describirá más adelante. El esquema de conexión a tierras utilizado es el explicado en la sección 4.4. El *cryocooler* y la bomba de vacío se encuentran eléctricamente aislados de la cámara de vacío donde se encuentra el CCD, y esta se encuentra conectada a tierra a través del blindaje del Monsoon.

La ganancia de cada canal se midió con rayos X de una fuente de ^{55}Fe y tomando una única muestra por pixel. En la figura En la figura 5.7a se muestra una fotografía del dispositivo probado. El mismo se encuentra conectado mediante *wire-bonds* a un PCB. En este dispositivo prototipo sólo funcionaron los cuadrantes U1 y L1.

Para poder beneficiarse de las capacidad de muestreo múltiple del skipper CCD es necesario que el ruido de una muestra este decorrelacionado del ruido de la otra muestra. Se encontró que al inicio la electrónica mostraba grandes niveles de ruido correlacionado entre las muestras. Como se vio en el capítulo anterior, las fuentes

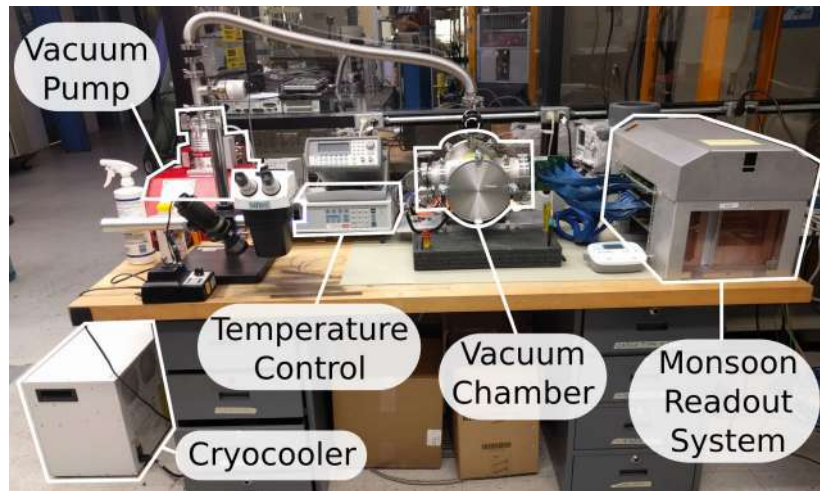


Figura 5.5: Arreglo experimental utilizado para las pruebas de los detectores skipper CCD. Se adaptó el sistema Monsoon para proveer las señales adicionales para los skipper CCD. Al igual que los CCD convencionales se los opera en vacío a 100 kelvin.

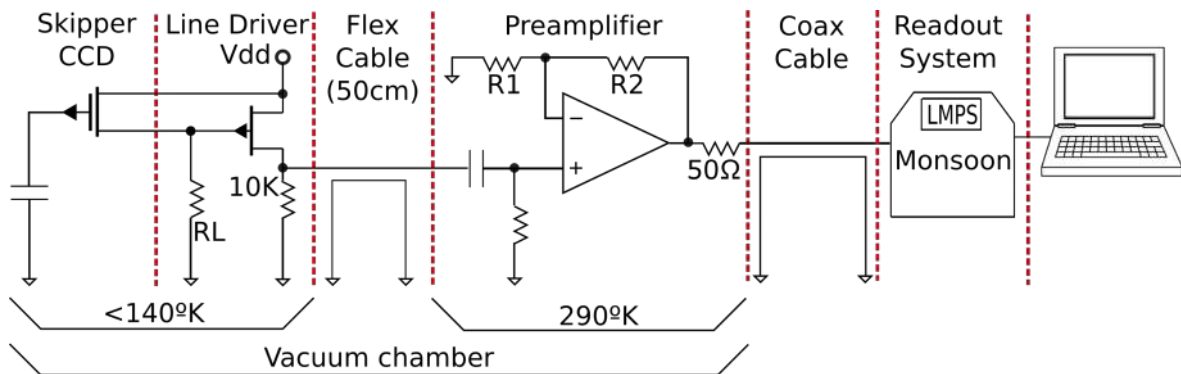


Figura 5.6: Cadena de adquisición de la señal de video del skipper CCD.

conmutadas interfieren en la señal de video y aumentan el ruido para tiempos de integración cortos, y al mismo tiempo introducen correlación entre píxeles. El problema se solucionó reemplazando todas las fuentes conmutadas por fuentes lineales de laboratorio de bajo ruido con $V_{rms} < 350 \mu\text{V}$. En la figura 5.8 se pueden ver las fuentes instaladas. Se obtuvo una disminución del 30% en el ruido para $5 \mu\text{s}$ de integración.

Como se mostró en el capítulo anterior, las capacidades parásitas del transistor MOSFET MR y M1 incrementan la capacidad del SN reduciendo su sensibilidad. Una de las capacidades parásitas es la capacidad de Miller (MC) del MOSFET M1 de salida. Esta capacidad es proporcional a la corriente de drain del transistor. Con el objetivo de reducir la corriente de *drain*, y por lo tanto MC, se incrementó la resistencia de carga RL de M1. Como se muestra en la figura 5.9, un incremento de RL en U1 de $20 \text{ k}\Omega$ a $83 \text{ k}\Omega$ incrementa la ganancia en un 23% y disminuye el ruido en un 10% para una ventana de integración de $2.5 \mu\text{m}$. Si RL se hace demasiado grande, el punto de operación de M1 sale de la zona de saturación, y además el ruido de Johnson de la resistencia compensa el incremento de la ganancia manteniendo el SNR constante. La

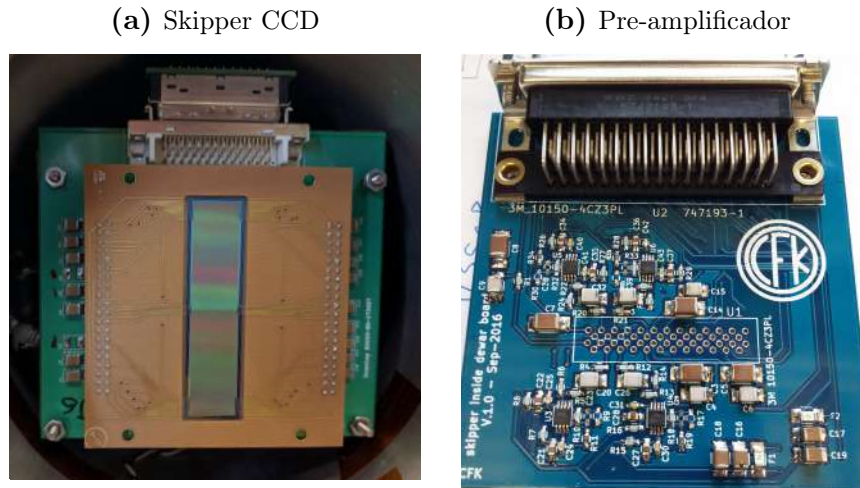


Figura 5.7: En (a) se puede ver una fotografía de uno de los skipper CCD probados en la cámara. Tiene 4126×866 píxeles y $200 \mu\text{m}$ de espesor. Puede ser leído desde los cuatro cuadrantes. El *front-side* del sensor se encuentra expuesto. En la figura (b) se muestra una fotografía del PCB del pre-amplificador.

ganancia obtenida con U1 es superior a la de L1 debido a que el área del SN es menor. En la figura 5.10 se puede ver el espectro obtenido en el rango del pico K_{α} (5.9 keV) de la fuente de ^{55}Fe para ambos cuadrantes, junto al ruido obtenido para distintos tiempos de integración del CDS.

Para el experimento SENSEI (Sub-Electron Noise Experimental Instrument), que se describirá más adelante, se diseñó un empaquetado especial para alojar al CCD, el cual se puede ver en la figura 5.11. El CCD se encuentra directamente conectado al cable flexible mediante *wire-bonds*. Los *line-driver* se encuentran a menos de 2 cm de la salida de cada cuadrante. El CCD se cubre con una tapa de cobre que cumple dos funciones, la primera es enfrentarlo a una superficie fría ($\approx 100 \text{ kelvin}$) para no exponerlo a fotones en el rango del infrarrojo, y blindar al CCD de la radiactividad de los componentes electrónicos del *line-driver*. El detector es de 1248×724 píxeles y $200 \mu\text{m}$ de espesor. En este dispositivo los cuatro cuadrantes funcionaron, y en la tabla 5.1 se muestran las ganancias obtenidas, usando en todos los casos una RL de $20 \text{ k}\Omega$. Nuevamente, con U1 se obtuvo la máxima ganancia. A pesar de que U2 y L2 tienen menos área que L1, sus ganancias resultaron un 10 % inferior, lo cual puede ser causa de la dispersión propia de la ganancia (por ejemplo en los 20 CCDs de CONNIE es del 20 %).

5.4. Operación en modo de muchas muestras

Para los skipper CCD el mecanismo de desplazamiento de la carga en la dirección vertical es igual que en los CCD convencionales. A continuación se explicará la secuencia

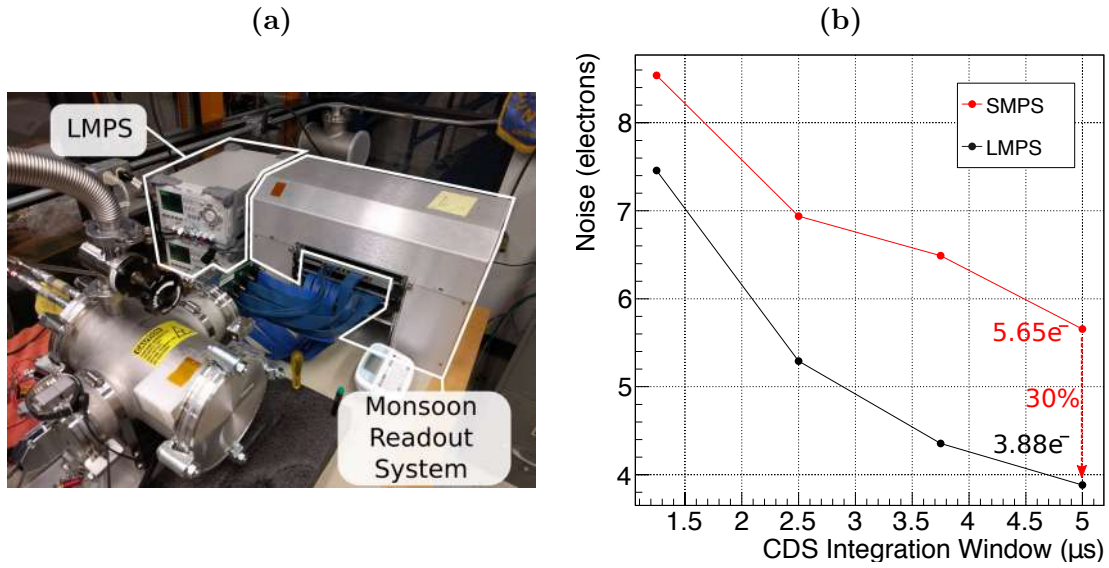


Figura 5.8: Para disminuir el ruido correlacionado entre muestras, se alimentó el sistema de lectura Monsoon con LMPS para de este modo remover la frecuencia característica de las SMPS de la señal de video. Se pueden ver las LMPS instaladas en la figura (a). Como se puede ver en (b) para tiempos de integración cortos se obtiene una disminución en el ruido del 30 %.

Tabla 5.1: Ganancias del skipper CCD utilizado en SENSEI

	SN Area	Gain SENSEI (ADU/e^-) ($\text{IW}=5 \mu\text{s}$ - $\text{RL}=20 \text{k}\Omega$)
U1	$15 \times 4 \mu\text{m}^2$	3.93 (1)
L1	$24 \times 9 \mu\text{m}^2$	3.75 (0.95)
U2	$24 \times 4 \mu\text{m}^2$	3.43 (0.87)
L2	$24 \times 4 \mu\text{m}^2$	3.24 (0.82)

de control de las fases del registro horizontal para realizar la lectura del sensor. El método que se presenta en esta sección difiere de los trabajos precedentes en skipper CCD [104, 107, 111, 112] y es el que dio resultado con los dispositivos presentados en la sección anterior.

La secuencia de lectura se muestra en la figura 5.12, y está compuesta por 14 estados. En el estado S1 la carga que se desea medir se encuentra repartida entre las fases H2 y H3. Se baja la compuerta DG para remover la carga presente en el SN del pixel anterior (instante t_0 en la figura 5.4). Entre los estados S2 y S6 la carga se transfiere al SW. En el estado S7 se aplica un pulso en RG para resetear la carga de la FG y polarizar M1. El estado S8 se usa para esperar a que pase el transitorio y en el estado S9 se integra el nivel del pedestal. En el estado S10 se levanta el SW para transferir la carga por encima del OW al SN (instante t_1). El estado S11 es de espera a que pase el transitorio y en el estado S12 se integra el valor del nivel de señal para obtener el valor de la primera muestra de la carga. Para fijar el valor del pozo de potencial del SN, en el estado S13 se aplica al FG el valor de VR bajando el RG. También se bajan el OW y

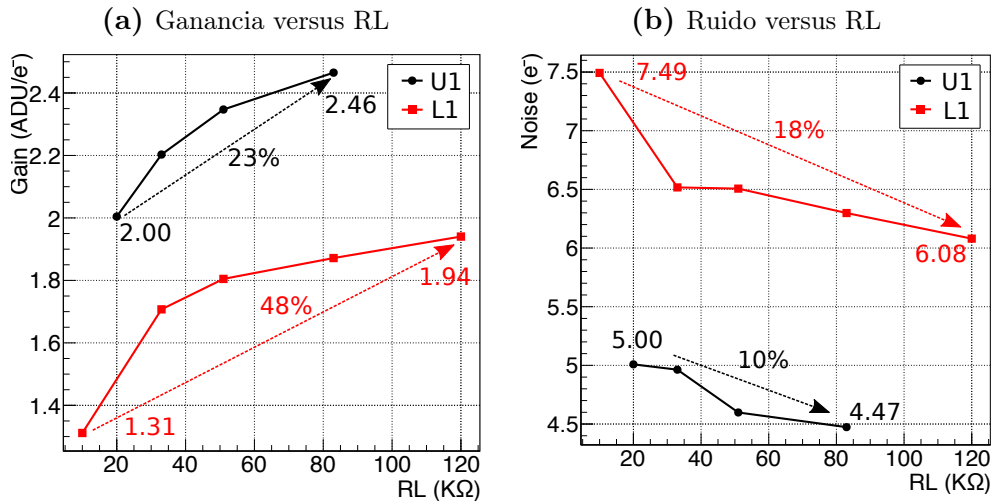


Figura 5.9: Ganancia y ruido a un tiempo de integración de $2.5 \mu\text{s}$ para distintos valores de RL. Como se puede ver, la ganancia aumenta con RL y el ruido en e^- disminuye al mejorar el SNR.

SW para hacer retornar la carga al SW (instante t_2). Como se verá a continuación los voltajes de los niveles bajo de SW y OG se deben ajustar correctamente para poder hacer retornar la carga al SN. En el estado S14 se levanta OG y se retorna al estado S9 para tomar una nueva muestra de la carga del pixel.

En la figura 5.13a se muestra una fracción de imagen adquirida con 20 muestras por pixel, en la que se muestra la parte expuesta con eventos y el overscan. Si la imagen fue adquirida con N muestras por pixel, para el procesamiento se forman N imágenes (I^1, I^2, \dots, I^N), donde la imagen I^n está compuesta por la muestra n^{th} de los píxeles. Sobre cada una de las imágenes generadas se subtrae el overscan y luego todas las imágenes son promediadas para obtener el resultado final.

En la figura 5.14 se puede ver el espectro de un pixel de las imágenes I^1, I^2 y I^{20} . El pico corresponde al rayo X K_α de la fuente de ^{55}Fe . Como se puede ver, cuando el voltaje en bajo del SG es de -7 V (figura 5.14a), el gradiente de voltaje entre el SN y el SW no es lo suficientemente grande para que retorne la totalidad de la carga al SW, y el pico K_α a partir de la segunda muestra aparece corrido a la izquierda. Al agrandar el gradiente de voltaje entre el SN y el SW (figura 5.14b) el pico de K_α queda alineado, indicando que la carga medida en todas las muestras es la misma.

Una de las mayores ventajas de la lectura no destructiva del skipper CCD es que las muestras adquiridas son mediciones no correlacionadas de la carga en cada pixel. Para ruido de lectura gaussiano no correlacionado, el estimador óptimo para medir la carga de los píxeles es el valor promedio de las muestras adquiridas [113]. En este caso la desviación estándar (σ) de la distribución del ruido efectivo de lectura luego de promediar N muestras por pixel, esta dada por la ecuación 5.4, donde σ_1 es el ruido de lectura de una muestra

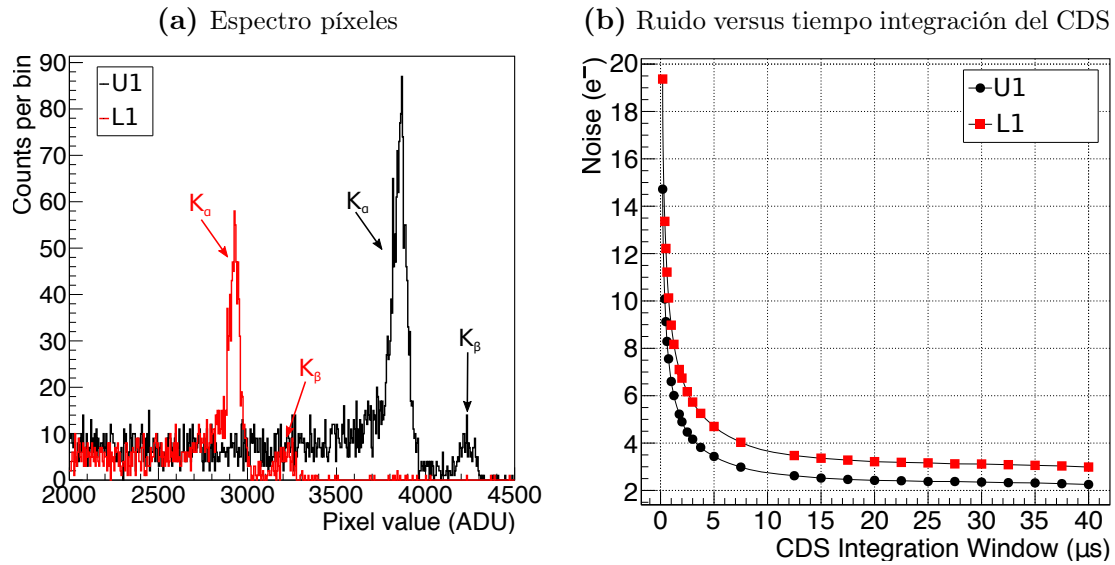


Figura 5.10: Figura (a): espectro en el rango del rayo X K_{α} (5.9 keV) de la fuente ^{55}Fe . Figura (b): ruido a diferentes tiempos de integración. El cuadrante U1 tiene mayor ganancia y menor ruido debido a que el área del SN es menor. para un tiempo de integración de $2.5 \mu\text{s}$ la ganancia obtenida con U1 es de $2.46 \text{ ADU}/e^{-}$ y el ruido es de $4.47 e^{-}$.

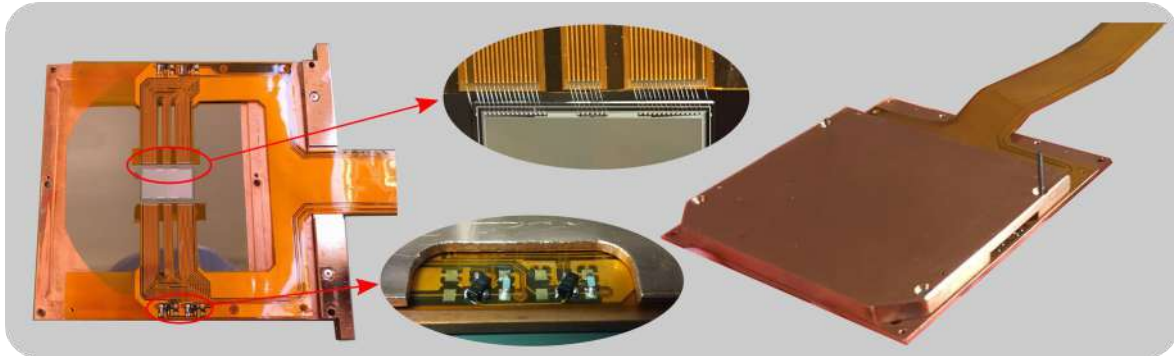


Figura 5.11: Empaquetado diseñado para el skipper CCD de SENSEI. El detector queda blindado de radiación infrarroja y de la contaminación radiactiva de los componentes electrónicos del *line-driver*.

$$\sigma = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \quad (5.4)$$

En la figura 5.15 y en la tabla 5.2, se muestra el resultado luego de promediar 10, 200, 1000 y 3000 muestras. En la distribución del overscan hay algunos pixel con carga de $1 e^{-}$, que es carga espuria producida durante la lectura del CCD. A partir de 1000 muestras el ruido efectivo de lectura es menor a $0.15 e^{-}$. Como se puede ver en la figura 5.16, a 4000 muestras el resultado es una reducción drástica al nivel de $0.068 e^{-}$. A este nivel la probabilidad de mal estimar en $>0.5 e^{-}$ la carga del pixel es de $p \approx 10^{-13}$, demostrando que es posible **cuantizar la cantidad de carga en cada pixel**. Este resultado es el primer conteo preciso de electrones en un detector de silicio de gran área. Como se muestra en la figura 5.16, el ruido es el mismo para píxeles sin carga

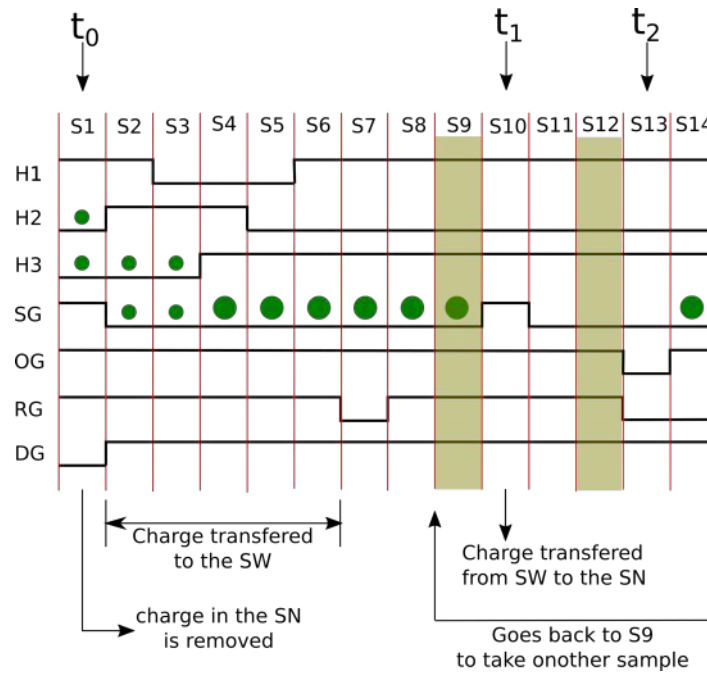


Figura 5.12: Señales de control aplicadas a las fases del skipper CCD. Los puntos verdes esquematizan la posición del paquete de carga. Se indican los instantes de tiempo t_0 , t_1 y t_2 de la figura 5.4.

y con $\approx 800 e^-$, demostrando la validez del resultado en un gran **rango dinámico**. El resultado se puede apreciar en la figura 5.17, luego de promediar 4000 muestras se puede distinguir un pixel que colectó un único electrón.

Las mediciones en la figura 5.18b y tabla 5.2 muestran que el ruido efectivo del skipper CCD sigue de cerca la predicción para ruido Gaussiano no correlacionado (ecuación 5.4), solamente desviándose levemente para $N \geq 2000$. La coincidencia entre la predicción teórica y la medición indican la validez de asumir un ruido Gaussiano no correlacionado entre muestras, **siendo no necesarias técnicas sofisticadas de procesamiento**.

Tabla 5.2: Ruido efectivo a distintas cantidades de muestras. El ruido medido sigue la predicción teórica que asume un ruido gaussiano no correlacionado entre muestras.

	Noise (e^-) IW=2.5 μs	$\frac{\sigma^1}{\sqrt{N}}$
σ^1	4.48 ± 0.099	4.48
σ^{10}	1.45 ± 0.031	1.41
σ^{200}	0.32 ± 0.0098	0.317
σ^{1000}	0.15 ± 0.0034	0.142
σ^{3000}	0.093 ± 0.002	0.082

El skipper CCD presentado en esta tesis tiene un ruido de lectura por muestra de $\sigma^1 = 3,40 e^-$ con un tiempo de lectura de $10 \mu s/\text{pix}/\text{sample}$ (figura 5.18a). Para alcanzar un ruido de lectura efectivo $\sigma < 0,1 e^-$ requiere al menos 1200 muestras por

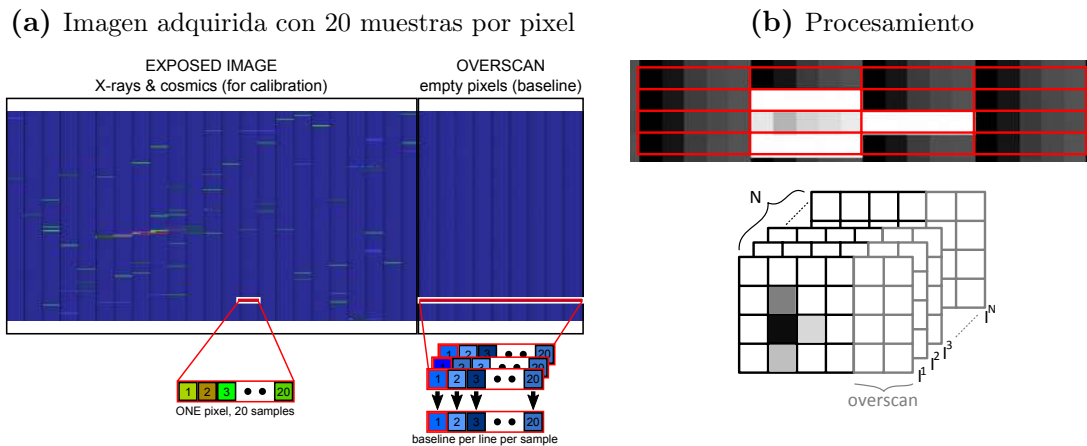


Figura 5.13: Ejemplo de una imagen adquirida con 20 muestras. Como se muestra en (b), la imagen adquirida es dividida en N imágenes donde la imagen I^n contiene la muestra n^{th} de los píxeles. A cada una de las imágenes se les subtrae el overscan, y luego son promediadas para obtener el resultado final.

pixel, lo que corresponde a un tiempo de lectura total de 12 ms/pix . Puede por lo tanto ser leído en 3 horas utilizando los 4 amplificadores. El tiempo de lectura escala linealmente con el número de muestras e inversamente con el cuadrado del ruido de lectura. Para disminuir el tiempo de lectura, se podrían aplicar las siguientes técnicas:

- Muestreo dinámico.** Otra ventaja de la lectura no destructiva de la carga es la posibilidad de ajustar en forma dinámica el número de muestras tomadas por píxel, y poder ajustar el ruido de lectura para cada píxel. La aplicación más simple de este procedimiento es muestrear repetidamente un subconjunto de píxeles en donde se desea un bajo ruido de lectura, y leer rápido el resto del detector con menos muestras. Otra opción es ajustar el número de muestras en función del valor del píxel. Por ejemplo, el valor de la primera muestra del píxel se puede utilizar para determinar el número de muestras subsiguientes. De este modo, el ruido de lectura puede ser ajustado en función de la cantidad de carga en el píxel.
- Diseño de M1.** Con una estructura nueva de M1 que disminuya la capacidad parásita en el SN y por ende logre mayor SNR, se debería poder alcanzar un ruido de $2 e^-$ en un tiempo de lectura de $4 \mu\text{s/pixel}$ [91, 92]. Un skipper CCD con ese nivel de ruido por muestra podría alcanzar un ruido de lectura $\sigma < 0.1 e^-/\text{pix}$ en un tiempo 7.5 veces menor que el dispositivo presentado en esta tesis.
- Número de canales de lectura.** El skipper CCD presentado en esta tesis puede ser leído por cada cuadrante. El número de canales de lectura puede ser aumentado. Existen CCD comerciales con hasta 16 canales de lectura [114], y desarrollos que demuestran la posibilidad de utilizar más de 48 amplificadores [115]. El tiempo de lectura decrecerá linealmente con el número de canales de

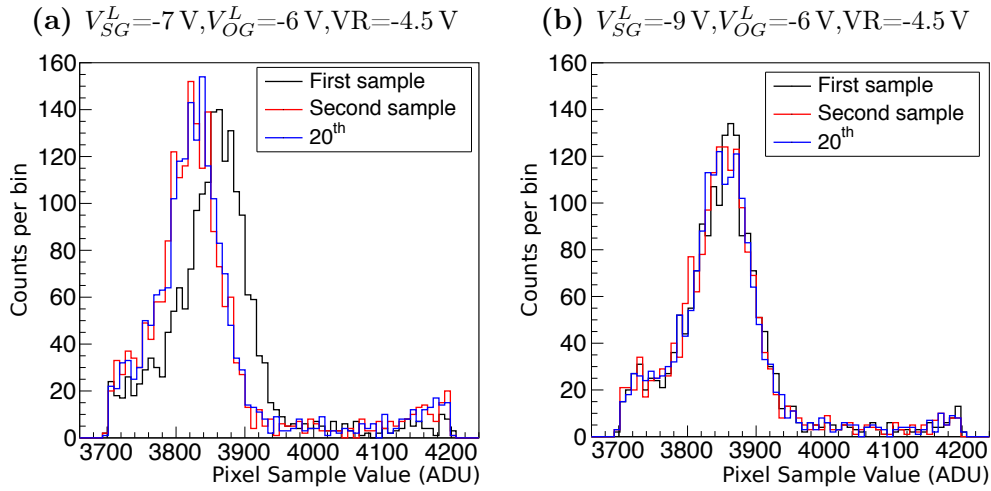


Figura 5.14: Espectro de un pixel de las imágenes I^1 , I^2 y I^{20} , en donde se puede ver el pico K_α para dos conjuntos de voltajes. En (a) el gradiente de voltaje entre el SN y el SW no es lo suficientemente grande y toda la carga no retorna al SW, y por lo tanto el pico de I^1 aparece corrido a la derecha. En (b) se aumentó el gradiente de voltaje y los picos de las imágenes quedaron alineados.

lectura.

Haciendo una combinación de las técnicas anteriores es posible una reducción del $O(100)$ en el tiempo de lectura. A continuación se discutirán algunas aplicaciones del dispositivo.

5.5. Aplicaciones del sensor

Además del skipper CCD presentado en esta tesis, existen otras tecnologías basadas en silicio que permiten detectar fotones individuales: *single-photon avalanche diode* (SPAD), *electron-multiplied CCD* (EMCCD) y sensores de imagen CMOS (CIS). En EMCCD [116, 117] y SPAD, la carga generada por el fotón es multiplicada mediante un mecanismo de avalancha, que debido a sus características estocásticas, hace imposible determinar el número exacto de pares electrón-huecos generados por el fotón y su energía, limitando su resolución espectroscópica y haciendo imposible su uso en experimentos de bajo umbral. Para el caso de los CIS el ruido mínimo reportado es $0.27e^-$ [118], pero es diferente para cada uno de los píxeles y todavía no ha sido integrado para trabajar en silicio *fully-depleted* [119, 120], con lo cual no puede alcanzar la eficiencia cuántica y masa de los *fully-depleted* CCDs, como lo hace el skipper CCD presentado en esta tesis.

El ultra bajo ruido de lectura alcanzado con skipper CCDs, en conjunto con su estabilidad en la ganancia, permiten medir la carga de todos los píxeles del detector con la precisión de un electrón, desde píxeles con uno hasta miles de electrones. Esto

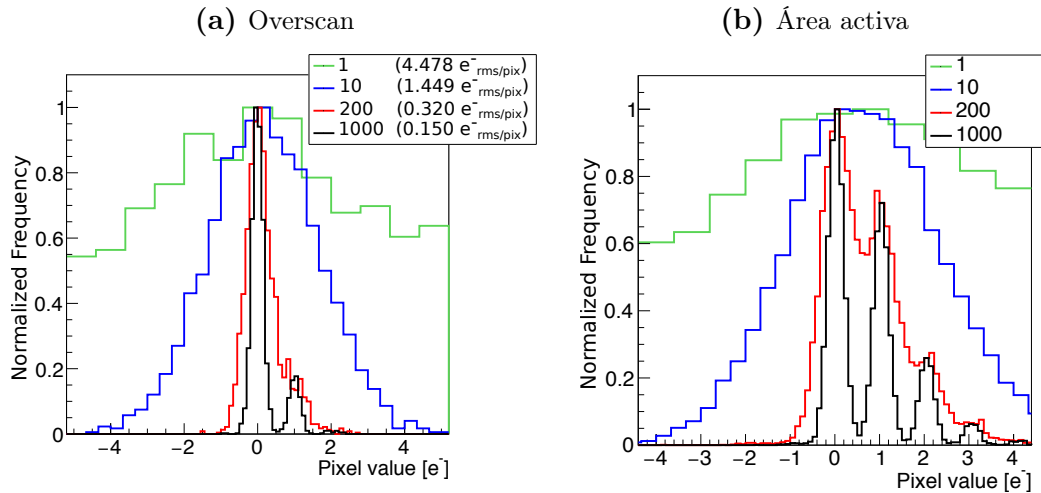


Figura 5.15: Espectro de un pixel de la imagen luego de promediar las muestras, figura (a) corresponde al área del overscan y la figura (b) al área activa. El valor de los píxeles se calibró utilizando la ganancia de 2.46 ADU/e^- obtenida con la fuente de ^{55}Fe con un tiempo de integración de $2.5 \mu\text{s}$. El espectro se muestra luego de promediar distinta cantidad de muestras por pixel: 10, 200, 1000. A partir de 200 muestras es posible distinguir picos centrados en valores enteros de carga que corresponden a los píxeles que tienen 1, 2, $3 e^-$. A 1000 muestras el ruido efectivo de lectura es $0.1500 \pm 0.0034 e^-$.

hace del skipper CCD el **calorímetro electromagnético** más sensible y robusto que puede operar a temperaturas por encima del nitrógeno líquido. También permite ser utilizado en el **conteo individual de fotones** en el rango del visible hasta el infrarrojo cercano. Debido a que el proceso de fabricación del skipper CCD es el mismo que el de los CCD convencionales, esta nueva tecnología puede ser directamente implementada en los laboratorios de fabricación de CCD ya existentes. El rango de aplicación del sensor es amplio, incluye física de partículas y astronomía.

Un caso de aplicación en astronomía desde el espacio, es la observación directa y espectroscopia de exoplanetas terrestres en zonas habitables de estrellas cercanas [121]. Se espera un flujo de fotones desde exo-Tierras del orden de uno cada varios minutos, haciendo necesario la utilización de detectores de ultra bajo ruido [122]. Un detector con ruido de lectura debajo del electrón puede reducir el tiempo de exposición en un factor dos [123]. Del mismo modo que los *fully-depleted* CCD, los skipper CCD pueden tener alta eficiencia cuántica entre $0.87 \mu\text{m}$ y $1 \mu\text{m}$ donde residen las líneas espectrales más importante del agua [122].

La habilidad de contar en forma precisa el número de electrones en un pixel con un nivel de disparo tan bajo como $2 e^-$ o $3 e^-$ tiene un impacto inmediato y significativo en la **búsqueda de eventos raros**. En particular, los skipper CCD permiten la construcción de experimentos de **búsqueda directa de materia oscura con una sensibilidad sin precedentes** a distintos candidatos de materia oscura. Partículas de materia oscura con masas $\geq 1 \text{ MeV}$ que dispersan un electrón [124–127], partículas

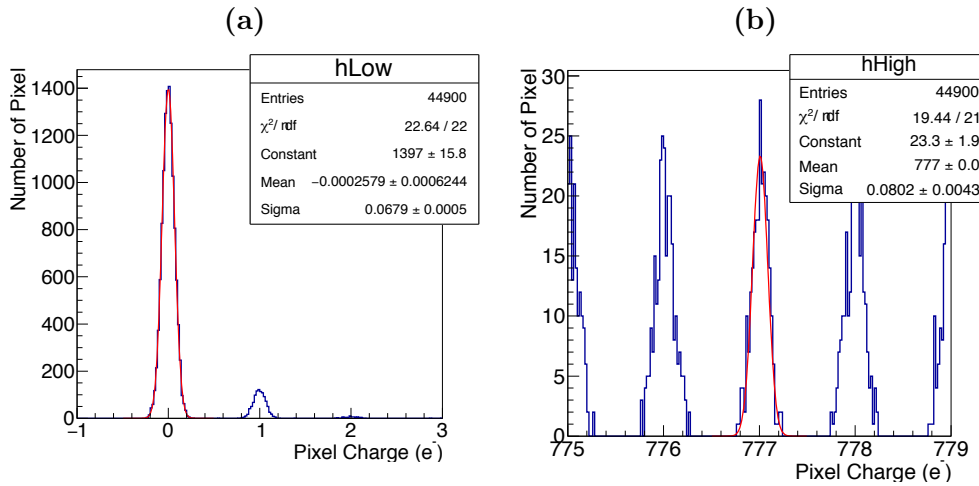


Figura 5.16: Resolución de un electrón con 4000 muestras por pixel (el ancho del bin es de $0.03 e^-$). La carga medida por pixel se muestra para dos rangos: iluminación debil (figura a) e iluminación fuerte (figura b). Los picos con valores enteros de carga se pueden resolver en ambos regímenes simultáneamente. El pico en $0 e^-$ tiene un ruido rms de $0.068 e^-$ mientras que el pico en $777 e^-$ tiene un ruido RMS de $0.086 e^-$. Los ajustes de las Gaussianas tienen $\chi = 22,6/22$ y $\chi^2 = 19,5/21$ respectivamente. Las dos mediciones demuestran la sensibilidad a un electrón en un gran rango dinámico.

de materia oscura bosónicas con masas de algunos eV que son absorbidas por un electrón [128–131], materia oscura en el rango de algunos décimos a cientos de MeV que dispersa en forma elástica o inelástica sobre un núcleo de silicio mientras se emite un fotón [132], pueden producir una señal medible en un skipper CCD.

Además de búsqueda de materia oscura, los CCD puede ser utilizados como material de blanco para la detección de la **dispersión coherente nucleo-neutrino** [6, 20]. Estos experimentos tienen un rate de eventos bajos y no requieren de tiempos de lectura rápidos. El bajo nivel de disparo del skipper CCD permite una nueva área de exploración del espacio de parámetros y de interacciones no-estándares de neutrinos.

Si materia oscura con masa a partir de algunos cientos de MeV se dispersa elásticamente con un núcleo de silicio, el retroceso nuclear resultante puede producir ionización medible con un CCD convencional. El valor preciso de la mínima masa de disparo depende de la eficiencia de ionización del retroceso nuclear (*quenching factor*), que al momento no es conocida con exactitud suficiente [16]. También puede ocurrir que la materia oscura se disperse inelásticamente con un núcleo emitiendo un fotón en este proceso. Dependiendo de la energía del fotón, algunos electrones se pueden producir en un pixel haciendo posible su detección en un skipper CCD.

Materia oscura bosónica (dark-photon) con masa tan baja como el *band-gap* del silicio, podría ser absorbida por un electrón que es subsecuentemente excitado a la banda de conducción. En este proceso inelástico, la energía de excitación es igual a la masa de la materia oscura, y el limite inferior de la masa detectable está determinada por el nivel de disparo del detector (definido por el ruido de lectura). El mejor límite

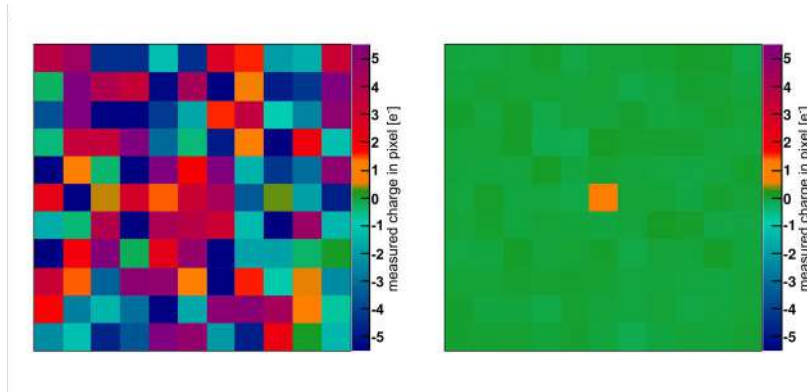


Figura 5.17: A la izquierda se muestra una fracción de imagen con la primer muestra por pixel (un ruido de $4.47 e^-$). Luego de promediar 4000 muestras por pixel el resultado se muestra en la figura derecha. Se puede distinguir que el pixel central tiene un **único electrón** (color naranja) y los píxeles restantes tienen exactamente cero electrones (color verde).

superior al momento es de masas de $3 eV$ y ha sido medido por el experimento DAMIC [133]. Sin embargo esta medición está dominada por el ruido electrónico de lectura. Un skipper CCD puede mejorar dramáticamente la sensibilidad a dark-photon permitiendo un eventual descubrimiento.

Materia oscura sub-GeV puede dispersar un electrón en la banda de valencia, promoviéndolo a la banda de conducción. La energía del retroceso del electrón (*electron-recoil*) es de algunos eV. Un skipper CCD con un umbral de $2 e^-$ detectaría la mayoría de los eventos de dispersión entre materia oscura y electrones, para materia oscura de masa superior a $100 MeV$ [124]. Como se demostró en el capítulo 4, los CCD convencionales tienen un umbral mínimo de $\approx 11 e^-$ limitando su sensibilidad a la dispersión materia oscura-electrón [124]. Un umbral de $2 e^-$ o $3 e^-$ en silicio es también inferior al logrado con TPC (*time projection chamber*) de xenon, cuyo nivel mínimo de disparo es $12.1 eV$ correspondiente a la energía de ionización del xenon. Además, mientras que los datos disponibles de XENON10 [134] imponen un límite superior de $\approx 5 MeV$ [135, 136] a la masa de la materia oscura, eventos de fondo propios del detector limitan la sensibilidad y el potencial de descubrimiento (no queda claro por ahora que estos eventos de fondo puedan ser reducidos en TPCs de xenon [137]). En contraste, el skipper CCD tiene un potencial de descubrimiento significativo y se espera que no tenga eventos de fondo para exposiciones de ≈ 100 gramos o menos, asumiendo igual nivel de eventos de fondo alcanzados con otros experimentos [138–141]. Tal detector podría explorar ordenes de magnitud nuevos en el espacio de parámetros de materia oscura [124]. En la figura 5.19, se muestra el espacio de parámetros explorado por un detector con skipper CCD. Para el caso de un gramo y con un umbral de $2 e^-$ en dos días se logra un resultado competitivo similar al del experimento XENON10. En este sentido, como parte de esta tesis se trabajó en el experimento **SENSEI** (*Sub-Electron Noise Skipper CCD Experimental Instrument*), que tiene como objetivo la búsqueda de materia oscura

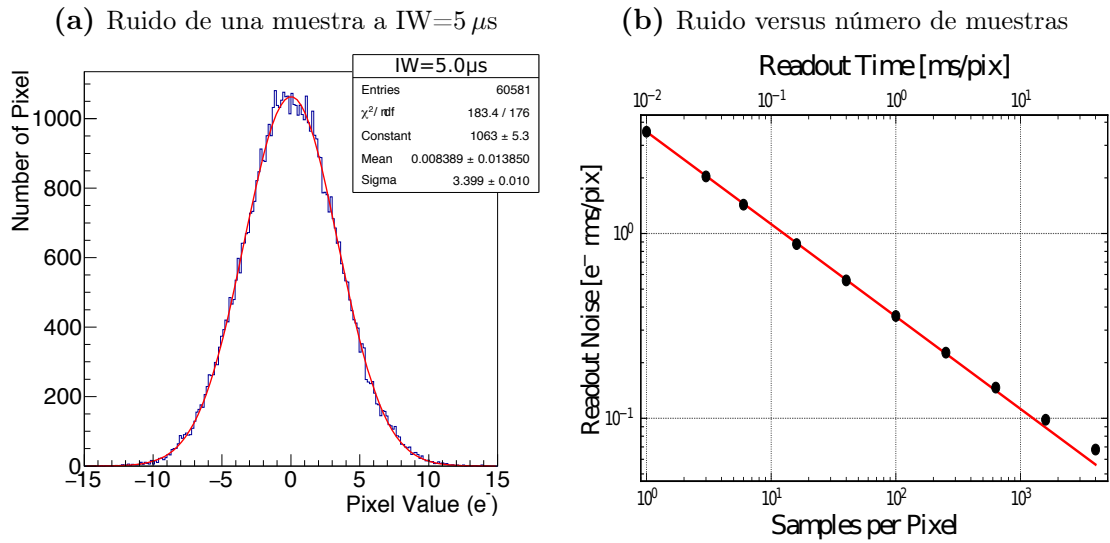


Figura 5.18: En (a) se muestra el ajuste de una función gaussiana con el histograma de píxeles del overscan para un tiempo de integración de $5 \mu\text{s}$. El ruido medido es de $3.399 \pm 0.01 e^-$ y corresponde al de una única muestra. El ajuste es muy bueno, con $\chi^2 = 183,4/176$. En (b) se muestra como decrece el ruido efectivo de lectura con el número de muestras promediadas por pixel. Los puntos negros muestran la desviación estandar de la distribución de píxeles vacíos en función de del número de muestras promediadas. La línea roja es la predicción teórica esperada asumiendo muestras independientes con ruido no correlacionado (ecuación 5.4).

por *electron-recoil* utilizando skipper CCD.

5.6. El Experimento SENSEI

Se realizó una instalación de ingeniería del experimento SENSEI, con skipper CCD en un sitio subterráneo a 107 metros de profundidad en Fermilab. El skipper utilizado tiene un espesor de $200 \mu\text{m}$, con 1248×724 píxeles de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ alcanzando una masa total de 0.1 gramos, por lo tanto son necesarios 20 días de exploración para alcanzar el resultado de XENON10 mostrado en la figura 5.19. Para reducir eventos de fondo se utilizó el empaquetado mostrado en la figura 5.11, realizado con cobre de baja radiactividad, enfriado a 100 kelvin para evitar exponer el detector a radiación infrarroja. El CCD se instaló rodeado de al menos dos centímetros de plomo en todas las direcciones. El vessel utilizado es igual al de los experimentos CONNIE/DAMIC. En la figura 5.20 se muestra una fotografía de la instalación realizada.

Como se vio en el capítulo 2, es posible generar carga espuria al leer el dispositivo. En la figura 5.15a se puede ver que para el caso de los skipper CCD existen algunos píxeles en el overscan con carga de $1 e^-$ y $2 e^-$. Se realizó una optimización de los voltajes para reducir la carga espuria, que se muestran en la tabla 5.3. En la figura 5.21b se muestra la distribución de los píxeles del overscan de cada cuadrante. La imagen fue tomada con 800 muestras por pixel con un tiempo de integración de $5 \mu\text{s}$. El tiempo

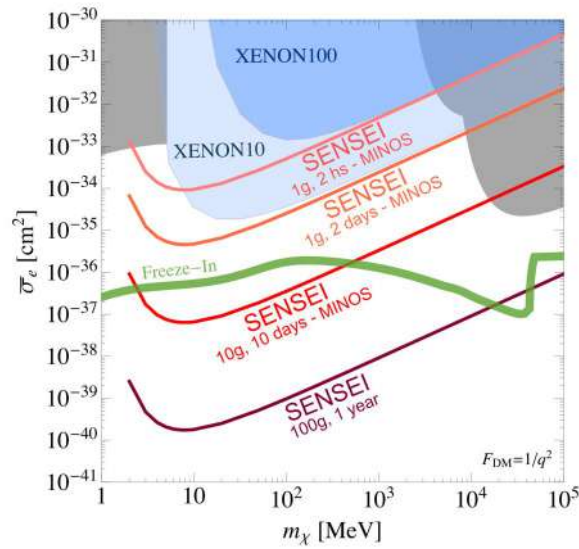


Figura 5.19: Espacio de parámetros explorado por un detector con skipper CCD instalado en MINOS: un sitio subterráneo a 107 metros de profundidad ubicado en el predio de Fermilab. Con un umbral de $2 e^-$, un gramo, y dos días de exploración se logra un límite similar al de XENON10. Las proyecciones fueron realizadas por los físicos teóricos Rouven Essig, Tomer Volansky y Tien-Tien Yu (comunicación privada).

medido de lectura de cada cuadrante (200×500 píxeles, con 138 píxeles de overscan) es 1414 segundos, por lo tanto el tiempo de lectura por píxel es 14.14 ms. Los píxeles del overscan son expuestos el tiempo de lectura de la línea, que es 5.2 segundos, y por lo tanto se puede asumir que estos píxeles están libres de carga generada por corriente oscura. El número promedio de carga espuria por píxel obtenido en cada cuadrante se muestran en la tabla 5.4.

Tabla 5.3: Voltages optimizados para SENSEI, reduciendo la carga espuria generada a los valores de la tabla 5.4

	Bajo (V)	Alto (V)
V1,V2,V3	-5	-1
TG	-6	-1
H1,H2,H3	-6	-1
SG	-10	-3
OG	-8	-4
RG	-4	7
DG	-10	-1
V_{dd}	-22	
V_{ref}	-7	
V_{drain}	-22	

Para estimar la corriente oscura se realizó una exposición de cuatro horas, más 24 minutos que incluyen el tiempo de lectura del CCD. En la figura 5.21a se muestra la distribución de píxeles de la parte activa. Para estimar la corriente oscura, se dividió el número de píxeles con un electrón por el número total de píxeles, los resultados se

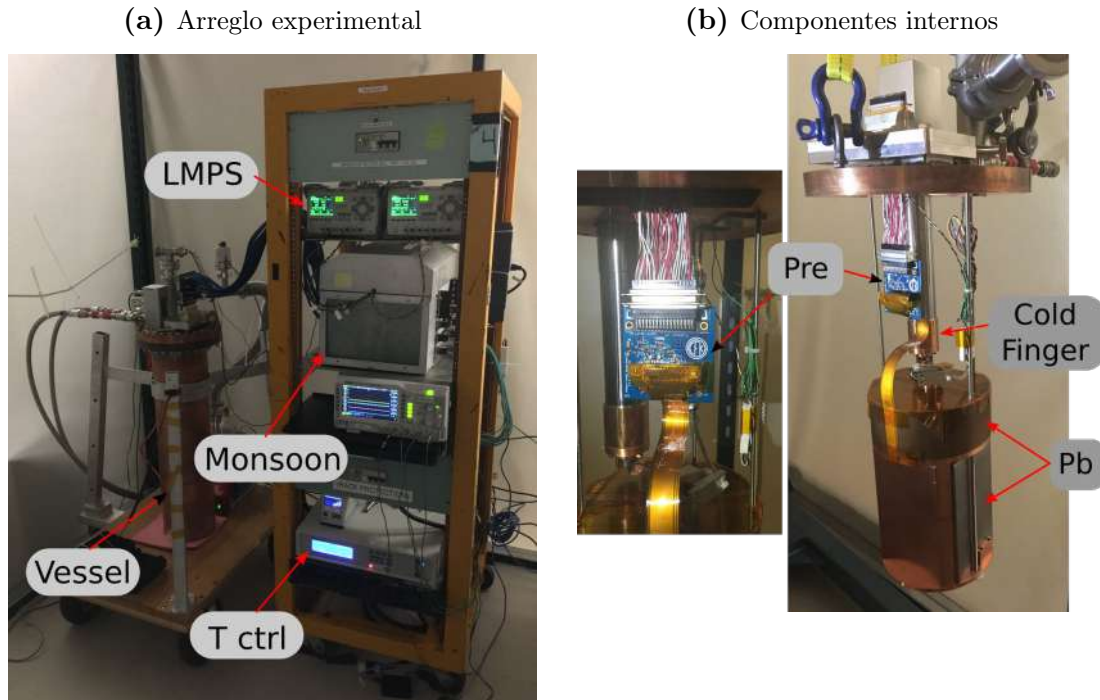


Figura 5.20: En la figura (a) se pueden ver los distintos componentes del experimento, y en la figura (b) se muestran los componentes internos del vessel. El skipper CCD se encuentra rodeado de plomo de baja radiactividad. Mediante un cable flexible se extraen las señales y se conecta al pre-amplificador.

Tabla 5.4: Carga espuria medida en cada cuadrante. Se utilizaron los píxeles del overscan, se dividió la cantidad de píxeles con un electrón por la cantidad de píxeles del overscan. Se promedió el resultado obtenido de 13 imágenes.

	U1	L1	U2	L2
λ_{sc} (e^-/pix)	0.00114	0.00174	0.00066	0.00069

muestran en la tabla 5.5. En la figura 5.22 se muestran algunos eventos detectados durante esta exposición.

Tabla 5.5: Corriente oscura a 100 kelvin medida con una exposición de 4hs más 24 minutos de la lectura.

	U1	L1	U2	L2
λ_{dc} ($e^-/\text{pix}/\text{hora}$)	0.00338	0.00218	0.00922	0.00553

Se realizó una adquisición continua de 4 horas con imágenes de 200 líneas, con una lectura rápida (5 segundos) del arreglo entre imágenes que realiza su borrado. No es posible adquirir más líneas debido a que se satura la memoria interna del Monsoon, y por lo tanto se reduce la masa expuesta de 0.1 g a 0.032 g. Se realizó un extractor de eventos que acumula todos los píxeles conexos con carga. En los espectros de la figura 5.23 se puede ver el espectro para cada cuadrante. Se observan eventos con más de $2e^-$, imposibilitando ubicar el umbral en ese nivel. Es por lo tanto todavía necesario realizar

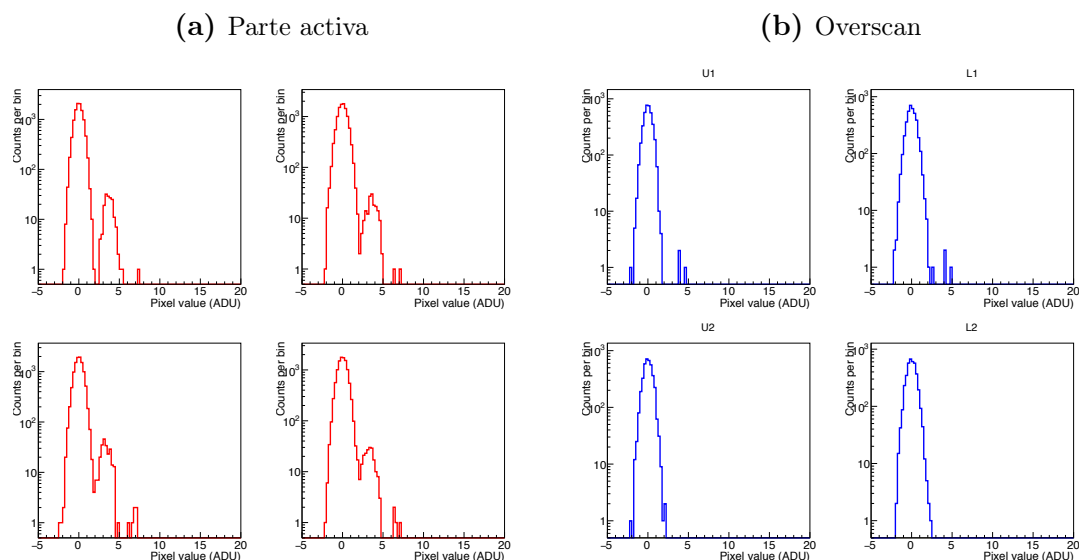


Figura 5.21: Espectro del valor de los píxeles obtenidos para una exposición de 4hs más 24 minutos de la lectura a 100 kelvin. En (a) se muestra la parte activa (píxeles expuestos por 4hs) y en (b) los píxeles de overscan. Con la parte activa se realizó la medición de corriente oscura mostrada en la tabla 5.5.

una optimización de los tiempos de exposición y lectura para reducir el impacto de la corriente oscura.

5.7. Conclusiones

En este capítulo se presentó la primer operación exitosa de un Skipper CCD. El mismo utiliza una estructura de salida no destructiva, realizada con un amplificador de puerta flotante, que permite leer múltiples muestras del paquete de carga en los píxeles. Se alcanzó un ruido de lectura de $0.068 e^-/\text{pix}$. El bajo ruido alcanzado, en conjunto con una ganancia linear y estable, permite mediciones de carga con una precisión de un electrón individual, en píxeles con un único electrón ó miles de electrones. Esto hace al Skipper CCD el calorímetro electromagnético más preciso y robusto que puede operar a temperaturas por encima del nitrógeno líquido. También permite al skipper CCD contar fotones individuales en el rango visible e infrarrojo. Debido a que la estructura de lectura no destructiva se logra sin ninguna modificación en el proceso de fabricación de CCDs convencionales, esta nueva tecnología puede ser implementada en facilidades de fabricación actuales a un bajo costo, y se logran las mismas propiedades ópticas que con los CCD convencionales. El dispositivo desarrollado tiene un rango de aplicación amplio: búsqueda de exoplanetas, bio-imaging, búsqueda de materia oscura, etc. En relación a esta última aplicación, se realizó una instalación de ingeniera del experimento SENSEI. Se demostró que el ruido electrónico de lectura no es más un límite en el umbral mínimo, sino que lo son los eventos producidos por carga espuria y la corriente

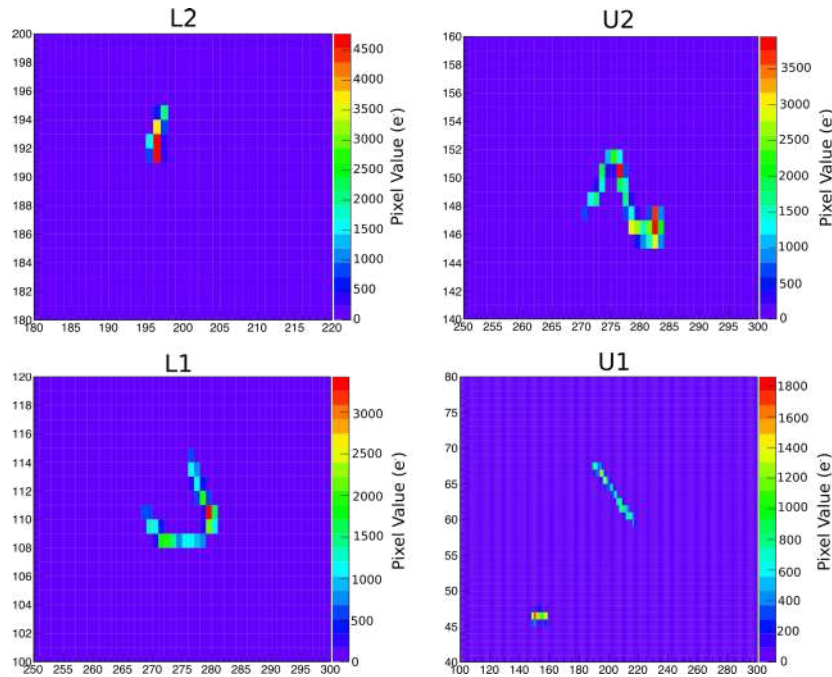


Figura 5.22: Fracciones de una imagen adquirida con SENSEI a 100 kelvin luego de ser procesadas 800 muestras por pixel. El detector fue expuesto por cuatro horas, y se pueden observar eventos en los cuatro cuadrantes. En U1 se puede ver el track producido por un muon.

oscura. Es necesario realizar una mejora en la electrónica de lectura para poder realizar una adquisición de datos para ciencia. En particular se debería poder:

- Leer todo el CCD y no sólo una fracción, y así aprovechar toda su masa.
- Reducir el tiempo de exposición, lectura, y optimizar la temperatura de operación para minimizar la corriente oscura.
- Ajustar voltajes y forma de las señales de control para reducir eventos producidos por carga espuria.

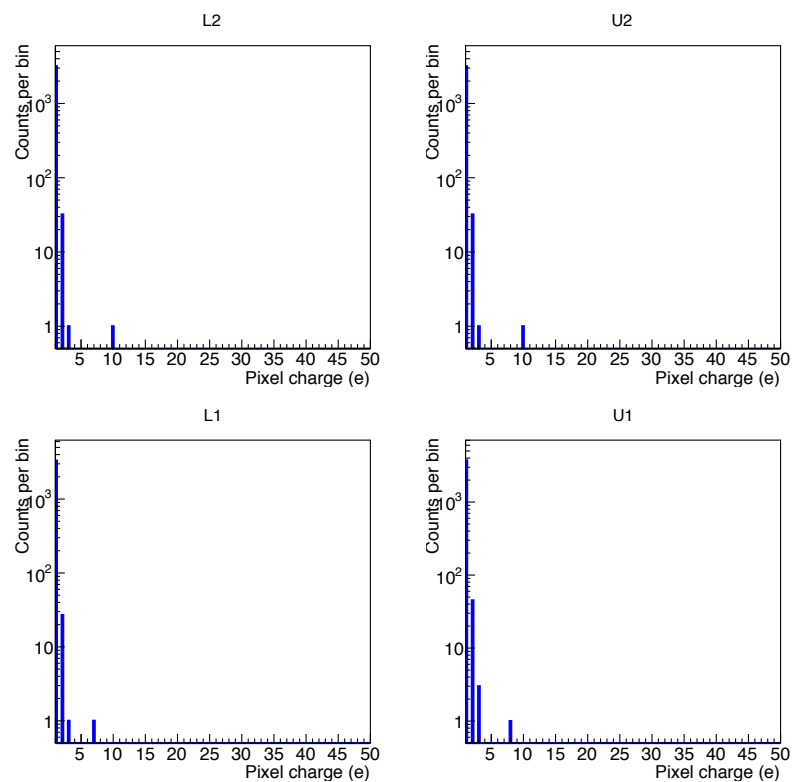


Figura 5.23: Espectro de carga de los eventos detectados por cada cuadrante. Se realizó una adquisición continua de 4 horas de imágenes de 200 líneas (0.032 g). Se detectaron eventos hasta $2e^-$ en todos los cuadrantes, compatibles con la frecuencia de carga espuria. Es de destacar que no se detectaron eventos a más de $10e^-$.

Capítulo 6

Conclusiones

Esta tesis trató sobre la aplicación de sensores multipixel CCD como detectores de partículas que depositan muy pequeña cantidad de energía en la materia. La misma se realizó dentro del marco de dos experimentos novedosos que hacen uso de la tecnología: DAMIC y CONNIE. El primero de ellos tiene por objeto la búsqueda de materia oscura y se encuentra instalado en SNOLAB en su versión de 100 gramos. El segundo tiene por objeto la detección de la dispersión coherente de neutrinos con los núcleos de silicio, y actualmente se encuentra instalada la versión de 100 gramos en el reactor nuclear Almirante Alvaro Alberto en Angra, Brasil.

Con *fully-depleted* CCDs se logra un volumen de silicio activo que permite obtener una masa lo suficientemente grande para poder utilizarlos en este tipo de experimentos. Las versiones de ingeniería de DAMIC y CONNIE utilizaron CCD de $250\ \mu\text{m}$ de espesor y $3\times 6\ \text{cm}^2$ (8M píxeles, 1 gramo por CCD) desarrollados para DECAM. Para las versiones de 100 gramos, se desarrolló una versión específica de $675\ \mu\text{m}$ de espesor y $6\times 6\ \text{cm}^2$ (16M píxeles, 5.2 gramos por CCD). Para la versión de un kilogramo de DAMIC, en fase de estudio, se investigará y desarrollará una versión de 1 mm de espesor de $9\times 6\ \text{cm}^2$ (36M píxeles, 20 gramos por CCD), con una estructura de salida aún no definida.

Durante esta tesis, se desarrolló una cámara para operar CCD científicos en el CAB. Con la misma fue posible probar diferentes CCDs, a los que se les midió ganancia, ruido y corriente oscura. La ganancia fue medida utilizando rayos X de fluorescencia, y se propuso una técnica alternativa utilizando muones que dio una ganancia compatible a la obtenida con rayos X. Se realizó una primera reducción del ruido de lectura y una sustracción del ruido correlacionado. Siguiendo los mismos procedimientos, se realizó la prueba de los 21 CCDs del experimento CONNIE 100 gramos. Con el sistema se logró demostrar una técnica novedosa de neutrografía. Se espera utilizar la misma en el haz de neutrografía del reactor RA6, y realizar una calibración de QF utilizando iones de silicio de baja energía producidos en el acelerador tipo TANDEM del CAB.

Se investigó la posibilidad de estimar la profundidad de los eventos puntuales. Se presentó un estimador de máxima verosimilitud de los parámetros de los eventos puntuales. Se analizaron sus errores y se verificó que no introduzca una dependencia del tamaño con la carga del evento. Utilizando electrones de baja energía de una fuente de tritio se demostró experimentalmente que existe una dependencia del tamaño de los eventos con su energía a causa de los efectos de repulsión, los cuales fueron reproducidos mediante una simulación. Se llegó a la conclusión de que el tamaño de los eventos en la imagen está definido por la difusión y repulsión de los huecos al ser colectados. El resultado no es solamente relevante para este tipo de experimentos sino también para astronomía. El mismo efecto fue observado en un experimento con rayos X colimados, que fueron utilizados para estimar la profundidad de los eventos. Dado que en los experimentos CONNIE y DAMIC no es posible aplicar ese método *in situ*, se propuso un método utilizando muones. El efecto de la repulsión también fue observado en el caso de los muones. Para aplicar el método, se utilizaron los eventos de muones adquiridos durante el experimento con rayos X, y se obtuvieron resultados compatibles. El método fue utilizado en la producción de los resultados de la versión de ingeniería de CONNIE.

Se observó una dependencia del ruido de lectura con el valor de las señales de control. Se propuso un método de medición que permitió separar cada fuente de ruido y demostrar que la dependencia del ruido con las señales de control es debido a que se genera carga espuria al leer el dispositivo. Los valores de las señales de control fueron ajustados hasta reducir a un mínimo la generación de carga espuria sin degradar la CTE. Se analizaron las distintas contribuciones al ruido electrónico de lectura, tanto teóricamente como experimentalmente. Se mejoró el circuito de conexión a tierra y la electrónica fue optimizada hasta alcanzar un mínimo ruido electrónico de lectura. Se demostró que el ruido se encuentra dominado por el ruido del transistor M1, y una de las formas de disminuir el ruido es incrementar la ganancia del CCD disminuyendo la capacidad del *sense-node*. Sin embargo el ruido de $1/f$ impone un mínimo en el ruido de lectura. Se diseñó una cadena de adquisición totalmente digital que formará parte de una electrónica de lectura de CCD que permitirá aplicar técnicas de procesamiento digital de señales para reducir el ruido.

Los skipper CCD fueron inventados hace 30 años pero según sus autores, por problemas de transferencia de carga, corriente oscura, ruido y limitaciones computacionales, no habían logrado demostrar su funcionamiento. Como parte de esta tesis se logró la primera demostración exitosa del dispositivo. El mismo utiliza una estructura de salida no destructiva que permite tomar varias muestras de la carga por pixel. El sistema de lectura fue optimizado al máximo para partir con el menor ruido en la primera muestra. Se propuso un mecanismo que permita operar correctamente la puerta flotante, y se ajustaron los voltajes de las señales de control para asegurar que todas las muestras contengan la misma cantidad de carga. Se obtuvo una reducción de ruido de un

factor 65 con 4000 muestras por pixel, pasando de $4.478 e^-$ a $0.068 e^-$. Un ruido tan bajo de lectura permite detectar píxeles con un único electrón y por lo tanto se pueden detectar fotones individuales, incluso en el infrarrojo dado que es *fully-depleted* de $200 \mu\text{m}$ de espesor. También resulta posible detectar deposiciones de energía hasta 1.11 eV , correspondientes al *gap* del silicio. Los métodos de fabricación son iguales al de los CCD convencionales y se debería poder fabricar un dispositivo de 20 gramos sin ningún tipo de modificación en el proceso. El dispositivo tiene aplicaciones inmediata en experimentos de búsqueda de eventos raros como materia oscura y neutrinos. En CONNIE implica una eficiencia de prácticamente el 100%, haciendo posible detectar un evento por día con un dispositivo de 20 gramos, número que podría ser incrementado acercando el dispositivo al núcleo del reactor. Con el dispositivo se montó una primer versión de un experimento dedicado a la búsqueda de materia oscura en el canal de *electron-recoil* denominado SENSEI (*Sub-Electron Noise Skipper CCD Experimental Instrument*). Se detectó la presencia de carga espuria generada durante la lectura, y el umbral mínimo resultó de $3 e^-$. Para poder disminuir aún más el umbral es necesario reducir la carga espuria. En un futuro próximo se espera utilizar exitosamente los skipper CCD en detección de neutrinos y materia oscura.

Apéndice A

Abreviaciones

ADC	Analog-to-Digital Converter
ADU	Analog to digital units
AlN	Aluminum Nitride
CAB	Centro Atómico Bariloche
CCD	Charge Coupled Devices
CDS	Correlated Double Sampling
CEνNS	Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering
CIS	CMOS Image Sensors
CONNIE	Coherent-Neutrino Nucleous Interaction Experiment
C.L	Confidence level
CTE	Charge Transfer Efficiency
DAMIC	Dark Matter in CCDs
DCDS	Digital Correlated Double Sampling
DES	Dark Energy Survey
DECAM	Dark Energy Camera
DM	Dark Matter
DSI-CDS	Double Slope Integrator Correlated Double Sampling
EMI	Electromagnetic Interference
FD	Floating diffusion
FT	Función de Transferencia
FG	Floating Gate
ITO	Indium Tin Oxide
IBD	Inverse Beta Decay
LBNL	Lawrence Berkeley National Lab
LMPS	Linear Mode Power Supply
LOCOS	Local Oxidation of Silicon
MIP	Minimum Ionizing Particle

MLE Maximum Likelihood Estimator
MOSFET Metal Oxide Field Effect Transistor
MPV Most Probable Value
NIR Near Infrared
NOAO National Optical Astronomy Observatory
OA Operational Amplifier
OG Output Gate
OSI Overscan Subtracted Images
PSD Power Spectral Density
PWR Pressurized Water Reactors
QE Quantum Efficiency
QF Quenching Factor
RG Reset Gate
RMS Root Mean Square
RTI Referred-to-input
SBR Signal-to-Background relation
SCN Correlated noise subtracted images
SF Source Follower
SG Summing Gate
SMPS Switching Mode Power Supply
SN Sense Node
SNR Signal-to-Noise Ratio
TES Transition Edge Sensors
TF Transformada de Fourier
TG Transfer Gate
VA Variable Aleatoria
VP-CCD Virtual phase CCD
WIMP Weakly-Interacting Massive Particles

Apéndice B

Función de transferencia del CDS

La ecuación B.1 es la operación realizada por CDS. Una posibilidad para obtener la respuesta en frecuencia $H_{CDS}(\omega)$, es aplicar la señal $e^{-j\omega t}$ al CDS [93, 94]. La ecuación B.6 es el resultado, cuyo módulo es la ecuación B.3. Como se ve en la ecuación B.4, se puede seguir el mismo procedimiento para el caso en que existe un tiempo ΔT entre pedestal y señal, cuyo módulo es la ecuación B.5. Si $\Delta T = 0$, la ecuación B.4 se reduce a B.6.

$$\hat{v}_p[V] = \frac{1}{T} \left[\int_0^T v_s(t) dt - \int_{\Delta T+T}^{\Delta T+2T} v_r(t) dt \right] \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} H_{CDS}(\omega) &= \frac{1}{T} \left[\int_T^{2T} e^{-j\omega t} dt - \int_0^T e^{-j\omega t} dt \right] \\ &= \frac{1}{T} \left[\frac{e^{-j\omega t}}{-j\omega} \Big|_T^{2T} - \frac{e^{-j\omega t}}{-j\omega} \Big|_0^T \right] \\ &= \frac{1}{-jT\omega} [e^{-j\omega 2T} - e^{-j\omega T} - e^{-j\omega T} + 1] \\ &= \frac{1}{-jT\omega} [e^{-j\omega 2T} - 2e^{-j\omega T} + 1] \\ &= \frac{j(e^{-j\omega T} - 1)^2}{T\omega} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned}
|H_{CDS}(\omega)| &= \left| \frac{1}{-jT\omega} (e^{-j\omega T} - 1)^2 \right| \\
&= \left| \frac{1}{-jT\omega} \right| |(e^{-j\omega T} - 1)^2| \\
&= \frac{1}{T\omega} |e^{-j\omega T} - 1|^2 \\
&= \frac{1}{T\omega} |e^{-j\omega T} - 1|^2 \\
&= \frac{1}{T\omega} |\cos(\omega T) - j\sin(\omega T) - 1|^2 \\
&= \frac{1}{T\omega} [(\cos(\omega T) - 1)^2 + \sin^2(\omega T)] \\
&= \frac{1}{T\omega} [1 - 2\cos(\omega T) + \cos^2(\omega T) + \sin^2(\omega T)] \\
&= \frac{2}{T\omega} [1 - \cos(\omega T)] \\
&= \frac{4}{T\omega} \sin^2\left(\frac{T\omega}{2}\right) \\
|H_{CDS}(\omega)|^2 &= \frac{16\sin^4\left(\frac{T\omega}{2}\right)}{T^2\omega^2} \tag{B.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_{CDS}(\omega) &= \frac{1}{T} \left[\int_{T+\Delta T}^{2T+\Delta T} e^{-j\omega t} dt - \int_0^T e^{-j\omega t} dt \right] \\
&= \frac{1}{T} \left[\frac{j e^{-j\omega t}}{\omega} \Big|_{T+\Delta T}^{2T+\Delta T} - \frac{j e^{-j\omega t}}{\omega} \Big|_0^T \right] \\
&= \frac{j [e^{-j\omega(2T+\Delta T)} - e^{-j\omega(T+\Delta T)}]}{T\omega} - \frac{j(e^{-j\omega T} - 1)}{T\omega} \\
&= \frac{j [e^{-j\omega 2T} e^{-j\omega \Delta T} - e^{-j\omega T} e^{-j\omega \Delta T}]}{T\omega} - \frac{j(e^{-j\omega T} - 1)}{T\omega} \\
&= \frac{j e^{-j\omega \Delta T} e^{-j\omega T} (e^{-j\omega T} - 1)}{T\omega} - \frac{j(e^{-j\omega T} - 1)}{T\omega} \\
&= \frac{j(e^{-j\omega T} - 1)(e^{-j\omega(T+\Delta T)} - 1)}{T\omega} \tag{B.4}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|H_{CDS}(\omega)| &= \frac{1}{T\omega} |(e^{-j\omega T} - 1)| |(e^{-j\omega(T+\Delta T)} - 1)| \\
&= \frac{1}{T\omega} |(\cos(\omega T) - j\text{sen}(\omega T) - 1)| |(\cos(\omega T + \Delta T) - j\text{sen}(\omega T + \Delta T) - 1)| \\
&= \frac{1}{T\omega} \sqrt{(\cos(\omega T) - 1)^2 + \text{sen}^2(\omega T)} \sqrt{(\cos(\omega T + \Delta T) - 1)^2 + \text{sen}^2(\omega T + \Delta T)} \\
&= \frac{1}{T\omega} \sqrt{\cos^2(\omega T) - 2\cos(\omega T) + 1 + \text{sen}^2(\omega T)} \\
&\quad \sqrt{\cos^2(\omega T + \Delta T) - 2\cos(\omega T + \Delta T) + 1 + \text{sen}^2(\omega T + \Delta T)} \\
&= \frac{1}{T\omega} \sqrt{2[1 - \cos(\omega T)]} \sqrt{2[1 - \cos(\omega T + \Delta T)]} \\
&= \frac{1}{T\omega} \sqrt{4\text{sen}^2\left(\frac{\omega T}{2}\right)} \sqrt{4\text{sen}^2\left(\frac{\omega(T + \Delta T)}{2}\right)} \\
|H_{CDS}(\omega)|^2 &= \frac{16}{T^2\omega^2} \text{sen}^2\left(\frac{\omega T}{2}\right) \text{sen}^2\left(\frac{\omega(T + \Delta T)}{2}\right) \tag{B.5}
\end{aligned}$$

Otra forma de obtener la respuesta en frecuencia del CDS es calculando la transformada de Fourier (TF) de su respuesta temporal, la misma se muestra en la figura B.1, la cual se puede ver como la suma de dos pulsos rectangulares desplazados temporalmente en $T/2$ y $3T/2$. Conociendo que la TF de un pulso rectangular es $2\sin(\omega T/2)/\omega$, se pueden aplicar las propiedades de desplazamiento temporal: $x(t - t_0) \rightarrow e^{-j\omega t_0} X(j\omega)$, y linealidad: $ax(t) + by(t) \rightarrow aX(j\omega) + bY(j\omega)$, para obtener la TF del CDS que se muestra en la ecuación B.6. El modulo es la ecuación B.7. En el método anterior se normalizó la salida del CDS por el tiempo de integración, lo cual se puede aplicar en este caso. Si se utiliza una amplitud A unitaria ambos resultados coinciden.

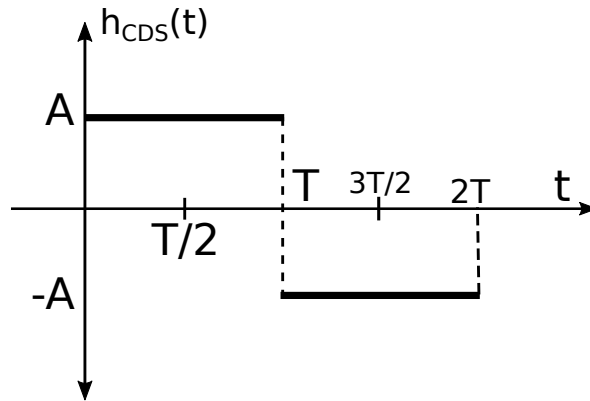


Figura B.1: Respuesta temporal $h_{CDS}(t)$ del CDS tipo: *double-slope-integrator* ó *differential averager*

$$H_{CDS}(\omega) = \frac{2\sin\left(\frac{\omega T}{2}\right)}{\omega} \left[e^{-\frac{j\omega T}{2}} - e^{-\frac{j\omega T}{2}} \right] \tag{B.6}$$

$$|H_{CDS}(\omega)|^2 = \frac{16A\sin^4\left(\frac{T\omega}{2}\right)}{\omega^2} \tag{B.7}$$

Apéndice C

Código de simulación de eventos puntuales

```
//PARAMETROS SIMULACION
#define dtInit    0.01e-9 //Time step.
#define dtFin    0.01e-9 //Time step.
#define TEst     7e-9 //Time step.
//CONSTANTES
#define q        1.602e-19 // [C] electron charge.
#define kB      1.3806e-23 // [J/K] Boltzman constant.
#define umToCm  1e-4 // Conversion factor from micro-meter to centimeter.
#define epsi0    8.8541e-14 // [C/(V*cm)] vacuum absolute permittivity.
#define epsiSi  11.68 // silicon relative permittivity.
#define pi      3.141592653589793
#define mu0     2300
//CCD PARAMETERS
#define yN      250 // (micro-meter) CCD thickness
#define yJ      1 // (micro-meter) Channel thicknes
#define d       0.1 // (micro-meter) Oxide thickness
#define VG      -4 // (V) Voltage applied to the gate
#define NA      0.9e16 // p-channel dopping
#define VFB     0 // (V) flat-band voltage
#define VSUB    40 // (V) substrate voltage

int main(int argc, char *argv[])
{
//Check the arguments
if(argc < 9) {
    printf("\n== You have forgotten to introduce some argument\n");
    printf("\n== Usage:\n");
}
```

```

printf(" ./simEvents.exe <numHoles> <Temp> <1/0> <porND>
<porMov> <yPW> <attRep> <corrDif> <NE>\n");
printf(" <numHoles> number of holes of the event.\n");
printf(" <Temp> Silicon temperature\n");
printf(" <1/0> 1 to include the charge repulsion effect.\n");
printf(" <porND> percentage of ND (4e11 atoms/cm3)\n");
printf(" <porMov> percentage of movility\n");
printf(" <yPW(mu m)> Potential weel position\n");
printf(" <attRep> Attenuation of the Electric field due to repulsion\n");
printf(" <corrDif> Correction factor of Difusion\n");
printf(" <NE> Number of simulated events at each depth\n");
return 0;
}
Int_t numHoles=atoi(argv[1]);
Double_t Temp=atof(argv[2]);
Int_t flags=atoi(argv[3]);
Double_t porND=atof(argv[4]);
Double_t porMov=atof(argv[5]);
Double_t yPW=atof(argv[6]);
Double_t attRep=atof(argv[7]);
Double_t corrDif=atof(argv[8]);
Int_t NE=atoi(argv[9]);

TRandom3 r(0);
vector<Double_t> x(numHoles);
vector<Double_t> y(numHoles);
vector<Double_t> z(numHoles);
//Total Electric Field
vector<Double_t> Ex(numHoles);
vector<Double_t> Ey(numHoles);
vector<Double_t> Ez(numHoles);
//Magnitude of the total electric field over each charge.
vector<Double_t> Emag(numHoles);
//Statit electric field. It have only Y component.
vector<Double_t> EyStat(numHoles);
//Dinamic electric field. Comes form all of the carriers.
vector<Double_t> ExDin(numHoles);
vector<Double_t> EyDin(numHoles);
vector<Double_t> EzDin(numHoles);
//Holes Movility
vector<Double_t> muHoles(numHoles);

```

```

//Holes Velocity
vector<Double_t> velX(numHoles);
vector<Double_t> velY(numHoles);
vector<Double_t> velZ(numHoles);
//
vector<Double_t> spread; //Spread
vector<Double_t> y0;
for(Int_t j=250; j>=50; j=j-10) {
    y0.push_back(j);
}
vector<Double_t> spreadaux(NE);

Int_t n=0;
for(Int_t j=0; j<y0.size(); j++) {
    for(Int_t p=0; p<NE; p++) {
        //Load initial position of the charges
        Double_t sig0=0.257*0.0171*pow(numHoles*0.003745,1.75);
        Int_t n=0;
        for(n=0; n<numHoles; n++) {
            x[n]=r.Gaus(0,sig0)*umToCm;
            y[n]=r.Gaus(y0[j],sig0)*umToCm;
            z[n]=r.Gaus(0,sig0)*umToCm;
        }
        //Simulation
        Double_t t=0;
        Double_t dt=dtInit;
        Double_t D=0;
        Double_t Eaux=0;
        Int_t flag=0; //Goes to high when all the holes reaches the potential wells.
        while(flag==0) {
            //Calculate static electric field
            for(n=0; n<numHoles; n++) {
                EyStat[n]=((y[n]*90000.0)-3200.0);
            }
            //Calculate electric field from other holes
            for(n=0; n<numHoles; ++n) {
                ExDin[n]=0;
                EyDin[n]=0;
                EzDin[n]=0;
            }
            if(flag==1) {

```

```

for(n=0; n<numHoles; ++n) {
    for(Int_t i=n+1; i<numHoles; i++) {
        D=sqrt(pow(x[n]-x[i],2)+pow(y[n]-y[i],2.0)+pow(z[n]-z[i],2));
        Eaux=q/(4.0*pi*epsiSi*epsi0*pow(D,3.0));
        ExDin[n]=ExDin[n]+Eaux*(x[n]-x[i]);
        ExDin[i]=ExDin[i]-Eaux*(x[n]-x[i]);
        EyDin[n]=EyDin[n]+Eaux*(y[n]-y[i]);
        EyDin[i]=EyDin[i]-Eaux*(y[n]-y[i]);
        EzDin[n]=EzDin[n]+Eaux*(z[n]-z[i]);
        EzDin[i]=EzDin[i]-Eaux*(z[n]-z[i]);
    }
}
//Calculate total electric field
for(n=0; n<numHoles; ++n) {
    Ex[n]=ExDin[n]*attRep;
    Ey[n]=EyDin[n]*attRep+EyStat[n];
    Ez[n]=EzDin[n]*attRep;
    Emag[n]=sqrt((Ex[n]*Ex[n])+(Ey[n]*Ey[n])+(Ez[n]*Ez[n]));
}
//Calculate Holes Movility
Double_t vSat=2.47e7/(1.0+(0.8*Temp/600));
for(n=0; n<numHoles; n++) {
    muHoles[n]=mu0/(1.0+((mu0*Emag[n])/vSat));
}
//Calculate Holes Velocity
for(n=0; n<numHoles; ++n) {
    velX[n]=muHoles[n]*Ex[n];
    velY[n]=muHoles[n]*Ey[n];
    velZ[n]=muHoles[n]*Ez[n];
}
//Calculate next position
flag=1;
for(n=0; n<numHoles; ++n) {
    if(y[n]>=(yPW*umToCm)) { //Check if the holes fell in the potential well.
        x[n]=x[n]+(velX[n]*dt)+r.Gaus(0,sqrt(2*kB*Temp*mu0*dt/q)*corrDif);
        y[n]=y[n]+(velY[n]*dt)+r.Gaus(0,sqrt(2*kB*Temp*mu0*dt/q)*corrDif);
        z[n]=z[n]+(velZ[n]*dt)+r.Gaus(0,sqrt(2*kB*Temp*mu0*dt/q)*corrDif);
        flag=0;
    }
}
}

```


Bibliografía

- [1] Boyle, W. S. Nobel lecture: CCD—An extension of man’s view. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2305–2306, Aug 2010. [2](#)
- [2] Smith, G. E. Nobel lecture: The invention and early history of the CCD. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2307–2312, Aug 2010. [2](#)
- [3] Boyle, W., Smith, G. Buried channel charge coupled devices, feb. 12 1974. US Patent 3,792,322. [3](#)
- [4] White, M. H., Lampe, D. R., Blaha, F. C., Mack, I. A. Characterization of surface channel ccd image arrays at low light levels. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, **9** (1), 1–12, 1974. [3](#), [71](#)
- [5] Akimov, D., Albert, J., An, P., Awe, C., Barbeau, P., Becker, B., *et al.* Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering. *Science*, **357** (6356), 1123–1126, 2017. [5](#)
- [6] Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Paolini, E. E., Canelo, G., Tiffenberg, J., Molina, J. Charge coupled devices for detection of coherent neutrino-nucleus scattering. *Phys. Rev. D*, **91**, 072001, Apr 2015. [5](#), [9](#), [10](#), [35](#), [106](#)
- [7] Zwicky, F. On the masses of nebulae and of clusters of nebulae. *The Astrophysical Journal*, **86**, 217, 1937. [5](#)
- [8] Ade, P. A., Aghanim, N., Armitage-Caplan, C., Arnaud, M., Ashdown, M., Atrio-Barandela, F., *et al.* Planck 2013 results. xv. cmb power spectra and likelihood. *Astronomy & Astrophysics*, **571**, A15, 2014. [5](#)
- [9] Matarrese, S., Colpi, M., Gorini, V., Moschella, U. Dark Matter and Dark Energy: A challenge for modern cosmology, tomo 370. Springer Science & Business Media, 2011. [6](#)
- [10] Speckhard, E. G., Ng, K. C. Y., Beacom, J. F., Laha, R. Dark matter velocity spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 031301, Jan 2016. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.031301>. [6](#)

- [11] Mirabolfofathi, N. Dark matter direct detection with low temperature detectors. *arXiv preprint arXiv:1308.0044*, 2013. 6, 7
- [12] Oka, N., Miuchi, K., Tsuru, T. G., Takeda, A., Matsumura, H. Light dark matter search with soipix. *arXiv preprint arXiv:1507.06987*, 2015. 7
- [13] Izraelevitch, F., Amidei, D., Aprahamian, A., Arcos-Olalla, R., Cancelo, G., Casarella, C., *et al.* A measurement of the ionization efficiency of nuclear recoils in silicon. *arXiv preprint arXiv:1702.00873*, 2017. 8
- [14] Chavarria, A., Collar, J., Peña, J., Privitera, P., Robinson, A., Scholz, B., *et al.* Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector. *Physical Review D*, **94** (8), 082007, 2016. 8
- [15] Groom, D., *et al.* Temperature dependence of mean number of eh pairs per eV of x-ray energy deposit. *wwwccd.lbl.gov/w Si.pdf*, 2004. 8, 24, 52
- [16] Barreto, J., Cease, H., Diehl, H., Estrada, J., Flaughner, B., Harrison, N., *et al.* Direct search for low mass dark matter particles with CCDs. *Physics Letters B*, **711** (3–4), 264 – 269, 2012. 9, 13, 35, 64, 106
- [17] Tiffenberg for the DAMIC collaboration, J. DAMIC: a novel dark matter experiment. En: ICRC 2013: 33rd International Cosmic Ray Conference. 2013. 9, 64
- [18] Chavarria, A. E., Tiffenberg, J., Aguilar-Arevalo, A., Amidei, D., Bertou, X., Cancelo, G., *et al.* {DAMIC} at {SNOLAB}. *Physics Procedia*, **61** (0), 21 – 33, 2015. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389214006191>, 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, {TAUP} 2013. 9
- [19] Aguilar-Arevalo, A., Amidei, D., Bertou, X., Butner, M., Cancelo, G., Castañeda Vázquez, A., *et al.* Search for low-mass wimps in a 0.6 kg day exposure of the damic experiment at snolab. *Phys. Rev. D*, **94**, 082006, Oct 2016. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.94.082006>. 9, 13, 63, 88
- [20] Aguilar-Arevalo, A., Bertou, X., Bonifazi, C., Butner, M., Cancelo, G., Vázquez, A. C., *et al.* Results of the engineering run of the coherent neutrino nucleus interaction experiment (connie). *Journal of Instrumentation*, **11** (07), P07024, 2016. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=07/a=P07024>. 10, 13, 26, 53, 64, 106

- [21] Groom, D. E., Holland, S. E., Levi, M. E., Palaio, N. P., Perlmutter, S., Stover, R. J., *et al.* Quantum efficiency of a back-illuminated CCD imager: an optical approach. En: *Electronic Imaging'99*, págs. 80–90. International Society for Optics and Photonics, 1999. [13](#)
- [22] Holland, S., Groom, D., Palaio, N., Stover, R., Wei, M. Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **50** (1), 225–238, Jan 2003. [13](#), [15](#), [69](#)
- [23] Fabricius, M. H. Quantum efficiency characterization of fully depleted back side illuminated ccd's, 2006. [13](#)
- [24] Holland, S. E., Kolbe, W. F., Bebek, C. J. Device design for a 12.3-megapixel, fully depleted, back-illuminated, high-voltage compatible charge-coupled device. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **56** (11), 2612–2622, 2009. [13](#), [15](#)
- [25] Estrada, J., Abbott, T., Angstadt, B., Buckley-Geer, L., Brown, M., Campa, J., *et al.* CCD testing and characterization for dark energy survey. *Proc. SPIE*, **6269**, 62693K–62693K–15, 2006. [13](#), [69](#), [75](#), [81](#)
- [26] Estrada, J., Alvarez, R., Abbott, T., Annis, J., Bonati, M., Buckley-Geer, E., *et al.* Focal plane detectors for dark energy camera (decam), 2010. [13](#), [64](#), [69](#), [75](#), [81](#)
- [27] Holland, S. E. Fully depleted charge-coupled devices. *Lawrence Berkeley National Laboratory*, 2006. [14](#)
- [28] MF43, S. Semi mf43-0705 test methods for resistivity of semiconductor materials. *Last published by ASTM International as ASTM F*, 2005. [14](#)
- [29] Sedra, A. S., Smith, K. C. *Microelectronic circuits*, tomo 1. New York: Oxford University Press, 1998. [14](#)
- [30] Holland, S. E. High-voltage compatible, full-depleted CCD, sep. 18 2007. US Patent 7,271,468. [15](#)
- [31] Holland, S. E. Fully depleted back illuminated ccd, jul. 10 2001. US Patent 6,259,085. [15](#), [16](#), [17](#)
- [32] Bredthauer, R. A., Pinter, J. H., Janesick, J. R., Robinson, L. B. Notch and large-area ccd imagers. En: *Medical Imaging'91*, San Jose, CA, págs. 310–315. International Society for Optics and Photonics, 1991. [15](#)

- [33] Holland, S., Goldhaber, G., Groom, D., Moses, W., Pennypacker, C., Perlmutter, S., *et al.* A 200/spl times/200 ccd image sensor fabricated on high-resistivity silicon. En: Electron Devices Meeting, 1996. IEDM'96., International, págs. 911–914. IEEE, 1996. [15](#), [18](#)
- [34] Janesick, J. Scientific Charge-coupled Devices. Press Monographs. Society of Photo Optical, 2001. [15](#), [16](#), [19](#), [22](#), [25](#), [26](#), [35](#), [64](#), [65](#), [66](#), [84](#), [85](#)
- [35] Holland, S. E., Groom, D. E., Palaio, N. P., Stover, R. J., Wei, M. Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, **50** (1), 225–238, 2003. [16](#), [17](#), [24](#), [33](#), [34](#), [38](#)
- [36] Estrada, J., Molina, J., Blostein, J., Moroni, G. F. Plasma effect in silicon charge coupled devices (CCDs). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **665** (0), 90 – 93, 2011. [22](#), [25](#), [31](#)
- [37] Knoll, G. F. Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons, 2010. [25](#), [35](#)
- [38] Fraser, G., Abbey, A., Holland, A., McCarthy, K., Owens, A., Wells, A. The x-ray energy response of silicon part a. theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **350** (1-2), 368–378, 1994. [25](#)
- [39] Shaw, T., Ballester, O., Cardiel-Sas, L., Castilla, J., Chappa, S., De Vicente, J., *et al.* System architecture of the dark energy survey camera readout electronics. En: SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, págs. 77353G–77353G. International Society for Optics and Photonics, 2010. [26](#), [50](#), [75](#), [76](#), [77](#), [95](#)
- [40] Oluseyi, H. M., Karcher, A., Kolbe, W. F., Turko, B. T., Aldering, G., Bebek, C. J., *et al.* Characterization and deployment of large-format fully depleted back-illuminated p-channel ccDs for precision astronomy. En: Proceedings of SPIE, tomo 5570, págs. 515–524. 2004. [26](#), [50](#)
- [41] Fisher-Levine, M., Nomerotski, A. Characterising ccDs with cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, **10** (08), C08006, 2015. [28](#)
- [42] Meroli, S., Passeri, D., Servoli, L. Energy loss measurement for charged particles in very thin silicon layers. *Journal of Instrumentation*, **6** (06), P06013, 2011.
- [43] Bichsel, H. Straggling in thin silicon detectors. *Reviews of Modern Physics*, **60** (3), 663, 1988. [57](#)

- [44] Groom, D., Klein, S. Passage of particles through matter. *The European Physical Journal C-Particles and Fields*, **15** (1), 163–173, 2000. [28](#), [56](#), [57](#)
- [45] Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., Biersack, J. P. Srim—the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **268** (11), 1818–1823, 2010. [35](#), [36](#)
- [46] Williams, G. P. X-ray data booklet. *X-ray data booklet*, 2001. [35](#), [52](#)
- [47] Ashley, J., Tung, C., Ritchie, R., Anderson, V. Calculations of mean free paths and stopping powers of low energy electrons (<10 keV) in solids using a statistical model. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **23** (6), 1833–1837, 1976.
- [48] Moody, I., Watkins, M., Bell, R., Soman, M., Keelan, J., Holland, A. Ccd qe in the soft x-ray range, 2017. [35](#)
- [49] Drouin, D., Couture, A. R., Joly, D., Tastet, X., Aimez, V., Gauvin, R. Casino v2. 42—a fast and easy-to-use modeling tool for scanning electron microscopy and microanalysis users. *Scanning*, **29** (3), 92–101, 2007. [35](#), [38](#)
- [50] Shapiro, S. D. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field. *Proc IEEE*, 1967. [36](#)
- [51] Jacoboni, C., Canali, C., Ottaviani, G., Quaranta, A. A. A review of some charge transport properties of silicon. *Solid-State Electronics*, **20** (2), 77–89, 1977. [36](#)
- [52] Ottaviani, G., Reggiani, L., Canali, C., Nava, F., Alberigi-Quaranta, A. Hole drift velocity in silicon. *Physical Review B*, **12** (8), 3318, 1975.
- [53] Canali, C., Majni, G., Minder, R., Ottaviani, G. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, **22** (11), 1045–1047, 1975. [36](#)
- [54] Canali, C., Ottaviani, G., Quaranta, A. A. Drift velocity of electrons and holes and associated anisotropic effects in silicon. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **32** (8), 1707–1720, 1971.
- [55] Arora, N. D., Hauser, J. R., Roulston, D. J. Electron and hole mobilities in silicon as a function of concentration and temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices*, (2), 292–295, 1982. [36](#)
- [56] Williamson, J. Brownian motion of electrons. *Journal of Physics A: General Physics*, **1** (6), 629, 1968. [37](#)

- [57] Yousef, H. Energy dependent charge spread function in a dedicated synchrotron beam pnCCD detector. Tesis Doctoral, Ph. D thesis, Universität Siegen, Siegen, Germany, 2011. [37](#), [39](#)
- [58] Sharma, S., *et al.* Brownian motion problem: Random walk and beyond. *Resonance*, **10** (8), 49–66, 2005. [38](#)
- [59] Brunetti, R., Jacoboni, C., Nava, F., Reggiani, L., Bosman, G., Zijlstra, R. Diffusion coefficient of electrons in silicon. *Journal of Applied Physics*, **52** (11), 6713–6722, 1981. [38](#)
- [60] Groom, D., Eberhard, P., Holland, S., Levi, M., Palaio, N., Perlmutter, S., *et al.* Point-spread function in depleted and partially depleted ccds. En: Optical Detectors For Astronomy II, págs. 201–216. Springer, 2000. [38](#)
- [61] Fairfield, J. A., Groom, D. E., Bailey, S. J., Bebek, C. J., Holland, S. E., Karcher, A., *et al.* Reduced charge diffusion in thick, fully depleted ccds with enhanced red sensitivity. *IEEE transactions on nuclear science*, **53** (6), 3877–3881, 2006.
- [62] Holland, S., Bebek, C., Kolbe, W., Lee, J. Physics of fully depleted ccds. *Journal of Instrumentation*, **9** (03), C03057, 2014.
- [63] Stover, R. J., Wei, M., Lee, Y. J., Gilmore, D. K., Holland, S. E., Groom, D. E., *et al.* Characterization of a fully depleted ccd on high-resistivity silicon. En: Electronic Imaging'97, págs. 183–188. International Society for Optics and Photonics, 1997. [65](#)
- [64] Holland, S., Goldhaber, G., Groom, D., Moses, W., Pennypacker, C., Perlmutter, S., *et al.* Development of back-illuminated, fully-depleted ccd image sensors for use in astronomy and astrophysics. En: IEEE Workshop on Charge-Coupled Devices and Advanced Image Sensors, Bruges, Belgium. 1997.
- [65] Lumb, D., Hopkinson, G. Charge diffusion effects in ccd x-ray detectors: Ii. experimental results. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **216** (3), 431–438, 1983.
- [66] Hopkinson, G. Charge diffusion effects in ccd x-ray detectors: I. theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, **216** (3), 423–429, 1983.
- [67] Pavlov, G. G., Nousek, J. A. Charge diffusion in ccd x-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **428** (2), 348–366, 1999. [38](#)

- [68] Gatti, E., Longoni, A., Rehak, P., Sampietro, M. Dynamics of electrons in drift detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **253** (3), 393–399, 1987. [39](#)
- [69] Kimmel, N., Andritschke, R., Hartmann, R., Holl, P., Meidinger, N., Richter, R., *et al.* Experimental and theoretical study of the signal electron motion in fully depleted silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **624** (2), 334–339, 2010.
- [70] Castoldi, A., Guazzoni, C., Zambon, P. A 3-d simulation code of electron-hole transport and signal formation with coulomb repulsion and thermal diffusion in 2-d semiconductor detectors. *En: Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2012 IEEE, págs. 961–967. IEEE, 2012. [40](#)
- [71] Mutoh, H. Device simulations for ultrahigh-speed and high-voltage image sensors, 2016.
- [72] Rykov, V., Bellwied, R., French, A., Hall, J., Pruneau, C., Wilson, W. Ssd signal parametrization. *STAR Note*, **170**, 1–22, 1994. [39](#)
- [73] Jarque, C. M., Bera, A. K. Efficient tests for normality, homoscedasticity and serial independence of regression residuals. *Economics letters*, **6** (3), 255–259, 1980. [41](#)
- [74] Papoulis, A., Pillai, S. U. Probability, random variables, and stochastic processes. Tata McGraw-Hill Education, 2002. [44](#), [49](#)
- [75] James, F., Roos, M. Minuit-a system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations. *Computer Physics Communications*, **10** (6), 343–367, 1975. [45](#)
- [76] T. Abbott, e. a. Comparison of decam engineering ccds with the des technical requirements, 2007. [50](#), [51](#), [64](#), [66](#)
- [77] Curran, S., Angus, J., Cockroft, A. The beta-spectrum of tritium. *Physical Review*, **76** (6), 853, 1949. [50](#)
- [78] Groom, D. E., Mokhov, N. V., Striganov, S. I. Muon stopping power and range tables 10 mev–100 tev. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **78** (2), 183–356, 2001. [56](#)

- [79] Honscheid, K., DePoy, D. L. The dark energy camera (decam) a new instrument for the dark energy survey. En: Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE, págs. 3357–3360. 2008. 64
- [80] Diehl, H. T., Angstadt, R., Campa, J., Cease, H., Derylo, G., Emes, J. H., *et al.* Characterization of decam focal plane detectors, 2008. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.790053>. 64
- [81] Zhang, W. W., Chen, Q. Optimum signal-to-noise ratio performance of electron multiplying charge coupled devices. *World Academy of Science, Engineering and Technology*, **54**, 264–268, 2009. 65
- [82] Denvir, D. J., Coates, C. G. Electron-multiplying CCD technology: application to ultrasensitive detection of biomolecules. En: International Symposium on Biomedical Optics, págs. 502–512. International Society for Optics and Photonics, 2002. 65
- [83] Hynccek, J. Electron—hole recombination antiblooming for virtual-phase ccd imager. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **30** (8), 941–948, 1983. 65, 66
- [84] Stefanov, K., Tsukamoto, T., Miyamoto, A., Sugimoto, Y., Tamura, N., Abe, K., *et al.* A study of the radiation hardness of a two-phase ccd sensor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **453** (1), 136–140, 2000. 65
- [85] Stefanov, K. Radiation damage effects in CCD sensors for tracking applications in high energy physics. Tesis Doctoral, PhD thesis, Saga University (Japan), 2001. 65, 66
- [86] Wei, M., Stover, R. J. Characterization and optimization of MIT lincoln laboratories CCID20 CCDs. En: Astronomical Telescopes & Instrumentation, págs. 598–607. International Society for Optics and Photonics, 1998. 65
- [87] Janesick, J. R., Hynccek, J., Blouke, M. Virtual phase imager for galileo. En: Solid State Imagers for Astronomy, págs. 165–173. International Society for Optics and Photonics, 1981. 67
- [88] Razavi, B. Design of analog CMOS integrated circuits. McGraw Hill, 2001. 68, 70, 71, 72
- [89] Centen, P. Ccd on-chip amplifiers: Noise performance versus mos transistor dimensions. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **38** (5), 1206–1216, 1991. 69

- [90] Centen, P. G. M. CCD imaging: concepts for low noise and high bandwidth. Tesis Doctoral, Technische Universiteit Eindhoven, 1999. [69](#)
- [91] Haque, S., Dion, F., Frost, R., Groulx, R., Holland, S., Karcher, A., *et al.* Design of low-noise output amplifiers for p-channel charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon. En: IS&T/SPIE Electronic Imaging, págs. 82980X–82980X. International Society for Optics and Photonics, 2012. [69](#), [70](#), [95](#), [103](#)
- [92] Bebek, C., Emes, J., Groom, D., Haque, S., Holland, S., Jelinsky, P., *et al.* Status of the ccd development for the dark energy spectroscopic instrument. *Journal of Instrumentation*, **12** (04), C04018, 2017. [69](#), [70](#), [103](#)
- [93] Hopkinson, G., Lumb, D. Noise reduction techniques for ccd image sensors. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **15** (11), 1214, 1982. [71](#), [121](#)
- [94] Wilmshurst, T. H. Signal recovery from noise in electronic instrumentation. CRC Press, 1990. [72](#), [121](#)
- [95] Cardiel-Sas, L., Barceló, M., Castilla, J., DeVicente, J., Huffman, D., Kozlovsky, M., *et al.* Front-end electronics for the dark energy camera (decam). En: SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation, págs. 70146P–70146P. International Society for Optics and Photonics, 2008. [75](#), [76](#)
- [96] Starr, B. M., Buchholz, N., Rahmer, G., Penegor, J., Schmidt, R., Warner, M., *et al.* Monsoon image acquisition system. En: Scientific Detectors for Astronomy, págs. 269–276. Springer, 2004. [76](#)
- [97] Seifert, F. Resistor current noise measurements. *Open access LIGO document LIGO-T0900200-v1*, 2009. [82](#)
- [98] Stefanov, K. Digital cds for image sensors with dominant white and 1/f noise. *Journal of Instrumentation*, **10** (04), P04003, 2015. [85](#)
- [99] Wen, F., Li, T.-z. Research on ccd de-noising technology. En: Image and Signal Processing, 2009. CISP'09. 2nd International Congress on, págs. 1–4. IEEE, 2009.
- [100] Alessandri, C., Guzman, D., Abusleme, A., Avila, D., Alvarez, E., Campillo, H., *et al.* Theoretical framework and simulation results for implementing weighted multiple sampling in scientific ccDs. *arXiv preprint arXiv:1510.09105*, 2015.
- [101] Cancelo, G. I., Estrada, J. C., Moroni, G. F., Treptow, K., Zmuda, T., Diehl, H. T. Achieving sub electron noise in ccd systems by means of digital filtering techniques that lower 1/f pixel correlated noise. *Experimental Astronomy*, **34** (1), 13–29, 2012. [85](#)

- [102] Potzick, J. Noise averaging and measurement resolution (or “a little noise is a good thing”). *Review of scientific instruments*, **70** (4), 2038–2040, 1999. [86](#)
- [103] Ruscak, S., Singer, L. Using histogram techniques to measure a/d converter noise, 1995. [86](#)
- [104] Roberts, C. G., Hall, J. E. Floating gate amplifier using conductive coupling for charge coupled devices, ago. 27 1985. US Patent 4,538,287. [91](#), [94](#), [99](#)
- [105] Chandler, C. E., Bredthauer, R. A., Janesick, J. R., Westphal, J. A., Gunn, J. E. Sub-electron noise charge coupled devices. En: M. M. Blouke (ed.) Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors, tomo 1242 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, págs. 238–251. 1990.
- [106] Janesick, J., Tower, J. Particle and photon detection: Counting and energy measurement. *Sensors*, **16** (5), 688, 2016.
- [107] Fernandez Moroni, G., Estrada, J., Cancelo, G., Holland, S., Paolini, E., Diehl, H. Sub-electron readout noise in a skipper CCD fabricated on high resistivity silicon. *Experimental Astronomy*, **34** (1), 43–64, 2012. [91](#), [94](#), [95](#), [99](#)
- [108] Moroni, G. F., Estrada, J., Cancelo, G., Holland, S. E., Paolini, E. E., Diehl, H. T. Sub-electron readout noise in a skipper ccd fabricated on high resistivity silicon. *Experimental Astronomy*, **34** (1), 43–64, 2012. [92](#), [93](#)
- [109] Kahng, D., Sze, S. M. A floating gate and its application to memory devices. *Bell Labs Technical Journal*, **46** (6), 1288–1295, 1967. [93](#)
- [110] Wen, D. Design and operation of a floating gate amplifier. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, **9** (6), 410–414, Dec 1974. [93](#)
- [111] Chandler, C. E., Bredthauer, R. A., Janesick, J. R., Westphal, J. A. Sub-electron noise charge-coupled devices. En: SC-DL tentative, págs. 238–251. International Society for Optics and Photonics, 1990. [94](#), [99](#)
- [112] Hyneczek, J., Roberts, C. G. Floating gate amplifier method of operation for noise minimization in charge coupled devices, ene. 5 1982. US Patent 4,309,624. [99](#)
- [113] Kay, S. M. Fundamentals of statistical signal processing, volume i: estimation theory, 1993. [100](#)
- [114] O’Connor, P. Crosstalk in multi-output ccds for lsst. *Journal of Instrumentation*, **10** (05), C05010, 2015. [103](#)

- [115] Doering, D., Andresen, N., Contarato, D., Denes, P., Joseph, J. M., McVittie, P., *et al.* High speed, direct detection 1k frame-store ccd sensor for synchrotron radiation. En: Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE, págs. 1840–1845. IEEE, 2011. [103](#)
- [116] Madan, S. K., Bhaumik, B., Vasi, J. M. Experimental observation of avalanche multiplication in charge-coupled devices. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, **30** (6), 694–699, 1983. [104](#)
- [117] Robbins, M. S., Hadwen, B. J. The noise performance of electron multiplying charge-coupled devices. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **50** (5), 1227–1232, 2003. [104](#)
- [118] Seo, M.-W., Kawahito, S., Kagawa, K., Yasutomi, K. A 0.27 e-rms read noise 220- $\mu\text{V}/\text{e}$ -conversion gain reset-gate-less cmos image sensor with 0.11- μm cis process. *IEEE Electron Device Letters*, **36** (12), 1344–1347, 2015. [104](#)
- [119] Ahn, J.-C. Backside illuminated image sensor, dic. 22 2015. US Patent 9,219,094. [104](#)
- [120] Suzuki, A., Shimamura, N., Kainuma, T., Kawazu, N., Okada, C., Oka, T., *et al.* 6.1 a 1/1.7-inch 20mpixel back-illuminated stacked CMOS image sensor for new imaging applications. En: 2015 IEEE International Solid-State Circuits Conference-(ISSCC) Digest of Technical Papers, págs. 1–3. IEEE, 2015. [104](#)
- [121] Board, S. S., Council, N. R., *et al.* Panel Reportsâ–"New Worlds, New Horizons in Astronomy and Astrophysics. National Academies Press, 2011. [105](#)
- [122] Crill, B. P., Siegler, N. Updated starshade technology gap list. En: American Astronomical Society Meeting Abstracts, tomo 229. 2017. [105](#)
- [123] Shaklan, S. B. Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets IV. 2009. [105](#)
- [124] Essig, R., Fernández-Serra, M., Mardon, J., Soto, A., Volansky, T., Yu, T.-T. Direct detection of sub-gev dark matter with semiconductor targets. *Journal of High Energy Physics*, **2016** (5), 46, 2016. [105](#), [107](#)
- [125] Essig, R., Mardon, J., Volansky, T. Direct detection of sub-gev dark matter. *Physical Review D*, **85** (7), 076007, 2012.
- [126] Graham, P. W., Kaplan, D. E., Rajendran, S., Walters, M. T. Semiconductor probes of light dark matter. *Physics of the Dark Universe*, **1** (1), 32–49, 2012.

- [127] Lee, S. K., Lisanti, M., Mishra-Sharma, S., Safdi, B. R. Modulation effects in dark matter-electron scattering experiments. *Physical Review D*, **92** (8), 083517, 2015. [105](#)
- [128] An, H., Pospelov, M., Pradler, J. Dark matter detectors as dark photon helioscopes. *Physical review letters*, **111** (4), 041302, 2013. [106](#)
- [129] An, H., Pospelov, M., Pradler, J., Ritz, A. Direct detection constraints on dark photon dark matter. *Physics Letters B*, **747**, 331–338, 2015.
- [130] Bloch, I. M., Essig, R., Tobioka, K., Volansky, T., Yu, T.-T. Searching for dark absorption with direct detection experiments. *Journal of High Energy Physics*, **2017** (6), 1–21, 2017.
- [131] Hochberg, Y., Lin, T., Zurek, K. M. Absorption of light dark matter in semiconductors. *Physical Review D*, **95** (2), 023013, 2017. [106](#)
- [132] Kouvaris, C., Pradler, J. Probing sub-gev dark matter with conventional detectors. *Physical Review Letters*, **118** (3), 031803, 2017. [106](#)
- [133] Aguilar-Arevalo, A., Amidei, D., Bertou, X., Butner, M., Canelo, G., Vázquez, A. C., *et al.* First direct-detection constraints on ev-scale hidden-photon dark matter with damic at snolab. *Physical Review Letters*, **118** (14), 141803, 2017. [107](#)
- [134] Angle, J., Aprile, E., Arneodo, F., Baudis, L., Bernstein, A., Bolozdynya, A., *et al.* Search for light dark matter in xenon10 data. *Physical Review Letters*, **107** (5), 051301, 2011. [107](#)
- [135] Essig, R., Manalaysay, A., Mardon, J., Sorensen, P., Volansky, T. First direct detection limits on sub-gev dark matter from xenon10. *Physical review letters*, **109** (2), 021301, 2012. [107](#)
- [136] Essig, R., Volansky, T., Yu, T.-T. New constraints and prospects for sub-gev dark matter scattering off electrons in xenon. *arXiv preprint arXiv:1703.00910*, 2017. [107](#)
- [137] Sorensen, P. Electron train backgrounds in liquid xenon dark matter search detectors are indeed due to thermalization and trapping. *arXiv preprint arXiv:1702.04805*, 2017. [107](#)
- [138] Agnese, R., Anderson, A., Aramaki, T., Asai, M., Baker, W., Balakishiyeva, D., *et al.* New results from the search for low-mass weakly interacting massive particles with the cdms low ionization threshold experiment. *Physical review letters*, **116** (7), 071301, 2016. [107](#)

-
- [139] Aalseth, C. E., Barbeau, P. S., Colaresi, J., Collar, J., Leon, J. D., Fast, J. E., *et al.* Cogent: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors. *Physical Review D*, **88** (1), 012002, 2013.
- [140] Abgrall, N., Arnquist, I., Avignone III, F., Barabash, A., Bertrand, F., Bradley, A., *et al.* New limits on bosonic dark matter, solar axions, pauli exclusion principle violation, and electron decay from the low-energy spectrum of the majorana demonstrator. *arXiv preprint arXiv:1612.00886*, 2016.
- [141] Armengaud, E., Arnaud, Q., Augier, C., Benoît, A., Bergé, L., Billard, J., *et al.* Measurement of the cosmogenic activation of germanium detectors in edelweiss-iii. *Astroparticle Physics*, **91**, 51–64, 2017. [107](#)

Publicaciones asociadas

1. *Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon Skipper CCD*
J. Tiffenberg, M. Sofo Haro, A. Drlica-Wagner, R. Essig, Y. Guardincerri, S. Holland, T. Volansky, Tien-Tien Yu.
Physical Review Letters (publicado el 29 de Septiembre del 2017)
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.131802>
2. *A Low Noise Digital Readout System for Scientific Charge Coupled Devices*
M. Sofo Haro, A. Soto, G. Fernandez Moroni, F. Chierchie, L. Stefanazzi, R. Chavez, A. Castaneda, K.Hernandez, T. Zmuda, N. Wilser, E. Paolini, A. Oliva, G. Cancelo
2017 Reunión de Procesamiento de la Información y Control (RPIC)
Trabajo aceptado en proceso de publicación en IEEE Xplore.
3. *Optimal Filter for Noise Reduction in CCD Readout*
P. Simbeni, G. Fernandez Moroni, F. Chierchie, M. Sofo Haro, A. Soto, L. Stefanazzi, G. Cancelo, J. Estrada.
2017 Reunión de Procesamiento de la Información y Control (RPIC)
Trabajo aceptado en proceso de publicacion en IEEE Xplore.
4. *Setup and Calibration of a Particle Detector Based on Charge Coupled Devices*
E. Tiouchichine, M. Sofo Haro, X. Bertou, H. Arnaldi, M. Gomez, J. Blostein, J. Tiffenberg, M. Perez, S. Suearez, G. Fernandez Moroni.
2017 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA)
Trabajo aceptado en proceso de publicación en IEEE Xplore.
5. *Aspects on the shape dependence with energy of point-like events in high resistivity CCDs*
G. Fernandez Moroni, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, G. Cancelo, J. Estrada, X. Bertou, E. Paolini.
2017 IEEE 8th Latin American Symposium on Circuits and System (publicado

el 15 de Junio del 2017 en IEEE Xplore)

<https://doi.org/10.1109/LASCAS.2017.7948098?src=document>

6. *Taking the CCDs to the ultimate performance for low threshold particle detection experiments*

M. Sofo Haro, G. Fernandez Moroni, J. Tiffenberg, G. Cancelo, J. Estrada, X. Bertou, E. Paolini.

Proceedings of Science of the 38th International Conference on High Energy Physics (3-10 August 2016, Chicago) (publicado el 20 de Abril del 2017)

<https://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=282>

7. *First direct-detection constraints on eV-scale hidden-photon dark matter with DAMIC at SNOLAB*

A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Cancelo, A. Castañeda Vázquez, A.E. Chavarria, J.R.T. de Mello Neto, S. Dixon, J.C. D'Olivo, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, K.P. Hernández Torres, F. Izraelvitch, A. Kavner, B. Kilminster, I. Lawson, J. Liao, M. López, J. Molina, G. Moreno-Granados, J. Pena, P. Privitera, Y. Sarkis, V. Scarpine, T. Schwarz, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, F. Trillaud, X. You, J. Zhou
Physical Review Letters (publicado el 27 de Abril del 2017)

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.141803>

8. *Search for low-mass WIMPs in a 0.6 Kg day exposure of the DAMIC experiment at SNOLAB*

A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Cancelo, A. Castañeda Vázquez, A.E. Chavarria, J.R.T. de Mello Neto, S. Dixon, J.C. D'Olivo, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, K.P. Hernández Torres, F. Izraelvitch, A. Kavner, B. Kilminster, I. Lawson, J. Liao, M. López, J. Molina, G. Moreno-Granados, J. Pena, P. Privitera, Y. Sarkis, V. Scarpine, T. Schwarz, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, F. Trillaud, X. You, J. Zhou
Physical Review D (publicado el 27 de Octubre del 2016)

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.082006>

9. *Measurement of the read-out noise of fully depleted thick CCDs*

M. Sofo Haro, G. Cancelo, G. Fernandez Moroni, X. Bertou, J. Tiffenberg, E. Paolini, J. Estrada

2016 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (publicado el 26 de Septiembre en IEEE Xplore)

<http://dx.doi.org/10.1109/CAMTA.2016.7574083>

10. ***Results from engineering run of the Coherent Neutrino Nucleus Interaction Experiment (CONNIE)***
A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, M. Butner, G. Canelo, A. Castaneda Vazquez, B. Cervantes Vergara, C.R. Chavez, H. Da Motta, J.C. D'Olivo, J. Dos Anjos, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, R. Ford, A. Foguel, K.P. Hernandez Torres, F. Izraelevitch, H.P. Lima Jr., B. Kilminster, K. Kuk, M. Makler, J. Molina, G. Moreno-Granados, J.M. Moro, E.E. Paolini, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, F. Trillaud, S. Wagner
Journal of Instrumentation (publicado el 29 de Julio del 2016)
<http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=07/a=P07024>
11. ***Mathematical model of point events in CCD images***
G. Fernandez Moroni, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, G. Canelo, E. Paolini, J. Estrada, X. Bertou
2015 XVI Workshop on Information Processing and Control (publicado el 23 de Junio del 2016 en IEEE Xplore)
<http://dx.doi.org/10.1109/RPIC.2015.7497157>
12. ***Measurement of radioactive contamination in the high-resistivity silicon CCDs of the DAMIC experiment***
A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Canelo, A. Castañeda Vázquez, A.E. Chavarria, J.R.T. de Mello Neto, S. Dixon, J.C. D'Olivo, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, K.P. Hernández Torres, F. Izraelevitch, A. Kavner, B. Kilminster, I. Lawson, J. Liao, M. López, J. Molina, G. Moreno-Granados, J. Pena, P. Privitera, Y. Sarkis, V. Scarpine, T. Schwarz, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, F. Trillaud, X. You, J. Zhou
Journal of Instrumentation (publicado el 25 de Agosto del 2015)
<http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=08/a=P08014>
13. ***Development of a novel neutron detection technique by using a boron layer coating a Charge Coupled Device***
J. J. Blostein, J. Estrada, A. Tartaglione, M. Sofo Haro, G. Fernández Moroni and G. Canelo
Journal of Instrumentation (publicado el 19 de Enero del 2015)
<http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=01/a=P01006>
14. ***DAMIC at SNOLAB***
A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Canelo, A. Castañeda Vázquez, A.E. Chavarria, J.R.T. de Mello Neto, S. Dixon, J.C. D'Olivo, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, K.P. Hernández Torres, F. Izraelevitch, A. Kavner, B. Kilminster, I. Lawson, J. Liao, M. López, J. Molina, G.

Moreno-Granados, J. Pena, P. Privitera, Y. Sarkis, V. Scarpine, T. Schwarz,
M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, F. Trillaud, X. You, J. Zhou
Physics Procedia, Volumen 61, paginas 21-23 (2015)

<http://dx.doi.org/10.1016/j.phpro.2014.12.006>

Agradecimientos

A la cátedra de electrónica digital: Sol, Leo, Pablo y Claus.

Al laboratorio de bajas temperatura: Mariano, Ignacio, José, Fabricio y Martín.

Al taller de mecánica del CAB: Carlitos, Pancho y Pablo.

Al grupo de neutrones: Jerónimo, Iván y al Capa.

A Joaquin Venturino.

A FERMILAB: Juan, Gustavo, Gastón, Andrew, Marco, Kevin, Rick, Neal, Ted.

A LBNL: Steve Holland.

Al grupo de colisiones atómicas: Sergio y Cesar.

A las colaboraciones de los experimentos DAMIC y CONNIE.

A Carla y Martín.

Al grupo de partículas y campos: Elodie, Horacio, Geraldina, Hernán, Silvia, Esteban, Ingo y Diego.

Al Instituto Balseiro.

Al CONICET.

A CNEA.

A la Universidad Nacional de Córdoba.

A la escuela técnica de La Falda, Córdoba.

Al programa BecAR y fundación Fullbright.

En especial a Xavier Bertou, Yann Guardincerrin, Javier Tiffenberg y Guillermo Fernandez Moroni.

