

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Impacto de la tecnología Skipper-CMOS en experimentos de antineutrinos de reactor

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

SANTIAGO EZEQUIEL PEREZ

Directores: Dario Rodrigues, Miguel Sofo-Haro

MARZO 2022

Tema: Impacto de la tecnología Skipper-CMOS en experimentos de física de anti-neutrinos de reactor

Área: Física de Partículas y de Altas Energías

Estudiante: Santiago Ezequiel Perez

LU: 657/16

Lugar de Trabajo: Laboratorio Argentino de Mediciones de ultra Bajo Umbral y sus Aplicaciones, Departamento de Física

Director: Dr. Dario Rodrigues

Co-Director: Dr. Miguel Sofo-Haro

Inicio: Marzo 2021

Finalización: Marzo 2022

Fecha de defensa: Marzo 2022

AUTOR

JURADO 1

DIRECTOR

JURADO 2

PROFESOR DE TESIS

JURADO 3

Resumen

La búsqueda de materia oscura y la física de neutrinos comparten la necesidad de sensores de ultra bajo umbral. Por esta razón, teniendo en cuenta el significativo impacto que la tecnología Skipper-CCD ha tenido en búsqueda de Materia Oscura, resulta natural considerar su aplicación en Física de Neutrinos. Los Skipper-CCD logran bajar el ruido de lectura hasta niveles sub-electrónicos realizando repetidas mediciones no destructivas de la carga almacenada en sus píxeles. Debido a los tiempos involucrados en la lectura de una imagen, no es posible implementar vetos activos para reducir eventos inducidos por rayos cósmicos. Esta imposibilidad obliga a experimentos en superficie a lidiar con fondos relativamente altos en comparación con otros experimentos (GEMMA, CONUS). Así es que surge la propuesta de utilizar detectores basados en la tecnología CMOS para reducir los tiempos de lectura a intervalos que habiliten la utilización de un veto activo.

El Skipper-CMOS es una tecnología que se encuentra actualmente en desarrollo como parte de una colaboración entre investigadores de CONICET, SLAC y Fermilab. El detector combina la arquitectura de lectura no destructiva del Skipper-CCD con la arquitectura de lectura en paralelo del CMOS.

En esta tesis se evaluará el impacto que esta tecnología tendría en un experimento que busque observar la interacción elástica coherente entre neutrinos y núcleos, CEvNS. Para ello, se estudia la sensibilidad a dicha interacción en experimentos de antineutrinos provenientes de reactores nucleares. Se utilizan simulaciones Montecarlo que permiten generar imágenes sintéticas que emulen lo que se observaría con Skipper-CCDs y con Skipper-CMOS. Luego, las imágenes sintéticas son procesadas para la reconstrucción de los eventos que efectivamente reportaría el detector y con ello, se determina los espectros de energía que se espera observar. A su vez, se desarrolla un modelo analítico para la predicción de la cantidad de eventos registrados por un detector CMOS, el cual es contrastado contra el Montecarlo. En una segunda etapa del trabajo se desarrollan herramientas de análisis que permiten establecer, el nivel de confianza con el que se observaría la interacción CEvNS, y así cuantificar el impacto de la utilización de un veto activo en este tipo de experimentos para mitigar los efectos del fondo inducido por rayos cósmicos. Se concluye finalmente que un experimento utilizando 50 detectores sería capaz de observar CEvNS en 69 días.

Agradecimientos

Gracias a todos los docentes de la facultad que aportaron a mi formación profesional y que con paciencia y didáctica crean en la UBA un ambiente donde uno no solamente obtiene una educación de excelencia como científico sino también como persona. En especial quiero agradecerle a Dario y a Miguel, dos excelentes seres humanos con quienes ha sido un placer trabajar a lo largo de esta tesis. Gracias por haberme tenido tanta paciencia durante este último año y por haberme brindado oportunidades de crecimiento laboral y personal extraordinarias.

Gracias a todos los compañeros con quienes tuve el placer de cursar e ir conociendo a lo largo de la carrera, Tefi, Juan, Anibal, Gianni, Ale, Marian, Ceci. Gracias por todas esas largas tardes de estudio en la biblio del pabe II y los innumerables cafés que compartimos. En particular, le agradezco a Santi Rodriguez, un gran amigo, con quien curse más del 100 % de la carrera y de quien me llevo innumerables enseñanzas. También le agradezco a Agustín, otro gran amigo de toda la vida. Gracias por bancarme en todas y por todos los partidos de tenis que disputamos.

Por último, quiero agradecerle a mis padres Mariángeles y Ruben, a mi hermano Francisco y a mi novia Rocio. A ellos les debo todo lo que soy y todo lo que voy a ser. Gracias por apoyarme incondicionalmente a lo largo de toda mi vida y por motivarme y alentarme siempre que pasé por momentos difíciles a lo largo de este periodo.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Física de Neutrinos en reactores nucleares	1
1.1.1. CONNIE	4
1.1.2. vIOLETA	5
1.2. Sensores de imágenes	6
1.2.1. Dispositivos de carga acoplada	7
1.2.2. Skipper CCD	8
1.2.3. Sensor CMOS	10
1.2.4. Skipper CMOS	11
1.3. Organización de la tesis	12
2. Interacción CEvNS y número esperado de eventos	15
2.1. Introducción a la interacción CEvNS	15
2.2. Espectro de antineutrinos provenientes de reactores nucleares	17
2.2.1. Dos casos de estudio: Angra y Atucha	19
2.3. Tasa de eventos esperados	20
3. Fondo de eventos por radiación	25
3.1. Fondo de eventos causados por radiación	25
3.2. Tiempo vivo en el muestreo con Skipper-CMOS	26
3.2.1. Algoritmo de identificación de muones	27
3.2.2. Extracción de eventos	28
4. Fondo de eventos introducido por el propio detector	33
4.1. Simulación Monte-Carlo	33
4.2. Modelo analítico para eventos de un píxel	35
4.2.1. Ruido de lectura	35
4.2.2. Corriente oscura	36
4.2.3. Probabilidad conjunta	36
4.3. Cálculo del número de eventos de fondo	39
4.4. Modelo analítico de distribución de tamaños	43
4.5. Discretización de la carga y espectro analítico	50

5. Análisis de sensibilidad	57
5.1. Nivel de confianza	57
5.2. Eficiencia en la reconstrucción de neutrinos por efectos de fondo	58
5.3. Impacto científico de la tecnología CMOS	61
5.4. Análisis del espacio de características del detector	67
6. Conclusiones	69
Bibliografía	71

1. Introducción

En esta sección se describe el estado actual de la física de neutrinos en reactores nucleares, comentando sobre algunos experimentos y sobre detectores de silicio que emplean algunos de ellos. Se hará especial énfasis en la futura tecnología Skipper-CMOS en la cual se basará el análisis de los capítulos siguientes.

1.1. Física de Neutrinos en reactores nucleares

Los neutrinos son partículas elementales de masa muy pequeña, aún no medida con precisión, y sin carga. Fueron postulados por Pauli en 1930 para resolver el problema de la no conservación de la energía en los decaimientos Beta. La física de neutrinos y los reactores nucleares se encuentran íntimamente ligados. El neutrino fue observado por primera vez en el año 1956 por Frederick Reines y Clyde Cowan en un reactor nuclear del laboratorio Los Alamos. El proyecto que enmarcaba a este descubrimiento se denominaba *Project Poltergeist* ya que en esa época (y también en la actual) el neutrino se considera una partícula "fantasmagórica" por su ínfima interacción con la materia. Reines y Cowan utilizaron un reactor nuclear como fuente y un detector de 10 toneladas. Se basaba en una mezcla de agua (300L), centelladores líquidos y cadmio, rodeados por fotomultiplicadores y expuestos durante cinco meses, frente al reactor de fisión *Savannah River Plant*[1]. Los neutrinos que esperaban observar provenían de los decaimientos beta en el núcleo del reactor e interactuaban con alguno de los protones en el detector, produciendo un neutrón y un positrón vía el proceso conocido como decaimiento beta inverso. El positrón al encontrar un electrón se aniquila liberando energía en forma de dos rayos gamma que eran 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 se desintegra y emite rayos gamma que son detectados por los fotomultiplicadores. Por este experimento fueron galardonados con el premio Nobel de física en 1995.

Luego de su detección, la física de neutrinos avanzó muy rápidamente a lo largo de la segunda mitad del siglo XX y se descubrió que los mismos poseen tres sabores distintos: electrónicos, muónicos y tauónicos. Se ha observado experimentalmente que un neutrino puede oscilar entre estos distintos tipos de sabores a medida que se propaga por el espacio, por este descubrimiento recibieron el premio Nobel en 2015 Kajita y McDonald

1.1. FÍSICA DE NEUTRINOS EN REACTORES NUCLEARES

[2, 3]. Este fenómeno ha sido también, ampliamente estudiado para neutrinos provenientes de reactores nucleares y solares. Los experimentos que se destacan en esta categoría son Double Chooz[4], Daya Bay[5] y KamLAND[6]. Estos experimentos utilizan el mismo mecanismo de detección que el experimento de Reines y Cowan. En Daya Bay, el detector consiste en una serie de detectores de 20 toneladas cada uno, el detector de Double Chooz tiene 10 toneladas, y KamLAND 1000 toneladas. Como se puede ver, las masas de los detectores involucrados en este tipo de experimentos son muy altas.

En la actualidad, los reactores nucleares siguen siendo la mayor fuente de producción de neutrinos en el planeta (Fig 1.1). Existen varias propuestas de experimentos que proponen estudiar física de neutrinos en reactores nucleares.

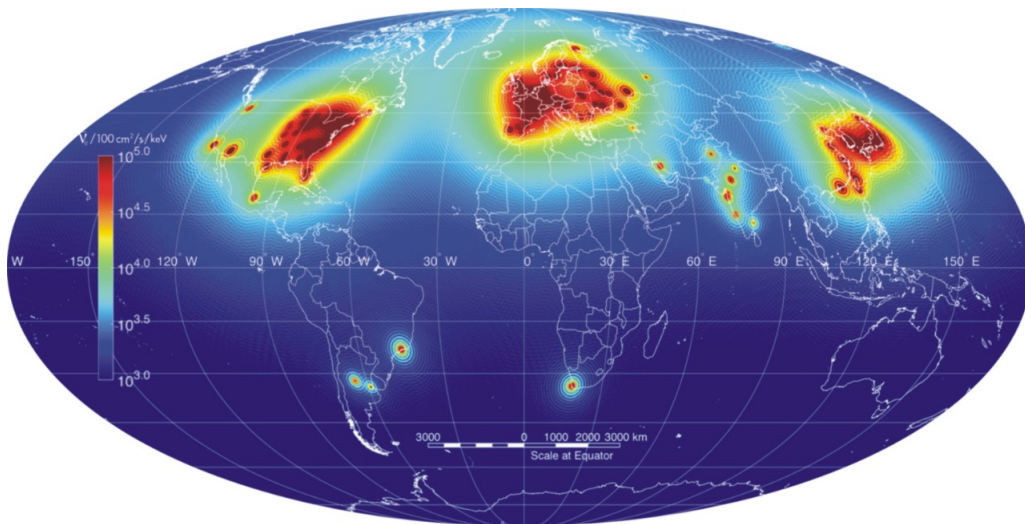


Figura 1.1: Mapa de fuentes de antineutrinos en el planeta Tierra. En América del Sur se destacan las centrales nucleares de Angra dos Reis (Rio de Janeiro), Atucha I y II (Lima, Buenos Aires) y Embalse (Rio Tercero, Córdoba).

Esta nueva generación de experimentos se basa en observar la interacción de antineutrinos con los núcleos que componen a la masa activa de sus detectores. Esta interacción se da a través de un proceso denominado CEνNS (*Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering*) en donde el neutrino interactúa de manera coherente con los átomos del detector, es decir, viendo al núcleo como un todo (más detalle en el capítulo 2). Esta interacción fue observada por primera vez por la colaboración COHERENT[7] en 2017 utilizando una fuente de neutrinos provenientes de un acelerador de partículas. Es de destacar, que mediante este mecanismo de interacción se pueden lograr detectores de menor volumen a costa de un menor umbral de detección. A continuación se resumirán algunos experimentos.

1.1. FÍSICA DE NEUTRINOS EN REACTORES NUCLEARES

El primer experimento de interés es NUCLEUS[8] un experimento que apunta a observar la interacción CE ν NS utilizando un blanco de detectores criogénicos. Esperan lograr un umbral de detección de energías ultra bajo, alrededor de 20eV (para detectar movimientos nucleares) utilizando cristales de CAWO₄ y Al₂O₃. Esta tecnología permite miniaturizar el experimento operando con solamente 0.5g de masa activa de detector. Los detectores son heredados del experimento CRESST y se planea utilizar 10g en la primer versión de NUCLEUS para después implementar 1kg de silicio y germanio en una versión final del experimento. Los cristales se utilizarán como calorímetros operados a una temperatura del orden de los milikelvin y poseen una alta resolución temporal. De esta forma se utiliza junto a los detectores criogénicos, un veto activo que permite filtrar muones u otro tipo de eventos de fondo como rayos gamma y neutrones. El veto activo es una tecnología ampliamente utilizada en física de partículas que permite la reducción activa del fondo de un experimento a través de un detector secundario. Este detector intercepta a los eventos de fondo no deseados, produciendo una señal simultánea a la aparición del evento de ruido que permite rechazar o vetar una medición. Por esto es esencial que el detector primario posea resolución temporal. En la Fig. 1.2 puede verse un esquema de las diversas capas que componen al detector, que luego se colocará dentro de distintos blindajes.

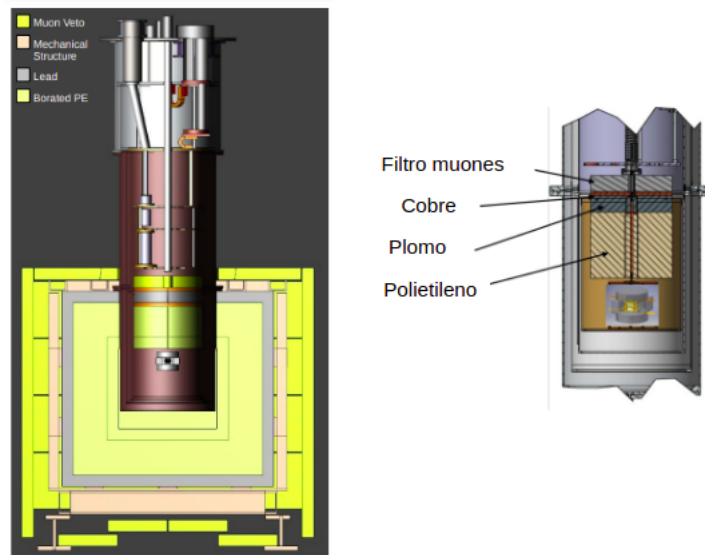


Figura 1.2: Esquema del detector de Nucleus. A la izquierda puede verse el prototipo completo, el blanco de unos gramos se coloca dentro de una caja con distintos blindajes que actúan como filtros de radiación cósmica y ambiental. Luego a la derecha se ve un acercamiento a la zona donde se coloca el blanco del detector, con una capa de polietileno arriba para frenar neutrones y plomo para frenar rayos gamma. A su vez, se implementa un filtro activo de muones con centelladores plásticos. Imagen adaptada de la colaboración NUCLEUS.

1.1. FÍSICA DE NEUTRINOS EN REACTORES NUCLEARES

El sitio donde se espera colocar este detector es la central nuclear de Chooz en Francia, entre 102m y 72m de dos reactores con una potencia térmica de 4.25GW cada uno. Esta primera corrida del experimento con 10g de detector permitirá la observación de la interacción CEvNS en tan solo un par de semanas.

El experimento CONUS[9] (COherent elastic NeUtrino nucleus Scattering) busca observar la interacción de CEvNS viendo la dispersión entre neutrinos y núcleos de germanio. El experimento esta siendo llevado a cabo en la planta nuclear de Brokdorf en Alemania, a unos 17m del núcleo del reactor. Los detectores de germanio poseen cuatro puntos de contacto de alta pureza con un bajo umbral de detección y una masa activa de alrededor de 4kg. Además, cuentan con resolución temporal lo que permite disminuir la cantidad de eventos de fondo observados en el experimento a través de un veto activo. El dispositivo experimental esta equipado con diversas capas de filtros pasivos y activos como se ve en la Fig. 1.3. En el año 2020, la colaboración CONUS publicó los primeros resultados de su búsqueda de CEvNS utilizando un detector con una masa de 3.73kg de detección luego de 70 días de medición, estos resultados permiten establecer uno de los límites más precisos que se tienen de la observación de CEvNS con antineutrinos de reactor.

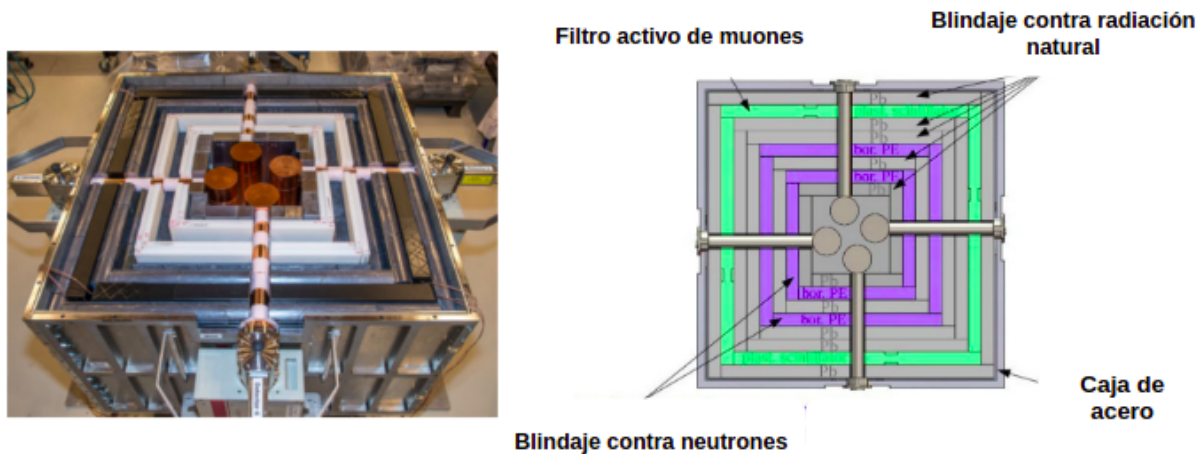


Figura 1.3: A la izquierda puede verse la vista superior del experimento instalado en la planta nuclear de Brokdorf. A la derecha puede verse un esquema del detector de CONUS, las distintas capas conforman el filtro activo de muones con centelladores plásticos, plomo para blindar contra la radiación natural y rayos gamma y polietileno para blindar contra neutrones.

1.1.1. CONNIE

El experimento CONNIE [10] (*Coherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment*) busca utilizar CCDs gruesos para medir los retrocesos de núcleos de silicio provenientes de la interacción CEvNS con antineutrinos de reactor. También busca poner a prueba

1.1. FÍSICA DE NEUTRINOS EN REACTORES NUCLEARES

interacciones de neutrinos más allá del modelo estándar como la interacción a través de bosones mediadores livianos[11]. El experimento cuenta con 14 CCDs operando a 30m del núcleo del reactor nuclear Angra (Fig. 1.4a) y a -140°C de temperatura para disminuir la corriente oscura y la radiación infrarroja que llega a la superficie del detector. En la Fig. 1.4b se pueden observar las diversas capas alrededor del dewar que contiene a los detectores que sirven como filtros pasivos de las diferentes partículas (fotones gamma y neutrones).

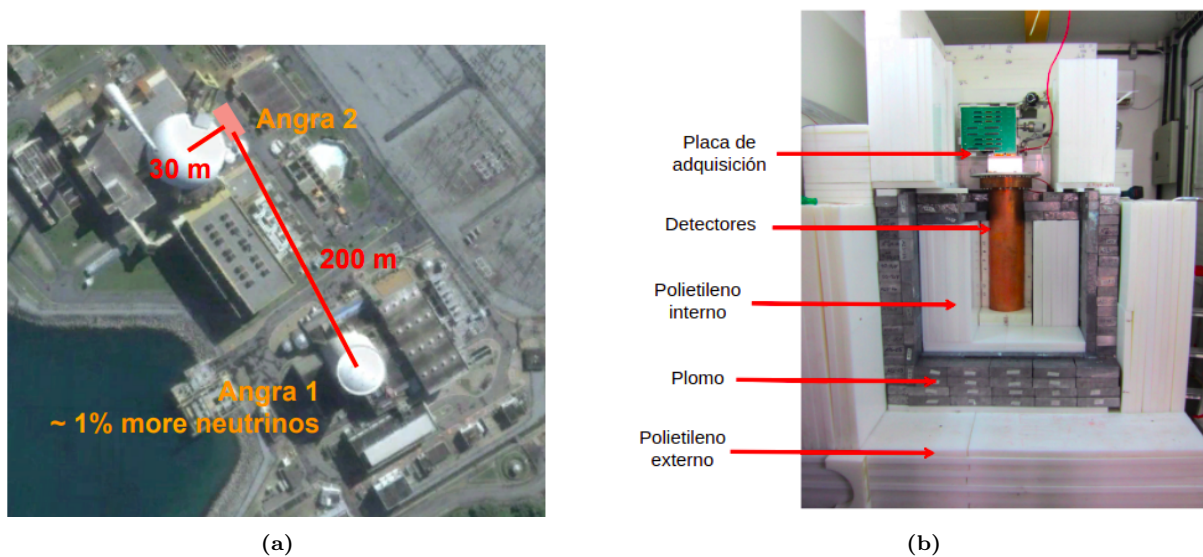


Figura 1.4: Ubicación del experimento en la central nuclear y esquema del detector. (a) El detector de CONNIE se encuentra dentro del complejo Almirante Alvaro Alberto en Rio de Janeiro, Brazil a 30m del reactor Angra II y a 200m del reactor Angra I, se espera un 1% más de neutrinos debido a la cercanía con este otro reactor. (b) Fotografía del detector de CONNIE, puede verse la placa de adquisición electrónica, el dewar donde se instalan los detectores, las capas de polietileno interno y externo que son para frenar neutrones y la capa de plomo para frenar rayos gamma.

Actualmente para disminuir aún mas el umbral de detección de energías de este experimento, y así aumentar la señal recibida por neutrinos, se comenzaron a instalar Skipper-CCD en la misma localidad que los anteriores CCD estándar.

1.1.2. ν IOLETA

ν IOLETA es un experimento que planea observar antineutrinos de reactor para medir sus propiedades físicas mediante dos canales: la interacción CE ν NS y mediante la interacción entre neutrinos y electrones. Es un experimento que utilizará Skipper-CCD para lograr un ruido de lectura sub-electrónico y un umbral de detección ultra bajo del orden del eV. El experimento se llevará a cabo en la central nuclear de Atucha II en

1.2. SENSORES DE IMÁGENES

Buenos Aires. Actualmente ya se encuentra funcionando un detector Skipper-CCD a 12m del núcleo del reactor[12], el cual tiene una potencia de 2GW térmicos. Y se esta planificando la instalación de varios detectores para alcanzar masas del orden del kilogramo y así poder estudiar física más allá del modelo estándar [13]. En la Fig. 1.5 puede verse que la sensibilidad proyectada para este experimento que permitiría observar CEvNS con un 95 % de nivel de confianza en 13 semanas utilizando 100g de detector.

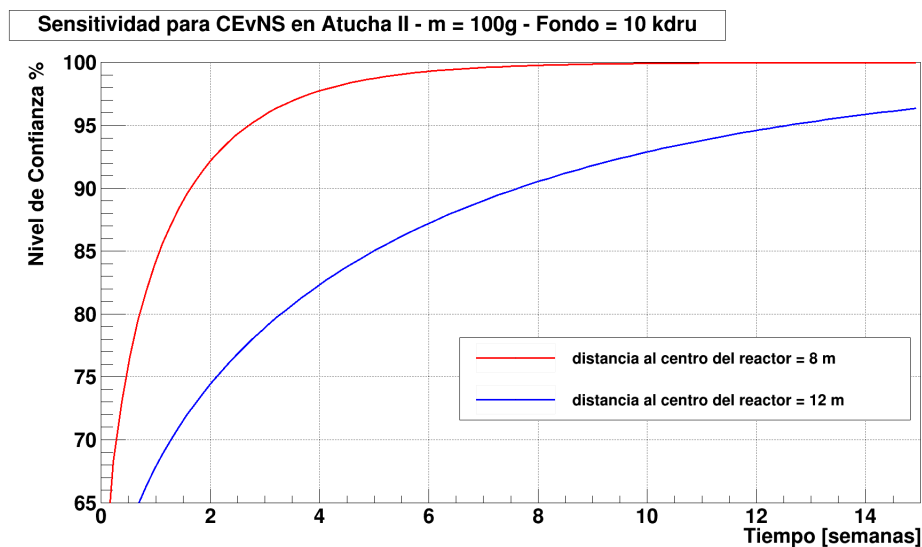


Figura 1.5: Curva de sensibilidad para el experimento de vIOLETA utilizando detectores Skipper-CCD a 8 y a 12 m del núcleo del reactor.

Recientes trabajos han demostrado que un experimento como vIOLETA puede mejorar los límites en el acoplamiento de mediadores escalares y vectoriales a neutrinos y quarks. Esta mejora podría ser de hasta casi un orden de magnitud gracias a el bajo umbral de detección de Skipper-CCD[13]. A su vez, se proyecta que el experimento permitirá probar el Modelo Estándar realizar mediciones de precisión en el ángulo de mezcla débil[14].

1.2. Sensores de imágenes

Como se mencionó anteriormente, tanto CONNIE como vIOLETA utilizan sensores de imágenes llamados dispositivos de carga acoplada (CCD) de silicio. Este tipo de detectores es de especial interés en esta tesis dado que son uno de los dispositivos líderes en toma de imágenes a lo largo de varias áreas de investigación. A continuación se comentarán sus principios de funcionamiento, los recientes avances en dicha tecnología y sus diferencias con los sensores de imágenes basados en CMOS.

1.2.1. Dispositivos de carga acoplada

Los CCD fueron inicialmente concebidos como dispositivos de memoria digital, en donde la cantidad que representaba un bit de información era la carga almacenada en cada píxel. Los CCD se componen de una matriz bidimensional de píxeles constituidos por capacitores MOS (*metal-oxide-semiconductor*)[22]. Estos capacitores están formados por un sustrato de silicio dopado sobre el cual se hace crecer una capa de oxido SiO_2 . Dentro del circuito integrado de las CCD se encuentra un número determinado de estos capacitores MOS acoplados entre sí, sobre los cuales se genera un pozo de potencial capaz de coleccionar carga. Aplicando señales de control, cada capacitor puede transferir su carga eléctrica a uno o a varios de los capacitores que estén a su lado conformando una matriz de píxeles. Estos píxeles se encuentran inicialmente vacíos y se ionizan por el paso de las distintas partículas que pueden a través del sustrato, esto genera pares electrón-hueco que pueden ser coleccionados por los píxeles de distintas formas, dependiendo de la arquitectura del detector. La carga coleccionada es transportada hacia colectores de carga (denominados *sense nodes*) aplicando diferencias de tensión con señales verticales y horizontales a lo largo del silicio. En un detector de estas características, cada píxel es leído secuencialmente mediante un solo amplificador, la carga es desplazada píxel a píxel para ser llevada hacia la zona donde ocurre la lectura (Fig. 1.6).

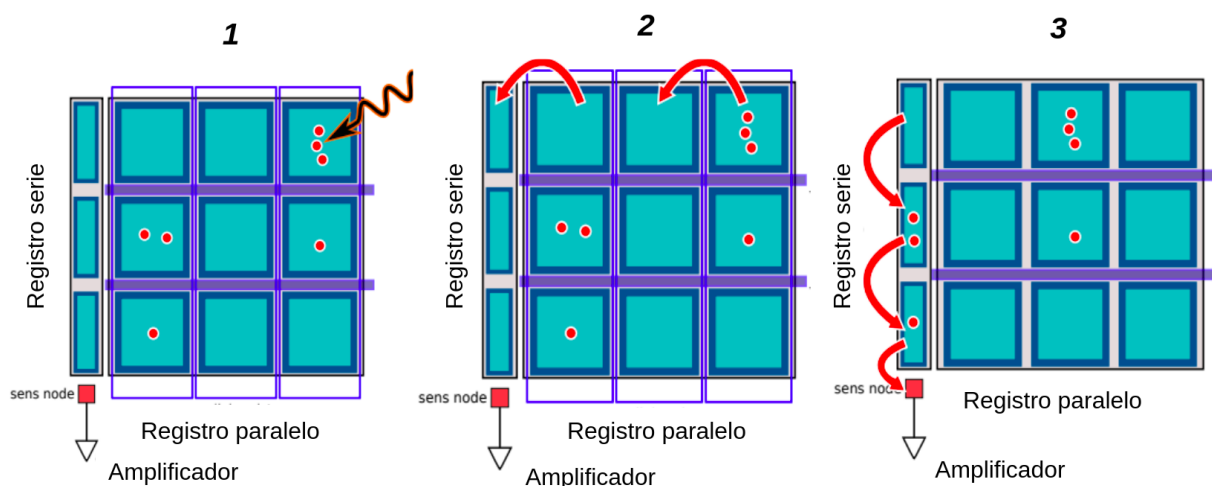


Figura 1.6: Esquema de lectura de un detector CCD. En el paso 1 un fotón u otra partícula ionizante incide sobre el píxel de silicio y genera carga en él. En el paso 2 se transfiere dicha carga por el registro paralelo hacia el horizontal aplicando distintos voltaje mediante el uso de compuertas. Por último, en el paso 3 se transporta carga desde el registro en sería hacia el amplificador donde ocurre la lectura del detector.

1.2.2. Skipper CCD

Un Skipper CCD es un detector CCD que tiene la capacidad de realizar múltiples mediciones no destructivas de la carga en un píxel. Esto es posible gracias a una modificación en la etapa de salida donde se ubica el nodo de lectura. Al tomar mediciones de un mismo valor de carga depositada en un píxel múltiples veces, estos detectores pueden realizar un promedio de la medición y así disminuir considerablemente la incerteza en la lectura de cada píxel del detector. El factor por el cual se disminuye el ruido de lectura, si todas las muestras se encuentran no correlacionadas entre sí, depende del número de veces que se lee el píxel,

$$\sigma = \frac{\sigma_1}{\sqrt{N}} \quad (1.1)$$

en donde σ_1 es el ruido de lectura del detector al tomar una sola muestra del píxel. El concepto del Skipper CCD fue propuesto por Janesick en los años 90 [23] y no fue hasta 2017 que se logró implementar de forma exitosa este tipo de detectores en Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) con detectores diseñados en Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)[24]. Como puede verse en la Fig. 1.7a el ruido de lectura del detector disminuye al aumentar la cantidad de muestras que se toma de un píxel de acuerdo con la Ec. 1.1.

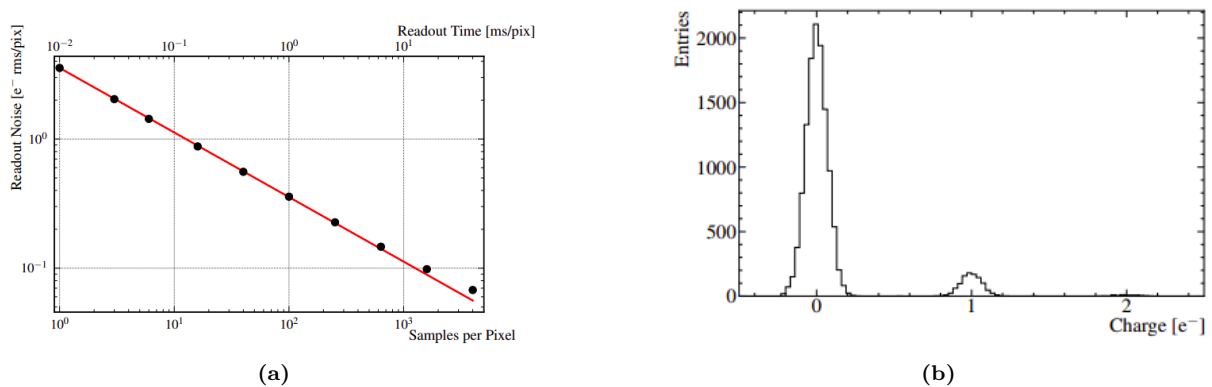


Figura 1.7: Características más importantes de un detector Skipper-CCD. (a) Ruido de lectura (desviación estándar) como función del número de muestras tomadas por píxeles. Los puntos corresponden a las mediciones y la línea roja corresponde a el valor esperado asumiendo muestras no correlacionadas entre sí. A su vez, puede verse que el tiempo de lectura incrementa linealmente con el número de muestras. (b) Histograma de carga para un Skipper CCD tomando 4000 muestras por píxel, esto reduce el ruido de lectura a $0.068e^-$ por lo que confiere resolución subelectrónica de la carga. Esta imagen fue tomada con baja iluminación por lo que puede verse que los picos de píxeles con carga de 1 y 2 electrones son mucho menores que el pico correspondiente a 0 electrones. Imagen extraída de [17].

Esta técnica permite disminuir el ruido de lectura hasta llegar a niveles subelectróni-

1.2. SENSORES DE IMÁGENES

cos y así conocer con total precisión la cantidad de electrones acumulados en cada píxel. Por otro lado, el ruido de lectura aumenta linealmente con el número de muestras que se toman de un píxel afectando esto a la resolución temporal de los sensores. Este incremento en el tiempo de lectura, sumado a la lectura secuencial de los píxeles de un CCD convencional, hace que la velocidad de lectura por píxel sea de alrededor de $\approx 10\text{ms/pix}$. Por ejemplo, para alcanzar un ruido menor a $0,1e^- \text{ rms/pix}$, si se lee un detector completo, el tiempo de lectura de una imagen sería de alrededor de 3 horas. Tanto CCDs convencionales como Skipper-CCD han encontrado varias aplicaciones como detectores de partículas en los últimos años [18, 19]. En la Fig. 1.8 puede verse una imagen con los eventos habituales que se observan en este tipo de detectores en mediciones en superficie.

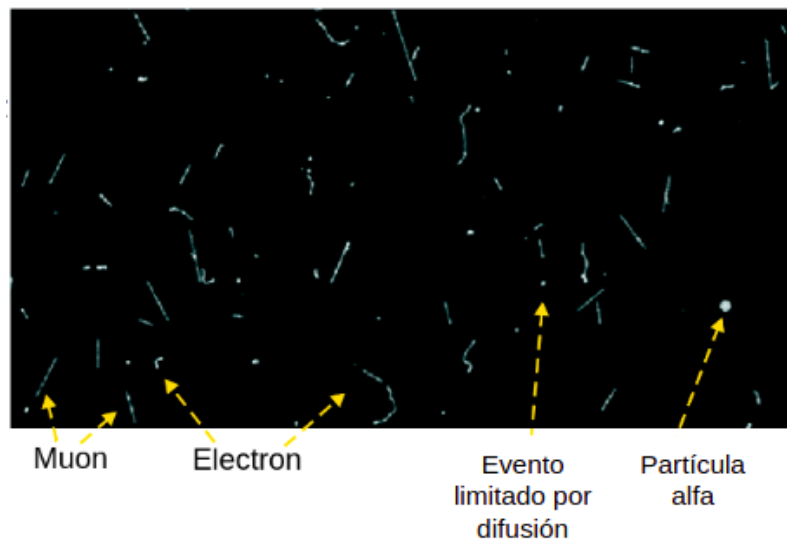


Figura 1.8: Recopilación de los distintos eventos de partículas medidas con un CCD en superficie. Imagen adaptada de [18].

Cada partícula produce un patrón distintivo en los píxeles del CCD. El muón aparece como una línea recta cruzando el CCD con un extremo más ancho que el otro por efectos de difusión en el silicio. Las trazas curvadas corresponden a electrones que por su menor masa pierden energía a medida que atraviesan y van cambiando su dirección. Las partículas alfa aparecen como puntos muy brillantes ya que tienen dos veces la carga del protón. Por último, los eventos pequeños formados por uno o más píxeles son producidos por deposiciones pequeñas de carga sobre el volumen de la CCD. En este caso estos eventos también se ven ampliados por la difusión y son estos eventos los cuales se espera que provengan de interacciones con neutrinos [20].

1.2.3. Sensor CMOS

La idea de utilizar tecnología CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) para crear sensores con matrices bidimensionales de píxeles fotosensibles tiene ya más de 20 años[25]. Sin embargo, los primeros detectores construidos con esta tecnología producían imágenes de baja calidad que no eran capaces de competir contra sensores CCD. Gracias al crecimiento acelerado de la industria de teléfonos celulares, y a su bajo costo de fabricación, estos sensores vieron un avance muy rápido en las últimas décadas lo cual los pone hoy en día en un lugar de competencia con las tecnologías CCD. Una gran ventaja de la fabricación de estos sensores es que se utiliza con la misma tecnología que microprocesadores y chips de memoria. Por lo cual, es mucho más sencillo implementar nuevas arquitecturas y diseños con distintas funcionalidades que si se fabricaran con un proceso especial como en los CCD. Al igual que en los CCD, los sensores CMOS utilizan algún material como fotodiodo en el cual se genera carga eléctrica que es capturada en un píxel. Pero por otro lado, mientras que los CCD tienen un esquema de lectura como el mostrado en 1.6, en un detector CMOS cada píxel tiene un amplificador independiente lo cual remueve la necesidad de mover carga píxel a píxel. Estos sensores con píxeles independientes se denominan APS (*active pixel sensor*). Los amplificadores convierten la carga en voltaje y luego la multiplexan hacia una línea de transmisión común para leer la carga digitalmente (Fig. 1.9).

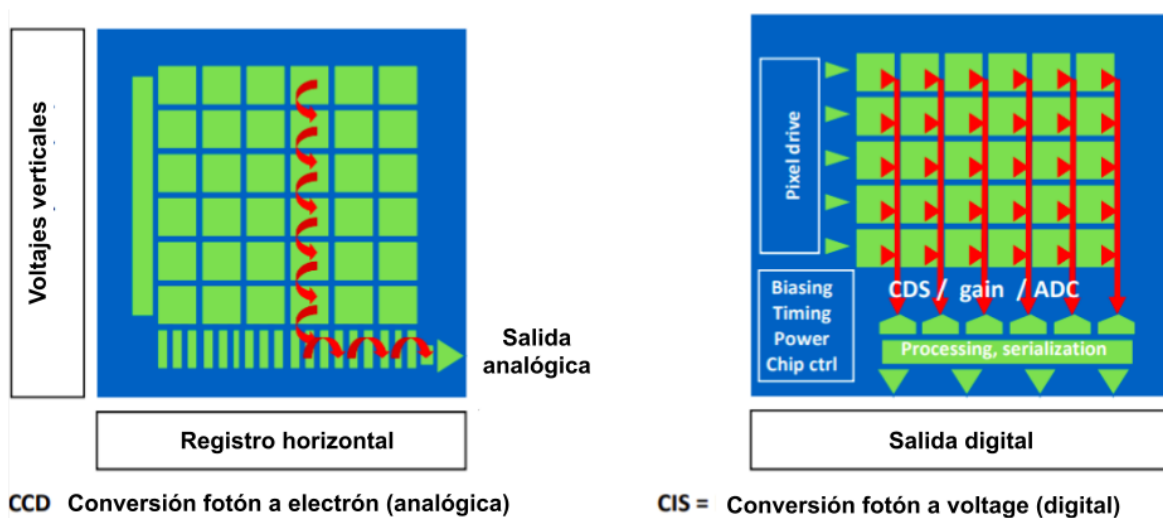


Figura 1.9: Esquema de las arquitecturas CCD contra CMOS. A la izquierda en, el CCD, la

1.2. SENSORES DE IMÁGENES

señal de fotones es convertida en electrones de forma analógica transportando la carga hacia el amplificador de salida. A la derecha, el caso de CMOS (CIS: *CMOS imaging sensor*) la señal de los fotones es convertida en voltaje en el píxel y enviada hacia la salida para ser procesada de manera digital. Esquema extraído de [26].

Dentro del chip donde se construyen estos sensores puede agregarse también otras etapas de amplificación o de conversión analógica-digital. Dado que la electrónica de los sensores se encuentra en cada píxel es relevante mencionar un parámetro de fabricación denominado factor de llenado (FF) que es el porcentaje de área sensible que hay en el píxel sin contar a la electrónica. Cuando se tiene una señal que es recolectada por este sensor puede perderse una parte de lo que llega al sensor ya que por ejemplo, los fotones no estarían interactuando en el silicio activo sino con la electrónica circundante. Cuando se trata de luz, por lo general se utilizan microlentes para enfocar la mayoría de la luz incidente hacia los píxeles incrementando este factor a casi un 100 %, en el caso de utilizar este tipo de detectores para observar otro tipo de partículas esto no sería posible.

1.2.4. Skipper CMOS

El Skipper CMOS es una tecnología, en proceso de desarrollo, que busca aprovechar el esquema de lectura paralela de un detector CMOS junto con la lectura no destructiva de un Skipper CCD. De esta forma, se podría reducir el tiempo de lectura de cada píxel y a su vez reducir el ruido tomando múltiples muestras de cada señal. En la Fig. 1.10 puede verse el esquema de un píxel del detector propuesto.

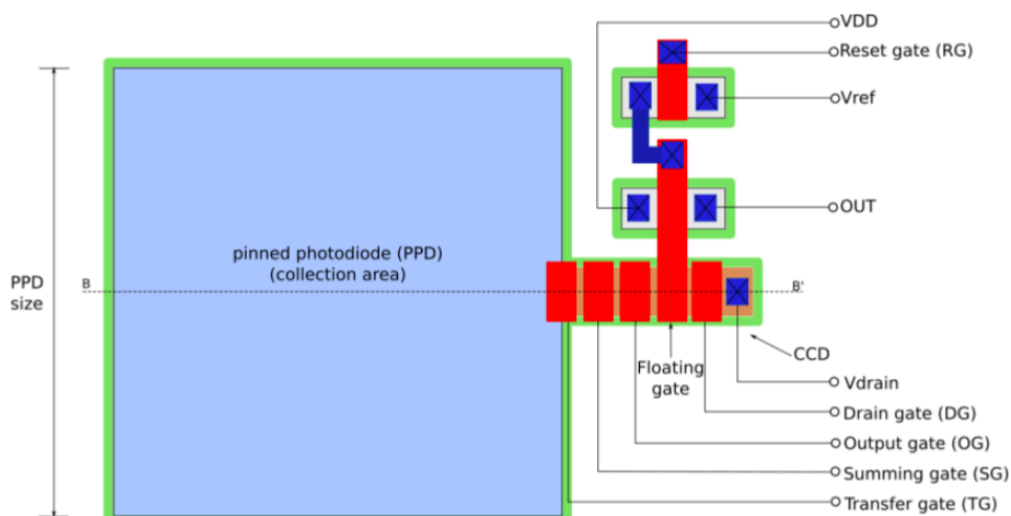


Figura 1.10: Arquitectura de un píxel para el Skipper-CMOS.

En la arquitectura de píxel presentada se tiene un fotodiodo el cual permite alcanzar niveles bajos de corriente oscura en la zona de colección del píxel. Luego en el píxel se tienen compuertas que permitirían crear un pozo de potencial para almacenar la carga del píxel y transferirla desde el área de colección hacia la etapa de salida donde se encuentran las compuertas del Skipper. Moviendo la carga entre las distintas compuertas de la etapa de salida (SG, OG y la compuerta flotante del nodo de sensado) se podrá medir múltiples veces la carga que se colecta del píxel. Al igual que en el Skipper-CCD la carga se transportará a través de un canal enterrado formado por un pozo de potencial. Actualmente el desarrollo de esta tecnología esta siendo llevado a cabo entre investigadores de CONICET, Fermilab y SLAC en colaboración con la empresa TowerJazz.

1.3. Organización de la tesis

El objetivo principal de la tesis es estudiar el impacto científico que puede aportar el Skipper-CMOS para observar la interacción CEvNS. En el transcurso de la misma, se desarrolló una metodología para calcular el tiempo y la masa de detector necesaria para observar la interacción con un 95% de nivel de confianza en un experimento de anti-neutrinos de reactor. Esta metodología se basa en identificar y modelar por separado las distintas fuentes de eventos que aparecerían en las imágenes del detector. En primer lugar, se tendrá como fuente de eventos a la señal física de aquello que se quiere observar, en este caso sería la interacción CEvNS. Luego, la segunda fuente de eventos serían aquellos generados por radiación externa al detector. Esto puede ocurrir por el paso de muones por la vecindad del detector o la presencia de isótopos radiactivos en el ambiente. Y por último se identifica a aquellos eventos producidos por el propio detector como una tercera fuente de eventos que pueden afectar a la observación.

En el capítulo 2 se presenta el cálculo realizado para obtener el número esperado de eventos a partir de la interacción CEvNS. Para lograr esto, se presenta el espectro esperado de antineutrinos, al colocar un detector en las cercanías de dos reactores distintos. A partir de dicho espectro y del hecho de que el detector considerado está formado por núcleos de silicio, se calcula la tasa de eventos esperada en función de la energía.

En el capítulo 3 se discute sobre aquellos eventos generados por radiación. Se presenta un algoritmo capaz de detectar y clasificar los distintos eventos que aparecen en una imagen de Skipper-CCD en superficie. A partir de este algoritmo, se pudo cuantificar la proporción de las imágenes ocupadas por eventos que no son de interés dada la señal que se espera observar. Además, se discute como el Skipper-CMOS puede disminuir esta

proporción de eventos no deseados aprovechando su velocidad de lectura para implementar un filtro activo.

En el capítulo 4, se abordan aquellos eventos producidos por el propio detector. Estos eventos se generan por dos mecanismos distintos, el ruido de lectura y la corriente oscura. Durante esta tesis se desarrollaron distintos modelos para poder identificar y calcular la cantidad de eventos esperados de estas fuentes en una imagen del detector. Esto se realiza para distintos valores de energía y se construye un espectro de fondo del propio detector. El modelo creado a su vez puede generalizarse a otros tipos de detectores como el Skipper-CCD.

En el capítulo 5, se combinan todas las fuentes de eventos para analizar la sensibilidad que tendría el Skipper-CMOS en un experimento de antineutrinos de reactor. Para lograr esto, se utiliza a la significancia como una medida de distancia entre la señal de aquellos eventos dados por lo que se quiere observar y las dos contribuciones a los eventos de fondo tratados en los capítulos 3 y 4. Con esta significancia se calcula el nivel de confianza y a través de este cálculo se obtiene cuanta masa y tiempo serian necesarios para observar CEvNS con Skipper-CMOS. A su vez, se analiza como cambia este parámetro al variar las características propias del detector como el ruido de lectura y la corriente oscura.

1.3. ORGANIZACIÓN DE LA TESIS

2. Interacción CE ν NS y número esperado de eventos

En esta sección se detalla la cómo es la interacción coherente elástica entre neutrinos y núcleos, CE ν NS. A su vez, se comenta que la hace tan atractiva para la física de partículas y se calcula el número esperado de eventos dados por esta interacción con detectores de silicio colocados en las cercanías de un reactor nuclear. Primero se analiza el trasfondo teórico de dicha interacción dentro del modelo estándar y luego se calcula la tasa de eventos esperados utilizando como fuente de neutrinos un reactor nuclear.

2.1. Introducción a la interacción CE ν NS

La interacción coherente elástica entre neutrinos y núcleos es una interacción del modelo estándar predicha hace mas de 40 años [15]. A partir de esta, el neutrino interactúa intercambiando un bosón Z de manera coherente con todas las partículas presentes en el núcleo atómico resultando en una amplificación de la sección eficaz de dispersión, proporcional al número de neutrones en el núcleo al cuadrado (Fig. 2.1). Sin embargo, a pesar de esta amplificación este proceso tomó mucho tiempo en ser observado debido a la dificultad de medir el retroceso de los núcleos atómicos por la interacción con neutrinos. Recientemente (2017) la colaboración COHERENT gracias al desarrollo de detectores novedosos y un haz de neutrinos generado en *Oak Ridge National Laboratory* con la *Spallation Neutron Source* (SNS) lograron observar la interacción CE ν NS [7].

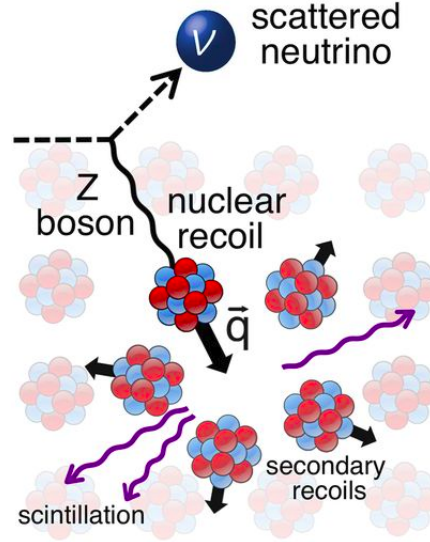


Figura 2.1: Esquema de la interacción CEvNS mediada por un bosón Z. El neutrino es dispersado al interactuar con el núcleo como un todo. Imagen extraída de la colaboración COHERENT [7].

La interacción se vuelve coherente cuando la transferencia del momento del neutrino $q = |q|$ es lo suficientemente pequeña como para que $q^2 R^2 < 1$, con R el radio nuclear. En el sistema de laboratorio esto corresponde a una energía incidente de antineutrinos menores a los 50MeV. Para antineutrinos generados en un reactor nuclear, como se verá en la siguiente sección, las energías involucradas se encuentran por debajo de los 10MeV y la condición se encuentra satisfecha. En el modelo estándar, la sección eficaz diferencial de la dispersión coherente de un núcleo en reposo con Z protones, N neutrones y una masa total M , se encuentra descrita por

$$\frac{d\sigma_{SM}}{dE_R}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{G_F^2}{4\pi} Q_W^2 \left(1 - \frac{ME_R}{2E_{\bar{\nu}_e}^2} - \frac{E_R}{E_{\bar{\nu}_e}} + \frac{E_R^2}{2E_{\bar{\nu}_e}^2} \right) MF^2(q) \quad (2.1)$$

en donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi, $E_{\bar{\nu}_e}$ es la energía de los antineutrinos incidentes, E_R es el retroceso nuclear y

$$Q_W = N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) Z \quad (2.2)$$

es la carga nuclear débil. θ_W es el ángulo de mezcla débil y $F(q)$ es el factor de forma nuclear

$$F(q) = \frac{4\pi\rho_0}{Aq^3} (\sin qR - qR \cos qR) \frac{1}{1 + a^2 q^2} \quad (2.3)$$

en donde A es la masa atómica del núcleo, $a = 0,7 \times 10^{-13}$ cm es el rango del potencial de Yukawa considerado, $R = r_0 A^{1/3}$ es el radio nuclear, $\rho = 3/4\pi r_0^3$ es la densidad nuclear,

2.2. ESPECTRO DE ANTINEUTRINOS PROVENIENTES DE REACTORES NUCLEARES

con $r_0 = 1,3 \times 10^{-13}$ cm el radio promedio de un protón en el núcleo. Como el valor de $\sin^2 \theta_W \approx 0,238$ [14], en la Ec. 2.2 puede despreciarse el término entre paréntesis. Por lo que, para el silicio que tiene 14 neutrones en su núcleo, se espera una amplificación en un factor de 196 en la probabilidad de observar la interacción.

Dado que la sección eficaz es proporcional a N^2 , esta interacción es muy útil a la hora de observar procesos que involucren neutrinos ya que si los núcleos son pesados, se tiene una mayor probabilidad de interacción. En la figura 2.2 puede verse la comparación de esta interacción con los distintos procesos de neutrinos del modelo estándar. De esta figura es notable el hecho de que la sección eficaz en los procesos que involucran CEvNS es de varios órdenes mayor al *Inverse Beta Decay*, una de los procesos de neutrinos mas estudiados.

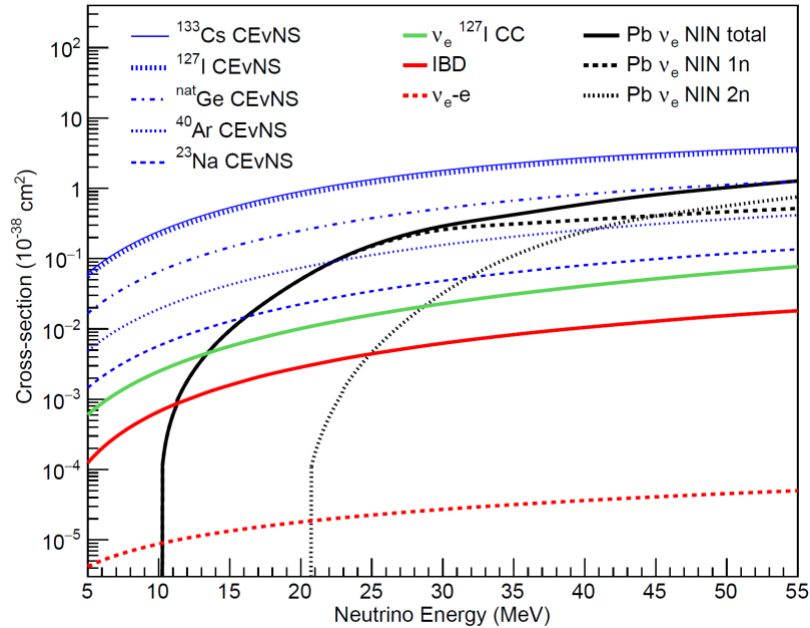


Figura 2.2: Comparación de la sección eficaz en función de la energía del neutrino de las diferentes interacciones de neutrinos del modelo estándar. Las interacciones mediante CEvNS para distintos núcleos se encuentran marcadas en azul y corresponden a la mayor probabilidad de interacción con neutrinos. Gráfico extraído de [7].

2.2. Espectro de antineutrinos provenientes de reactores nucleares

Los reactores nucleares son la fuente más intensa de antineutrinos ($\bar{\nu}_e$) generados aquí en la Tierra. El proceso por excelencia mediante el cual se producen antineutrinos dentro del reactor son los decaimientos β de neutrones que son parte de los núcleos de los

2.2. ESPECTRO DE ANTINEUTRINOS PROVENIENTES DE REACTORES NUCLEARES

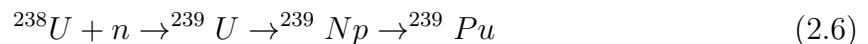
átomos productos de las fisiones del reactor:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.4)$$

donde n es el neutrón, p el protón y e^- el electrón. Dado que estos decaimientos ocurren gracias a los neutrones que están en los subproductos de la fisión del uranio, la tasa de producción de antineutrinos puede tomarse como proporcional a la potencia térmica del reactor[27]. Los antineutrinos se generan en el núcleo y como tienen muy poca probabilidad de interacción con la materia, se puede modelar al reactor como una fuente esférica de antineutrinos, emitiendo de la misma forma hacia todas las direcciones. Esta probabilidad de interacción es tan baja que ni el blindaje del reactor afecta al flujo de antineutrinos. Por lo tanto, a una distancia d del núcleo del reactor, el flujo se verá reducido por un factor $1/(4\pi d^2)$ debido a que la emisión tiene un frente de ondas esférico. Dentro de los reactores como los que se estudian en esta tesis, se encuentran varios procesos de producción de antineutrinos, para hallar el flujo y espectro total de antineutrinos hay que establecer y evaluar la contribución de cada proceso. La forma de evaluar cada contribución es calculando la energía liberada por la fisión de cada isótopo (ya que cada isótopo contribuye de forma distinta a la potencia térmica). Los decaimientos β de los productos de fisión provienen de la fisión de los cuatro isótopos fisibles en el núcleo (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu). Estos decaimientos producen el mayor número de antineutrinos, contribuyendo aproximadamente al 84 % del flujo total de antineutrinos provenientes del reactor. Cada isótopo fisible tiene su propio espectro. Para energías menores a 2 MeV se pueden utilizar valores tabulados para dichos espectros, para energías mayores se puede describir el espectro usando la expresión paramétrica[16] de la forma

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} = ae^{a_0 + a_1 E_{\bar{\nu}_e} + a_2 E_{\bar{\nu}_e}^2} \quad (2.5)$$

los parámetros de estos ajustes se determinan a partir de mediciones del espectro. Otro proceso que contribuye aproximadamente al 16 % del flujo de antineutrinos es la captura de electrones del núcleo de ^{238}U . Estos núcleos capturan el 0.6 de los neutrones por cada fisión vía la reacción



El decaimiento del ^{239}U produce dos antineutrinos. Finalmente para evaluar la contribución de cada proceso se tiene que sumar la contribución de cada isótopo fisionable y

2.2. ESPECTRO DE ANTINEUTRINOS PROVENIENTES DE REACTORES NUCLEARES

normalizando por la cantidad de antineutrinos por fisión. El flujo total de antineutrinos queda

$$\frac{d\Phi}{dE_{\bar{\nu}_e}} = \frac{n_f}{4\pi d^2} \left(\sum_{i=Isotope} \alpha_i \frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} \right) \quad (2.7)$$

en donde n_f es la cantidad de fisiones por segundo que se calcula a partir de la potencia térmica y considerando que la energía promedio liberada en cada fisión es 205.24 MeV.

2.2.1. Dos casos de estudio: Angra y Atucha

Para evaluar el impacto de un experimento implementando un Skipper-CMOS se analizará el caso de un experimento llevado a cabo en la ubicación de el experimento CONNIE (en Angra, Rio de Janeiro) y uno en la ubicación de vIOLETA (en Atucha, Buenos Aires). El reactor de Angra es un reactor con una potencia de 3950 MW térmicos y el de Atucha posee casi la mitad, 2161 MW térmicos. Ahora bien, utilizando la Ec. 2.7 y asumiendo que ambos reactores poseen la misma composición de combustible nuclear puede calcularse el flujo esperado de antineutrinos para un experimento en cada una de estas ubicaciones (Fig. 2.3).

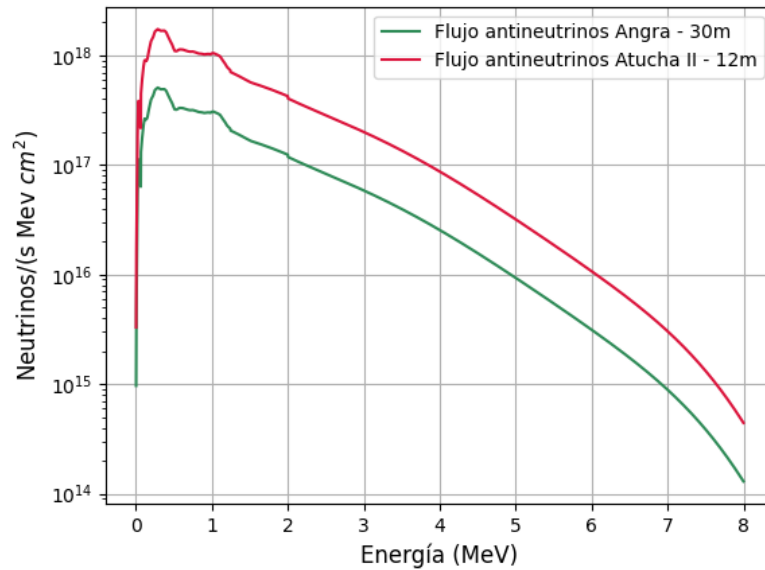


Figura 2.3: Flujo de antineutrinos de reactor para un detector ubicado a 12 metros del núcleo de la central nuclear de Atucha y a 30m ubicado en la central nuclear de Angra.

Como se puede observar en la figura, a pesar de que el reactor de Atucha tiene

2.3. TASA DE EVENTOS ESPERADOS

una menor potencia, su ubicación a 12 metros del núcleo (por la dependencia cuadrática del flujo) permite obtener una señal mayor de antineutrinos para todas las energías de neutrino.

2.3. Tasa de eventos esperados

La tasa de eventos diferencial como función de la energía de retroceso nuclear E_R puede calcularse como

$$\frac{dR}{dE_R}(E_R) = N_T \int_{E_{\bar{\nu}_e}^{min}}^{\infty} \frac{d\Phi}{dE_{\bar{\nu}_e}}(E_{\bar{\nu}_e}) \frac{d\sigma}{dE_R dE_{\bar{\nu}_e}}(E_{\bar{\nu}_e}, E_R) dE_{\bar{\nu}_e} \quad (2.8)$$

en donde N_T es la cantidad de núcleos en el detector, $d\Phi/dE_{\bar{\nu}_e}$ es el espectro de antineutrinos provenientes del reactor, $d\sigma/dE_R$ es la sección eficaz de la interacción de CEvNS. El límite de integración inferior es la energía mínima que tiene que tener un neutrino para ser capaz de producir algún retroceso en los núcleos del detector con una energía E_R , se calcula a partir de la conservación de momento como

$$E_{\bar{\nu}_e}^{min} = \left(E_R + \sqrt{E_R^2 + 2ME_R} \right) / 2 \quad (2.9)$$

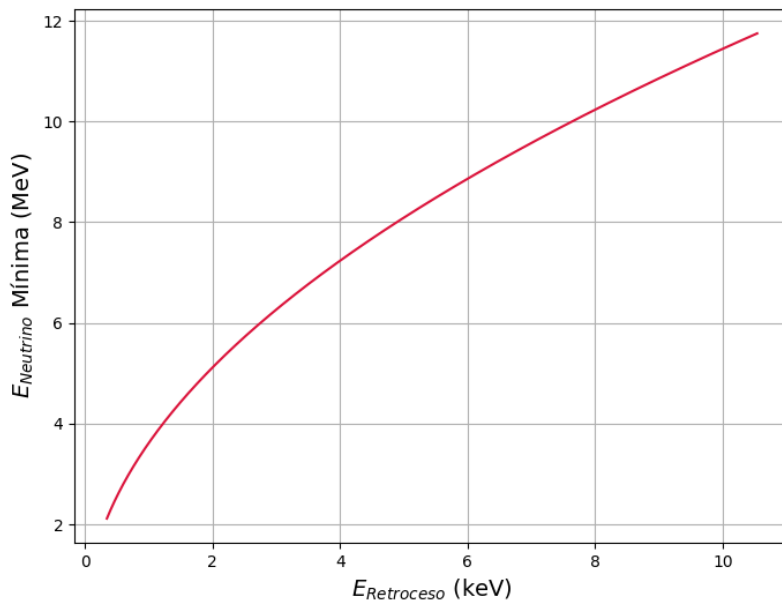


Figura 2.4: Energía mínima de un antineutrino incidente para producir un retroceso nuclear en el silicio del detector.

2.3. TASA DE EVENTOS ESPERADOS

La tasa total de eventos en este tipo de experimentos esta dada por

$$R = \int_{E_{th}}^{\infty} \epsilon(E_M) \frac{dR}{dE_M} dE_M \quad (2.10)$$

en donde E_M es la energía medida, $\epsilon(E_M)$ denota la eficiencia de reconstrucción del detector y E_{th} es el umbral de detección. El factor de eficiencia depende del detector considerado, por ejemplo para un Skipper-CCD la eficiencia puede tomarse como el 100 % a partir de 15eV. Asumiendo que si se tiene una energía de ionización en particular, la energía medida por el detector sigue una distribución gaussiana, la tasa diferencial de eventos en función de E_M es

$$\frac{dR}{dE_M} = \frac{\int_0^{\infty} G(E_M, E_I; \sigma_I^2) \frac{dR}{dE_I} dE_I}{\int_0^{\infty} G(E_M, E_I; \sigma_I^2) dE_I} \quad (2.11)$$

en donde

$$G(E_M, E_I; \sigma_I^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_I^2}} e^{-\frac{(E_M - E_I)^2}{2\sigma_I^2}} \quad (2.12)$$

con E_I la energía de ionización en el detector, $\sigma_I^2 = (0,034keV)^2 + FE_{eh}E_I$, F es el factor de Fano del silicio medido en [30] y E_{eh} es la energía promedio necesaria para crear un par electrón hueco en el silicio, 3.75 eV.

Para hallar dR/dE_I y poder calcular la integral se debe tener en cuenta el fenómeno de *quenching*. Cuando un retroceso nuclear ocurre dentro del detector, parte de su energía genera los portadores de carga que el detector luego puede captar como el evento. La otra parte de la energía contribuye a un incremento en la energía térmica del sistema. El factor de *quenching* Q de los retrocesos nucleares se define como la fracción total de la energía de retroceso E_R que se utiliza para producir la ionización

$$Q = E_I/E_R \quad (2.13)$$

Las mediciones realizadas a bajas energías para medir este factor pueden parametrizarse mediante el cociente de polinomios

$$Q(E_I) = \frac{p_3 E_I + p_4 E_I^2 + E_I^3}{p_0 + p_1 E_I + p_2 E_I^2} \quad (2.14)$$

2.3. TASA DE EVENTOS ESPERADOS

donde $p_0=56\text{keV}^3$, $p_1=1096 \text{ keV}^2$, $p_2=382\text{keV}$, $p_3=168 \text{ keV}^2$ y $p_4=155\text{keV}$. Esta ecuación resulta de realizar un ajuste a los datos experimentales del factor de *quenching* obtenidos por *Chavarria* [31] . A través de este modelo se puede reescribir a la tasa de eventos como

$$\frac{dR}{dE_I} = \frac{dR}{dE_R} \frac{dE_R}{dE_I} = \frac{dR}{dE_R} \frac{1}{Q} \left(1 - \frac{E_I}{Q} \frac{dQ}{dE_I} \right) \quad (2.15)$$

En donde si se grafica la relación entre la energía de ionización y de los retrocesos nucleares mediante el *quenching* se obtiene la Fig. 2.5.

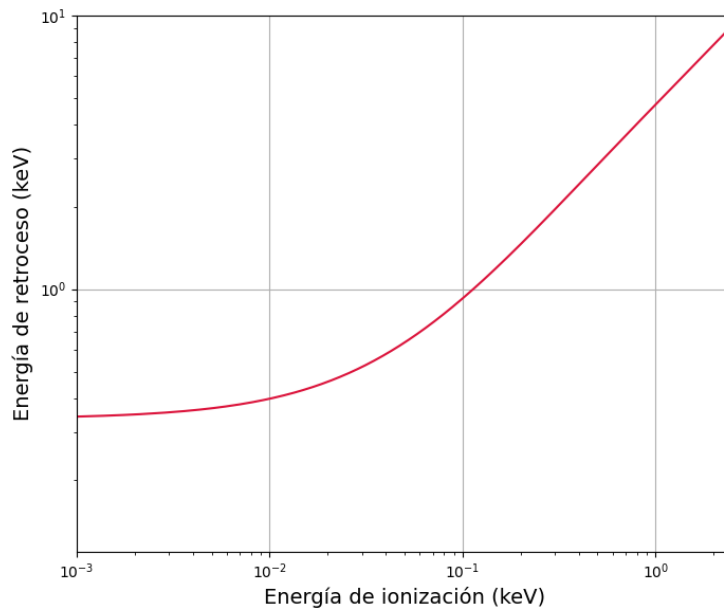


Figura 2.5: Relación entre la energía de retroceso y de ionización. La función descrita por este gráfico proviene de una parametrización a partir de las mediciones del quenching a baja energía realizadas en [31].

Por lo que ahora puede calcularse cada una de las tasas de eventos que fueron apareciendo en las ecuaciones de esta sección, como se ve en la Fig. 2.6.

2.3. TASA DE EVENTOS ESPERADOS

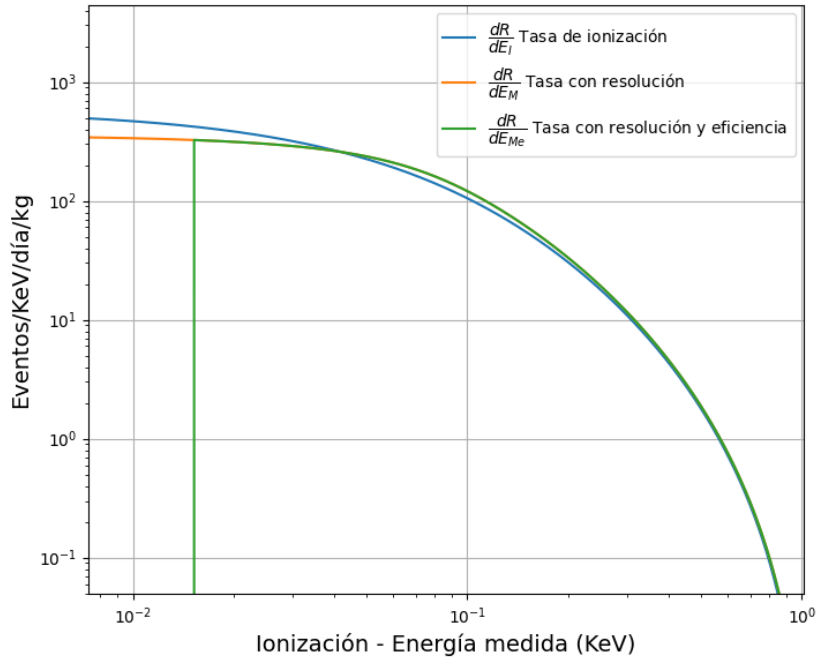


Figura 2.6: Tasa de eventos esperada en un detector de silicio por la interacción CEvNS.

La tasa de eventos final calculada, se encuentra expresada en unidades de keV/día/kg , esta unidad se denomina *dru* (*differential rate unit*) y es ampliamente utilizada en este área de física de partículas. Para hallar cuantos eventos se esperan por esta interacción en cierto rango de energía debe integrarse entre un límite superior y un límite inferior. La selección de estos límites suele optimizarse para obtener la mayor cantidad de eventos de antineutrino posible en dicho rango de energía. Los resultados presentados en esta sección son compatibles con análisis realizados para CCDs convencionales de silicio [11, 18] y Skipper-CCD. Esto se debe a que el Skipper-CMOS también será un detector basado en silicio por lo que los átomos contra los que se espera la interacción de antineutrino son los mismos. La principal diferencia que se tiene en este caso es la forma en la que escala la masa de detector.

2.3. TASA DE EVENTOS ESPERADOS

3. Fondo de eventos por radiación

En este capítulo primero se describe la contribución al fondo de eventos de experimentos de antineutrinos de reactor. Luego, se discute cómo el Skipper-CMOS sería capaz de disminuir este fondo a través de la implementación de un filtro activo. Al final del capítulo se presenta un algoritmo desarrollado en Python para detectar y clasificar eventos de partículas en imágenes de Skipper-CCD. Esto permite describir la proporción de eventos que no provienen de la señal que se quiere observar a partir del experimento. Este algoritmo no es el que se usará para vetar muones durante el experimento pero permite entender, de manera más cuantitativa, el impacto del Skipper-CMOS en los experimentos en los que se quiere implementar.

3.1. Fondo de eventos causados por radiación

Una de las principales motivaciones para el desarrollo de una tecnología como el Skipper-CMOS es la falta de resolución temporal que se tiene en el Skipper-CCD. Mientras que el bajo ruido de lectura permite disminuir el umbral de detección para hacer al Skipper-CCD una tecnología competitiva en la búsqueda de neutrinos y materia oscura, las imágenes tomadas por el detector se ven a menudo pobladas por deposiciones de energía debidas a factores externos del detector. Estas deposiciones de energía se deben a que inciden, sobre el detector, partículas provenientes de radiación ambiental y muones generados por rayos cósmicos. En el caso de experimentos de materia oscura es posible disminuir estas fuentes de contaminación en las imágenes realizando experimentos bajo tierra[19]. Para experimentos de neutrinos en reactores nucleares esto no es posible dado a que se está sujeto a las instalaciones del reactor. Muchos experimentos como CONUS, GEMMA y NUCLEUS logran bajar la cantidad de eventos a través de la implementación de filtros activos. En estos filtros, mediante un arreglo de centelladores y utilizando la resolución temporal de sus detectores, pueden vetar las señales del detector ante la presencia de un evento de fondo. Esto permite disminuir considerablemente la cantidad de eventos no deseados en los datos del experimento. En los CCD, los muones atravesando el detector tienen varias consecuencias. En primer lugar dejan una traza de alta energía sobre la imagen con un exceso de eventos de unos pocos píxeles y de baja energía a su alrededor, los cuales pueden ser removidos de la imagen pero disminuyen el área activa efectiva del detector.

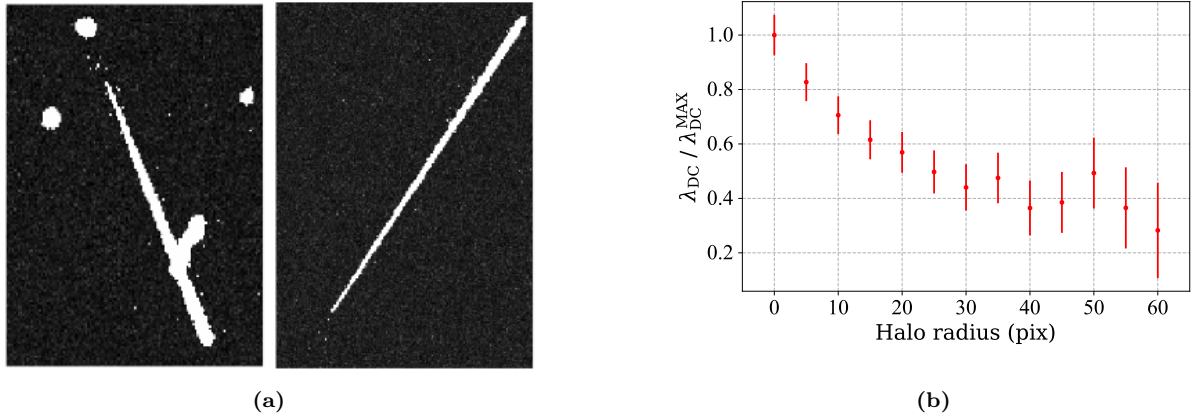


Figura 3.1: Impacto de los muones en imágenes de Skipper-CCD. (a) Trazas de muon tomadas con un detector Skipper-CCD bajo tierra. Las imágenes tienen un ruido sub electrónico por lo que pueden verse eventos de un electrón como puntos brillantes alrededor de cada evento de muon. (b) Proporción de píxeles con un solo electrón (normalizada para la imagen sin eliminar píxeles) en función de la cantidad de píxeles eliminados alrededor de un evento de alta energía (*Halo radius*). Imagen extraída de [29].

La otra consecuencia que trae la presencia de muones y que no es posible remediar mediante procesamiento de los datos es que, el paso de las partículas por el detector produce además radiación Cherenkov, que también es responsable de inducir eventos de un electrón en los píxeles del CCD[28]. Esta ionización secundaria es captada luego en las imágenes como un exceso de eventos pero sin la presencia del muón en la imagen.

3.2. Tiempo vivo en el muestreo con Skipper-CMOS

Gracias al bajo tiempo de lectura (del orden de los ms por píxel) de la tecnología Skipper-CMOS, en un experimento con estos detectores es posible filtrar muones a través de un filtro activo logrado con un arreglo de centelladores plásticos. Estos muones se deben a los rayos cósmicos e inciden sobre la superficie con una tasa medida en [32] de 100 muones por segundo por metro cuadrado. La proporción de imágenes del detector que no van a contener muones determina el tiempo vivo y esta íntimamente relacionado a la velocidad de muestreo. Como los muones inciden con una probabilidad que sigue una distribución de Poisson, es posible calcular la probabilidad de que tomando una medición durante un segundo no aparezca un muón en la imagen.

$$P(0 \text{ muones por imagen}) = e^{-\lambda} \quad (3.1)$$

3.2. TIEMPO VIVO EN EL MUESTREO CON SKIPPER-CMOS

en donde, $\lambda = \frac{100\sigma_{detec}}{fps}$ muones/m²/s, considerando un flujo de 100 muones por metro cuadrado por segundo. El parámetro σ_{detec} cuantifica el área del detector contra la cual inciden los muones, en el caso de un experimento con Skipper-CMOS este área correspondería a la región cubierta con los centelladores plásticos que conforman el filtro activo del detector, se asumirá por simplicidad que cubren 1m². Teniendo esto en cuenta se puede calcular el porcentaje de imágenes no vetadas que se obtienen para las distintas velocidades de muestreo (Fig. 3.2) . Estas imágenes son las que efectivamente serán analizadas durante el experimento. Las demás serán desechadas ya que no solamente tendrán muones, sino que también tendrán eventos originados en la radiación generada por el paso del muon. Estos eventos ambientales pueden ser confundidos con eventos de neutrino por lo que debe desecharse toda la imagen.

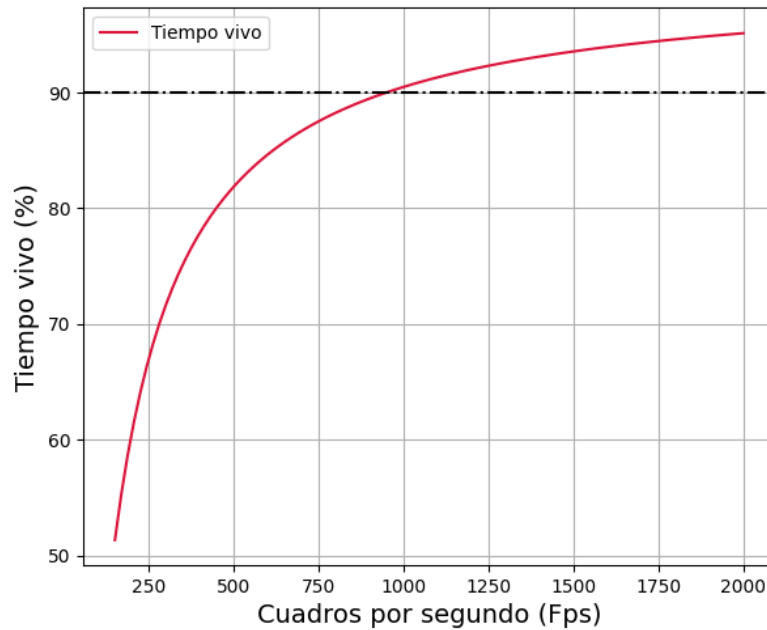


Figura 3.2: Tiempo vivo de muestreo para un filtro activo con 1m² de centelladores plásticos ubicados rodeando al detector.

3.2.1. Algoritmo de identificación de muones

Una primera aproximación que se puede hacer para cuantificar el impacto de muones y otros eventos de alta energía en un Skipper-CCD en superficie es un algoritmo que identifique los distintos tipos de eventos en una imagen. De esta manera se puede analizar el área ocupado por eventos de alta energía y sus halos para ver que porcentaje de la imagen está contaminada por eventos de radiación. Como un Skipper-CMOS será tam-

bién un detector pixelado de silicio, muchas propiedades de la metodología de análisis se comparten entre ambos detectores. Para crear y probar el algoritmo, se trabajó con datos tomados en Fermilab de un Skipper-CCD operando en superficie.

3.2.2. Extracción de eventos

Para encontrar el área ocupada por los eventos de alta energía en una imagen, lo primero que se puede hacer es aplicar un umbral de detección. Las imágenes con las que se trabajó vienen en formato FITS (*Flexible image transfer system*) y la carga de cada píxel, viene expresada en ADU (*Arbitrary Digital Unit*). Estas imágenes se calibran utilizando la resolución sub-electrónica para medir la distancia entre picos de carga y relacionarla con una distancia en electrones. De este modo la carga en las imágenes se puede expresar en unidades de energía utilizando que la energía promedio para crear pares de electrón-hueco en silicio es de 3.75eV [30]. Esto genera una imagen binaria que contiene un cero para aquellos píxeles debajo del umbral y un uno para aquellos que lo superan. (Fig. 3.3). Luego, mediante un algoritmo de clusterización, se pueden marcar aquellos conjuntos de píxeles por encima del umbral y asignarle una etiqueta a cada conjunto para analizar sus propiedades uno a uno. A estos conjuntos de píxeles se los denominará como *clusters*.

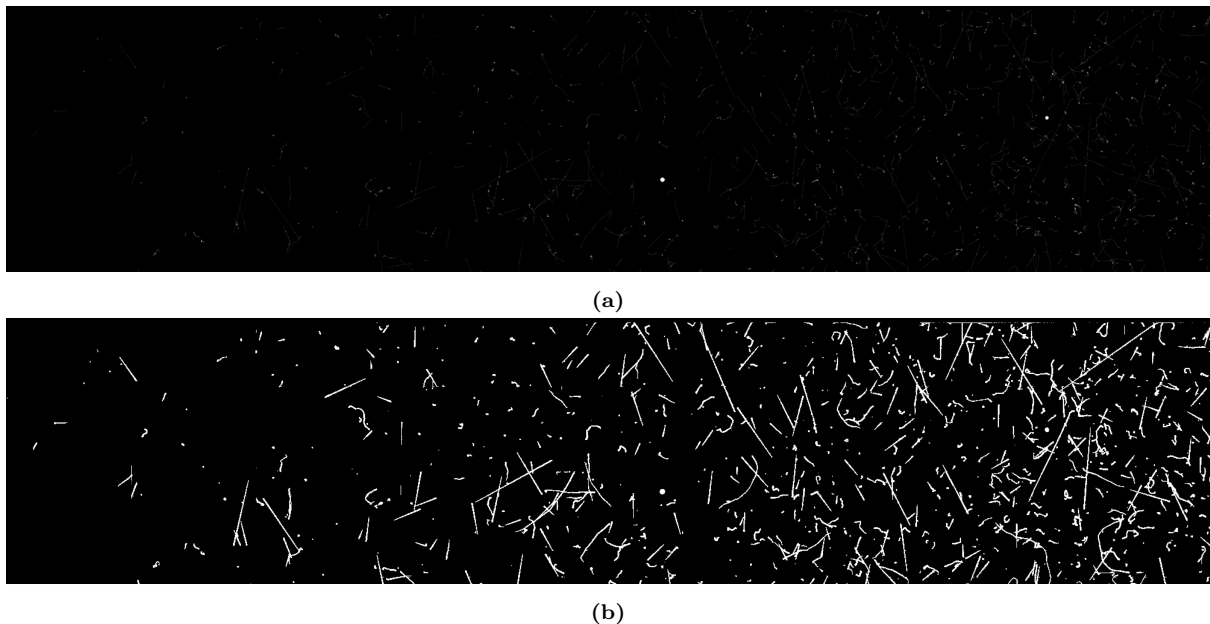


Figura 3.3: (a) Imagen tomada en superficie para un Skipper CCD con una exposición de aproximadamente 6 horas. (b) Imagen con un umbral de selección tomando solamente aquellos píxeles con más de 20 electrones.

3.2. TIEMPO VIVO EN EL MUESTREO CON SKIPPER-CMOS

Para identificar los posibles eventos de neutrino se deben buscar aquellos eventos limitados por la difusión. Como se mencionó anteriormente, estos son eventos que suceden en el volumen de silicio y difunden mientras migran a la superficie del CCD. Esto genera eventos que pueden ocupar uno o más píxeles dejando una traza circular en la imagen con un tamaño limitado por cuanto se puede difundir la carga en toda la profundidad del CCD. En el Skipper-CMOS se espera que este efecto de difusión sea mucho más bajo dado que el espesor con el cual se desarrollaría esta tecnología es de alrededor de $11\mu\text{m}$ mientras que el del Skipper-CCD es de $675\mu\text{m}$. Para clasificar los distintos eventos en detectores pixelados se puede recorrer las etiquetas de cada evento y medir propiedades geométricas y físicas de la traza. En primer lugar se pueden diferenciar los eventos con muchas partículas aplicando un corte al tamaño de los píxeles y a la energía. Un segundo paso es separar los eventos de muones de eventos de electrón, para ello se puede trazar una línea desde el principio y fin geométrico de cada evento y medir la distancia de cada píxel a la línea. De esta manera, podemos analizar la distribución de distancia de los distintos tipos de eventos, como el muón genera una línea recta la distribución tiene poca dispersión y se encuentra cercana a cero ya que la línea atraviesa a todo el evento y en el caso de los electrones la distribución es más ancha dado que por su poca masa, la trayectoria de un electrón en el material es curvada de forma errática y pierde energía al travesar el silicio Fig. 3.4.

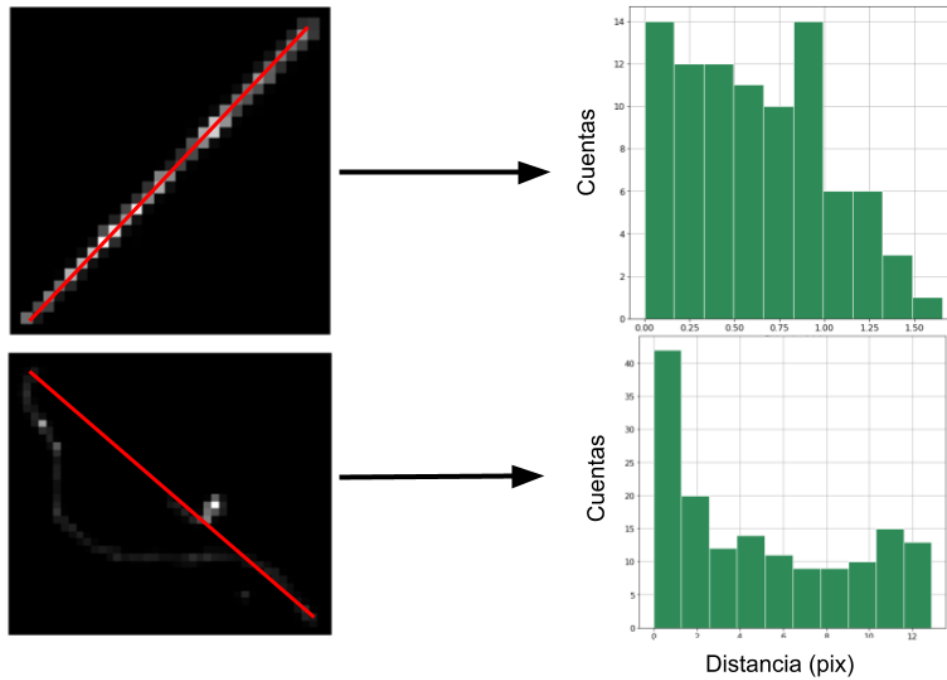


Figura 3.4: Arriba: Traza de muon con linea de guía en rojo, a la derecha puede verse el histograma de distancias de cada píxel a la linea. Abajo: Traza de electrón con linea de guía, el histograma en este caso es mas ancho y encontramos que parte del evento esta a mas de 10 píxeles de distancia de la linea de guía.

Aplicando un corte en estos histogramas y mirando otros parámetros geométricos como la solidez y la estipticidad (siguiendo [33]) se puede diferenciar con más de un 80 % de eficiencia entre eventos de muón y electrón. Para encontrar aquellos eventos limitados por la difusión (posibles neutrinos) se aplica un último corte a la imagen que mida la excentricidad de cada evento y su tamaño, se separan aquellos eventos con forma más circular y menores a 16 píxeles (Fig. 3.5) . De esta forma se logra aislar por un lado los eventos de posibles neutrinos y por el otro lado los eventos de las demás partículas.



Figura 3.5: Eventos clasificados por el algoritmo como posibles eventos de neutrino.

Una vez diferenciados los distintos tipos de eventos para cuantificar la proporción de los mismos en la imagen y como impactan se puede tomar un halo alrededor de cada

3.2. TIEMPO VIVO EN EL MUESTREO CON SKIPPER-CMOS

evento de alta energía siguiendo lo observado en la Fig. 3.1. La proporción de la imagen total que ocupan estos eventos de alta energía y sus halos es 0.72 mientras que, los eventos limitados por la difusión ocupan el 0.0015 del total de la imagen 3.6.

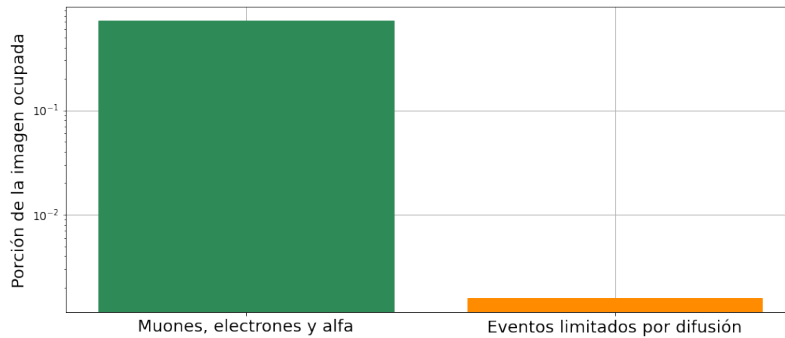


Figura 3.6: Proporción de la imagen ocupada por trazas de muones, electrones y partículas alfa tomando un halo de 20 píxeles alrededor de cada evento vs. proporción de la imagen ocupada por eventos limitados por difusión.

De esta forma puede verse que la mayoría de la imagen se encuentra ocupada por radiación que no es de interés para el análisis de la interacción CEvNS. Si el tiempo de lectura del Skipper-CCD fuera suficiente como para implementar un veto activo, podrían destacarse las imágenes que contengan muones y los eventos de un electrón inducidos por ellos.

3.2. TIEMPO VIVO EN EL MUESTREO CON SKIPPER-CMOS

4. Fondo de eventos introducido por el propio detector

En este capítulo se detallará como se modela la cantidad de eventos de fondo en el detector considerando los efectos de corriente oscura y de ruido de lectura. Se analizarán modelos donde la activación de cada píxel depende del umbral de detección que se escoge para la detección. En estos modelos, los píxeles pueden considerarse como independientes entre sí o formar *clusters* si se trata de píxeles aledaños que se activan por los efectos de fondo.

4.1. Simulación Monte-Carlo

Para entender la física que será posible observar utilizando un Skipper-CMOS es fundamental tener la capacidad de crear imágenes sintéticas que simulen de manera controlada cómo sería una toma de datos con el detector. Para lograr esto se creó un *software* de simulación (Fig. 4.1) que permite generar y guardar imágenes especificando el tamaño y el número de píxeles, el ruido de lectura, la cantidad de electrones de corriente oscura esperados por píxel por unidad de tiempo y los fotogramas por segundo para el muestreo del detector. Además, el programa cuenta con funcionalidades que permiten analizar las imágenes generadas. El formato en el que se guardan las imágenes generadas es el de un archivo .FIT que es un formato estándar diseñado originalmente para manipular datos de origen astronómico. Se eligió utilizar este formato ya que es el que manejan los Skipper-CCD en la actualidad y es con el que se planea generar las imágenes para el Skipper-CMOS.

4.1. SIMULACIÓN MONTE-CARLO

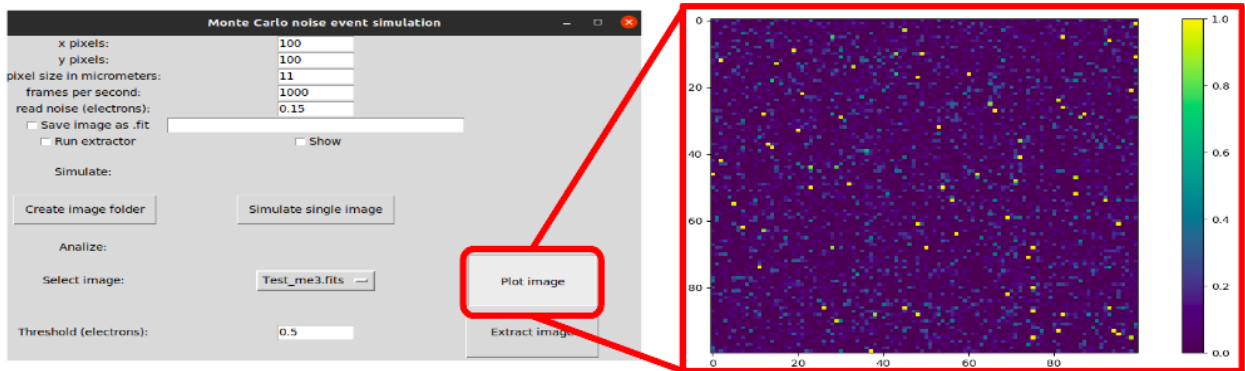


Figura 4.1: Interfaz gráfica del programa de generación de imágenes sintéticas por Monte-Carlo desarrollado en la tesis, junto con una imagen de muestra.

Como la electrónica en la que están basados los detectores con la tecnología CMOS permite generar imágenes con un tamaño del orden de los megapíxeles(Mp), se prevé que el tamaño de las imágenes obtenidas será de alrededor de 1.2Mp. Simular imágenes de este tamaño trae consigo un mayor costo computacional, ya que deben manipular archivos más pesados, como se ve en la Fig. 4.2.

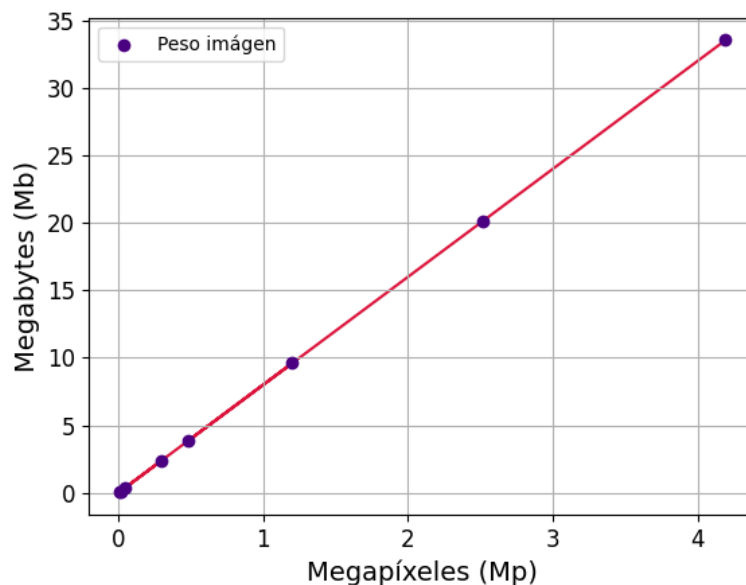


Figura 4.2: Peso de los archivos .FIT en función del tamaño de cada imagen simulada.

Si bien el tamaño de cada imagen en la Fig. 4.2 no es tan alto, dada la resolución temporal del Skipper-CMOS, simular al menos 1 segundo de experimento con 1000 fps (cuadros por segundo) puede significar tener que manipular 9.6Gb de archivos. Es más, como los experimentos que involucran a este tipo de detectores tienen largos periodos para

la toma de datos, si se quiere simular al menos 1 día de experimento se acumulan 829440Gb de archivos. Por esta razón y para ganar un mayor entendimiento sobre la distribución estadística de los eventos de fondo, se procedió a armar modelos que permitan estimar estadísticamente la cantidad de píxeles en las imágenes que superen un umbral de carga. Es decir, la cantidad de píxeles en donde se considera que hay un evento, estos eventos van a contribuir a la señal de fondo que se observa en el detector y deberán ser pesados contra la cantidad de eventos de neutrinos que se esperan por la interacción del CEvNS.

4.2. Modelo analítico para eventos de un píxel

Para estudiar la cantidad de eventos de fondo propio del detector que se espera en un Skipper-CMOS se tendrán en cuenta dos contribuciones: que un píxel tenga fluctuaciones de carga debidas al ruido de lectura o por causa de la corriente oscura. La literatura sobre el comportamiento estadístico de ambos tipos de ruido es sumamente amplia [22].

4.2.1. Ruido de lectura

El ruido de lectura es inherente a la electrónica del detector, el mismo aparece cuando la señal en un píxel es leída y convertida de analógica a digital, cuando se la amplifica y cuando se realizan operaciones sobre la señal para producir la imagen. Cuando se trata de un detector CCD, todos los píxeles son amplificados por la misma electrónica, por lo tanto el ruido de lectura asociado a dicho proceso es el mismo. En el caso de un CMOS al amplificar todos los píxeles en paralelo, el ruido en cada píxel es ligeramente distinto. En este análisis simplificaremos el estudio de los eventos generados por este tipo de ruido asumiendo que cada píxel del CMOS es afectado de la misma forma por la electrónica que lo compone. En general, al modelar detectores CMOS se utiliza la mediana o la media cuadrática de la distribución de ruidos ya que son las que mejor describen las distribuciones empíricas de ruido observadas en este tipo de detectores. Asumiendo que σ es el ruido de lectura del detector, podemos modelar a la contribución de este ruido como una distribución gaussiana (Ec. 4.1) con una desviación estándar igual al ruido de lectura y centrada en cero, ya que los distintos píxeles no están correlacionados entre sí.

$$G(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.1)$$

4.2.2. Corriente oscura

El fenómeno de corriente oscura depende de diversos factores. A menudo se lo utiliza como un término general para describir a la señal que se obtiene cuando un detector no está expuesto a una fuente luz o a otro tipo de estímulo (neutrinos, muones u otras partículas del Modelo Estándar). Sus orígenes físicos pueden ser diversos, ya que en muchos casos este ruido se manifiesta por la aparición espontánea de pares electrón-hueco en el silicio que compone la región activa del detector. Estos pares pueden ser generados por agitación térmica, por la aplicación de campos eléctricos para transportar carga o por defectos en el silicio del detector. La aparición de este fenómeno obedece una estadística Poissoniana ya que al tomarse una imagen, se tiene que cierta cantidad de pares electrón-hueco que se forman en el silicio en un intervalo de tiempo determinado. En los CMOS, la corriente oscura es alta, sin embargo, como se mostrará más adelante, gracias a la velocidad de lectura su efecto se ve reducido. Este tipo de fenómeno es particularmente notorio en aplicaciones que requieran tiempos de integración largos. Si la estadística que obedece este proceso es Poissoniana, entonces la función probabilidad va a estar por la expresión de la Ec. 4.2

$$P_k = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (4.2)$$

en donde k es el número de ocurrencias del fenómeno y λ es el número de veces que se espera que ocurra el fenómeno durante un intervalo dado. En el Skipper-CMOS, λ puede calcularse según la Ec. 4.3

$$\lambda = d_e AT \quad (4.3)$$

en donde d_e es la cantidad de electrones esperados por píxel por unidad de tiempo, A es el área del píxel y T es el tiempo de exposición de la imagen, que a su vez corresponde a la Ec. 4.4.

$$T = \frac{1}{fps} \quad (4.4)$$

4.2.3. Probabilidad conjunta

La variable aleatoria que corresponde a la carga que se induce sobre un píxel de manera estocástica por los mecanismos previamente mencionados se obtiene de la convo-

4.2. MODELO ANALÍTICO PARA EVENTOS DE UN PÍXEL

lución de ambas funciones de probabilidad. Como la distribución de Poisson es discreta se debe extender primero hacia todo el espacio mediante una delta de Dirac, Ec. 4.5

$$P(x) = \sum_k P_k \delta(x - x_k) \quad (4.5)$$

Por lo que al convolucionar ambas distribuciones se tiene

$$\begin{aligned} f(z) &= \int_{-\infty}^{\infty} P(x)G(z-x)dx \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_k P_k \delta(x - x_k)G(z-x)dx \end{aligned} \quad (4.6)$$

Utilizando la propiedad de la delta de Dirac para colapsar a la integral se obtiene,

$$f(z) = \sum_k P_k G(z - x_k) \quad (4.7)$$

Por lo que si P_k es la distribución de Poisson y G es la gaussiana, se tiene

$$f(z) = \sum_k \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(z-k-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.8)$$

Esta es la función densidad de probabilidad para la variable aleatoria z que se corresponde a la carga medida por el amplificador. La misma puede verse en la Fig. 4.3. En esta figura pueden apreciarse dos efectos distintos. En primer lugar, el espaciado entre cada pico refleja la cuantización de la carga del electrón proveniente de la distribución de Poisson. El alto de los picos y la posición de los mismos también se deben a la parte Poissoniana de la densidad. En segundo lugar, el efecto de la parte gaussiana de la densidad de probabilidad se encuentra en el tamaño de los valles que se forman entre pico y pico y en el ancho de los mismos.

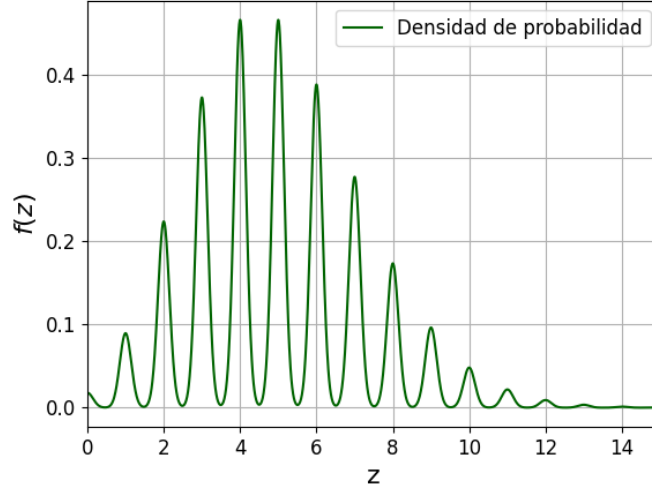


Figura 4.3: Densidad de probabilidad $f(z)$ utilizando los parámetros $\lambda = 5$, $\mu = 0$ y $\sigma = 0,15$.

Para calcular la probabilidad de que un píxel posea una carga menor a un umbral Q_{th} se debe integrar la función densidad hasta dicho umbral. Tomando $\mu = 0$ se tiene

$$P(z < Q_{th}) = \int_{-\infty}^{Q_{th}} \sum_k \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(z-k)^2}{2\sigma^2}} dz \quad (4.9)$$

Resolver esta integral requiere observar que la variable de integración actúa solamente sobre la parte gaussiana de la densidad de probabilidad por lo que,

$$P(z < Q_{th}) = \sum_k \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{Q_{th}} e^{-\frac{(z-k)^2}{2\sigma^2}} dz. \quad (4.10)$$

La integral que queda por resolver corresponde a la Función Error la cual puede computarse mediante métodos numéricos. Entonces, la probabilidad de que una fluctuación en la carga z sea menor que un umbral Q_{th} , viene dada por

$$P(z < Q_{th}) = \sum_k \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{(Q_{th} - k)}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (4.11)$$

La función que resulta de integrar a la densidad de probabilidad puede verse en la Fig. 4.4. En ella pueden las oscilaciones correspondientes a los picos en la carga de los

4.3. CÁLCULO DEL NÚMERO DE EVENTOS DE FONDO

electrones se manifiestan sobre la curva que describe el crecimiento de la probabilidad.

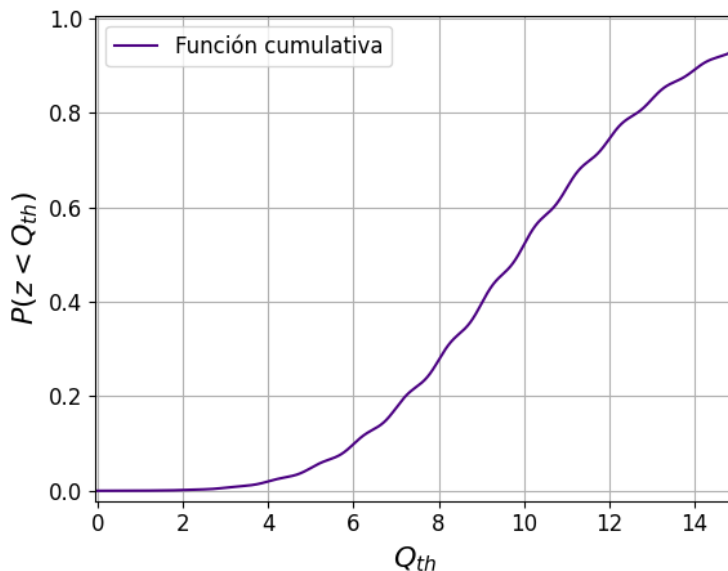


Figura 4.4: Función de probabilidad acumulativa para el cálculo de $P(z < Q_{th})$, utilizando los parámetros $\lambda = 5$, $\mu = 0$ y $\sigma = 0,15$.

Como se quiere modelar el ruido de fondo del detector, se considerará un evento si una fluctuación supera el umbral de detección Q_{th} preestablecido. En este caso, lo que se debe calcular es

$$P(z > Q_{th}) = 1 - P(z < Q_{th}) \quad (4.12)$$

4.3. Cálculo del número de eventos de fondo

A partir de la probabilidad de superar un umbral de carga obtenida en la sección anterior puede calcularse el número de eventos esperados para el Skipper-CMOS. Para calcular esto, primero se define un valor máximo hasta el cual se pretende calcular la probabilidad de ionización, para los propósitos de nuestro trabajo el límite superior de integración se fijó en $40e^-$. Luego, se integra a la densidad de probabilidad de la Ec. 4.8 entre el umbral máximo variando el valor del umbral mínimo en cada paso y dividiendo por el ancho de cada intervalo de integración. Para calcular la cantidad de eventos se multiplica a esta probabilidad por un factor de normalización que permite describir a la cantidad de eventos en unidades de dru , como se ve en la Ec. 4.13

4.3. CÁLCULO DEL NÚMERO DE EVENTOS DE FONDO

$$\text{Tasa de Eventos } (Q_{th}) = \frac{P(Q_{th} < z < Q_{max})N_{pix}fps}{86400 \times masa} \quad (4.13)$$

en donde, N_{pix} es la cantidad de píxeles totales del detector, fps los cuadros por segundo de la medición del CMOS, $masa$ es la masa activa del silicio del detector expresada en kilogramos y se divide por 86400 que es la cantidad de segundos en un día para expresar a esta cantidad en *dru*. En la Fig. 4.5 puede verse la tasa de eventos calculada para un ruido de lectura de $\sigma = 0.5e^-$, un ruido oscuro de $1.5e^-/\text{pix}/\text{seg}$ y 500fps.

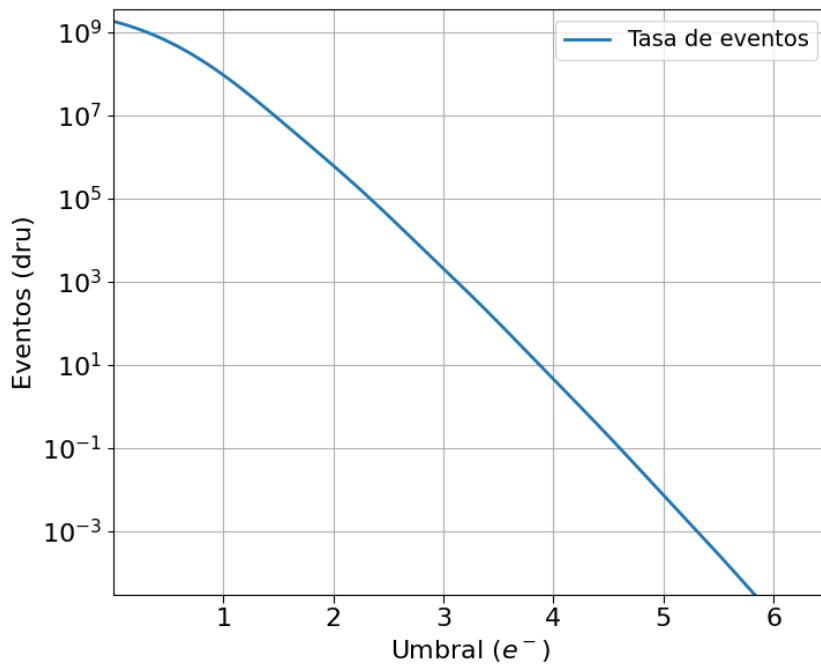


Figura 4.5: Tasa de eventos de fondo utilizando el modelo de activación de un píxel. En este caso se considera la activación de un píxel como tener la fluctuación de la variable aleatoria que describe su carga por arriba del umbral de carga (e^-).

Utilizando el programa descrito al inicio de esta sección, se simularon imágenes provenientes de un detector con las mismas características con las que se calculó la tasa de eventos de la Fig. 4.5. Una sección de 100x120 píxeles de una imagen de muestra puede verse en la Fig. 4.6.

4.3. CÁLCULO DEL NÚMERO DE EVENTOS DE FONDO

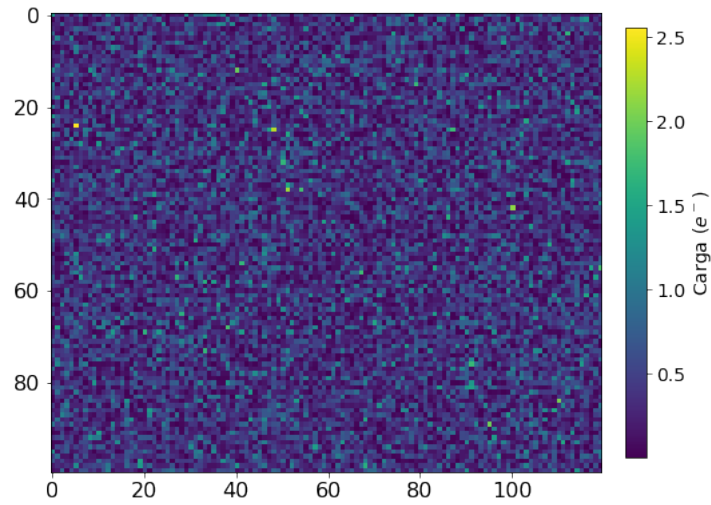


Figura 4.6: Corte bidimensional de 100x120 píxeles para una imagen simulada mediante Monte-Carlo.

En este caso, el modelo desarrollado permite calcular la cantidad de píxeles que superan un umbral de carga dado. Para comparar el modelo con la simulación, se contaron los eventos que superaban distintos umbrales para 500 imágenes simuladas. En la Fig. 4.7 se muestra la tasa de eventos contados de la simulación junto con el tasa eventos esperados mediante la Ec. 4.12.

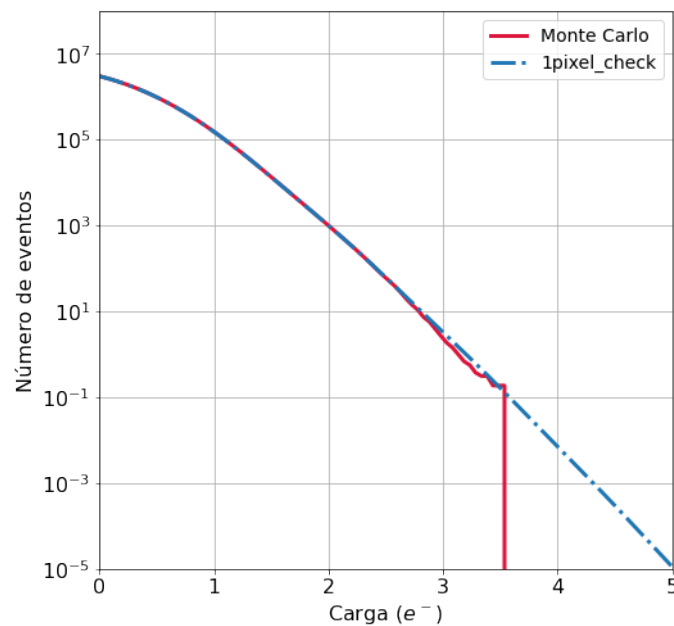


Figura 4.7: Comparación entre la cantidad de eventos medidos en una simulación Monte-Carlo y predichos por el modelo analítico.

Como se puede ver de la figura, la coincidencia entre la simulación Monte Carlo y el

4.3. CÁLCULO DEL NÚMERO DE EVENTOS DE FONDO

cálculo analítico es destacable. Al aumentar el número de electrones del umbral de carga puede verse que entre los 3 y 4 electrones el número de eventos de la comienza a alejarse del modelo analítico. Esto se debe a que al tener menor probabilidad de ocurrencia, se debe simular un conjunto mayor de imágenes para tener una estadística que represente mejor al Monte-Carlo, esto refuerza la necesidad de utilizar un modelo analítico para estimar los eventos de fondo.

Uno de los puntos de interés a la hora de elegir un detector Skipper-CMOS para realizar un experimento es el ruido de lectura y la cantidad de cuadros por segundo con los que se quiere medir. Para este modelo de fondo puede estudiarse cómo es el comportamiento de la tasa de eventos variando cada una de las características del detector. Primero, se fijó la cantidad de fotogramas por segundo del detector y se varió el ruido de lectura de $0,5e^-$ hasta $7e^-$. De esta forma se encontró que, como era de esperarse, al aumentar el ruido de lectura la tasa de eventos con carga alta aumenta. Esto se debe a que al estar solamente considerando eventos monopixelares independientes entre sí, por ejemplo si el ruido de lectura es de $0,5e^-$, logra ionizaciones mayores a $10e^-$ implica tener fluctuaciones de alrededor de 20 sigmas lo cual es prácticamente imposible. Por otro lado, se fijó un ruido de lectura, en este caso $0,15e^-$ y se varió la cantidad de fotogramas por segundo entre 0,5fps y 1000fps. El comportamiento observado es el inverso, al aumentar la cantidad de cuadros por segundo el espectro se vuelve más angosto y a la vez se predicen más eventos. Mientras que, al disminuir los fps se observan más eventos con carga alta pero menos eventos en total. Esto es así porque la corriente oscura esta íntimamente ligada a los fotogramas por segundo. Siguiendo la Ec. 4.3, el factor λ que modela a la distribución de Poisson de la corriente oscura es directamente proporcional al tiempo de exposición. Este tiempo es a su vez inversamente proporcional a los cuadros por segundo con los que mide el detector, resultando en que a mayor cuadros por segundo, menor es el factor λ y menor es el efecto de la corriente oscura. La variación en la tasa neta de eventos al cambiar los fotogramas proviene de la Ec. 4.13, al estar normalizando por día, si se aumenta la cantidad de cuadros por segundo se aumenta la cantidad de imágenes que se toman y por ende la cantidad de fluctuaciones que pueden llegar a ionizar el detector. En la Fig. 4.8 puede verse el detalle de ambos análisis, fijando el ruido de lectura y fijando los cuadros por segundo.

4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

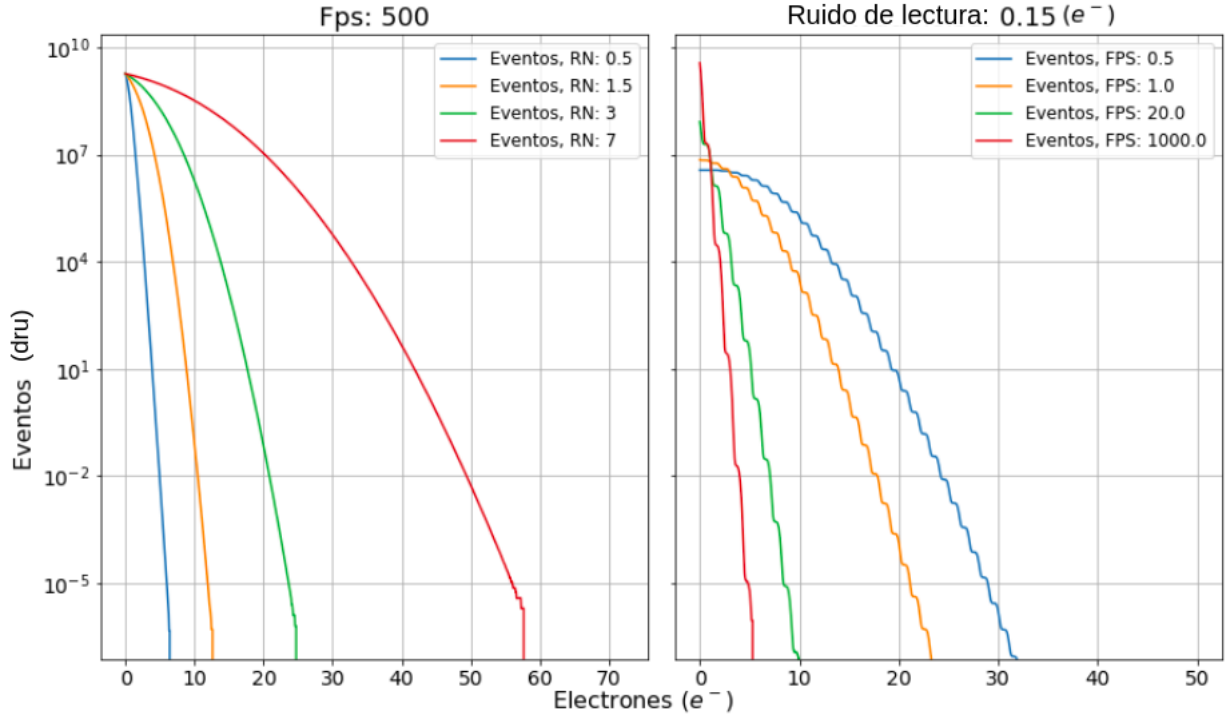


Figura 4.8: Comparación de el comportamiento del espectro fijando los cuadros por segundo (izquierda) y fijando el ruido de lectura (derecha).

4.4. Modelo analítico de distribución de tamaños

En el modelo solamente por energía de activación se asume que cada píxel es independiente y que no pueden haber eventos de varios píxeles. Esto hace que en el modelo haya muy poca probabilidad de tener un evento con energía alta. Para tener en cuenta la formación de clusters (dos o más píxeles activados consecutivos) se armó un modelo analítico que considera, dada una probabilidad de activación, cual es la probabilidad de que se formen clusters de distintos tamaños. Para armar este modelo ya no consideramos a un evento como la activación de un píxel (es decir que tenga carga por encima de un umbral) sino que, tener un evento de un solo píxel va a significar que un píxel se encienda y que tenga a los píxeles aledaños apagados. A su vez, como se considerarán los píxeles y sus vecinos, se debe introducir a la geometría del detector dentro del modelo. Si consideramos una red cuadrada y sus direcciones diagonales, un píxel posee 8 primeros vecinos. La probabilidad de un evento de un solo píxel entonces va a estar dada por la Ec. 4.14

$$P(\text{Evento tamaño } s=1) = P_{act}Q_{act}^8 \quad (4.14)$$

4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

donde P_{act} es la probabilidad de activación de un píxel dado el modelo de la sección anterior y Q_{act} es la probabilidad de que el píxel se encuentre apagado ($Q_{act}=1-P_{act}$). En este primer caso consideramos que un píxel o registra un evento con carga o no lo registra, lo que esto significa es el modelo no distingue entre un evento de un electrón y uno de 20 electrones.

En la figura 4.9, se puede ver la curva de eventos esperados para los distintos umbrales de detección en cada modelo. Para eventos con tamaño de 1 píxel ambos modelos coinciden para umbrales de detección altos (baja densidad de eventos), mientras que para umbrales bajos incrementa la discrepancia entre ambos modelos. Esto se debe a que en los eventos de la curva naranja se está considerando a un evento como, un píxel con carga mayor al umbral y sus ocho vecinos con carga menor umbral. Debido a esto, para umbrales comparables con el ruido de lectura la cantidad de eventos predicha por este modelo disminuye ya que se activan demasiados píxeles (densidad alta de eventos) y hay poca probabilidad de que sus vecinos no se activen.

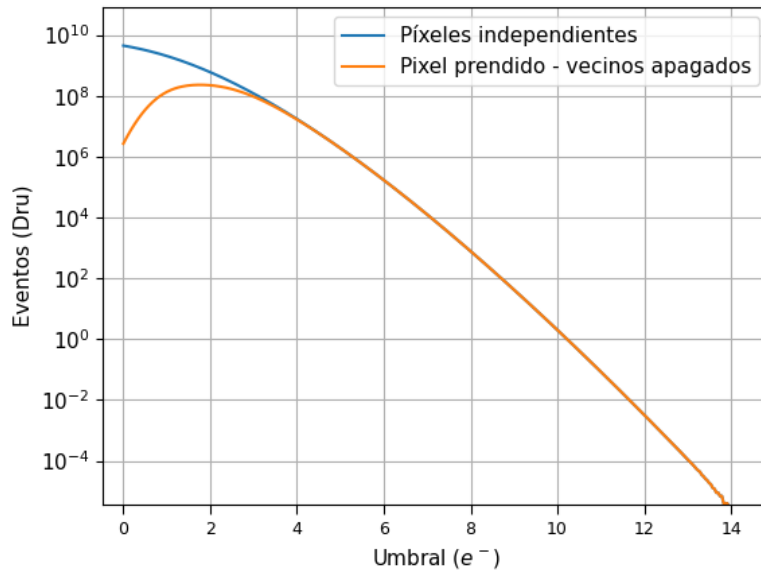


Figura 4.9: Comparación de la tasa de eventos para un modelo que considera como evento a píxeles independientes por arriba de un umbral y que considera como evento a píxeles con carga por arriba de un umbral y sus vecinos con carga menor a dicho umbral.

Si se quiere generalizar esto para eventos de cualquier tamaño se debe sumar sobre todos los ordenamientos posibles de píxeles activados. De esta manera se puede plantear la probabilidad de tener un cluster de tamaño s cómo la Ec. 4.15

4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

$$n_s = \sum_{pattern} N_{s,v(s)} P_{act}^s (1 - P_{act})^{v(s)} \quad (4.15)$$

donde la información de la geometría del cluster se encuentra codificada en la degeneración (más bien es la distinguibilidad) $N_{s,v(s)}$ de cada cluster (formas de rotar o reflejar un cluster y tener la misma probabilidad) y en la cantidad de píxeles vecinos sin activar del cluster $v(s)$. La sumatoria se realiza sobre las distintas formas (*patterns*) en las que se pueden formar los píxeles. Estas formas para una red cuadrada con las direcciones diagonales incluidas se denominan *pseudo-polyominos* o *Polykings*. El término *Polykings* hace referencia a la manera de moverse de un rey en un tablero de ajedrez (considera todas las direcciones diagonales), si no se consideran dichas direcciones las formas geométricas se denominan *polyominos*. No existe una fórmula cerrada que permita estimar la cantidad de *Polykings* para cada tamaño s , en la Tabla 4.1 puede verse la cantidad de formas independientes para distintos tamaños. Se consideran Formas Independientes a aquellos *Polykings* que definen a un grupo de formas con sus reflexiones y rotaciones.

Nombre	Tamaño	Formas independientes
Pseudo-domino	2	2
Pseudo-tromino	3	5
Tetraking	4	22
Pentaking	5	94
Hexaking	6	524
Heptaking	7	3031

Tabla 4.1: Características de los primeros *Polykings* para una red de píxeles cuadrada en dos dimensiones.

En la tabla 4.1 se denomina Formas Independientes a aquellos *Polykings* que no se encuentran conectados entre sí mediante las transformaciones de simetría habituales (traslación, rotación y reflexión). Como puede verse, la cantidad de *Polykings* escala muy rápido a medida que se incrementa el tamaño. Por este motivo, y dado que a su vez es difícil que un neutrino ionice a más de 4 píxeles del detector, se trabajara solamente hasta tamaño de cluster $s = 4$. Además, dado que los neutrinos son partículas pequeñas que inciden con poca energía, se espera que su alcance en el detector no supere los $30\mu\text{m}$. En la figura 4.10 pueden verse los primeros conjuntos de *Polykings* para dos dimensiones.

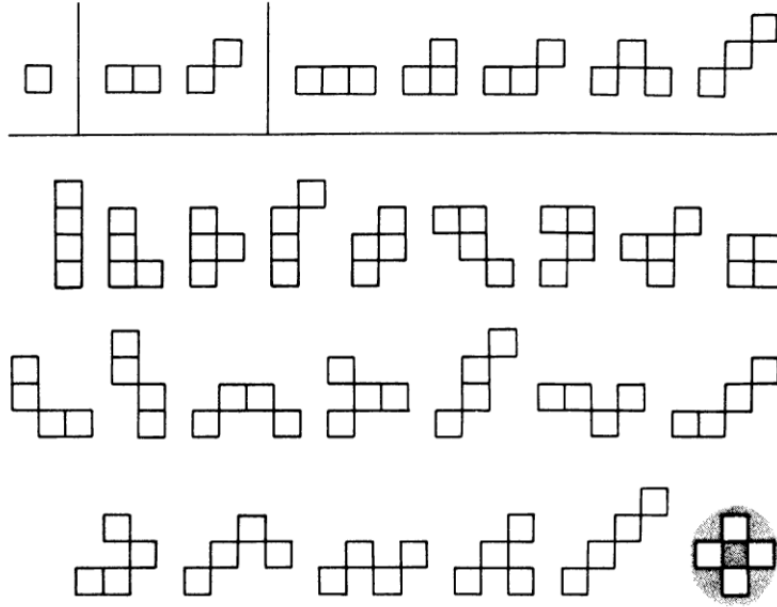


Figura 4.10: *Polykings* independientes para $s = 1, 2, 3, 4$ en dos dimensiones. Imágen extraída de [34]

Teniendo en cuenta los distintos *polykings* independientes para $s = 2, 3, 4$ y las simetrías de rotación y reflexión 2D correspondientes para cada uno, se puede escribir (usando la ecuación 4.15) una expresión para la probabilidad de tener eventos de los distintos tamaños.

$$n_2 = 2P_{act}^2(Q_{act}^{10} + Q_{act}^{12}) \quad (4.16)$$

$$n_3 = P_{act}^3(4Q_{act}^{15} + 2Q_{act}^{16} + 6Q_{act}^{12} + 8Q_{act}^{14}) \quad (4.17)$$

$$n_4 = P_{act}^4(21Q_{act}^{17} + 24Q_{act}^{18} + 8Q_{act}^{19} + Q_{act}^{12} + 28Q_{act}^{16} + 8Q_{act}^{15} + 18Q_{act}^{14} + 2Q_{act}^{20}) \quad (4.18)$$

En la figura 4.11 puede verse la comparación de cada una de estas ecuaciones variando la probabilidad de activación de un píxel. Estos polinomios poseen solamente dos raíces reales que corresponden a $P_{act} = 0$ y $P_{act} = 1$ lo cual tiene sentido ya que no se podrían tener clusters de tamaño 2 por ejemplo si están todos los píxeles activados o si ninguno de los píxeles se puede activar aleatoriamente.

4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

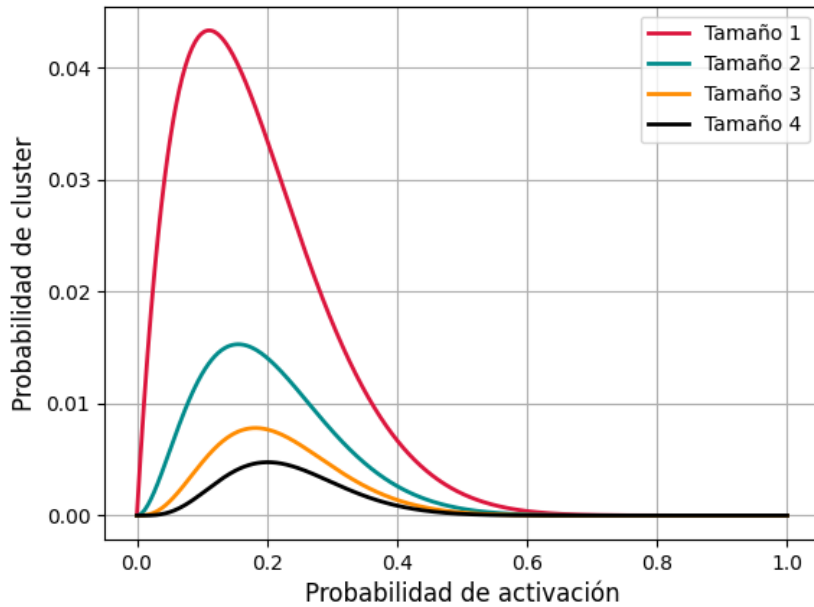
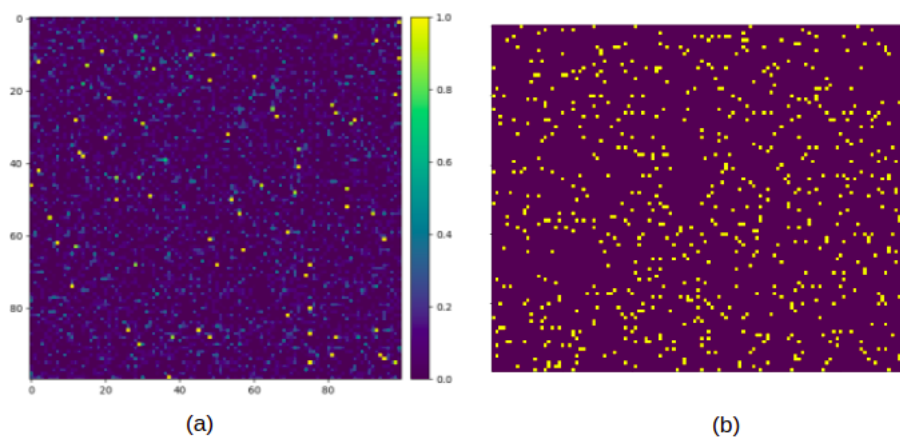


Figura 4.11: Comparación entre la probabilidad de formar un cluster de distintos tamaños para las distintas probabilidades de activación. Puede verse como disminuye la cantidad de clusters esperados al incrementar el tamaño.

Las distintas expresiones derivadas para este modelo fueron corroboradas mediante una simulación Monte-Carlo. Se armó una imagen típica de 2048x2048 píxeles con un ruido de lectura de $\sigma = 1e^-$, una corriente oscura de $1.5e^-/\text{pix}/s$ y un muestreo de 1000 fps. Una sección de dicha imagen de muestra puede verse en la Fig. 4.12a. Para calcular el espectro de tamaños, se varia el umbral de energía para el cual se detectan los eventos y en cada caso se fue contando cuántos clusters de tamaño $s = 1, 2, 3, 4$ hay en la imagen simulada. Al aplicar un umbral de detección a la imagen se forma una imagen binaria como la que se ve en la Fig. 4.12b.



4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

Figura 4.12: Extracción de la cantidad de clusters para un umbral de energía dado en una imagen simulada. (a) Sección de la imagen simulada de 2048x2048, la escala de color de la imagen se encuentra normalizada para tener un mejor contraste con las fluctuaciones de mayor carga. (b) Imagen binarizada para el conteo de la distribución de tamaño de cada cluster, se fija un umbral de detección, y se cuenta el tamaño de los distintos clusters que se observan en la imagen.

Una vez binarizada la imagen para cada umbral, se obtiene una distribución de tamaños que puede ser comparada con las ecuaciones para n_2 , n_3 y n_4 . Estos resultados pueden verse en la Fig. 4.13.

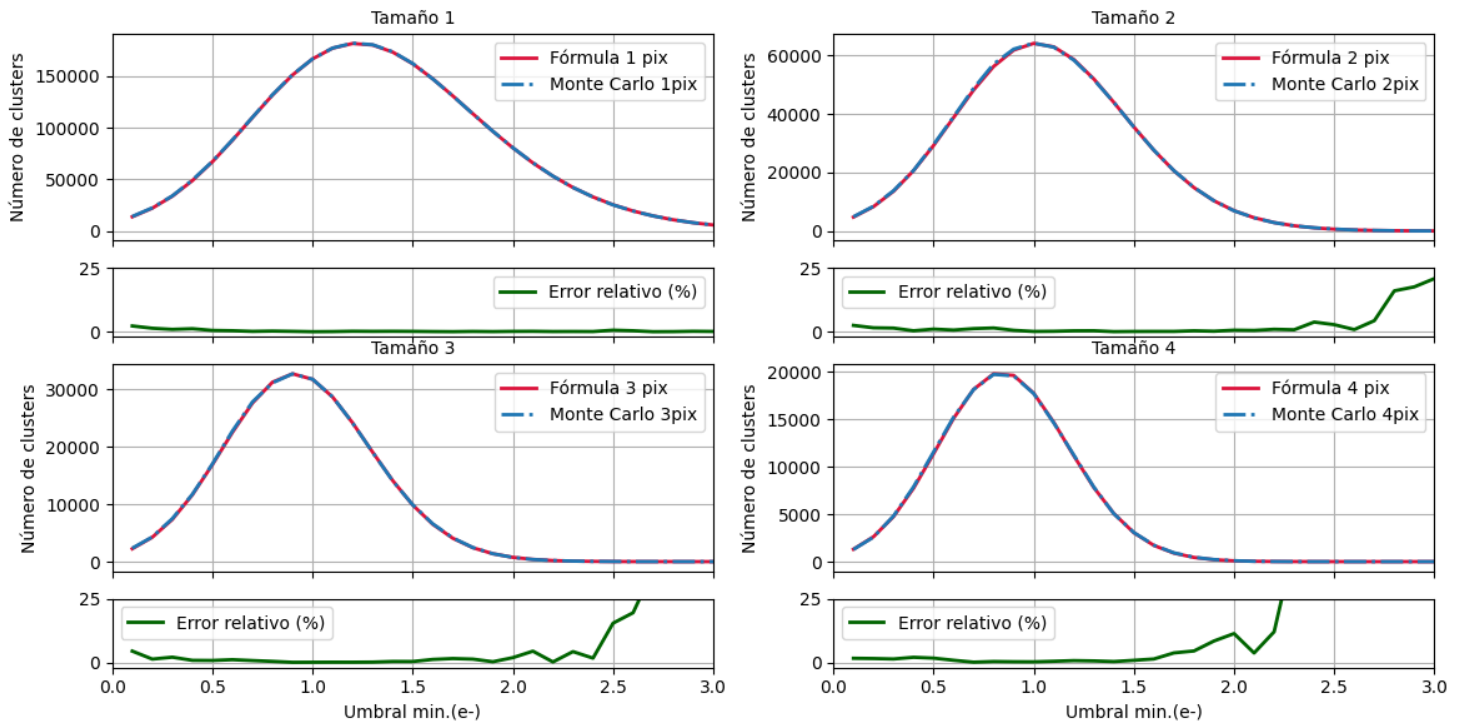


Figura 4.13: Comparación de la fórmula analítica de cada distribución de tamaño vs la simulación Montecarlo y el conteo de tamaño de clusters. Debajo de cada distribución de número de clusters puede verse el error relativo entre el modelo y la simulación por Montecarlo.

Como se ve en la figura, el modelo logra predecir con éxito el número de clusters con los distintos tamaños observados en las imágenes. Al incrementar el umbral de activación de un píxel se observa un incremento en el error relativo dado que, se requiere simular un set de imágenes sintéticas por Montecarlo más grande, para tener una mejor muestra estadística. Esto se vuelve evidente ya que para tamaño 1 el error relativo se mantiene bajo ya que en las simulaciones el número de eventos que se observan es más alto y disminuye a medida que se incrementa el tamaño de acorde con la Fig. 4.11

4.4. MODELO ANALÍTICO DE DISTRIBUCIÓN DE TAMAÑOS

Para construir un espectro de ruido que reproduzca fielmente al detector Skipper-CMOS, no alcanza con tener la distribución de tamaños ya que la misma no nos dice la carga de cada cluster o evento. Lo primero que se puede hacer con estas distribuciones es estimar una cota inferior para el espectro de ruido de fondo. Tomando como ejemplo, un detector de las características consideradas anteriormente, se puede calcular a partir del modelo la distribución de tamaños hasta $s = 4$. Ahora, como se tiene a la cantidad de clusters que hay con un umbral dado, se puede afirmar que el cluster de tamaño s tendrá como mínimo s veces la carga del umbral. Esto es así ya que para que un píxel se considere prendido, debe superar la carga umbral. Por lo tanto, se puede construir una cota mínima para el espectro sumando las contribuciones de cada tamaño (hasta $s = 4$) como se muestra en la Fig. 4.14.

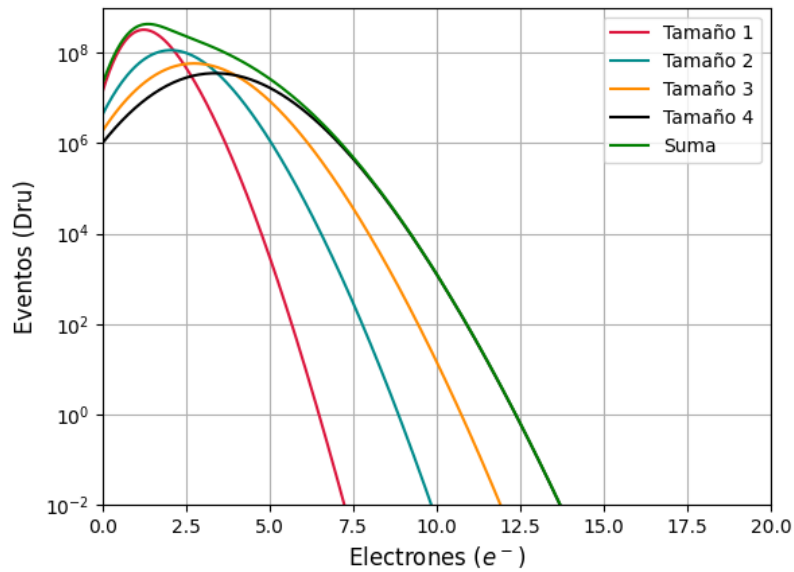


Figura 4.14: Estimación de fondo mínimo reconstruido a partir del modelo de distribución de tamaños. Para un detector con un ruido de lectura de $1e^-$ y 1000 fps.

Añadir en el modelo que los píxeles puedan formar clusters de hasta tamaño 4 permite ver que a medida que se incrementa el tamaño de los clusters se tienen eventos con mayor energía. Para ilustrar como este cálculo representa una cota mínima puede compararse la tasa de eventos obtenida con la de una simulación Montecarlo. Para hacer esta simulación en este caso no alcanza solamente con contar la cantidad de píxeles prendidos. Como permitimos que los píxeles formen *clusters* se debe recorrer cada evento sumando la energía total del mismo para armar el espectro esperado de cada imagen. De esta forma se simularon imágenes utilizando el *software* de simulación y se extrajo el espectro de

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

energía de cada una de ellas. Como se están buscando eventos que sean posibles neutrinos se eliminaron del análisis del espectro aquellos clusters de la simulación con tamaño mayor a 4 píxeles. En la Fig. 4.15 puede verse como se compara este modelo de cota mínima con un espectro reconstruido de un set de imágenes sintéticas.

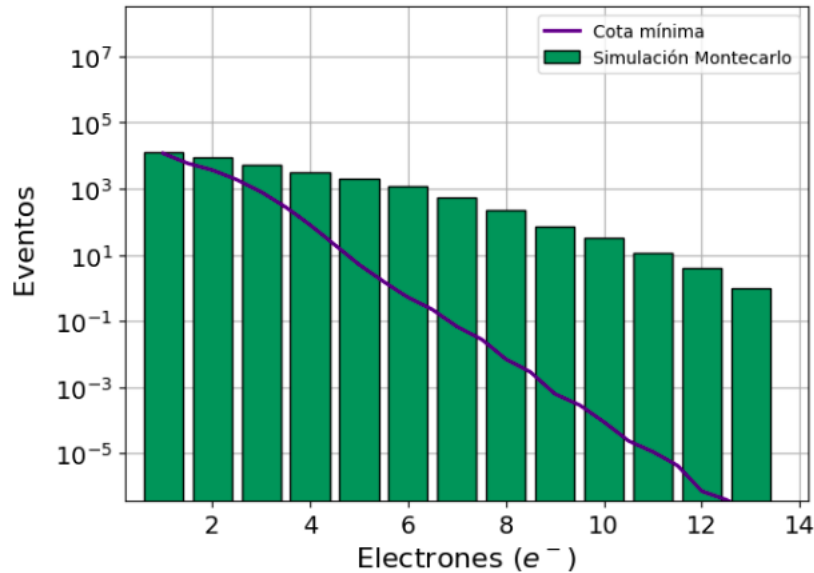


Figura 4.15: Comparación entre un espectro simulado de un set de imágenes sintéticas contra el modelo de la cota mínima de eventos de ruido.

Como puede verse, la cantidad de eventos predichos por el modelo cae mucho más rápido que en los eventos simulados por Montecarlo. Para poder reproducir con un modelo analítico al espectro se debe tener en cuenta este efecto de eventos de mayor carga. Una de las razones por las que decae tan rápido el espectro predicho por la cota mínima es que el mismo no considera eventos en donde los píxeles puedan tener niveles de carga diferentes. Por ejemplo, un clusters con dos píxeles, uno con un electrón de carga y el otro con dos electrones no es contabilizado por este modelo pero si aparece con frecuencia en la simulación.

4.5. Discretización de la carga y espectro analítico

Al estar tratando con umbrales de energía pequeños, es importante recordar que la carga en un píxel está discretizada. Si ahora se pregunta por la probabilidad de que un píxel obtenga exactamente una cantidad discreta de carga, deben modificarse los límites de integración sobre la función densidad de la Ec. 4.8. Para calcular este valor, podemos aprovechar los resultados obtenidos en la Ec. 4.10 para un nivel de carga arbitrario Q_{th} . Por ejemplo,

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

$$\begin{aligned}
 P(z = 2e^-) &= P(1.5e^- < z < 2.5e^-) = \int_{1.5e^-}^{2.5e^-} f(z)dz \\
 &= \int_{-\infty}^{2.5e^-} f(z)dz - \int_{-\infty}^{1.5e^-} f(z)dz = P(z < 2e^-) - P(z < 1e^-) \quad (4.19)
 \end{aligned}$$

entonces, por recurrencia

$$P(z = ne^-) = P(z < (n + 0.5)e^-) - P(z < (n - 0.5)e^-) \quad (4.20)$$

Iterando sobre cada nivel de ocupación, puede obtenerse la probabilidad de tener una dada cantidad de electrones en un píxel. En la Fig. 4.16 puede verse el resultado de construir un espectro teniendo en cuenta esta discretización.

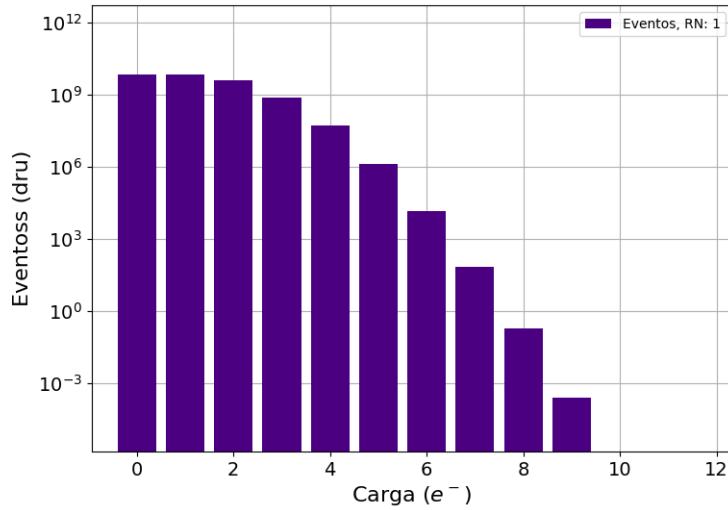


Figura 4.16: Espectro generado por ruido del detector con 1000fps y $1e^-$.

En este caso, los eventos contabilizados para este espectro son monopixelares. Como se vió en la subsección 3.2.1 es posible, mediante la distribución de tamaños, armar un espectro permita que los píxeles formen clusters. Combinando al modelo con la distribución de tamaños, y a la binarización de la carga, es posible armar un espectro que no solo permita que existan clusteres sino que también contenga información precisa sobre la carga de cada cluster. Calcular este espectro más detallado requiere cambiar la pregunta que se le hace al modelo. En vez de buscar cual es la probabilidad de que haya un evento

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

con una carga mayor a cierto umbral, se debe preguntar cual es la probabilidad de que haya un evento de tamaño menor a 4 píxeles, con una ionización dada en electrones. Para visualizar mejor el cambio de enfoque, se confeccionó la Fig. 4.17.

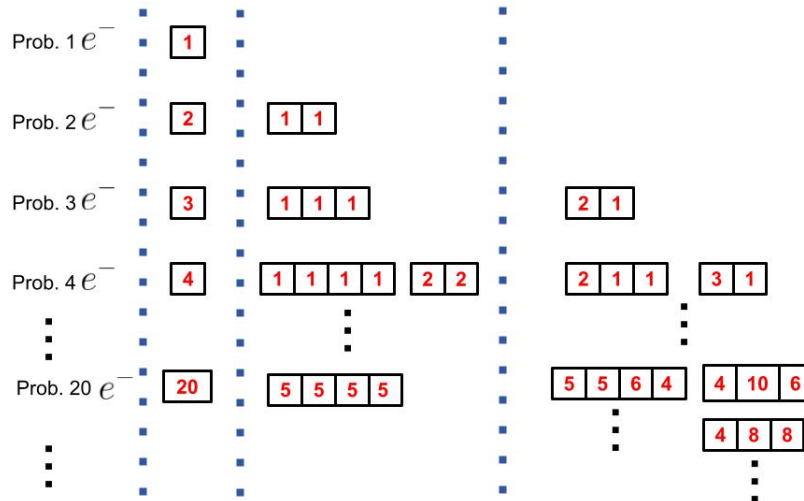


Figura 4.17: Esquema de visualización para el cálculo del espectro de energías de fondo. En la primer columna se tiene la probabilidad de tener solamente un píxel con la carga buscada. La segunda columna representa todos los píxeles con la misma carga, esta contribución puede obtenerse de el análisis de la distribución de tamaños. Por último se tiene los grupos de píxeles con distinta carga

Cómo se puede ver en la Fig. 4.17, para armar la probabilidad de tener un evento con una carga dada en electrones, hay que sumar las distintas formas de realizar cada evento. En la primer columna se encuentra diagramada la contribución a cada evento dada por el modelo que contabiliza la activación de un píxel y el hecho de que sus vecinos deban estar apagados, para valores de carga discretos. En la segunda columna se puede ver que ya entra en juego la clusterización. La probabilidad de tener estos eventos se puede conseguir a partir del modelo con distribución de tamaños, y usando como probabilidad de activación del píxel a la probabilidad considerando la carga discreta del evento. En la última columna se ve la contribución a los eventos combinando las distintas formas de tener píxeles que contribuyan a la carga del evento. En este caso, no basta simplemente con el modelo de distribución de tamaños sino que hay que hallar la partición entera correspondiente a la carga de la cual se quiere calcular la probabilidad y sumar sobre cada una de estas posibilidades. También se debe tener en cuenta que en este caso, los píxeles son distinguibles, por tener distinta carga cada uno. Esto hace que, por ejemplo, si se quiere calcular la probabilidad de tener eventos de $4e^-$, no solo debemos sumar al evento (2,1,1) sino que también hay que sumar al (1,2,1) y al (1,1,2). Aunque la mayoría de los eventos que componen a esa columna tienen baja probabilidad, al haber tantas

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

combinaciones posibles, resulta que su contribución termina siendo no nula. En la Fig. 4.18 se puede ver las particiones de tamaño menor a 4 de los números naturales hasta el 75. Para cada una de estas particiones a su vez, tiene que tenerse en cuenta las distintas orientaciones de un evento en el detector.

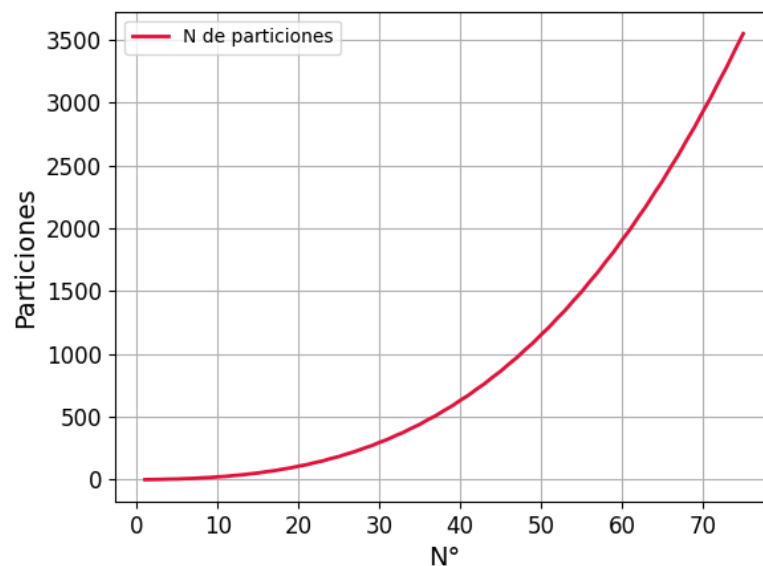


Figura 4.18: Cantidad de particiones para los números naturales con tamaño menor a 4. Puede verse el rápido crecimiento de esta curva que trae consigo un alto costo computacional a la hora de calcular cada probabilidad de la Fig 4.17 .

Se escribió el algoritmo en Python capaz de construir un espectro analítico siguiendo las indicaciones del esquema de la Fig. 4.17 y utilizando todo lo desarrollado a lo largo de este capítulo. Este algoritmo trae consigo un elevado costo computacional y sólo trabaja hasta eventos de tamaño 4 ya que se basa en los polinomios derivados en la sección anterior. Dicho espectro puede verse, junto con el espectro de cota mínima como referencia, en la Fig. 4.19. Cabe destacar que mediante este modelo puede escribirse la probabilidad de tener un evento con cada ocupación de electrones.

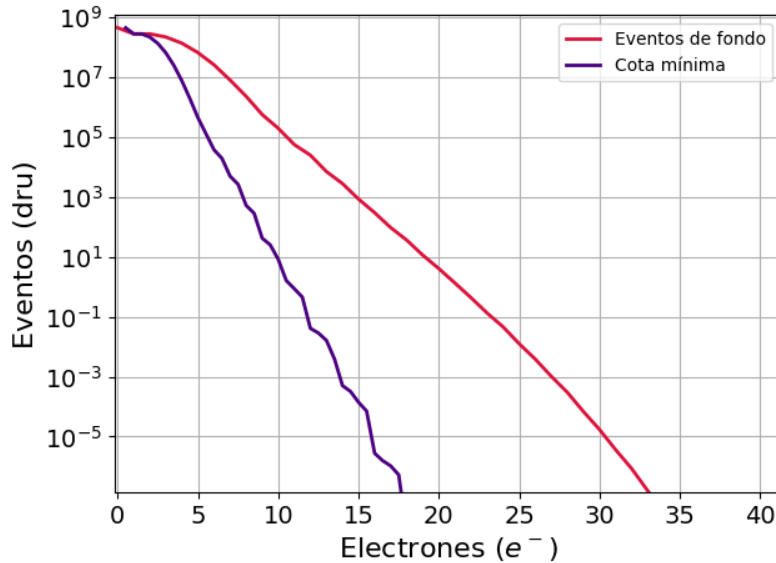


Figura 4.19: Comparación del espectro electrónico formado contabilizando los distintos tipos de eventos y la cota mínima obtenida en la sección anterior.

Como se puede ver en la Fig. 4.19, la tasa de eventos de fondo calculando la probabilidad completa de cada evento en el detector es mayor para niveles de ionización más altos. Esto se debe a que la curva roja posee la contribución de eventos de mayor tamaño con ionizaciones mayores a la del umbral de detección. En la figura, los eventos calculados mediante la cota mínima parecen superar los eventos calculados por el último método para ionizaciones menores a $1e^-$. Esto en la realidad no es significativo ya que para estos eventos se han sumado las contribuciones de eventos de tamaño 4 con 1, 2 y 3 electrones, lo cual no tiene sentido físico. La curva calculada con este modelo sobreestima a su vez a los eventos esperados para el Skipper-CMOS ya que en los cálculos de la probabilidad se tuvieron en cuenta *polykings* que no pueden formarse mediante eventos de neutrino por lo que no podrían, en el análisis ser confundidas por eventos del detector. Ambas curvas coinciden en el caso de $1e^-$ lo cual era esperado en este modelo al observar la Fig. 4.17. Nuevamente puede compararse el resultado de utilizar las expresiones analíticas con la simulación del espectro por Montecarlo utilizando un set de imágenes sintéticas. Utilizando la misma simulación que para la comparación con el espectro dado por la cota mínima puede verse que incluir las distintas combinaciones de píxeles logra reproducir mejor la cantidad de eventos esperada para números de electrones más altos (Fig. 4.20). Aun así, se observa una discrepancia entre el modelo analítico y las simulaciones. Esto puede deberse a varios factores como el tamaño finito de las imágenes o que la muestra de Montecarlo debe ser mayor en tamaño. De todos modos, este modelo de por sí ya sobre estima la

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

cantidad de eventos de fondo por lo que utilizarlo para realizar predicciones puede solo arrojar resultados conservadores.

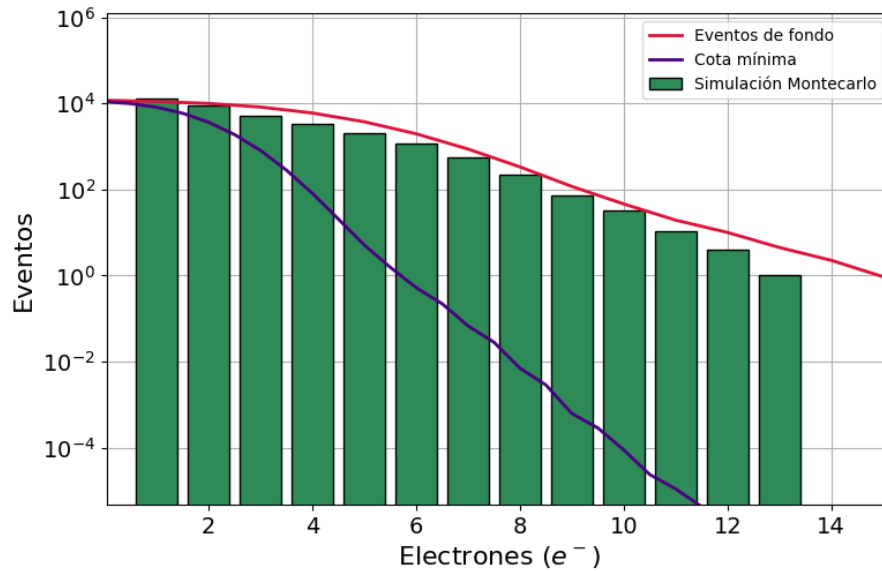


Figura 4.20: Comparación entre el espectro simulado por Montecarlo en un set de imágenes sintéticas, y dos de los modelos desarrollados a lo largo de esta sección. La curva roja corresponde al modelo de eventos de fondo considerando todas las orientaciones y particiones posibles para formar eventos. Este modelo logra recrear de manera más fiel el comportamiento del espectro de la simulación.

4.5. DISCRETIZACIÓN DE LA CARGA Y ESPECTRO ANALÍTICO

5. Análisis de sensibilidad

En este capítulo se utiliza la tasa de eventos esperados por la interacción CEvNS, calculada en el capítulo 2, junto con el modelo de eventos desarrollado en el capítulo 4. A partir de esto, se calcula la sensibilidad de un experimento de antineutrinos de reactor utilizando la tecnología Skipper-CMOS y se analizan sus distintos parámetros de construcción. A su vez, se tiene en cuenta el tiempo vivo de estos detectores y el fondo por eventos de radiación comentando en el capítulo 3.

5.1. Nivel de confianza

Para hallar la sensibilidad de los experimentos en función de la masa del detector y del tiempo de medición utilizaremos un criterio simplificado para medir la distancia entre la señal y el ruido del detector

$$S = \frac{\text{Señal}}{\sqrt{\text{Eventos de fondo}}} \quad (5.1)$$

donde Señal es la cantidad de eventos de física buscados para una dada masa de detector y un dado tiempo de medición. Por otro lado, la parte de Eventos de fondo va a tener dos contribuciones: la primera debida al fondo ambiental inducido por muones y decaimientos de fuentes radioactivas en el ambiente. Y la segunda, debida a eventos generados por fluctuaciones intrínsecas del detector. Como la cantidad de eventos de fondo está dada como la esperanza de una variable poissoniana, la Ec. 5.1 mide la distancia entre la señal montada sobre el fondo del experimento y el fondo del experimento solamente. Esto es porque, se cuantifica en unidades de la dispersión en la cantidad de eventos de fondo, cuantas veces la señal se separa del mismo. En experimentos de antineutrino de reactor la señal se obtiene tomando mediciones durante un periodo con el reactor apagado y otro periodo con el reactor prendido. Luego, se resta ambas mediciones para obtener la señal. En nuestro caso, al trabajar con simulaciones, la señal directamente es aquella dada por la interacción de CEvNS en el capítulo 2. Estar a un nivel de confianza del 95 % equivale a decir que la señal observada esta a 2σ de el fondo del experimento.

5.2. Eficiencia en la reconstrucción de neutrinos por efectos de fondo

Al incidir un neutrino en el detector CMOS, existe una probabilidad no nula de que el mismo incida sobre un píxel aledaño a un evento de ruido o sobre el mismo píxel que contiene a la fluctuación. Si esto ocurre, puede resultar difícil reconstruir la energía proveniente del neutrino o el tamaño del evento. Se simularon imágenes con distintos ruidos de lectura, se analizó cuantos píxeles por arriba de un umbral de detección se tienen por imagen y se formaron clusters a partir de esos eventos. Para cada cluster, se seleccionó el área circundante al mismo y se analizó que porcentaje de la imagen es ocupada por estas zonas (Fig. 5.1).

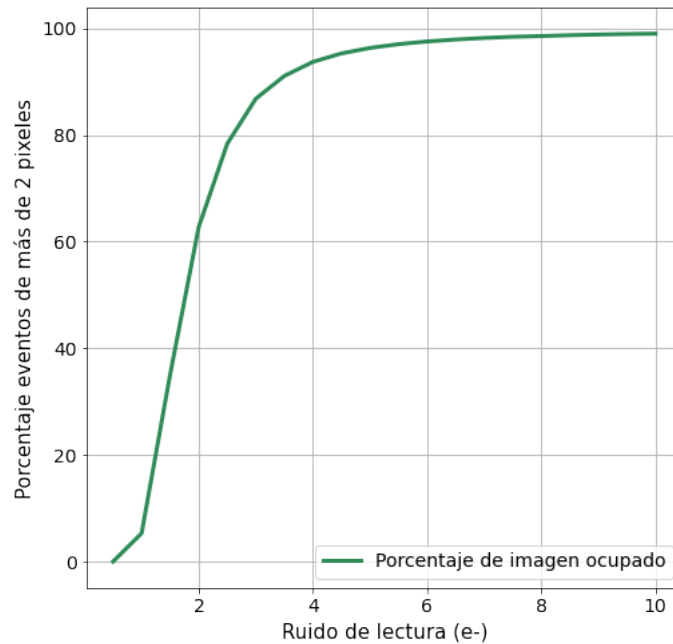


Figura 5.1: Porcentaje de eventos con más de dos píxeles para distintos ruidos de lectura. En este caso se considera como evento a un *cluster* de píxeles con más de $0.63e^-$.

Estas zonas de la imagen con fluctuaciones de varios píxeles ocupan un lugar físico en la imagen y por lo tanto introducen una pérdida de área en el análisis que debe tenerse en cuenta a la hora de estimar cuanta masa activa posee el experimento. A su vez, este efecto depende del umbral de detección que se escoge para el análisis. Para un experimento con ruido subelectrónico, suele considerarse que un píxel con más de $0.63e^-$ contiene un evento. Dado el ruido de lectura considerado en algunos casos analizados, el umbral puede ser mayor a esto, se debe elegir en ese caso, un umbral de detección

5.2. EFICIENCIA EN LA RECONSTRUCCIÓN DE NEUTRINOS POR EFECTOS DE FONDO

óptimo. El criterio de $0.63e^-$ se encuentra detallado en [29] y se corresponde con tomar un umbral tal que la probabilidad de clasificar a un píxel como vacío, teniendo un electrón sea igual a la de clasificar a un píxel vacío como si tuviese un electrón. Si por ejemplo, se aplicara ese criterio a una imagen con un ruido de lectura de $2e^-$, se tendría que toda la imagen esta ocupada por un evento gigante. Para cuantificar este efecto se simularon imágenes con una cantidad de neutrinos conocida y luego se simuló el ruido de la imagen para ver que porcentaje de eventos se pierde en la reconstrucción. Este porcentaje va a depender de qué valor de energía se toma como umbral de detección. La energía de los eventos de neutrino que son simulados en la imagen se toman del espectro calculado en el capítulo 2. La distribución espacial de los píxeles del evento de neutrino, se simulan con un tamaño máximo de 2 píxeles, dado el factor de llenado del Skipper-CMOS, y con posición uniforme en el detector. Se asumió, para la simulación que la energía en cada píxel del evento de neutrino se deposita de forma uniforme entre ambos píxeles del evento. En la Fig. 5.2 puede verse una imagen con 50 eventos de neutrinos simulados, en una imagen de 150×150 pix para poder visualizar mejor como se ven estas simulaciones. En dicha figura a su vez, puede verse la imagen binaria generada al aplicar un umbral de detección. En este caso la imagen simulada tiene un ruido de lectura de $0.6e^-$ y $1.5 e^-/\text{pix}/\text{seg}$ de ruido oscuro con 1000fps.

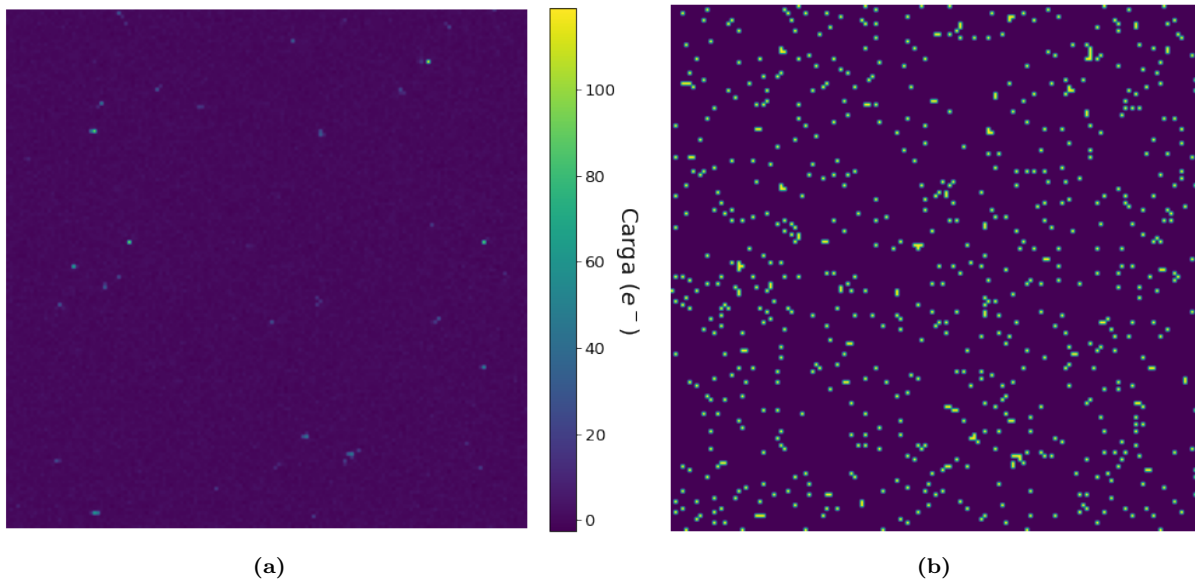


Figura 5.2: (a) Simulación de una imagen con 50 eventos de neutrino tomados con la distribución de energías calculada en el capítulo 2. (b) Misma imagen con neutrinos pero aplicando un umbral de detección de cuatro veces el ruido de lectura. Puede verse que aparecen distintos eventos de fondo propio del detector. Estos eventos afectarían a la reconstrucción de neutrinos si las fluctuaciones aparecen cerca de un evento.

5.2. EFICIENCIA EN LA RECONSTRUCCIÓN DE NEUTRINOS POR EFECTOS DE FONDO

Fijando un ruido de lectura y variando para una imagen el umbral de detección de eventos se obtiene la Fig. 5.3. En este caso, la eficiencia se define como el porcentaje de eventos de neutrino que se detectan en la imagen antes y después de agregar el fondo por ruido de lectura y la corriente oscura. Detectar o no un neutrino en este caso sería obtener, en la imagen con el fondo agregado, el mismo tamaño y la misma energía (dentro de cierto rango) de los eventos de neutrino incertados.

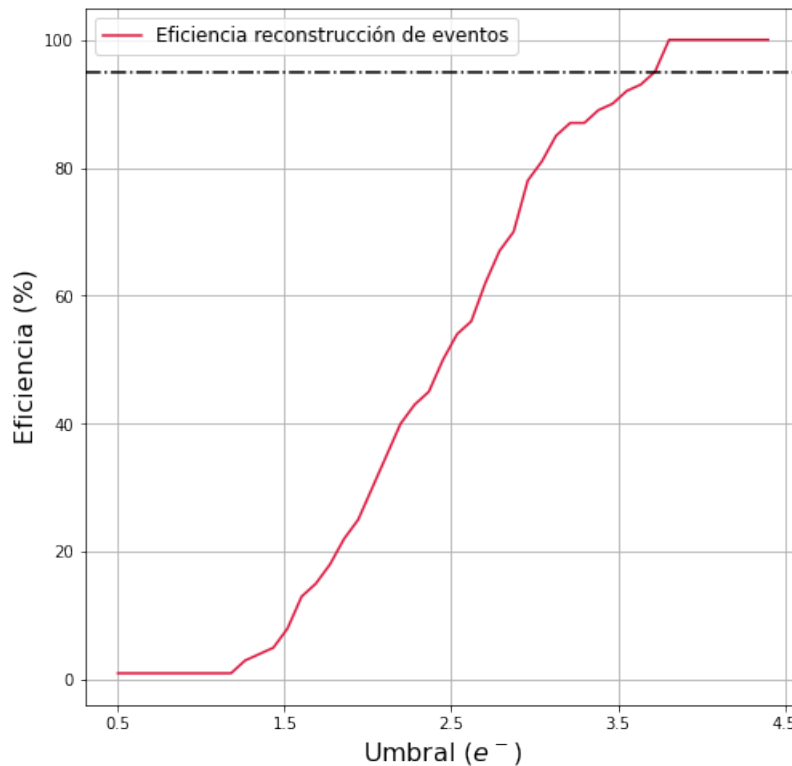


Figura 5.3: Eficiencia en la reconstrucción de eventos de neutrinos con un ruido de lectura de $1e^-$ y 1000 fps variando el umbral de detección. Se alcanza el 95% de eficiencia alrededor de $3.8e^-$ de umbral de detección.

La cantidad de eventos de intrínsecos del detector para los distintos umbrales a su vez, depende del ruido de lectura. Repitiendo este análisis para distintas imágenes con distintos ruidos de lectura se puede obtener el umbral óptimo para reconstruir estos eventos. En la Fig. 5.4 se tiene un ajuste lineal con una pendiente de $(4,08 \pm 0,14)e^-$ para los distintos umbrales en función del ruido de lectura.

5.3. IMPACTO CIENTÍFICO DE LA TECNOLOGÍA CMOS

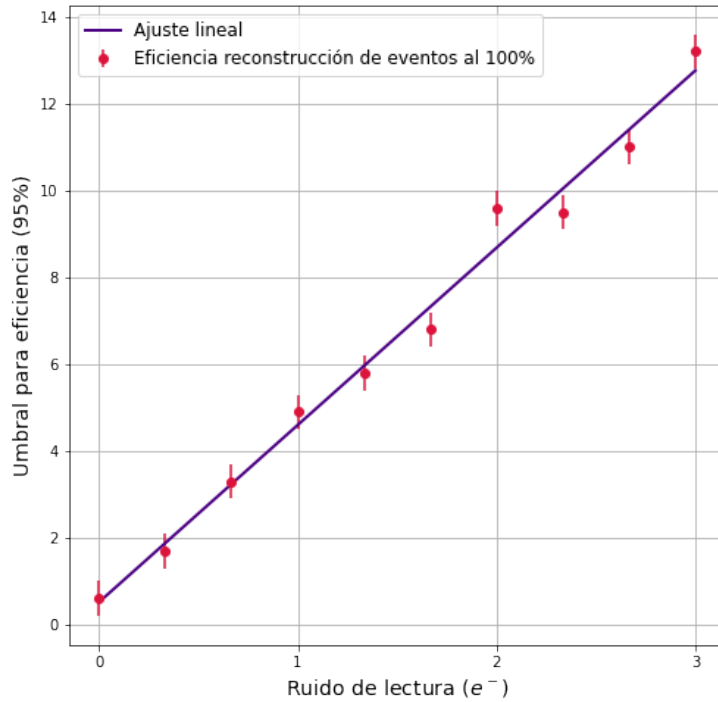


Figura 5.4: Umbral de detección necesario para alcanzar una eficiencia del 100 % en la detección de neutrinos en las imágenes de Skipper-CMOS en función del ruido de lectura. Las barras de error corresponden a la dispersión obtenida al repetir la simulación varias veces.

A partir de esta simulación es posible afirmar que si se toma un umbral de detección que sea aproximadamente cuatro veces el ruido de lectura, se tiene una muy alta eficiencia de reconstrucción. Este criterio de tomar cuatro veces el ruido de lectura, a su vez es utilizado en varios experimentos de neutrinos de reactor como CONNIE empleando CCD estándar.

5.3. Impacto científico de la tecnología CMOS

Para estudiar el impacto que tendría un detector Skipper-CMOS se estudiará el caso de que el detector tenga características presentadas en la Tabla 5.1. Estas características son realistas teniendo en cuenta el proceso de fabricación de la empresa TowerJazz y el estado actual de sensores CMOS[35]. Una forma de evaluar esto es calcular la sensibilidad de un experimento de antineutrino de reactor para detectar la interacción de CEvNS, utilizando la Ec. 5.1.

5.3. IMPACTO CIENTÍFICO DE LA TECNOLOGÍA CMOS

Parámetro	Valor
Tamaño píxel	15 μm
Dimensiones	2048x2048 pix
Profundidad	(11-15) μm
Ruido de lectura / muestra	$1e^-$
Corriente oscura	$1.5 e^-/\text{pix}/\text{seg.}$
Frames per second (fps)	1000

Tabla 5.1: Parámetros del detector Skipper CMOS de prueba.

Dado el detector, y los parámetros de la Tabla 5.1, es posible calcular los eventos de fondo propios del detector utilizando el modelo de eventos desarrollado en el capítulo 4. Para esta parte del análisis se considerarán eventos de fondo de 4 píxeles de tamaño. Esto es porque, dado el factor de llenado del Skipper-CMOS, hay una probabilidad no despreciable de que un neutrino incida en el espacio entre píxeles y se comparta su carga. Por otro lado, la cantidad de eventos de fondo esperados por el fondo de radiación es uniforme en los distintos intervalos de energías. Recientes mediciones del fondo de eventos cósmicos en detectores CCD de silicio en superficie indican que la tasa de eventos es de 10kdru [32]. Juntando este valor con los eventos calculados del ruido del detector, se tiene el espectro total de eventos de fondo que se muestra en la Fig. 5.5.

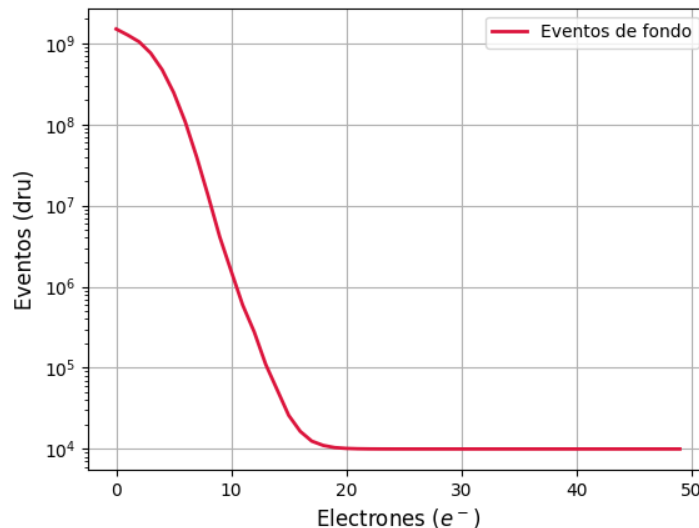


Figura 5.5: Tasa de eventos para distintos niveles de energía considerando los eventos causados

5.3. IMPACTO CIENTÍFICO DE LA TECNOLOGÍA CMOS

por el fondo de radiación del experimento y los eventos causados por las fluctuaciones intrínsecas del detector. Se tiene un fondo uniforme de 10kdru en todo el espectro de energías gracias a la radiación de fondo y la parte del espectro que incrementa a baja energía se debe a los eventos propios del detector.

Por otro lado, la señal proveniente de las interacciones de neutrinos con el silicio del detector mediante CEvNS puede ser calculada siguiendo la metodología del capítulo 2. Para combinar ambas señales debe tenerse en cuenta que en la Fig. 5.5 el espectro se analiza en base a la cantidad de electrones del evento.

Para evaluar el impacto de la tecnología Skipper-CMOS se analizará la señal proveniente de dos reactores distintos y con el detector ubicado en distintos puntos. En primer lugar se calculó la tasa de eventos para un detector ubicado a 30m del núcleo del reactor de ANGRA y en segundo lugar se calculo la tasa para el detector a 12m de ATUCHA II en Buenos Aires. Los eventos esperados en los distintos rangos de energía pueden verse en la Fig. 5.6. En este caso se utiliza que la eficiencia de reconstrucción de neutrinos es del 100 % para energías mayores a 15eV. Este es el caso para el Skipper-CCD y se estima que, en base a la Fig. 5.4 el caso del Skipper-CMOS seña similar.

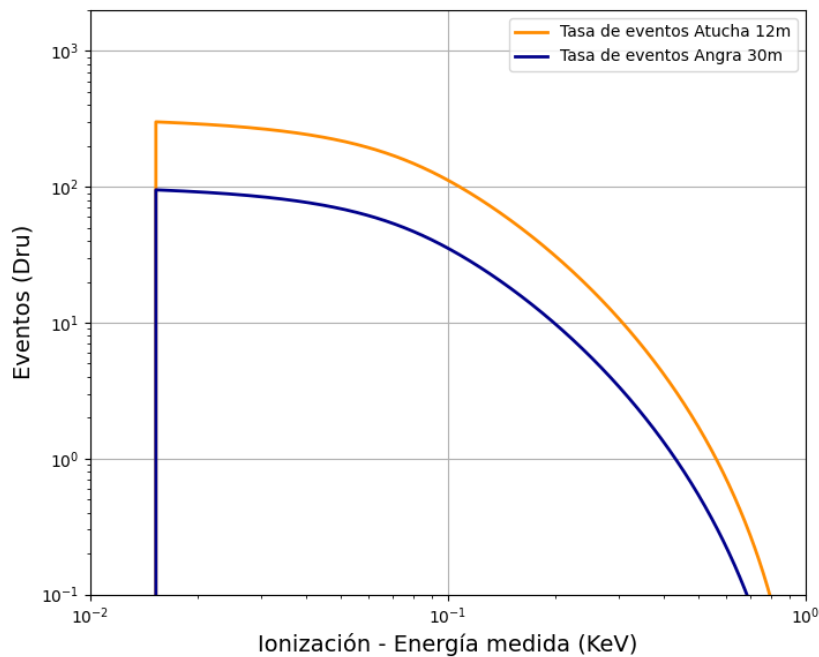


Figura 5.6: Tasa de eventos esperada para un Skipper-CMOS colocada en Angra y en Atucha. Se utilizó que la eficiencia de reconstrucción de neutrinos es del 100 % arriba de 15eV o 4 electrones.

5.3. IMPACTO CIENTÍFICO DE LA TECNOLOGÍA CMOS

Para calcular la sensibilidad que se tiene en cada uno de estos experimentos debe integrarse la tasa de eventos de cada señal, junto con la de fondo para calcular la cantidad de eventos que se esperan en cierto rango de energía. La ventana de integración depende de que energías de neutrinos se quieren observar y del nivel de fondo que se quiere tener en el cálculo de la sensibilidad. En este caso consideraremos primero un rango de energías de entre 0.075 keV y 0.275keV ya que es el rango más bajo analizado por el experimento de CONNIE. Dado el modelo para el espectro causado por los eventos propios del detector este intervalo de energías puede optimizarse para maximizar la cantidad de eventos de señal considerados en el análisis.

Comparando estos valores, se calcula de la Ec. 5.1 la significancia de realizar una observación en el rango de energía en el que se integró la tasa de eventos. Luego, para calcular la sensibilidad, se integra una distribución Gaussiana con parámetros $\sigma = 1$ y $\mu = 0$ desde $-\infty$ hasta el valor de significancia S calculado. De esta forma se obtiene una curva que indica el tiempo y la masa necesarios para llegar a un nivel dado de confianza estadística en la observación de la interacción CEvNS. Si se quisiera aplicar esta rutina a una interacción entre neutrinos distinta, simplemente se debería cambiar la sección eficaz dentro del cálculo de la señal. La ventaja de este método es que la señal del modelo de eventos de fondo solamente depende de las características del detector y no del experimento o la interacción en cuestión.

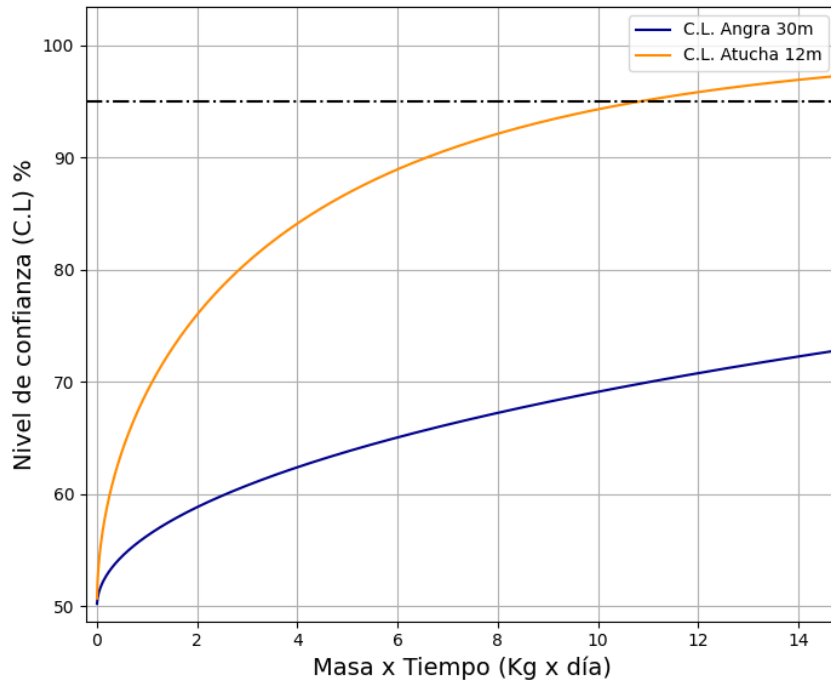


Figura 5.7: Curva de sensibilidad en función del tiempo de exposición del experimento y la masa del detector. Se obtiene un 95 % de C.L para un experimento en Atucha a 12m mientras que para Angra 30m se alcanza dos ordenes de magnitud más tarde.

Aprovechando la velocidad de lectura del Skipper-CMOS el mismo puede utilizarse para implementar el filtro activo discutido en la sección 4.2. Esta capacidad para rechazar muones y los eventos que los acompañan permitirá disminuir la cantidad de eventos de fondo en un factor de 100 por lo que, se podrá tomar mediciones con un fondo de interacciones de 100dru. Aplicando esta drástica disminución de fondo, se puede calcular nuevamente la sensibilidad del experimento utilizando el filtro activo. En ese caso, el tiempo vivo de las imágenes hace que un porcentaje de lo que se mide con el detector se pierda por la presencia de los muones lo cual incrementa el tiempo que debe medirse para alcanzar el nivel de confianza deseado. Esto puede verse en la Fig 5.8.

5.3. IMPACTO CIENTÍFICO DE LA TECNOLOGÍA CMOS

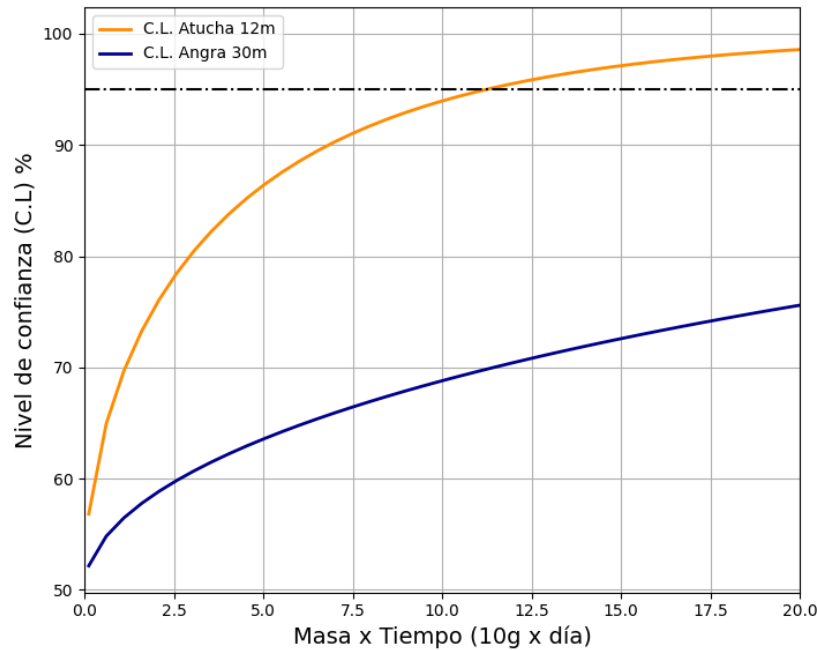


Figura 5.8: Curva de sensibilidad aprovechando la velocidad de lectura del Skipper-CMOS para implementar un filtro activo para que disminuye de 10kdru a 100dru los eventos de fondo. Utilizando solamente 10g de Skipper CMOS puede verse que la observación de CEvNS puede alcanzarse en 11.2 días de observación en Atucha a 12m del núcleo.

Lo que nos dice este gráfico es que implementar 10g de la tecnología Skipper-CMOS en un experimento a 12m del núcleo en ATUCHA II permitirá observar a la interacción Cevns con un 95 % de confianza estadística en 11.2 días. Mientras que en un experimento en ANGRA a 30m, en donde el reactor tiene mayor potencia térmica pero el detector se ubicaría a mayor distancia del núcleo del reactor, el tiempo para alcanzar el mismo nivel de confianza es varios ordenes mayor, 121.7 días . Aun así, implementar 10g de esta tecnología es al día de hoy un desafío debido a que escalar en masa en un detector CMOS es más difícil que para los detectores con CCD. Dadas las características del detector mostradas en la Tabla 5.1 y la densidad del silicio de $2,3 \times 10^{-15} \text{kg}/\mu\text{m}^3$ se estima que para alcanzar 1g de masa activa se deben implementar 31 detectores. Si se quisiera realizar un experimento implementando 50 detectores, lo que este cálculo dice es que se tendrían 1.61g de Skipper-CMOS y se tardarían 69 días en observar CEvNS. Este tiempo equivale a alrededor de 10 semanas lo cual, es un tiempo comparable, y menor, a la proyección de vIOLETA utilizando 100g de Skipper-CCD.

5.4. Análisis del espacio de características del detector

La metodología desarrollada a lo largo de esta tesis permite explorar el espacio de parámetros de un detector Skipper-CMOS para poder construir un mapa que indique para distintas combinaciones de cuadros por segundo y ruido de lectura, cual es la masa por día necesaria para alcanzar el 95 % de C.L. Para lograr este mapa se hace uso del modelo de espectro analítico desarrollado en el capítulo 4. Se calcula la cantidad de eventos generados por el fondo propio del detector esperados en un rango de energía de $(0.075-0.275)\text{keV}$ variando en cada punto el ruido de lectura y la cantidad de cuadros por segundo. Los demás parámetros del detector fueron tomados de la Tabla 5.1. A su vez, para explorar otras posibilidades de veto activo, se varió la cantidad de eventos que aparecen por el fondo radiación. En este caso, se trabajó solamente con el caso de un experimento en Atucha a 12m.

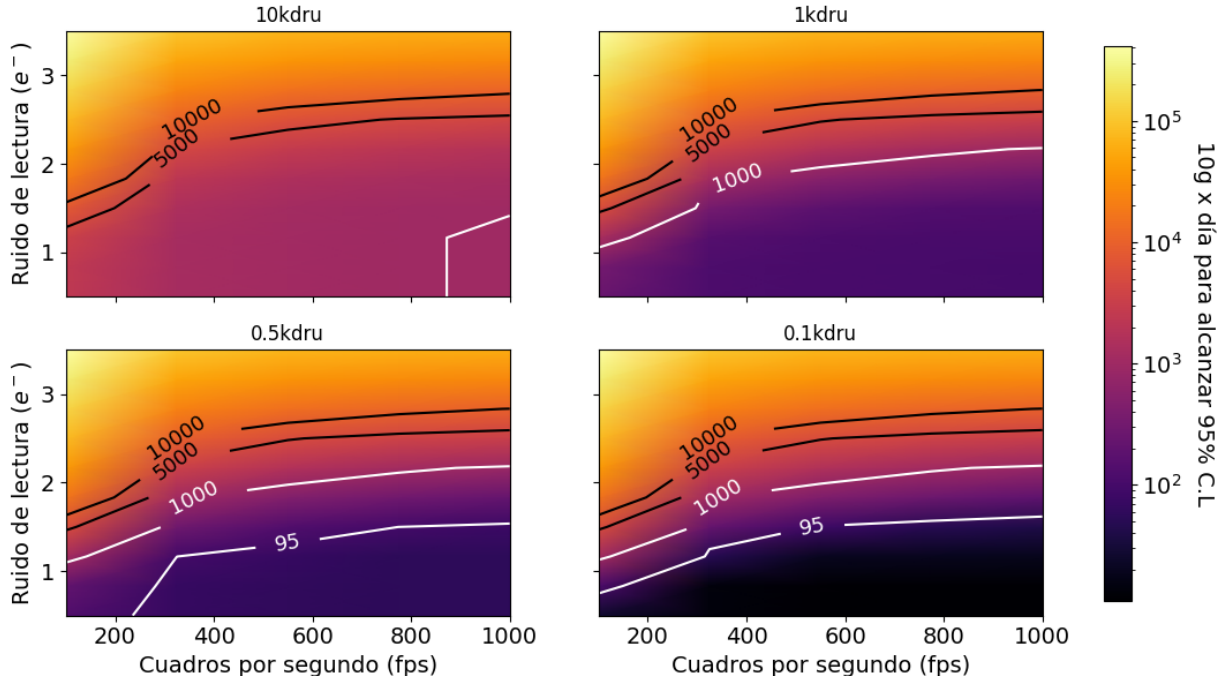


Figura 5.9: Barrido en los distintos parámetros del detector, la escala de colores corresponde al tiempo necesario para alcanzar el 95 % de nivel de confianza para observar CEvNS con 10g de Skipper-CMOS .

A partir de la Fig. 5.9 se puede observar que no es necesario tener un ruido de lectura sub-electrónico para lograr un experimento competitivo utilizando 10g de Skipper-CMOS.

5.4. ANÁLISIS DEL ESPACIO DE CARACTERÍSTICAS DEL DETECTOR

Basta con tener una cantidad de fps que posibilite la implementación del filtro activo y tener buena resolución espacial para diferenciar los eventos pequeños. A su vez, puede verse que disminuir el fondo de radiación con el veto activo es crucial para desarrollar un experimento con esta tecnología.

A partir de este mapa es posible explorar el impacto de cada uno de estos parámetros en el tiempo de observación y la masa del experimento. En la Fig. 5.10 puede verse como varía el experimento dependiendo de cada parámetro del detector. El ruido de lectura provoca el mayor impacto en el experimento ya que el tiempo de observación por la masa del experimento incrementan exponencialmente con este parámetro. Por otro lado, los cuadros por segundo no generan el mismo impacto pero debe tenerse en cuenta que es gracias a este parámetro que será posible la implementación del filtro activo para la reducción de los eventos de fondo del experimento.

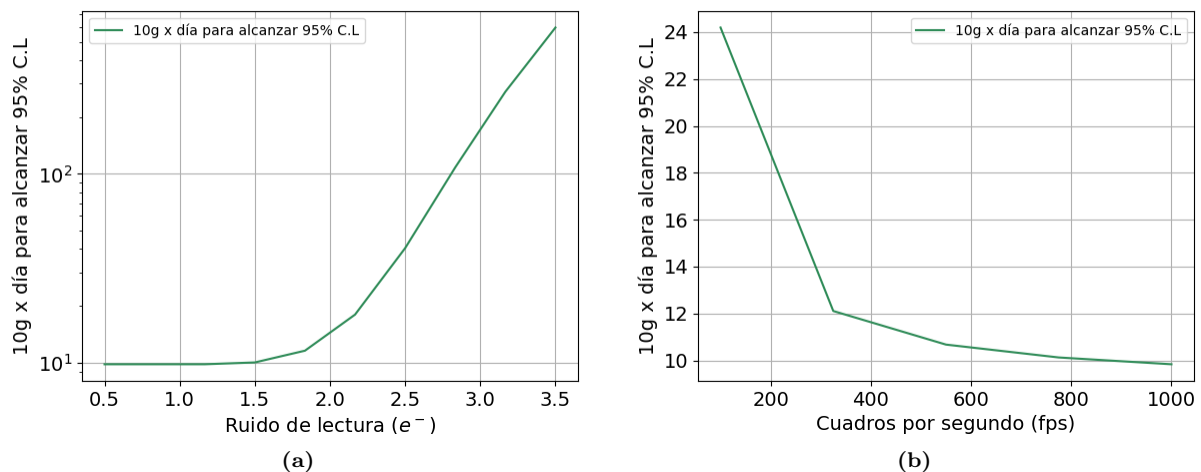


Figura 5.10: Impacto de cada parámetro del propuesto Skipper-CMOS para un experimento en Atucha a 12m.(a) Comportamiento de la cantidad de tiempo y de masa necesarias para alcanzar 95 % C.L. fijando una cantidad de cuadros por segundo del detector y variando el ruido de lectura. Como puede verse, este parámetro impacta exponencialmente en el tiempo y la masa del experimento. (b) Comportamiento de la cantidad de tiempo y de masa necesarias para alcanzar 95 % C.L. fijando el ruido de lectura y variando la cantidad de cuadros por segundo. Este parámetro no impacta de forma tan significativa en el ruido de lectura.

6. Conclusiones

En este trabajo de tesis se analizó el impacto que tendrá el detector Skipper-CMOS en experimentos de antineutrinos de reactor. Este tipo de detectores pretenden lograr ruido sub-electrónico adaptando la etapa de lectura no destructiva del Skipper CCD al proceso CMOS. En este proceso se tiene que la lectura paralela y los amplificadores en cada píxel permiten una velocidad de lectura más rápida ya que no debe transportarse la carga hacia un amplificador común y la señal de voltaje se obtiene directamente de cada píxel. Poseer un detector de estas características permite la implementación de un filtro activo con un tiempo vivo de alrededor de un 90 % ya que se puede aprovechar la velocidad de lectura para vetar aquellas imágenes en las cuales se observen efectos dados por la presencia de muones. Estos efectos pueden ser tanto la presencia de un muon en la imagen o un mayor nivel de eventos de fondo dado por ionizaciones secundarias del muón. Se vió que en largas exposiciones tomadas por un Skipper CCD en superficie, el porcentaje de una imagen con eventos de muones y otros tipos de radiación es muy alto en comparación con la señal que se quiere observar para experimentos de neutrinos.

Se calculó el flujo esperado de antineutrinos provenientes de reactores nucleares y a partir de dicho flujo se calculó la cantidad de eventos de la interacción CEvNS entre neutrinos y núcleos de silicio en el detector. Esta interacción es de suma importancia ya que su sección eficaz se encuentra amplificada por el número de neutrones en el núcleo al cuadrado, haciendo que las chances de interacción sean de las más altas para neutrinos. A su vez, la interacción ha sido recientemente observada en 2017 por la colaboración COHERENT y estudiarla permite desde poner a prueba parámetros del modelo estándar hasta comprender la dinámica de supernovas. Los cálculos fueron realizados para un detector de silicio con una eficiencia de reconstrucción de eventos del 100 % por arriba de 15eV y en dos situaciones experimentales distintas, a 30mts del núcleo de Angra en Rio de Janeiro y a 12mts del núcleo de Atucha II en Buenos Aires.

Se desarrolló un modelo para calcular analíticamente el espectro de energías generado por fluctuaciones estocásticas en un detector pixelado considerando la posibilidad de que los píxeles formen *clusters*. Para armar este modelo se partió desde la base de calcular la probabilidad de que un proceso que sigue una estadística Poissoniana, como lo es la corriente oscura, con un ruido de lectura gaussiano, produzca una fluctuación en un píxel mayor a un umbral de carga. En este caso, cada píxel se consideró independiente de sus

vecinos por lo que un evento se definió simplemente como la fluctuación del píxel superando el umbral. Como se trabajó con detectores que poseerán resolución subelectrónica, se discretizó al umbral de carga integrando entre distintas cantidades ocupación en electrones. Luego, se encontró una fórmula para calcular la probabilidad de tener eventos de distintos tamaños. Para hacer esto se modificó la definición de evento para considerarlo no como un píxel prendido sino como el píxel prendido con carga mayor al umbral y sus vecinos apagados con carga menor a dicho umbral. En este cálculo se puso en juego a la geometría del detector por lo que se analizó la inherente complejidad de pensar en eventos de gran tamaño con un alto número de vecinos y sus distintas orientaciones en el espacio. Utilizando este modelo se calculó la tasa de eventos mínima para distintos umbrales de detección. Finalmente, se combinaron las distintas probabilidades calculadas a lo largo del trabajo para escribir la probabilidad de tener eventos con un nivel de carga dado. A partir de este último cálculo se obtuvo un modelo analítico para la cantidad de eventos esperados solamente considerando las fluctuaciones por intrínsecas del detector. Por último, para evaluar el impacto de un Skipper-CMOS se calculó la sensibilidad para observar la interacción CEvNS en antineutrinos provenientes de un reactor nuclear. Para hacer esto, se utilizó la señal proveniente del cálculo de número de eventos esperados para cada configuración experimental junto con el modelo de eventos de fondo a partir de fluctuaciones del detector. Se calculó la masa y el tiempo de observación necesarios para alcanzar un 95 % de confianza estadística para observar CEvNS en un experimento que implemente un veto activo y se obtuvo que el mismo es de 11.2 días con 10g de Skipper-CMOS. Se concluye finalmente que un experimento utilizando 50 detectores con esta tecnología sería capaz de observar CEvNS en 69 días. Cabe destacar que la metodología y los modelos desarrollados a lo largo de esta tesis no solamente aplican a Skipper-CMOS detectando CEvNS sino que actualmente están siendo adaptados e implementados al análisis del fondo de otros experimentos con Skipper CCD.

Bibliografía

- [1] C.L.Cowan, F.Reines, F.B.Harrison, H.W.Kruse and A.D.McGuire, "Detection of the free neutrino: A Confirmation". *Science*, 124 (3212) 103-104, 1956
- [2] Ashie, Y., Hosaka, J., Ishihara, K., Itow, Y., Kameda, J., Koshio, Y., ... & Super-Kamiokande Collaboration. (2004). Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillations. *Physical review letters*, 93(10), 101801.
- [3] Bellerive, A., Klein, J. R., McDonald, A. B., Noble, A. J., Poon, A. W. P., & SNO Collaboration. (2016). The sudbury neutrino observatory. *Nuclear Physics B*, 908, 30-51.
- [4] Palomares, C. (2009). Double-Chooz neutrino experiment. arXiv preprint arXiv:0911.3227.
- [5] Cao, J., & Luk, K. B. (2016). An overview of the Daya Bay reactor neutrino experiment. *Nuclear Physics B*, 908, 62-73.
- [6] Suekane, F., Iwamoto, T., Ogawa, H., Tajima, O., & Watanabe, H. (2004). An overview of the KamLAND 1-kiloton liquid scintillator. arXiv preprint physics/0404071.
- [7] 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
- [8] Rothe, J., Angloher, G., Ardellier-Desages, F., Bento, A., Canonica, L., Erhart, A., ... & Zolotarova, A. (2020). Nucleus: Exploring coherent neutrino-nucleus scattering with cryogenic detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 199(1), 433-440.
- [9] Hakenmüller, Janina, et al. "Neutron-induced background in the CONUS experiment." *The European Physical Journal C* 79.8 (2019): 1-27.
- [10] Aguilar-Arevalo, A., Bertou, X., Bonifazi, C., Butner, M., Cancelo, G., Vazquez, A. C., ... & Wagner, S. (2016, October). The CONNIE experiment. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 761, No. 1, p. 012057). IOP Publishing.
- [11] Aguilar-Arevalo, A., Bertou, X., Bonifazi, C., Cancelo, G., Cervantes-Vergara, B. A., Chavez, C., ... & Torres, C. (2020). Search for light mediators in the low-energy data of

BIBLIOGRAFÍA

- the CONNIE reactor neutrino experiment. *Journal of High Energy Physics*, 2020(4), 1-17.
- [12] Lis Tous, Cazadores de neutrinos, NexCIENCIA, 30 de noviembre de 2021. <https://nexciencia.exactas.uba.ar/instalan-detector-neutrinos-reactor-nuclear-atucha-2-dario-rodrigues>
- [13] Moroni, G., Harnik, R., Machado, P. A. N., Martinez-Soler, I., Perez-Gonzalez, Y. F., Rodrigues, D., & Rosauero-Alcaraz, S. (2022). The physics potential of a reactor neutrino experiment with Skipper-CCDs: Searching for new physics with light mediators. *Journal of High Energy Physics*, 2022(2), 1-27.
- [14] Moroni, G., Machado, P. A., Martinez-Soler, I., Perez-Gonzalez, Y. F., Rodrigues, D., & Rosauero-Alcaraz, S. (2021). The physics potential of a reactor neutrino experiment with Skipper CCDs: Measuring the weak mixing angle. *Journal of High Energy Physics*, 2021(3), 1-25.
- [15] Freedman, D. Z. (1974). Coherent effects of a weak neutral current. *Physical Review D*, 9(5), 1389.
- [16] Vogel, P., & Engel, J. (1989). Neutrino electromagnetic form factors. *Physical Review D*, 39(11), 3378.
- [17] Tiffenberg, J., Sofo-Haro, M., Drlica-Wagner, A., Essig, R., Guardincerri, Y., Holland, S., ... & Yu, T. T. (2017). Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon Skipper CCD. *Physical review letters*, 119(13), 131802.
- [18] Moroni, G. F., Estrada, J., Paolini, E. E., Canelo, G., Tiffenberg, J., & Molina, J. (2015). Charge coupled devices for detection of coherent neutrino-nucleus scattering. *Physical Review D*, 91(7), 072001.
- [19] Barak, L., Bloch, I. M., Cababie, M., Canelo, G., Chaplinsky, L., Chierchie, F., ... & Sensei Collaboration. (2020). Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd. *Physical Review Letters*, 125(17), 171802.
- [20] Moroni, G. F., Haro, M. S., Tiffenberg, J., Canelo, G., Paolini, E. E., Estrada, J., & Bertou, X. (2015, October). Mathematical model of point events in CCD images. In 2015 XVI Workshop on Information Processing and Control (RPIC) (pp. 1-6). IEEE.

- [21] Moroni, G., Machado, P. A., Martinez-Soler, I., Perez-Gonzalez, Y. F., Rodrigues, D., & Rosauero-Alcaraz, S. (2021). The physics potential of a reactor neutrino experiment with Skipper CCDs: Measuring the weak mixing angle. *Journal of High Energy Physics*, 2021(3), 1-25.
- [22] Janesick, J. (2001). *Scientific Charge-coupled Devices*. Press Monographs. Society of Photo Optical
- [23] James R. Janesick, Tom S. Elliott, Arsham Dingiziam, Richard A. Bredthauer, Charles E. Chandler, James A. Westphal, and James E. Gunn "New advancements in charge-coupled device technology: subelectron noise and 4096 x 4096 pixel CCDs", *Proc. SPIE 1242, Charge-Coupled Devices and Solid State Optical Sensors*, (1 July 1990); <https://doi.org/10.1117/12.19452>
- [24] Holland, S., Groom, D., Palαιο, 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.
- [25] Fossum, E. R. (1997). CMOS image sensors: Electronic camera-on-a-chip. *IEEE transactions on electron devices*, 44(10), 1689-1698.
- [26] Esquema de lectura de CMOS adaptado de:
<https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=16321>
- [27] Wong, H. A., Li, H. B., Lin, S. T., Lee, F. S., Singh, V., Wu, S. C., ... & TEXONO Collaboration. (2007). Search of neutrino magnetic moments with a high-purity germanium detector at the Kuo-Sheng nuclear power station. *Physical Review D*, 75(1), 012001.
- [28] Du, P., Egana-Ugrinovic, D., Essig, R., & Sholapurkar, M. (2020). Sources of low-energy events in low-threshold dark matter detectors. *arXiv preprint arXiv:2011.13939*.
- [29] Barak, L., Bloch, I. M., Botti, A., Cababie, M., Canelo, G., Chaplinsky, L., ... & Yu, T. T. (2021). Sensei: Characterization of single-electron events using a skipper-ccd. *arXiv preprint arXiv:2106.08347*.
- [30] Rodrigues, D., Andersson, K., Cababie, M., Donadon, A., Botti, A., Canelo, G., ... & Uemura, S. (2021). Absolute measurement of the Fano factor using a Skipper-CCD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 1010, 165511.

- [31] Chavarria, A. E., Collar, J. I., Peña, J. R., Privitera, P., Robinson, A. E., Scholz, B., ... & Machado, D. T. (2016). Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector. *Physical Review D*, 94(8), 082007.
- [32] Moroni, G. F., Chierchie, F., Tiffenberg, J., Botti, A., Cababie, M., Canelo, G., ... & Uemura, S. (2021). The Skipper CCD for low-energy threshold particle experiments above ground. arXiv preprint arXiv:2107.00168.
- [33] Niedzwiecki, M., Rzecki, K., Marek, M., Homola, P., Smelcerz, K., Castillo, D. A., ... & Kasztelan, M. (2019). Recognition and classification of the cosmic-ray events in images captured by CMOS/CCD cameras. arXiv preprint arXiv:1909.01929.
- [34] Golomb, Solomon W. (1994). *Polyominoes* (2nd ed.). Princeton, New Jersey: Princeton University Press. ISBN 0-691-02444-8.)
- [35] Wang, X., Ma, C., Liu, Y., Li, Y., & Zhou, Q. (2015, June). A 4M, 1.4 e-noise, 96dB dynamic range, back-side illuminated CMOS image sensor. In *Proceedings of the International Image Sensor Workshop*.