



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Posgrado en Ciencias de la Tierra
Instituto de Geofísica
Departamento de Ciencias Espaciales

Desarrollo de un instrumento para la detección de neutrones solares en la cima del Volcán Sierra Negra

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:
Marcos Alfonso Anzorena Méndez

TUTOR PRINCIPAL:
Dr. José Francisco Valdés-Galicia
Instituto de Geofísica, UNAM

México, D.F. Agosto 2020

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Francisco García Ugalde

Secretario: Dra. Lucia Medina Gómez

Vocal: Dr. José Francisco Valdés-Galicia

Primer suplente: Dr. Pablo Roberto Perez Alcázar

Segundo suplente: Dr. Luis Xavier González Méndez

Lugar donde se realizó la tesis:

Telescopio de neutrones solares

en Sierra Negra, Puebla

UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dr. José Francisco Valdés-Galicia

Investigador Titular C, T.C.

Índice general

1. Mirando al Sol invisible	1
1.1. Ráfagas solares	1
1.2. Aceleración de partículas en Ráfagas	2
1.3. Propagación de neutrones solares	4
1.4. Observaciones de neutrones solares	6
2. Telescopio centellador de Rayos Cósmicos	8
2.1. Descripción del detector	9
2.2. Simulación de una barra de centelleo	12
3. Desarrollo de nueva electrónica para el SciCRT	16
3.1. Desempeño del SciCRT ante un evento de neutrones solares	16
3.2. La técnica de <i>Time over threshold</i>	18

Capítulo 1

Mirando al Sol invisible

Nuestra especie, por medio de sus sentidos, es consciente del mundo a su alrededor y no obstante; ha invertido miles de años en tratar de entender aquello que con los sentidos podemos percibir, usando la razón. Comprender el espacio en el que habitamos y las complejas relaciones entre sus diversos elementos representa una de las más altas aspiraciones de la raza humana.

Así, con nuestros ojos vemos a través de la luz sin poder entender completamente su naturaleza y origen. Hoy nuestra comprensión del fenómeno es ligeramente superior, no solo gracias al desarrollo de complejos modelos teóricos, sino a la construcción de instrumentos que nos permiten observar más allá de nuestro sentir.

El descubrimiento de la radiación de fondo de microondas (*CMB* por su siglas en inglés) constituye uno de nuestros más grandes hallazgos, en ella se encuentran las evidencias de nuestro origen: fotones provenientes del *big bang* corridos hacia la banda de microondas en su largo viaje desde los rincones del universo en expansión. A gran escala, el *CMB* es isotrópico pues el universo no tiene una dirección preferente para su evolución. Son sin embargo las diminutas fluctuaciones en su espectro la característica más impactante, ya que brindan la evidencia necesaria para la formación de materia y galaxias a partir de los hechos ocurridos hace miles de millones de años.

1.1. Ráfagas solares

Las ráfagas solares (también conocidas como fulguraciones) son fenómenos explosivos que se observan en la atmósfera del Sol, la cual está llena de plasma magnetizado. La energía que se libera durante una ráfaga se encuentra en el rango de 10^{28} erg a 10^{32} erg y puede emitirse en diferentes productos. La magnitud espacial de las cuerdas magnéticas de la ráfaga va desde los 10^4 m hasta los 10^5 m, aunque varía de evento a evento. El tamaño afecta directamente la duración (entre 10^3 s y 10^4 s) y la cantidad de energía liberada.

Las ráfagas se observan en un amplio rango del espectro electromagnético; en ondas de radio, radiación óptica, rayos X y rayos γ . La figura 1.1 muestra un ejemplo de la observación una ráfaga por medio del satélite *SDO* (Solar dynamics observatory), ocurrida el 19 de Julio de 2012 (la explicación detallada de la imagen se da más adelante). Por otro lado, las explosiones pueden acelerar iones y electrones a energías relativistas; que a su vez pueden producir otras partículas. De forma cualitativa podemos clasificar a las fulguraciones en cinco grupos de acuerdo a la intensidad de la emisión de rayos X, la cual es indicativa de la cantidad de energía que radia el plasma coronal. Para la clasificación grupos se usa la banda de 0.1 nm a 0.8 nm del satélite *GOES*, localizado a una distancia de 1 AU. La clasificación es la siguiente: $A(\geq 10^{-8} \text{ W m}^{-2})$, $B(\geq 10^{-7} \text{ W m}^{-2})$, $C(\geq 10^{-6} \text{ W m}^{-2})$, $M(\geq 10^{-5} \text{ W m}^{-2})$ y $X(\geq 10^{-4} \text{ W m}^{-2})$.

La enorme cantidad de energía liberada durante la explosión puede explicarse a través de los modelos de reconexión magnética, propuestos originalmente entre 1946 y 1958 [1, 2, 3, 4]. En estos modelos, cuerdas de flujo magnético (tubos de flujo torcidos) emergen a la superficie solar debido al efecto de boyancia originado por las diferencias de densidad entre el plasma del tubo y su alrededor. Una vez que las cuerdas se encuentran en la superficie, su campo magnético es comprimido por el plasma en su vecindad que se mueve a una cierta velocidad. El resultado de la compresión crea zonas en donde interaccionan líneas de campo de polos opuestos y en el punto neutro surge una hoja de corriente. Eventualmente el flujo de corriente produce un gradiente del campo magnético y la topología se reorganiza para encontrar una configuración de menor energía [5]. A través de este proceso, la energía magnética almacenada en el hoja de corriente se convierte en energía cinética y térmica; además de estar acompañada de intensos campos eléctricos los cuales pueden ser los responsables de la aceleración de partículas.

La existencia del proceso de reconexión magnética fue comprobada mediante observaciones en rayos X del satélite *Youkou* [6, 7] y simulaciones magnetohidrodinámicas de la atmósfera solar [8]; sin embargo se necesitan observaciones más detalladas para confirmar los modelos. Otro avance importante en la comprensión de los fenómenos solares se dio en Julio de 2012, con la observación por parte del satélite *SDO* de la formación de cuerdas magnéticas. La figura 1.1 muestra la evolución temporal de una ráfaga ocurrida el día 19. En el panel superior izquierdo se observa el lapso de tiempo antes de la explosión, a una longitud de onda de 17 nm, la cual sirve para observar la corona solar en estado de reposo. El panel superior derecho muestra el mismo evento minutos después; en la parte derecha de la imagen se aprecia una zona que se ilumina ligeramente naranja. La intensa emisión en tres bandas de EUV (radiación ultravioleta extrema) está asociada con los intensos campos magnéticos de la cuerda. Los paneles inferiores fueron registrados 8 h después, cuando la compleja estructura del campo magnético se reorganiza dando lugar a la ráfaga.

1.2. Aceleración de partículas en Ráfagas

La primera evidencia de aceleración que el Sol podía acelerar partículas a energías relativistas (iones y electrones) se observó en 1942

The first evidence of acceleration of charged particles (electrons and ions) to relativistic en- ergies

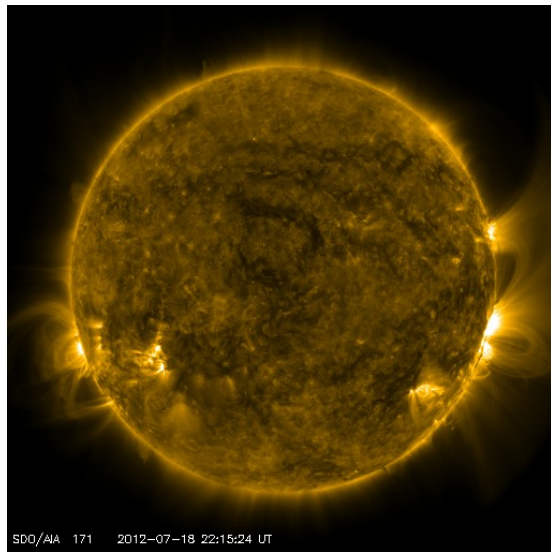


Imagen en la banda de 17 nm.

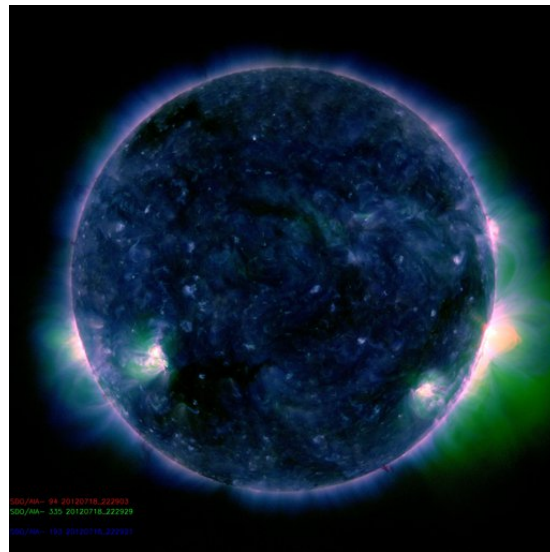


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

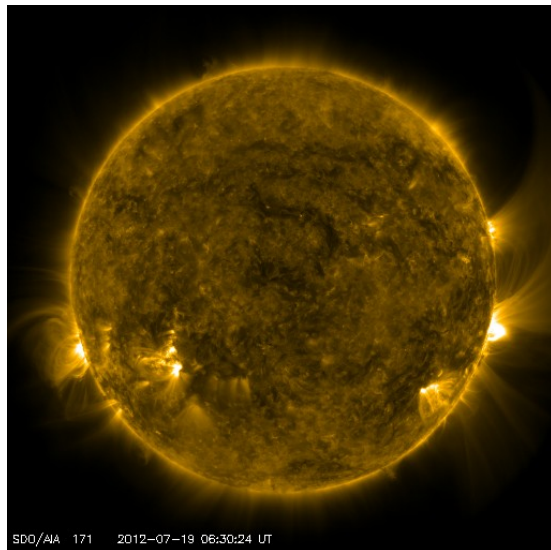


Imagen en la banda de 17 nm.

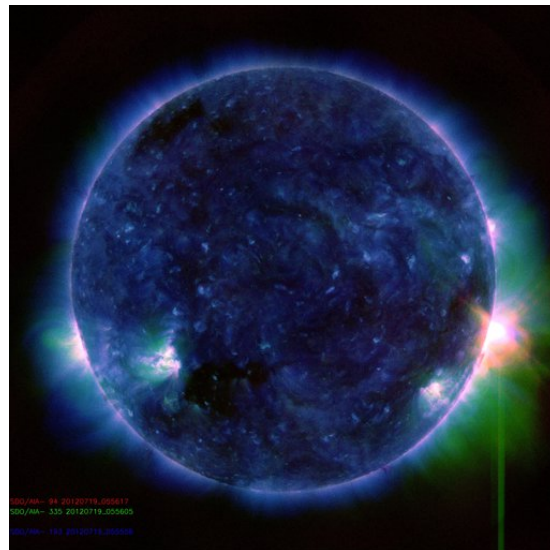


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

Figura 1.1: Imágenes tomadas por el SDO durante la ráfaga del 19 de Julio de 2012. Los paneles superiores presentan la formación de una cuerda magnética 8 h antes del evento. Los paneles inferiores registran el momento de la posible reconexión magnética. Fuente: <https://sdo.gsfc.nasa.gov>

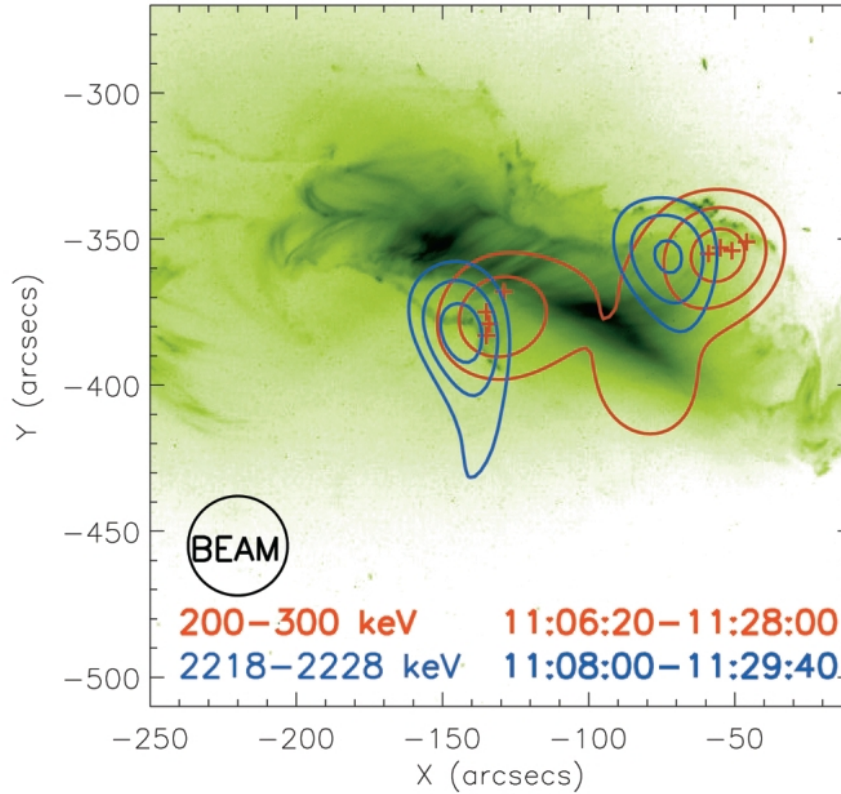


Figura 1.2: Imagen compuesta de observaciones en rayos X y γ de la ráfaga solar ocurrida el 28 de Octubre de 2003. Los contornos azules y rojos muestran la zona donde se aceleran la partículas dentro de la región activa que produjo la ráfaga.

in association with solar flares was found in 1942 with the discovery of large increases in the count rates of several ground level cosmic-ray intensity monitors. These observations told us, more than fifty years ago, that solar flares are capable of accelerating protons to GeV energies

1.3. Propagación de neutrones solares

Cuando los neutrones escapan de la atmósfera solar viajan sin ser afectados por los campos magnéticos en el medio interplanetario. Los neutrones libres son inestables y están sujetos a decaimiento β con una vida media de $\tau = 880.3$ s. Debido a esto, el espectro de neutrones que arriban a la órbita terrestre se modifica, afectando principalmente a los neutrones de baja energía. Para tener un modelo cuantitativo de este efecto usaremos la siguiente expresión; la probabilidad de que una partícula con τ tiempo de vida media, sobreviva y alcance la Tierra sin decaer:

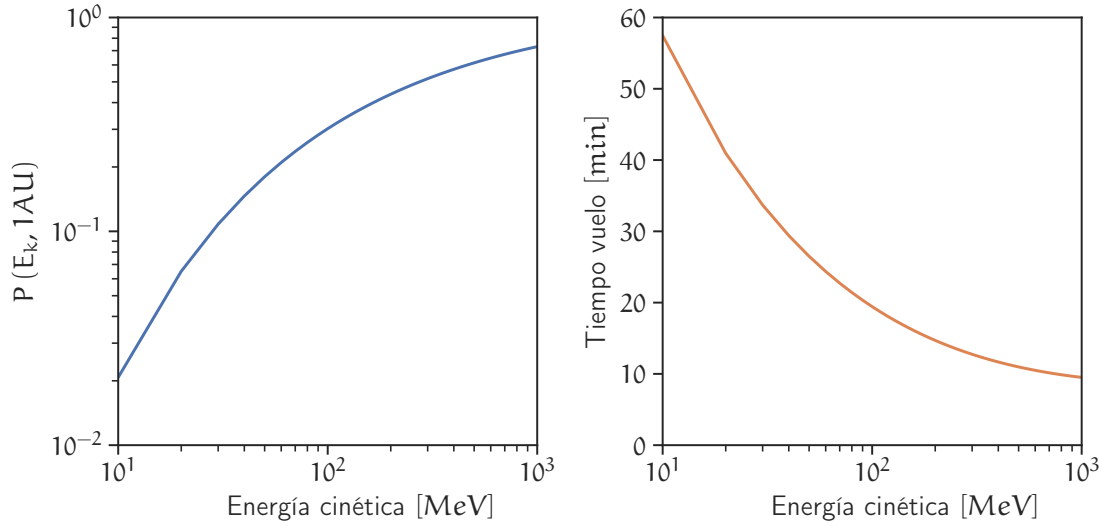


Figura 1.3: Probabilidad de arribo de neutrones solares a la órbita terrestre (panel izquierdo) y tiempo de vuelo (panel derecho).

$$P(E_k, r) = \exp\left(-\frac{t}{\gamma\tau}\right) \quad (1.1)$$

en donde E_k es la energía cinética de la partícula, r es la distancia a la fuente (para neutrones solares $r = 1 \text{ AU}$), t es el tiempo de vuelo de la partícula y γ es factor de Lorentz. Denominaremos $P(E_k, 1\text{AU})$ como la probabilidad de arribo de neutrones. Para neutrones con energías cinéticas $E_k = 100 \text{ MeV}$ el tiempo de vuelo es de aproximadamente 1165 s , con lo cual decaen el 70 % de las partículas emitidas. Luego entonces, los neutrones solares con esta energía pueden ser detectados en el espacio o en superficie. Un aspecto interesante es que los productos del decaimiento (protones y electrones) también se observan, siempre y cuando son logren distinguir de la emisión de protones solares; lo cual se ha reportado con anterioridad –citas.

El panel de la izquierda en la figura 1.3 muestra la probabilidad de arribo de neutrones en el rango de energías de $10\text{-}1000 \text{ MeV}$. La utilidad de esta gráfica viene de que puede ser utilizada como función de respuesta para corregir el espectro de energías de neutrones solares observado en el Tierra. Como se observa en la figura, en principio es posible detectar neutrones de bajas energías, sin embargo más adelante veremos que la principal limitante es la atenuación atmosférica. El panel de la derecha muestra el tiempo de vuelo en función de la energía cinética de los neutrones.

Los neutrones que inciden al tope de la atmósfera terrestre, se propagan hacia la superficie colisionando en el trayecto con núcleos atmosféricos. Durante el trayecto, tres procesos importantes ocurren: dispersión elástica, dispersión inelástica e intercambio de carga.

El proceso de dispersión elástica es el único que contribuye de manera positiva a la propagación de neutrones ya que la transferencia de energía de los neutrones a los núcleos atmosféricos es limitada en núcleos de Oxígeno y Nitrógeno (máximo 0.22 de la energía incidente en el caso del Oxígeno y 0.28 para el caso del Nitrógeno). Luego entonces, es de esperarse que la mayoría de los neutrones sujetos a este proceso lleguen a altitudes de alta montaña; no obstante con modificaciones en el espectro de energía y distribución angular. Los dos procesos restantes contribuyen a la atenuación de los neutrones solares. En el proceso de intercambio de carga los neutrones interactúan con núcleos atmosféricos y en su lugar se emiten protones en la dirección frontal. En este caso la transferencia de energía es casi total y los protones emitidos son absorbidos en la atmósfera mediante ionización. Por otro lado, en la dispersión inelástica los neutrones proyectiles transfieren energía a los núcleos dejándolos en un estado excitado y generando una gran cantidad de productos secundarios (entre ellos neutrones secundarios). De manera general la dispersión inelástica contribuye de manera importante a la atenuación de los neutrones, no obstante sus productos pueden ser observados a cierta profundidad atmosférica [9].

La figura 1.4 muestra el resultado de una simulación monte carlo (MC) de la propagación de 10^8 neutrones solares en la atmósfera terrestre. Para realizar la simulación utilicé el modelo de Shibata [9], el cual permite estudiar el espectro de los neutrones solares a diferentes profundidades atmosféricas y además ha sido calibrado con experimentos en aceleradores de partículas. En el modelo, los neutrones se inyectan al tope de la atmósfera, con un ángulo cenital definido (para nuestro caso $\theta = 0$) y un índice espectral. Como se aprecia en la figura la mayor atenuación la sufren los neutrones de baja energía, independientemente de la profundidad, volviéndose factible detectar neutrones solares a partir de 100 MeV. Por otro lado, también es posible estudiar los efectos de la atenuación en función de una profundidad específica. De la figura se puede concluir, que las localidades de alta montaña tienen características apropiadas para la observación de neutrones.

Otra característica importante a estudiar es el perfil temporal de los neutrones cuando arriban a una cierta localidad, el cual está directamente relacionado con su espectro de energía. En la figura 1.5 muestro el resultado de simular neutrones con diferentes índices espectrales (entre 3.0 y 5.0) arribando a la profundidad de Sierra Negra (575 g cm^{-1}). Como es de esperarse, al incrementar el índice espectral, los neutrones de menor energía se vuelven más dominantes en el espectro y por lo tanto, el tiempo de vuelo de los neutrones emitidos por el Sol se ve retardado. Es propiedad de los neutrones nos permite diferenciar entre distintos mecanismos de aceleración.

1.4. Observaciones de neutrones solares

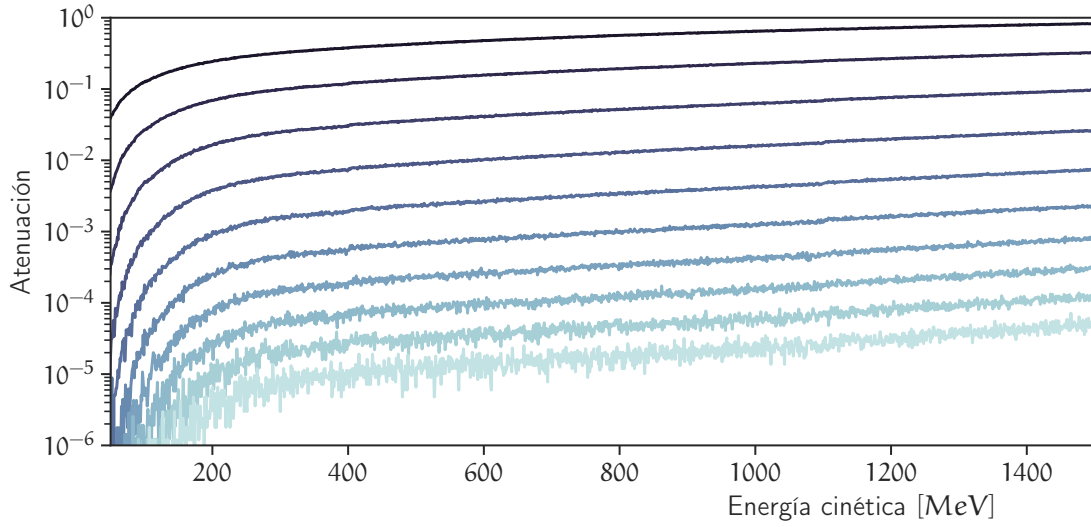


Figura 1.4: Simulación MC de la atenuación de neutrones solares en función de la energía cinética al tope de la atmósfera y profundidad atmosférica. Del color más oscuro al más claro, la profundidad atmosférica varía de 100 g cm^{-2} a 1000 g cm^{-2} .

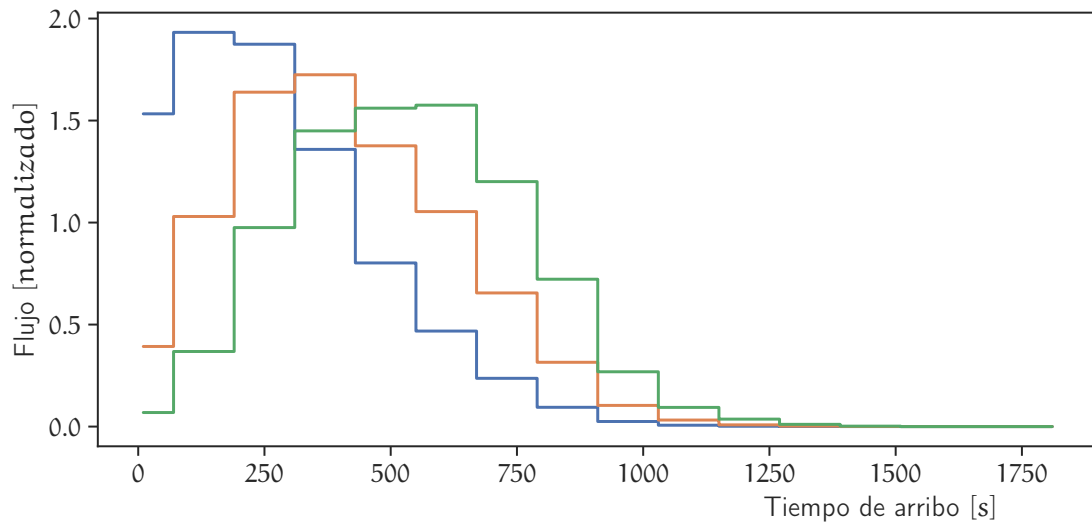


Figura 1.5: Perfiles temporales del arribo de neutrones en función del índice espectral α . En azul $\alpha = 3.0$, naranja $\alpha = 4.0$ y verde $\alpha = 5.0$.

Capítulo 2

Telescopio centellador de Rayos Cós- micos

Actualmente los telescopios de neutrones solares solo permiten estudiar el espectro de estas partículas de manera parcial, es decir, con resolución limitada. Dado que los neutrones tienen masa, sus velocidades sufren dispersión dependiendo de su energía, lo cual complica establecer el perfil temporal de emisión. Aunado a esto, la baja estadística de conteo producto de la eficiencia de los telescopios y su limitada resolución angular; limitan las posibilidades de los TNS para esclarecer los mecanismos de aceleración de partículas.

Un diseño mejorado de Telescopio de neutrones fue propuesto en [10]. En este diseño se utilizan barras de centelleo de dimensiones $5 \times 10 \times 300 \text{ cm}^3$, alineadas de tal forma que permiten trazar las trayectorias de los neutrones incidentes además de medir su energía depositada. El Telescopio centellador de Rayos cósmicos (*SciCRT* por sus siglas en inglés) es un nuevo experimento de rayos cósmicos basado en este principio.

El SciCRT utiliza como trazador activo el detector *SciBar*, diseñado originalmente para el experimento *long-baseline K2K* [11] y posteriormente en el experimento *SciBooNE* del *Fermilab* (Laboratorio Nacional Fermi) [12]. En el año 2013 el SciBar fue trasladado a la cima del volcán Sierra Negra, Puebla a 4600 m sobre el nivel del mar, con el objetivo de observar neutrones solares. La localidad de Sierra Negra es ideal para este experimento debido a la profundidad atmosférica (en línea vertical: 575 g cm^{-2}), su cercanía con el ecuador terrestre (19.0°N , 97.3°W), además de la experiencia previa en la operación de otro telescopio de neutrones solares en el sitio y la infraestructura del lugar¹.

Un diagrama esquemático del detector se muestra en la figura 2.1. Las ventajas del SciCRT sobre la generación previa de telescopios proviene de integrar las funciones de anti-coincidencia, blanco centellador y telescopio direccional en las barras centelleo del SciBar. Esto permite tener 15 veces

¹En la actualidad el volcán Sierra Negra se ha convertido en un observatorio astrofísico de nivel mundial.

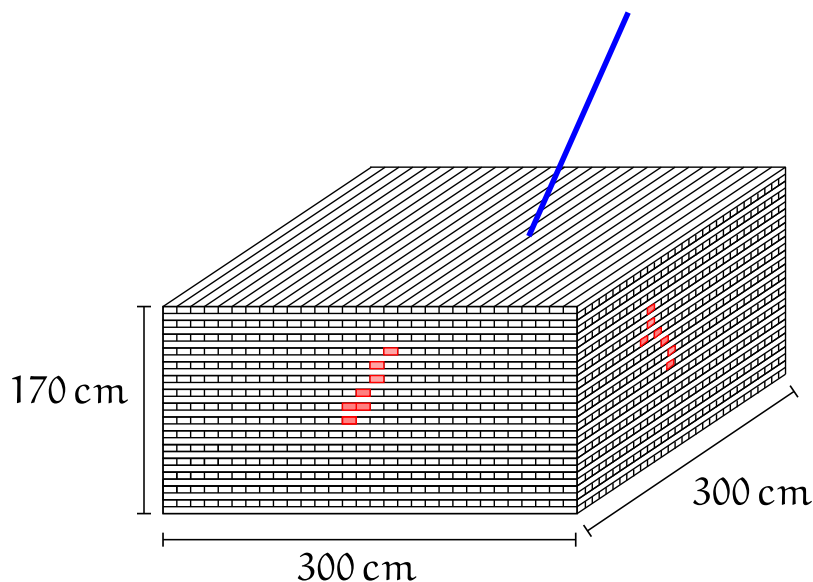


Figura 2.1: Diagrama esquemático del SciCRT. El detector se compone de 14 848 barras centelladoras y fibras WLS. La lectura de las fibras se hace por medio MAPMTs en grupos de 64 canales.

más volumen activo, mejor resolución en energía y un umbral de detección menor. Considerando todas estas características el SciCRT tiene una eficiencia de detección 10 veces mayor a la del TNS previamente en el mismo sitio [13] (considerando neutrones de 100 MeV).

Por otro lado, dado que el SciCRT registra la energía depositada a lo largo la trayectoria de las partículas dentro del detector, podemos aplicar esquemas novedosos de identificación de partículas; lo cual a su vez mejora la sensibilidad a las partículas solares [14]. Este tipo de análisis *offline* en conjunción con el uso de las barras de centelleo en modo anti-coincidencia mejora el rechazo a partículas de fondo (principalmente μ^\pm y rayos γ) incrementando la razón señal a ruido.

2.1. Descripción del detector

El SciCRT está compuesto de 14 848 barras de centelleo, alineadas en planos horizontales X – Y, perpendiculares entre si. Los planos están constituidos de 116 barras en la dirección X y 118 en la dirección Y. En total hay 128 capas de barras de centelleo apiladas verticalmente, agrupada en estructuras de 16 capas llamadas *Super block* (SB). Cada SB está sostenido firmemente por una estructura de acero, la cual mantiene la integridad mecánica de las barras. No obstante, la estructura introduce un hueco de aire entre cada capa de 82 mm, lo cual entre otras cosas afecta la respuesta angular del telescopio; por lo que es necesario incluir esta característica en las simulaciones del detector. El volumen total de las barras en el detector es de $300 \times 300 \times 170 \text{ cm}^3$.

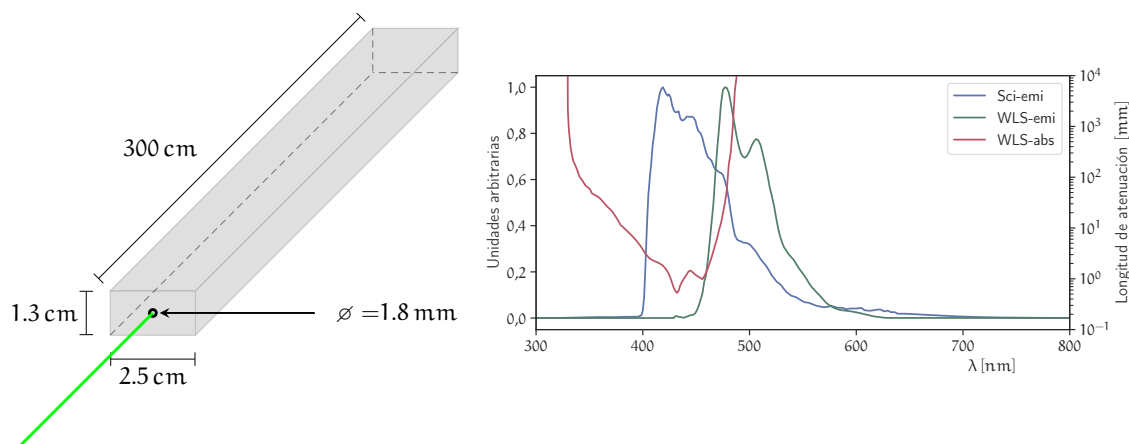


Figura 2.2: Diagrama esquemático de una barra centelladora con la fibra WLS instalada (panel izquierdo). Espectros de absorción y emisión de la fibra WLS y la barra de centelleo. Los datos de los espectros fueron obtenidos de [15] y [16].

Las barras de centelleo fueron fabricadas en el Fermilab y tienen características similares a las del experimento *MINOS* [11]. Están hechas de poliestireno, dopado con 1 % PPO and 0.03 % POPOP (ambos utilizados como *cambiadores* de longitud de onda). Las dimensiones de las barras son $2.5 \times 1.3 \times 300 \text{ cm}^3$ y en el centro tienen un orificio cilíndrico de 1.8 mm donde se insertan fibras WLS (*wavelength shifting*). Los centelladores tienen una cubierta de TiO_2 (0.25 mm de espesor) para aislarlos ópticamente entre si y mejorar la recolección de fotones. Un diagrama de las barras se observa en el panel izquierdo de la figura 2.2.

Las fibras WLS están acopladas por un lado a un tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) y por el otro extremo están pintadas de blanco para mejorar la eficiencia de recolección. Las fibras son del tipo Y11(200)MS desarrollado por la empresa *Kuraray*. El fotomultiplicador es de 64 canales, modelo H8804, fabricado por *Hamamatsu Photonics*.

El espectro de emisión de los plásticos centelladores se puede observar en el panel derecha de la figura 2.2, con una respuesta máxima a 420 nm. Como se observa en la figura, el espectro de absorción de la fibra WLS está diseñado para cubrir de forma adecuada el espectro del plástico. La emisión de la fibra tiene un máximo a 470 nm. La máxima eficiencia cuántica del MAPMT es de 0.25 a 420 nm, pero disminuye a 0.12 al considerar el respuesta espectral del MAPMT.

La electrónica para la adquisición de datos del telescopio fue desarrollada para el experimento K2K y esta integrada por circuitos de procesamiento analógico, de señal mixta y digitales; integrados a través de tecnología de circuitos integrados de alta escala [17]. El procesamiento de la señales empieza con la conversión de la señal óptica en eléctrica por parte del MAPMT, para posteriormente ser amplificada, formada y multiplexada en la electrónica de *Front End*. Este acondicionamiento se lleva a cabo en el dominio analógico y de señal mixta. Después de este proceso, las señales se transfieren a la electrónica de *Back End* mediante un bus diferencial. En las unidades que integran

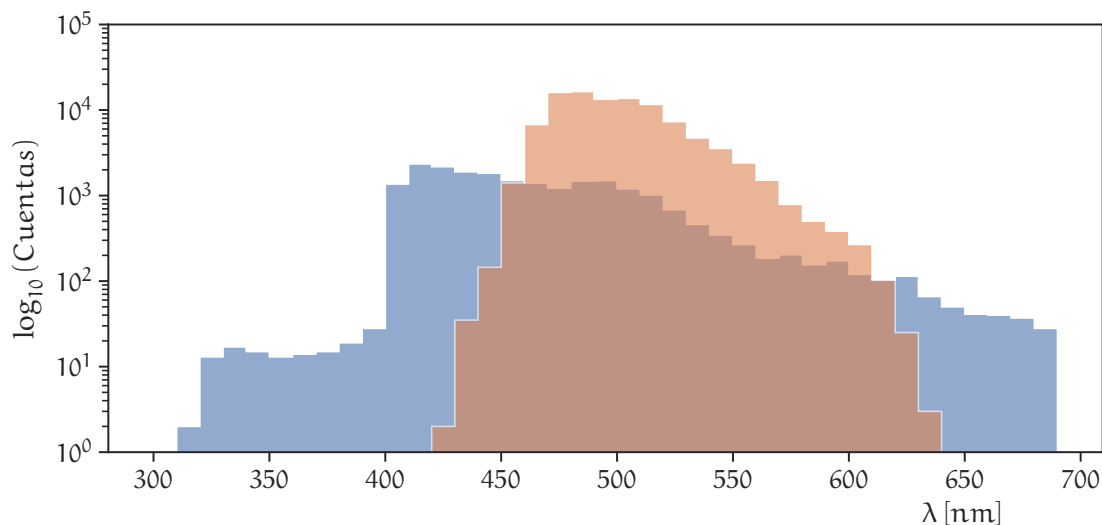


Figura 2.3: Simulación MC del proceso de emisión-absorción de fotones entre la barra y la fibra WLS.

la electrónica de BE las señales son convertidas a digital y transferidas finalmente al servidor de adquisición de datos mediante la interface VME. Para poder seleccionar los eventos a guardar, las unidades FE mandan una señal de *hit* a las tarjetas de disparo (TRGB), las cuales son unidades de procesamiento digital programable, que seleccionan los eventos con base a una condición de disparo. Una discusión más profunda sobre el funcionamiento de la electrónica se encuentra en el capítulo 3, en donde además se listan requerimientos y características de la nueva electrónica a desarrollar.

Bajo condiciones normales, el telescopio registra dos conjuntos de datos diferentes. Muones de alta energía (arriba de 450 MeV) son detectados cuando producen coincidencia en las capas superiores e inferiores del detector. El umbral para la detección de partículas en las capas dedicadas es de 0.3 MIP (≈ 0.5 MeV). El otro conjunto de datos del telescopio registra partículas neutras (neutrones atmosféricos en 70%). El disparo para este tipo de eventos está definido cuando no hay ninguna señal en la capa de muones (anti-coincidencia) y además se registra una traza en uno de los SB con al menos 14 MeV de energía depositada. Las ganancias de los MAPMT y umbrales para las capas de neutrones y muones se determinaron mediante simulaciones MC y se calibraron en Abril de 2014 [18].

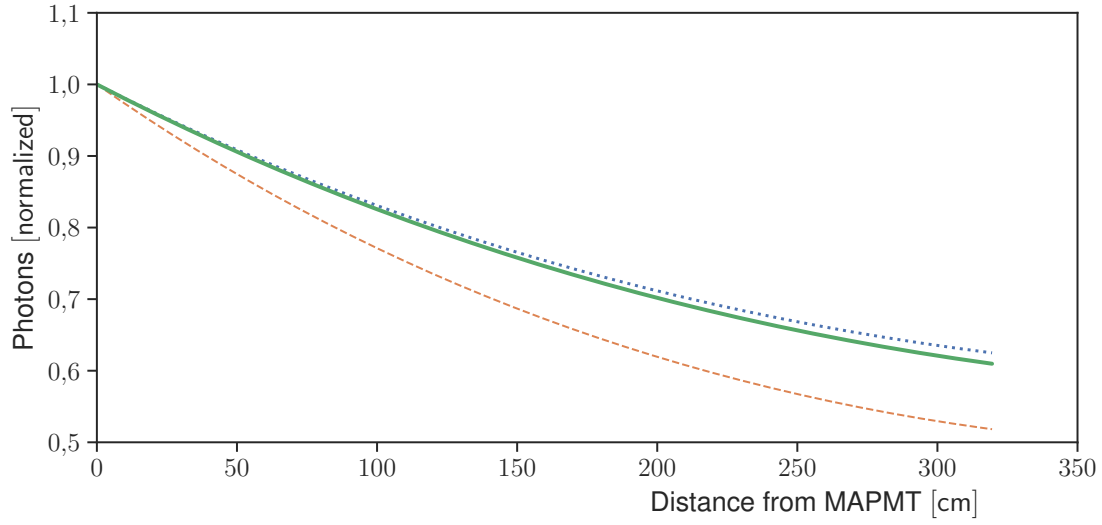


Figura 2.4: Atenuación de fotones en la fibra WLS. La línea azul son datos del experimento. La línea naranja representa el resultado de la simulación MC usando la atenuación reportada por el fabricante. La línea verde es el ajuste de la simulación a partir del experimento.

2.2. Simulación de una barra de centelleo

$$L(x) = k \left(\exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) + R \exp\left(-\frac{2.0x_{\text{tot}} - x}{\lambda}\right) \right) \quad (2.1)$$

$$v(t) = \frac{QR}{\tau \Gamma(1 + \alpha)} \left(\frac{t}{\tau} \right)^\alpha e^{-t/\tau} \quad (2.2)$$

$$s(N_{\text{phe}}) = \frac{1}{k_{\text{sat}}} \int_0^{N_{\text{max}}} s_{\text{sim}}(N_{\text{sim}}) p(N_{\text{phe}} - N_{\text{sim}}) dN_{\text{sim}} \quad (2.3)$$

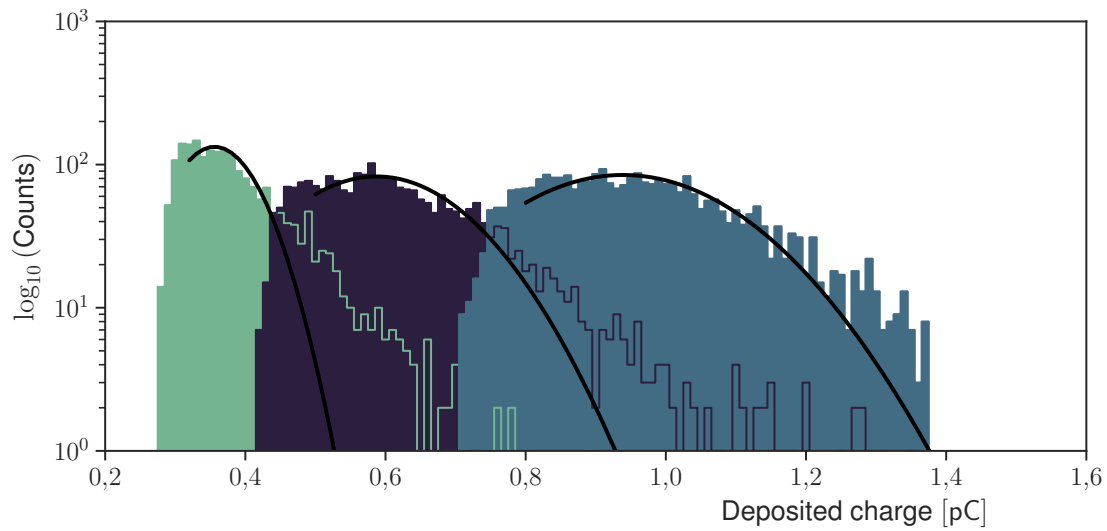


Figura 2.5: Distribuciones de carga de SPE para tres diferentes voltajes de operación. De izquierda a derecha los voltajes utilizados son: -800 V , -850 V y -900 V .

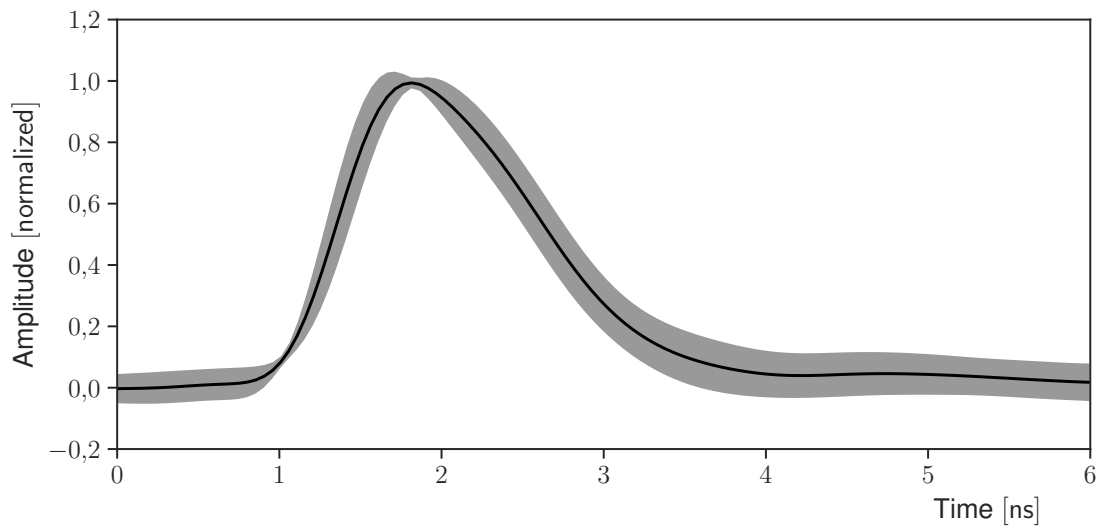


Figura 2.6: Respuesta SPE promedio en función del tiempo (línea negra). El área sombreada muestra las fluctuaciones de $\pm\sigma$.

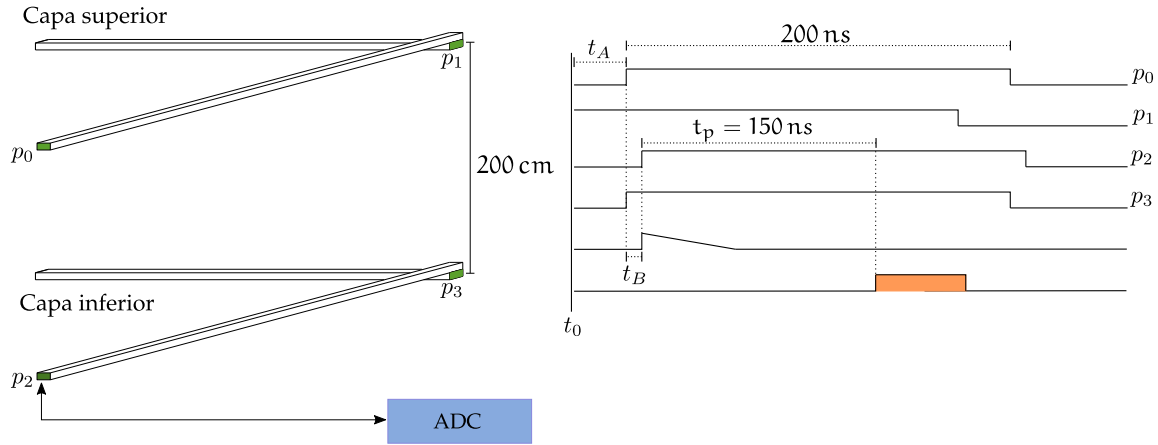


Figura 2.7: Configuración del experimento en Sierra Negra. El sistema de coincidencias se forma por las tarjetas instaladas en las posiciones marcadas en verde.

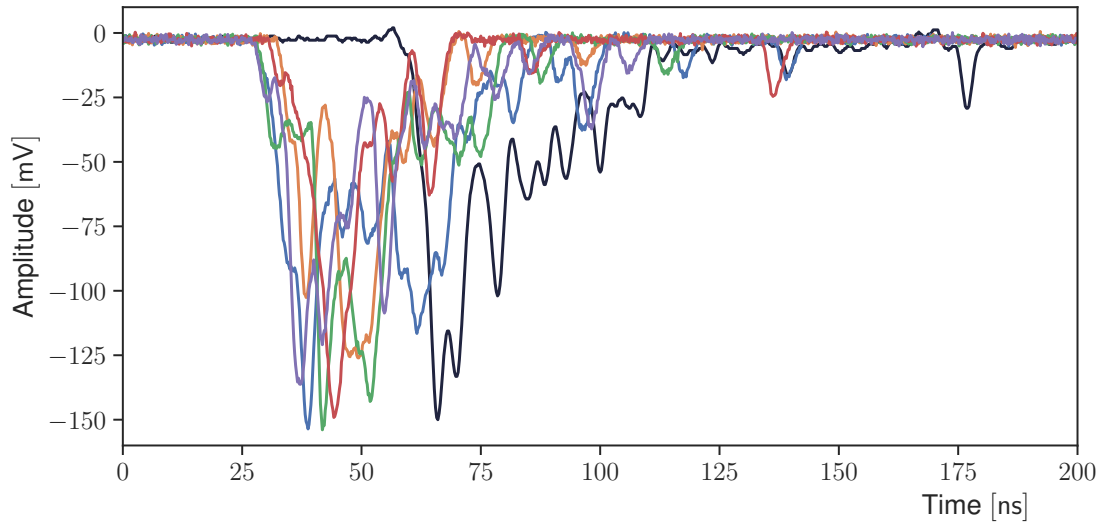


Figura 2.8: Comparación entre señales generadas por la simulación MC (líneas de color) y el experimento realizado en Sierra Negra (línea oscura).

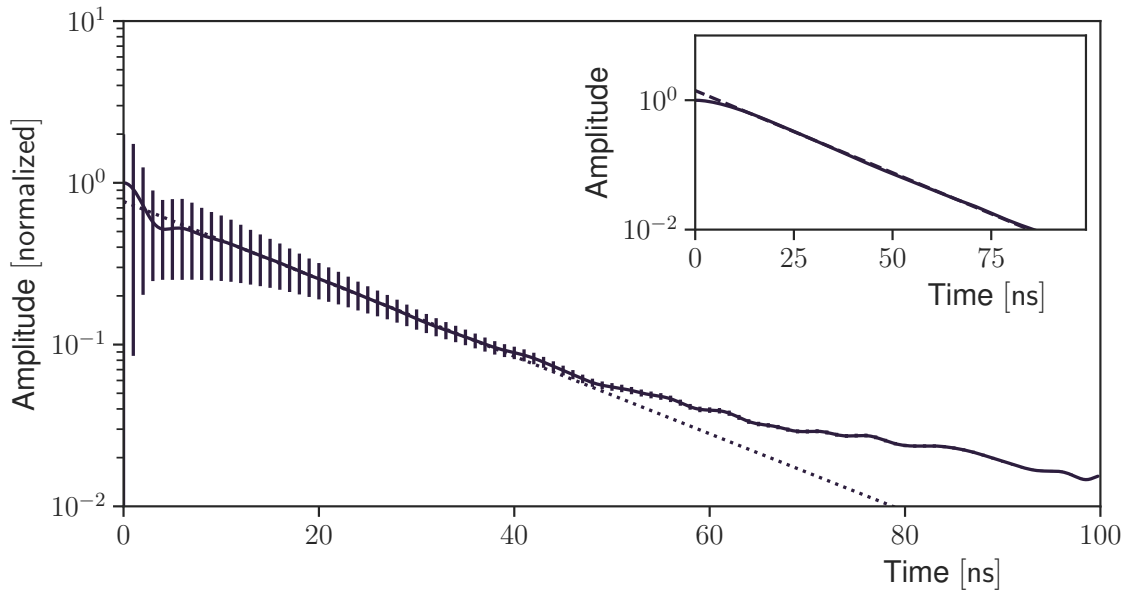


Figura 2.9: Análisis del decaimiento exponencial de la fibra WLS. El panel en la esquina superior derecha muestra los resultados de la simulación. Los datos experimentales se muestran en la parte central de la figura

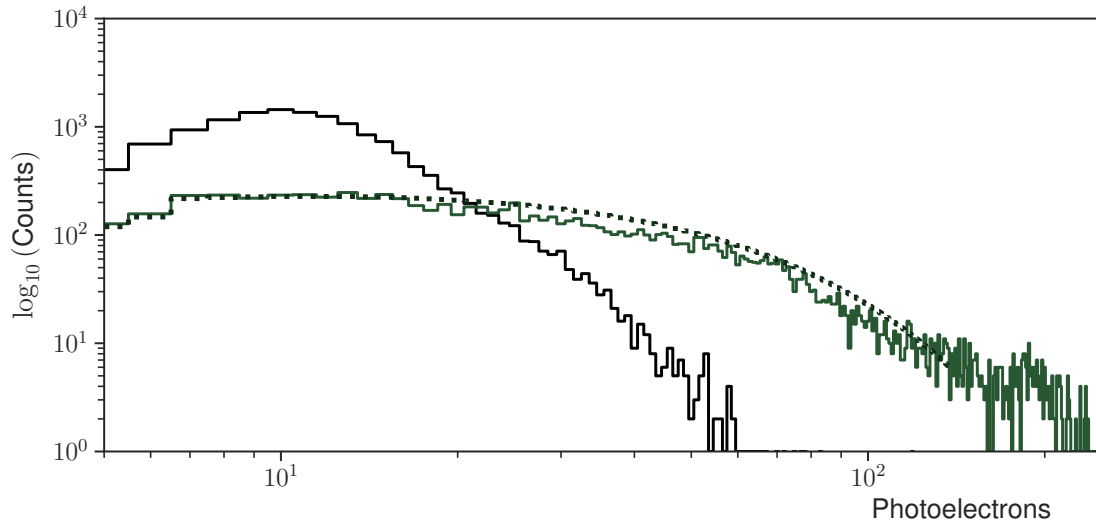


Figura 2.10: Distribución de número de fotoelectrones detectados en el experimento y la simulación MC. Los resultados de la simulación se convolucionan con una función de resolución para ajustar con los datos experimentales.

Capítulo 3

Desarrollo de nueva electrónica para el SciCRT

Las necesidades del SciCRT operando en Sierra Negra no se acoplan directamente a los objetivos específicos de los experimentos K2K y SciBooNE, una de nuestras metas dentro de la colaboración ha sido el desarrollo de electrónica de alta velocidad de transferencia, bajo costo y consumo de potencia. Sumado a esto, hemos decidido seguir principios similares a los del desarrollo de software libre para evitar el *vendor lock-in*. No obstante, encontrar una solución que cumpla de forma simultánea todos estos requerimientos resulta muy complejo. En este capítulo abordaré detalladamente el desarrollo del sistema de adquisición de datos, dando particular énfasis a su motivación científica. En este sentido el primer punto a tratar será la velocidad de transferencia.

En 2015 desarrollamos nueva electrónica BE utilizando *SiTCP* (procesador embebido programable desarrollado para experimentos de física de altas energías) y la instalamos en uno de los SB que componen las capas de neutrones del telescopio [19]. Gracias al uso de esta tecnología logramos alcanzar una tasa de transferencia de datos 10 veces mayor a la que teníamos con el bus VME.

A continuación presento un estudio mediante simulación MC para evaluar el desempeño del SciCRT utilizando la electrónica de alta velocidad. Este análisis tiene también por objetivo mostrar la motivación detrás del requerimiento en la velocidad de transferencia. Hago notar que estudios similares se encuentran en: [13, 19]. El resultado original contenido en esta tesis lo presenté en la Conferencia internacional de Rayos Cósmicos en *Busan*, Corea del Sur [20].

3.1. Desempeño del SciCRT ante un evento de neutrones solares

Evaluaremos la respuesta del SciCRT a un evento de neutrones solares mediante simulación MC, comparando el resultado con los datos obtenidos por TNS instalado en Sierra Negra durante la

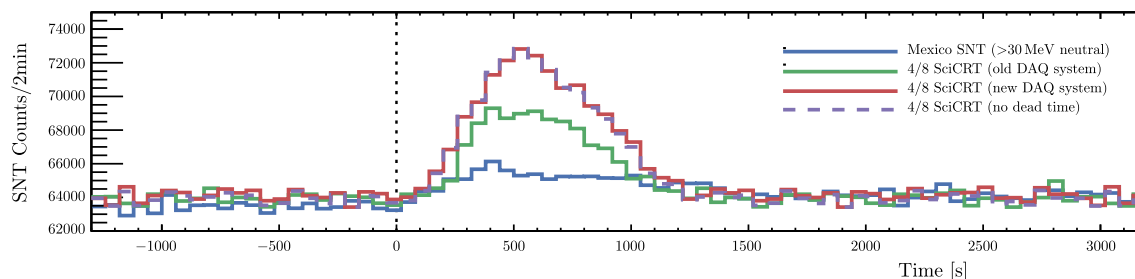


Figura 3.1: Simulación de los perfiles temporales del SciCRT asumiendo un flujo de neutrones solares similar al del event del 7 de Septiembre de 2005. La línea punteada en 0 s representa el instante en que la intensidad de rayos X duros alcanzó el máximo. La curva azul muestra los datos obtenidos por el TNS, la línea verde es el perfil temporal del SciCRT usando la electrónica original. La línea roja muestra el caso cuando instalamos la electrónica de alta velocidad y el perfil morado es considerando el caso sin tiempo muerto. Los datos están normalizados al nivel de fondo del TNS.

ráfaga del 7 de Septiembre de 2005 [21]. Este evento fue detectado por el TNS con una significancia de 17σ en el canal de partículas neutras con energías mayores a > 30 MeV. El pico de la emisión de rayos X duros (satélite Integral) fue a las 17:36:40 UT. La figura

Si asumimos el flujo de neutrones solares para este evento, podemos estimar la significancia de las señales detectadas por el SciCRT en un evento similar. Para nuestra estimación consideraremos como parámetros de entrada [13]: un espectro de energía de los neutrones en el Sol de acuerdo a una ley de potencias $6.1 \times 10^{27} (E/\text{MeV})^{-3.8} \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, neutrones emitidos de manera impulsiva en el Sol y un ángulo cenital de 17.5° . La propagación de los neutrones solares en la atmósfera terrestre se simula usando el modelo de Shibata.

Los resultados de nuestro cálculo se muestran en la figura 3.1. Es importante aclarar que para esta estimación tomamos en cuenta dos situaciones; una con la electrónica original y otra con la electrónica de alta velocidad, ambas instaladas en 4/8 del detector. Los perfiles temporales de las cuentas del SciCRT con la electrónica original muestran una significancia de 39σ , lo que se traduce en una sensibilidad 2.3 veces mayor a la del TNS durante el mismo evento¹. Sin embargo, al tomar en cuenta la disminución del tiempo muerto por parte del nuevo DAQ, el incremento es de 59σ , es decir, 3.5 veces mayor sensibilidad. De la figura se puede observar que la diferencia entre la situación ideal (sin tiempo muerto) y con el nuevo DAQ nuevo es muy pequeña.

Con respecto a los datos de energía depositada el incremento también notable puesto que se tiene una sensibilidad 3 veces mayor, con la ventaja extra de que podemos estimar el espectro de los neutrones con una excelente resolución [19].

In the near future we plan to make further improvements on the detector, all of which will have a impact on the performance of the SciCRT. In the next brief list we summarize the currently

¹La significancia del TNS para el evento fue estimada en 17σ .

undergoing tasks: 1) implementation of a selective trigger mode which enables the suppression of pedestal data, 2) further improvement of the throughput rate of the BEB, with the installation of more DAQ servers to control the data acquisition and 3) development of new low-cost front-end electronics to enable the full installation of the SciCRT.

Despite this, the sensitivity to such transient events is function of the active volume and therefore of the total electronic units installed. Considering that only 3/8 of the electronics are available at the present time, the development of new FEUs is a priority of our experiment to fully realize the capabilities of SciCRT as an improved SNT. Furthermore, given the operation of the telescope at high altitude, sustainable long term operation requires the production of low cost/low power electronics, since the severe environment condition reduce the useful life of the modules and hinder the disposal of waste heat.

3.2. La técnica de *Time over threshold*

La carga depositada por la interacción de una partícula con el centellador se estima integrando el pulso de corriente a la salida del PMT, el cual está conformado por la suma de N_{phe} pulsos de respuesta SPE. De acuerdo con [22] el modelo de la señal eléctrica se puede definir a través de la siguiente ecuación:

$$i_{pmt}(x, t) = \sum_{i=1}^{N_{phe}} i(t - t_i) \quad (3.1)$$

de donde i_{pmt} es la corriente a la salida del MAPMT en función del tiempo y la posición en la que atravesó la partícula la barra; N_{phe} es el número total de fotoelectrones a la salida del MAPMT y t_i la distribución de los tiempos de arribo. Es importante mencionar que N_{phe} a su vez depende de la distancia, la ganancia del MAPMT y su eficiencia cuántica. La carga total depositada entonces se puede calcular como:

$$Q = \int_0^{\infty} i_{pmt}(x, t) dt \quad (3.2)$$

La corriente $i(t)$ se puede modelar como:

$$i(t) = i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (3.3)$$

donde i_0 es la corriente característica de la interacción y está definida como:

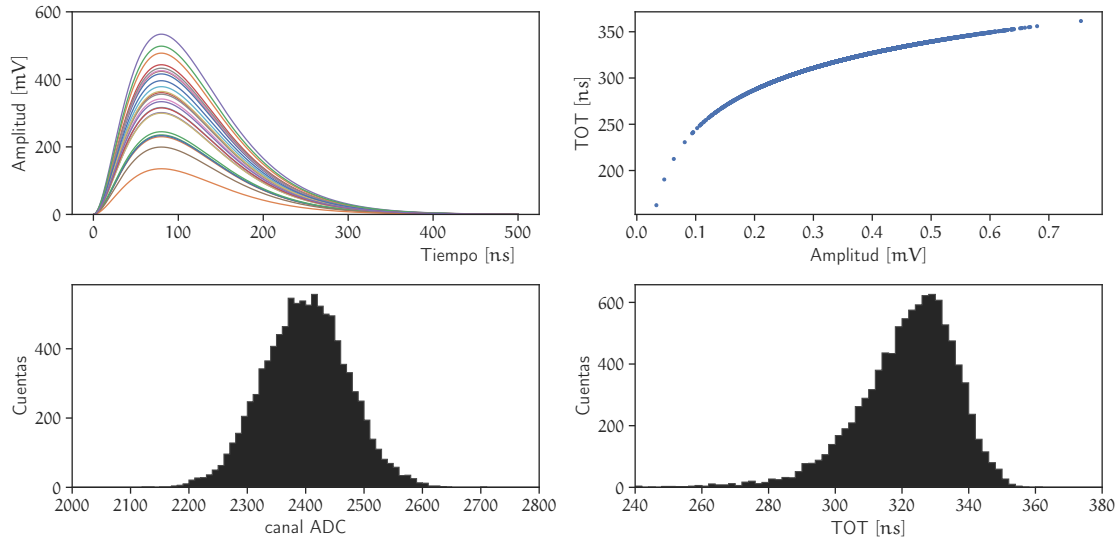


Figura 3.2: Modelo de primeros principios de conversión Carga-TOT.

$$i_0 = \lambda Q \quad (3.4)$$

con $\lambda = \frac{1}{\tau_d}$. Finalmente, $i(t)$ se puede expresar de la siguiente manera:

$$i(t) = \lambda Q \exp(-\lambda t) \quad (3.5)$$

El circuito que se requiere para realizar la integración del pulso y posteriormente registrar la altura de la señal integrada es complejo y no se adapta a las necesidades del SciCRT

Para simplificar la electrónica, buscamos desarrollar un sistema que utilice el Time over threshold. Primero debemos encontrar una relación entre la carga depositada y el tiempo que dura la señal encima de un umbral definido. Consideremos cuatro casos:

1. Sin utilizar circuito de formación 1. Utilizando un umbral constante 2. Utilizando un umbral variante en el tiempo 2. Utilizando circuito de formación 1. Utilizando un umbral constante 2. Utilizando un umbral variante en el tiempo

El problema de encontrar la relación entre Q y ToT se resuelve mediante un sistema de ecuaciones.

Consideramos $s(t)$ la señal del fotomultiplicador y $v(t)$ la función que describe al umbral.

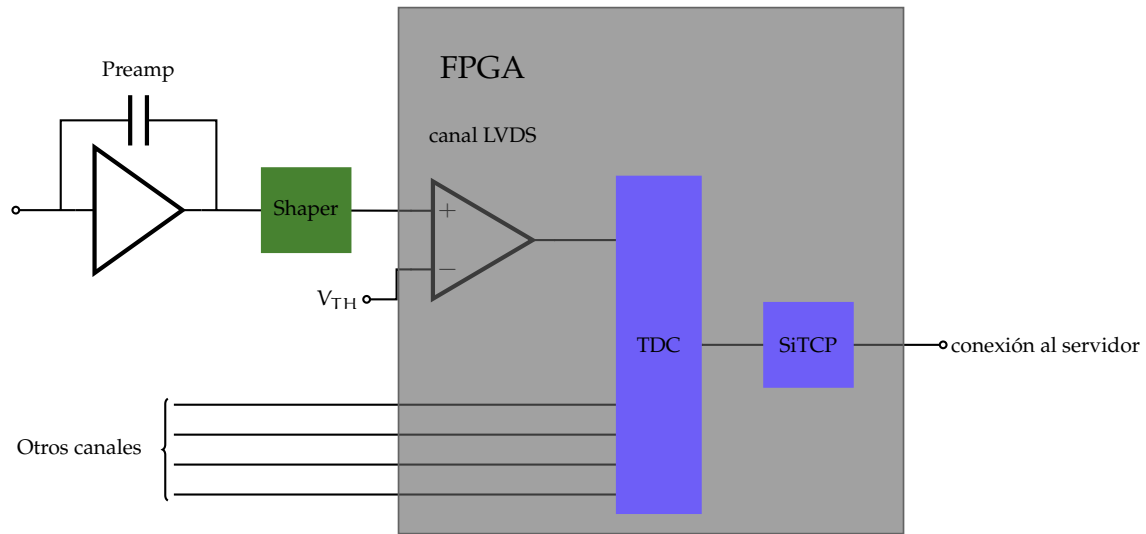


Figura 3.3: Diagrama esquemático de la nueva electrónica del SciCRT.

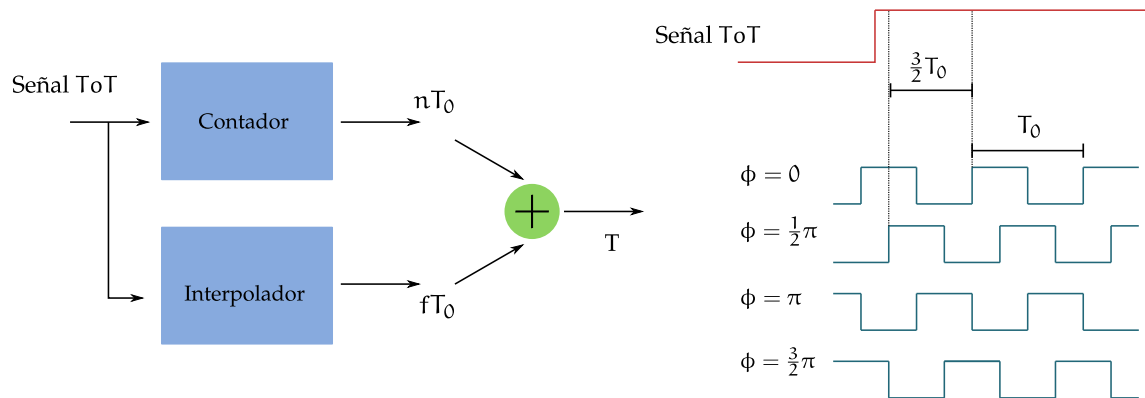


Figura 3.4: Arquitectura básica del sistema TDC por interpolación (panel izquierdo). Diagrama de tiempo y principio de operación del sistema TDC por interpolación.

Referencias

- [1] R. G. Giovanelli. A Theory of Chromospheric Flares. *Nature*, 158:81–82, 1946. 2
- [2] F. Hoyle. Some Recent Researches in Solar Physics. *Cambridge University Press*, 1950. 2
- [3] P. A. Sweet. The neutral point theory of solar flares. *Cambridge University Press*, pages 123–134, 1958. 2
- [4] E. N. Parker. Sweet’s mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids. *Journal of Geophysical Research*, 62(4):509–520, 1957. 2
- [5] K. Shibata y T. Magara. Solar flares: Magnetohydrodynamic processes. *Living Rev. Solar Phys.*, 8, (2011), 6. [Online article]: cited [21-Ene-2014] <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-6>,. 2
- [6] S. Masuda et al. A loop-top hard x-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection. *Nature*, 371:495–497, 1994. 2
- [7] S. Tsuneta et al. Observation of a solar flare at the limb with the YOHKOH Soft X-ray Telescope. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 44(5):L63–L69, 1992. 2
- [8] T. Yokoyama and K. Shibata. Magnetohydrodynamic Simulation of a Solar Flare with Chromospheric Evaporation Effect Based on the Magnetic Reconnection Model. *The Astrophysical Journal*, 549:1160–1174, 2001. 2
- [9] S. Shibata. Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 99:6651–6665, 1994. 6
- [10] T. Sako et al. Super Solar Neutron Telescope for the Next Solar Maximum. In *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference*, 2013. 8
- [11] K. Nitta et al. The K2K SciBar detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535:147–151, 2004. 8, 10
- [12] K. Hiraide. The SciBar Detector at FNAL Booster Neutrino Experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 159:85 – 90, 2006. 8

- [13] Y. Nagai et al. First cosmic-ray measurements by the SciCRT solar neutron experiment in Mexico. *Astroparticle physics*, 59:39–46, 2014. 9, 16, 17
- [14] R. Garcia and other. Particle identification and analysis in the SciCRT using machine learning tools. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 1002:165326, 2020. 9
- [15] T. Kikawa. *Measurement of Neutrino Interactions and Three Flavor Neutrino Oscillations in the T2K Experiment*. PhD thesis, Kyoto University, 2014. 10
- [16] E. Dietz-Laursonn. *Detailed Studies of Light Transport in Optical Components of Particle Detectors*. PhD thesis, RWTH Aachen University, 2016. 10
- [17] M. Yoshida et al. Development of the readout system for the K2K SciBar detector. *IEEE transactions on nuclear science*, 51(6):3043–3046, 2004. 10
- [18] Y. Sasai et al. Performance of the SciBar cosmic ray telescope (SciCRT) toward the detection of high-energy solar neutrons insolar cycle 24. *Earth, Planets and Space*, 66(130), 2014. 11
- [19] Y. Sasai et al. A faster and more reliable data acquisition system for the full performance of the SciCRT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 857:50–57, 2017. 16, 17
- [20] M. Anzorena et al. Current status of SciCRT experiment and its expected future performance. In *Proceedings 35th International Cosmic Ray Conference*, 2017. 16
- [21] T. Sako et al. Long-lived solar neutron emission in comparison with electron-produced radiation in the 2005 September 7 solar flare. *The Astrophysical Journal*, 651:L69–L72, 2006. 17
- [22] F. A. Sánchez and G. Medina-Tanco. Modeling scintillator and WLS fiber signals for fast Monte Carlo simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620:182–191, 2010. 18