



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

Resumen	v
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	6
1.4. Observaciones de neutrones solares	9
2. Telescopio centellador de Rayos Cósmicos	14
2.1. Descripción del detector	15
2.2. Caracterización del sistema óptico: barra de centlleo y fibra WLS	17
2.3. Formación de la señal de detección y respuesta del fotomultiplicador	23
2.4. Validación experimental de la simulación	28
3. Desarrollo de nueva electrónica para el SciCRT	37
3.1. Desempeño del SciCRT ante un evento de neutrones solares	37
3.2. La técnica de <i>Time over threshold</i>	40
3.3. Diseño de un <i>Time digital converter</i> con sobremuestreo	44
3.4. Diseño y optimización de la electrónica	45

4. Detección de partículas energéticas solares en el <i>SciCRT</i>	52
4.1. Desempeño del <i>SciCRT</i> como detector de RC	52

Resumen

Relativistic neutrons are produced during intense Solar flares, traveling across the interplanetary medium in their way to Earth. There is a strong attenuation of these particles when they interact with the atmosphere and only small number is capable of penetrating deeply. Solar neutron telescopes (SNT) were designed and installed on high mountains to observe these events, therefore studying acceleration mechanisms at the solar surface.

The SciBar cosmic ray telescope (SciCRT) is a brand new telescope installed on the top of the Sierra Negra volcano in eastern Mexico, composed of roughly 15 000 scintillator bars, capable of detecting solar particles with both high efficiency and energy resolution.

In September 2017 a series of intense solar flares were registered by the GOES satellite. In this period, the SciCRT registered two signals that could be related with a solar neutron events. In this paper we examine the possible events and use the unique capabilities of the telescope to determine an energy spectrum of the particles.

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 (*MHD*) de la atmósfera solar [8]; sin embargo se necesitan observaciones más detalladas para confirmar los modelos. Otro avance importante hacia el establecimiento de los modelos de reconexión 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 prueba de aceleración que el Sol podía acelerar partículas a energías relativistas (iones y electrones) se observó en 1942 cuando varios monitores de rayos cósmicos instalados en la superficie terrestre registraron un incremento en la tasa de cuentas. Gracias a estas observaciones,

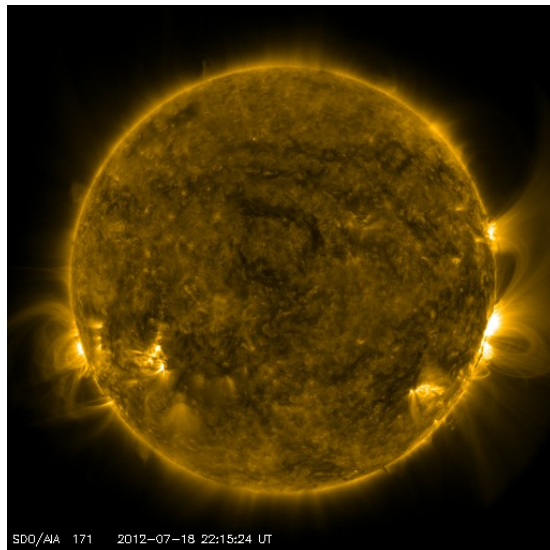


Imagen en la banda de 17 nm.

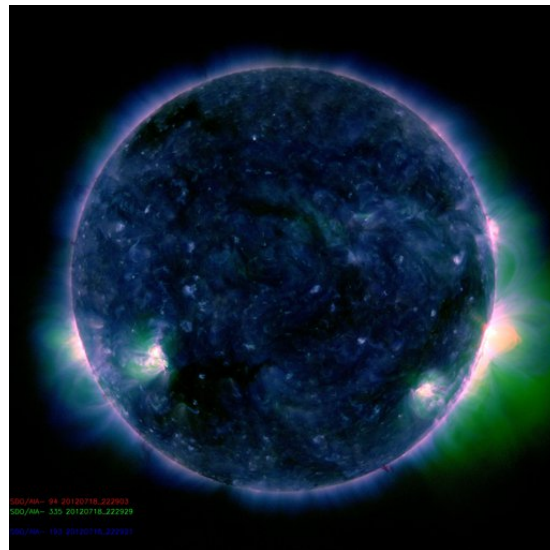


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

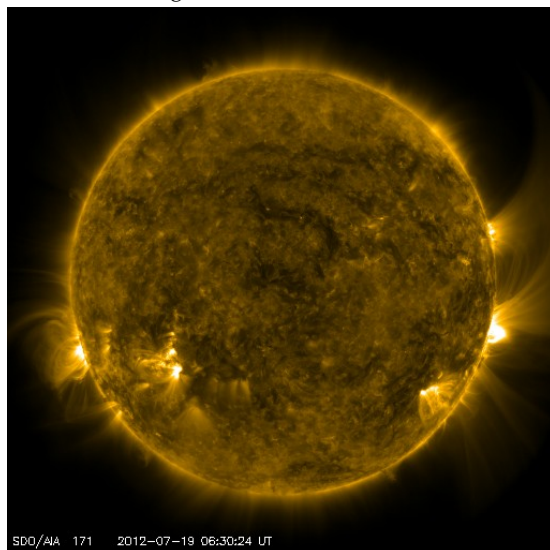


Imagen en la banda de 17 nm.

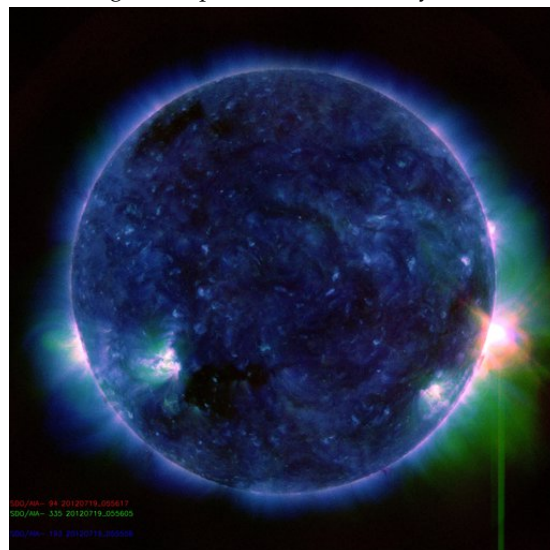


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

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>

desde hace más de 50 años hemos entendido que la ráfagas solares pueden acelerar protones al rango de GeV.

La aceleración de partículas no térmicas es un proceso fundamental en la física de plasmas; sin embargo, los mecanismos de aceleración de las mismas aún no se comprenden completamente. Esto es particularmente cierto para la aceleración de partículas durante fulguraciones solares debido a las severas restricciones que imponen las observaciones en los modelos de aceleración.

La opinión de que las partículas solares debían ser aceleradas por fulguraciones solares provino del hecho de que los eventos de rayos cósmicos solares pueden relacionarse en el tiempo con la actividad de las fulguraciones. Sin embargo, en el intervalo de los MeV, desde mediados de los setenta se estableció cierta relación entre los flujos observados de partículas y los choques interplanetarios. Desde mediados de los noventa se determinó que las eyecciones solares rápidas producen choques significativos y son, quizás, la fuente dominante de los iones de MeV observados en el espacio. En años recientes ha crecido la visión de que en los grandes eventos graduales la aceleración de las partículas observadas cerca de la órbita de la Tierra se produce en choques impulsados por eyecciones solares y durante fulguraciones.

Los procesos físicos que controlan la aceleración recaen en la interfaz de fenómenos locales y globales. La primera fase de la aceleración a partir de una distribución térmica es la más importante, pues produce una inyección preliminar y determina esencialmente la composición de carga de las partículas aceleradas [9]. Esta fase ocurre a nivel local en el plasma de la superficie solar. Por otra parte, para que las partículas supratérmicas puedan ser aceleradas a energías relativistas se necesitan escalas espaciales muy diferentes, comparables a sus radios de giro en los campos magnéticos coronales. Al mismo tiempo, muchas observaciones indican que la aceleración hasta energías relativistas sucede en una escala de tiempo del orden de un 1 s para los protones y de varios segundos para los electrones. En otras palabras, en las etapas tempranas y tardías de la formación del espectro de las partículas nos enfrentamos con escalas temporales y espaciales diferentes para diferentes especies.

De los varios intentos teóricos que se han hecho para explicar el proceso de aceleración, algunos enfatizan el aspecto global, mientras que otros se concentran en el aspecto local. Varios autores han propuesto un campo eléctrico de DC como un posible mecanismo de aceleración en las fulguraciones solares. Otro ejemplo de este enfoque es la aceleración de iones por turbulencia hidromagnética (*aceleración de Fermi de segundo orden*) o por ondas de choque.

Los procesos de aceleración se puede clasificar en tres grandes grupos: aceleración estocástica, aceleración de choque y aceleración coherente. Esta última clase incluye la acción de un campo eléctrico de DC, cuando el tiempo de aceleración es más corto que el tiempo de variación de dicho campo.

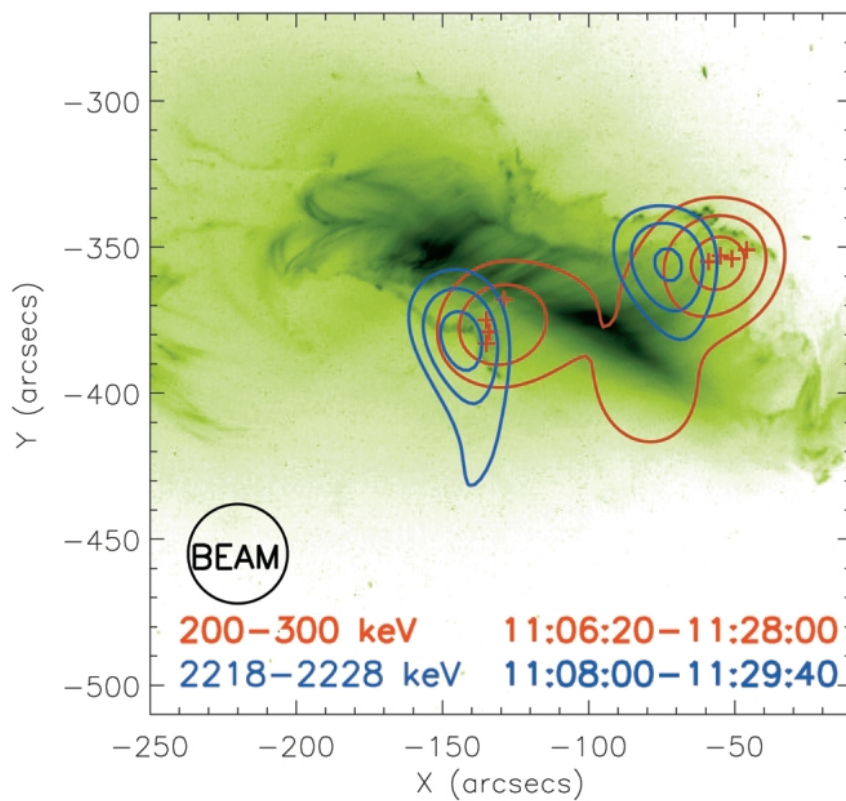


Figura 1.2: Imagen compuesta de observaciones en rayos X y γ de la ráfaga solar ocurrida el 28 de Octubre de 2003. Los contornos azules y rojos muestran la zona donde se aceleran la partículas dentro de la región activa que produjo la ráfaga.

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:

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

en donde E_k es la energía cinética de la partícula, r es la distancia a la fuente (para neutrones solares $r = 1$ 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 $E_k = 100$ 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 10-1000 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

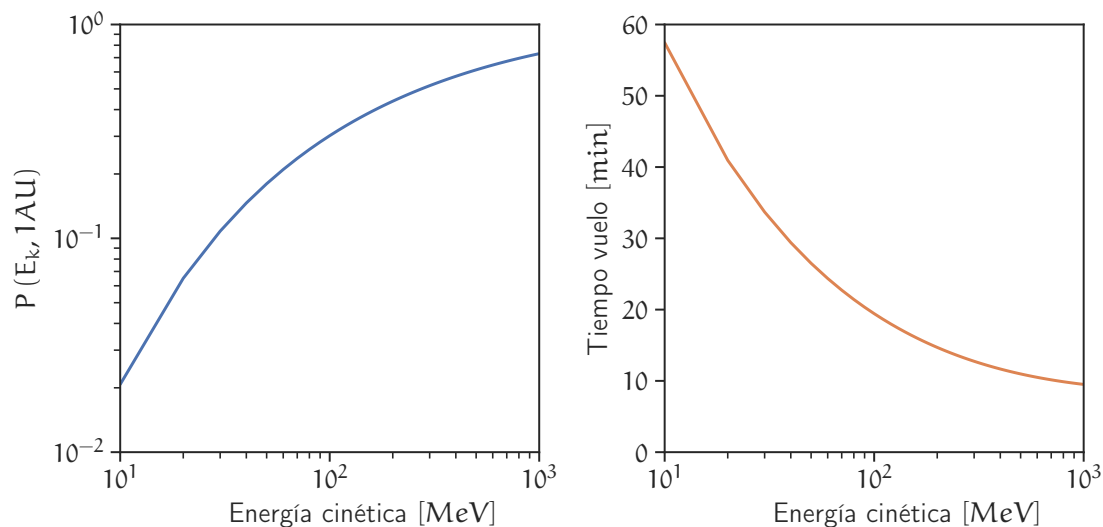


Figura 1.3: Probabilidad de arribo de neutrones solares a la orbita terrestre (panel izquierdo) y tiempo de vuelo (panel derecho).

de manera importante a la atenuación de los neutrones, no obstante sus productos pueden ser observados a cierta profundidad atmosférica [10].

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 [10], 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^{-2}). 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.

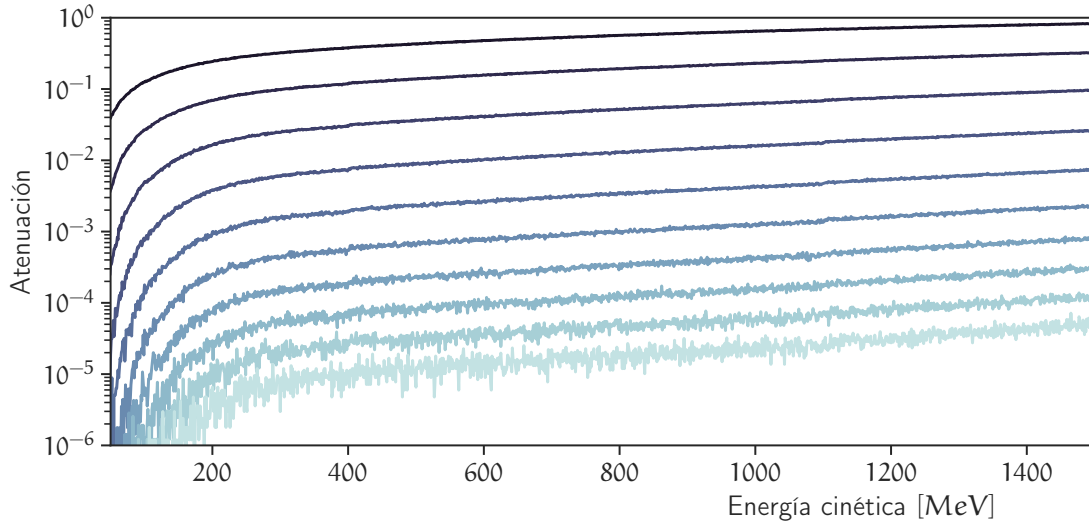


Figura 1.4: Simulación MC de la atenuación de neutrones solares en función de la energía cinética al tope de la atmósfera y profundidad atmosférica. Del color más oscuro al más claro, la profundidad atmosférica varía de 100 g cm^{-2} a 1000 g cm^{-2} .

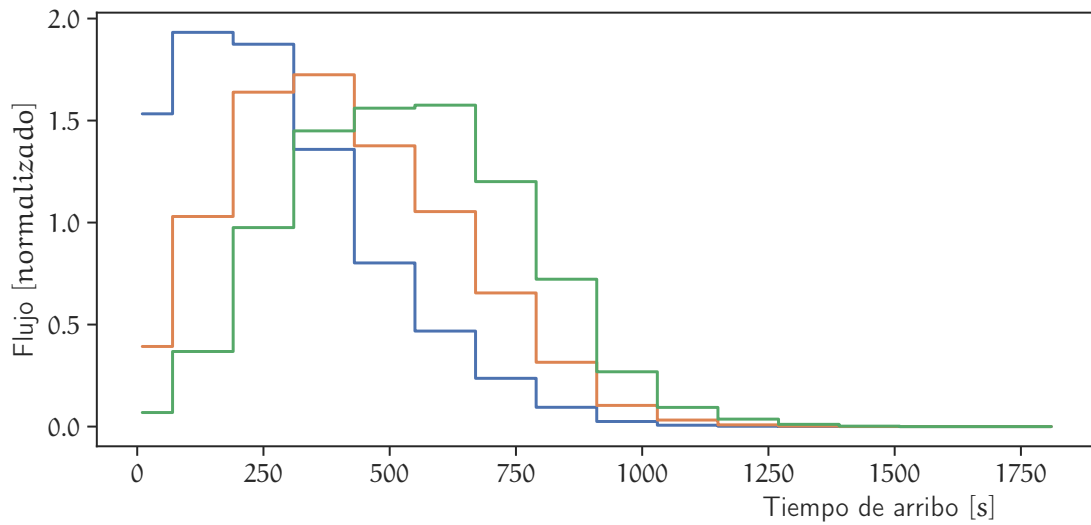


Figura 1.5: Perfiles temporales del arribo de neutrones en función del índice espectral α . En azul $\alpha = 3.0$, naranja $\alpha = 4.0$ y verde $\alpha = 5.0$.

1.4. Observaciones de neutrones solares

La primera prueba científica sobre la existencia de neutrones solares fue dada por [11], en relación con la fulguración del 21 de Junio de 1980 a las 13:18:20 UT. El evento fue registrado el espectrómetro de rayos γ del satélite *Solar maximum mission*, con un incremento total de 130σ . El espectrómetro (GRS por sus siglas en inglés) está compuesto de 7 detectores de NaI(Tl) los cuales registran rayos γ y un detector de CsI(Na) con un espesor de 25 cm; además de un sistema de anti-coincidencias.

Los datos del GRS registran tanto rayos γ como neutrones con energías mayores a los 100 MeV, lo cual brinda pruebas de aceleración de iones a energías del orden de los GeV. La figura 1.6 muestra el perfil temporal del GRS en dos bandas de deposición de energía: en panel superior de 10 a 140 MeV y el panel inferior de 25 a 140 MeV.

Durante la fase impulsiva de la ráfaga, que dura aproximadamente 1 min, se detectaron fotones de alta energía provenientes del decaimiento de piones neutros y Bremsstrahlung de electrones. Posteriormente durante 17 min se detectó el incremento debido al flujo de neutrones solares. Para la determinación del espectro de energía de neutrones se asumió que éstos fueron emitidos por una distribución temporal δ al mismo instante que los fotones de alta energía. De acuerdo con el tiempo de vuelo registrado en los datos de la figura 1.6, las energías cinéticas se extiende desde los 50 MeV hasta más allá de los 500 MeV. La prueba contundente de la detección de neutrones solares se observa emisión extendida solo se registra en el canal de más alta deposición de energía y su espectro de energía no sigue el característico decaimiento exponencial esperado de fotones energéticos [12].

El 3 de Junio de 1982 se obtuvo la primera observación de neutrones solares en superficie, la cual además se observó también por medio del satélite SMM [13]. El flujo de neutrones y fotones de alta energía fue originado por una intensa ráfaga X8.0 que inició a las 11:41 UT. Los fotones se pudieron observar desde las ondas de radio hasta los rayos γ . A las 11:43 UT el satélite SMM registró un incremento importante en el flujo de rayos γ provenientes del Sol, a lo que siguió una emisión de rayos γ de alta energía (> 10 MeV) y neutrones solares.

En la superficie terrestre 3 monitores de neutrones (NM) registraron incrementos sobre su nivel de fondo que van desde los 2.9 hasta los 8.5σ [14]. De los tres monitores localizados en el continente Europeo¹ el que tuvo mejores condiciones para observar el evento fue el de Jungfraujoch, Suiza: con un ángulo cenital solar de $\theta = 25^\circ$ y una profundidad atmosférica de 670 g cm^{-2} . La figura 1.7 muestra las tasas de cuentas del SMM y las del monitor de neutrones. El panel superior se encuentran los datos del GRS con una resolución de 20 s, mientras que el panel inferior contiene datos del NM con resolución de 1 min (línea continua) y 5 min (línea punteada). En los datos de 5 min los incrementos de las 11:45 a 11:55 corresponden a 6.7σ y 4.0σ , respectivamente. La escala de energías en el panel superior indica la energía cinética de los neutrones solares detectados, asumiendo que se emitieron al mismo instante de los rayos γ con una distribución temporal δ .

De acuerdo con [14] la energía de los neutrones detectados está en el rango de 100 MeV a 2 GeV,

¹Los otros se localizan en Italia y la República Checa

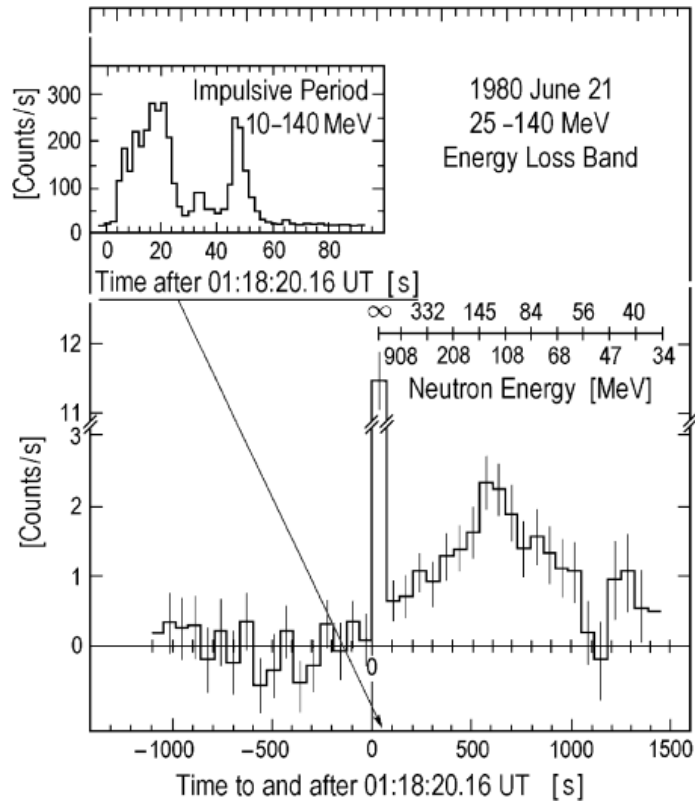


Figura 1.6: Evento de neutrones solares registrado el 21 de Junio de 1980 por el satélite *SMM*. El panel superior muestra el canal de menor deposición de energía y que registra el incremento debido a rayos γ . El panel central muestra los eventos con mayor deposición de energía y que corresponden a neutrones solares.

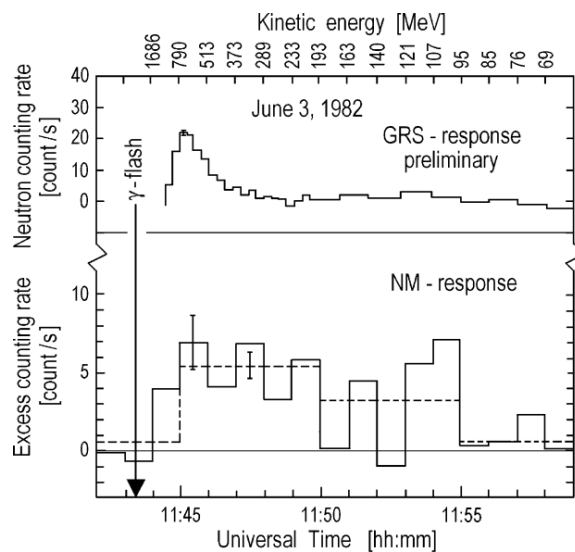


Figura 1.7: Evento de neutrones solares del 3 de Junio de 1982. El panel superior muestra los datos del SMM y el panel inferior los del monitor de neutrones de Jungfraujoch.

con un índice espectral de -2.4 .

El evento de neutrones solares del 22 de Febrero de 1991, significa un paso importante en el estudio de este fenómeno; no sólo por el estudio del evento en si, sino por la implementación exitosa del primer telescopio de neutrones solares (*TNS*) en el monte Norikura, Japón [15]. Con este nuevo instrumento fue posible discriminar la dirección de arribo de los neutrones (11° en la dirección solar) y separarlos en bandas de energías. Las tres bandas de energías que registra el *TNS* son: 50 a 360 MeV, 280 a 500 MeV y energías mayores a 390 MeV. Este evento es de gran interés debido a que la fulguración no mostró una gran significancia en la emisión de rayos X, lo cual llevo a concluir que la producción de neutrones se genero en la cromósfera baja, debido a la fuerte atenuación de los fotones en la atmósfera solar.

Debido al éxito del *TNS* de Norikura para extraer información sobre los neutrones solares, el Solar-Terrestrial Environment Laboratory (*STELab*) de la Universidad de Nagoya, Japón, desarrolló e instaló una red mundial de telescopios en siete montañas alrededor del mundo. La figura 1.8 muestra una diagrama esquemático de uno de los *TNS* instalados en la cima del volcán Sierra Negra (19.0°N , 97.3°W a 4580 m de altura). El telescopio está compuesto por plásticos centelladores de 1 m^2 de área y 30 cm de espesor, cada uno. En total se tienen cuatro plásticos para cubrir un área de 4 m^2 . En los plásticos, la energía cinética de las partículas es convertida en pulsos de luz, que después son captados por un fotomultiplicador y discriminados. De esta manera, la información que registra el detector se clasifica en 4 canales de energía[16].

Los *TNS* requieren la capacidad de rechazar la componente cargada de la radiación cósmica, lo cual se logra en el caso del telescopio de Sierra Negra mediante una señal de anti-coincidencia

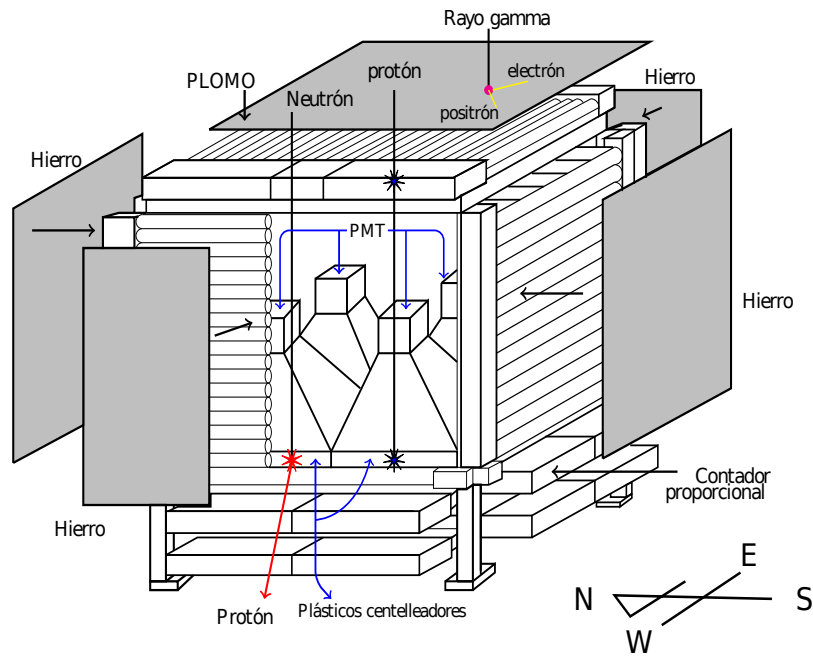


Figura 1.8: Diagrama esquemático del Telescopio de neutrones solares se encuentra en estación en la cima del volcán Sierra Negra. El sitio es conocido por albergar otro experimento importante, el Gran Telescopio Milimétrico. Las dimensiones del detector son: 280 cm de alto y 266 cm de largo y ancho Tomado de [17]

Cuadro 1.1: Eventos de neutrones solares detectados en superficie asociados con fulguraciones solares.

Fecha	Hora UT	Tipo de ráfaga	Localidad.	Observatorio	Índice espectral	Flujo (100 MeV) $\times 10^{26} \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
3/6/1982	11:43	X8.0	S09E72	Jungfraujoeh	-4.0 ± 0.2	260 ± 70
24/5/1990	20:48	X9.3	N36W76	Climax	-2.9 ± 0.1	430 ± 40
23/3/1991	22:42	X9.4	S26E28	Haleakala	-2.7 ± 0.1	6.0 ± 0.1
4/6/1991	03:37	X12.0	N30E70	Norikura	-4.9 ± 0.6	19 ± 2
24/11/2000	14:51	X2.3	N22W07	Chacaltaya	-4.2 ± 0.5	4.0 ± 1.3
25/8/2001	16:23	X5.3	S17E34	Chacaltaya	-3.1 ± 0.4	2.4 ± 1.3
28/10/2003	09:51	X17.4	S16E08	Tsumeb	-3.8 ± 0.4	37 ± 14
2/11/2003	17:03	X8.3	S14W56	Chacaltaya	-7.0 ± 1.3	2.8 ± 1.6
4/11/2004	19:29	X28.0	S19W83	Haleakala	-3.9 ± 0.5	150 ± 60
7/9/2005	17:17	X17.0	S06E89	Chacaltaya	-3.8	61
				Sierra Negra		
8/7/2014	16:20	M6.5	N12E56	Chacaltaya	-2.6 ± 0.2	3.50 ± 0.03
				Sierra Negra		

generada mediante contares proporcionales alrededor del detector. Adicionalmente, debajo del arreglo de plásticos centelladores se colocaron cuatro capas de contadores proporcionales, con cinco tubos cada una, las cuales sirven para determinar la dirección de los neutrones incidentes. A pesar de sus enormes ventajas con respecto a los monitores de neutrones para observar eventos de neutrones solares, en el capítulo 2 profundizaré sobre las limitantes de este diseño de telescopio.

La tabla 1.1 resume los eventos de neutrones solares detectados en superficie con suficiente significancia estadística ($> 5\sigma$), recopilada a partir de [18, 19, 20]. Los eventos de la tabla han sido observado ya sea por NM, TNS o ambos. Por otra parte, una lista detallada de posibles eventos (significancias entre 2.7σ y 4.9σ) de 1980 a 2005 se puede encontrar en [9].

El evento del 7 de Septiembre de 2005 es de gran importancia debido a que ha generado una discusión importante sobre la distribución temporal de la producción de neutrones en el Sol [19], ya que estos son acelerados por un mayor tiempo que la radiación electromagnética. De acuerdo con [21] este comportamiento puede ser explicado por un nuevo modelo de *MHD* desarrollado por [22]. En nuestro caso este evento se discutirá con mayor profundidad en el capítulo 3, ya que además nos ayudará a explicar la motivación para la electrónica del SciCRT.

Capítulo 2

Telescopio centellador de Rayos Cós- micos

Actualmente los telescopios de neutrones solares solo permiten estudiar el espectro de energía 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 [23]. 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* [24] y posteriormente en el experimento SciBooNE del Fermilab (Laboratorio Nacional Fermi) [25]. 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.

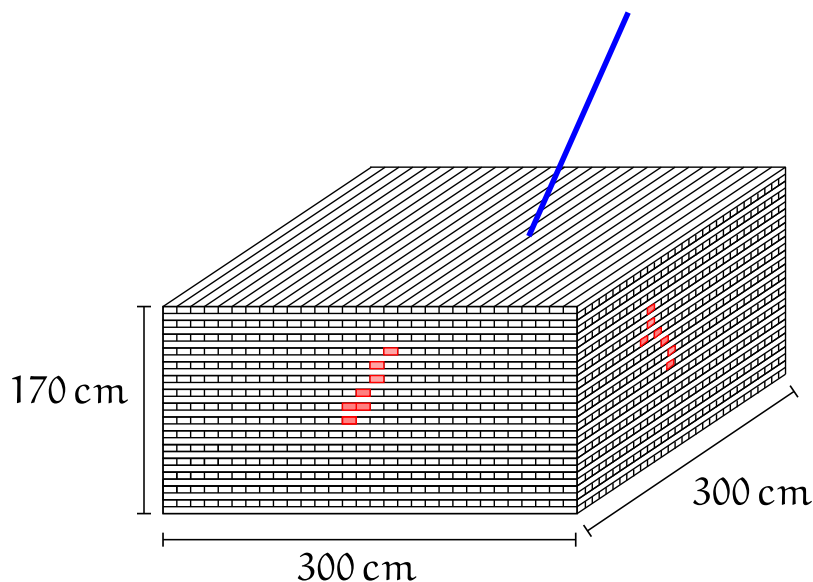


Figura 2.1: Diagrama esquemático del SciCRT. El detector se compone de 14 848 barras centelladoras y fibras WLS. La lectura de las fibras se hace por medio MAPMTs en grupos de 64 canales.

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 [26] (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 [27]. 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 del barras en el detector es de $300 \times 300 \times 170 \text{ cm}^3$.

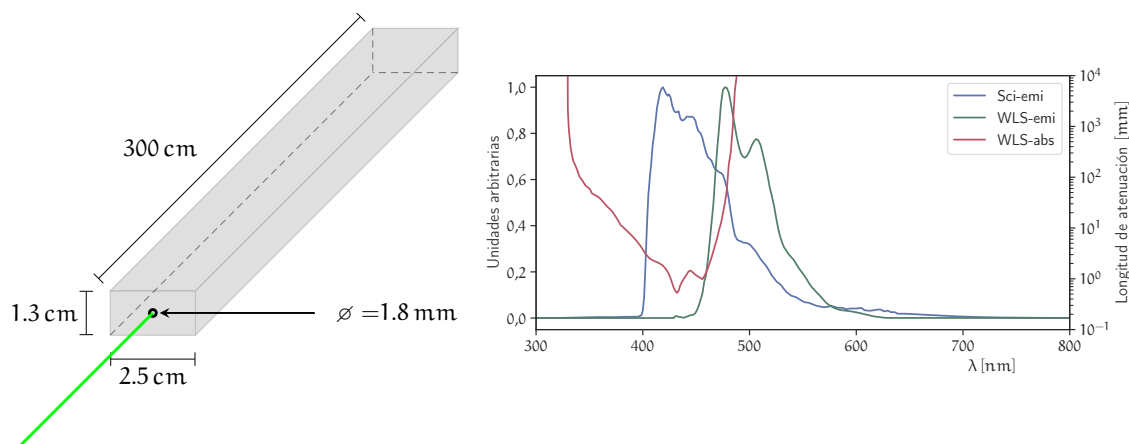


Figura 2.2: Diagrama esquemático de una barra centelladora con la fibra WLS instalada (panel izquierdo). Espectros de absorción y emisión de la fibra WLS y la barra de centelleo. Los datos de los espectros fueron obtenidos de [28] y [29].

Las barras de centelleo fueron fabricadas en el Fermilab y tienen características similares a las del experimento MINOS [24]. 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 [30]. 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

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 (aproximadamente 70 % de los datos son de neutrones atmosféricos). 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 [31].

2.2. Caracterización del sistema óptico: barra de centelleo y fibra WLS

Para lograr alcanzar los objetivos planteados, el siguiente paso de mi investigación fue la caracterización de los elementos ópticos y opto-electrónicos que integran al SciCRT. Esto tuvo como objeto poder crear un modelo del proceso de generación de la señal de detección (simulación MC) y la posterior calibración de la electrónica usando dicho modelo.

Como ya mencioné anteriormente, las barras de centelleo del detector fueron fabricadas en Fermilab y han sido utilizados en diversos experimentos; por la misma razón sus propiedades ópticas y mecánicas han sido investigadas ampliamente. Como referencia me base únicamente en los datos del fabricante [32].

El fluor usado en los plásticos del SciCRT (POPOP y PPO) emite en el espectro visible desde aproximadamente 400 nm hasta 580 nm, con un máximo en la emisión de 420 nm [28]. El espectro de emisión de la barra se puede observar en color azul en el panel derecho de la figura 2.2. Por otro lado, la figura 2.3 muestra el resultado de simular 1×10^6 muones interaccionando una barra centelladora descrita usando *Geant4* [33, 34] (distribución en color azul). Las características del modelo de la barra descrito se resumen en la tabla 2.1.

Al ser excitadas las moléculas de la barra, los fotones son emitidos de forma isotrópica en el volumen del plástico. Para mejorar la recolección por parte de la fibra WLS y para aislar ópticamente las barras entre si, cada centellador cuenta con un recubrimiento de TiO_2 . El espesor del recubrimiento impone una cota mínima en la energía del primario que puede entrar en la barra y producir una señal detectable. De acuerdo con [35], resultados de una simulación MC sugieren que con un espe-

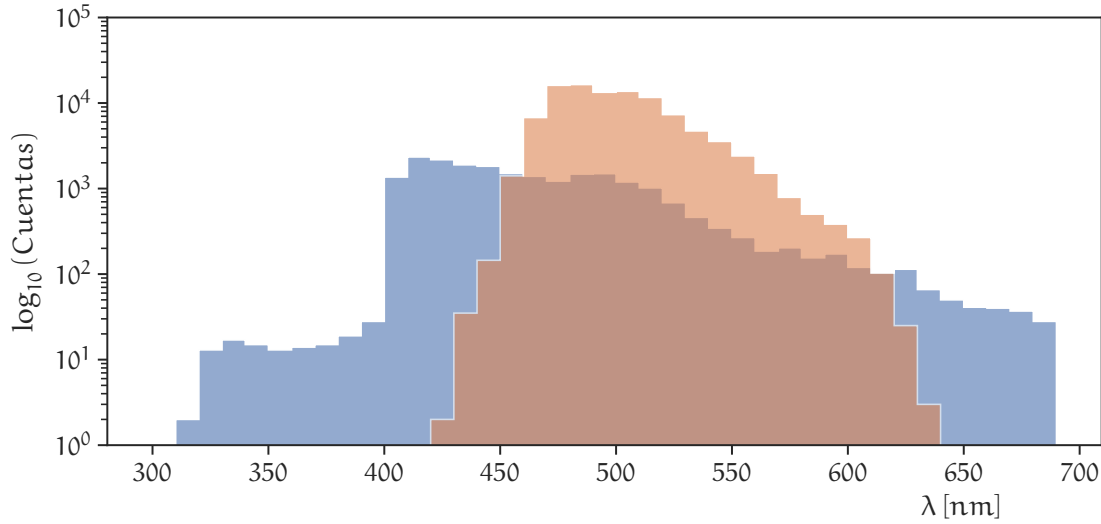


Figura 2.3: Simulación MC del proceso de emisión-absorción de fotones entre la barra y la fibra WLS.

sor similar al de las barras del SciCRT; el flujo de protones, electrones y fotones con $E_k < 10$ MeV es atenuado considerablemente. En el caso de nuestro detector este efecto es despreciable ya que el umbral de detección de primarios (para todas las especies) se encuentra cercano a 100 MeV.

En nuestra simulación de la barra un aspecto de vital importancia para la generación de las señales ópticas es el acoplamiento óptico que existe entre la superficie de la barra y el revestimiento. Tomando en consideración [29, 35], fijé la reflectividad del recubrimiento en 90 % en el rango de 300 nm a 800 nm, considerando además una componente difusa y especular. Dicho de otra forma, esta caracterización garantiza que la simulación trata la reflexión de los fotones en el recubrimiento de manera geométrica, engrosando en el espectro de los fotones de acuerdo a un cierto parámetro de rugosidad; lo cual simula las imperfecciones en ambas superficies.

Una fracción de los fotones que llegan a entrar en la fibra WLS son absorbidos y reemitidos a una mayor longitud de onda que la inicial². La emisión de los fotones por la fibra tiene las características de un decaimiento exponencial con $\lambda_{WLS} = 12.0$ ns y es isotrópica. Debido a que la fibra tiene dos recubrimientos (metacrilato y metacrilato fluorado) para que se lleve a cabo la reflexión total interna se requiere que los fotones sean emitidos con ángulos menores a 26.9° con respecto al eje de la fibra [28].

Los parámetros usados en la simulación de la fibra en Geant4 se muestran en la tabla 2.1. Es importante hacer notar que todos los parámetros ópticos utilizados fueron definidos en el rango de

²Por efecto de la conservación de la energía el fotón reemitido nunca puede tener una longitud menor a la longitud inicial.

Cuadro 2.1: Características ópticas y mecánicas.

(a) Barra centelladora	
Material base	poliestireno
Fluor	PPO y POPOP
Densidad (g cm^{-3})	1.08
Pico de emisión (nm)	420
Constante de decaimiento (ns)	3.6
Constante de Birks (cm MeV^{-1})	0.0208
Producción de luz (fotones/MeV)	8000
Dimensiones (cm^3)	$2.5 \times 1.3 \times 300$
(b) Fibra WLS Y11(200)	
Densidad (g cm^{-3})	1.05
Pico de emisión (nm)	470
Longitud de absorción	ver figura 2.2
Índice de refracción (núcleo)	1.60
Índice de refracción (revestimiento 1)	1.49
Índice de refracción (revestimiento 2)	1.42
Tiempo de decaimiento (ns)	12.0
Reflectancia de la pintura	0.54
(c) MAPMT H8804	
Longitud de onda de respuesta máxima(nm)	420
QE máxima (%)	25
Ganancia a -950 V	5.9×10^6
Tiempo de levantamiento (ns)	1.0

300 nm a 800 nm, lo cual requirió en algunos casos extrapolar cuidadosamente los datos proporcionados por el fabricante. Relacionado a este punto, es necesario evitar introducir discontinuidades en los espectros definidos, ya que dicha situación conlleva a la creación de acoplamientos ópticos artificiales y por lo tanto a la atenuación de la señal óptica. En la figura 2.3, la distribución en color naranja muestra los fotones reemitidos en la simulación, los cuales constituyen una prueba de la consistencia de la simulación.

Dentro de los parámetros de la simulación, la longitud de atenuación óptica de la fibra WLS requirió una calibración especial. La figura 2.4 muestra los resultados de este procedimiento. Como primer paso, la línea naranja es el resultado de la simulación previo a la calibración. La simulación consistió en arrojar fotones usando el espectro de emisión de la barra, a diferentes posiciones fijas dentro de la fibra y de manera isotrópica. En la simulación usé como parámetro de entrada la longitud de atenuación propuesta por el fabricante: > 3500 mm, la cual se define en Geant4 como una propiedad del material (en este caso del núcleo de la fibra). Para cada posición la simulación registra el número de fotones que llegaron al extremo de la barra donde se encuentra el fotosensor. Luego entonces, los resultados en la figura 2.4 son el número de fotones (normalizado) $L(x)$ que alcanzan el MAPMT en función de la distancia al mismo.

Los resultados de la simulación se pueden ajustar con la ecuación 2.1, la cual representa la relación entre la distancia al fotomultiplicador y $L(x)$:

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

de donde k es la ganancia del sistema óptico, λ es la longitud de atenuación, R es la reflectancia de al final de la fibra WLS y x_{tot} es la longitud total de la fibra (aproximadamente 330 cm, incluyendo la distancia del borde de la barra al fotomultiplicador). De manera general, el primer término de la ecuación representa la fracción de la luz que llega al MAPMT directamente, mientras que el segundo término representa la fracción reflejada.

El siguiente paso fue la obtención de la longitud de atenuación usando los datos del telescopio. Para determinar este parámetro, usé $\sim 4 \times 10^6$ eventos de muones, los cuales fueron registrados usando como disparo la coincidencia de las capas superiores e inferiores del detector (4-fold). Utilicé muones para esta prueba debido a que son partículas de ionización mínima (MIP) y su deposición de energía en una barra es prácticamente constante (aproximadamente 1.8 MeV).

A partir de los datos registrados, construí distribuciones de la energía depositada en cada barra de uno de los lados del detector; mientras la traza en la otra cara del detector sirve para medir la distancia entre el punto de cruce de la partícula y el MAPMT. Las distribuciones de cada barra se clasifican en 14 grupos diferentes (hay 14 MAPMTs en una de las caras del SciCRT), lo cual hace posible medir el efecto de atenuación en la fibra midiendo la posición del pico de la distribución de energía depositada en cada barra, en función de la distancia. Utilizando esta clasificación es posible medir la distancia del punto de cruce con un incertidumbre de ± 10 cm. Una restricción extra que establecí en el análisis fue la de analizar solo eventos producidos por partículas que cruzan de forma vertical, lo cual tiene por objetivo evitar eventos con una larga deposición de energía. La

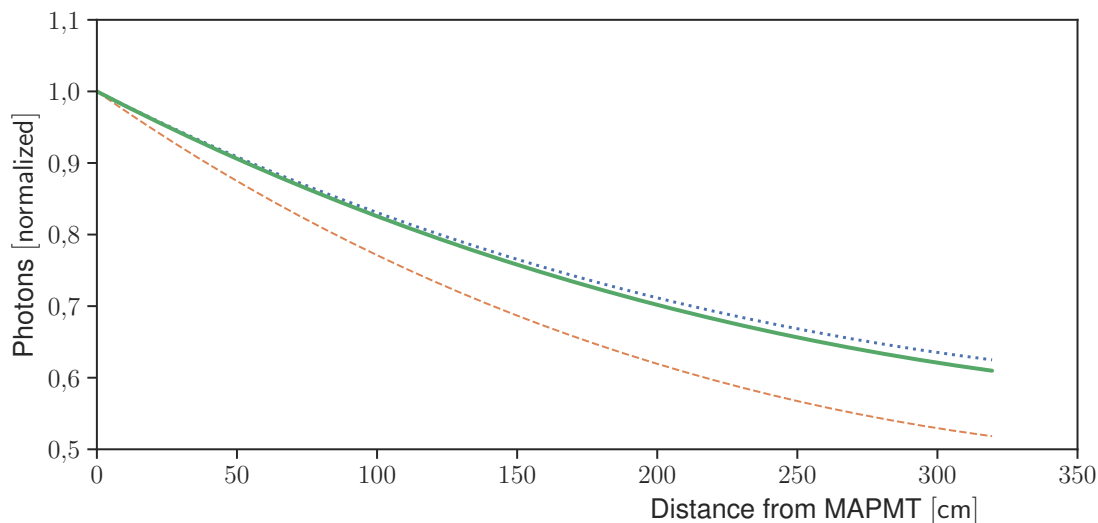


Figura 2.4: Atenuación de fotones en la fibra WLS. La línea azul son datos del experimento. La línea naranja representa el resultado de la simulación MC usando la atenuación reportada por el fabricante. La línea verde es el ajuste de la simulación a partir del experimento.

figura 2.5 muestra de forma resumida el procedimiento de selección de eventos y clasificación descrito.

Por otro lado la figura 2.6 muestra las distribuciones de ADC de muones cruzando a dos distancias diferentes del MAPMT. La distribución en azul claro corresponde a una distancia de 280 cm, mientras que la distribución en azul oscuro la obtuve a 40 cm. Usando un voltaje de alimentación para el MAPMT de -900 V, cerca 50 % de las barras (de un total de 896) tiene estadística suficiente para realizar el análisis, lo cual quiere decir que las distribuciones obtenidas no son afectadas por la saturación del MAPMT o falta de ganancia.

Ya que los muones registrados en el análisis están en el rango de energía de 0.5 a 30 GeV y son considerados MIPs, las distribuciones de intensidad luminosa registrada por los MAPMTs pueden ser ajustadas utilizando distribuciones de Landau. A partir del valor máximo estimado en cada ajuste (MPV) procedí a calcular el promedio ponderado para cada distancia. Posteriormente, ajusté la ecuación 2.1 y como resultado obtuve la gráfica azul mostrada en el figura 2.4. Los parámetros obtenidos a partir del ajuste son: $\lambda = 408 \pm 4$ cm y $R = 0.541 \pm 0.030$, lo cual es consistente con un estudio previo [36].

No obstante, es evidente de la figura que el resultado experimental difiere del obtenido en la simulación, lo cual indica que es necesario ajustar los parámetros del código. La discrepancia entre ambos experimentos proviene de varios factores. El primero es que la longitud de atenuación provista por el fabricante es en realidad un *longitud de atenuación de señal*, es decir, proviene de una

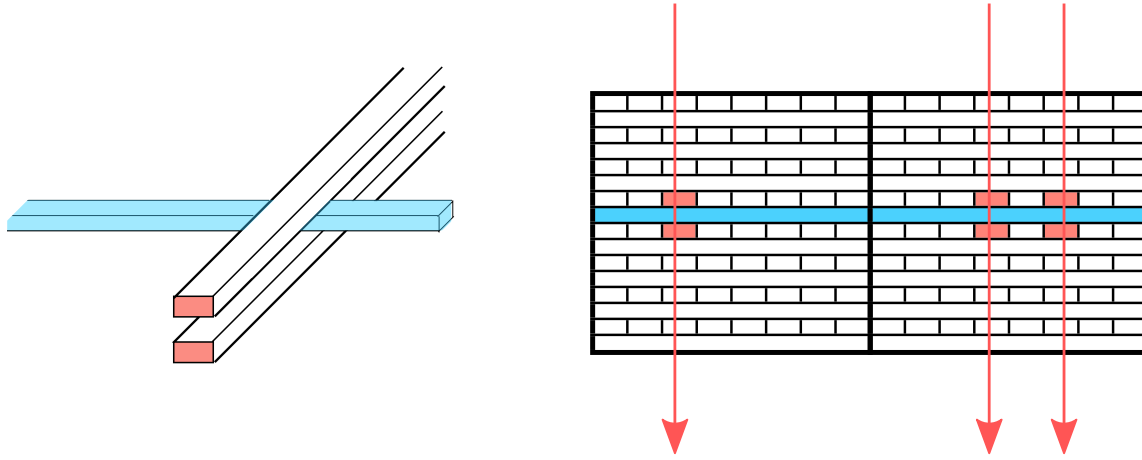


Figura 2.5: Diagrama esquemático de la selección de eventos de muones en los datos del SciCRT.

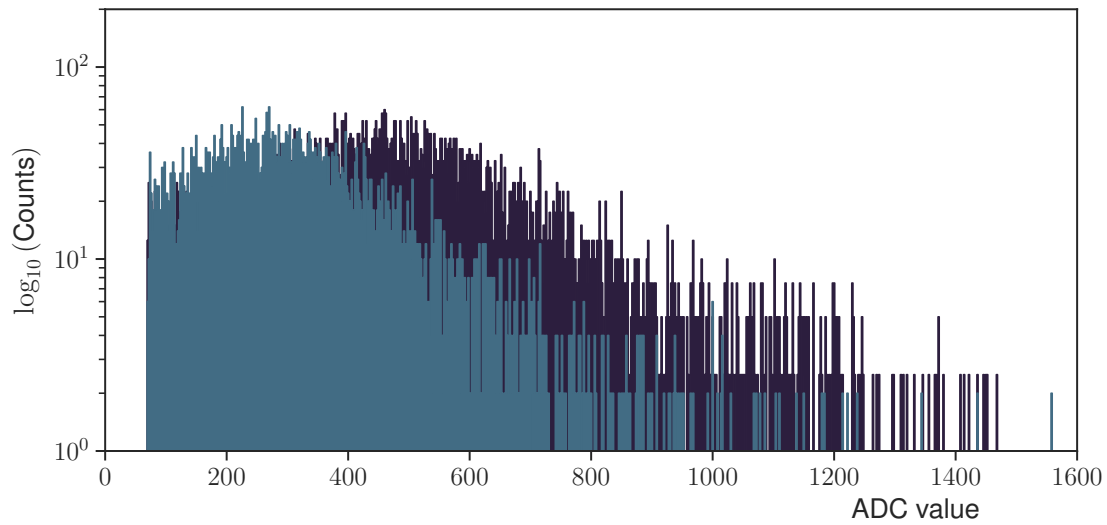


Figura 2.6: Distribuciones de ADC de muones que cruzan una barra de centelleo a diferentes distancias del fotomultiplicador.

medición realizada por el fabricante en donde interviene la geometría del experimento donde se midió y el acoplamiento óptico entre los diferentes elementos. En comparación el valor asignado en la simulación, la longitud de atenuación es una propiedad del material.

Con objeto de resolver esta discrepancia en [29] se propone utilizar el espectro de pérdidas de señal μ_{WLS} , el cual se muestra en la figura 2.3 y describe de mejor forma la atenuación en la fibra. Este espectro es provisto por el fabricante, sin embargo requiere la corrección mediante un factor de cuadrático, de la siguiente forma:

$$\mu_{corr} = a_0 \cdot \mu_{WLS} + a_1 \cdot \mu_{WLS}^2 \quad (2.2)$$

en donde μ_{corr} es el espectro corregido y μ_{WLS} es el especificado por el fabricante. De esta forma podemos usar las constantes a_0 y a_1 para calibrar los resultados de la simulación con el experimento. Finalmente, la línea verde en la figura 2.4 muestra el resultado de la corrección de la simulación, con parámetros de ajuste: $\lambda = 405 \pm 3$ cm y $R = 0.498 \pm 0.020$. A partir de esto podemos concluir que la atenuación óptica en la simulación concuerda con el experimento.

2.3. Formación de la señal de detección y respuesta del fotomultiplicador

La interacción de una partícula en el centellador produce un enorme número de fotones, de los cuales una pequeña fracción es capturada en la fibra WLS y puede propagarse a uno de los pixeles del MAPMT. En consecuencia, la señal eléctrica que debe procesar la instrumentación, es una señal de corriente compuesta por la suma de las contribuciones individuales de cada fotón que fue detectado por el sensor óptico. Así el modelo de señal eléctrica se puede definir a través de la siguiente ecuación:

$$i_{pmt}(x, t) = \sum_{i=1}^{N_{phe}} i(t - t_i) \quad (2.3)$$

de donde i_{pmt} es la corriente a la salida del MAPMT en función del tiempo y 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, eficiencia cuántica y energía depositada por la partícula en la barra. A continuación dedicaré mi esfuerzo en presentar las características temporales de la señal de detección

Los fotones que la fibra logra transportar hacia alguno de los fotocátodos del sensor tienen una distribución de tiempo definida principalmente por dos variables aleatorias [37]. La primera de éstas es la suma de dos variables aleatorias; la desexcitación de la fibra WLS y la emisión por

parte del material centellador debido al paso de radiación ionizante. Ya que ambos procesos son independientes entre si y pueden ser descritos mediante variables aleatorias exponenciales, la siguiente ecuación describe la distribución de tiempos P_D resultante:

$$P_D(t) = \frac{e^{-t/t_p} - e^{-t/t_f}}{t_p - t_f} \quad (2.4)$$

de donde t_p y t_f son las constantes de decaimiento de la barra y fibra WLS, respectivamente. Valores característicos para estos parámetros se pueden ver en la tabla 2.1, los cuales fueron determinados en experimentos previos [35, 38]. Una observación importante al respecto es, dado que la fibra WLS tiene una constante de decaimiento mayor a la de la barra (12 ns) es la primera la que domina el proceso.

La segunda variable aleatoria que afecta las distribuciones de tiempo de los fotones es la relacionada con la propagación en la fibra. Considerando solo los fotones que tienen una propagación meridional, el tiempo que tardan en recorrer la fibra se puede estimar de la siguiente forma:

$$t_{\text{prop}} = \frac{\chi}{\cos(\alpha)} \frac{n_{\text{core}}}{c} \quad (2.5)$$

donde α representa el ángulo con respecto al eje de la fibra y es una variable aleatoria uniforme; c/n_{core} es la velocidad de los fotones en el medio y $\chi/\cos(\alpha)$ la distancia recorrida total por el fotón hasta un pixel del MAPMT. No obstante, el tiempo real de propagación de un fotón en la fibra se ve afectado directamente por la pintura al final de la fibra y las reflexiones ocurridas en el recubrimiento del plástico. Luego entonces, si consideramos el *paquete* de fotones que se propaga por la fibra después de la interacción, el efecto general del proceso de transporte es la atenuación y ensanchamiento del pulso luminoso. Ambos efectos son de gran importancia en el contexto del desarrollo de electrónica de alta velocidad.

La distribución temporal de los fotones que llegan al MAPMT es finalmente afectada por la respuesta del mismo. A continuación describiré brevemente el principio de funcionamiento del sensor y sus propiedades.

El fotomultiplicador convierte la señal óptica débil en una señal eléctrica, con alta ganancia, bajo ruido y baja distorsión. Cuando los fotones llegan al fotocátodo, los electrones que se encuentran en la banda de valencia absorben la energía de los primeros ($h\nu$). Si la energía adquirida por los electrones es mayor que la función de trabajo del material, éstos son emitidos como fotoelectrones. Dependiendo de la eficiencia del material fotosensible y la energía de los fotones incidentes, una pequeña fracción de éstos será emitida como electrones.

Los fotoelectrones emitidos son acelerados por un campo eléctrico los dínodo. En el dínodo la multiplicación de electrones se lleva a cabo a través de la emisión secundaria de electrones. Para alcanzar ganancias superiores a 10^4 , un fotomultiplicador necesita varias etapas de emisión. Para el caso los MAPMTs en el SciCRT la ganancia puede alcanzar 10^7 utilizando 12 dínodos.

Los fotomultiplicadores son detectores con respuesta en el tiempo extremadamente rápida. Sus características están principalmente determinadas por el *tiempo de tránsito* que requieren los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo en atravesar la estructura multiplicadora y llegar al ánodo [39]. A pesar de esto, a causa de la naturaleza aleatoria del proceso de emisión secundaria, el tiempo de tránsito no es constante, sino tiene una distribución. Esto implica que la respuesta del sensor a un pulso muy corto de luz siempre tendrá un ensanchamiento finito y variable [40]. Al ancho total a altura media (FWHM) de la función de densidad de los tiempos de tránsito se le conoce como: *spread in transit time*.

La respuesta espectral de los sensores utilizados en el SciCRT es proporcionada por el fabricante y está resumida en la tabla 2.1. De aquí es importante notar que aunque la eficiencia cuántica máxima es cercana al 30 %, en realidad al consideramos en su totalidad la respuesta espectral del sensor la eficiencia está más próxima al 15 %.

Por otro lado, sobre la respuesta temporal del MAPMT no existe documentación abierta al respecto. Para lograr caracterizar este elemento, buscaremos obtener el *single photo-electron response* del fotomultiplicador; el cual se define cómo el estado en el que el sensor responde en promedio con un solo fotoelectrón por pulso luminoso incidente. Para obtener esta respuesta desarrollé un experimento colocando al MAPMT en una caja negra e iluminé la superficie fotosensible con un pulso de muy corta duración. Para evitar la saturación del sensor, coloqué el sensor a una distancia de 50 cm, además de utilizar un difusor. En este caso el difusor fue un cono de plástico pitado de blanco, el cual produce un haz luminoso homogéneo.

La fuente luminosa la cree utilizando un diodo emisor de luz (LED), un circuito digital para generar los pulsos de alimentación (del orden de 100 ns) y el circuito diferenciador que se muestra en el diagrama 2.7:

De forma muy general el circuito acopla la señal de entrada del tipo NIM (lógica negativa) en los transistores Q_1 y Q_2 , y la diferencia en el circuito RC compuesto por la resistencia de 100 Ω y el capacitor 0.1 nF. Los pulsos de voltaje a la salida del circuito tienen una duración aproximada de menos de 10 ns y tienen una forma similar a la de un pulso de centello.

Para realizar correctamente la prueba, previo a la iluminación del fotocátodo, medí los niveles de ruido de la cámara oscura para garantizar un nivel adecuado de cuentas por corriente oscura. El nivel de ruido para pulsos de -10 mV de amplitud es de 0.5 cuentas/s.

Los resultados del experimento usando la fuente luminosa se muestran en la figura 2.8. La línea negra representa la respuesta promedio obtenida de probar con 7 MAPMTs, mientras que el área sombreada representa la variación de $\pm\sigma$. El LED que utilicé tiene un máximo en su respuesta de 505 nm. Ya que la respuesta temporal del fotomultiplicador tiene un ancho de banda muy grande, para la digitalización de los pulsos utilicé un osciloscopio de alta resolución (ancho de banda de 2 GHz y frecuencia de muestreo de 10 Gmuestras/s), el fue facilitado por el Laboratorio de detectores del Instituto de Ciencias Nucleares.

Para lograr el estado SPE ajusté la intensidad de luz de tal manera que tuviera un 10 % de eventos detectados, lo cual basados en estadística de Poisson garantiza un ~ 0.5 % de eventos contienen 2 o

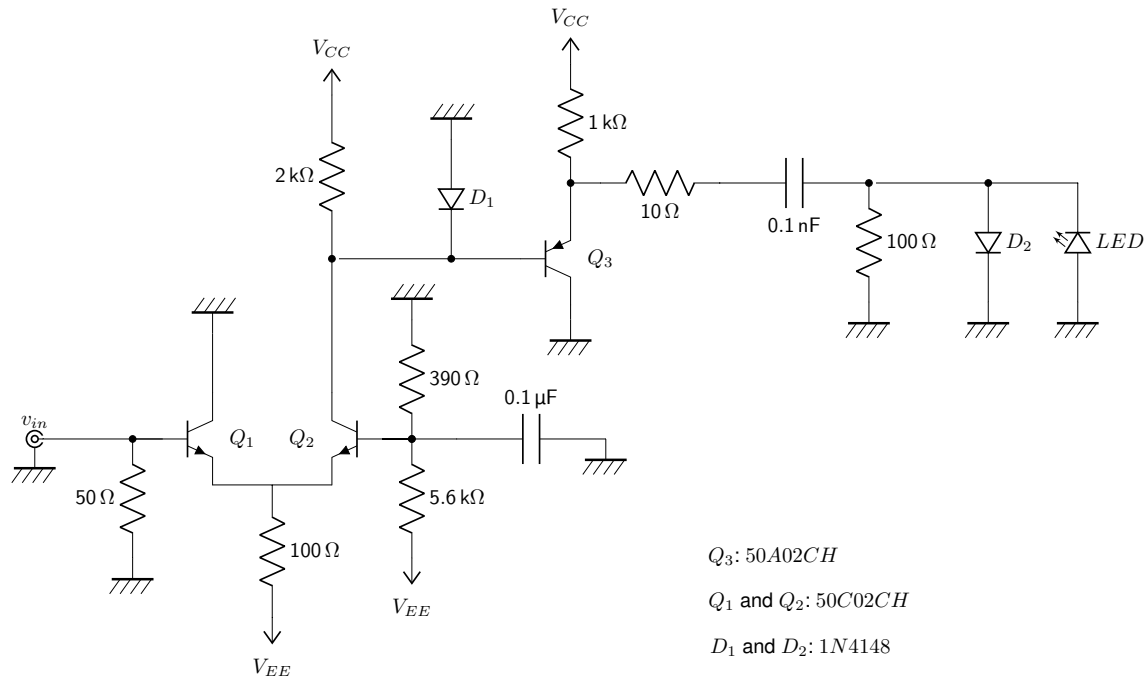


Figura 2.7: Diagrama esquemático del circuito diferenciador para generar pulsos luminosos cortos.

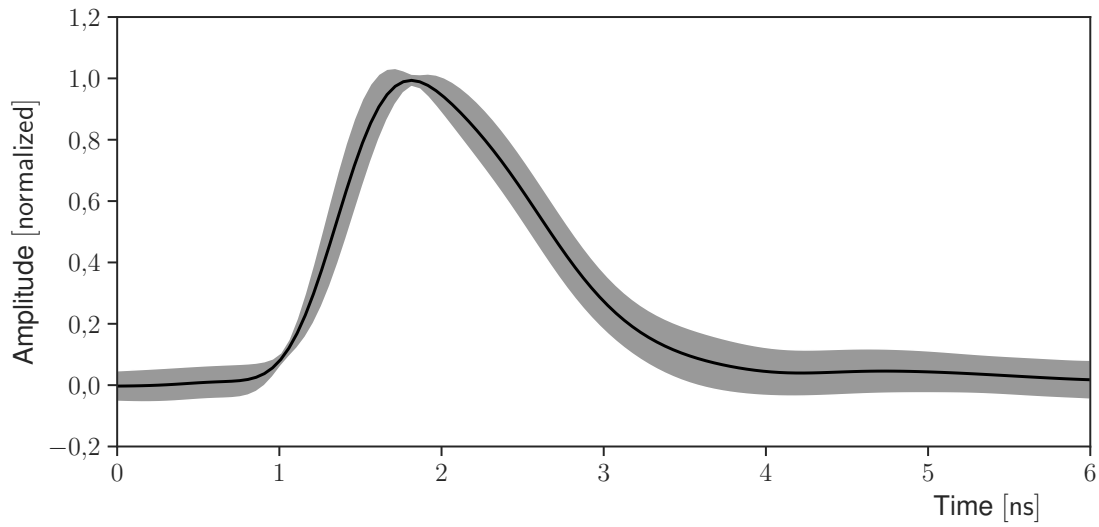


Figura 2.8: Respuesta SPE promedio en función del tiempo (línea negra). El área sombreada muestra las fluctuaciones de $\pm\sigma$.

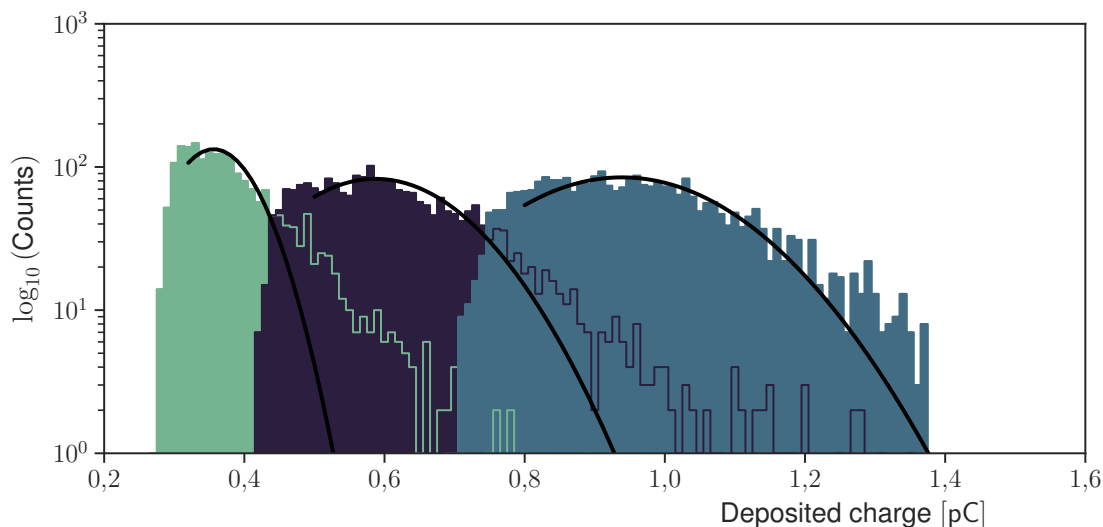


Figura 2.9: Distribuciones de carga de SPE para tres diferentes voltajes de operación. De izquierda a derecha los voltajes utilizados son: -850 V , -900 V y -950 V .

más fotoelectrones [41].

De acuerdo con [37], la respuesta SPE puede ser modelada como la respuesta en el tiempo de un circuito $CR - (RC)^\alpha$ como sigue:

$$v(t) = \frac{QR}{\tau\Gamma(1+\alpha)} \left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha e^{-t/\tau} \quad (2.6)$$

en donde Q es la carga integrada del pulso (o carga característica), R es la resistencia de carga y τ y α son parámetros libres del modelo. $\Gamma(1+\alpha)$ es la función gamma la cual se usa como constante de normalización.

Para poder ajustar este modelo a los datos primero obtuve las distribuciones de Q para diferentes voltajes de operación: -800 V , -850 V y -900 V , lo cual se muestra en la figura 2.9. Estas distribuciones se pueden aproximar utilizando una distribución Gassiana. Con un voltaje de alimentación de -950 V la carga media medida es de $0.938 \pm 0.003\text{ pC}$. Siguiendo un procedimiento similar para las distribuciones de τ (las cuales se ajustan más a una distribución de Landau) obtuve que el parámetro α que mejor se ajusta nuestro MAPMT es igual a 2.0.

De esta manera, la caracterización de los elementos ópto-electrónicos que intervienen en la formación de la señal me permitió crear un modelo de la misma, el cual incluye propiedades medidas experimentalmente y procesos físicos relevantes; y nos permitirá un estudio detallado para el desarrollo de nuestro instrumento. Ésto, sin embargo, será el objetivo del siguiente capítulo. En la

siguiente sección está dedicada a la validación experimental de la simulación Monte Carlo.

2.4. Validación experimental de la simulación

El experimento que desarrollé para validar la simulación consiste en detectar μ^\pm usando la coincidencia de 4 barras centelladoras ubicadas en las capas superiores e inferiores del detector, como muestra en el panel izquierdo de la figura 2.10. En la figura, las barras con las que se realiza la coincidencia están etiquetadas de p_0 a p_3 . Considerando las dimensiones de las barras (2.5 cm de ancho), el área total de detección es de 6.25 cm^2 . Si además tomamos en cuenta que existe una distancia de 200 cm entre las barras superiores e inferiores, el ángulo máximo con respecto al cenit con que los μ^\pm pueden generar coincidencia es de 0.36° .

Los 200 cm de material centellador (aproximadamente 128 barras) imponen un límite inferior con respecto a la energía cinética de los muones detectados. Una primera estimación se puede hacer utilizando la ecuación de Bethe-Bloch:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= -2\alpha \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 w_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \\ \alpha &= 2\pi N_e r_e^2 m_e z \beta \\ w_{\max} &= \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2m_r \gamma + m_r^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

con $r_e = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ el radio clásico del electrón; γ el factor de Lorentz; $\beta = v/c$, $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$ la masa en reposo del electrón; w_{\max} la máxima transferencia de energía en una colisión; \bar{I} el potencial medio de excitación; δ la corrección del efecto de densidad; m_r la razón de las masas del muon y el electrón. Finalmente, $N_e = N_A \rho Z/A$, de donde Z y A son el número atómico y la masa atómica del material, respectivamente, N_A el número de Avogadro y ρ la densidad del material. Integrando la ecuación 2.7 para x de 0 a 1.3 cm, obtenemos una pérdida de energía en la barra de $E = -1.44 \text{ MeV}$. Por consiguiente, un muon que cruza verticalmente el detector requiere al menos una energía de 200 MeV.

No obstante, cuando la partícula atraviesa el medio la cantidad de energía depositada no puede ser estimada por la ecuación 2.7, ya que existen fluctuaciones estadísticas tanto en el número de colisiones sufridas como en la energía transferida en cada una. Debido a esto, para establecer el umbral del energía requerido modifiqué la simulación en Geant4 para incluir un volumen equivalente de barras de centelleo; de forma que estas sirvieran como material absorbente.

Con el fin de inyectar a la simulación un espectro de muones adecuado, utilicé como generador de eventos el modelo PARMA model 4.0 (*PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere*) [42], el cual es capaz de reproducir datos experimentales de diferentes experimentos de astrofísica

Telescopio centellador

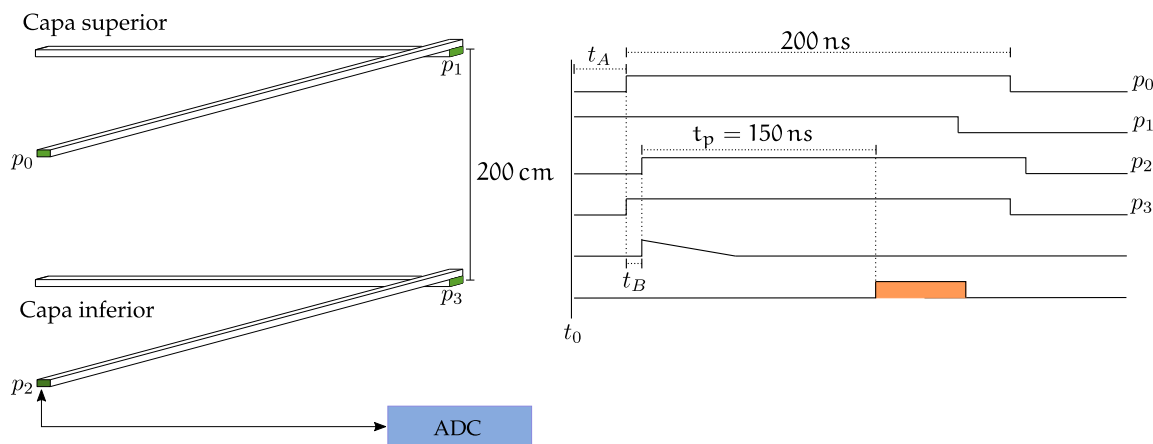


Figura 2.10: Configuración del experimento en Sierra Negra. El sistema de coincidencias se forma por las tarjetas instaladas en las posiciones marcadas en verde.

a diferentes profundidades atmosféricas, incluyendo la dependencia del ángulo cenit. Para calcular el espectro de μ^\pm en Sierra Negra, el modelo PARMA considera la profundidad atmosférica, rigidez umbral y el periodo de observación (para corregir efectos debidos a la actividad solar). El espectro de energía de los muones que llegan a la barra en la parte de inferior del detector calculado mediante PARMA se muestra en la figura 2.11. Usando este *setup* de simulación podemos obtener la energía depositada por las partículas en la barra, así como la cantidad de fotones que llegan al sensor y sus tiempos de arribo.

Un primer resultado que se observa de la figura 2.11 es que los muones que logran cruzar el SciCRT de forma vertical requieren al menos 400 MeV de energía.

Puesto que la electrónica del SciCRT no permite procesar las señales de las barras de manera independiente, con el propósito de desarrollar el experimento, instalé en Sierra Negra cuatro amplificadores (marcados en verde en la figura 2.10) que desarrollé con la ayuda del Ing. Roberto Taylor, técnico en la estación de RC de Ciudad Universitaria.

La salida de los amplificadores genera la señal de 4-fold, la cual sirve como disparo para un digitalizador de pulsos, el cual toma la señal directa a la salida del fotomultiplicador (marcado como p_2). Con esta configuración obtenemos una tasa de eventos de 275.3 ± 3.0 eventos/h. El alto voltaje en los MAPMTs está fijo en -950 V , con un umbral de en la electrónica de -70 mV ($\sim 2 \text{ pe}$). Los pulsos registrados se muestrean a una frecuencia de 4 Gmuestras/s).

La figura 2.12 muestra en color azul oscuro una señal adquirida con el experimento, en comparación las señales producidas por la simulación (lineas de color), la cual incluye todos los procesos descritos previamente: PARMA + material absorbente + barra de centelleo + fibra WLS + SPE del MAPMT.

De acuerdo con la simulación la tasa de eventos esperada para muones con energías mayores a

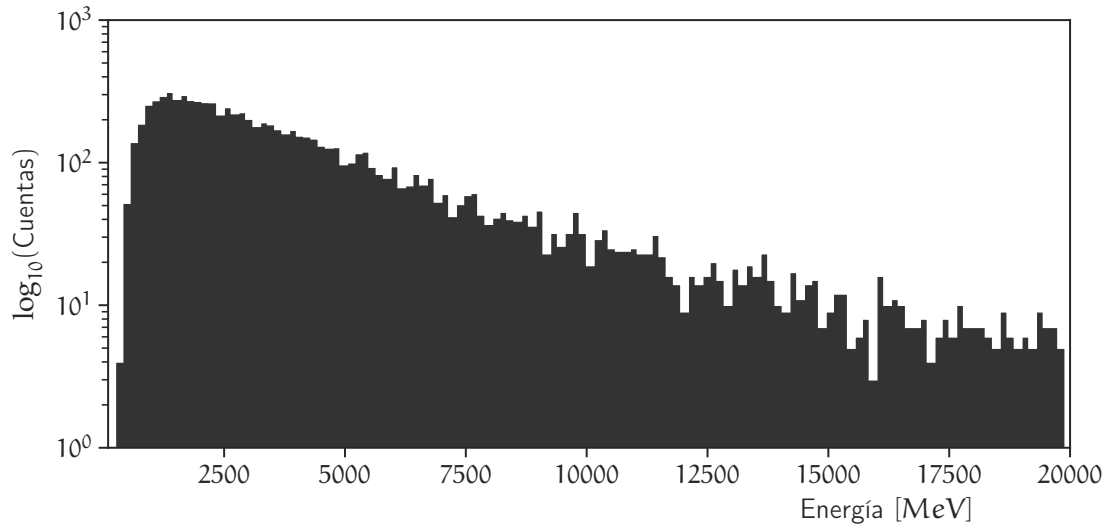


Figura 2.11: Espectro de energía de μ^\pm utilizado en la simulación. El espectro es estimado a partir del modelo PARMA usando la localidad de Sierra Negra.

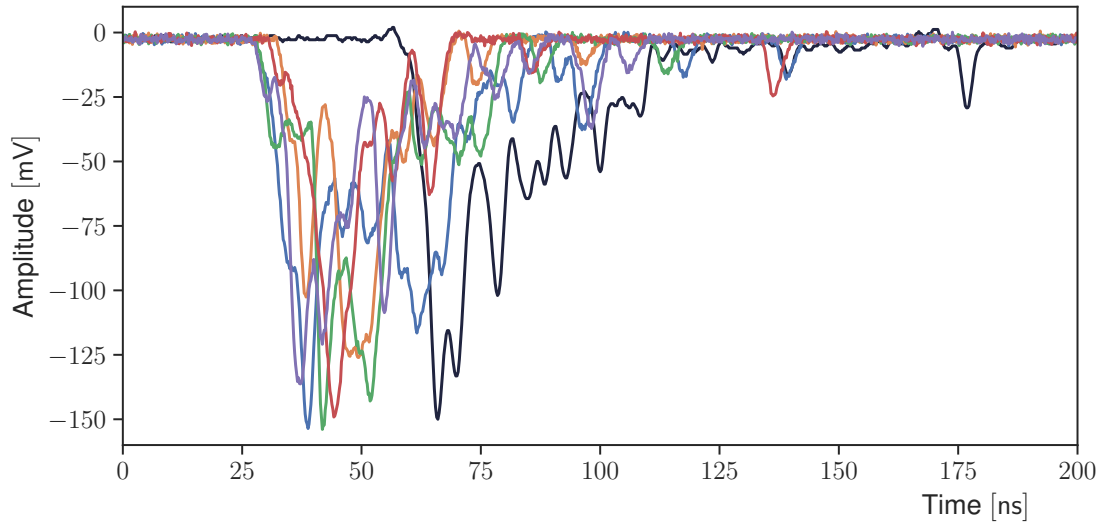


Figura 2.12: Comparación entre señales generadas por la simulación MC (líneas de color) y el experimento realizado en Sierra Negra (línea oscura).

400 MeV, atravesando verticalmente un área de 6.25 cm^2 es de $264.6 \pm 1.5 \text{ events/h}$. Sin embargo, para poder comparar esta tasa con la tasa de experimento es necesario considerar la eficiencia de detección. Si analizamos el caso de una sola barra que registra más de 2 pe, obtenemos que la eficiencia es cercana a 0.99 y, dado que las barras producen señal de forma independiente, la eficiencia total es de 0.97. Así, un mejor estimado de la tasa de eventos en la simulación es $256.6 \pm 2.0 \text{ events/h}$.

A partir de aquí es posible observar que el experimento y la simulación difieren en la tasa de eventos con un error del 7 %. En lo que sigue explicaré el origen de esta discrepancia, analizando las características en el tiempo y carga depositada por los muones registrados en el experimento.

En principio, la contaminación ocasionada por partículas de otras especies, capaces de cruzar el detector, es casi despreciable. Luego entonces, la mayor tasa en el experimento debe ser ocasionada por eventos multiples (dos o más partículas registradas en una ventana de 200 ns) o disparos accidentales.

El diagrama de tiempos de la generación de las señales en el experimento se muestra en el panel derecho de la figura 2.10. La distancia entre el MAPMT y el punto donde el muon el cruza y genera la coincidencia es de $295.0 \pm 2.5 \text{ cm}$. Los fotones emitidos desde este punto, dentro del centellador, requieren por lo menos de 16 ns para alcanzar el MAPMT (considerando que se propagan en línea recta). Este valor es ensanchado por la distribución angular de los fotones transmitidos por la reflexión total interna en la fibra y los fotones que se reflejan al final de la barra y el revestimiento. A partir de la simulación pude estimar que el tiempo mínimo que requieren los fotones para llegar al MAPMT es de 23 ns (t_A en el diagrama). En el diagrama se observa que la señales adquiridas en los puntos p_0 y p_2 son afectadas por este retardo temporal. Por otro lado, los muones relativistas que cruzan el telescopio de forma vertical solo necesitan 7 ns (marcado como t_B) para alcanzar la parte inferior del detector. Siguiendo este razonamiento, las señales en p_1 casi inmediatamente después de la interacción de la partícula, mientras que los pulsos adquiridos en p_2 y p_3 están atrasados t_B con respecto a las señales en el tope. Dado que los eventos en p_2 son los últimos en producirse, el instante en que ocurren determina el tiempo de generación de disparo.

A esto se suma un retardo introducido por los amplificadores, cables de interconexión y otros elementos en la cadena de procesamiento de la señal, lo cual en total suma un retardo $t_p = 150 \text{ ns}$. Lo destacable de este análisis es que ambos efectos se pueden usar para corregir los datos, de manera que el efecto de t_p se usa para compensar los datos experimentales, mientras que los datos de la simulación son compensados por el retardo de $t_A + t_B$.

Con esto podemos comparar las distribuciones de tiempo t_{max} en las que los pulsos alcanzan su valor máximo. El resultado de este análisis se muestra en la figura 2.13. La distribución en verde es el resultado de la simulación, mientras que el histograma negro corresponde a los datos obtenidos en el experimento. La diferencia entre ambas distribuciones evidente y proviene principalmente de no linealidades en el cadena de procesamiento que no están completamente caracterizadas y no se pueden incluir en la simulación. El más importante de estos efectos es debido a las variaciones de temperatura en el lugar, lo cual afecta a los circuitos que generan la coincidencia y según el fabricante es del orden de $\pm 10 \text{ ns}$. La segunda fuente de error importante es el digitalizador de

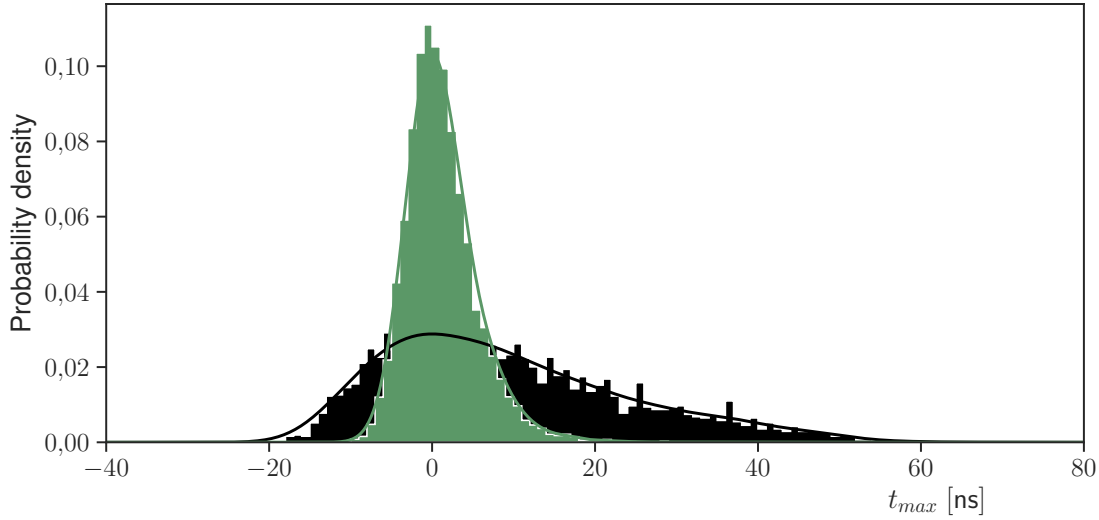


Figura 2.13: Distribuciones de t_{\max} para el experimento y la simulación. La distribución en verde es el resultado de la simulación, mientras que la distribución en negra es proveniente del experimento.

pulsos, el cual tiene una incertidumbre en su tiempo de propagación del orden de ± 50 ns. Dado que ambos factores se pueden asumir son derivados de errores en la electrónica y en principio no afectan directamente el número de eventos registrados, podemos descartar su papel en las diferencias entre la simulación y el experimento.

Como se mencionó en la sección anterior, los fotones de centelleo y de la fibra son emitidos de forma aleatoria siguiendo un decaimiento exponencial. Como resultado de este fenómeno, cada señal originada por la interacción de partículas en el plástico, tiene la firma de un decaimiento exponencial dominado por la constante de tiempo más lenta de los dos procesos. Para verificar esta característica, ajustamos una función exponencial negativa a la cola de todos los pulso, comenzando el instante de máxima amplitud. Los resultados se muestran en la figura 2.14, en la cual las líneas punteadas representan los ajustes. Como se observa en la figura, el ajuste en los datos experimentales se limita a una ventana de 50 ns de duración. Esto es debido a que después de este instante la razón señal a ruido de la señal cae, lo hace imposible seguir detectando el decaimiento. Los valores de constantes de tiempo obtenidas para la simulación y el experimento son: $\tau_{\text{sim}} = 17.10 \pm 0.03$ ns, $\tau_{\text{exp}} = 17.64 \pm 0.02$ ns, los cuales son cercanos a la constante de tiempo de la fibra WLS; la más lenta de ambas. Es de esperarse que este valor se degrade debido al volumen de la barra y el revestimiento [35].

A continuación analicé el ancho de las señales $t_{90} - t_{10}$, definido como el intervalo de tiempo que requiere el pulso para pasar del 10 al 90 % de la carga total. La distribución color verde claro en la figura 2.15 corresponde a los resultados de la simulación, mientras que la distribución negra

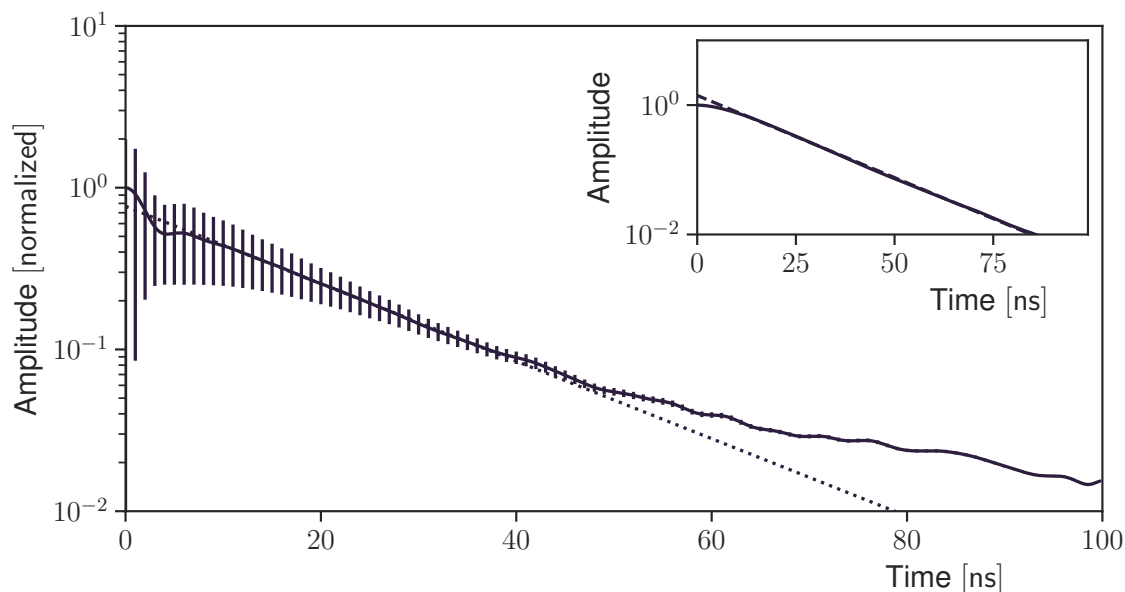


Figura 2.14: Análisis del decaimiento exponencial de la fibra WLS. El panel en la esquina superior derecha muestra los resultados de la simulación. Los datos experimentales se muestran en la parte central de la figura.

proviene de los datos experimentales. Aunque ambas distribuciones son muy similares, se puede observar una diferencia de 7 ns entre los valores máximos de ambas. La razón de esto se encuentra en la degradación de los tiempos de subida y bajada de los pulsos debido al ancho de banda limitado de los elementos que componen la cadena de conexión. Si calculamos el tiempo de subida compuesto por estos elementos en serie obtenemos un valor de 3.4 ns, el cual además debe afectar a los pulsos de forma simétrica. De esta forma se explican de forma satisfactoria las diferencias entre experimento y simulación.

Otro rasgo distintivo de la distribución experimental es su cola más extendida, la cual se extiende más allá de los 120 ns y no puede ser corregida con los argumentos previos. Ya que el ancho del pulso es independiente de la energía depositada³, la cola de la distribución solo se puede atribuir a eventos de dos o más partículas en la ventana de tiempo o disparos accidentales. La figura 2.16 muestra el histograma en dos dimensiones del número de fotoelectrones contra el ancho del pulso de los datos del experimento. Como se observa en la figura los eventos con anchos mayores (mayores a 100 ns) se encuentran distribuidos en la parte de menor deposición de carga, lo cual supone no pueden ser originados por dos o más partículas. Por lo tanto suponemos la contaminación debe originarse de disparos accidentales de la electrónica. A partir de la simulación podemos estimar que la probabilidad de tener un pulso de ancho mayor a 100 ns es menor a 0.5 %, así que establecemos esto como un umbral de corte para limpiar los datos experimentales. Después de la selección de eventos, la tasa de eventos registrada en el experimento es 253.3 ± 5.0 events/h.

³Esto se debe a que la medida del ancho se hace sobre un pulso normalizado en amplitud.

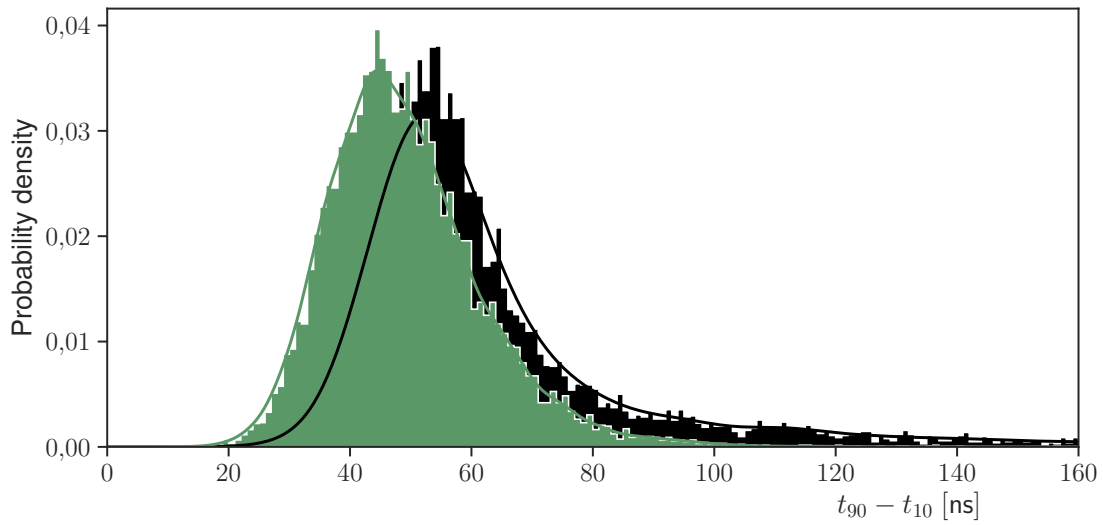


Figura 2.15: Distribuciones de ancho de pulso para datos experimentales y simulación. La distribución verde es el resultado de la simulación, mientras que la de color negro es el experimento.

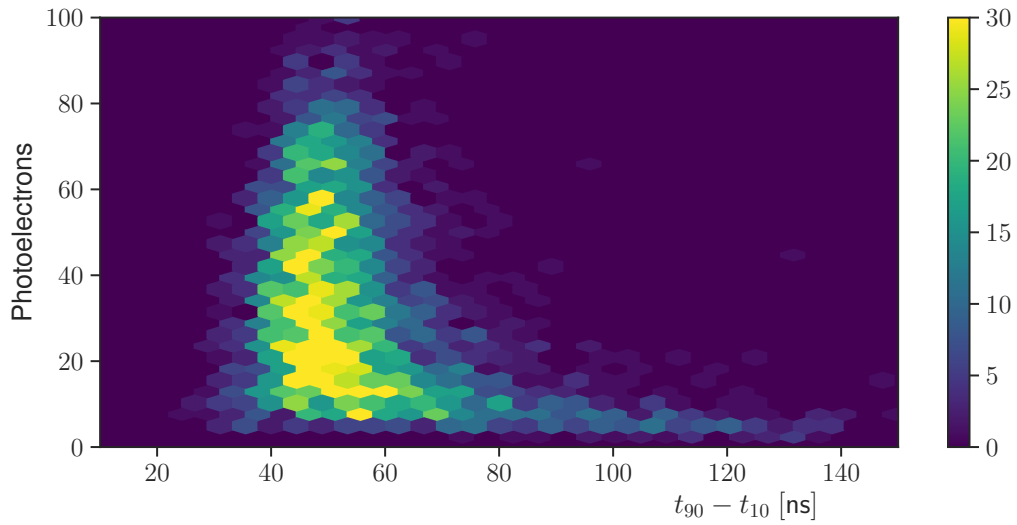


Figura 2.16: Histograma en dos dimensiones mostrando la relación de $t_{90} - t_{10}$ y el número de fotoelectrones en la señal.

Finalmente, cerraré este capítulo comparando las distribuciones del número de fotoelectrones en el experimento y la simulación. La figura 2.17 muestra los resultados. La línea verde corresponde a los datos del experimento, mientras que la línea negra representa la simulación. La diferencia entre ambas es de esperarse ya que la simulación no incluyen los efectos de la resolución finita del detector y otras no linealidades. El efecto de la resolución finita puede agregarse a la simulación sumando la contribución de una variable aleatoria Gaussiana. Este proceso se puede representar mediante la ecuación 2.8, la cual describe la convolución de la distribución de fotoelectrones con la función de resolución $p(N_{phe})$:

$$s(N_{phe}) = \frac{1}{k_{sat}} \int_0^{N_{max}} s_{sim}(N_{sim}) p(N_{phe} - N_{sim}) dN_{sim} \quad (2.8)$$

de donde s representa la distribución experimental y s_{sim} la obtenida mediante simulación. El efecto de la resolución del detector en la distribución experimental es evidente si comparamos los valores máximos de ambas distribuciones, centrados alrededor de 10 pe. De esta forma el ensanchamiento en la distribución del experimento se puede explicar considerando las fluctuaciones aleatorias en la respuesta. Por otra parte, el cambio de variable de N_{phe} (número observable de fotoelectrones) y N_{sim} indica la distorsión ocasionada por una respuesta no lineal. En este sentido introducimos la función de saturación k_{sat} , la cual modela la posible saturación del MAPMT al ser operado a voltajes cercanos a su límite de operación. Para nuestro análisis use un polinomio de segundo orden como función de saturación para ajustar la simulación a los datos experimentales.

La línea punteada en la figura 2.17 muestra los resultados de la simulación al incorporar los efectos mencionados previamente. Tras la corrección los datos experimentales y la simulación concuerdan en el rango de 5 a 150 pe. Para valores de carga mayores los motivos de la desviación no son evidentes, lo cual podría suponer un cambio en la función de saturación o alguna otra no linealidad. De cualquier manera, con este análisis podemos concluir que la deposición de energía de μ^\pm tiene un valor máximo de 250 pe. Es importante enfatizar que, dado que el SciCRT opera de forma regular con una ganancia menor, los efectos de saturación y resolución aquí expresados no deben afectar significativamente el desempeño del telescopio.

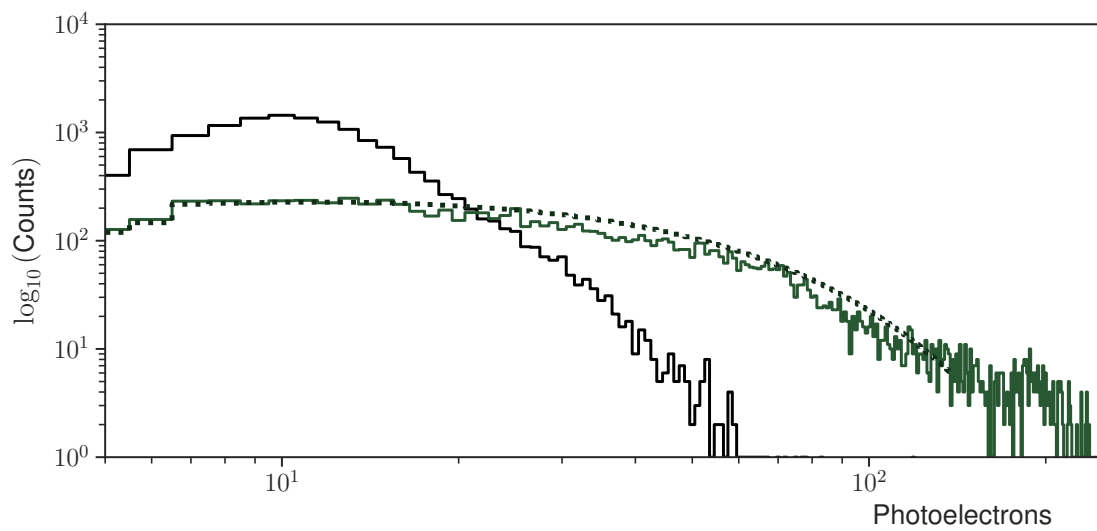


Figura 2.17: Distribución de número de fotoelectrones detectados en el experimento y la simulación MC. Los resultados de la simulación se convolucionan con una función de resolución para ajustar con los datos experimentales.

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 [43]) y la instalamos en uno de los SB que componen las capas de neutrones del telescopio [44]. 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. En la siguiente sección presentaré 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: [26, 44]. El resultado original contenido en esta tesis lo presenté en la Conferencia internacional de Rayos Cósmicos en *Busan*, Corea del Sur [45].

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 el TNS instalado en Sierra Negra durante la ráfaga del 7 de Septiembre de 2005 [19]. Este evento fue detectado por el TNS con una significancia

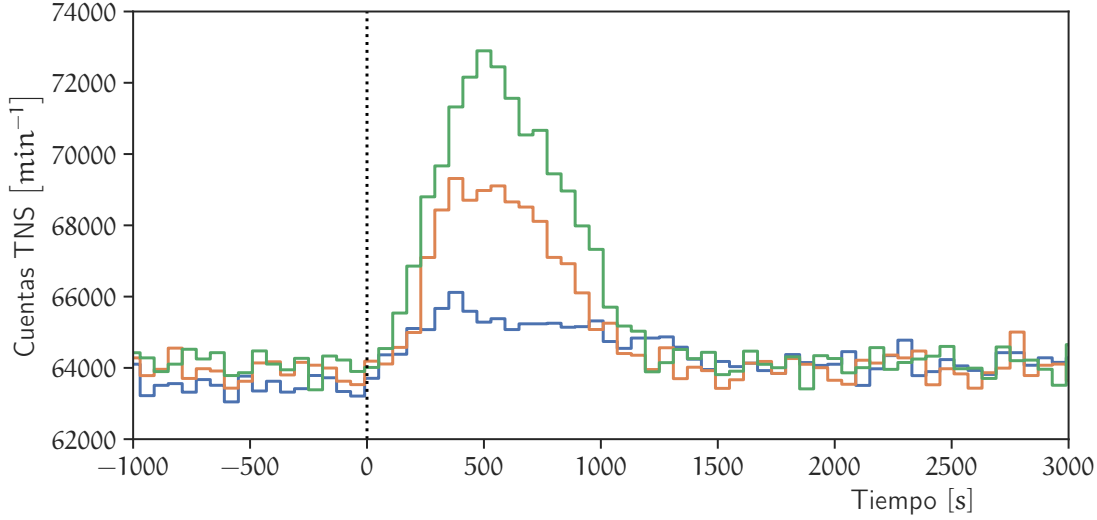


Figura 3.1: Simulación de los perfiles temporales del SciCRT asumiendo un flujo de neutrones solares similar al del evento del 7 de Septiembre de 2005. La curva azul muestra los datos obtenidos por el TNS, la línea naranja es el perfil temporal del SciCRT usando la electrónica original. La línea roja muestra el caso cuando instalamos la electrónica de alta velocidad. Los datos están normalizados al nivel de fondo del TNS.

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.

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 [26]: 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. La línea punteada en 0 s indica el instante en que la intensidad de rayos X duros alcanzó su valor máximo. En la figura la línea azul representa los datos del TNS de partículas neutras con $E_k > 30$ MeV. El perfil temporal de las cuentas del SciCRT con la electrónica original (línea naranja) muestra una significancia de 39σ , lo que se traduce en una sensibilidad 2.3 veces mayor a la del TNS durante el mismo evento. Sin embargo, al tomar en cuenta el caso de la nuevo DAQ (línea verde), el incremento es de 59σ , es decir, 3.5 veces mayor sensibilidad.

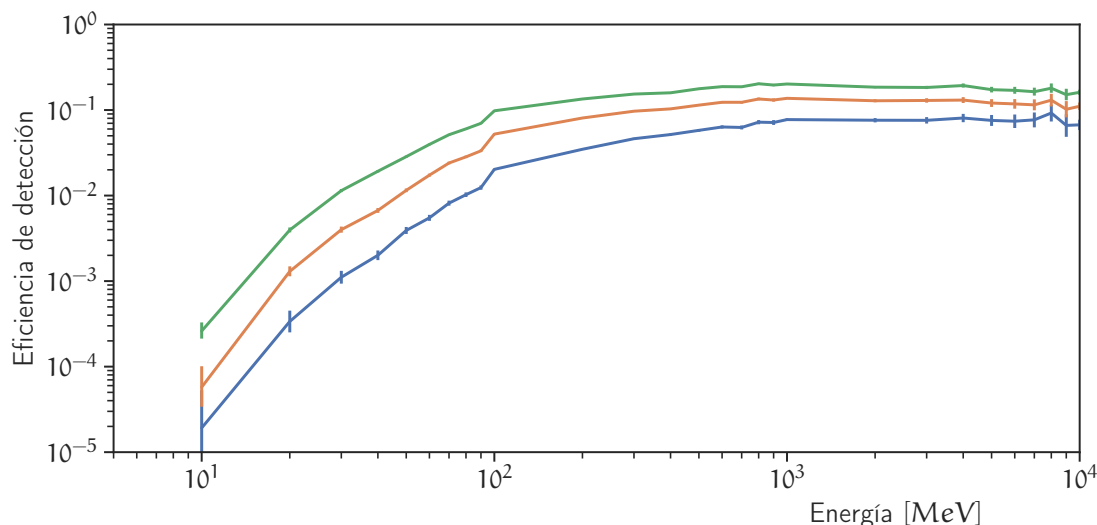


Figura 3.2: Eficiencia de detección de neutrones en función de SB instalados. La gráfica azul representa la eficiencia con un SB, la gráfica naranja es con dos SB y la verde con cuatro SB.

Con respecto a los datos de energía depositada (considerando el uso de electrónica de alta velocidad) 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 [44].

A pesar de este resultado positivo, la sensibilidad del detector es directamente función del volumen activo del telescopio. Para justificar este punto, la figura 3.2 muestra la eficiencia de detección de neutrones en función del número de SB instalados y la energía incidente. La línea azul representa el caso para un SB, la línea naranja dos SB y la verde cuatro. De la figura es posible concluir que la eficiencia de detección de neutrones incrementa principalmente en la zona de bajas energías (<100 MeV). Este resultado concuerda con lo expuesto en [46], el cual reporta una eficiencia del 30 % para neutrones de 50 MeV considerando la instalación completa del SciCRT. En el caso de los neutrones de mayor energía, aunque la eficiencia de detección incrementa de forma significativo con el número de SBs instalados, las capacidades para estudiar el espectro de energía y la distribución angular si son mejoradas con la instalación de nueva electrónica.

Adicionalmente, dada la operación del telescopio en alta montaña, la operación sostenible a largo plazo requiere de la producción de electrónica de bajo costo y potencia de consumo, ya que las condiciones ambientales reducen la vida útil de los componentes, además de dificultar la disipación de calor. Tomando en cuenta todo lo anterior y considerando que solo 3/8 de la electrónica total necesaria para la instalación está disponible en estos momentos, el desarrollo de nuevas unidades de *front end* se vuelve una prioridad de nuestro experimento.

3.2. La técnica de *Time over threshold*

Como mencioné en el capítulo 2, cuando una partícula energética entra en el volumen activo de un detector, ésta pierde su energía interaccionando con el medio. Considerando una partícula con carga eléctrica, la energía depositada se puede estimar midiendo las pérdidas por ionización; el número de iones generados al atravesar el detector. En el caso de un material centellador la medida de la pérdida por ionización es el número de fotones.

De esta forma, el cálculo de la carga depositada Q en el detector se puede realizar integrando la señal de corriente:

$$Q = \int_0^{T_{\max}} i_{pmt}(t) dt \quad (3.1)$$

de donde T_{\max} es el tiempo de corte, el cual se debe escoger la más grande posible para garantizar que la integración incluya la mayor cantidad de fotoelectrones¹. Luego entonces, una método sencillo para procesar este tipo de información consiste en integrar los pulsos para posteriormente digitalizarlos. Esto constituye la base de las técnicas convencionales de procesamiento de pulsos utilizadas ampliamente en electrónica nuclear.

Con la llegada de sistemas de detección de radiación de gran escala (sistemas de miles de canales o más), los métodos basados en digitalización de pulsos se implementan en circuitos de aplicación específica (ASIC); lo cual permite una excelente resolución de energía, bajo consumo de potencia y tamaño reducido; a expensas de altos costos de producción y desarrollo.

Por esta razón el desarrollo de la instrumentación del SciCRT requiere de un método de estimación de energía que se adapte a las necesidades de nuestro experimento.

Una alternativa es el uso de la técnica de Time over threshold (TOT), la cual permite una arquitectura simplificada a cambio de una pérdida en la linealidad y compresión en el rango dinámico [47]. En este método una señal digital variante en el tiempo T_{OT} codifica la información de la amplitud del pulso, a partir del tiempo que dura el pulso analógico por encima de un umbral predefinido. Posteriormente se necesita convertir la información temporal a valores digitales usando un *time digital converter* (TDC).

Para aplicar este método el primer paso será encontrar una relación entre Q y TOT, lo cual se puede hacer resolviendo un sistema de ecuaciones no lineales. Si consideramos $s(t)$ la señal con la información de la carga y $v(t)$ la función que describe al umbral, el sistema de ecuaciones se puede escribir como:

¹Idealmente este tiempo debe ser infinito, sin embargo esto lleva a la saturación de la electrónica.

$$\begin{aligned} s(t)|_{t=t_i} &= v(t)|_{t=t_i} \\ s(t)|_{t=t_f} &= v(t)|_{t=t_f} \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde t_i y t_f representan los puntos en que la señal rebasa el umbral. Es importante notar que $T_{OT} = t_f - t_i$. Resolviendo este sistema para el caso particular de un pulso de centelleo del tipo exponencial obtenemos:

$$\begin{aligned} T_{OT} &= -\ln\left(\frac{V_{th}}{s_0}\right)^\tau \\ &= \tau_d \ln(s_0) - K \end{aligned} \quad (3.3)$$

de donde s_0 representa la distribución de amplitudes del pulso (energía depositada) y τ la constante del centellador. Con este modelo simplificado podemos observar que la relación entre la carga y el TOT no es lineal. Para verificar este comportamiento realizaremos una simulación de primeros principios tomando las características similares a las de las señales del SciCRT. Primero consideramos que s_0 es una variable aleatoria distribuida normalmente $X \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$, con media μ y desviación estándar σ .

El resultado de la simulación se presenta en la figura 3.3. Los paneles superior en inferior izquierdo muestran los pulsos simulados y la distribución de amplitudes, respectivamente. Por otro lado, el panel superior derecho en la figura muestra la relación que existe entre Q y T_{OT} para las señales descritas. El panel inferior derecho muestra la distribución de los valores de T_{OT} . Idealmente esta distribución debe ser la misma que la del panel izquierdo, sin embargo, debido a la relación no lineal entre Q y T_{OT} , observamos una distorsión en el área de baja energía; lo cual limita el rango dinámico del método.

Esta limitante del método nos obliga a ser cuidadosos en la elección de parámetros de diseño de nuestro sistema, ya que sin un análisis detallado se corre el riesgo perder resolución en energía. Como expondré más adelante, esto me motivo a realizar un estudio mediante simulación buscando optimizar los parámetros de diseño.

Aunado a este problema, es importante establecer que la señal a la salida del detector no es útil para extraer la información de la carga depositada del evento de radiación ya que es de corta duración. Debido a esto, el primer paso antes de poder procesar la señal de radiación es acondicionar la señal para que tenga una mayor duración y una amplitud máxima definida. El efecto de incrementar la duración de la señal, mejora la razón señal a ruido, mientras que la amplitud definida permite la lectura correcta de la información de la carga. Esto lleva a que el proceso de optimización requiera el estudio de los diversos elementos que comprenden el sistema.

El diagrama esquemático del sistema TOT propuesto se muestra en el panel superior de la figura 3.4. El uso de un dispositivo programable como el FPGA (field programmable gate array) permite la integración de la mayoría de las funciones requeridas por el sistema de procesamiento de pulsos,

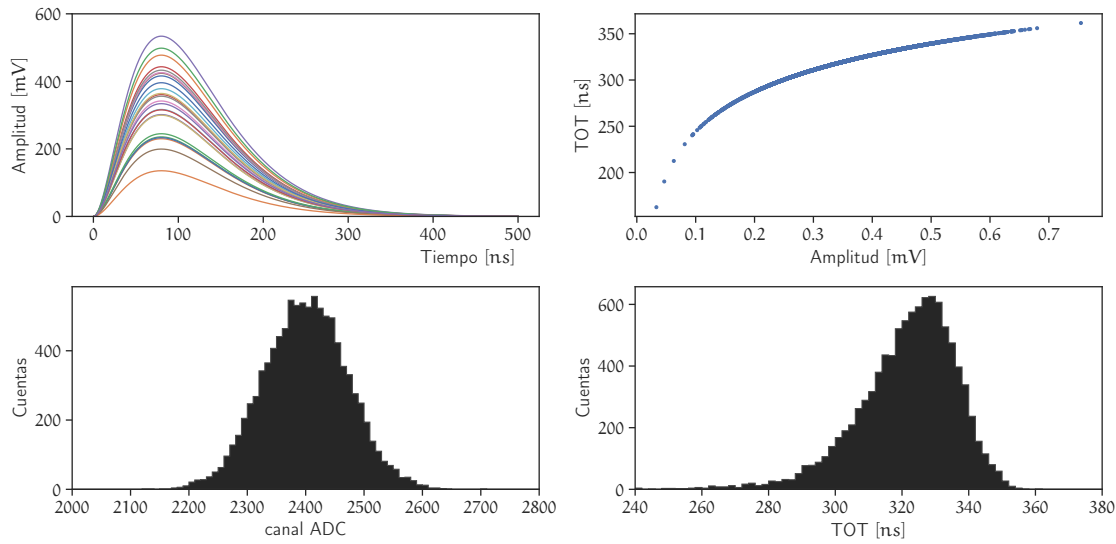


Figura 3.3: Modelo de primeros principios de conversión Carga-TOT.

incluido SiTCP que nos permite hacer la transferencia de datos rápida. La principal ventaja de esta integración es que permite reducir el costo de desarrollo y producción.

La parte analógica del sistema está compuesta por un circuito preamplificador y un formador. El preamplificador tiene como función convertir la señal de corriente del fotomultiplicador en una señal de voltaje, llevando a cabo en el proceso la integración de la señal de corriente. El formador es filtro pasa banda, en el cual además de amplificar la señal de la etapa anterior, también define las características temporales (tiempos de subida, bajada y duración) de la señal del detector. Considerando que la mayor parte del sistema es digital, y que ésta se puede implementar en un sólo dispositivo: el tamaño de la tarjeta queda principalmente definido por el número de componentes utilizados para construir la sección de procesamiento analógico. Por esta razón el diseño de este bloque tiene como restricción encontrar un solución que utilice una cantidad de elementos pequeña. Una arquitectura básica para este bloque se muestra en el panel inferior de la figura 3.4, la cual se describirá más adelante.

A continuación presente el diseño del sistema TDC usando la técnica de sobremuestreo, el cual tiene el fin de alcanzar una buena resolución temporal y un bajo uso de los recursos del circuito programable.

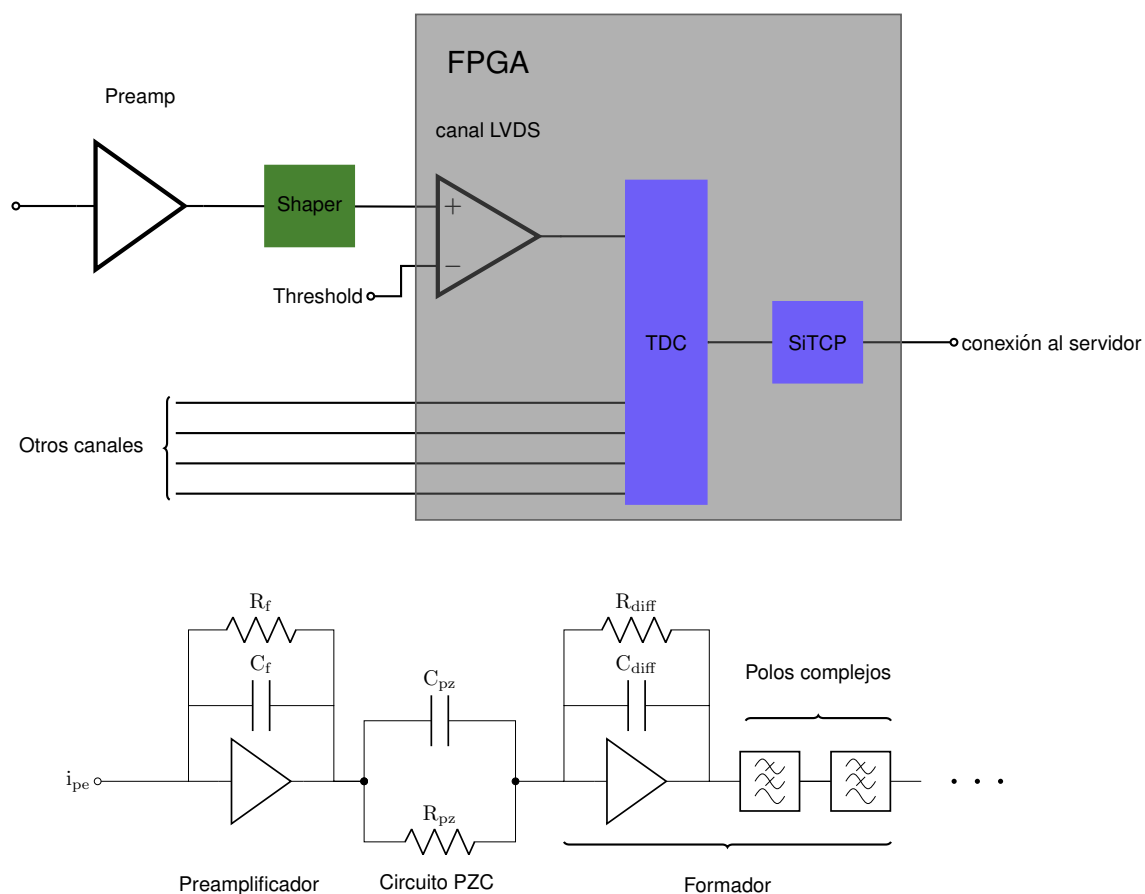


Figura 3.4: Diagrama esquemático de la nueva electrónica del SciCRT (panel superior). Circuito de amplificación y formación (panel inferior).

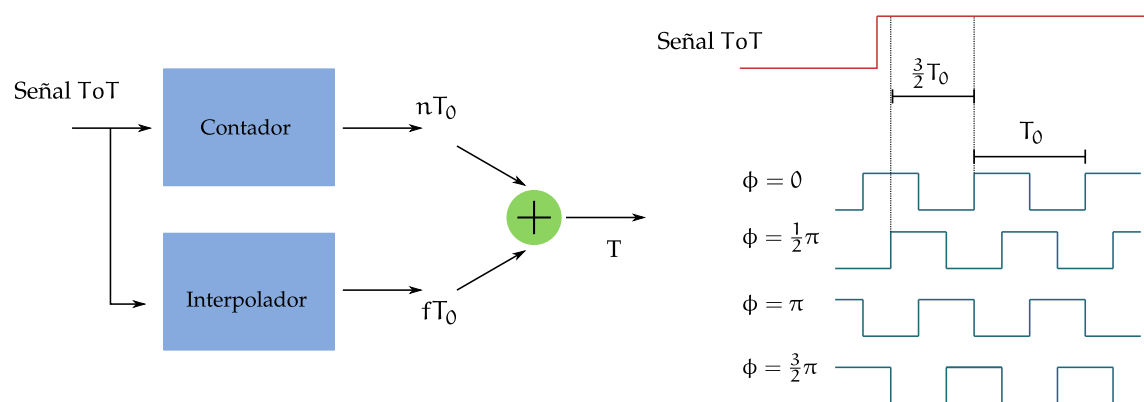


Figura 3.5: Arquitectura básica del sistema TDC por interpolación (panel izquierdo). Diagrama de tiempo y principio de operación del sistema TDC por interpolación.

3.3. Diseño de un *Time digital converter* con sobremuestreo

La arquitectura básica de un TDC está compuesta por un contador digital y un circuito detector de flancos (detección de inicio y fin de la señal a medir). A pesar de que este sistema puede tener un amplio rango dinámico de medición, la principal desventaja es la resolución temporal; ya que depende directamente de la frecuencia de reloj. Debido a esto resulta complejo en práctica alcanzar resoluciones temporales menores a 10 ns con esta arquitectura.

Un técnica empleada para superar esta limitación es el sobremuestreo [48, 49], cuyo principio de funcionamiento se ilustra en la figura 3.5. Un TDC con sobremuestreo se compone de dos unidades: un contador grueso y un interpolador. El contador opera a una frecuencia $F_0 = 1/T_0$, con él se obtiene una medida *entera* del número de ciclos de reloj que dura la señal a medir (en nuestro caso TOT). El interpolador se encarga de medir la parte fraccionaria del ciclo de reloj, utilizando para esto N copias de la señal de reloj. Como se observa en la parte derecha de la figura 3.5, las copias están retrasadas una respecto a la otra por un factor de T_0/N . La lógica dentro del sistema interpolador se encarga de determinar cuál de las copias de la señal de reloj fue la primera en observar la transición de la señal a medir y fija un valor binario. El resultado de la medición del intervalo de tiempo es la suma la parte entera y la fraccionaria.

Procedí a describir un módulo TDC en un FPGA usando un factor de sobremuestreo de 8, con pude obtener resoluciones temporales de 0.5 ns a 2.5 ns. En este modulo también incluí la transferencia de datos usando SiTCP. La precisión del convertidor fue medida usando una señal a la entrada de 7.71 ns de duración y una frecuencia de repetición de 1 kHz. En total obtuve una muestra de 1×10^5 eventos. La frecuencia de la señal a medir nos sirve para caracterizar el *tiempo muerto* del sistema de adquisición y determinar si la velocidad de transmisión entre éste y la PC es suficiente para procesar la información obtenida del detector. Los resultados de la prueba se muestran en el histograma de la figura 3.6.

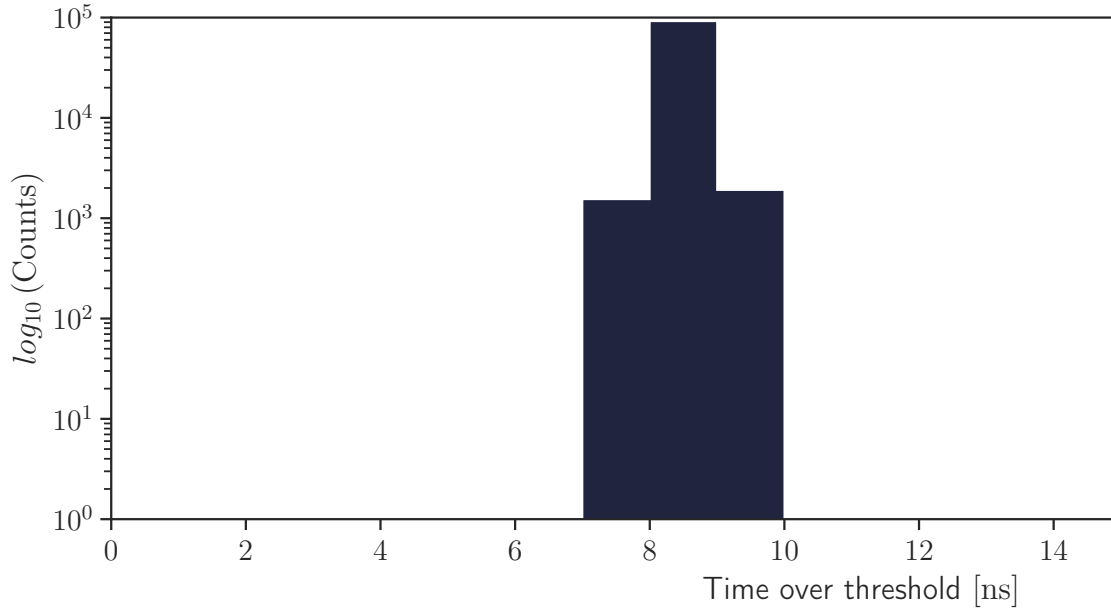


Figura 3.6: Arquitectura básica del sistema TDC por interpolación (panel izquierdo). Diagrama de tiempo y principio de operación del sistema TDC por interpolación.

Al analizar los resultados de la figura, podemos concluir que son satisfactorios; ya que al utilizar un TDC con resolución de 1 ns, el *bin* más cercano a la duración que deseamos medir es 8 ns y más del 96 % de los eventos se encuentran en ese *bin*. Solo el 4 % de los eventos tienen un error producido debido a errores de sincronía del interpolador (los eventos entre 7 ns y 9 ns). Es importante mencionar que estos errores están directamente relacionados con el *jitter* (fluctuaciones aleatorias en las fases) en la señal a medir y/o la señal de reloj.

3.4. Diseño y optimización de la electrónica

For the preamplifier unit we use an operational amplifier as charge sensitive amplifier with capacitor C_f and resistor R_f in the feedback loop. In principle, three parameters are needed for the specification of this system: values for C_f , R_f and the minimum bandwidth of the amplifier. The S/N ratio of the preamplifier is sensitive to both parameters, although in the case of the MAPMT the number of photo-electrons contained in the signal is of greater importance. Since MIPs in the far edge of the bar produce 10 pe in average (see next section for a description), we consider the effect of C_f , R_f in the S/N ratio negligible.

Las características del pulso después del procesamiento analógico (duración y amplitud) son afectadas directamente por el preamplificador, y debido a esto deben ser consideradas para la optimi-

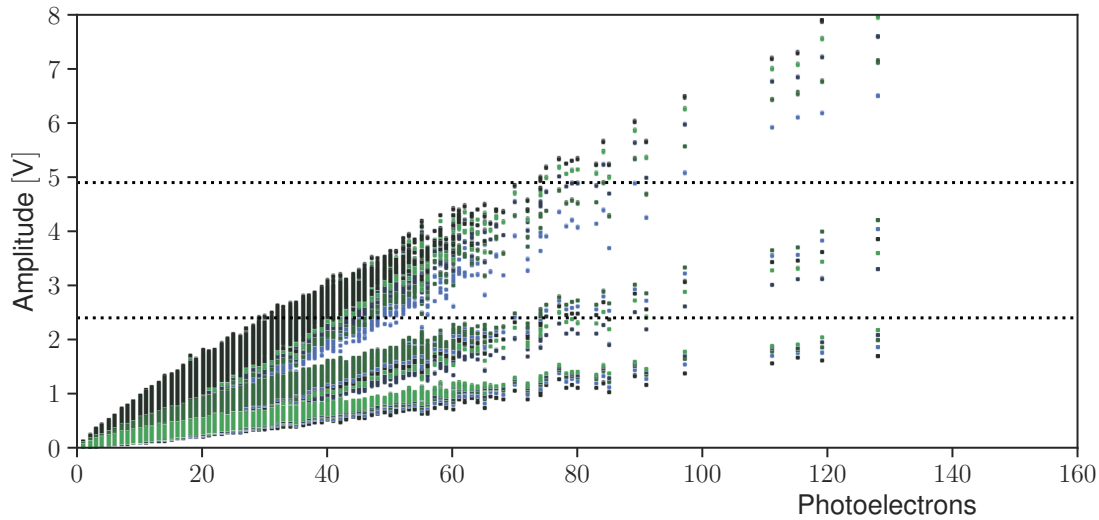


Figura 3.7: Respuesta del preamplificador en función de los elementos de realimentación. La ganancia de conversión. Los colores en la figura representan cambios en R_f mientras C_f se mantiene constante.

zación del TDC. Un punto importante dentro de esto es la minimización del ruido de cuantización, lo cual puede alcanzarse utilizando de manera efectiva el rango dinámico del amplificador (buscando evitar la saturación) y el TDC. Para esto realizamos una simulación MC incluyendo la respuesta en frecuencia del preamplificador y el circuito formado (el cual se describe más adelante); variando el valor de C_f en el rango de 10 a 500 pF. De esta forma obtenemos la relación lineal entre el número de fotoelectrones en la pulso de entrada (pe) y la amplitud del pulso de salida. El valor de R_f se selecciona en el rango de 1 a 50 k Ω de forma que la constante de constante de integración sea aproximadamente 600 ns.

La figura 3.7 muestra el resultado de este análisis para $C_f = 20, 40$ y 100 pF, lo cual resulta en tres estructuras lineales distintas. Los colores en la figura representan valores diferentes R_f mientras C_f permanece constante. Las líneas horizontales en la figura indican dos diferentes voltajes de saturación: 5 V y 2.5 V, correspondientes a dos diferentes tipos de amplificadores. A partir de esto podemos concluir que la pendiente de las curvas en la figura (la ganancia de conversión) es principalmente controlada por C_f , mientras que es relativamente insensible a cambios de R_f . Considerando que el rango dinámico de la señal de muones de 1 a 250 pe (como se mostró en el capítulo 2), el valor óptimo para C_f está entre 20 pF y 40 pF, en el caso de amplificadores con $V_{sat} = 5$ V.

Lo siguiente es analizar la conversión de la señal analógica a una señal T_{OT} . El análisis requiere que definamos el método de formación de las señales y las características del TDC. Es importante recordar que, junto con el consumo de potencia del circuito, los parámetros del TDC sirven de

restricción al problema de optimización ya que el uso eficiente del rango dinámico disminuye la distorsión por ruido de cuantización. Para el circuito formador utilicé un filtro Gaussiano ya que éste se desempeña satisfactoriamente en aplicaciones con altas tasas de cuentas [50].

Haciendo un análisis similar al de la sección 3.2 usando una forma de pulso Gaussiana, podemos escribir la relación entre el número de fotoelectrones y el TOT de la siguiente forma:

$$T_{OT}^2 = 2\sigma^2 \ln k_0 N_{phe} - w_{th} \quad (3.4)$$

en donde N_{phe} es el número de fotoelectrones, k_0 es la ganancia de conversión del preamplificador, σ es el tiempo de formación del circuito y w_{th} es una constante de calibración; dependiente del umbral usando para el TOT y σ . Usando la ecuación 3.4 y considerando que k_0 fue determinada en el análisis anterior, las características de la señal del detector se pueden convertir de forma eficiente cambiando σ y el umbral del sistema.

La simulación completa de la electrónica considera el preamplificador, circuito formador y conversión a digital usando el TDC. El rango y resolución del TDC se seleccionan a partir de los resultados de la simulación, considerando los casos en donde el rango de la señal del detector ocupa la mayor cantidad de *bins*. A partir de esto determiné que una con una resolución de 1 ns/bin y 8 bits/muestra es posible convertir la señal de manera efectiva. La figura 3.8 muestra el resultado de la simulación usando la resolución óptima de TDC, para diferentes valores de σ del formador ($\sigma = 70, 100$ y 125 ns). En cada panel de la figura la escala de colores representa un umbral distinto, desde azul (10 mV) claro hasta el verde claro (50 mV). Es evidente de la figura que el rango dinámico del convertidor se ocupa mejor con $\sigma = 125$ ns.

Con el objetivo de implementar el circuito formador usamos el método descrito en [50], el cual es un método muy usado en el desarrollo de electrónica nuclear. Bajo este marco de referencia solo se necesitan dos parámetros para especificar el diseño: el orden del filtro N y su topología. El orden del filtro mejora la respuesta temporal del circuito disminuyen el efecto del *pile-up*, con la desventaja de incrementar el consumo de potencia. Tras el análisis escogí un filtro de orden $N = 3$ ya que ofrecía la mejor respuesta en términos de desempeño y consumo de potencia.

Para finalizar el análisis mediante simulación del diseño, estudié el posible efecto de dependencia entre el TOT y la distancia al MAPMT. Considerando que uno de los extremos de las barras está pintado para mejorar la eficiencia de recolección, es de esperarse un ensanchamiento en la estructura temporal de los pulsos a medida que la partícula cruza el centellador a distancias más cortas del fotosensor. La figura 3.9 muestra el resultado de simular 1×10^6 muones cruzando la barra centelladora a diferentes distancias del MAPMT. Como se esperaba, los pulsos generados cerca del sensor son más anchos que los generados en el otro extremo. No obstante, el efecto es muy pequeño; incapaz de producir alguna saturación en la electrónica. Queda la posibilidad de que relación lineal entre estas variables pueda ser útil en el futuro para corregir los datos registrados, en un análisis similar al hecho con la atenuación de la fibra.

El circuito final del preamplificador/formador se muestra en la 3.11. La elección del modelo del amplificador operacional se hizo considerando el ancho de banda mínimo con vista a reducir el

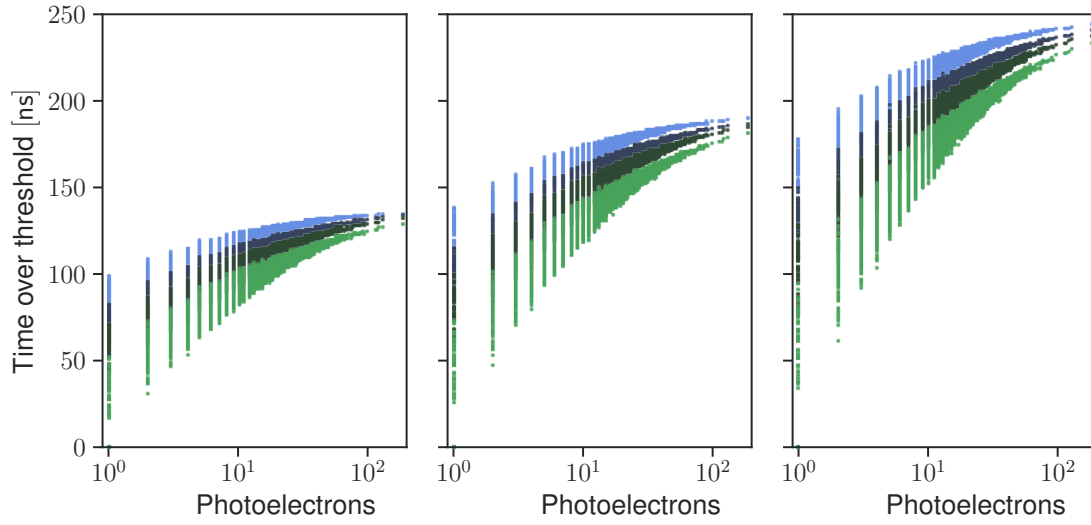


Figura 3.8: Características del TOT para señales de muones simuladas usando formadores Gausianos de diferente escala. El panel de la izquierda es con $\sigma = 70$, el panel del centro corresponde a $\sigma = 100$ y el panel de la derecha es $\sigma = 125$. Los colores representan cambios en el umbral, desde 10 mV (azul claro) a 50 mV (verde claro).

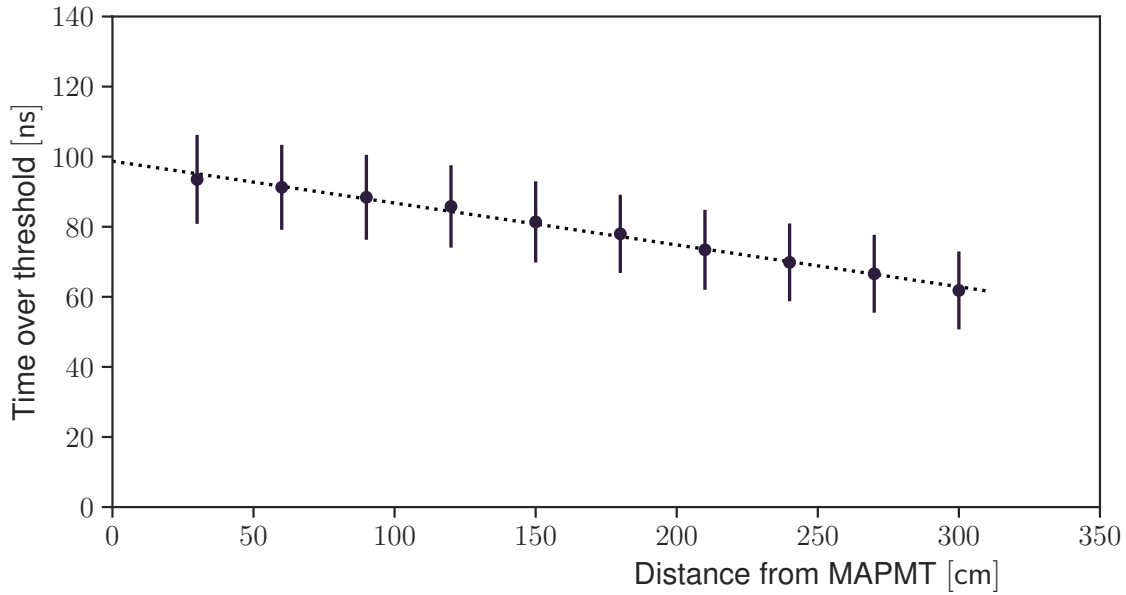
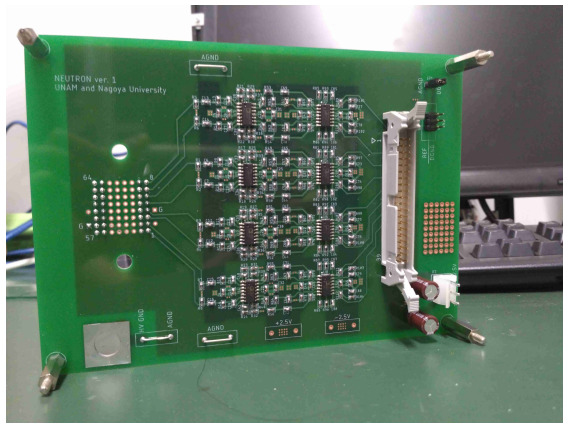
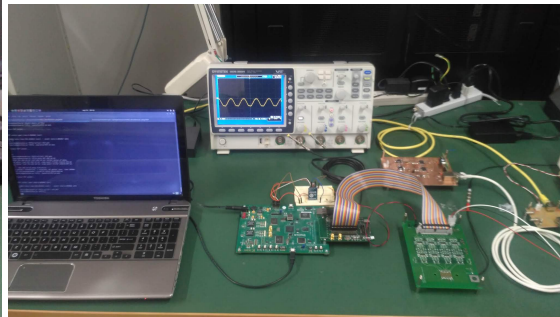


Figura 3.9: Valores promedio de TOT a diferentes distancias del MAPMT, incluyendo barras de error de $\pm\sigma$. La línea punteada representa el resultado del ajuste lineal.



(a) Tarjeta diseñada.



(b) Sistema en pruebas

consumo de potencia. A partir de la simulación estimé que el circuito requiere un mínimo ancho de banda de 200 MHz. Con esto seleccioné dos modelos de amplificadores, el ADA4891 y ADA4807, ambos de Analog Devices. Ambos circuitos tienen una respuesta en frecuencia similar, sin embargo difieren en consumo de potencia y precio.

Durante una estancia de investigación en el ISEE (Institute) de la Universidad de Nagoya, Japón, construí un prototipo de 16 canales de la electrónica FE. El prototipo utiliza el amplificador ADA4891 y fue probado con LED verde (pico de emisión 505 nm). La parte digital del sistema la implementé usando una tarjeta Spartan 6 de Xilinx, la cual realiza las tareas de discriminación, TDC y transferencia de datos usando SiTCP. Para la interconexión del sistema fue además necesario desarrollar circuito capaz de distribuir la alimentación y señales de reloj del sistema utilizando la capa física del Ethernet. La figuras 3.10a y 3.10b muestran la tarjeta diseñada, así como el prototipo en operación.

El resultado de la prueba usando LED con una carga equivalente a 10 pe se observa en la figura 3.12. El lienzo grande de la figura muestra la distribución de valores de TOT resultado del experimento, mientras que el lienzo pequeño contiene el resultado de una simulación de la electrónica usando la carga definida. Las diferencias entre el experimento y la simulación se observan en los datos alrededor de 5 ns y en eventos mayores a 80 ns. Estos efectos son producidos por el ruido de electrónico (pedestal) y contaminación de fotones, respectivamente; ambos procesos no incluidos en el modelo de la simulación.

Las fluctuaciones periódicas que se observan en el distribución experimento (como por ejemplo alrededor de 20 ns) son producto del jitter en las señales de reloj y LED, además de otros efectos no lineales del TDC. Esta situación se describió previamente en este capítulo, y requiere de un estudio más profundo para determinar sus efectos en la pérdida de precisión del sistema. A pesar de estas discrepancias, las similitudes entre la simulación y el experimento validan nuestra metodología.

La versión final de la electrónica actualmente está en construcción y pronto comenzará a probarse en el sitio. Para esta versión usaremos el circuito ADA4807, ya que tiene excelentes características

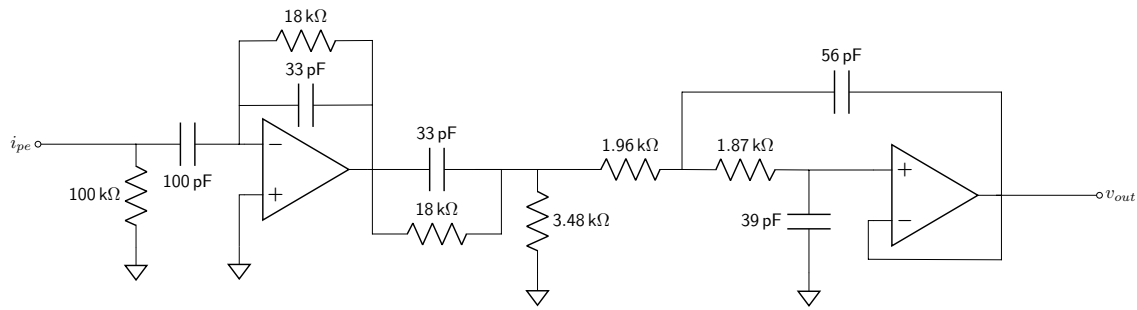


Figura 3.11: Diagrama esquemático del circuito preamplificador/formador. Para el análisis mediante la simulación MC consideramos dos modelos de amplificadores: ADA4891 y ADA4807.

para operar en alta montaña. Usando este amplificador estimamos un consumo de potencia de 700 mW, lo cual es aproximadamente 5 mayor a la electrónica original diseñada usando ASICs. A pesar de esto, la integración de diversas funciones en un solo sistema gracias al uso del FPGA, nos proyecta un consumo total de potencia de 5 W por unidad, lo cual representa un 50 % de ganancia en comparación.

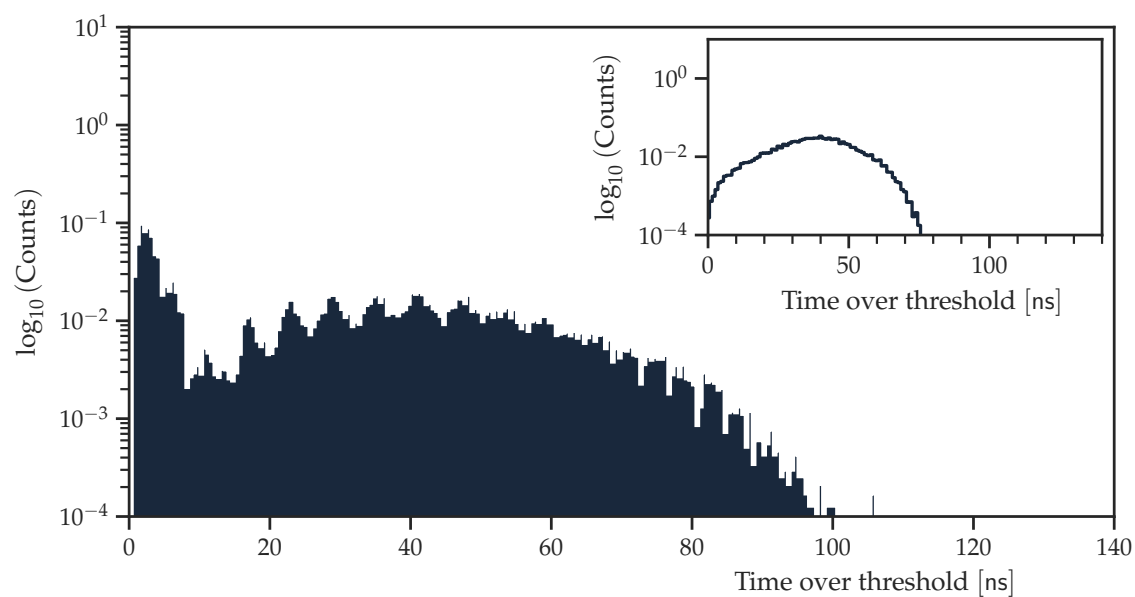


Figura 3.12: Distribución experimental de TOT (lienzo grande) y simulación (canvas pequeño) para una carga equivalente de 10 pe utilizando un TDC de 8 bit con 1 ns resolution.

Capítulo 4

Detección de partículas energéticas solares en el *SciCRT*

4.1. Desempeño del *SciCRT* como detector de RC

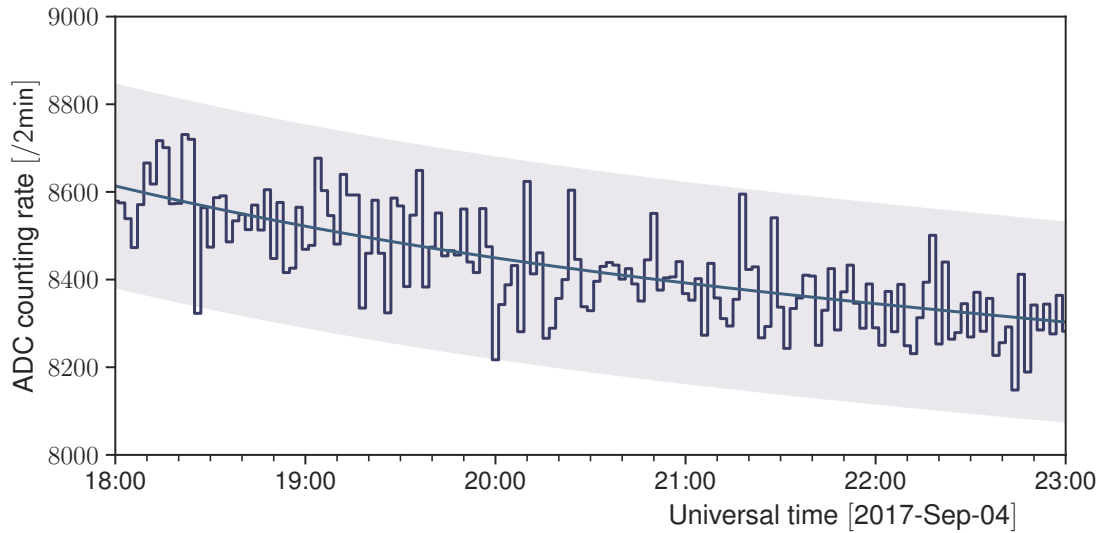


Figura 4.1: Perfil temporal de eventos registrados por el *SciCRT* el 4 de Septiembre de 2017. El área sombreada representa el nivel de 3.0σ .

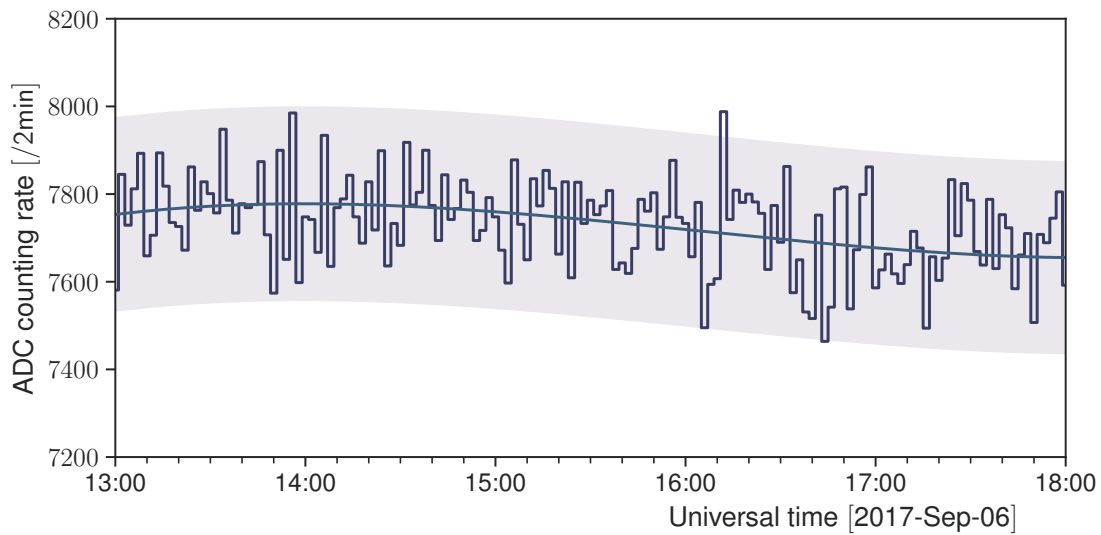


Figura 4.2: Perfil temporal de eventos registrados por el *SciCRT* el 4 de Septiembre de 2017. El área sombreada representa el nivel de 3.0σ .

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] Shibata, K. y Magara, T. 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] Miroshnichenko, L. I. *Solar cosmic rays: Fundamentals and applications*. Springer, Estados Unidos, Segunda Edición, 2015. 4, 13
- [10] S. Shibata. Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth. *Journal of Geophysical Research*, 99:6651–6665, 1994. 7
- [11] E. L. Chupp et al. A direct observation of solar neutrons following the 0118 UT flare on 1980 June 21. *Astrophysical Journal, Part 2*, 263:L95–L99, 1982. 9
- [12] Dorman, L. *Solar neutrons and related Phenomena*. Springer, Paises Bajos, 2010. 9
- [13] H. Debrunner et al. The solar cosmic ray neutron event on June 3, 1982. In *Proceedings 18th International Cosmic Ray Conference*, 1983. 9

REFERENCIAS

- [14] E. L. Chupp et al. Solar neutron emissivity during the large flare on 1982 June 3. *Astrophysical Journal*, 318:913–925, 1987. [9](#)
- [15] Y. Muraki et al. Observation of solar neutrons associated with the large flare on 1991 June 4. *The Astrophysical Journal*, 400:L75–L78, 1992. [11](#)
- [16] J. F. Valdés-Galicia et al. An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in México. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535:656–664, 2004. [11](#)
- [17] Barrantes, M. *El Telescopio de neutrones solares en Sierra Negra y aceleración de iones en la atmósfera solar*. Tesis doctoral, Instituto de Geofísica UNAM, 2010. [12](#)
- [18] K. Watanabe. *Solar Neutron Events Associated with Large Solar Flares in Solar Cycle 23*. PhD thesis, Nagoya University, 2005. [13](#)
- [19] 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. [13](#), [37](#)
- [20] Y. Muraki et al. Simultaneous Observation of Solar Neutrons from the International Space Station and High Mountain Observatories in Association with a Flare on July 8, 2014. *Solar physics*, 291:1241–1265, 2016. [13](#)
- [21] K. Watanabe et al. Physics of ion acceleration in the solar flare on 2005 September 7 determines γ -ray and neutron production. *Advances in Space Research*, 44:789–793, 2009. [13](#)
- [22] X. Hua et al. Angular and energy-dependent neutron emission from solar flare magnetic loops. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 140(2):563–579, 2002. [13](#)
- [23] T. Sako et al. Super Solar Neutron Telescope for the Next Solar Maximum. In *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference*, 2013. [14](#)
- [24] K. Nitta et al. The K2K SciBar detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535:147–151, 2004. [14](#), [16](#)
- [25] K. Hiraide. The SciBar Detector at FNAL Booster Neutrino Experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 159:85 – 90, 2006. [14](#)
- [26] Y. Nagai et al. First cosmic-ray measurements by the SciCRT solar neutron experiment in Mexico. *Astroparticle physics*, 59:39–46, 2014. [15](#), [37](#), [38](#)
- [27] 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. [15](#)
- [28] T. Kikawa. *Measurement of Neutrino Interactions and Three Flavor Neutrino Oscillations in the T2K Experiment*. PhD thesis, Kyoto University, 2014. [16](#), [17](#), [18](#)
- [29] E. Dietz-Laursonn. *Detailed Studies of Light Transport in Optical Components of Particle Detectors*. PhD thesis, RWTH Aachen University, 2016. [16](#), [18](#), [23](#)

- [30] M. Yoshida et al. Development of the readout system for the K2K SciBar detector. *IEEE transactions on nuclear science*, 51(6):3043–3046, 2004. 16
- [31] 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. 17
- [32] D. Beznosko. FNAL-NICADD Extruded Scintillator. Technical report, Fermilab, 2004. 17
- [33] S. Agostinelli et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 06(3):250–303, 2003. 17
- [34] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE transactions on nuclear science*, 53(1):270–278, 2006. 17
- [35] G. Ros et al. On the design of experiments based on plastic scintillators using GEANT4 simulations. *Radiation Physics and Chemistry*, 153:140–151, 2018. 17, 18, 24, 32
- [36] T. Itow. Calibration of a high sensitivity instrument for solar neutron observation. Master’s thesis, Nagoya University, 2013. 21
- [37] 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. 23, 27
- [38] O. Mineev et al. Scintillator detectors with long WLS fibers and multi-pixel photodiodes. *Journal of instrumentation*, 6:P12004, 2011. 24
- [39] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tubes: Basics and applications*. Word Technical Writing, Inc., Japón, Tercera edición, 2007. 25
- [40] Ahmed, S. N. *Physics and engineering of radiation detection*. Elseivier, Reino Unido, 2007. 25
- [41] D. Barnhill et al. Testing of photomultiplier tubes for use in the surface detector of the Pierre Auger observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 591:453–466, 2008. 27
- [42] T. Sato. Analytical Model for Estimating Terrestrial Cosmic Ray Fluxes Nearly Anytime and Anywhere in the World: Extension of PARMA/EXPACS. *PLOS ONE*, 10(12):1–33, 2015. 28
- [43] T. Uchida. Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet. *IEEE transactions on nuclear science*, 55:1631–1637, 2008. 37
- [44] 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. 37, 39
- [45] M. Anzorena et al. Current status of SciCRT experiment and its expected future performance. In *Proceedings 35th International Cosmic Ray Conference*, 2017. 37
- [46] Y. Nagai. *Observation of cosmic rays by the new solar neutron telescope, SciCRT*. PhD thesis, Nagoya University, 2014. 39

REFERENCIAS

- [47] T. Fujiwara et al. Multi-Level Time-Over-Threshold Method for Energy Resolving Multi-Channel Systems. *IEEE transactions on nuclear science*, 57(5):2545–2548, 2010. 40
- [48] D. F. Spencer et al. A high-resolution, multi-stop, time-to-digital converter for nuclear time-of-flight measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 556:291–295, 2006. 44
- [49] A. Balla et al. The characterization and application of a low resource FPGA-based time to digital converter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 739:75–82, 2014. 44
- [50] S. Ohkawa, M. Yoshizawa, and K. Husimi. Direct synthesis of the Gaussian filter for nuclear pulse amplifiers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 138:85–92, 1976. 47