



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

INSTITUTO DE GEOFÍSICA

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

**EL TELESCOPIO DE NEUTRONES SOLARES
EN SIERRA NEGRA Y ACELERACIÓN DE
IONES EN LA ATMÓSFERA SOLAR**

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO DE:

DOCTOR EN CIENCIAS (FÍSICA ESPACIAL)

PRESENTA:

LUIS XAVIER GONZÁLEZ MÉNDEZ

ASESOR: DR. JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

A MIS PADRES.

AGRADECIMIENTOS.

A la UNAM, por una excelente educación pública, laica y gratuita.

Al **Dr. José Francisco Valdés Galicia**, por la asesoría, el proyecto, las ideas, los apoyos, los años, los momentos, *la amistad*.....

Al **Ing. Octavio Musalem Clemente** y **Fis. Alejandro Hurtado Pizano**, por el trabajo, los datos, los espacios, las risas, *la amistad*, por el grupo.....

Al **Dr. Federico Sánchez**, por la invaluable ayuda.....

Al **STELab** de la Universidad de Nagoya, Japón.

A los miembros del jurado y del comité tutorial: Dr. Jorge Alberto Pérez Peraza, Dr. Rogelio Caballero López, Dr. Alejandro Lara Sánchez, Dr. Alberto Carramiñana Alonso, Dr. Gustavo Medina Tanco y Dr. José Francisco Valdés Galicia.

CONTENIDO

RESUMEN	i
----------------------	---

INTRODUCCIÓN	1
---------------------------	---

1. EMISIONES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

1.1. Generalidades	7
--------------------------	---

1.2. Interior solar	9
---------------------------	---

1.2.1. Núcleo	10
---------------------	----

1.2.2. Zona radiativa.....	10
----------------------------	----

1.2.3. Zona convectiva	11
------------------------------	----

1.3. Atmósfera solar.....	12
---------------------------	----

1.3.1. Fotósfera.....	12
-----------------------	----

1.3.2. Cromósfera	16
-------------------------	----

1.3.3. Corona	18
---------------------	----

1.3.4. Viento solar	21
---------------------------	----

1.4. Actividad solar.....	23
---------------------------	----

1.4.1. El ciclo de manchas solares.....	23
---	----

1.4.2. Regiones altamente activas.....	24
--	----

1.4.3. Fulguraciones solares.....	25
-----------------------------------	----

1.4.4. Emisiones de las fulguraciones.....	29
--	----

1.4.4.1. Rayos X suaves.....	29
------------------------------	----

1.4.4.2. Rayos X duros.....	30
1.4.4.3. Rayos gama	31
1.4.4.4. Ultravioleta.....	33
1.4.4.5. Óptico	34
1.4.4.6. Radio.....	35
1.4.5. Tipos de fulguraciones y clasificación.....	36
1.4.6. Liberación y transporte de energía en fulguraciones.....	38
1.4.6.1. Disipación de energía en fulguraciones	39

2. REACCIONES NUCLEARES EN EL INTERIOR Y ATMÓSFERA SOLAR

2.1. Introducción.....	45
2.2. Reacciones nucleares en el núcleo solar	46
2.2.1. Cadenas protón-protón y CNO	47
2.3. Otras reacciones nucleares en el interior solar	51
2.4. Reacciones nucleares que producen neutrones en la atmósfera solar	53

3. EVENTOS DE NEUTRONES SOLARES DETECTADOS EN LA TIERRA Y EL ESPACIO

3.1. Introducción.....	60
3.2. Primeras observaciones	63
3.3. Eventos de neutrones detectados en Tierra por NM-64.....	67

4. EL TELESCOPIO DE NEUTRONES SOLARES Y LA RED MUNDIAL DE OBSERVATORIOS

4.1. Introducción.....	89
4.2. Monitor de neutrones.....	90
4.3. Telescopio de neutrones solares (TNS).....	95
4.3.1. Principio de detección de neutrones usando el TNS.....	99
4.3.2. Telescopio de neutrones solares en Sierra Negra.....	100
4.4. Primeros neutrones solares detectados por los TNS.....	106

5. EL EVENTO DEL 7 DE SEPTIEMBRE DE 2005

5.1. Observaciones.....	118
5.2. Interpretación del evento de neutrones.....	127

6. SIMULACIÓN DEL TNS EN SIERRA NEGRA CON GEANT4

6.1. Introducción.....	136
6.2. Descripción de la simulación.....	138
6.3. Resultados de la simulación.....	142
6.3.1. Eficiencia de detección de partículas.....	144
6.3.2. Resolución angular.....	153

CONCLUSIONES.....	155
--------------------------	------------

APÉNDICES.....	159
-----------------------	------------

REFERENCIAS.....	180
-------------------------	------------

RESUMEN.

El Telescopio de Neutrones Solares (TNS) en Sierra Negra, Puebla (19.0°N, 97.3°W y 4580 m.s.n.m.) es el más nuevo de la red mundial de telescopios especializados en la detección de los neutrones provenientes de las fulguraciones solares. El TNS está compuesto de cuatro plásticos centelladores de 1m x 1m x 30cm, en anti-coincidencia electrónica con arreglos de contadores proporcionales que cubren todo el detector. Esta señal de anti-coincidencia se usa para discriminar entre partículas cargadas y neutrones. Para rechazar el fondo de rayos gama, el TNS se encuentra cubierto en los cuatro lados por placas de Hierro y en la parte superior por placas de Plomo, ambas de 0.5 cm de espesor. Tiene la capacidad de registrar cuatro canales de deposición de energía, que corresponden a $E \geq 30$ MeV, 60 MeV, 90 MeV y 120 MeV, con una razón de conteo de 10 segundos. La dirección de arribo de los neutrones es determinada por cuatro góndolas de contadores proporcionales en coincidencia electrónica, localizadas ortogonalmente en la parte inferior del TNS, dos en dirección N-S y dos más en dirección E-W.

Esta tesis muestra el análisis del evento de neutrones solares registrado por el TNS para la fulguración del 7 de Septiembre de 2005. Se presenta una completa simulación de la respuesta del detector al ingreso de neutrones, protones, electrones y rayos gama, con rangos de energía de 100 MeV a 1 GeV y ángulos de incidencia cenital de 0°, 30° y 60°. Esta simulación toma en cuenta todos los elementos activos del detector y los procesos físicos más relevantes, utilizando el código de simulación GEANT4. Se confirma que los datos obtenidos por el detector son estables y el TNS está funcionando adecuadamente.

INTRODUCCIÓN

Desde el descubrimiento de los rayos cósmicos por Víctor Hess en 1912, su mecanismo de aceleración ha sido uno de los temas de estudio más importantes en la investigación en astrofísica.

En la heliósfera¹, hay partículas energéticas que son producidas por las fulguraciones solares, mientras que otras son aceleradas por choques en regiones corrotantes de interacción, formadas por las colisiones entre flujos de viento solar lento y rápido. Los rayos cósmicos anómalos son acelerados en el choque terminal.

Los remanentes de supernova, estrellas de neutrones, núcleos activos de galaxias y las fuentes de las explosiones de rayos gama son sitios de aceleración de rayos cósmicos galácticos y extragalácticos.

La mayor parte de los rayos cósmicos son partículas cargadas (electrones, protones y núcleos de elementos más pesados), los cuales son desviados por los campos magnéticos en el sitio de aceleración y en el medio interplanetario. De este modo, al llegar a la Tierra, la información sobre la dirección de la fuente y el tiempo de aceleración se ha perdido; a diferencia de las partículas neutras, que llegan a la Tierra preservando esta información, ya que no son afectadas por los campos magnéticos.

Los neutrones son muy importantes para proveernos de información sobre los mecanismos de aceleración de los iones. El tiempo de vida media de los neutrones es de ~886 seg; por lo tanto, para poder ser detectados, es necesario que sean muy energéticos y producidos en una fuente cercana a la Tierra.

El Sol es mayor acelerador del Sistema Solar y es capaz de producir neutrones relativistas en fulguraciones clase X.

¹ La heliósfera es la región espacial que se encuentra bajo la influencia del viento solar y su campo magnético, que se compone de iones procedentes de la atmósfera solar y se extiende más allá de 100 unidades astronómicas.

Una fulguración solar es un repentino abrigantamiento en rayos X, asociado con la rápida liberación de hasta 10^{34} ergs de energía magnética. Esta energía se libera en todo el espectro electromagnético, calentamiento del plasma y aceleración de partículas.

El mecanismo de aceleración de los electrones ha sido estudiado mediante las observaciones con rayos X y rayos γ , mientras que el de los iones aún no se comprende del todo. La información de la aceleración de iones se transfiere a los neutrones solares y las líneas de rayos γ , que son generados por las reacciones nucleares de las partículas aceleradas con núcleos en la atmósfera solar. Por eso la importancia de la detección de neutrones solares.

Para obtener el espectro de neutrones y de las partículas aceleradas en la atmósfera solar, es necesario tener registro simultáneo de neutrones solares en tierra y de las emisiones en rayos X y rayos γ en el espacio. De este modo, con base en la energía de los neutrones solares, se puede calcular el tiempo de aceleración y se puede diferenciar si la aceleración de partículas se da de forma gradual o impulsiva.

La observación de rayos X y rayos γ se lleva a cabo de forma eficiente por satélites, mientras que la observación de neutrones solares se complica con el uso de los monitores de neutrones. Los monitores de neutrones tienen una alta sensibilidad, no pueden conocer la dirección de arribo y energía de las partículas incidentes y no discriminan entre neutrones y protones. Por tal motivo, es necesario el uso de un nuevo equipo, especializado en la detección de neutrones solares.

El Telescopio de Neutrones Solares (TNS) tiene la capacidad de medir el flujo neutrones solares, su energía, su dirección de arribo y pueden diferenciar entre neutrones y protones.

En conjunto con el STELab (Solar Terrestrial Environment Laboratory) de la Universidad de Nagoya, Japón, el más nuevo de los TNS de la red mundial de observatorios (Armenia, Bolivia, China, Hawaii, Japón, Suiza y México) se instaló en la cima del volcán Sierra Negra, Puebla. Ha estado operando de manera continua desde Julio de 2004 y pudo registrar un evento de neutrones solares, producidos en la fulguración X17.0 del 7 de Septiembre de 2005.

En el capítulo 1 de esta tesis, se muestra un estudio general del Sol y las emisiones de la actividad solar en todo el espectro electromagnético. Se hace énfasis en las fulguraciones solares y el mecanismo de aceleración de partículas, que es responsable de las reacciones nucleares en la atmósfera solar.

El capítulo 2 expone las reacciones nucleares en el interior y en la atmósfera solar, con un especial estudio de las reacciones nucleares que producen neutrones en las fulguraciones solares.

En el capítulo 3 se analizan los primeros eventos de neutrones solares detectados en tierra, por monitores de neutrones, y en el espacio, por satélites. Con base en el estudio de estos primeros eventos registrados, se observa necesario el uso del nuevo TNS.

En el capítulo 4 se describe el diseño, especificaciones técnicas, canales y capacidad de detección del TNS y se muestra la red mundial de observatorios. También se explican los aspectos técnicos y de detección de los monitores de neutrones, donde se justifica la construcción del nuevo TNS en Sierra Negra.

El capítulo 5 se muestra un exhaustivo análisis del evento de neutrones solares atribuido a la fulguración del 7 de Septiembre de 2005. Se parte de las observaciones realizadas por satélites para las emisiones de rayos X suaves, rayos X duros y rayos γ , para continuar con el análisis de los

datos registrados por los distintos canales direccionales y de energía del TNS en Sierra Negra. Finalmente se muestra la interpretación del evento, con base en estudios independientes y un cálculo del índice espectral que mejor se adecúa al flujo de neutrones solares producidos en esta fulguración y detectados por el TNS.

En el capítulo 6 se desarrolla una completa simulación del TNS en Sierra Negra, tomando en cuenta todos los elementos activos del detector, utilizando el código de simulación GEANT4. Se describe en detalle la simulación y se muestran los resultados de la eficiencia de detección del TNS para un flujo de electrones, gamas, neutrones y protones, que ingresan al detector a tres distintos ángulos de incidencia cenital. Se muestra, también, la relación entre la energía primaria de los neutrones incidentes y la energía depositada en los canales de detección del TNS. Además, con base en los datos registrados por los canales direccionales el TNS para el evento del 7 de Septiembre de 2005, se hace una comparación entre los datos reales y los datos simulados, para tener una validación extra del código de simulación.

En los apéndices se muestran parámetros físicos y emisiones para las fulguraciones solares, detectadas por el satélite Solar Maximum Mission (SMM) entre 1980 y 1989. Se presenta la red mundial y distribución de los monitores de neutrones alrededor del planeta, con detalles técnicos y geográficos de cada uno. Se detalla un análisis de estabilidad de los datos registrados por el TNS para los años 2004, 2005 y 2006, para corroborar que los datos son estables y el TNS está funcionando adecuadamente en la medición de neutrones solares.

CAPÍTULO 1

EMISIONES DE LA ACTIVIDAD SOLAR

1.1. GENERALIDADES.

El Sol es una estrella promedio, una de las 15×10^{10} estrellas que componen la Vía Láctea y se encuentra en un brazo, girando alrededor de la Galaxia con un periodo aproximado de 250×10^6 años. Es el objeto más grande del sistema solar, contiene el 99.8% de la masa total del sistema planetario. Su distancia media a la Tierra, llamada Unidad Astronómica (U.A.), es de ~150 millones de Kilómetros (máxima 152,106 millones de Km. y mínima 143,103 millones de Km). El Sol está compuesto de un 92.1% de Hidrógeno y 7.8% de Helio, sin haberse identificado previamente en la Tierra. Otros elementos químicos más pesados no sobrepasan el 0.1%. La tabla 1.1 muestra el porcentaje de los diez elementos más abundantes en el Sol.

H	He	C	N	O	Ne	Mg	Si	S	Fe
92.1	7.8	0.043	0.0088	0.078	0.0035	0.0038	0.0045	0.015	0.0030

Tabla 1.1. Porcentaje de los diez átomos más abundantes en el Sol, (Lang, 2008).

Debido a la alta temperatura y a pesar de tener una densidad muy alta, el núcleo solar es un plasma¹.

El Sol rota sobre sí mismo con un eje norte-sur perpendicular a la Tierra, con una inclinación de 7 grados respecto al plano de la órbita. Gira en la misma dirección que la Tierra y se le definen un ecuador, meridianos y paralelos.

El Sol tiene una rotación diferencial, de esta manera, sus regiones ecuatoriales giran más rápido que las polares (25 días en el ecuador y 37 días en los polos).

¹ El plasma es un gas totalmente ionizado, que consta de igual número de iones y electrones, por lo que es cuasineutro en estado estacionario y cuya dinámica presenta efectos colectivos dominados por las interacciones electromagnéticas.

El tamaño del Sol se infiere de su distancia y apertura angular, la masa se puede determinar con precisión con base en las órbitas de los planetas, y la edad es determinada por el estudio de la abundancia de elementos radioactivos pesados en los meteoritos. La tabla 1.2 muestra los parámetros físicos más representativos del Sol.

Volumen	1.412 x10 ²⁷ m ³ (1.3 millones Tierras)
Luminosidad	3.854 x10 ²⁶ W
Masa	1.989 x10 ³⁰ Kg (332,946 masas terrestres)
Radio	6.955 x10 ⁸ m (109 radios terrestres)
Distancia media al Sol	1.4959787 x10 ¹¹ m
Temperatura en la fotosfera	5780 K
Temperatura en la corona	2-3 x10 ⁶ K
Temperatura en el núcleo	15.6 x10 ⁶ K
Densidad media	1409 kg m ⁻³
Densidad en el núcleo	151300 kg m ⁻³
Presión en el núcleo	2.334 x10 ¹⁶ Pa
Presión en la fotosfera	10 Pa
Constante solar	1361 W m ⁻²
Edad	4.55 x10 ⁹ años

Tabla 1.2. Parámetros físicos en el Sol, (Lang, 2008).

1.2. INTERIOR SOLAR.

El modelo que ha evolucionado a lo largo de los años con el fin de entender el Sol se muestra en la figura 1.1. Se observa que el núcleo es la fuente de energía del Sol. Después del núcleo, dos terceras partes del interior solar corresponden a la zona radiativa, donde se transporta la energía desde el núcleo por la radiación, y el tercio externo del Sol corresponde a la zona convectiva, donde el proceso de convección es el principal mecanismo de transporte de energía.

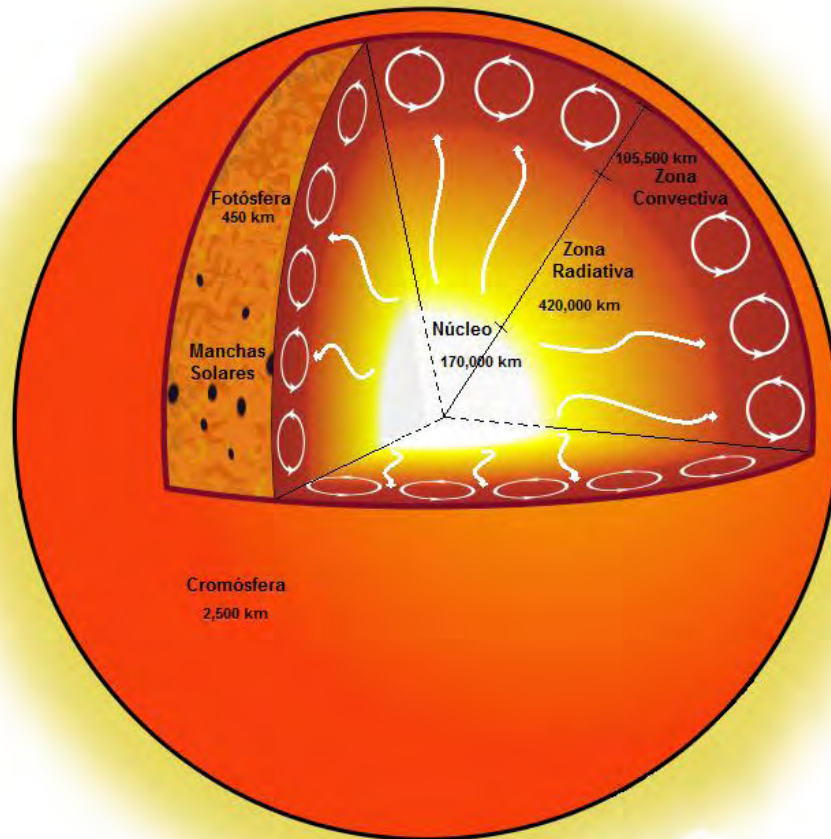


Fig. 1.1. Esquema del interior solar.

1.2.1. NÚCLEO.

El núcleo corresponde aproximadamente al 2% del volumen del Sol, pero contiene casi la mitad de la masa. Su densidad es 15 veces la densidad del plomo. En esta zona se llevan a cabo las reacciones nucleares exotérmicas que proporcionan la energía que el Sol produce.

Las reacciones nucleares más importantes en el núcleo solar son las p-p y el ciclo CNO, (ver capítulo 2).

La reacción p^+p^+ corresponde al 99% de la fusión en el Sol, donde cuatro protones se fusionan en un núcleo de Helio, liberando 2 protones, 2 neutrinos y 2 gamas. La energía total liberada en la formación de un núcleo de Helio es de 26.7 MeV. La cadena p^+p^+ necesita una temperatura de al menos 5×10^6 K. El ciclo CNO (Carbono-Nitrógeno-Oxígeno) genera sólo el 1% de la energía en el Sol. Cuatro protones se fusionan para producir un núcleo de Helio y se liberan 2 positrones y 2 neutrinos, requiriendo un catalizador. La energía generada es de 26.7 MeV. La temperatura necesaria para el ciclo CNO es 15×10^6 K.

1.2.2. ZONA RADIATIVA.

Se encuentra rodeando el núcleo, entre 0.25 y 0.8 radios solares. En esta zona, la energía producida en el núcleo es transportada por fotones mediante el proceso de radiación. Constituye el 32% del volumen del Sol y 48% de su masa. Debido a la densidad, los fotones no recorren mucha distancia sin colisionar con el plasma, van de colisión tras colisión, siendo dispersados y convirtiéndose en fotones menos energéticos. La razón de dispersión es tan alta, que a un fotón le toma millones de años poder atravesarla.

En la parte inferior de esta zona, la densidad es de $\sim 22 \text{ g cm}^{-3}$ y la temperatura es de $\sim 8 \times 10^6 \text{ K}$, mientras que en la parte superior, la densidad baja hasta $\sim 0.2 \text{ g cm}^{-3}$ y la temperatura es de $\sim 2 \times 10^6 \text{ K}$. Este gradiente de temperatura es menor que el gradiente adiabático; por lo tanto, el proceso de convección térmica no puede producirse.

Entre la zona radiativa y la zona convectiva existe una capa de transición llamada *tachocline*, donde el régimen cambia entre la rotación uniforme de la zona radiativa y la rotación diferencial de la zona convectiva. Esto se debe a que los fotones se absorben con facilidad, volviéndose el material opaco al transporte de radiación. Por lo tanto, el transporte de energía se realiza por convección, de modo que el calor se transporta de manera no homogénea y turbulenta por el propio fluido.

1.2.3. ZONA CONVECTIVA.

Se encuentra entre 0.8 y 1 radios solares y consiste de células de convección en ebullición. Constituye el 66% del volumen del Sol, pero sólo $\sim 2\%$ de su masa. Como ya se mencionó, el transporte de energía se da por el proceso de convección. En el tope de esta zona, la densidad es $\sim 2 \times 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$ (la densidad prácticamente no cambia) y la temperatura es $\sim 5800 \text{ K}$, mientras que en la parte más baja, la temperatura es $\sim 2 \times 10^6 \text{ K}$. Esta diferencia de temperaturas hace que el plasma caliente suba y el plasma frío baje, formando corrientes de convección en forma de columnas térmicas, que arrastran el material caliente hacia la fotosfera del Sol. Estas columnas térmicas se muestran en la superficie solar en forma de celdas de granulación y supergranulación. Las celdas de granulación son de alrededor de 1000 km de diámetro, mientras que las de supergranulación pueden alcanzar los 30000 km de diámetro.

1.3. ATMÓSFERA SOLAR.

La atmósfera solar es la parte del Sol que se extiende hacia el exterior de la zona convectiva, donde la energía generada en el núcleo del Sol empieza a escapar hacia el espacio en forma de radiación. Contiene tres estructuras bien diferenciadas, la fotosfera que es el disco aparente del Sol, la cromósfera y la corona que es la más externa. Las dos últimas son visibles únicamente durante los eclipses naturales o artificiales del disco solar. Entre la cromósfera y la corona hay una capa de menor espesor, llamada región de transición. La temperatura de la atmósfera solar disminuye hacia fuera en la fotosfera, alcanzando un valor mínimo de ~5780 K; después aumenta con la altura en la cromósfera, región de transición y corona. Finalmente, hacia el exterior, en el espacio interplanetario la temperatura (T) del viento solar se mantiene casi constante. Los resultados actuales sitúan la base de la cromósfera en el mínimo de temperatura, 4200 K, en tanto que el nivel de 25000 K separa la cromósfera y la región de transición. La frontera que separa esta región de la corona está a un millón de K.

1.3.1. FOTÓSFERA.

Es la superficie visible del Sol y la capa más baja de la atmósfera. Tiene ~300 km. de espesor, ~0.04% del radio solar y emite casi la totalidad del visible. Su densidad y temperatura aumentan hacia el interior donde toda la radiación se absorbe, impidiendo la observación de las capas más profundas. La temperatura de la fotosfera es de alrededor de 4000 K a 6400 K.

La fotosfera no es uniforme, en su superficie se encuentran las manchas solares (figuras 1.2 y 1.4). Típicamente una mancha solar consta de una región central oscura denominada sombra o umbra, rodeada por una zona más clara o penumbra consistente en filamentos claros y oscuros que parten de forma aproximadamente radial de la sombra. En promedio el diámetro de la penumbra suele ser unas dos veces y media mayor que el de la sombra, pero en grupos muy desarrollados puede llegar a representar hasta el 80% del total de la extensión de la mancha. Si la mancha no posee penumbra, se le denomina poro.

El que las manchas parezcan negras es un efecto de contraste, la diferencia de luminosidad de las manchas se debe a que su temperatura es unos 2000 K inferior a la de la fotosfera circundante.

Las manchas solares se originan como resultado de fuertes campos magnéticos radiales que afloran al nivel de la fotosfera con una intensidad entre 1000 y 4000 Gauss, es decir, hasta 10000 veces mayores que el campo magnético en la superficie de la Tierra. El tamaño de las manchas es muy variado, desde poco más de un millar de kilómetros (poro aislado) hasta más de 100000 kilómetros en los grupos bien desarrollados. Las manchas aparecen en grupos; típicamente un grupo consiste en dos manchas de polaridad magnética opuesta.

La superficie fotosférica está constituida por gránulos (que realmente son la parte superior de las celdas convectivas) repartidos por todo el disco (figuras 1.3 y 1.4), que se generan en la zona convectiva. Con base en el análisis de la luz del Sol, observada a través de un espectrógrafo, sabemos que el máximo de la radiación emitida ocurre en la región amarilla del espectro y que la temperatura media de la atmósfera es de 5780 K.

En 1843, Heinrich Schwabe publicó que las manchas parecían presentar un período de unos 10 años, lo que fue confirmado en 1855 por Rudolph Wolf quien mostró que la periodicidad media es de 11 años.

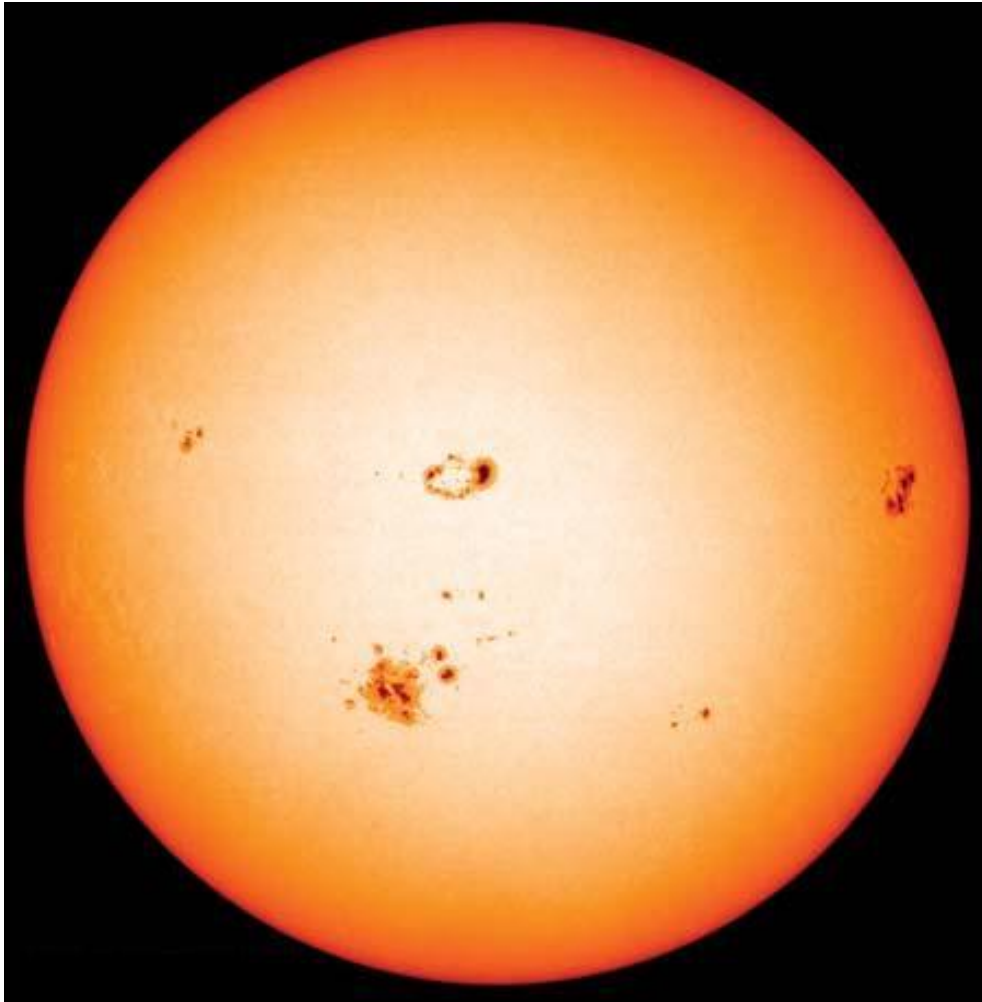


Fig. 1.2. Manchas solares en la fotosfera solar, (<http://www.nasaimages.org/>).

En 1859 Richard Carrington descubrió que el Sol poseía una rotación diferencial, es decir, que gira más rápidamente en el ecuador que en los polos. También mostró que la latitud media de las manchas varía con el tiempo. Al principio del ciclo de actividad, las manchas aparecen alrededor de los 30° de latitud; conforme progresa el ciclo, las manchas se forman cercanas al ecuador ($\sim 10^\circ$ de latitud en el máximo del ciclo solar).

Existen dos ciclos solares predominantes, el ciclo de actividad solar de ~ 11 años y el ciclo magnético solar de ~ 22 años (aproximadamente cada 11 años se invierten los polos magnéticos solares).



Fig. 1.3. Granulación en la superficie Solar, (<http://www.nasaimages.org/>).

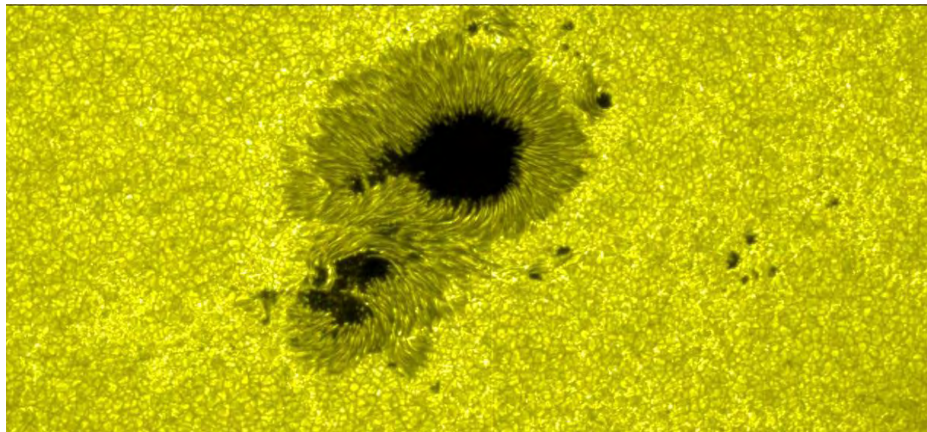


Fig. 1.4. Acercamiento de la granulación en el Sol. Se muestra una mancha solar, (<http://www.nasaimages.org/>).

1.3.2. CROMÓSFERA.

Es la capa de la atmósfera situada por encima de la fotosfera (figura 1.5). Es muy tenue, de unos 2000 km. de espesor. Presenta un color rojizo cuando es visible (debido a que su emisión es dominada por el H α), al principio y al final de un eclipse de Sol.



Fig. 1.5. Cromósfera solar. Línea de emisión a 1548 Å y 10⁵ K. Imagen compuesta, tomada por el satélite SOHO, (<http://sohowww.nascom.nasa.gov>).

Su aspecto no es homogéneo, está compuesta de estructuras heterogéneas, llamadas espículas (figura 1.6), que ascienden y descienden a una velocidad del orden de 20 km s⁻¹.

Las espículas adoptan la forma de cilindros casi verticales de gas cromosférico, de unos 700 km. de diámetro y hasta 150000 km. de altura, tienen una vida media de 5 a 15 minutos y en un momento dado puede haber medio millón.

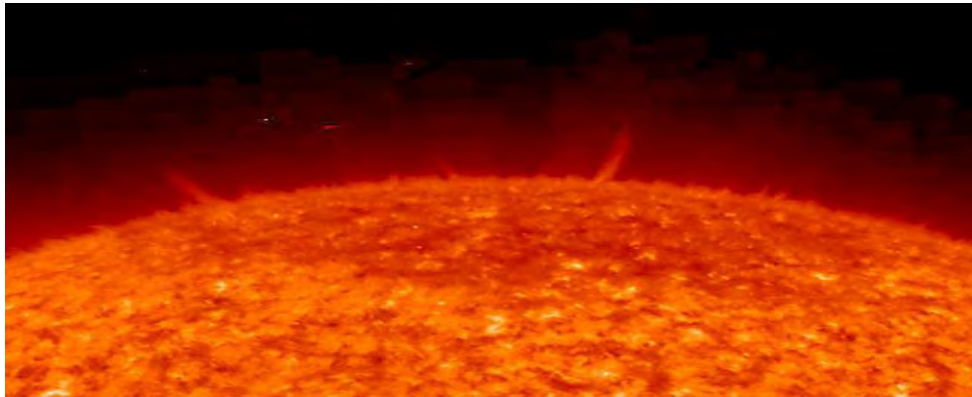


Fig. 1.6. Espículas en la cromósfera solar, (<http://www.nasaimages.org/>).

Analizando la luz con una instrumentación como un espectroheliógrafo², es posible obtener alguna información sobre los procesos que ocurren en la cromósfera. Sin embargo, las capas más altas, al ser más calientes, radían predominantemente en el ultravioleta y no pueden ser observadas con telescopios situados en tierra porque son filtradas por la atmósfera terrestre. Por ello es necesario utilizar instrumentación montada a bordo de satélites artificiales. De esta manera, ha sido posible conocer mejor los mecanismos físicos intervinientes y establecer un conjunto características observacionales, propias de la cromosfera y región de transición. La temperatura de la cromosfera es más alta que en la fotosfera, es de 4500 K hasta un máximo de 20,000 K.

² El espectroheliógrafo es un instrumento que captura una imagen del Sol en una sola longitud de onda, una imagen monocromática. La longitud de onda es elegida para coincidir con una longitud de onda espectral de uno de los elementos químicos presentes en el Sol.

Una hipótesis que explica este comportamiento, es que la turbulencia acústica es la fuente de de esta temperatura más alta, como resultado de la dispersión de las ondas de magnetohidrodinámicas sobre la superficie solar, (Hanslmeier, 2008). Por encima de la cromósfera, hay una región de transición, donde la temperatura aumenta rápidamente hasta la corona, que forma la parte exterior de la atmósfera solar.

1.3.3. CORONA.

La corona es la región más externa de la atmósfera solar, que ocupa millones de kilómetros y es vista como un halo blanco extendido durante un eclipse (figura 1.7), transformándose gradualmente en viento solar.

El espectro obtenido durante un eclipse consiste de un continuo, debido a la luz fotosférica dispersada por iones y electrones libres, con líneas de emisión brillantes superpuestas.

Hay tres componentes principales de la luz coronal: corona-K, corona-F y corona-E. La K está formada de luz fotosférica, dispersada por los electrones coronales. Es la componente dominante a dos radios solares. La corona-F es resultado de la dispersión de luz fotosférica por partículas de polvo. La corona-E es la fuente de las líneas de emisión de átomos altamente ionizados.

Con base en las observaciones satelitales, conocemos que la forma de la emisión coronal cambia gradualmente a través del ciclo solar. En el mínimo solar, la corona tiene largas corrientes simétricas en el ecuador y plumas en los polos (figura 1.7). Durante el máximo solar, hay muchas estructuras, indicando un campo magnético complejo, que elimina la simetría de la corona.



Fig. 1.7. Superior: corona solar cercana al mínimo de actividad (2006). Inferior: corona solar durante el máximo de actividad (1999), (<http://www.nasaimages.org/>).

En la corona se identifican especies atómicas fuertemente ionizadas; por ejemplo, iones de Hierro que han perdido 13 de los 26 electrones que poseen en estado neutro. De manera que la temperatura debe ser muy elevada, superior a 10^6 K, mucho más caliente que la superficie del Sol.

Aunque la energía que es necesaria para calentar la corona es alrededor del 0.01% de la emisión luminosa total del Sol, el mecanismo no es totalmente conocido. Existen dos tipos de mecanismos propuestos para el calentamiento de la corona, modelos de Corriente Alterna: disipación de ondas y modelos de Corriente Directa: disipación de campos magnéticos intensos.

La primera hipótesis de calentamiento por ondas de sonido fue hecha en los 40's por Biermann, (1947), Schwarzschild and Schatz, (1948). Como las zonas de convección generan ondas de sonido, sugieren que estas ondas, que son longitudinales, se fortalecen en choques como si se movieran dentro de una región de baja densidad; por lo tanto, liberan energía. El flujo de energía de una onda de sonido es constante hasta que la energía es disipada a través de un choque, Schwarzschild and Schatz, (1948).

Una característica fundamental de la corona son los hoyos coronales (figura 1.8). La existencia de hoyos coronales fue reconocida por primera vez a finales de 1950, cuando Waldmeier observa regiones extensas de muy baja intensidad en las imágenes hechas con un coronógrafo³ de luz visible. En la década de 1970, imágenes UV y en rayos X del Sol, tomadas con los telescopios en órbita, confirmaron la existencia de los hoyos coronales, (Cranmer, 2001). Los hoyos coronales son regiones de plasma de baja densidad en el Sol, que tienen líneas de campo magnético que se abren libremente en el espacio interplanetario. Cuando existe baja actividad solar, los hoyos coronales cubren las capas polares del norte y sur del Sol. Durante los períodos más activos, los hoyos coronales pueden existir en todas las latitudes solares, pero sólo pueden mantenerse durante algunas rotaciones solares, antes de evolucionar a una configuración magnética diferente.

Los iones y electrones fluyen a lo largo de las líneas de campo magnético abiertas en los hoyos coronales, para formar la componente de alta velocidad del viento solar.

³ El coronógrafo es un dispositivo que se puede acoplar a un telescopio, bloqueando la luz de un objeto central y permitiendo observar objetos débilmente iluminados cerca de una estrella. Fue desarrollado para estudiar la atmósfera solar. Gracias a este tipo de instrumento se puede estudiar con gran detalle las estructuras de plasma y campo magnético que rodean al Sol.

1.3.4. VIENTO SOLAR.

Parker predijo la existencia del viento solar, mostrando que una corona caliente podría implicar una continua corriente de plasma. A pesar de la elevada temperatura, la energía total almacenada en la corona es muy pequeña, debido a que el gas es muy tenue y la energía es liberada gradualmente bajo la forma de viento solar. El proceso está acompañado por una pérdida de gas que es reemplazado con el que emerge de la cromósfera. Parker demostró que una corona a 10^6K se evapora, formando un estado de equilibrio; donde la presión total del gas, en su mayoría protones y electrones, domina a la fuerza de gravedad, para formar el viento solar.

Hay dos componentes para el viento solar. Una componente rápida, con velocidades de $\sim 800\text{ km s}^{-1}$ y una lenta, con velocidades de 300 km s^{-1} . Con base en observaciones con satélites, se sabe que el viento solar rápido se origina, en su mayoría, en las regiones de baja densidad, conocida como hoyos coronales (figura 1.8).

Cerca de la Tierra la densidad del viento solar es típicamente de 5 a $10\text{ partículas cm}^{-3}$ y la velocidad $\sim 400\text{ km s}^{-1}$. La pérdida de masa debido al viento solar es inferior a $1/10^9$ parte de la masa total del Sol.

La distribución espacial del viento solar varía dramáticamente durante el ciclo solar. El cinturón de flujo es la fuente del viento solar lento y los hoyos coronales son la fuente del viento solar rápido. En el máximo solar, la estructura magnética es más complicada y no toma la forma del dipolo magnético.

El viento lento puede originarse en los hoyos coronales polares, los cuales se reducen en tamaño. La figura 1.8 muestra la velocidad del viento solar en todas las latitudes, donde el viento de alta velocidad está confinado a la región de alta latitud y el viento solar lento está confinado a

las regiones ecuatoriales. Para el mínimo de actividad solar, el viento solar lento emana de las regiones de flujo simétricas y el viento solar rápido de las regiones de hoyos coronales abiertos magnéticamente.

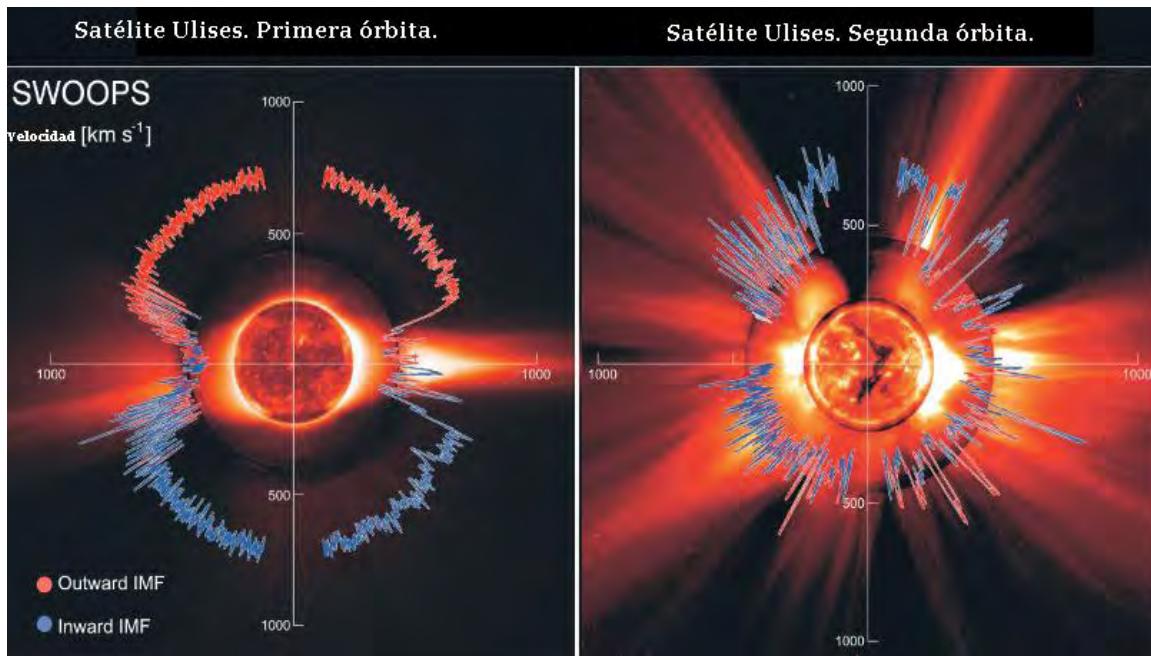


Fig. 1.8. Izquierda: distribución de la velocidad del viento solar en el mínimo (1995). Derecha: distribución de la velocidad del viento solar en el máximo (2001), como una función de la latitud solar, obtenidos de dos órbitas del satélite Ulises. Imágenes en UV del disco solar y en luz blanca de la corona se muestran como fondo para los datos de velocidad del viento. En el mínimo de actividad solar, los hoyos coronales polares, con campos magnéticos abiertos, dan lugar a flujos de viento solar rápido y de baja densidad, mientras que los flujos de las regiones ecuatoriales, con campos magnéticos cerrados, están asociados con viento solar lento y denso. En el máximo solar, pequeños hoyos coronales de baja latitud generan viento rápido y una variedad de velocidades de vientos, que resultan en una pequeña variación latitudinal promedio de la velocidad del viento solar.

1.4. ACTIVIDAD SOLAR.

1.4.1. EL CICLO DE MANCHAS SOLARES.

El ciclo de manchas Solares tiene tres aspectos fundamentales, el periodo de 11 años del número de manchas, la ley de Hale-Nicholson de la polaridad de las manchas y la inversión del campo magnético global. El surgimiento de las manchas se da abruptamente y decae lentamente. Las primeras manchas de un ciclo aparecen cerca de las latitudes de 30° N y 30° S y las últimas cercanas al ecuador. Esta variación es llamada ley de Spörer, pero su regularidad se aprecia mediante el diagrama de mariposa de Maunder (Figura 1.9).

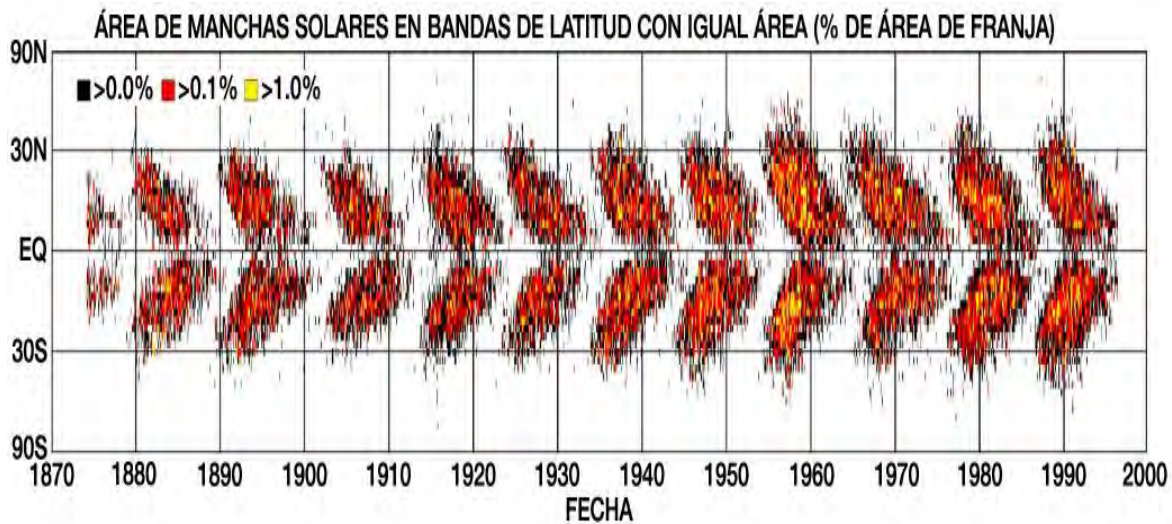


Fig. 1.9. Diagrama de mariposa, donde se muestra la posición de las manchas solares durante los años de 1870 a 1995. Un nuevo ciclo de manchas se forma en latitudes altas antes que el viejo ciclo de manchas desaparezca, (<http://www.physics.unlv.edu/>).

En este diagrama de mariposa, las alas se superponen parcialmente, esto es que las manchas del viejo ciclo permanecen en el ecuador cuando el nuevo ciclo surge, cada ciclo dura entre 9 y 14 años.

El número de manchas solares en cada hemisferio puede ser muy diferente y un hemisferio puede dominar por varios años.

Hale (1919) descubrió que cada ciclo Solar sucesivo estaba marcado por una polaridad magnética distinta. Esto es conocido como la ley de Hale-Nicholson. El grupo de manchas Solares, que son bipolares, aparecen en la dirección de rotación Este-Oeste con la misma polaridad magnética dirigida a un hemisferio y opuesta en el otro hemisferio.

La inversión del campo magnético es un semiciclo de 11 años, por lo tanto, el ciclo magnético del Sol es de 22 años.

Todos los campos magnéticos intensos emergen a través del proceso de manchas Solares (rompimiento) y se difunden a través de la superficie para producir un campo global dipolar.

1.4.2. REGIONES ALTAMENTE ACTIVAS.

Hale et. al. (1919) introdujo la clasificación magnética que permanece como la más importante clasificación de estructuras magnéticas:

α : Una mancha dominante, normalmente conectada a una playa de polaridad magnética opuesta.

β : Un par de manchas dominantes de polaridad opuesta.

γ : Grupos complejos con una distribución irregular de polaridades.

$\beta\gamma$: Grupos bipolares sin una línea de inversión norte-sur marcada.

δ : Umbra de polaridad opuesta en una penumbra.

Künzel (1960) mostró que los grupos δ producen mucho más fulguraciones que los demás tipos de estructuras magnéticas. La alta actividad asociada con las manchas δ se debe a que dos polos con fuertes campos opuestos son presionados.

Zirin y Liggett (1987) encontraron que las manchas δ se forman de tres modos:

1. Surgimiento de dipolos entrelazados y polaridades inversas. Esto genera a las regiones más activas.
2. Grandes dipolos emergen alrededor de las manchas ya existentes, tal que la expansión de la región de flujo emergente presiona a una mancha p dentro de una mancha f o a la inversa.
3. Un grupo de manchas dipolares surgiendo choca con otro dipolo.

El tercer tipo es el más frecuente, ocurriendo siempre que una RFE surge en el lugar adecuado.

1.4.3. FULGURACIONES SOLARES.

Descubiertas por Carrington (1859) y Hodgson (1860), debido a las observaciones de intensos abrigantamientos en el espectro visible cercano a un grupo de manchas solares.

Las fulguraciones Solares están asociadas con la rápida liberación de energía magnética almacenada. Una gran fulguración puede liberar hasta 10^{34} erg (Kane, et. al., 1995), de energía en algunos minutos, sobre un área aproximada de 10^{22} m².

Esta liberación de energía está asociada con la eyección de 10^{15} gr de materia a velocidades que pueden exceder los 100 Km/s.

La energía es almacenada en un periodo de horas a días en la configuración del campo magnético en las llamadas regiones activas, aunque aún no está determinado si estas regiones activas ocurren antes o después de que emerja el flujo de debajo de la superficie Solar.

Todas las fulguraciones muestran incrementos en las líneas de emisión atómicas; como H α (6563 Å) ó He-II (304 Å).

Las observaciones ópticas y en rayos X, son las técnicas clásicas para ver fulguraciones Solares, debido a la alta resolución y corta exposición; además que la mayor parte de la energía es liberada en la frecuencia del óptico. Otra técnica usada para observar fulguraciones es con filtro en H α . El H α es la línea más sensitiva al calentamiento atmosférico por las partículas energéticas que resultan de las fulguraciones. Además, el H α muestra el fondo magnético de la fulguración, especialmente da aspectos como los filamentos.

Las fulguraciones pueden ser observadas en otras líneas; por ejemplo, las líneas del He, del Deuterio, en el visible, rayos X y UV. Las fulguraciones energéticas muestran la fase de destello, una explosión de extrema brillantez. Si estas fulguraciones están sobre el borde de una gran mancha, una erupción y onda de choque aparecerán, con una muy intensa emisión de rayos X duros y baja emisión de rayos X suaves, (Foukal, 2004).

Todas las fulguraciones tienen dos lazos, porque todas las líneas de campo cerradas interceptan la superficie en dos puntos y la energía térmica y las partículas energéticas fluyen a través de estas.

Tal vez la mayoría de las fulguraciones son originadas en un filamento a lo largo de la línea de inversión, el filamento es normalmente activado antes de la fulguración. En la fase impulsiva de una gran fulguración se pueden observar pequeños puntos brillantes, normalmente en pares de polaridad opuesta a lo largo de las líneas neutras.

En una gran fulguración (figura 1.10), el crecimiento continúa y la energía es liberada sobre una gran área y una violenta eyección de material puede ocurrir.

Hay variaciones importantes en el tiempo de evolución de las fulguraciones solares, el que se divide en cuatro fases (Longair, 1992): precursor, impulsiva, explosiva y gradual.

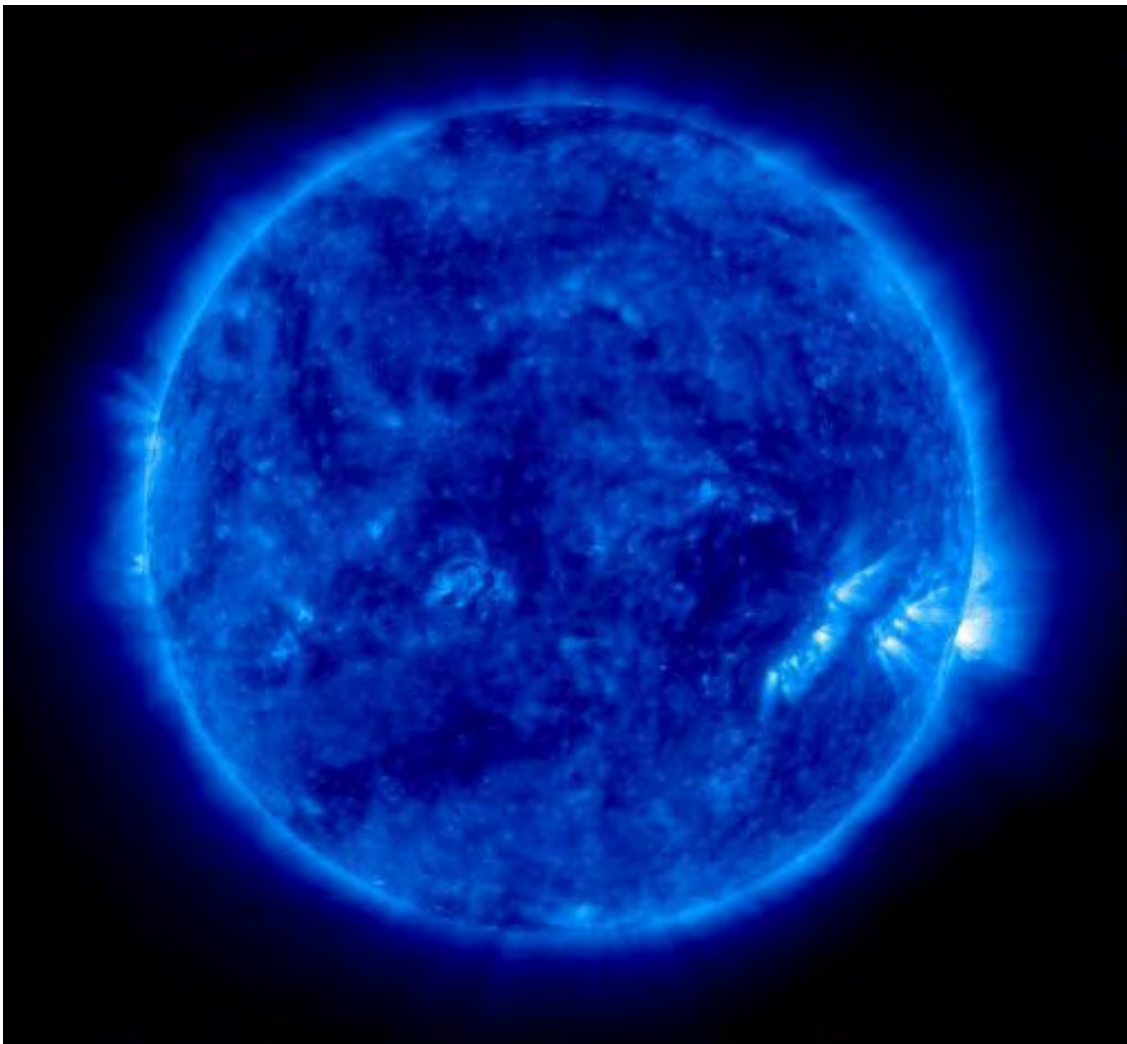


Fig. 1.10. Fulguración solar del 10 de Noviembre de 2005. Tomada por el satélite SOHO, con filtro EIT a 171Å. Se observa la fulguración como un abrillantamiento en la parte extrema derecha, (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>).

La fase del precursor dura entre 10 y 30 minutos y se observa una acumulación gradual de rayos X suaves y radiación UV extrema. La fase impulsiva dura entre 10 y 1000 segundos y se observa en micro-ondas, rayos X duros y, eventualmente, en rayos γ .

La figura 1.11 muestra al Sol durante la fase impulsiva de la fulguración del 23 de Julio de 2003, observada en rayos X y rayos γ .

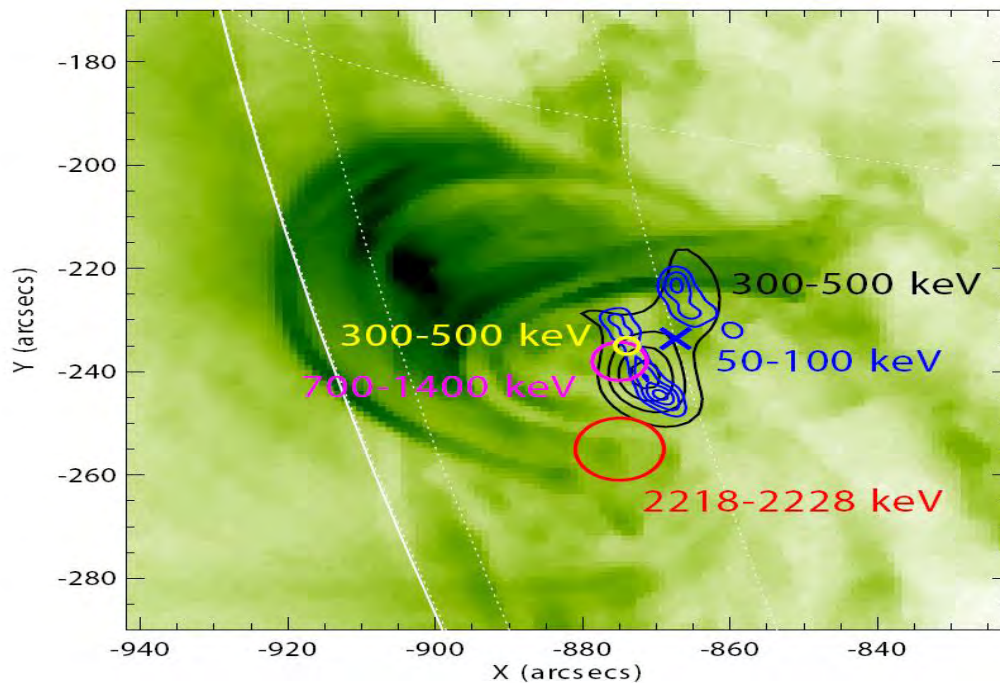


Fig. 1.11. Fase impulsiva de la fulguración del 23 de Julio de 2003 (rayos γ del satélite RHESSI) superpuesta en una imagen del satélite TRACE. El círculo rojo es el centroide de 1σ de la línea de emisión de 2.223 MeV. Los círculos amarillo y rosa son los centroides de las bandas de 300-500 y 700-1400 keV, respectivamente, dominados por Bremsstrahlung. Los contornos negro y azul muestran las imágenes detalladas a 300-500 y 50-100 keV, respectivamente, con el centroide de 50-100keV indicado por la cruz. (Lin, 2003).

En la fase explosiva, el flujo en H α es máximo sobre un periodo del orden de minutos. Finalmente, la fase gradual puede durar una a varias horas y libera la mayor parte de la energía total de la fulguración.

La topología magnética en la atmósfera solar juega un papel central en el proceso de la fulguración.

En fulguraciones intensas asociadas con regiones de configuración de campo magnético complejo e intensa actividad solar, la fulguración puede estar acompañada por emisiones de rayos X duros y de radio. Estas fulguraciones están asociadas con eyecciones coronales de masa en el espacio interplanetario a velocidades supersónicas, tal que se forman ondas de choque, (Foukal, 2004).

1.4.4. EMISIONES DE LAS FULGURACIONES.

Las fulguraciones producen un incremento de las emisiones solares en todo el espectro electromagnético.

1.4.4.1. Rayos X suaves.

Este rango de longitud de onda contiene una fracción importante de energía radiada en las fulguraciones. Las emisiones de rayos X suaves están entre 1-10 Å (con energías de 0.1 a 10 keV) y consisten de una mezcla del Bremsstrahlung y líneas espectrales, debido a las especies altamente ionizadas de metales, por ejemplo Ca^{18+} y Fe^{24+} . Los electrones responsables son electrones térmicos con una temperatura alrededor de los 10^7 K. Como esta temperatura es típica de la corona solar, las líneas de rayos X suaves proveen un diagnóstico importante de las condiciones (temperatura, velocidad, densidad) de la atmósfera, (Schmelz, 1992). La figura 1.12 muestra una fulguración solar en rayos x suaves.

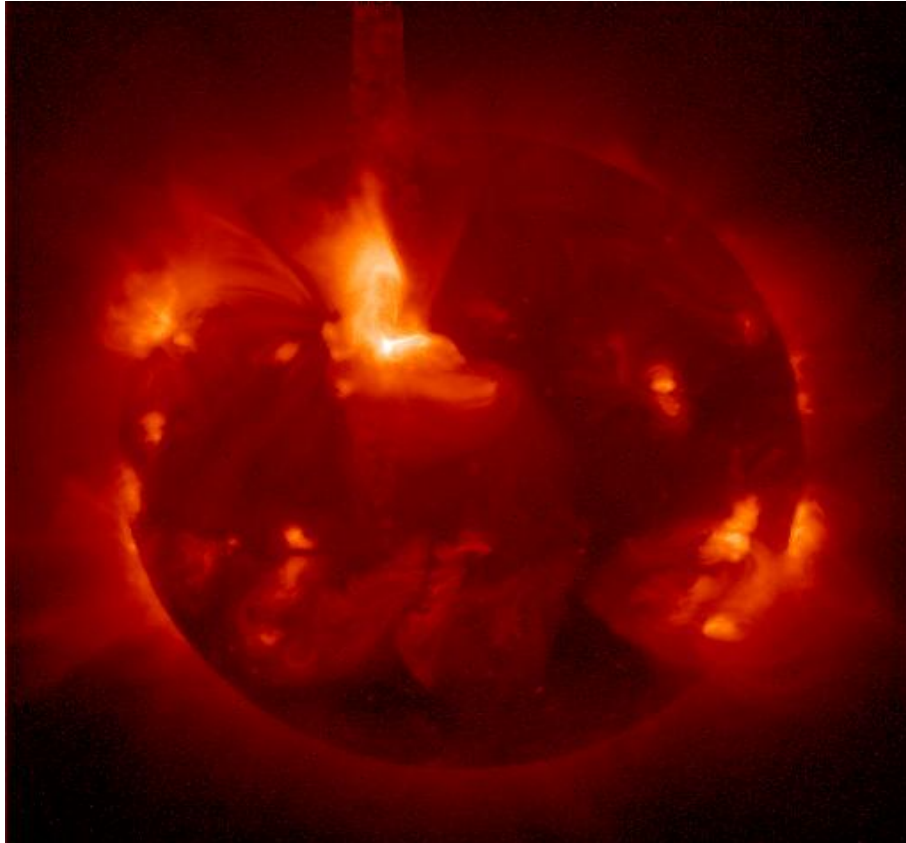


Fig. 1.12. Fulguración solar en rayos X suaves (parte superior-central), vista por el satélite Yohkoh el 6 de Junio de 2000, utilizando el telescopio SXT, (<http://solar.physics.montana.edu/sxt/>).

1.4.4.2. Rayos X duros.

La emisión tiene un rango de energías de 10-100 keV. Por debajo de esta energía son considerados rayos X suaves. Por encima de esta energía son considerados como rayos gama, debido a que el mecanismo productor cambia. Esta emisión se produce mediante el Bremsstrahlung⁴ de los electrones, (Longair, 1992).

⁴ Cuando un electrón se mueve rápida y libremente fuera de un átomo, es inevitable que se mueva cerca de un protón en el gas ambiente. Hay una atracción eléctrica entre el electrón y el protón. El electrón libre es desviado de su camino y cambia su velocidad, emitiendo radiación electromagnética en el proceso, conocida como Bremsstrahlung.

La figura 1.13 muestra la emisión de rayos x duros durante la fulguración del 28 de Octubre de 2003.

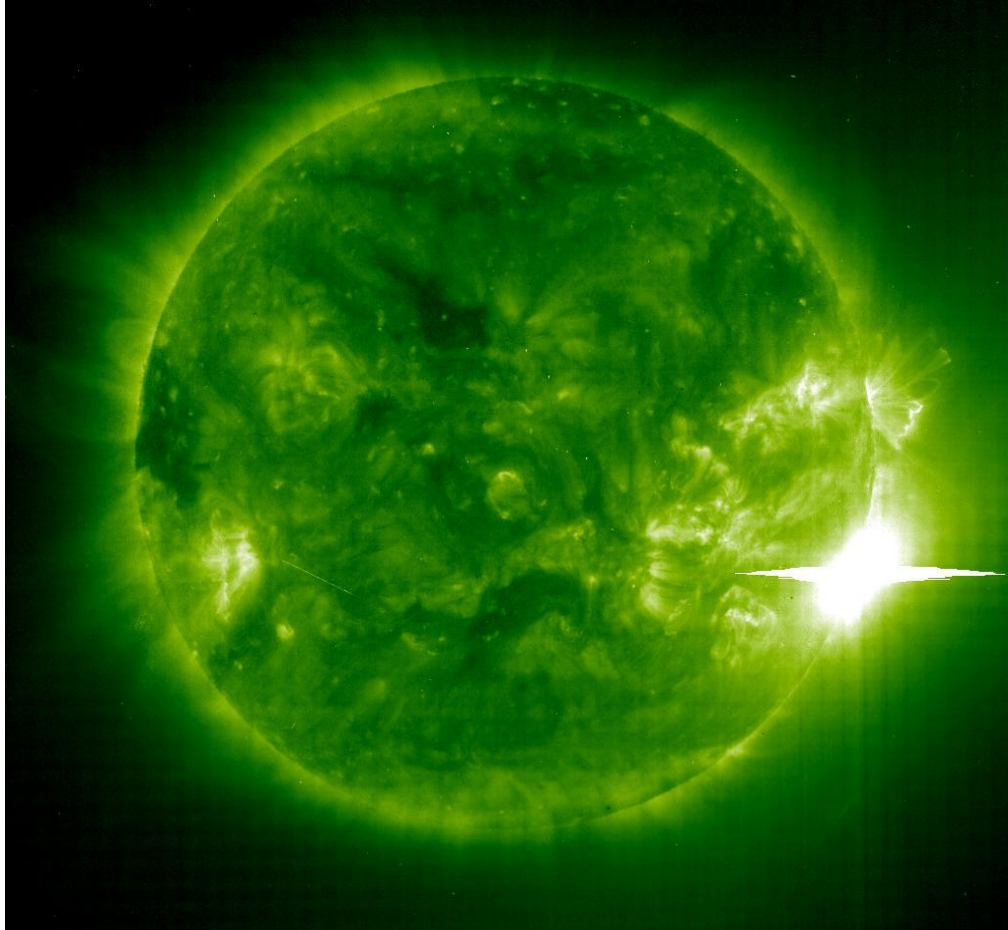


Fig. 1.13. Fulguración solar del 4 de Noviembre de 2003, la más energética registrada en la historia. Tomada por el satélite SOHO, con filtro EIT a 195\AA . El gran abrillantamiento en la parte derecha correspondió a una fulguración X28 (sección 1.4.5), (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/>).

1.4.4.3. Rayos Gama.

La emisión de rayos gama (γ) en el Sol quieto está totalmente ausente, tal que algún fenómeno en γ es una emisión asociada con una fulguración.

Las líneas de emisión de distintos elementos al igual que la emisión en el continuo han sido constantemente observadas; las líneas de emisión son debidas a procesos nucleares (desexcitación de núcleos y reacciones nucleares que producen π^0 que decaen en dos gamas), la aniquilación del par e^-e^+ (línea de 0.511 MeV) y la línea de formación de Deuterio a 2.223 MeV, producida por la absorción de neutrones lentos por los protones del ambiente atmosférico Solar. El continuo es debido al Bremsstrahlung de electrones relativistas. La figura 1.14 muestra un espectro en rayos gama de una fulguración.

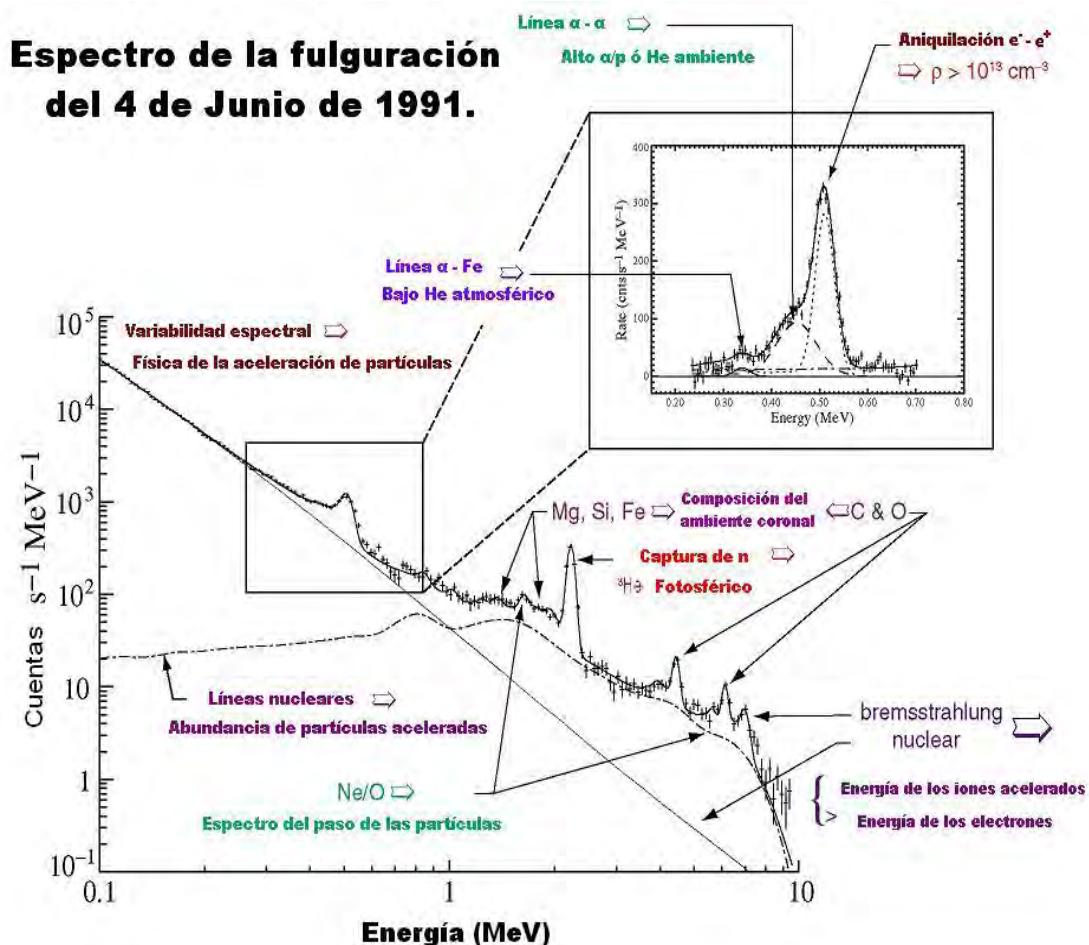


Fig. 1.14. Espectro en rayos gama de la fulguración del 04 de Junio de 1991, (Murphy, et.al., 1991). Se muestran las líneas de desexcitación nuclear, de aniquilación del par e^-e^+ y la de 2.223 MeV de la formación de Deuterio.

1.4.4.4. Ultravioleta.

Emisiones térmicas en temperaturas del orden de 10^4 - 10^5 K, que se emiten en las regiones de transición entre la densa corona y la cromósfera.

Esta región del espectro provee un diagnóstico sobre el rápido cambio de la temperatura y densidad de las atmósferas donde se presenta una fulguración, (Schmelz, 1992). La figura 1.15 muestra la emisión en ultravioleta de una fulguración.

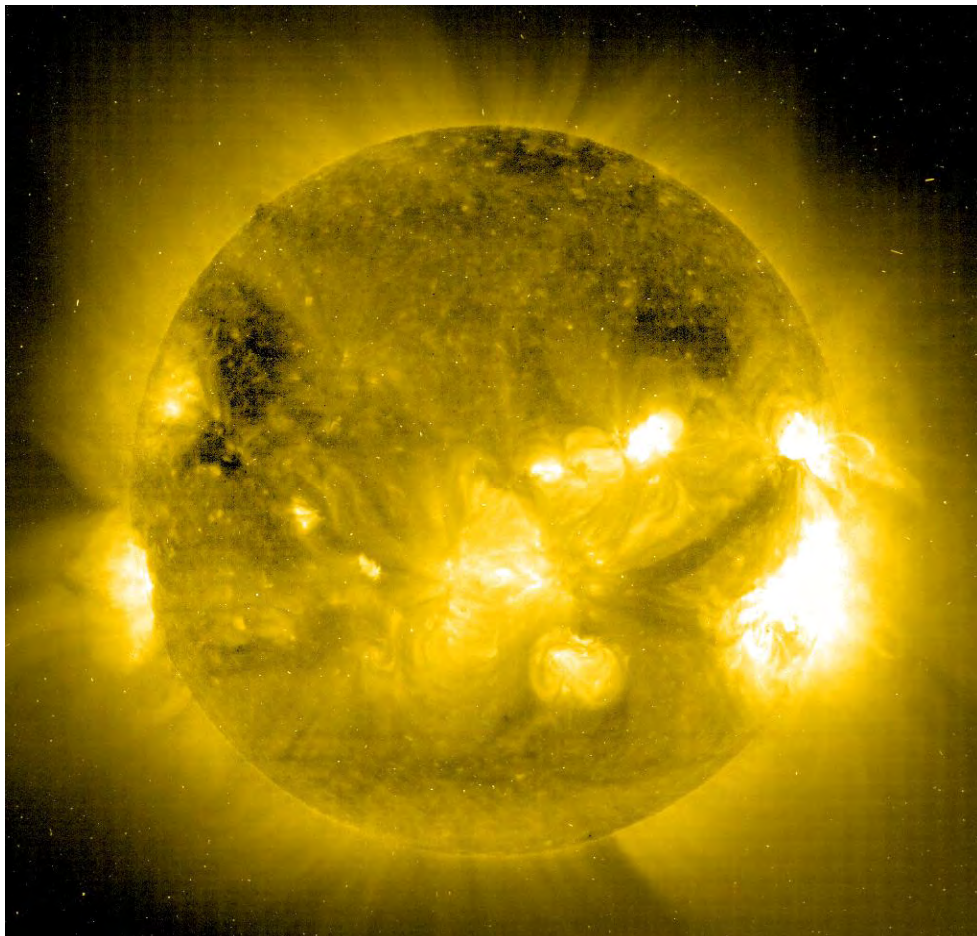


Fig. 1.15. Fulguración solar del 2 de Noviembre de 2003 en ultravioleta (gran emisión mostrada en la extrema derecha), vista por el satélite SOHO con el filtro EIT a 284\AA , (<http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images.html>).

1.4.4.5. Óptico.

El óptico muestra una variedad de líneas y el continuo, constituyendo una fracción sustancial de la energía total liberada. Aquí se encuentra la emisión de líneas que normalmente se observan en el Sol quieto, por ejemplo el H α , que se encuentra en el ancho de la línea de Balmer del Hidrógeno (656.5 nm).

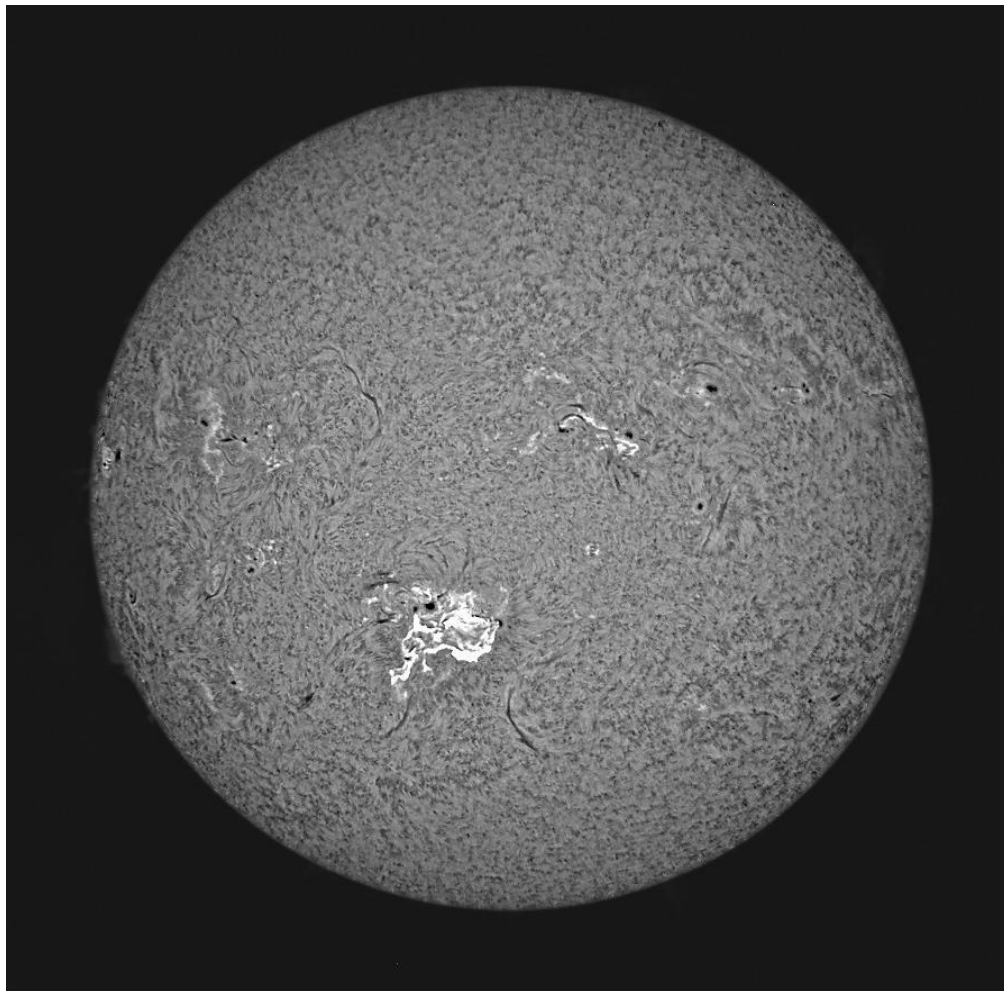


Fig. 1.16. Fulguración solar del 19 de Julio de 2000 en H α . El gran brillantamiento de la parte central fue visto por el satélite SOHO, (<http://www.nasaimages.org/>).

Generalmente, las imágenes se obtienen a través de filtros de pasabandas. Una fotografía del disco Solar tomada en H α puede diferenciar claramente al Sol en mínima actividad y máxima actividad.

Cuando se observa el Sol en el máximo con H α , se pueden distinguir zonas brillantes, manchas Solares en regiones activas y largos filamentos oscuros. Cuando los filamentos son visibles sobre el limbo, son llamadas prominencias. Al observar el Sol en el mínimo con H α , se observa una imagen granular en todo el disco, sin grandes abrillantamientos, ni zonas oscuras.

Originándose en las regiones ópticas de la atmósfera, las formas de las líneas son funciones complejas de una estructura global de la cromósfera. Históricamente, la intensidad y/o el área de la fulguración en H α fue el único camino para clasificar las fulguraciones según el tamaño, (Zirin, 1989). La figura 1.16 muestra una fulguración vista en H α .

1.4.4.6. Radio.

Las ondas de radio constituyen una radiación de baja energía. Proveen un diagnóstico de algunos de los fenómenos más energéticos en la fulguración. Totalmente insignificante en energía, la emisión de radio es rica en detalles y complejidad y permite un diagnóstico de los electrones energéticos (cientos de KeV), debido a que estos son la fuente emisora de tal radiación, y de la intensidad del campo magnético. Los principales mecanismos de emisión son la radiación giro-sincrotrón⁵, el Bremsstrahlung y los procesos del plasma colectivo (Schmelz, 1992). La figura 1.17 muestra una fulguración solar vista en radio.

⁵ Radiación giro-sincrotrón. Electrones moviéndose a velocidades cercanas a la luz emiten un haz de radiación al girar alrededor de una línea de campo magnético.

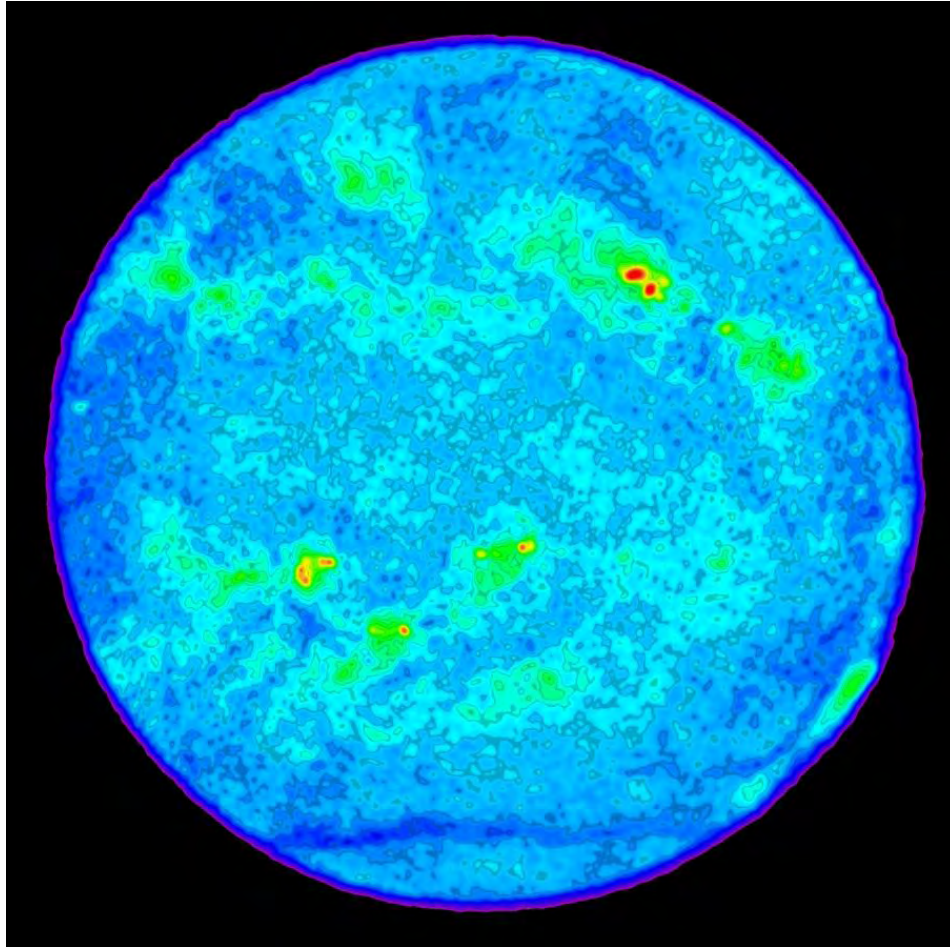


Fig. 1.17. Fulguración solar vista en radio. La zona roja es la zona de mayor emisión en radio, (<http://www.nasaimages.org/>).

1.4.5. TIPOS DE FULGURACIONES Y CLASIFICACIÓN.

Históricamente las fulguraciones han sido clasificadas por su apariencia en las líneas de emisión en H α . Se usa un esquema de clasificación de dos parámetros; el primer parámetro es el área de brillo en H α , el segundo es la intensidad del incremento de la emisión (débil, normal o brillante). Así, por ejemplo, una pequeña y muy brillante región H α puede ser clasificada como una fulguración 1b.

La nueva instrumentación generó que este esquema de clasificación no fuera el mejor indicador de la cantidad de energía liberada. Como una gran fracción de radiación en una fulguración aparece como rayos X radiados por el plasma coronal caliente, producido por las fulguraciones, una nueva clasificación fue generada, basada en el flujo de energía en la banda de 1-8 Å, como es observado por el satélite GOES. Este esquema usa una letra para denotar el orden de magnitud del flujo y un número para denotar el múltiplo de la cantidad base. La clasificación es la siguiente:

A	10^{-8} W m^{-2}
B	10^{-7} W m^{-2}
C	10^{-6} W m^{-2}
M	10^{-5} W m^{-2}
X	10^{-4} W m^{-2}

De este modo, una fulguración tipo X5 tiene un flujo de $5 \times 10^{-4} \text{ W m}^{-2}$ en el canal de 1-8 Å del satélite GOES.

Existen criterios para clasificar eventos solares en impulsivos, graduales y térmicos. Las fulguraciones en rayos X duros han sido diferenciadas en éstas tres clases. El criterio más importante es el perfil temporal de la emisión de rayos X. Las fulguraciones son clasificadas de la siguiente forma:

Térmicas: que son presumiblemente eventos compactos, que exhiben una suave variación en el perfil de flujo vs tiempo, correspondiendo a la energetización de un lazo. Contiene muy baja densidad de partículas.

Impulsivas: generalmente asociadas con lazos de fulguraciones ($\geq 20,000 \text{ km.}$), exhibiendo un agudo perfil de flujo vs tiempo. Muestran una población de partículas energéticas enriquecidas con núcleos pesados y

^3He , además de los electrones (Reames, 1999). Las partículas escapan después de la aceleración. Las partículas producidas en estas fulguraciones pueden ser visibles sólo en fulguraciones que no están acompañadas de una eyección coronal de masa (ECM), debido a que el choque asociado produce un flujo de partículas aceleradas que opaca a las partículas provenientes de la fulguración misma, (Cliver, 1996).

Graduales: se considera que ocurran en lazos muy largos ($\geq 50,000$ Km.). Conlleva partículas atrapadas en una baja densidad coronal, decayendo lentamente a través de colisiones Coulombianas. El gran tamaño de los eventos graduales está asociado con eventos de mayor duración que las anteriores. Tienen composiciones similares a las abundancias solares promedio; los electrones son minoría en el flujo de partículas. Los eventos menos intensos son mucho más frecuentes que las fulguraciones muy energéticas o brillantes.

1.4.6. LIBERACIÓN Y TRANSPORTE DE ENERGÍA EN FULGURACIONES.

Las fulguraciones ocurren en regiones campo magnético intenso y bajo grandes presiones, donde puede ocurrir una interacción entre líneas de campo magnético; por ejemplo, en la vecindad de las manchas Solares. Se sabe que existe suficiente energía ($1/8\pi \int B^2 dV$) en el campo magnético para explicar la potencia observada en las fulguraciones Solares. Así, una de las interrogantes es conocer cómo esta energía magnética es disipada lo suficientemente rápido para tomar en cuenta los tiempos de escala observados en las fulguraciones. La razón de este problema radica en la extremadamente alta inductancia y baja resistencia del plasma coronal.

Una vez que la energía ha sido liberada, esta es transportada a través de la atmósfera para producir un incremento de la temperatura en la corona y la cromósfera, al igual que un incremento en la radiación observado en el espectro electromagnético, (Zirin, 1972). Varios mecanismos han sido propuestos para efectuar este transporte de energía, siendo los más notables entre estos mecanismos: (1) la propagación de electrones supra térmicos acelerados y (2) la difusión de calor desde la región primaria de energía liberada.

1.4.6.1. Disipación de Energía en Fulguraciones.

Algunas definiciones concernientes a los modos de liberación de energía y producción de rayos X duros en las fulguraciones son:

Térmica: una fuente de rayos X es llamada térmica si la energía del Bremsstrahlung producido por los electrones es comparable a la energía del ensamble entero de electrones de la fuente. Esto implica que no hay pérdidas seculares de energía de los electrones produciendo Bremsstrahlung y, en principio, que cada una de las fuentes puede ser 100 % eficiente en la producción de rayos X.

No Térmica: se considera una fuente no térmica de rayos X, si su promedio de energía excede la energía de los electrones de fondo en la fuente. Los electrones que producen Bremsstrahlung ahora pierden una considerable fracción de su energía en colisiones con electrones del medio ambiente atmosférico y electrones lentos y sólo una pequeña fracción (0.001%) de su energía se pierde en pequeños impactos y colisiones emitiendo Bremsstrahlung con protones del medio ambiente. Por lo tanto, la eficiencia de la fuente es muy pequeña, requiriendo mucho más energía del electrón, (Schmelz, 1992).

Para disipar la energía magnética de una fulguración en tiempos de escala observables, se debe reducir significativamente la longitud de escala para la variación del campo magnético. Esto requiere de la proximidad de dos campos magnéticos directamente opuestos. Los posibles escenarios para alcanzar esta configuración de campo magnético se muestran en la figura 1.18.

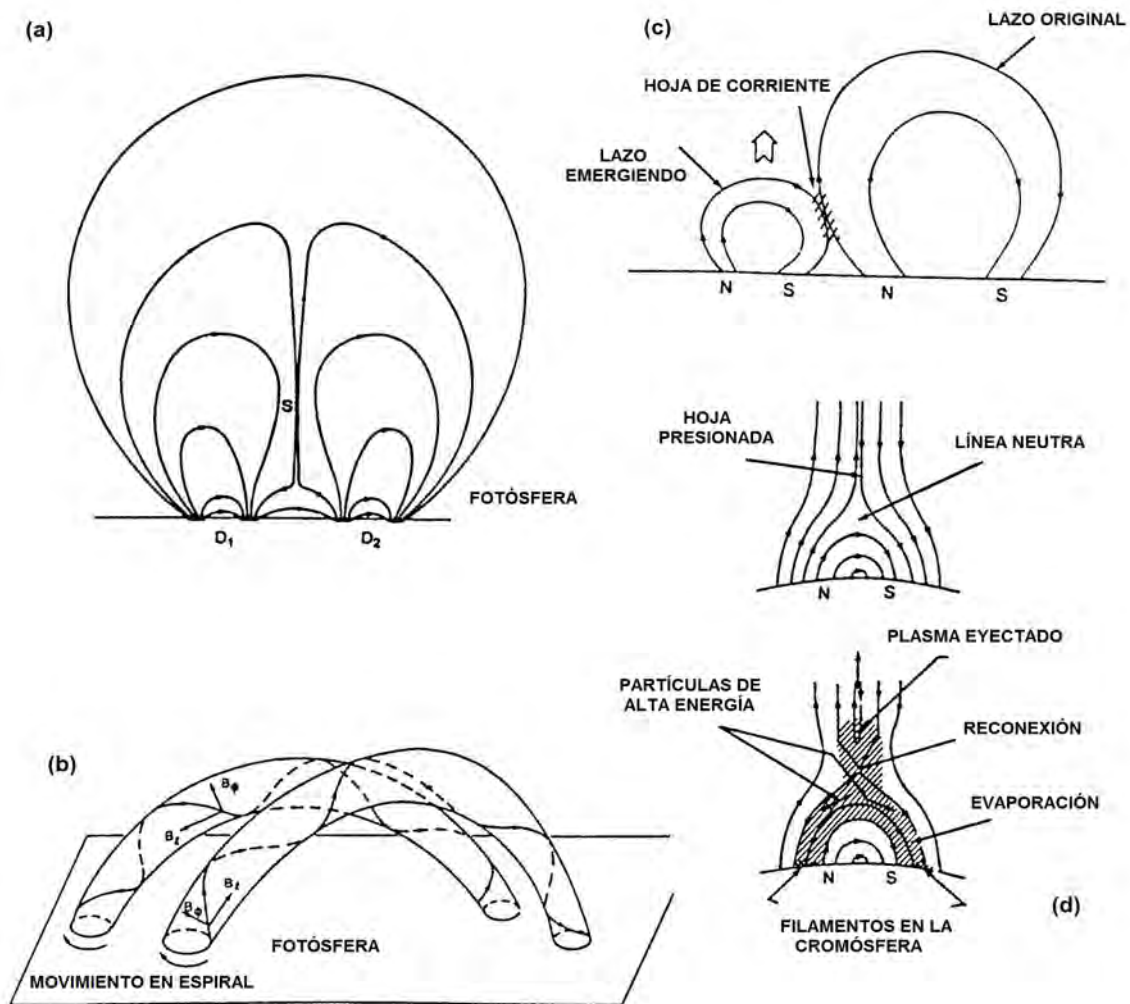


Fig. 1.18. Algunos modos esquemáticos de de la disipación de energía en una fulguración Solar, mediante la reconexión magnética. (a) Modelo del dipolo fusionado; (b) Modelo del lazo emergente; (c) Modelo del flujo emergente; (d) Modelo de reconexión de hoja, (Schmelz, 1992).

Las observaciones concuerdan con las predicciones de la teoría de la reconexión magnética. Uno de los escenarios que más se adecúan a las observaciones es el modelo de reconexión de hoja (figura 1.19). En este ejemplo, la reconexión se lleva a cabo en la corona. Los rayos X duros producidos por el Bremsstrahlung se observan en la fase impulsiva inicial de la fulguración.

La liberación de la energía magnética en la fulguración solar se produce, principalmente, durante la fase impulsiva, cuando las partículas cargadas son aceleradas y se emiten rayos X duros no térmicos. La fase de decaimiento térmico, detectado por la emisión gradual de rayos X blandos, se produce como consecuencia de la interacción de la atmósfera solar y las partículas energéticas generadas durante la fase impulsiva. Una fulguración solar se produce por una inestabilidad o reordenamiento en la configuración magnética en la corona baja. Resulta en la rápida liberación de energía magnética y la aceleración de partículas no térmicas por procesos que aún no se comprenden del todo.

Bajo la consideración de que la estructura del campo magnético libera energía espontáneamente, la razón de energía liberada se calcula usando la geometría mostrada en la figura 1.20 y las ecuaciones de continuidad, momento, energía y la ley de Ampere, relacionando j (corriente) y B (campo magnético), (Parker, 1975). Resulta el sistema de ecuaciones:

$$vL = v_x l \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{B^2}{8\pi} = p_i = p_0 = \frac{1}{2} \rho v_x^2 \dots \dots \dots (2)$$

$$(\eta^2)(4Ll) = \frac{B^2}{8\pi} v(4L) \dots \dots \dots (3)$$

$$B(4L) = \frac{4\pi}{c} j(4L) \dots \dots \dots (4)$$

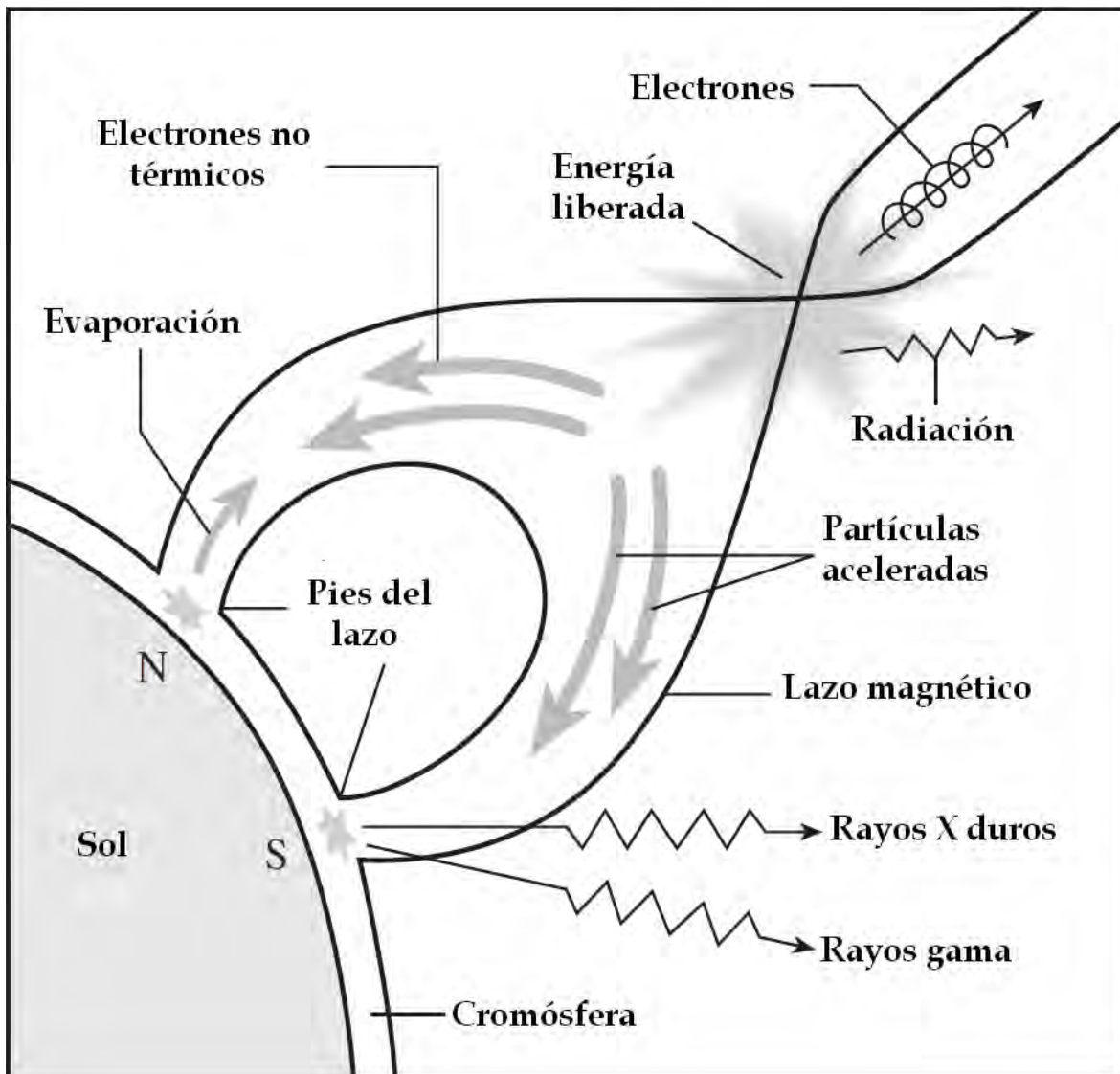


Fig. 1.19. Modelo de reconexión magnética para una fulguración solar. Una fulguración es muy energética debido a la energía magnética liberada en el sitio de reconexión. Los electrones son acelerados a altas velocidades, generando una emisión de radio, así como una emisión de rayos X duros. Algunos electrones no térmicos son arrastrados hacia abajo del lazo y chocan con la cromósfera, emitiendo rayos X duros por Bremsstrahlung en los pies del lazo. Cuando los haces de protones acelerados entran a la atmósfera, se producen reacciones nucleares que resultan en la generación de líneas espectrales de rayos gama y neutrones. El material en la cromósfera es calentado muy rápidamente y sube por el lazo, acompañado por un incremento gradual en la emisión de rayos X suaves. Este afloramiento de material caliente es llamado evaporación cromosférica, y ocurre en la fase de decaimiento de la fulguración.

Donde v es la velocidad dentro de la región de disipación en la hoja de corriente, v_x es la velocidad de Alfvén, L es la longitud del lazo en la hoja neutra, B es la intensidad del campo magnético, $p_i - p_0$ es la diferencia de presión debido a la presión magnética dentro de la hoja neutra, l es la anchura del lazo en la hoja neutra.

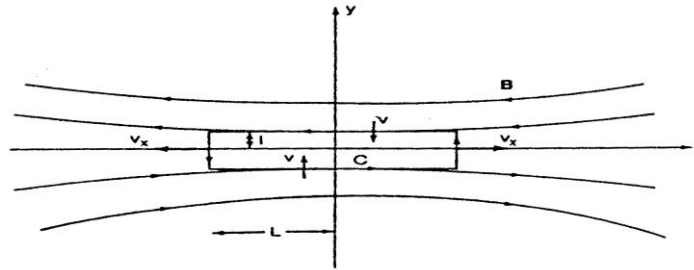


Fig. 1.20. Modelo de la hoja neutra. El campo magnético en la dirección x es de signo opuesto a lo largo de la línea $y = 0$. El material va hacia dentro en la dirección $-z$ y hacia fuera a lo largo del eje x .

Tomando la ecuación de Alfvén: $v_x = \left[\frac{B^2}{4\pi\rho} \right]^{\frac{1}{2}} = V_a \dots\dots\dots(5)$

Sustituyendo (5) en (1) y eliminando (j/B) entre (3) y (4):

$vl = \frac{\eta c^2}{2\pi} \dots\dots\dots(6)$ Finalmente: $v = \left(\frac{2}{S^2} \right) V_a \dots\dots\dots(7)$, $S = (8LV_a / \eta c^2)$
 $l = \left(\frac{2}{S^2} \right) L \dots\dots\dots(8)$

Las ecuaciones (7) y (8) son la razón deseada del campo mezclado y la anchura de la hoja, respectivamente. La razón de *energía liberada* por unidad de longitud de la hoja (dirección z en la figura 1.22), Schmelz, 1991.

es:
$$P = \frac{B^2}{8\pi} 4Lv = \frac{B^2 V_a L}{\pi S^2}$$

CAPÍTULO 2:

REACCIONES NUCLEARES

EN EL INTERIOR Y

ATMÓSFERA SOLAR

2.1. INTRODUCCIÓN.

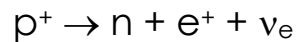
El núcleo solar ocupa $\sim 1/4$ de la distancia desde el centro del Sol hasta la fotosfera. La temperatura es de 15.6×10^6 K, con una densidad de 151.3×10^3 kg m⁻³ y una presión de 2.334×10^{16} Pa. Está compuesto de 49 % de Hidrógeno, 49 % de Helio y el 2 % restante en otros elementos que sirven como catalizadores en las reacciones termonucleares.

La energía se produce por reacciones nucleares exotérmicas de fusión, donde cada segundo $\sim 5.7 \times 10^{11}$ kg de Hidrógeno es convertido en Helio. La energía producida es $\sim 3.86 \times 10^{26}$ W.

Los principales procesos de fusión son la cadena p⁺-p⁺ y el ciclo CNO, que corresponden al 99% y 1% del proceso de fusión, respectivamente. La energía neta liberada en el proceso es 26.7 MeV. La energía generada se transporta hacia el exterior por radiación.

2.2. REACCIONES NUCLEARES EN EL NÚCLEO SOLAR.

El Sol es una estrella que se encuentra en la fase denominada secuencia principal, con un tipo espectral G2 (con una temperatura de 4600 K a 5700 K y color Amarillo), que se formó hace unos 4.5×10^9 años. Permanecerá el mismo tiempo en la secuencia principal, ya que se encuentra aproximadamente a la mitad de su vida. En esta etapa se fusionan cuatro p^+ para crear un núcleo de Helio (He), en éste proceso dos p^+ se deben convertir en neutrones. A este mecanismo de conversión de protón en neutrón se le llama decaimiento beta positivo (β^+), y va acompañado de la emisión de un positrón (e^+) y de un neutrino (ν). El decaimiento β^+ se da bajo la siguiente reacción:



En el Sol, el positrón libera su energía por colisión con un núcleo o por el aniquilamiento con un electrón, produciendo dos fotones. El neutrino escapa del Sol. El protón puede decaer en un tiempo de vida media de 10^{31} años en condiciones de vacío, pero en las condiciones de temperatura de la atmósfera Solar (10^6 K) el decaimiento beta positivo es un proceso continuo.

Esta reacción está prohibida para protones libres, pues implicaría una violación del principio de conservación de la energía, ya que la suma de las energías de los productos resultantes sería mayor que la del p^+ . Sin embargo, para p^+ formando parte de un núcleo, la diferencia de energías entre el núcleo final y el inicial es suficiente para crear las partículas resultantes, en cuyo caso la reacción está permitida.

El proceso de formación de He puede darse principalmente por medio de dos mecanismos: uno es conocido como la cadena protón-protón, y el otro es el ciclo del carbono. El primer proceso involucra la fuerza nuclear débil.

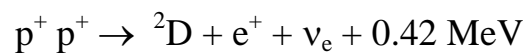
La energía que se libera al formarse un núcleo de He es de 26.7MeV. Esta energía aparece en forma de energía cinética de las partículas del gas y como radiación γ .

Finalmente, toda la energía se difunde hacia la superficie del Sol, donde escapa al exterior en forma de radiación electromagnética.

2.2.1. CADENAS PROTÓN-PROTÓN Y CNO.

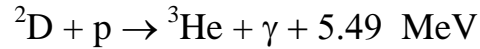
La reacción protón-protón (figura 2.1) domina en núcleos estelares con temperatura menor a 1.5×10^7 K (como ocurre en el Sol). Consta de tres reacciones con el resultado neto de la conversión de 6 protones en un núcleo de Helio más 2 protones. Como ya se dijo, un proceso importante en este esquema es la conversión de los protones en neutrones.

En la reacción de dos protones para formar Deuterio (${}^2\text{D}$) la conservación de la carga obliga a la emisión de un positrón (e^+), además se produce un neutrino del electrón (ν_e) para mantener la conservación de cantidad de movimiento y energía:



Esta reacción involucra la interacción débil (un protón decae en un neutrón). El positrón producido en la reacción se aniquila con un electrón para liberar 0.511 MeV de energía en forma de fotones en el rango de los γ .

El ^2D reacciona con otro protón del medio para formar un núcleo del isótopo ligero del helio, ^3He , acompañado por la emisión de un γ :



Con base en el ^3He pueden existir varias reacciones de fusión, de las cuales, la que ocurre en el 91% de las veces es la que combina dos núcleos de helio 3 para formar uno de helio 4 y libera dos protones:

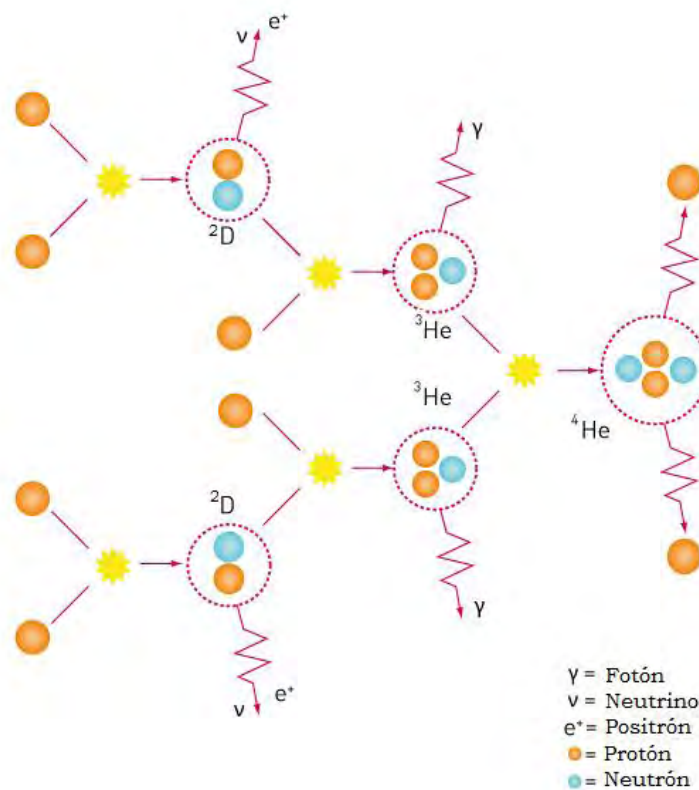
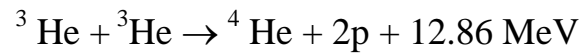


Fig. 2.1. Cadena p-p, dos protones reaccionan para producir deuterio (^2D), con la liberación de un neutrino del electrón y un positrón. El ^2D reacciona con otro protón y produce ^3He , liberando un gama. Finalmente, 2 moléculas de ^3He reaccionan para producir ^4He , con la expulsión de dos protones.

De este modo, el resultado neto de éstas reacciones es la conversión de H en He con la liberación de 26.73 MeV de energía por cada núcleo de He formado. Los neutrinos emitidos en las reacciones p-p toman un promedio de 0.26 MeV de energía cada uno. Así, cada átomo de H consumido en éste proceso lleva a la emisión de 6.55 MeV de energía electromagnética del Sol.

En estrellas de gran masa (superior a 10 masas solares), la energía liberada por la cadena protón-protón no es suficiente para mantener la presión gravitacional interna, así que las estrellas se contraen, aumentando entonces su temperatura central hasta que comienza el ciclo del carbono. Este proceso, llamado ciclo CNO (Carbono, Nitrógeno y Oxígeno), comienza con un núcleo de Carbono que al final del ciclo se regenera y por lo tanto actúa como si fuera un catalizador.

El efecto neto del ciclo del carbono es el mismo que el de la cadena protón-protón, es decir, toma cuatro protones del medio y forma un α . Por supuesto que para que este mecanismo pueda darse es necesaria la presencia del carbono, el cual tuvo que haberse formado previamente, y por ende no puede haber operado cuando casi toda la materia era hidrógeno, ésta es la razón por la que sólo implica el 9% de las reacciones nucleares en el Sol. El ciclo se muestra en la figura 2.1.

Primero el carbono (^{12}C) se fusiona con un protón para formar Nitrógeno ligero (^{13}N) y un γ , después este núcleo experimenta decaimiento beta, emitiendo un positrón y un neutrino para dar lugar a un isótopo pesado del carbono (^{13}C). La fusión de éste con un segundo protón produce un núcleo de nitrógeno (^{14}N) y un γ , que es estable y no decae, pero puede fusionarse con un tercer protón para dar oxígeno ligero (^{15}O). Este núcleo es inestable y decae en un isótopo pesado del nitrógeno (^{15}N) más un e^+ y un ν .

Por último, se produce la fusión del núcleo de nitrógeno con un cuarto protón, dando como resultado un núcleo de carbono igual al que inició el ciclo y una α .

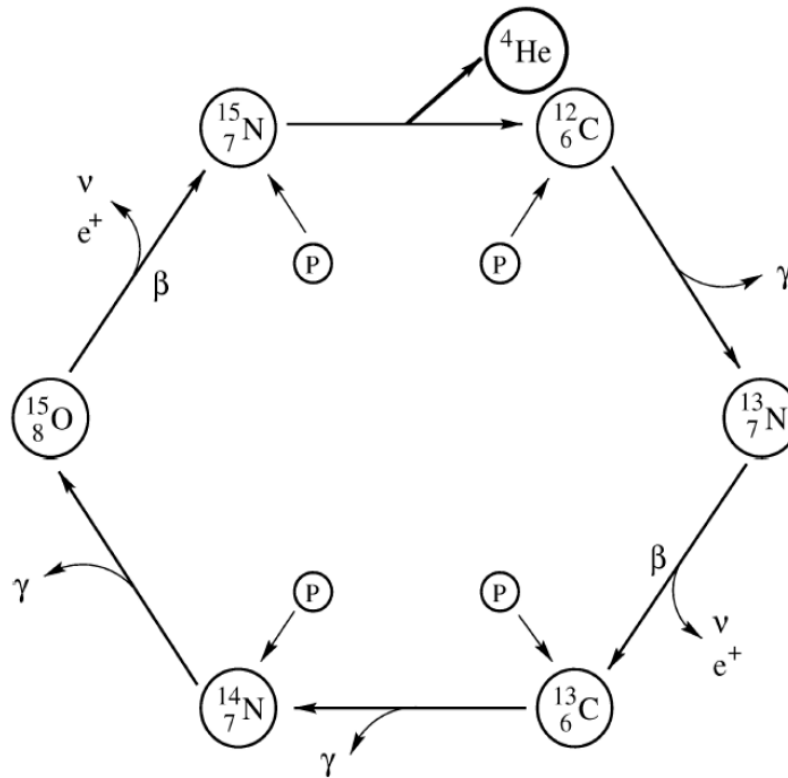
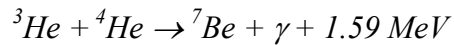


Fig. 2.2. Ciclo CNO, un núcleo de C reacciona sucesivamente con cuatro p^+ , transformándose en cada paso, para finalmente dar lugar a un núcleo de ^4He y establecer el carbono inicial. Así, el Carbono, Nitrógeno y Oxígeno actúan como catalizadores de la reacción $4\text{p} \rightarrow ^4\text{He}$.

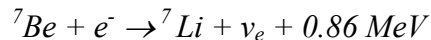
La potencia liberada por el proceso de fusión en los dos mecanismos tratados aumenta como función de la temperatura, pero en la cadena protón-protón el aumento es mucho más lento, de modo que a altas temperaturas siempre domina el ciclo del carbono. La temperatura del centro del Sol ($1.5 \times 10^7 \text{ K}$) corresponde justo al punto de transición de uno a otro mecanismo.

2.3. OTRAS REACCIONES NUCLEARES EN EL INTERIOR SOLAR.

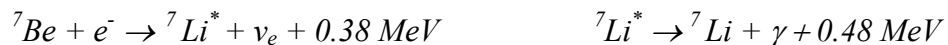
La combustión del H no es completa, existen otras reacciones que consumen el ${}^3\text{He}$ formado en el proceso. Por ejemplo, la cadena α - α donde dos núcleos de Helio interaccionan. La presencia de ${}^4\text{He}$ en una estrella lleva la formación de ${}^7\text{Be}$.



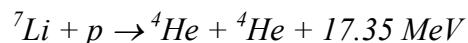
El ${}^7\text{Be}$ es inestable y captura un electrón libre del plasma para formar ${}^7\text{Li}$:



o, con 10.3 % de probabilidad, la formación de un estado excitado del Litio (${}^7\text{Li}^*$), la cual decae en ${}^7\text{Li}$:

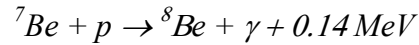


El ${}^7\text{Li}$ interacciona con un protón, generando dos núcleos de He:

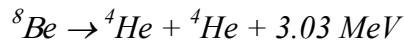


En estas reacciones se utiliza un núcleo de ${}^4\text{He}$ como catalizador (el cual se recupera al final) que al fusionarse con un núcleo de ${}^3\text{He}$ produce un isótopo ligero del Berilio (Be) y un fotón; posteriormente el Be absorbe un electrón para convertirse en litio, emitiéndose un neutrino. Finalmente, el litio se fusiona con un protón, que sumado a los tres usados para formar ${}^3\text{He}$, da lugar a un nuevo núcleo de ${}^4\text{He}$, además del que interviene en la primera reacción.

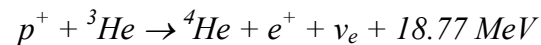
Alternativamente, el ${}^7\text{Be}$ puede interactuar con un protón para formar ${}^8\text{Be}$, con probabilidades menores al 5%:



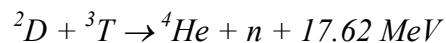
Como ${}^8\text{Be}$ es inestable, se produce una tercera cadena donde el ${}^8\text{Be}$ decae en:



Aunque de muy rara síntesis, otras reacciones alternativas a la cadena p^+ - p^+ , pueden llevarse a cabo; por ejemplo:



En algunos casos, el deuterio (${}^2\text{D}$) y Tritio (${}^3\text{T}$) pueden generar neutrones:



El constante movimiento en el Sol provoca la interacción entre los distintos iones y partículas, generando constantes choques, que a su vez liberan neutrones y γ . Las reacciones nucleares en el núcleo del Sol son muy sensibles a la temperatura y la densidad. Los iones pesados y p^+ deben chocar con la energía suficiente para que se pueda superar la fuerza eléctrica de repulsión, entre estas dos partículas con carga positiva. La temperatura y la densidad disminuyen a medida que se aleja del centro del Sol. Las reacciones de fusión nuclear son casi nulas más allá del borde exterior del núcleo; de este modo, las zonas radiativas y convectivas no tienen las condiciones físicas para producir reacciones nucleares.

2.4. REACCIONES NUCLEARES QUE PRODUCEN NEUTRONES EN LA ATMÓSFERA SOLAR.

Lingenfelter et. al., 1965, calcularon el flujo de neutrones solares producidos por protones acelerados en fulguraciones solares y mostraron que más del 90 % de los neutrones fueron generados debido a la interacción de protones acelerados y protones y/o He en la atmósfera solar.

Las interacciones de protones acelerados, partículas alfa (α) y núcleos más pesados (ver capítulo 1) producen rayos gama (γ) y neutrones (n) en la atmósfera solar.

Las reacciones nucleares en la atmósfera dependen de la composición química del medio ambiente y de las partículas energéticas. Con base en espectroscopia se conocen las abundancias relativas de elementos como C, O, Ne, Mg, Si y Fe, las cuales se consideran similares para la fotosfera y la cromósfera, tal como se muestra en la tabla 2.1.

Abundancia relativa de elementos en la atmósfera Solar	
H	1
He	0.07
C	4.2×10^{-4}
N	9.0×10^{-5}
O	6.9×10^{-4}
Ne	1.0×10^{-4}
Mg	4.0×10^{-5}
Si	3.8×10^{-5}
Fe	3.4×10^{-5}

Tabla 2.1. Abundancia, relativa al C, de elementos en la atmósfera Solar.

La interacción nuclear de partículas energéticas produce una variedad de productos secundarios. Para fulguraciones solares, los más importantes son los neutrones, los núcleos excitados y los piones (π), (Ramaty, et. al., 1983). Las reacciones nucleares pueden o no producir π , las que producen π también producen neutrones de alta energía (> 50 MeV), las reacciones se muestran en la tabla 2.2.

De acuerdo con Chupp, et. al., 1984, la producción de neutrones solares y rayos gama tiene lugar cuando las densidades de Hidrógeno son mayores a $10^{12}/\text{cm}^3$. Por lo tanto, la producción de neutrones se lleva a cabo en una región perteneciente a la cromósfera, entre 1000 y 1200 km.

Murphy et. al., 1987, calcularon la productividad de n y γ , debido a la interacción entre las partículas aceleradas y la atmósfera solar. Ellos evaluaron la producción de neutrones en la superficie solar considerando algunas composiciones del medio ambiente y partículas aceleradas, consideraron también dos modelos de aceleración que fueron la aceleración estocástica y la aceleración por choque.

Con base en sus cálculos, para el mecanismo de aceleración estocástica, los neutrones de alta energía son producidos eficientemente por reacciones α -p y α - α , mientras que los neutrones de baja energía son producidos por reacciones p-p. Para el mecanismo de aceleración por choque, los neutrones de alta energía son producidos por mediante la reacción α -p y los de baja energía por el p-p.

Los γ y n de alta energía se producen por distintos mecanismos en fulguraciones solares, los principales de estos mecanismos se muestran en la tabla 2.2, junto con los procesos de emisión y energía de la partícula resultante.

Reacciones de protones y partículas α sin piones	Reacciones de protones y partículas α con piones
$p + p \rightarrow p + p$	$p + p \rightarrow \pi^0 + X$
$p + \alpha \rightarrow p + \alpha$	$p + p \rightarrow \pi^+ + X$
$p + 2\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + 3p + n$	$p + p \rightarrow \pi^- + X$
$p + \alpha \rightarrow {}^2\text{H} + 2p + n$	$p + \alpha \rightarrow \pi^0 + X$
$p + \alpha \rightarrow {}^3\text{H} + 2p$	$p + \alpha \rightarrow \pi^+ + X$
$p + \alpha \rightarrow 2({}^2\text{H}) + p$	$p + \alpha \rightarrow \pi^- + X$
$p + \alpha \rightarrow 3p + 2n$	

Tabla 2.2. Reacciones de protones (p) y partículas alfa (α) en la atmósfera solar.

Las reacciones que producen π , son más energéticas y posteriormente producen neutrones > 50 MeV. X representa distintas partículas, (Murphy et. al., 1987).

La tabla 2.3 muestra distintos tipos de emisiones, donde el proceso de Bremsstrahlung se genera por la aceleración de electrones a velocidades relativistas en las fulguraciones. Los rayos gama resultan de la interacción nuclear entre partículas en la atmósfera solar, generando líneas de emisión, las cuales pueden ser observadas.

Para muchas fulguraciones, el espectro de rayos gama entre 1 y 8 MeV está dominado por las líneas de emisión nucleares, como la captura de neutrones por Hidrógeno (2.223 MeV), las líneas de desexcitación nuclear del Neón (1.634 MeV), del Carbono (4.438 MeV) y del Oxígeno (6.129 MeV) y sobre los 10 MeV el proceso de Bremsstrahlung puede ser importante nuevamente. La figura 2.3 muestra el espectro de γ , donde se observan las líneas de emisión nucleares, de desexcitación nuclear, de aniquilación (e^+e^- a 0.511 MeV) y el Bremsstrahlung, observadas durante la fulguración del 27 de Abril de 1981.

Emisión	Proceso	Energía Emitida	Energía del Ión o e ⁻ Primario
Continuo	Bremsstrahlung	20 keV – 1 MeV > 10 MeV	20 keV – 1 GeV
Líneas de Desexcitación Nuclear	⁴ He (α,n) ⁷ Li* ³ He (α,n) ⁷ Be* ²⁰ Ne(p,p') ²⁰ Ne* ¹² C(p,p') ¹² C* ¹⁶ O(p,p) ¹² O*	0.429 MeV 0.478 MeV 1.634 MeV 4.438 MeV 6.129 MeV	1-100 MeV/nucleón
Línea de Captura de neutrones	Neutrones por iones acelerados seguidos por: ¹ H(n, γ) ² H	2.223 MeV	1 – 100 MeV/nucleón
Línea de Aniquilación e⁺-e⁻	e ⁺ + e ⁻ → 2γ	0.511 MeV	1 – 100 MeV
Radiación del decaimiento de Piones	π ⁰ y π [±] p + p → π ⁰ , π [±] ... π ⁰ → 2γ, π [±] → μ [±] → e [±] e ⁺ → γ _{brem} , γ _{aniq} , e ⁻ → γ _{brem}	10 MeV – 3 GeV	0.2 – 5 GeV
Neutrones	Interacciones de partículas aceleradas ⁴ He(p,pn) ³ He p + p → π + n + ..	Neutrones en el espacio (n _{esp}) (10-500 MeV) Neutrones inducidos en cascadas atmosféricas (0.1 - 10 GeV)	10 MeV – 1 GeV 0.1 – 10 GeV 20 – 400 MeV

Tabla 3. Mecanismos de producción de fotones y neutrones de alta energía (Ramaty & Mandzhavidze, 1994).

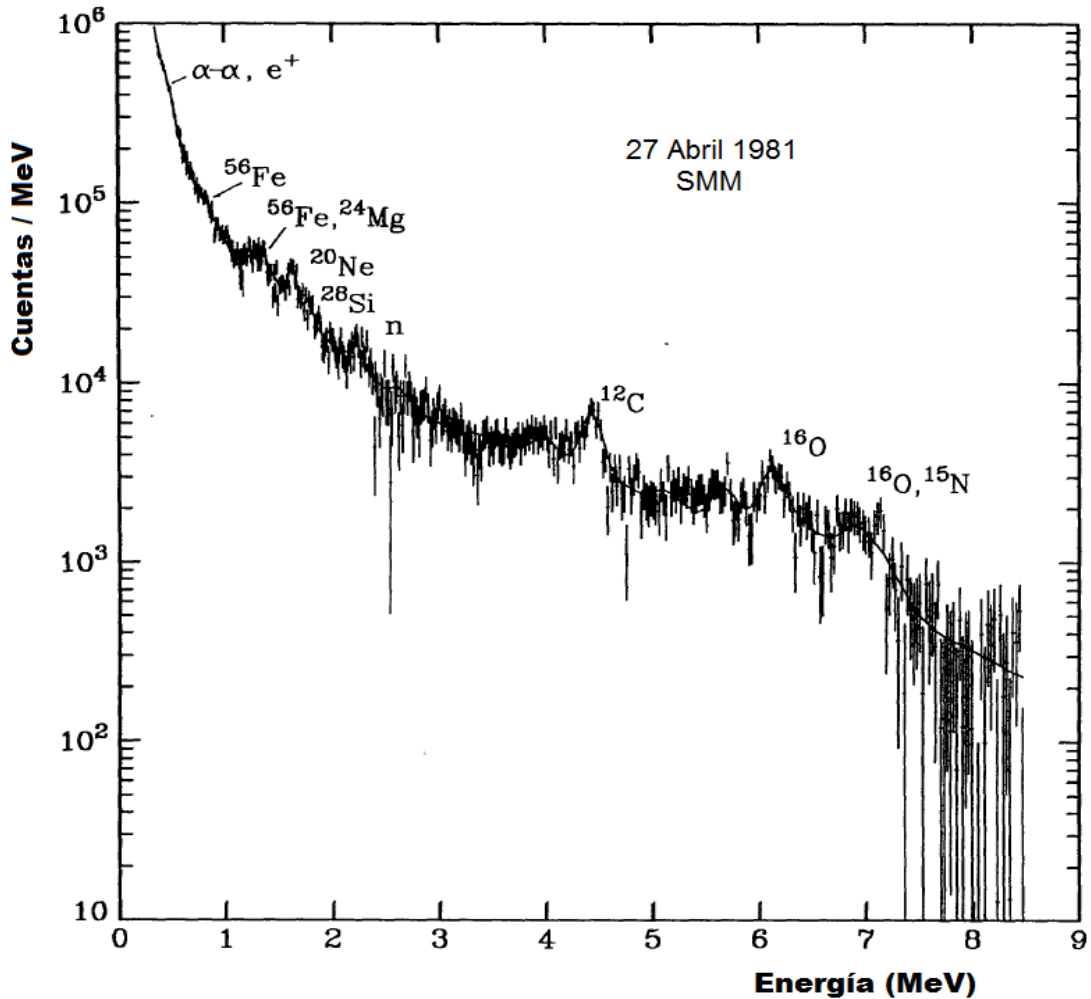


Figura 2.3. Espectro de rayos gama, observado por el Solar Maximum Mission (SMM) para la fulguración del 27 de Abril de 1981, (Murphy, et. al., 1990).

Las líneas de desexcitación nuclear resultan del bombardeo sobre los núcleos de carbono y núcleos más pesados por protones acelerados y α ; de igual forma se puede dar el proceso inverso, donde los núcleos de Hidrógeno y Helio son bombardeados por núcleos de Carbono y núcleos más pesados. Debido a sus bajas abundancias relativas, la interacción entre núcleos pesados acelerados y núcleos pesados en el medio no es particularmente importante.

Las interacciones de partículas α con el Helio (^3He y ^4He) del medio ambiente atmosférico producen dos fuertes líneas de emisión, a 429 keV del ^7Be (formado por la interacción entre ^3He y ^4He), y a 478 keV (decaimiento del ^7Li excitado formado por la interacción del ^7Be con un e^-) (Ramaty & Mandzhavidze, 1994).

A energías mayores a 200 MeV la producción de π comienza a ser importante. La dispersión p-p y p- α produce π^0 y π^\pm . Los π^0 (99%) decaen directamente en 2γ de 67.5 MeV, mientras que los π^\pm decaen primero en muones de la misma carga (μ^\pm) y después en e^\pm . Los e^- y e^+ pierden energía debido a la emisión por Bremsstrahlung y sufren aniquilación con la emisión de 2γ .

En este rango de energía, se producen neutrones con energías mayores a 1 GeV que pueden ser detectados por satélites o en Tierra con detectores de neutrones (Ryan & Vestrand, 1999).

Los neutrones que se mueven hacia abajo de la fotosfera del Sol, son capturados por Hidrógeno. La captura produce la línea de 2.223 MeV, la cual puede ser observada directamente en Tierra.

La línea de 2.223 MeV fue predicha teóricamente (Lingelfelter & Ramaty, 1967), y confirmada por numerosas observaciones.

El decaimiento de los π^0 puede ser observable en la emisión de $\gamma > 10$ MeV. La producción de γ en las fulguraciones solares toma lugar predominantemente en interacciones con blancos pesados por partículas aceleradas.

CAPÍTULO 3:

EVENTOS DE NEUTRONES SOLARES DETECTADOS EN LA TIERRA Y EL ESPACIO

3.1. INTRODUCCIÓN.

Las interacciones nucleares en la atmósfera solar entre los p^+ acelerados en las fulguraciones solares, las partículas α y los núcleos más pesados producen γ y neutrones que pueden ser detectados.

En el espectro de rayos γ de una fulguración que produce neutrones, se distinguen la emisión de Bremsstrahlung, líneas de aniquilación electrón-positrón, líneas de desexcitación nuclear y la de captura de neutrones.

Muchos eventos de rayos γ provenientes de fulguraciones Solares fueron observados por el GRS (Gamma Ray Spectrometer) a bordo de los satélites SMM (Solar Maximum Mission) y Hinotori, donde se pudieron medir fulguraciones lo suficientemente energéticas como para determinar el espectro de rayos gama, (Vestrand, et. al., 1999).

Durante el periodo de 1980 a 1989 el satélite Hinotori detectó 40 fulguraciones con emisiones de rayos γ , mientras que el SMM detectó 258 fulguraciones, algunas de las cuales pudieron tener energía como para producir neutrones solares lo suficientemente energéticos como para llegar a la Tierra. Un ejemplo de los parámetros reportados se muestra en el apéndice 1.

El primer reporte de detección de neutrones Solares fue hecho usando el Gamma Ray Spectrometer (GRS) a bordo de la sonda Solar Maximum Mission (SMM), el 21 de Junio de 1980 (Chupp, et. al., 1982), como se muestra en la sección 3.

El 3 de Junio de 1982, además del GRS a bordo del SMM, los monitores de neutrones en Jungfrauoch (Suiza), Lomnicky-Stit (Eslovaquia) y Roma (Italia) detectaron neutrones Solares asociados con una gran fulguración (Chupp, et. al., 1987).

Las abundancias de iones acelerados y gas del medio ambiente en la región de la fulguración pudo ser determinada del análisis de las líneas de desexcitación nuclear observadas en las fulguraciones solares. También se realizaron simulaciones Monte Carlo de los flujos esperados en varias líneas nucleares, para corroborar teóricamente la existencia de los iones y partículas neutras emitidas durante una fulguración. Estos análisis mostraron que las abundancias del gas ambiente, donde los iones acelerados interactúan, están enriquecidos en C, N, O, Ne, Mg, Si y Fe.

Para la fulguración del 27 de Abril de 1981, se comparó el espectro medido por el satélite SMM/GRS con una simulación del espectro de esta fulguración (Murphy, 1991), cómo se muestra en la figura 3.1. Aquí se observa la simulación Monte Carlo del espectro de rayos gama con alta resolución, que muestra las líneas de emisión de forma más clara. En esta figura se puede distinguir la línea de 2.223 MeV, el aniquilamiento del par electrón-positrón y las líneas de desexcitación nuclear de ^{12}C , ^{16}O ; además de los elementos más pesados.

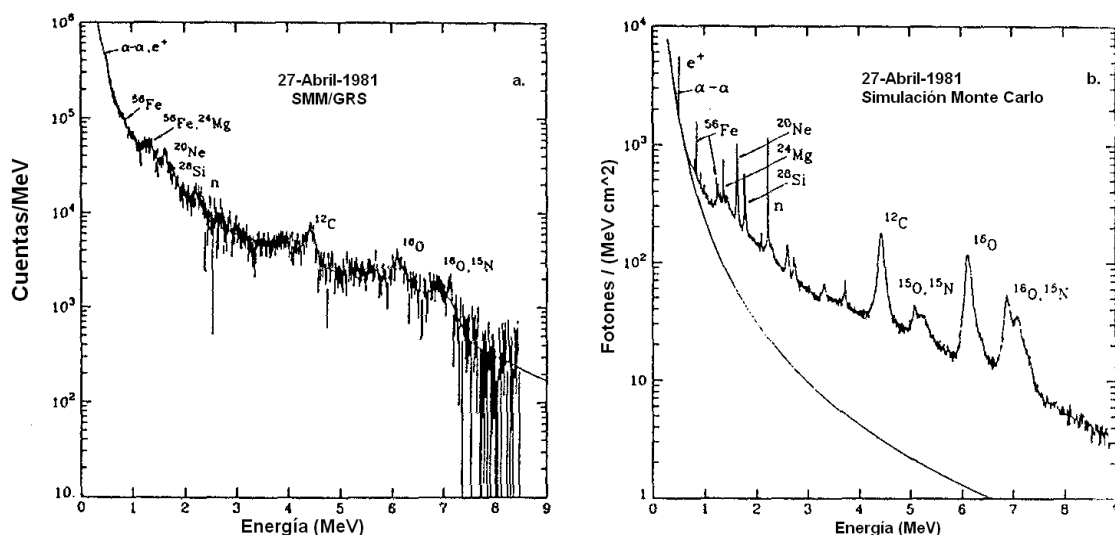


Fig. 3.1. Espectro de rayos gama de la fulguración del 27 de Abril de 1981, medido por el SMM. También se muestra la simulación Monte Carlo del espectro, permitiendo ver una mejor resolución, (Murphy, 1991).

Se observa la similitud entre el espectro observado por el satélite SMM (izquierda) y la simulación (derecha), lo que confirma que se pueden producir y emitir neutrones en las fulguraciones solares.

Lingenfelter, (1994) mostró que los neutrones energéticos (> 30 MeV) producidos por los iones acelerados en las fulguraciones solares, no son producidos isotrópicamente, sino que tienden a ser producidos en la dirección del flujo de iones; por lo tanto, pueden ser atribuidos exclusivamente a la dirección de la fulguración.

3.2. PRIMERAS OBSERVACIONES.

Como ya se mencionó, la primera detección de neutrones Solares en un satélite se dio durante la fulguración del 21 de Junio de 1980. El perfil de tiempo del GRS se muestra en la figura 3.2.

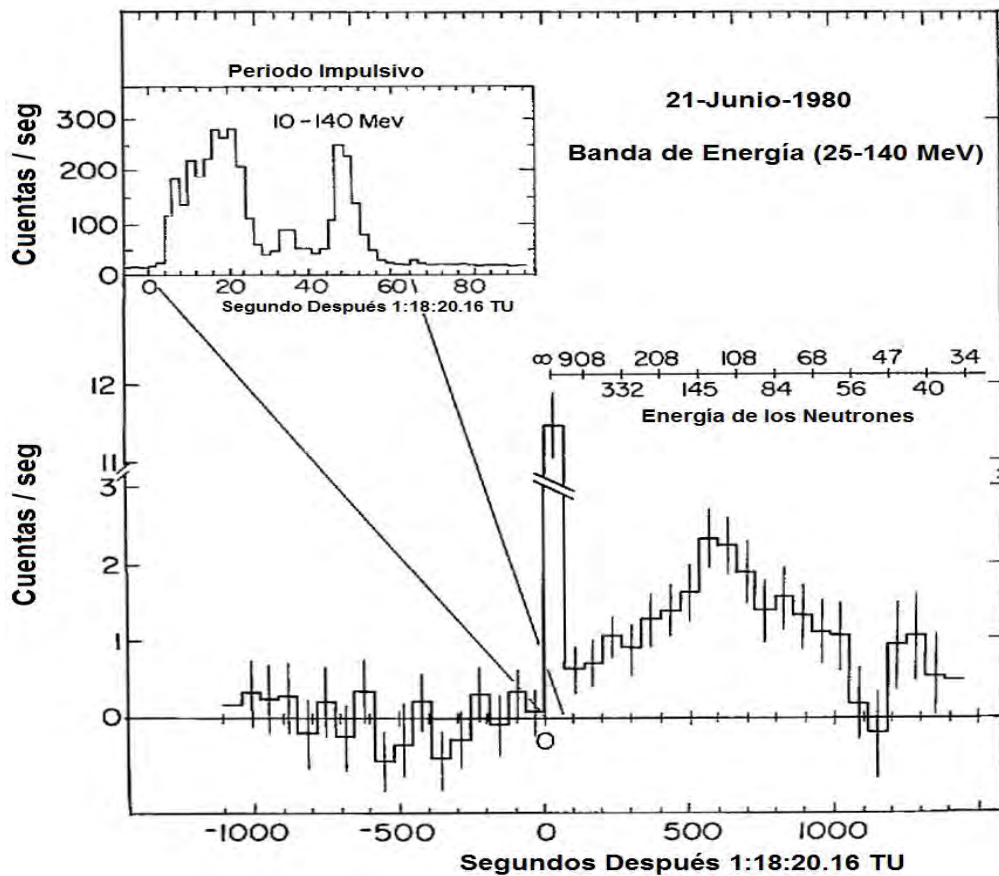


Fig. 3.2. Perfil de tiempo de neutrones observados por el detector GRS/SSM para la fulguración del 21 de Junio de 1980, (Chupp, et. al., 1982).

Con ello se muestra que los neutrones, que se producen en fulguraciones Solares, llegan a satélites cercanos a la Tierra. El tiempo 0 en el eje x, muestra el inicio de la detección de neutrones. Se puede observar que se detectaron neutrones cercanos a 1 GeV de energía.

El primer pico en la figura 3.2, fue debido a los rayos gama de alta energía, el segundo incremento gradual se debe a neutrones solares.

Forrest y Chupp (1983), mostraron que los electrones y protones fueron acelerados simultáneamente por un proceso simple, debido a que el perfil de tiempo de rayos X duros y γ mostraba un incremento casi al mismo tiempo. Mostraron también, que neutrones con energías > 50 MeV y menores a 600 MeV y protones hasta energías de GeV fueron producidos en la superficie Solar dentro de un corto tiempo (~ 60 segundos). Ramaty et. al. (1983), derivaron el espectro de energía de los protones acelerados, con base en los resultados de las observaciones hechas por el SMM para la fulguración del 21 de Junio de 1980, utilizando el modelo de thick-target; además, consideraron que la composición de partículas aceleradas era la misma en la atmósfera solar y que, dentro de la región de interacción, la distribución de las partículas cargadas es isotrópica.

La figura 3.3 muestra las observaciones del SMM y los resultados calculados por Ramaty, et. al. (1983), estos últimos calcularon el flujo dependiente del tiempo de los neutrones de alta energía en la Tierra y encontraron que los cálculos teóricos y los datos experimentales eran muy similares, confirmando los resultados de las simulaciones, donde consideraron una producción instantánea y no atenuada de neutrones solares.

Para la fulguración del 3 de Junio de 1982, la figura 3.4 muestra el perfil de los datos en función del tiempo del SMM y el monitor de neutrones en Jungfraujoch. Entre las 11:45 y las 11:50 tiempo universal (TU), el monitor de neutrones mostró un incremento de 8.5σ debido a los neutrones solares.

Con base en las observaciones del SMM y monitor de neutrones, Chupp, et. al. (1987), concluyeron que los neutrones solares fueron producidos de manera gradual y no impulsiva como en el caso anterior, al igual que los protones en la superficie solar.

Si la producción de neutrones se diera en la primera fase impulsiva de la fulguración, el incremento detectado por el monitor de neutrones después de las 11:50 TU no podría ser explicado. Pero, de acuerdo con Shibata, et. al. (1994) y Muraki, et. al. (1998), se puede entender que el incremento detectado por los monitores de neutrones fuera producido por sólo la fase impulsiva si los neutrones solares pudieron alcanzar energías de hasta ~ 300 MeV/n.

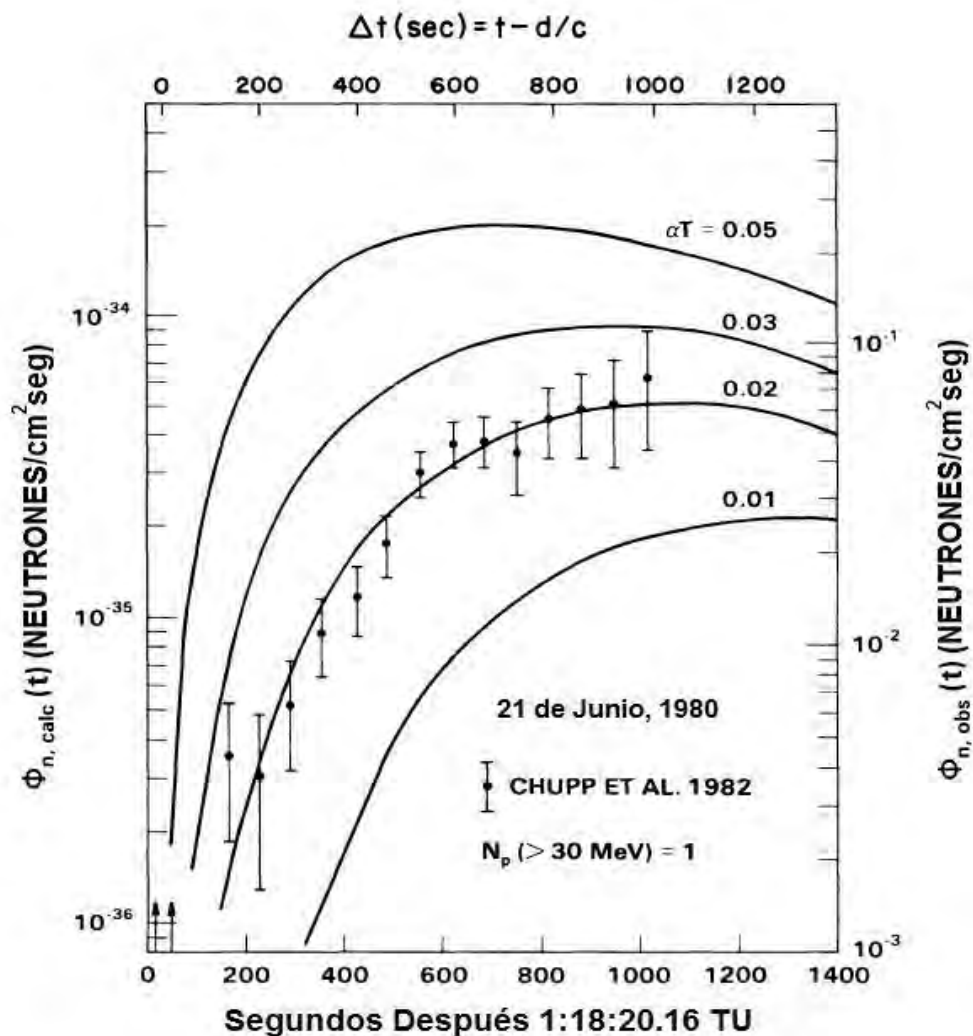


Fig. 3.3. Resultados de Ramaty, et. al. (1983). Los puntos negros representan el flujo de neutrones observado por la sonda SMM. Las líneas sólidas muestran el flujo de neutrones calculado en la Tierra.

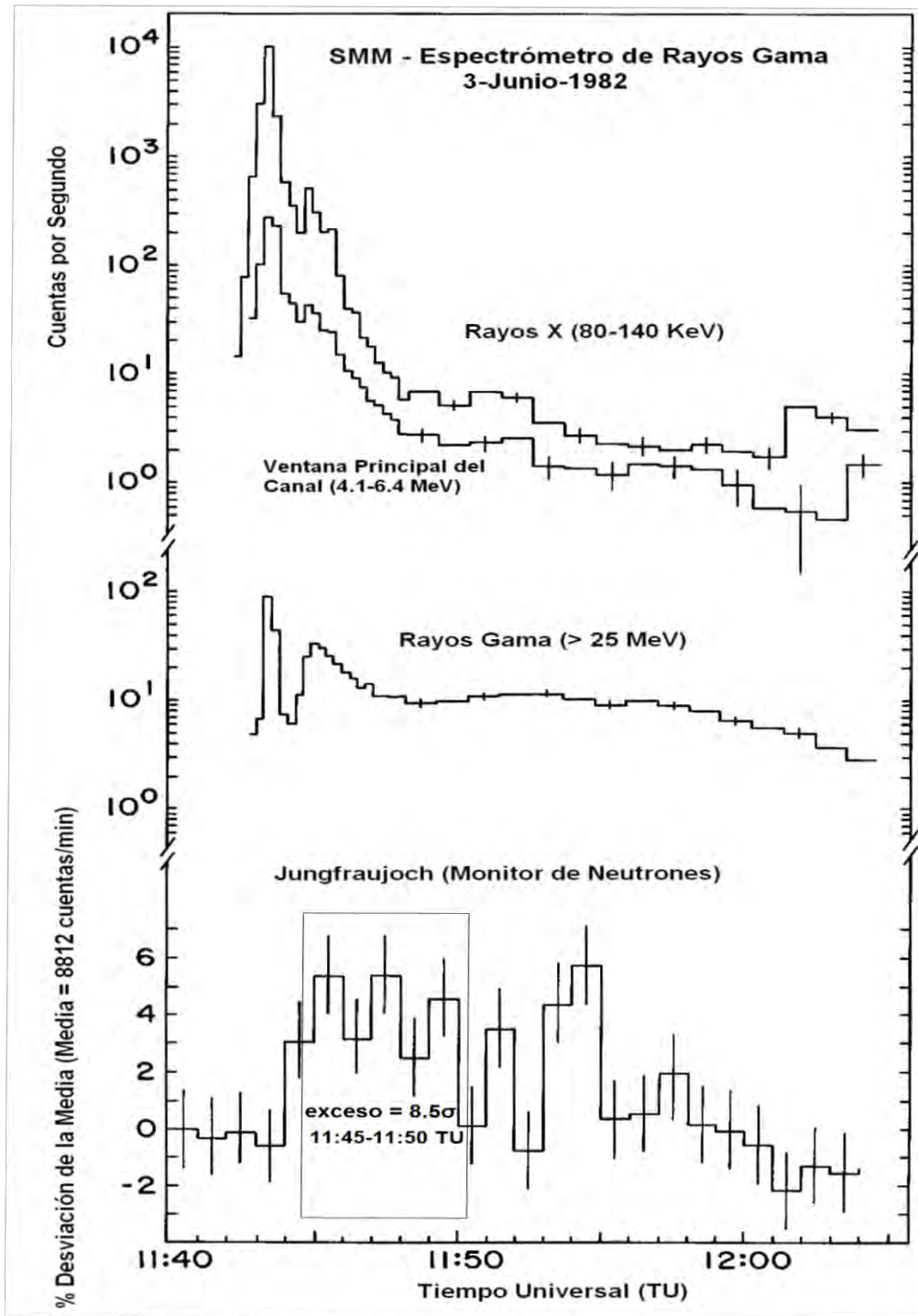


Fig. 3.4. Perfiles temporales de los datos del SMM y el monitor de neutrones en Jungfraujoch. El perfil en el tope de la figura muestra los datos de rayos X. La gráfica de en medio muestra los datos de rayos gama de alta energía y la última gráfica muestra los datos del monitor de neutrones, (Chupp, et. al, 1987).

3.3. EVENTOS DE NEUTRONES DETECTADOS EN TIERRA POR NM-64.

El 24 de Mayo de 1990 se observó el más grande evento de neutrones solares registrado en monitores de neutrones (MN). Este evento fue asociado con la fulguración X9.3, localizada en 20.84° N, 133.47° E, la cual comenzó a las 20:46 TU. Hubo dos incrementos en las cuentas de neutrones de los MN.

El primer incremento, que comenzó a las 20:49 TU, se debió a los neutrones solares, (Shea, M., et. al. 1991). Este incremento tuvo una duración de aproximadamente 5 minutos y fue observado sólo por los MN localizados en América del Norte, como se observa en la figura 3.5. Este fue el mayor incremento debido a neutrones solares que ha sido registrado por los MN.

Terekhov, et. al. (1993) calcularon la línea de 2.2 MeV de emisión en γ . También dedujeron un perfil de intensidad-tiempo de la emisión de neutrones para energías mayores a 120 MeV.

Debrunner, et. al. (1993), calcularon que el flujo de neutrones en la Tierra para este evento podría ser 2.5×10^4 neutrones cm^{-2} , para $E \geq 100$ MeV. El segundo incremento registrado por los MN se debió a protones solares. Debrunner, et. al., (1993). concluyeron que esos protones solares fueron acelerados por un choque coronal y que el número total de protones, con $E \geq 30$ MeV, emitidos fue menor que 2×10^{34} .

Debrunner, et. al., (1997), dividieron el evento del 24 de Mayo de 1990 en tres fases: una fase impulsiva de las 20:47:50 a las 20:49:24 hrs. TU, donde fueron producidos los neutrones y los rayos γ ; la segunda fase de las 20:49:24 a las 21:09 hrs. TU con neutrones y emisión de rayos γ de alta

energía; la tercera fase de aproximadamente las 20:52 a las 22:00 hrs. TU, cuándo los protones fueron inyectados al espacio interplanetario.

Para medir la emisión de neutrones en el Sol usaron datos de emisión de γ obtenidos por el detector Phebus a bordo de la nave Granat, (figura 3.6).

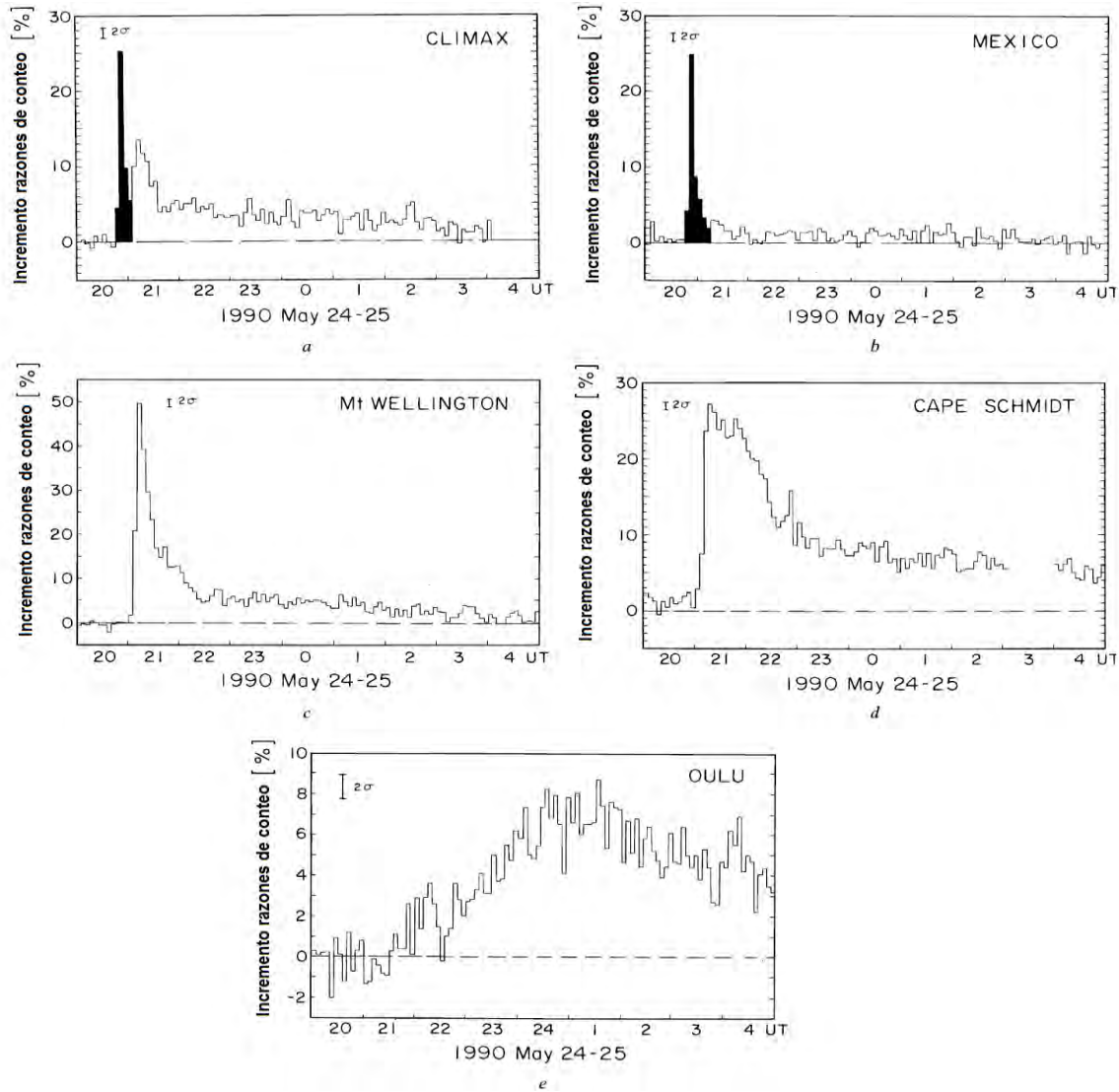


Fig. 3.5. Incrementos en las cuentas de 5 minutos para cinco MN de América del Norte de las 20:00 hrs. TU del 24 de Mayo a las 05:00 hrs. TU del 25 de Mayo de 1990. El incremento en las áreas negras en las figuras a y b se deben a los neutrones solares, (Debrunner, et. al, 1997).

Evaluaron el perfil de intensidad-tiempo de la producción de piones en el Sol y supusieron que la producción de neutrones mayores a 200 MeV siguió el perfil de intensidad-tiempo de los rayos γ provenientes del decaimiento de los piones. La figura 3.6 muestra las razones de conteo para las bandas de energía de 10-24 MeV y 60-95 MeV de las 20:47 a las 20:58 hrs. TU.

De acuerdo con Debrunner, et. al. (1997); el comienzo de la emisión, en las bandas de 60-75 MeV y 75-95 MeV, fue cuándo el incremento en la razón de conteo fue de 3σ y fueron a las 20:47:48 \pm 00:02 hrs. TU y 20:47:52 \pm 00:02 hrs. TU, respectivamente.

De este modo, se tomaron las 20:47:50 \pm 00:04 hrs. TU como el comienzo del evento de rayos γ mayores a 60 MeV.

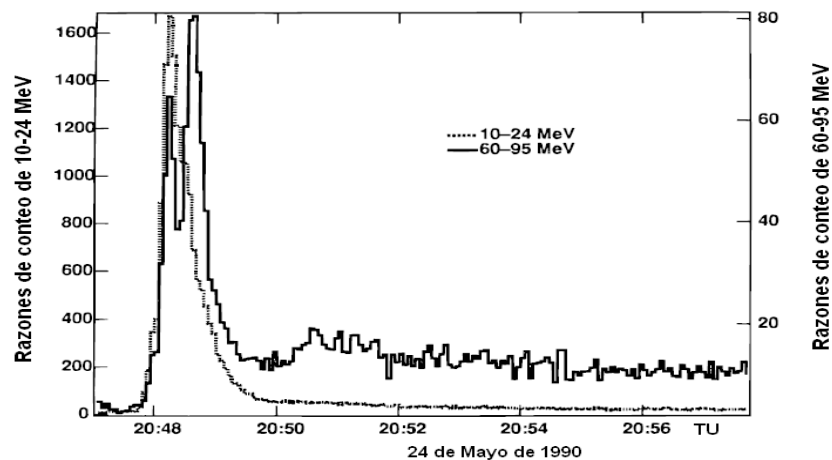


Fig. 3.6. Razones de conteo para rayos γ de 60-95 MeV y 10-24 MeV medidos por la nave Granat, de las 20:47 a las 20:58 TU, para la fulguración del 24 de Mayo de 1990, (Debrunner, et. al, 1997).

La figura 3.7 muestra las razones de conteo normalizadas para energías de 60-95 MeV, de las 20:47 a las 20:58 hrs. TU y el perfil de producción de piones deducido de los datos obtenidos por la nave Granat.

De las figuras 3.6 y 3.7 se observa que existe un incremento significativo en las razones de conteo de rayos γ de las 20:50 a las 20:52 hrs. TU que coincide con la razón de conteo máxima de los monitores de neutrones en Climax y de la Ciudad de México (figura 3.5), debido a los neutrones solares. Esto implica que la respuesta del detector Phebus a bordo de la nave Granat pudo estar influenciado por el intenso flujo de neutrones solares, (Terekhov, O., et. al., 1993).

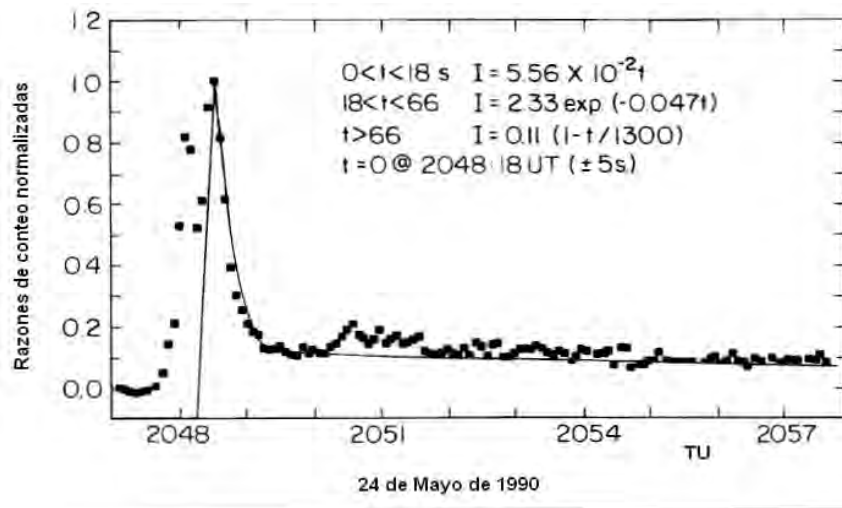


Fig. 3.7. Razones de conteo de γ normalizadas para energías de 60-95 MeV, para la fulguración del 24 de Mayo de 1990 y el perfil de producción de piones deducido de los datos del detector Phebus a bordo de la nave Granat (línea sólida), (Debrunner, et. al, 1997).

Una serie de fulguraciones Solares mayores a X10 se presentaron en el periodo del 1 de Junio al 15 de Junio de 1991. En junio 6 de 1991, una fulguración clase X12 ocurrió a las 0:54 tiempo universal (TU), donde fueron observados grandes flujos de γ y microondas.

La figura 3.8 muestra el flujo de γ entre 1-10 MeV observados por el satélite BATSE (Burst and Transient Source Experiment) y el flujo de microondas de 80 GHz observadas por el satélite NORP (Nobeyama Radio Polarimeters), para Junio 6 de 1991.

En los datos de γ , dos grandes picos se observan a la 1:09 TU y 1:10 TU. En los datos de microondas, se observan varias emisiones intensas, el mayor pico se observa a la 1.10 TU, que ocurre al mismo tiempo que el pico en γ .

Al comienzo de la fulguración X12 (localización: N33° E44° y 0:54 TU), el Sol se encontraba sobre el océano pacífico, entre Hawai y Japón. Por lo tanto, las estaciones instaladas en el monte Norikura (Japón) y volcán Haleakala (Hawai) pudieron observar el evento.

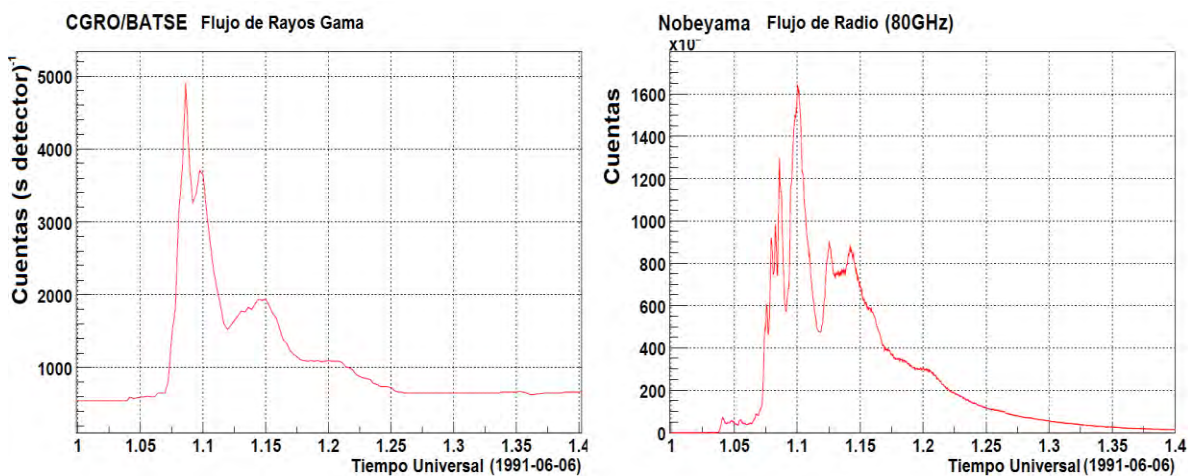


Fig. 3.8. Izquierda: Flujo de rayos gama de 1-10 MeV, observados por el satélite BATSE. Derecha: flujo de microondas a 80 GHz observadas por NORP, para la fulguración del 6 de Junio de 1991, (Watanabe, et. al, 2003a).

El monitor de neutrones instalado en el monte Norikura se encuentra a 2770 mts sobre el nivel del mar. La estación del volcán Haleakala, se encuentra a 3030 mts sobre el nivel del mar, ambos monitores son del tipo NM-64.

Las cuentas de neutrones observados por los dos monitores de neutrones se muestran en la figura 3.9. Un claro incremento en las cuentas se puede observar entre la 1:12 y 1:42 TU, para el monte Norikura y entre las 1:12 y 1:27 TU, para el volcán Haleakala. Para el NM-64 en Japón, la significancia estadística del incremento mayor fue de 3.96σ durante entre

las 1:12 y 1:17 TU y la significancia total para los 30 minutos fue de 5.16σ . Para Haleakala, la significancia estadística del mayor incremento fue de 3.03σ , entre 1:22 y 1:27 TU y la significancia total para los 15 minutos fue de 4.28σ .

Existe la posibilidad de que el incremento en las cuentas se deba a los iones energéticos, debido a que el NM-64 no puede discriminar entre estas especies. Pero, no hay evidencia que otros monitores de la red mundial hayan incrementado sus cuentas; además, el canal de protones del satélite GOES no mostró incremento alguno.

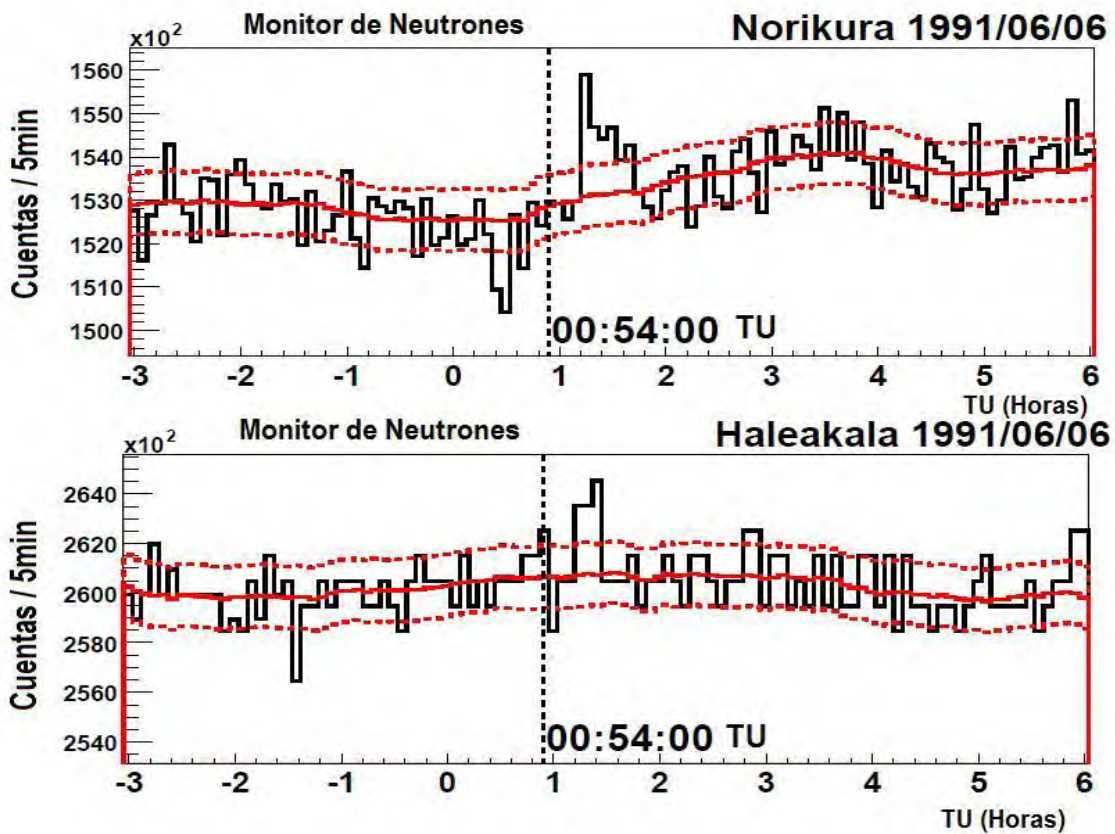


Fig. 3.9. Cuentas de neutrones detectadas por los monitores de neutrones del monte Norikura (superior) y volcán Haleakala (inferior), para la fulguración del 6 de Junio de 1991. La línea sólida muestra los promedios en las cuentas de neutrones y las líneas punteadas $\pm 1\sigma$ de los datos, (Watanabe, et. al, 2003a).

Otro de los eventos de neutrones Solares detectados en Tierra usando un monitor de neutrones (NM-64) fue el ocurrido el 24 de noviembre de 2000. Este evento fue observado por el monitor de neutrones instalado en el monte Chacaltaya, Bolivia y se asoció con una fulguración ocurrida a las 14:51 hrs. TU, observada por el satélite GOES como clase X2.3 (figura 3.10).

El tiempo registrado por GOES para el inicio de la fulguración fue las 14:51 TU y la intensidad máxima de rayos X suaves fue las 15:13 TU, poco más de 20 minutos después del inicio de la fulguración.

En la figura 3.11, el satélite Yohkoh observó el inicio en la intensidad de rayos X duros a las 15:07 TU.

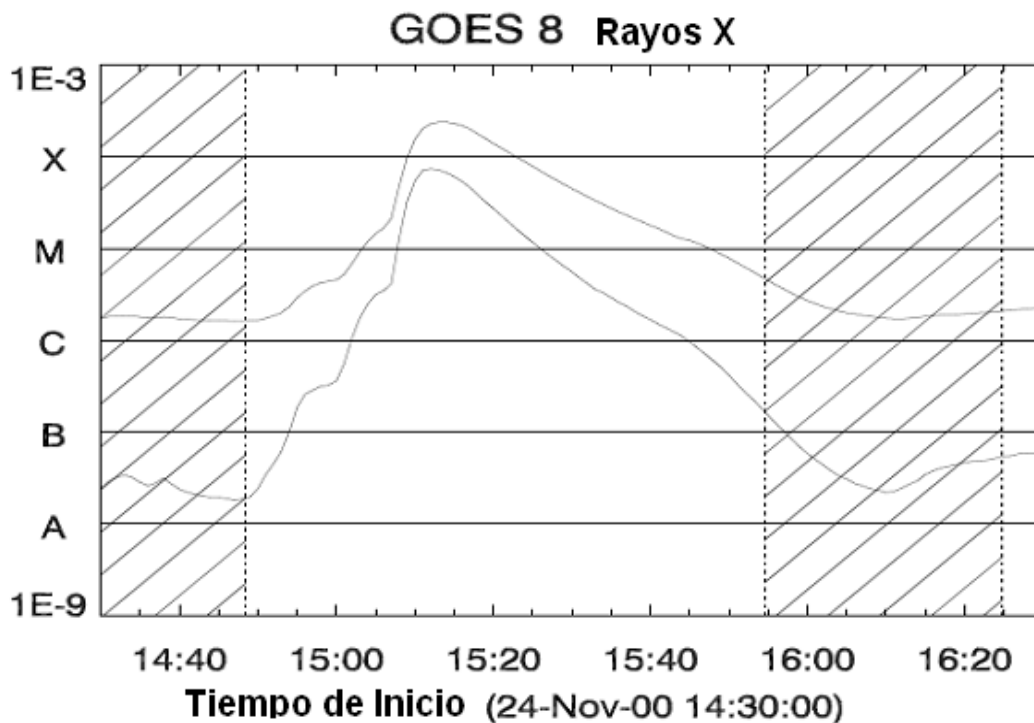


Fig. 3.10. Flujo de rayos X suaves observados por GOES para la fulguración del 24 de Noviembre de 2000 (14:30-16:30 TU). El comienzo de la fulguración X2.3 se dio a las 14:51 TU. El perfil superior representa el flujo de rayos X en la longitud de onda de 1.0–8.0 Å y el inferior de 0.5–4.0 Å, (Watanabe, et. al, 2003b).

El tiempo registrado por GOES para el inicio de la fulguración fue las 14:51 TU y la intensidad máxima de rayos X suaves fue las 15:13 TU, poco más de 20 minutos después del inicio de la fulguración.

En la figura 3.11, el satélite Yohkoh observó el inicio en la intensidad de rayos X duros a las 15:07 TU.

Al examinar el tiempo de aceleración de los γ , se puede estimar el momento de la aceleración de los iones. Aproximadamente a las 15:08 TU, una gran cantidad de rayos γ fue observada por el satélite Yohkoh. La figura 3.12 muestra el espectro de energía de los γ y es clara la línea de captura de neutrones a 2.223 MeV.

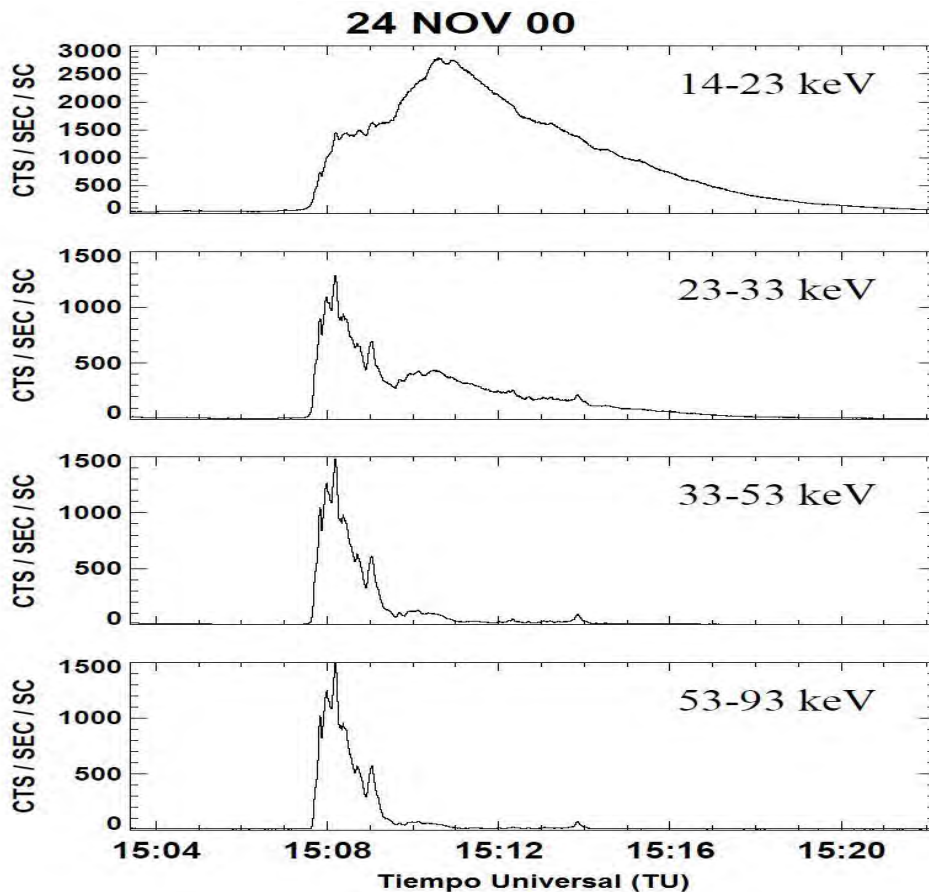


Fig. 3.11. Rayos X duros observados por el satélite Yohkoh para la fulguración el 24 de Noviembre de 2000. Los rayos X duros fueron repentinamente emitidos a las 15:07:30 TU, (Watanabe, et. al, 2003b).

La figura 3.13 muestra el perfil temporal de la línea de γ de la captura de neutrones (2.223 MeV), observada por el satélite Yohkoh para la fulguración del 24 de Noviembre de 2000.

Las figuras 3.12 y 3.13 muestran que hubo producción de neutrones solares, atribuida a la fulguración del 24 de Noviembre de 2000. El inicio de la emisión atribuida a la captura de neutrones solares por H fue poco antes de las 15:08 TU.

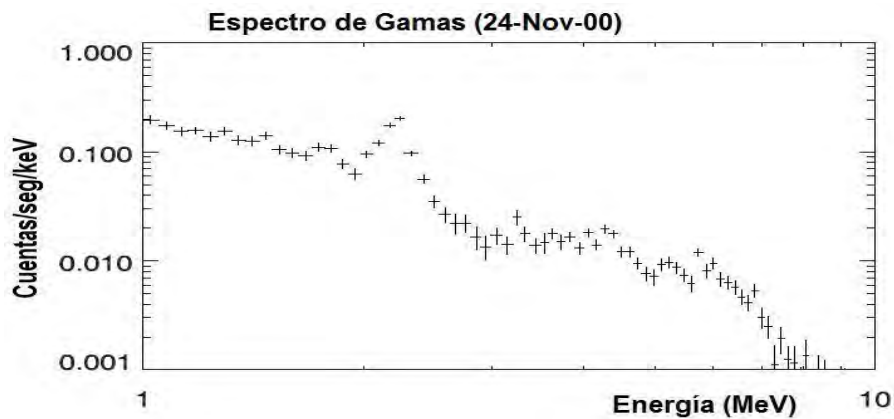


Fig. 3.12. Espectro de rayos γ observado por el satélite Yohkoh para la fulguración del 24 de Noviembre de 2000. Es clara la señal de captura de neutrones a 2.223 MeV, (Watanabe, et. al, 2003b).

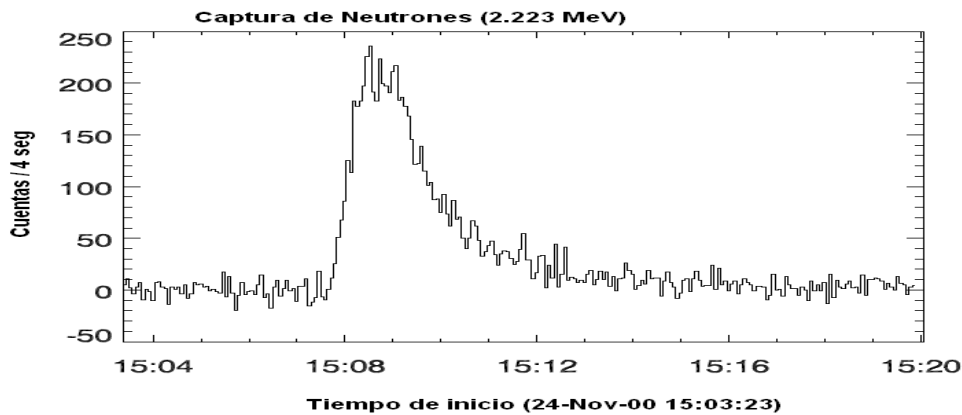


Fig. 3.13. Perfil temporal de la línea de rayos γ de captura de neutrones (2.223 MeV). Se observa que la captura de neutrones comenzó poco antes de las 15:08 TU, (Watanabe, et. al, 2003b).

Los electrones de alta energía pueden emitir rayos X duros por Bremsstrahlung. Por lo tanto, el comienzo de la emisión de rayos X duros puede indicar el comienzo de la aceleración de partículas.

Los rayos X duros fueron emitidos por electrones de alta energía, no por iones; por lo tanto, no podemos asegurar que al tiempo cuando una gran cantidad de rayos X son producidos, los iones son acelerados y los neutrones solares son producidos, (Watanabe et al., 2003b).

Para este evento, el flujo de la línea de γ producidos por la desexcitación de iones es débil; por lo tanto, es difícil calcular la cantidad de γ producidos por cada proceso de desexcitación, debido a la contaminación por Bremsstrahlung de los electrones de alta energía. Por tal motivo, el espectro de neutrones no puede ser derivado de los datos de la línea de γ , para compararlo con los datos del monitor de neutrones. Se considera que la emisión de neutrones solares comenzó con la emisión de rayos X, a las 14:51 TU (figura 3.10).

A las 15:08 TU del 24 de Noviembre de 2000, el Sol estaba sobre Bolivia. El monitor de neutrones instalado en el Monte Chacaltaya se encuentra a 5250 mts sobre el nivel del mar, es un NM-64 con 13.1 m² de área. El perfil de neutrones observado por el monitor se muestra en la figura 3.14. Un claro incremento en las cuentas se observa entre las 15:10 y las 15:25 TU.

La significancia estadística es 4.7σ de 15:10 a 15:15 TU, 2.4σ de 15:15 a 15:20 TU y 2.4σ de 15:20 a 15:25 TU.

Existe la posibilidad que el incremento en las cuentas provenga de iones energéticos, debido a que el NM-64 puede observarlos; sin embargo, no hay evidencia que el incremento en las cuentas fuera producido por estos iones, debido a que no se registraron incrementos significativos en algún otro monitor de neutrones de la red mundial, independientemente de la rigidez umbral de cada monitor de neutrones.

Además, la rigidez magnética del monte Chacaltaya es de 12.53 GV, tal que es muy difícil para los iones llegar a nivel de Tierra; protones con energías mayores a 100 MeV fueron observados por el satélite GOES asociados con la fulguración Solar X2.3, detectada 1 hora antes; por lo tanto, la señal de Chacaltaya es probable que se debe a neutrones solares, (Watanabe, et. al, 2003b).

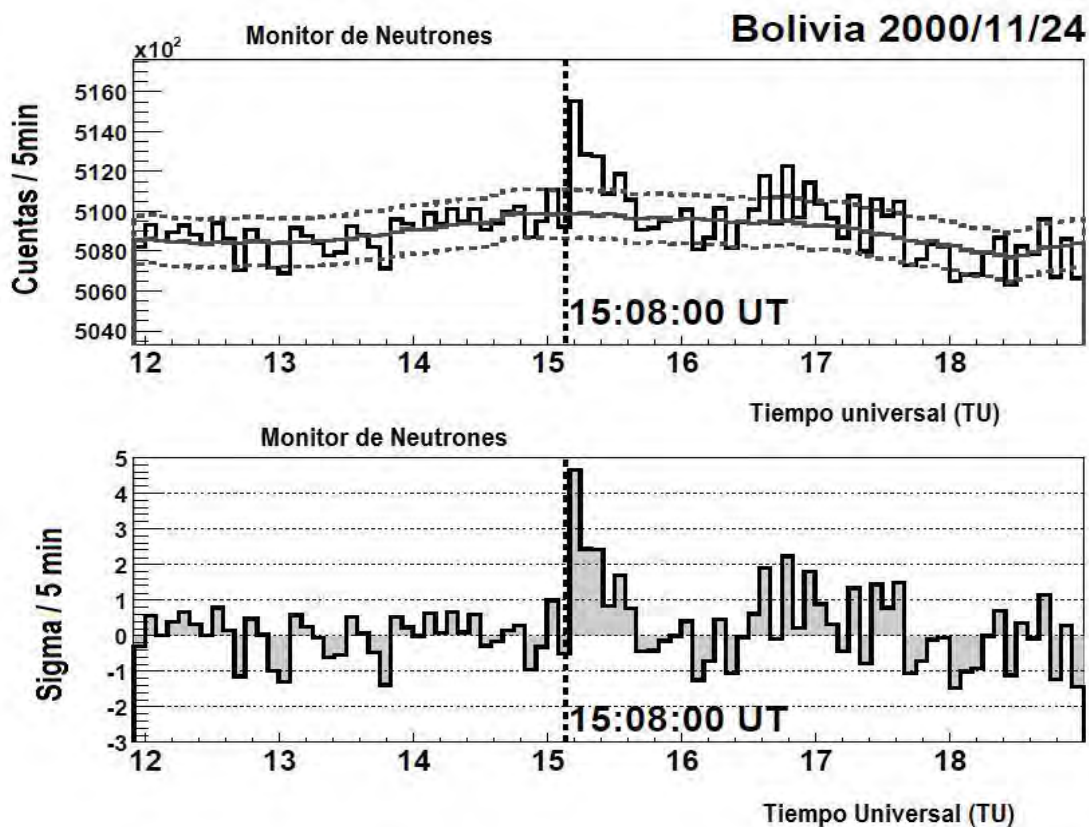


Fig. 3.14. Razones de conteo de 5 minutos observados por el monitor de neutrones del monte Chacaltaya en Bolivia para la fulguración del 24 de Noviembre de 2000. La línea sólida en la primera gráfica es el promedio de cuentas y las líneas punteadas representan $\pm 1\sigma$ de los datos. La segunda gráfica representa la significancia estadística, de 15:10 a 15:25 es claro el incremento en las cuentas atribuido a los neutrones solares, (Watanabe, et. al, 2003b).

Otro evento detectado por el NM-64 instalado en el monte Chacaltaya fue el ocurrido el 25 de Agosto de 2001 a las 16:23 TU, asociado con la fulguración Solar clase X5.3, (Watanabe, K., et al., 2003c). Al comienzo de la fulguración X5.3, el Sol se encontraba justo encima de Bolivia, por lo que nuevamente el NM-64 de Chacaltaya fue idóneo para observar el evento de neutrones Solares.

La figura 3.15 muestra el flujo de rayos X duros, el espectro de rayos gama y el flujo de rayos gama alrededor de la señal de 2.223 MeV, todos observados por el satélite Yohkoh.

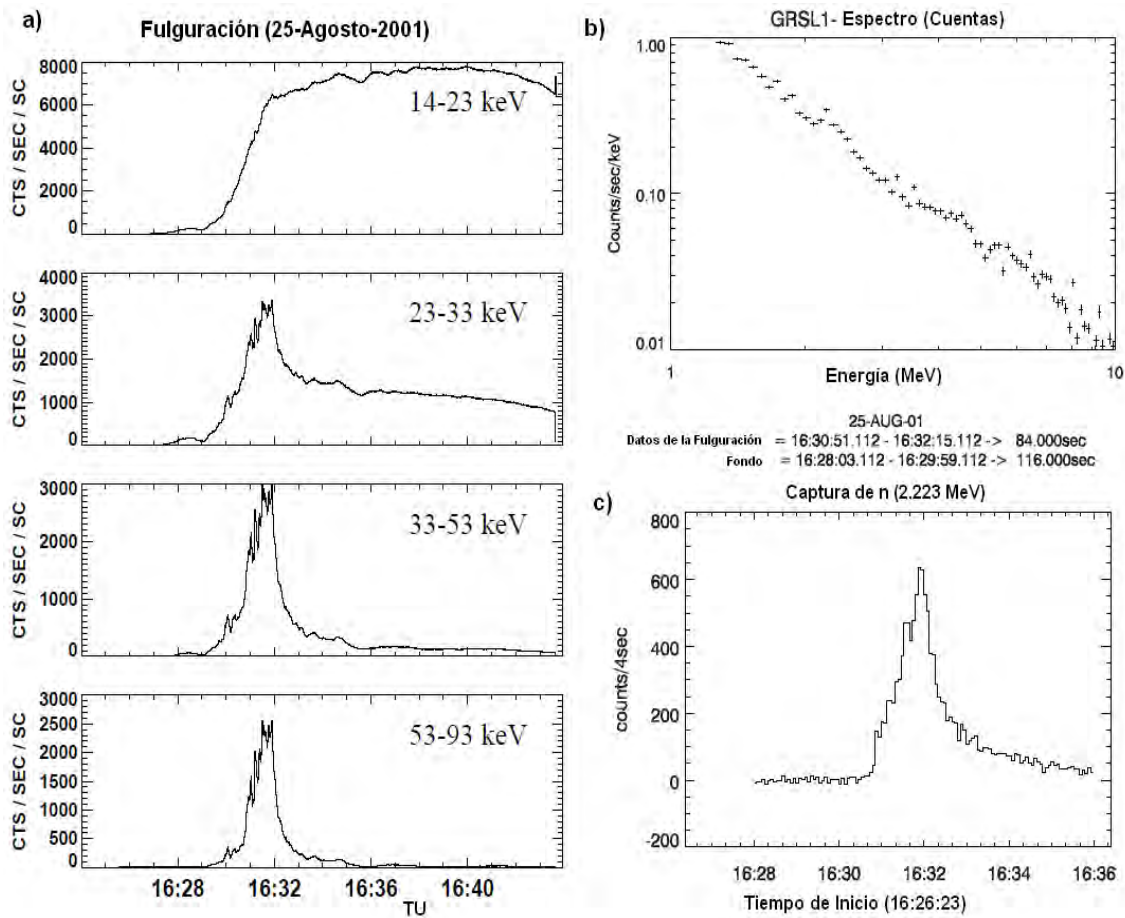


Fig. 3.15. Rayos X duros y rayos gama observados por el satélite Yohkoh, para la fulguración del 25 de agosto de 2001. (a) muestran los perfiles para rayos X duros, con un máximo a las 16:32 TU. (b) muestra el espectro de rayos gama y (c) el perfil de rayos gama alrededor de los 2.223 MeV, (Watanabe, et. al, 2003c).

Los perfiles para rayos X duros y rayos γ son muy similares; además, ambos flujos tienen un máximo cercano a las 16:32 TU. Por lo que se puede deducir que los neutrones fueron producidos a las 16:32 TU.

Las cuentas de neutrones observadas por el NM-64 se muestran en la figura 3.16. En esta figura se observa un marcado incremento en las cuentas entre las 16:34 y 16:39 TU. La significancia estadística de este exceso es de 4.7σ de 16:34 a 16:39 TU, 1.4σ de 16:39 a 16:44 TU y 25σ de 16:44 a 16:49 TU.

Ningún monitor de neutrones detectó un incremento significativo en sus cuentas. Además, la rigidez magnética del monte Chacaltaya es de 12.53 GV, tal que es muy difícil para los iones llegar a nivel de Tierra, por lo que se puede atribuir el incremento a neutrones solares.

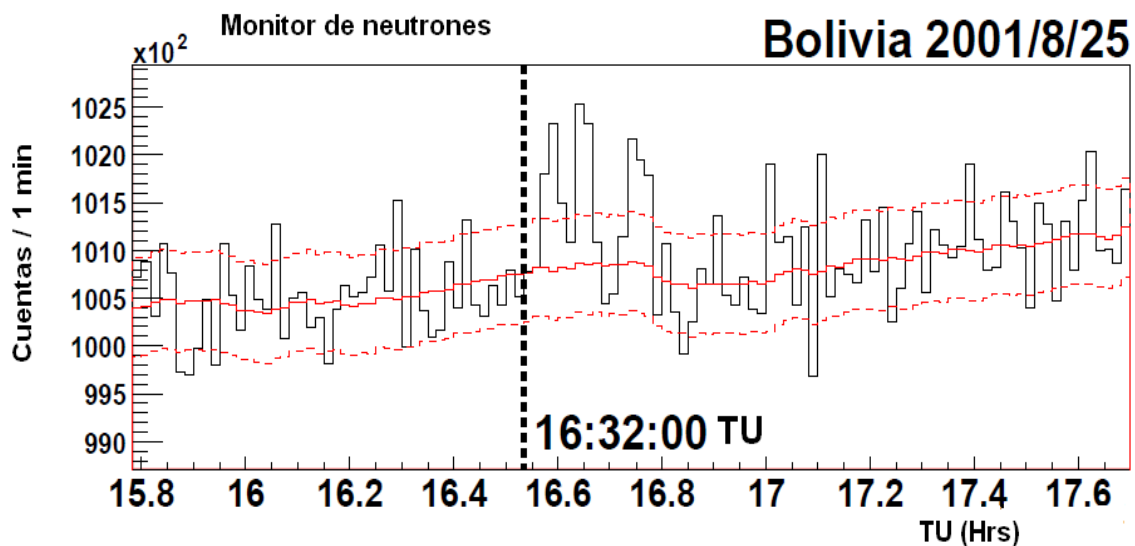


Fig. 3.16. Evento de neutrones detectado por el NM-64 en Chacaltaya, Bolivia, para la fulguración del 25 de Agosto de 2001. La línea sólida es el promedio de las cuentas y las líneas punteadas representan $\pm 1\sigma$ de los datos. Los tres grandes incrementos entre el inicio de la fulguración y las 16.8 TU, se atribuyen a neutrones solares, (Watanabe, et al., 2003c).

El 28 de Octubre de 2003, se presentó una fulguración solar X17.2 a las 9:51 TU. El satélite INTEGRAL observó flujos de rayos X duros y γ . La figura 3.17 muestra los perfiles temporales de la emisión de Bremsstrahlung y γ , con un picos de emisión a las 11:03 TU y 11:05 TU.

Se observa que la línea de captura de neutrones a 2.23 MeV tiene un pico alrededor de las 11:06 TU y un largo tiempo de decaimiento. Las líneas de desexcitación nuclear a 4.4 MeV y 6.1 MeV tienen un pico alrededor de las 11:05 TU, que es un minuto de desfase con respecto a la línea de captura de neutrones.

En general, la línea de γ de captura de neutrones está retrasada de las líneas de desexcitación nuclear, debido a que les toma más tiempo a los neutrones ser capturados por protones.

De este modo, es evidente que los neutrones fueron producidos en la fulguración y, probablemente al mismo tiempo que la emisión de 4.4 MeV y 6.1 MeV, antes del pico máximo de las 11:05 TU, (Watanabe, et. al. 2006).

En la figura 3.18 se muestra el espectro de γ entre las 11:03 TU y las 11:15 TU, donde se observan claramente las líneas de γ , que son consistentes con la emisión en la figura 3.17. Al momento de la fulguración, el Sol se encontraba justo encima del monitor de neutrones de Tsumeb, como se observa en la figura 3.19.

Los resultados se muestran en la figura 3.20, donde se observan las razones de conteo de 5 minutos para el monitor de neutrones de Tsumeb y una comparación con los datos del monitor de neutrones de Lomnický Stit.

Se pueden ver claramente exceso en las cuentas entre las 11:05 y las 11:15 TU y entre las 11:20 TU y 11:25 TU. Las significancias estadísticas para estos intervalos fueron 4.8σ para 11:05-11:10 TU, 4.2σ para 11:10-11:15 TU y 3.4σ para 11:20-11:25 TU. La significancia total para el intervalo entre las 11:05 TU y las 11:15 TU fue de 6.4σ .

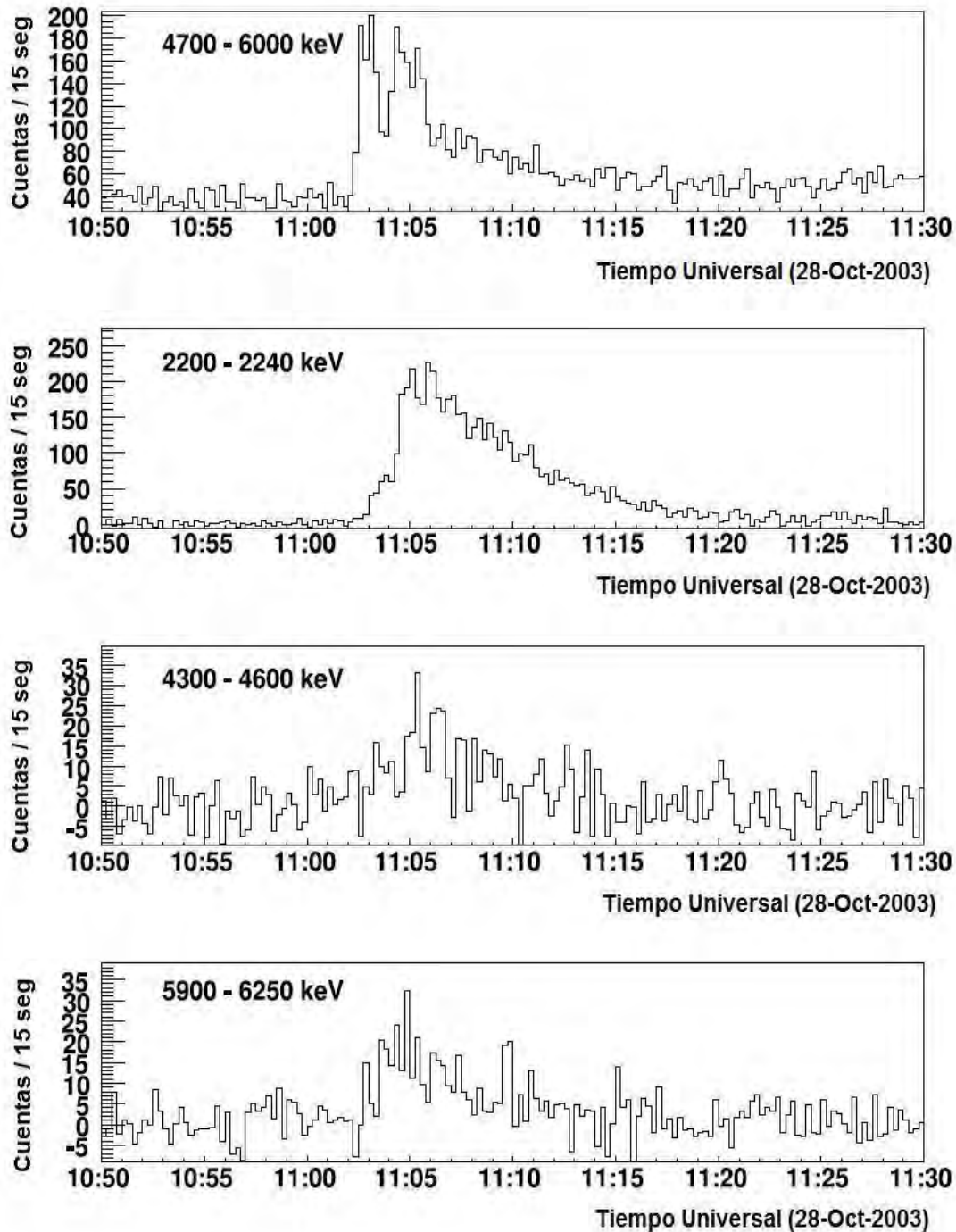


Figura 3.17. Perfiles temporales observados por el satélite INTEGRAL, para la fulguración del 28 de Octubre de 2003. Primera gráfica (superior): emisión de Bremsstrahlung. Segunda gráfica: línea de γ de la captura de neutrones (2.23 MeV). Tercera gráfica: línea de γ de desexcitación del Carbono (4.4 MeV). Cuarta gráfica (inferior): línea de γ de desexcitación del Oxígeno (6.1 MeV), (Watanabe, et. al., 2006).

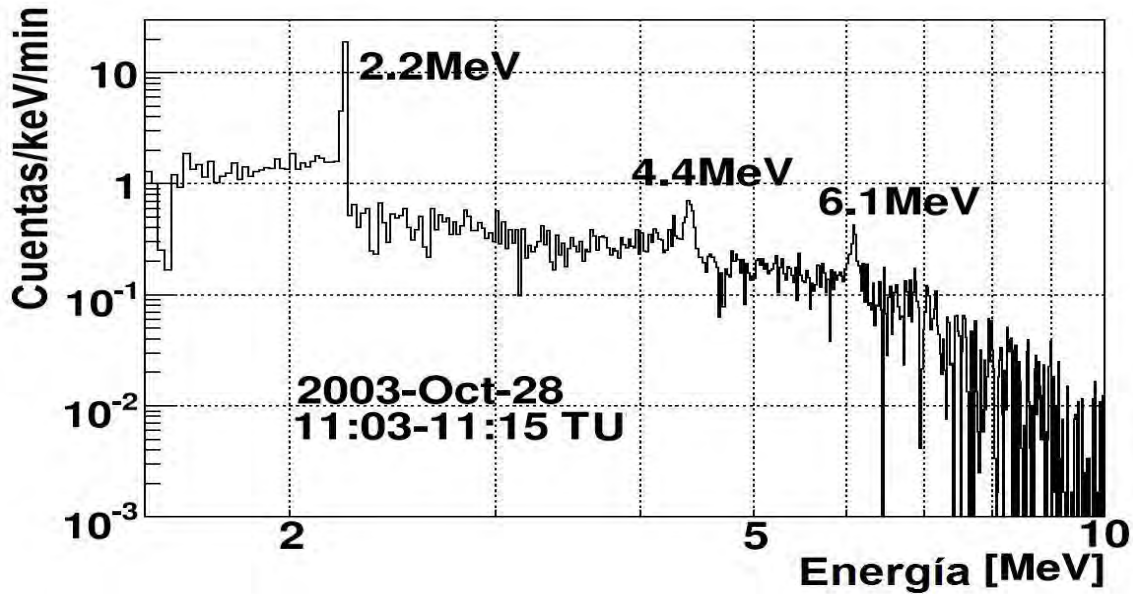


Figura 3.18. Espectro de rayos γ entre 1.5 MeV y 10 MeV, observado por el satélite INTEGRAL, para el intervalo entre las 11:03 TU y 11:15 TU del 28 de Octubre de 2003, (Watanabe, et. al., 2006).

Esta fulguración solar también produjo un gran evento de protones (GLE), que fue registrado por distintos monitores de neutrones alrededor del mundo. Se excluye la posibilidad de contaminación por protones energéticos, provenientes de esta GLE, en el exceso registrado por el monitor de neutrones de Tsumeb, porque se consideró el perfil temporal de los datos del monitor de neutrones de Lomnicky Stit, que tuvo registro del GLE.

El tiempo de inicio del primer exceso en las cuentas de Tsumeb es alrededor de 10 minutos antes que el evento de protones en Lomnicky Stit. De este modo, parece que el segundo exceso en las cuentas de Tsumeb, proviene del evento de protones, mientras que el primer exceso se debe a neutrones solares.

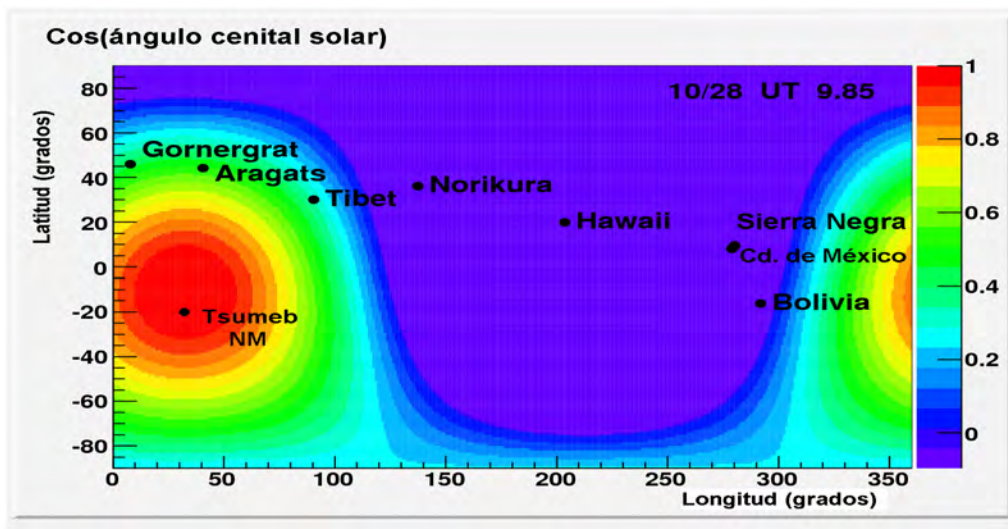


Figura 3.19. Ángulo cenital del Sol al momento de la gran fulguración X17.2 del 28 de Octubre de 2003. La zona roja implica que el Sol se encontraba justo encima del monitor de neutrones de Tsumeb, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/stelab/www1/div3/CR/Neutron/Util/index.html>).

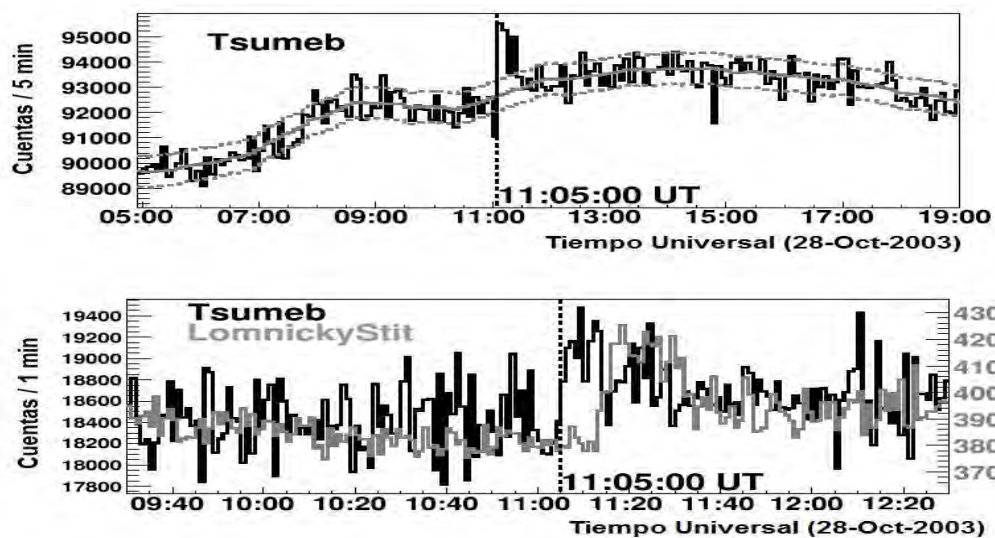


Figure 3.20. Superior: razones de conteo de 5 minutos observadas por el monitor de neutrones de Tsumeb para el 28 de Octubre de 2003. La línea sólida es el promedio del fondo, mientras que las líneas punteadas arriba y abajo son $\pm 1\sigma$ del fondo. Inferior: razones de conteo de 1 minuto del monitor de neutrones de Tsumeb (negro) y el perfil temporal del monitor de neutrones de Lomnický Stit (gris). El evento de neutrones solares en los datos de Tsumeb comenzó antes que el evento de protones (GLE) detectado por Lomnický Stit, (Watanabe, et. al., 2006).

El 4 de Noviembre de 2003, fueron observados neutrones solares asociados con una gran fulguración X28 (la fulguración más energética registrada en rayos X). Los neutrones pudieron ser detectados por los monitores de neutrones de Haleakala (Hawaii) y de la Ciudad de México. La fulguración X28 comenzó a las 19:29 TU, y se localizó en S19° W83°. Al momento de la gran fulguración, el Sol se encontraba casi sobre la Ciudad de México (ángulo cenital de 40.52°) y muy cercano a Haleakala (ángulo cenital de 50.5°), como se muestra en la figura 3.21; por tal motivo, estos monitores fueron ideales para la detección de los neutrones.

Aproximadamente a las 19:42 TU, una intensa emisión de rayos X fue detectada por el satélite GOES, saturando la señal (figura 3.22).

Después de las 19:42 TU, una fuerte señal de rayos γ fue observada por la nave espacial INTEGRAL (figura 3.23).

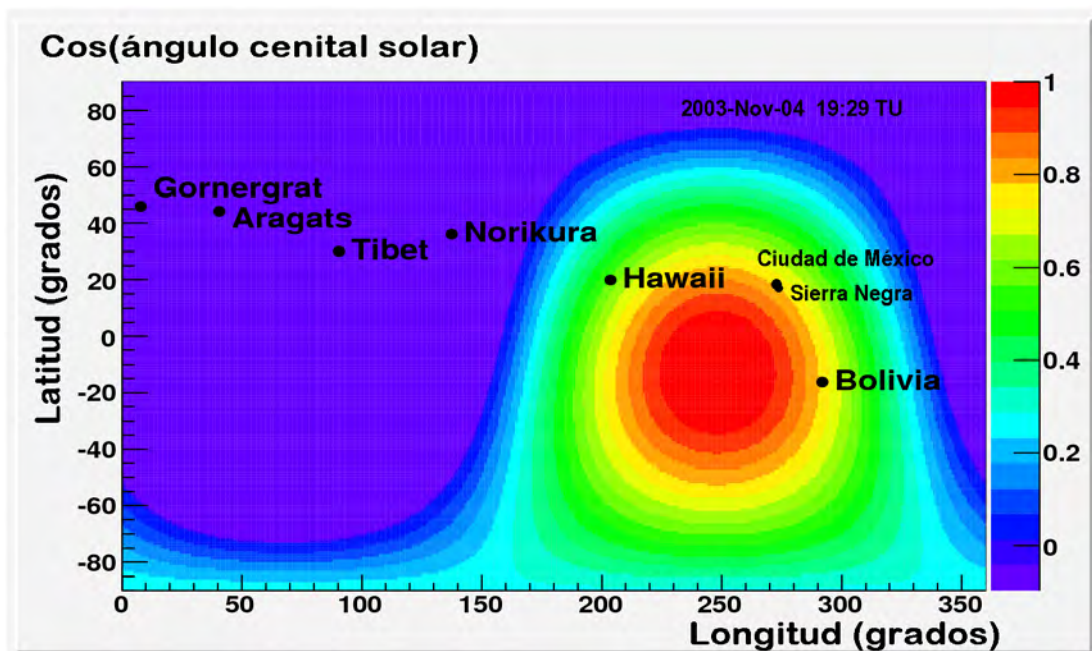


Fig. 3.21. Ángulo cenital del Sol al momento de la gran fulguración X28 del 4 de Noviembre de 2003. La zona roja implica que el Sol se encontraba justo encima, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/div3/CR/Neutron/Util/index.html>).

En este evento, aunque las líneas de emisión producidas por la desexcitación nuclear, ^{12}C (4.443 MeV) y ^{16}O (6.129 MeV), no fueron predominantes, la línea de captura de neutrones (2.223 MeV) pudo ser fácilmente observada; lo que nos indica que se produjeron neutrones por reacciones nucleares en la atmósfera solar.

Los neutrones solares fueron observados por el monitor de neutrones de Haleakala (203.7°E, 20.7°N, 3030 mts s.n.m.). La figura 3.24 muestra la razón de conteo de 5 minutos observada para la fulguración del 4 de Noviembre; el intervalo de tiempo de la figura 16 fue de las 15 hrs a las 23 hrs. Claros excesos se observaron después de las 19:45 TU.

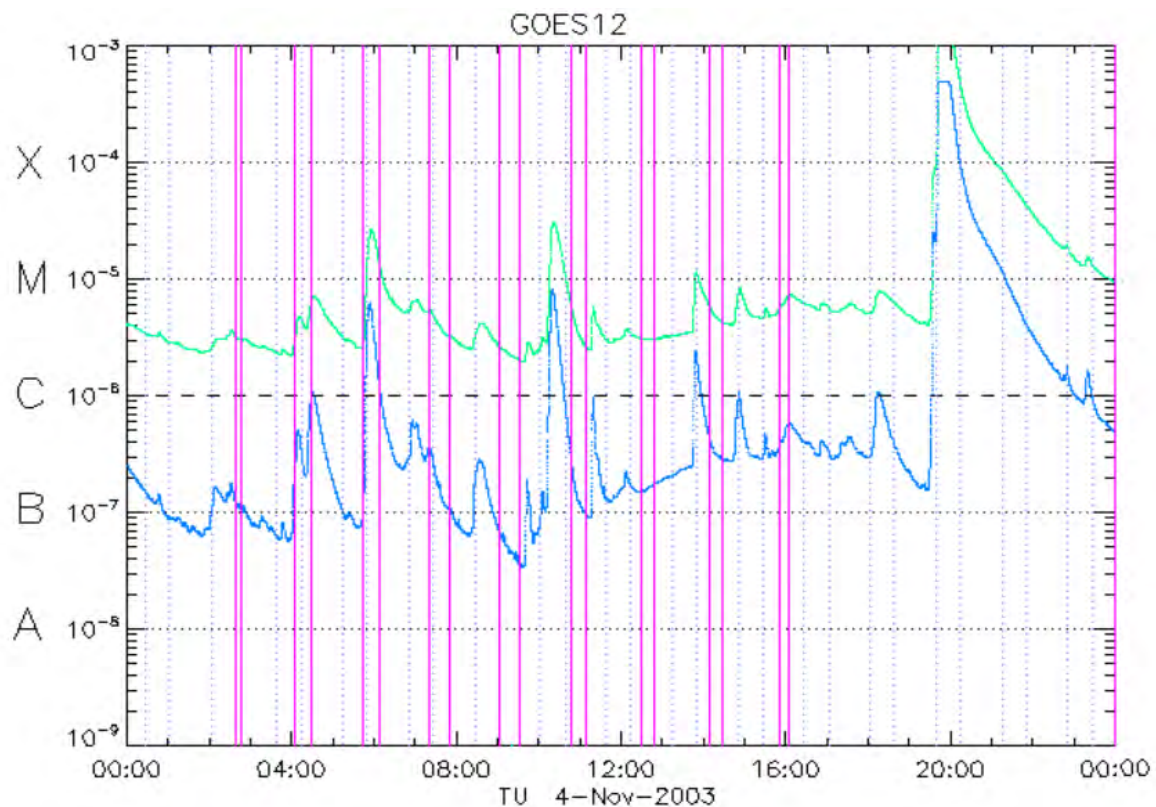


Fig. 3.22. Rayos X vistos por el satélite GOES para la fulguración del 4 de Noviembre de 2003. Aproximadamente a las 19:42 TU se puede observar que la señal saturó al equipo, (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser/?show=grth+qlpcr>).

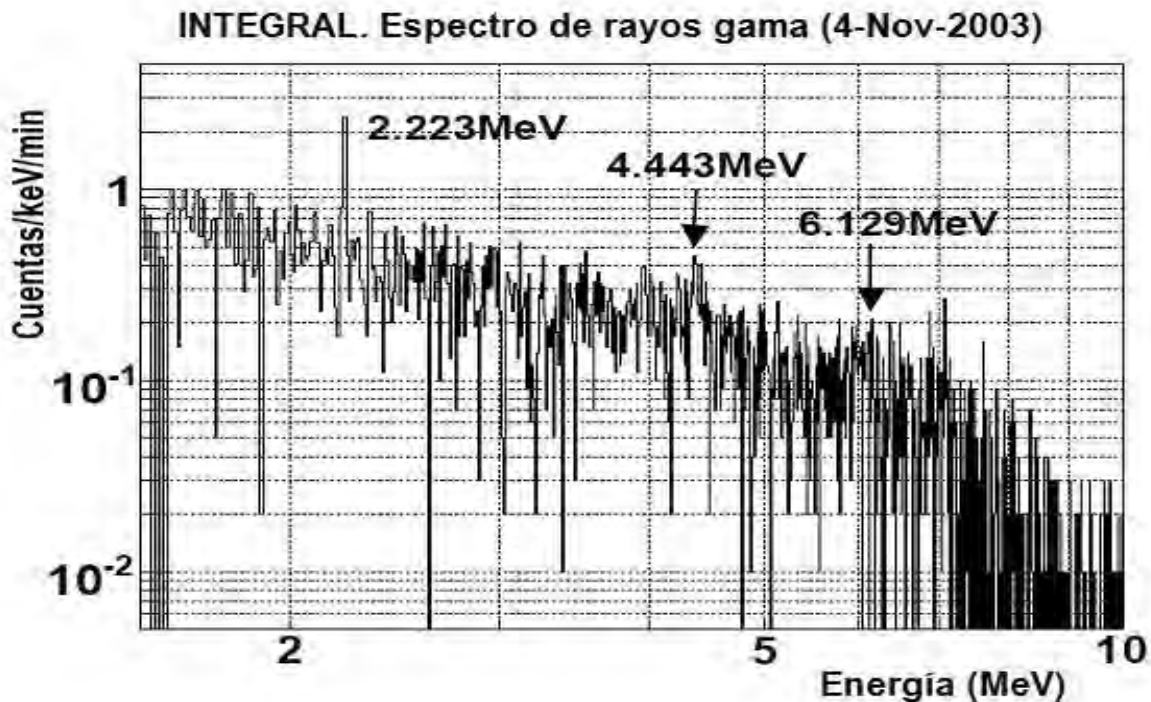


Fig. 3.23. Espectro de rayos γ entre 1.5 y 10 MeV observado por INTEGRAL de las 19:40 a las 19:50 TU, para la fulguración del 4 de Noviembre de 2003. Se nota con claridad la señal de 2.223 MeV de captura de neutrones, (Watanabe, et. al., 2006).

La significancia estadística de estos excesos fue de 4.5σ para el intervalo de las 19:46:20-19:51:20 TU, 5.3σ para las 19:51:20-19:56:20 TU y 3.1σ de las 19:56:20 a las 20:01:20 TU. La significancia total para los 15 minutos entre las 19:46:20 TU y las 20:01:20 TU fue de 7.5σ .

El monitor de neutrones de la Ciudad de México (260.8°E , 19.33°N , 2274mts snm) también observó un claro exceso después de las 19:45 TU, que fue observado al mismo tiempo que por el monitor de neutrones de Haleakala.

Las significancias estadísticas de estos excesos fueron 2.6σ entre las 19:45-19:50 TU, 3.1σ entre las 19:50-19:55 TU y 3.3σ entre las 19:55-20:00 TU. La significancia total para los 15 minutos entre las 19:45 TU y las 20:00 TU fue de 5.2σ .

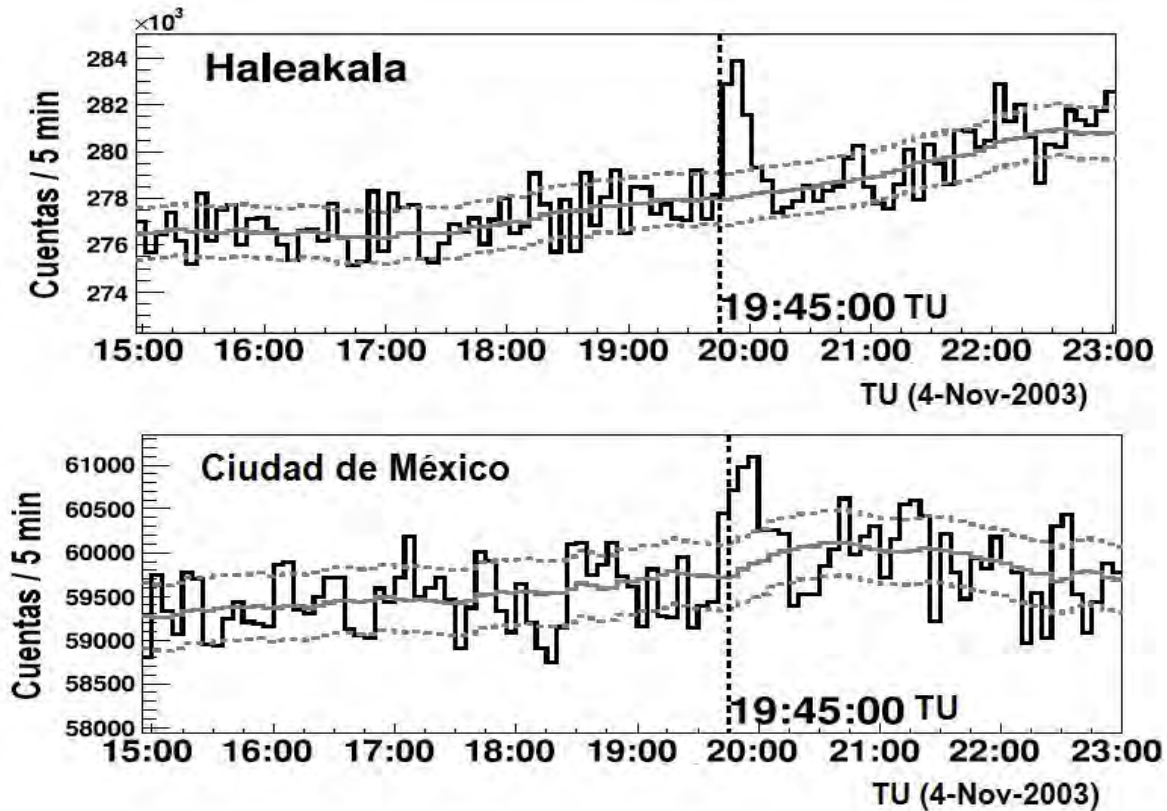


Fig. 3.24. Razones de conteo de 5 minutos para los monitores de neutrones de Haleakala y de la Ciudad de México, entre las 15:00 y las 23:00 hrs. del 4 de Noviembre de 2003. La línea sólida es el promedio de las cuentas de neutrones, mientras que las líneas punteadas son $\pm\sigma$ del promedio de cuentas, (Watanabe, et. al., 2006).

Estos resultados muestran con claridad que el exceso observado en las cuentas de neutrones se debió a los neutrones solares generados por la gran fulguración del 4 de Noviembre de 2003.

CAPÍTULO 4:

EL TELESCOPIO DE NEUTRONES SOLARES Y LA RED MUNDIAL DE OBSERVATORIOS

4.1. INTRODUCCIÓN.

Los monitores de neutrones tienen una alta sensibilidad, lo que significa que tienen cuentas muy altas. Son omnidireccionales, tal que no pueden diferenciar la dirección de arribo de las partículas incidentes. Tampoco resuelven la energía de las partículas y no discriminan entre neutrones y protones. Por tal motivo, es necesario el uso de un nuevo equipo para la detección de neutrones solares; el Telescopio de Neutrones Solares (TNS) es capaz de resolver los inconvenientes mencionados, debido a que tiene la capacidad de medir el flujo neutrones solares, su energía, su dirección de arribo y pueden diferenciar entre neutrones y protones.

En este capítulo se describe el diseño y especificaciones técnicas del TNS. También se explican los aspectos técnicos y de detección de los monitores de neutrones, para entender y justificar la construcción del nuevo detector, el TNS.

4.2. MONITOR DE NEUTRONES.

Se usan para detectar la componente nucleónica producida por la radiación cósmica primaria. La radiación primaria menos energética produce menos neutrones y protones al interactuar con los núcleos atmosféricos. Estos nucleones producen a su vez nuevas desintegraciones nucleares y sus productos salen en todas direcciones.

Existen dos tipos de monitores de neutrones, uno es el IGY y el otro el NM64. El monitor de neutrones IGY fue originalmente diseñado por J.A. Simpson, (1953). Sin embargo, las necesidades de mayores tasas de conteo hicieron posible la aparición de un nuevo tipo de detector, el NM-64 (Carmichael, 1964), que es de forma y dimensiones mayores al diseño de Simpson y que permite también mejorar la resolución sobre la base de áreas o masas iguales de plomo, el nuevo detector (NM-64) es 3 veces más eficiente que el IGY; por tal motivo es el detector normalmente usado alrededor del mundo. El apéndice 2 muestra la distribución de los monitores de neutrones en el planeta.

El concepto básico de detección de neutrones con un monitor de neutrones es el mismo para el NM64 y el IGY. Un monitor de neutrones consiste principalmente de tres partes; el reflector, el productor y el contador.

La principal diferencia entre los dos tipos de monitores se encuentra en el material y espesor del reflector.

El IGY usa parafina como reflector, mientras que el NM64 usa polietileno (figura 4.1). La parafina y el polietileno son materiales orgánicos y su estructura molecular consiste en átomos de Carbono (C) e Hidrógeno (H), con casi la misma relación entre C e H, $\sim 1/2$.

La tarea del reflector es rechazar los neutrones de baja energía producidos en la atmósfera y en las sustancias cerca del monitor de neutrones. El reflector está rodeado de plomo, que es usado como un productor.

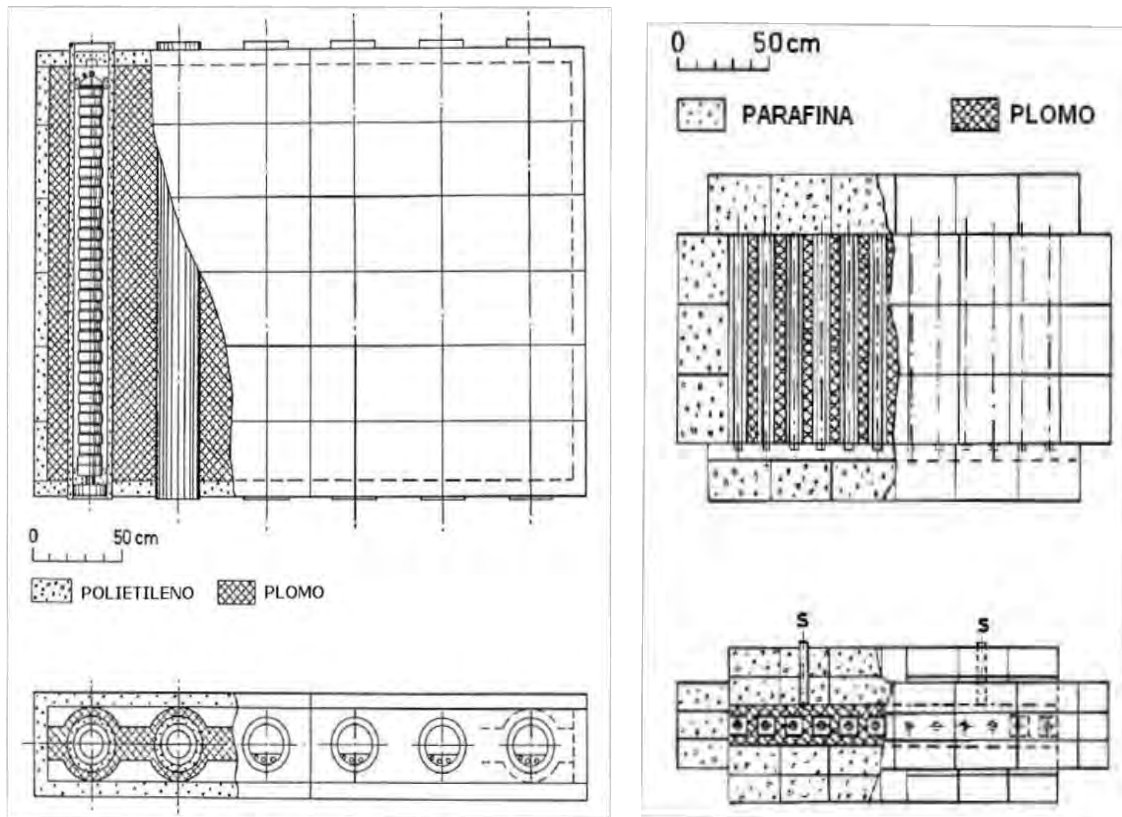
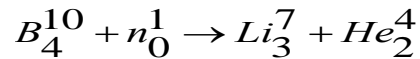


Fig. 4.1. Esquema de los dos tipos de monitores de neutrones; a la izquierda el NM64, (Carmichael, 1964) y a la derecha el IGY, (Simpson, 1957).

Los neutrones moderados en el reflector entran al productor y son multiplicados por interacciones nucleares en el plomo. Un contador de trifluoruro de Boro (BF₃) está localizado dentro del productor.

Entre el contador y el productor se encuentra el moderador interior que termaliza los neutrones.

Los neutrones son detectados por los contadores proporcionales de BF₃, enriquecido con el isótopo B¹⁰ (96%), el cuál interacciona con los neutrones produciendo una radiación ionizante, mediante la siguiente reacción:



Este método de detección responde a cualquier variación en la formación de neutrones rápidos en su vecindad, estas variaciones pueden ser causadas por fuentes radioactivas locales, movimiento de material pesado, caída de nieve, etc.

Estas dificultades se eliminan al hacer que los neutrones detectados sean producidos localmente en materiales condensados, colocados alrededor del contador. El número de neutrones producidos por un elemento es función del peso atómico y se denomina multiplicidad.

La razón de multiplicidad entre Plomo y Carbón es de 8 a 1 aproximadamente; por lo tanto, usando materiales de peso atómico alto como productor y un moderador local de neutrones, podemos excluir a la atmósfera como fuente y moderador de neutrones, logrando con esto un incremento en su producción.

El NM64 consta de tres unidades que pueden ser independientes eléctricamente y que están separadas estructuralmente.

Cada unidad está compuesta de 1, 2, 3 ó 6 contadores BF₃ y cada monitor se identifica de acuerdo al número total de contadores (3NM64, 6NM64, 9NM64, 12NM64).

Las paredes de los contadores que pueden ser tan largas como sea conveniente, deben fabricarse con materiales de baja absorción de neutrones y deben ser delgadas.

Cada contador está rodeado de un tubo de parafina o cera (≈ 2 cm de grosor), que actúa como moderador, es decir, su función es frenar o disminuir la energía de los neutrones para facilitar su captura por el BF_3 .

El productor (fuente de neutrones) está hecho de plomo con una pureza del 99%, en forma de anillos de 10.2 cm de grosor que rodean al moderador. Por encima del productor y cubriéndolo se encuentra una capa de polietileno de baja densidad con 7.5 cm de ancho cuyo propósito es impedir la salida de neutrones producidos en el plomo (reflector).

La capa de polietileno sirve también para absorber los neutrones de baja energía provenientes de la vecindad del monitor, actuando así el reflector también como purificador.

La amplitud de los pulsos de salida de los contadores es del orden de mV, por lo tanto, antes del escalamiento de los pulsos para el registro es necesario amplificarlos y discriminar entre los producidos por partículas ionizantes débiles.

Estos circuitos han sido diseñados para un mínimo de ruido en los registros de fondo, descargas eléctricas y están libres de variaciones debidas a la temperatura y a la edad del instrumento.

El tamaño umbral de los pulsos del contador está entre 300 y 400 mV. Un esquema general del NM64, instalado en la Ciudad de México, se muestra en la figura 4.2.

Los monitores de neutrones no permiten conocer la energía primaria de la partícula incidente, ni la dirección de arribo de la misma, por lo que se hace necesario el uso de nuevos instrumentos para la observación de neutrones solares, si es que se quiere conocer el espectro y dirección de arribo y se precisa de una forma inequívoca de detección.

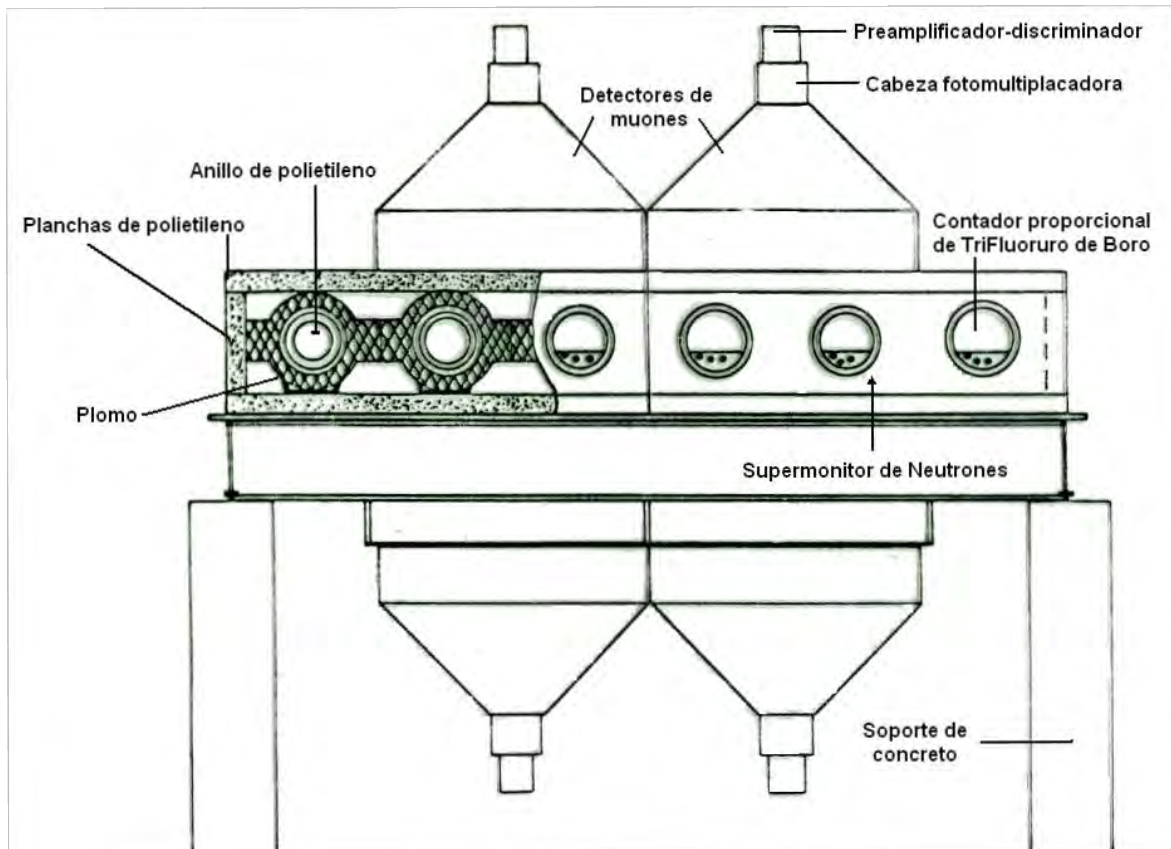


Figura 4.2. Esquema del monitor de neutrones (NM64), instalado en la Ciudad de México. Este detector incluye un telescopio de muones en la parte superior e inferior del MN.

En el STELab (*Solar-Terrestrial Environment Laboratory*) de la Universidad de Nagoya, se desarrolló un nuevo tipo de detector de neutrones, el Telescopio de Neutrones Solares (TNS) que tiene la capacidad de medir la energía primaria y la dirección de arribo de las partículas incidentes, ésta última característica es lo que lo hace merecedor del nombre de telescopio.

4.3. TELESCOPIO DE NEUTRONES SOLARES (TNS).

Para detectar neutrones asociados con fulguraciones solares a nivel de tierra, se requiere una óptima localización geográfica para el detector, al igual que instrumentación muy específica. Es necesario que los detectores sean colocados muy cerca del ecuador, asegurando que el tiempo de exposición a la radiación solar diaria sea el mayor y que la rigidez umbral requerida para los iones incidentes sea muy alta, eliminando lo mas posible la influencia de protones; es necesario, también, que se localice a la mayor altura posible para reducir la cantidad de materia que puede interaccionar con los neutrones solares, aumentando la probabilidad de que el neutrones puedan ser detectados. De este modo, la red mundial de telescopios de neutrones solares está construida siguiendo las mejores especificaciones geográficas posibles.

La figura 4.3 muestra la localización de los TNS alrededor del planeta. La tabla 4.1 muestra las coordenadas y altura de los siete TNS que conforman la red mundial. Se observa que los detectores fueron instalados a diferentes longitudes para tener observaciones continuas del Sol, debido a que es imposible predecir en qué momento ocurrirá una fulguración solar.

Los neutrones solares pueden viajar desde el Sol hasta el tope de la atmósfera sin alguna atenuación importante, salvo el tiempo de decaimiento. El tiempo de vida media de un neutrón es de 886 segundos y la probabilidad de supervivencia, $P(E)$, está dada por la ecuación:

$$P(E) = \exp\left(\frac{-t}{\gamma\tau}\right).$$

Donde t es el tiempo de vuelo de un neutrón entre el Sol y la Tierra, γ es su factor de Lorentz y $\tau=886$ seg es el tiempo del decaimiento de un neutrón.

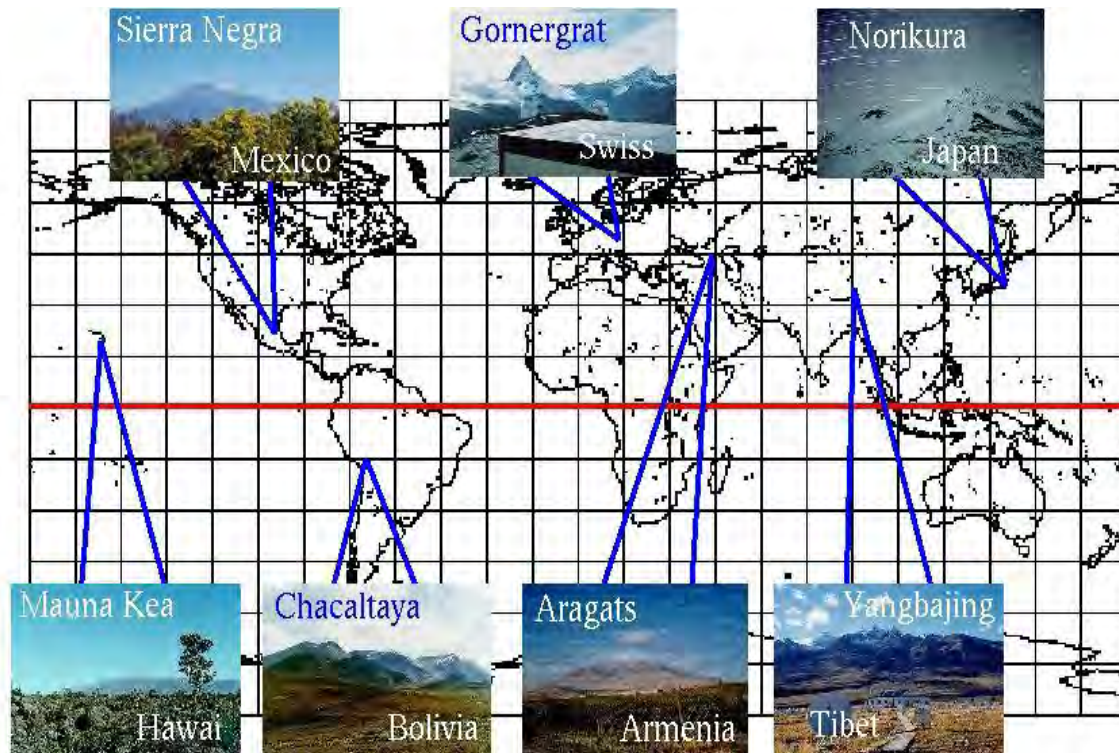


Figura 4.3. Red mundial de Telescopios de Neutrones Solares. Se muestra el país y sitio donde se encuentra instalado cada TNS, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/stelab/www1/div3/CR/neutron/index.html>).

Sitio-País	Altura (g/cm ² y (m.s.n.m.)	Longitud	Latitud
Gornergrat – Suiza	700 (3135)	7.8°E	46.0°N
Aragats – Armenia	700 (3200)	40.5°E	44.2°N
Yanbajing - Tibet	600 (4300)	90.5°E	30.0°N
Mt. Norikura - Japón	730 (2770)	137.5°E	36.1°N
Mauna Kea - Hawai	610 (4200)	156.3°W	19.8°N
Sierra Negra - México	575 (4580)	97.3°W	19.0°N
Chacaltaya - Bolivia	540 (5250)	68°W	16.2°S

Tabla 4.1. Coordenadas geográficas y altura de cada TNS en el mundo.

La mayor atenuación la sufren en la atmósfera terrestre, debido a la interacción con átomos en su camino hacia el detector. La figura 4.4 muestra la atenuación de neutrones calculada para diferentes profundidades atmosféricas en el caso de ingreso vertical al tope de la atmósfera, (Shibata, 1994). Por ejemplo, en el caso de 10,000 neutrones con energía cinética $T_n = 200$ y 1000 MeV que arriban al tope de la atmósfera, el número de neutrones previsto en el nivel de 1000 g/cm² (este valor corresponde a casi la profundidad atmosférica al nivel del mar, 1030 g/cm²), llega a ser 1 y 20, respectivamente.

Por lo tanto, neutrones con energías menores a 100 MeV raramente llegan a nivel del mar.

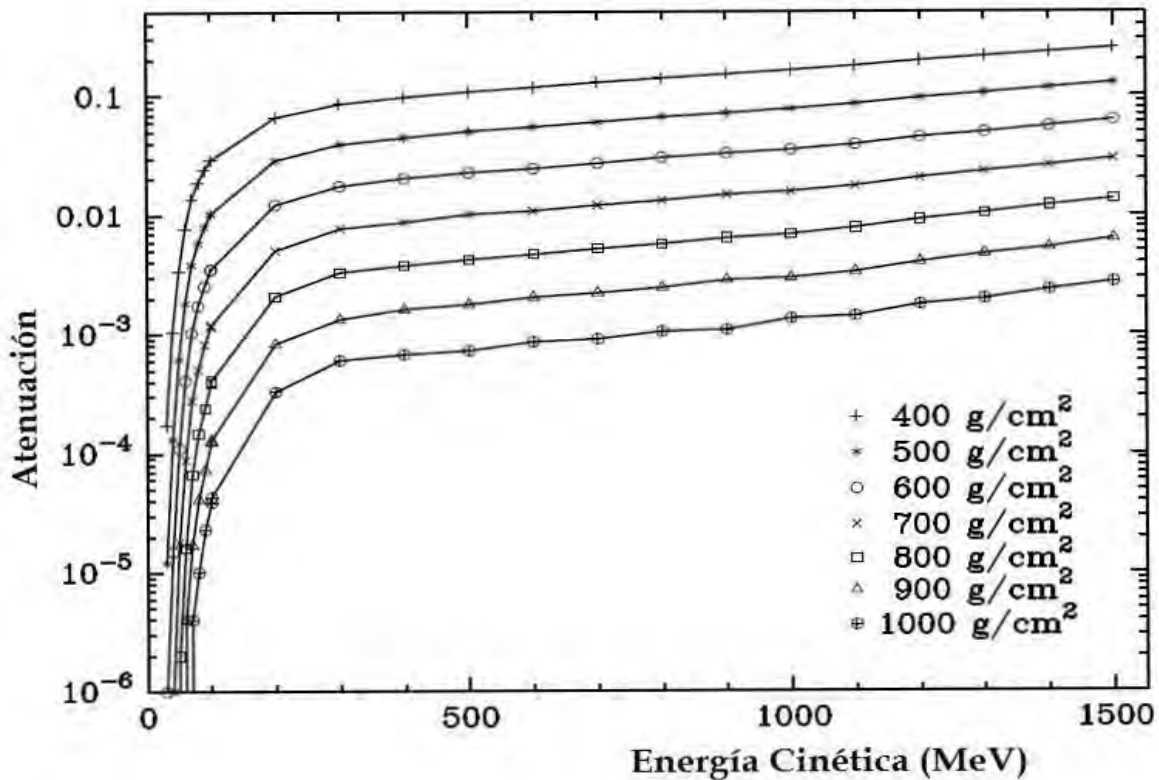


Figura 4.4. Atenuación de neutrones a diferentes alturas, predicha por simulaciones Monte Carlo, (Shibata, 1994). La curva de 1000 g/cm² corresponde al nivel del mar.

Dorman y Valdés-Galicia (1999), desarrollaron una simulación numérica y descripción analítica del transporte de neutrones solares en la atmósfera terrestre, para distintos ángulos cenitales de incidencia de neutrones y diferentes profundidades atmosféricas. Encontraron que las distribuciones angulares de los neutrones permanecen simétricas para incidencia vertical, mientras que para neutrones incidentes diferentes de 0° cenitales, la asimetría crece con el incremento del ángulo cenital. Esta asimetría de la distribución angular incrementa el efecto de refracción de neutrones solares, el cual es causado por la atenuación de los neutrones. La figura 4.5 muestra los resultados de sus simulaciones para el flujo esperado de neutrones y distribución cenital a las profundidades de 400, 500, 600 y 700 g cm^{-2} .

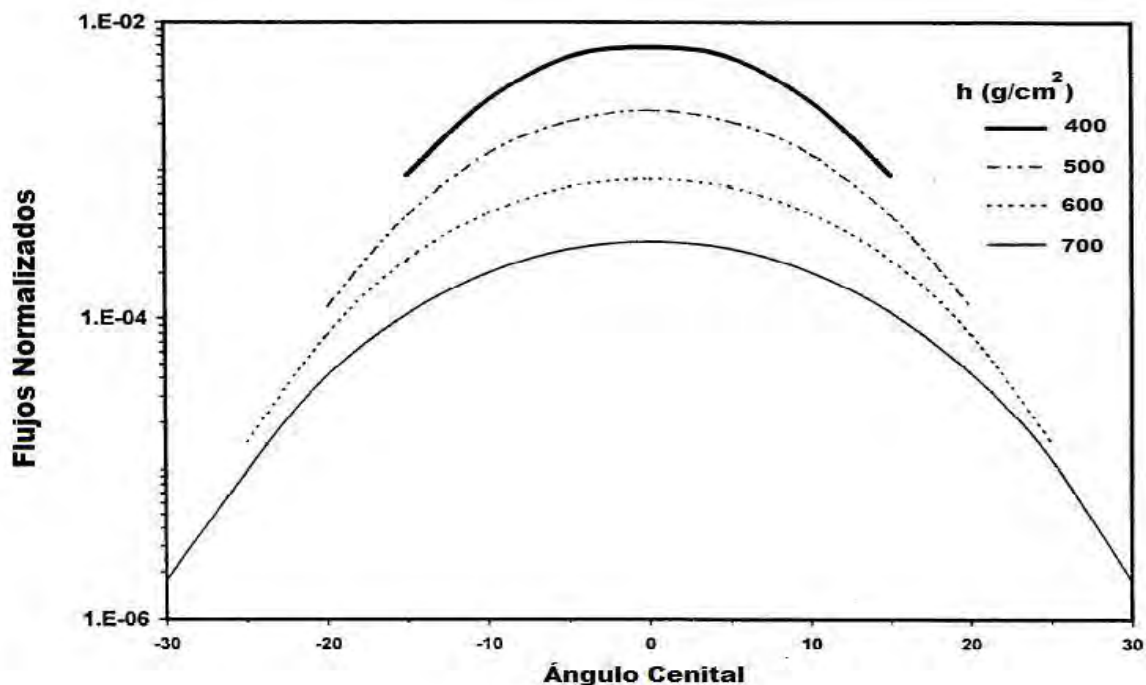


Figura 4.5. Simulación numérica para la distribución del ángulo cenital de los neutrones solares a las profundidades atmosféricas de 400, 500, 600 y 700 g cm^{-2} para el ingreso vertical en el tope de la atmósfera, (Dorman & Valdés-Galicia, 1999).

4.3.1. PRINCIPIO DE DETECCIÓN DE NEUTRONES USANDO EL TNS.

Los TNS consisten en plásticos centelladores (PC) rodeados por arreglos de contadores proporcionales (CP). Se distingue entre partículas neutras y cargadas mediante un sistema de anticoincidencias electrónicas entre la señal que disparan los PCs y CPs.

La energía de las partículas incidentes se mide en términos del rango de los protones producidos por las interacciones nucleares con los átomos de Carbono e Hidrógeno en los PCs, mediante las reacciones:



La energía depositada por estos protones se mide en un tubo fotomultiplicador instalado justo arriba de cada PC y la altura del pulso obtenido por cada fotomultiplicador es discriminada en distintos canales de energía. Las direcciones de arribo se miden usando cuatro capas de CPs, dos para determinar la dirección de arribo E-W y dos más para la dirección N-S, alineados ortogonalmente. Las direcciones son determinadas de los protones producidos por los neutrones al interactuar con los PCs. Estos protones secundarios se desvían menos de 13.48° de su dirección original, con lo que se asegura que puede ser determinada la dirección de arribo del neutrón (sección 4.3.2).

Los neutrones solares no son desviados por los campos magnéticos solares, interplanetarios o terrestres, con lo cual conservan su direccionalidad. La determinación de la dirección de arribo de los neutrones hace posible reducir el fondo de los neutrones secundarios producidos por rayos cósmicos primarios. Además, permite determinar el origen de las señales al comparar el flujo de la dirección solar con el flujo en la dirección anti-solar.

Los γ de que provienen del piso, de las paredes y el techo pueden actuar como ruido en términos de la observación de los neutrones solares y son rechazados al ser convertidos en pares e^+e^- , usando placas de Plomo en la parte superior del TNS y placas de Hierro en los cuatro lados.

4.3.2. TELESCOPIO DE NEUTRONES SOLARES EN SIERRA NEGRA.

Un esquema del TNS instalado en México se presenta en la figura 4.6. El detector fue construido y probado en Marzo de 2003 en Sierra Negra, Puebla (97.3°O, 19.0°N) y ha estado operando de manera continua desde Julio de 2004, (Valdés-Galicia, et. al., 2004).

El área de cada plástico centellador es de 1m², con cuatro de ellos el área total de detección es de 4m², el espesor de los plásticos es de 30 cm. El TNS en Sierra Negra tiene cuatro canales de energía (E), los cuales corresponden a $E \geq 30$ MeV, 60 MeV, 90 MeV y 120 MeV, con una razón de conteo de 10 segundos.

Por encima de las baterías para anti-coincidencia (CPs) se colocó una placa de 0.5 cm de espesor de plomo, donde 67% de los fotones incidentes se convierten en pares electrón-positrón (Valdés-Galicia, 2004). Para reducir la radiación de fondo por los lados, los CPs fueron protegidos de los fotones de fondo por placas de Hierro de 0.5 cm de espesor. La figura 4.7 muestra una fotografía del TNS en Sierra Negra, Puebla.

De este modo, el TNS discrimina entre protones y neutrones con base en las anticoincidencias electrónicas entre los PCs y los CPs. Las partículas neutras sólo disparan la señal en los plásticos centelladores, mientras que las partículas cargadas (en su mayoría protones) lo hacen en los contadores proporcionales y en los plásticos centelladores. La figura 4.8 muestra el sistema lógico de detección del TNS en Sierra Negra.

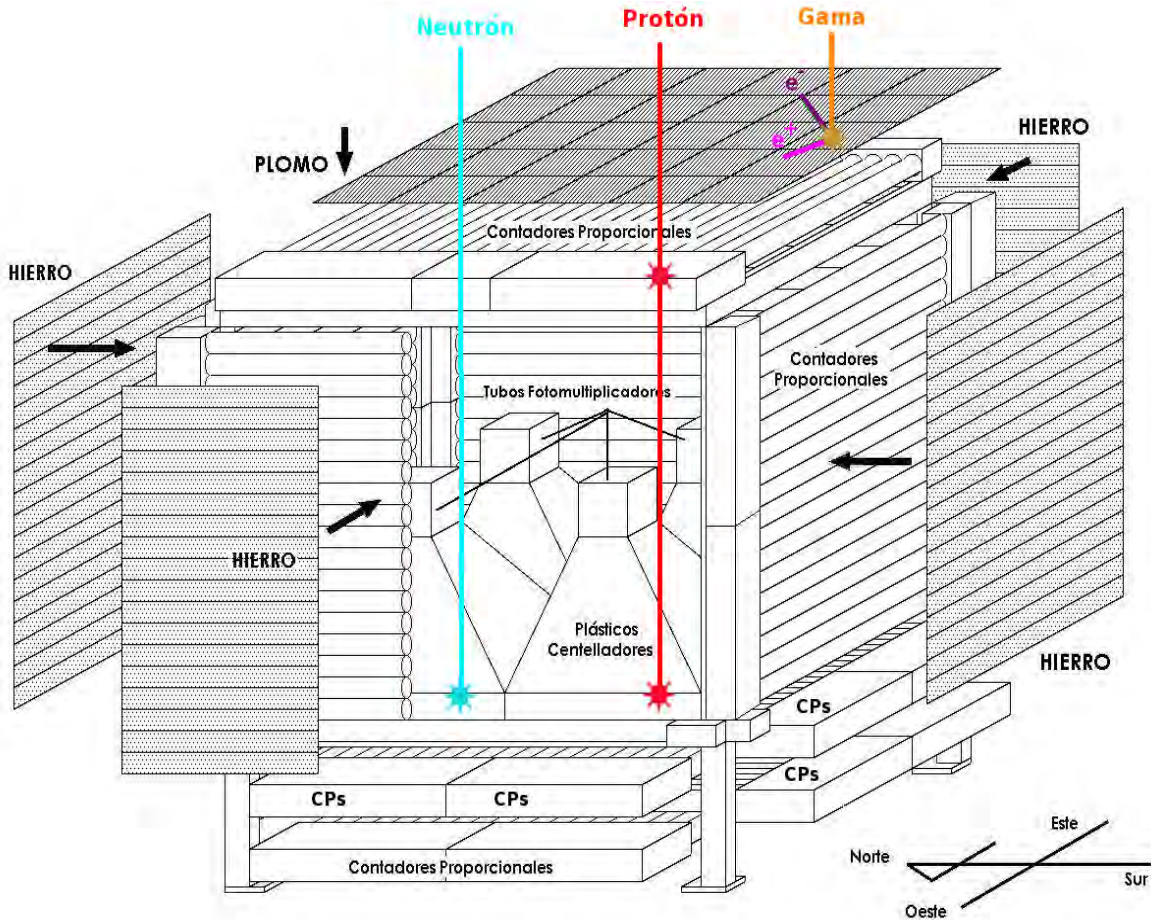


Figura 4.6. Diagrama del Telescopio de Neutrones Solares instalado en Sierra Negra, México. Se muestran las anticoincidencias entre protones y neutrones usando los plásticos centelladores y los contadores proporcionales.

Las direcciones de arribo N-S y E-W están divididas en cinco secciones, por lo que se tienen 25 canales direccionales (Figura 4.9). El campo de visión de los canales direccionales se muestra en la figura 4.10. Se usa un dispositivo lógico, complejo y programable (CPLD, por sus siglas en inglés) para las mediciones direccionales, (Sako, et. al., 2003). La figura 4.11 muestra el método para calcular la dirección de arribo de las partículas incidentes.



Fig. 4.7. Fotografía del TNS en Sierra Negra.

La energía depositada por las partículas incidentes se mide con discriminadores de altura de pulso, conectados a los fotomultiplicadores (PMTs) instalados sobre cada PC (figura 4.6). La altura del pulso es discriminada y registrada en cuatro diferentes canales de deposición de energía, que corresponden a $E > 30$ MeV (*S1_with_anti*), $E > 60$ MeV (*S2_with_anti*), $E > 90$ MeV (*S3_with_anti*) and $E > 120$ MeV (*S4_with_anti*), como se muestra en la figura 4.8.

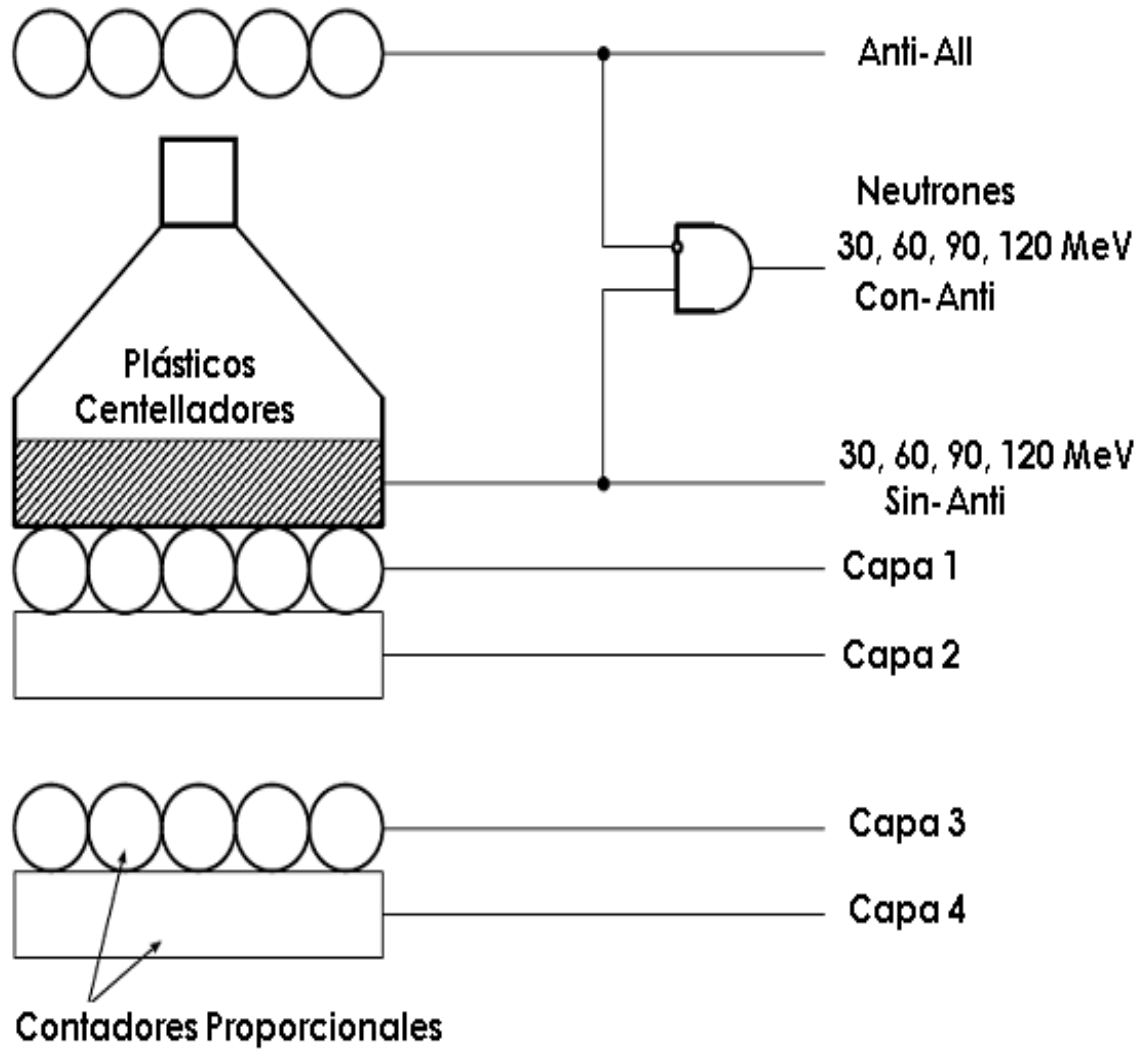


Fig. 4.8. Sistema lógico de detección del TNS en Sierra Negra. Se miden las señales de los plásticos centelladores, los contadores proporcionales y las señales de anti-coincidencia electrónica (Con-Anti), que corresponden a neutrones solares con $E > 30, 60, 90$ y 120 MeV, (Watanabe, 2005).

Las primeras cuentas obtenidas por el TNS, mostraron que al aplicar las anticoincidencias entre los plásticos centelladores y los contadores proporcionales (para detectar neutrones), las cuentas se reducen de $\sim 47,000$ (cuentas/min)/ m^2 a $\sim 20,000$ (cuentas/min)/ m^2 . Lo que significa que se reduce en $\sim 40\%$ la señal de partículas.

EW4 NS3	EW2 NS3	EW0 NS3	EW1 NS3	EW3 NS3
EW4 NS1	EW2 NS1	EW0 NS1	EW1 NS1	EW3 NS1
EW4 NS0	EW2 NS0	EW0 NS0	EW1 NS0	EW3 NS0
EW4 NS2	EW2 NS2	EW0 NS2	EW1 NS2	EW3 NS2
EW4 NS4	EW2 NS4	EW0 NS4	EW1 NS4	EW3 NS4

Fig. 4.9. 25 canales direccionales del TNS en Sierra Negra, México.

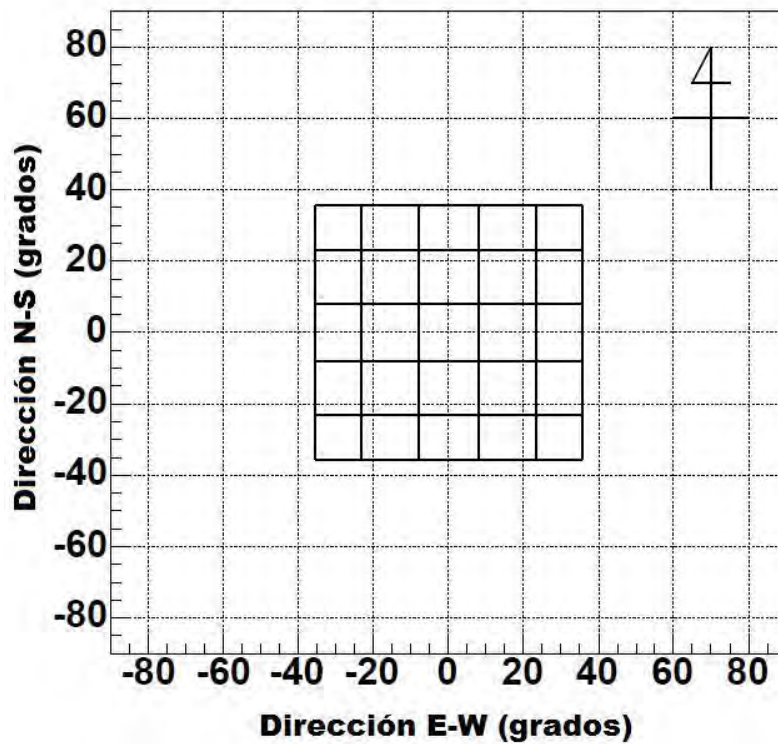


Fig. 4.10. Campo de visión de los canales direccionales del TNS en México.

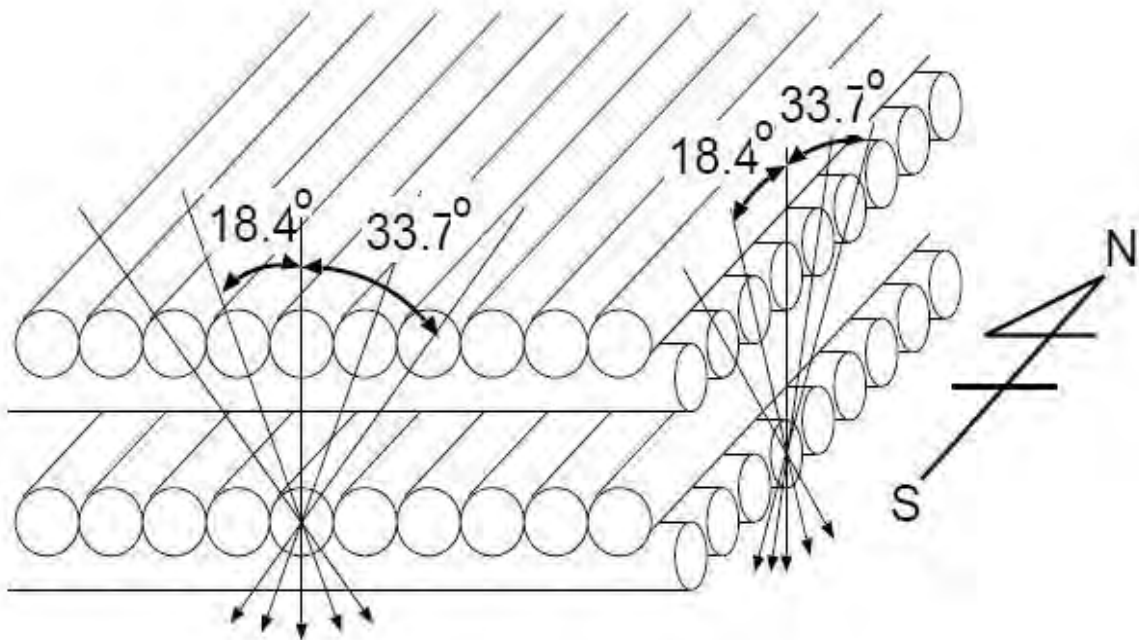


Figura 4.11. Vista esquemática de la medida de las direcciones de arribo de de los neutrones usando TNS en Sierra Negra. Las líneas representan las direcciones de los protones producidos por los neutrones incidentes en el plástico centellador.

4.4. PRIMEROS NEUTRONES SOLARES DETECTADOS POR LOS TNS.

Con base en la red mundial de TNS se han podido detectar varios eventos que han producido neutrones solares. Como se mencionó en la sección 4.3, el hecho que los telescopios se instalen a gran altitud y baja latitud tiene varias ventajas como son: altas razones de conteo porque los neutrones recorren mucho menos masa que cerca de la superficie, mayor probabilidad de observar neutrones, debido a que el TNS observa al Sol mayor tiempo (declinación del Sol), además que la rigidez umbral de las partículas cargadas se incrementa.

El primer evento de neutrones solares detectado por un TNS fue el ocurrido para la fulguración del 4 de Junio de 1991. El evento comenzó a las 3:37 TU, alcanzando un máximo a las 3:41 TU. Al momento de la fulguración, el TNS instalado en el monte Norikura, Japón fue el telescopio mejor ubicado para detectar neutrones, como se muestra en la figura 4.12.

El TNS en el monte Norikura se encuentra a 2770 mts snm, con una latitud de 36.10° N y una longitud de 137.55° E.

El TNS en Japón pudo detectar un incremento en las cuentas entre las 3:46 TU y las 3:49 TU, como se muestra en la figura 4.13. Para este evento, se observa una significancia estadística de 4.4σ entre las 3:46 y 3:49 TU. Además, para este evento, los monitores de neutrones no registraron incrementos atribuibles a protones energéticos y el satélite GOES no detectó incrementos de partículas cargadas a las 3:37 TU, por lo que los incrementos en las cuentas se atribuyen absolutamente a neutrones solares, (Muraki, et. al., 1992).

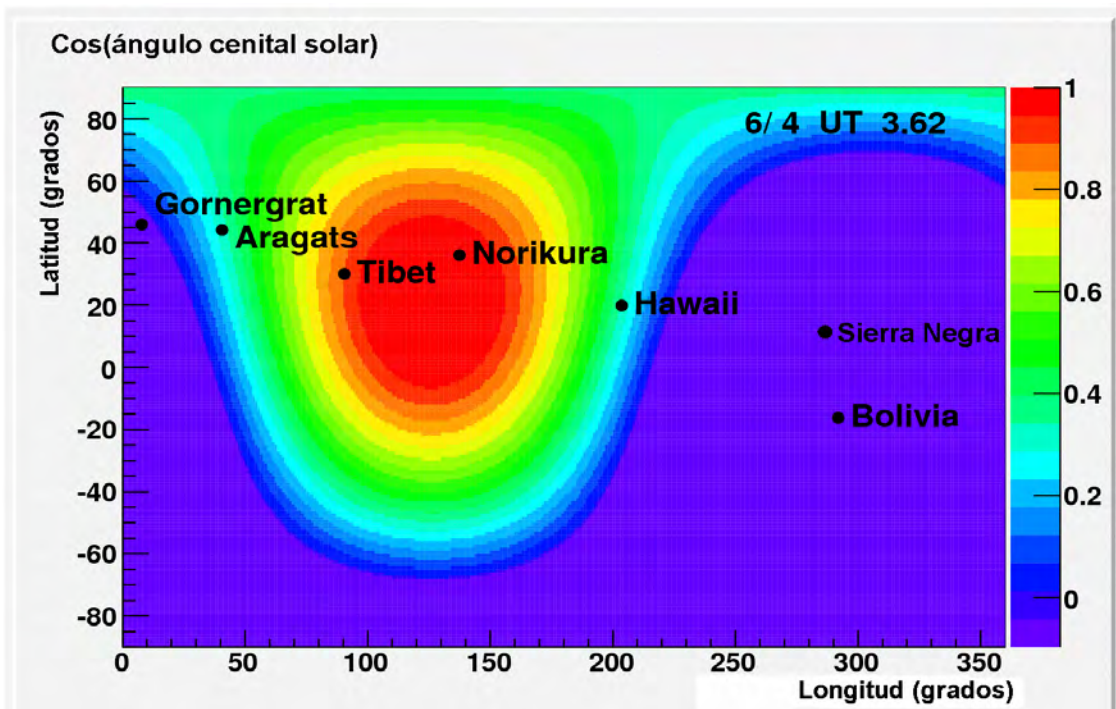


Figura 4.12. Localización de los TNS al momento de la fulguración del 4 de Junio de 1991. Se observa que el TNS en Norikura fue el mejor ubicado para observar neutrones solares, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/div3/CR/Neutron/Util/index.html>).

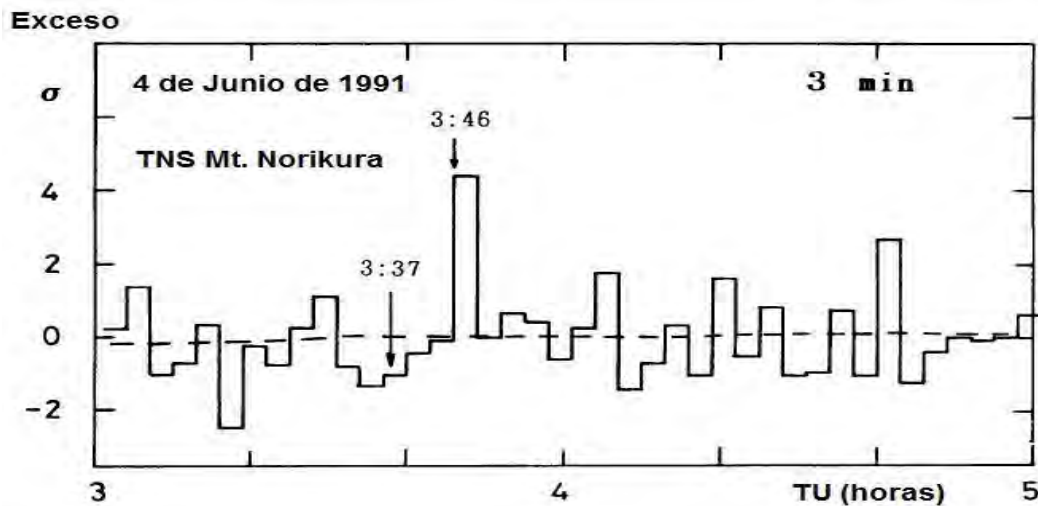


Figura 4.13. Exceso en las cuentas de neutrones, registrado por el SNT en Norikura, Japón, para el evento del 4 de Junio de 1991, el primer evento registrado por un telescopio de neutrones solares. La significancia estadística asociada a los neutrones solares fue mayor a 4σ , (Muraki, et. al., 1992).

Otro evento de neutrones solares detectados fue realizado con el TNS instalado en Yangbajing, China; el cual está localizado a 30.11 °N, 90.53 °E y 4300 metros sobre el nivel del mar. Consiste de 9m² de plásticos centelladores.

La fulguración X3.3 del 28 de Noviembre de 1998, inició a las 5:31:36 TU y tuvo un pico en la intensidad e rayos X duros a las a las 5:40:46 TU, de acuerdo con el satélite BATSE. El satélite Yohkoh detectó una emisión de rayos X duros entre las 5:39 TU y 5:43 TU.

Al tiempo de la fulguración, el TNS de Yangbajing, en el Tíbet fue el TNS mejor ubicado para detectar neutrones solares, como se muestra en la figura 4.14.

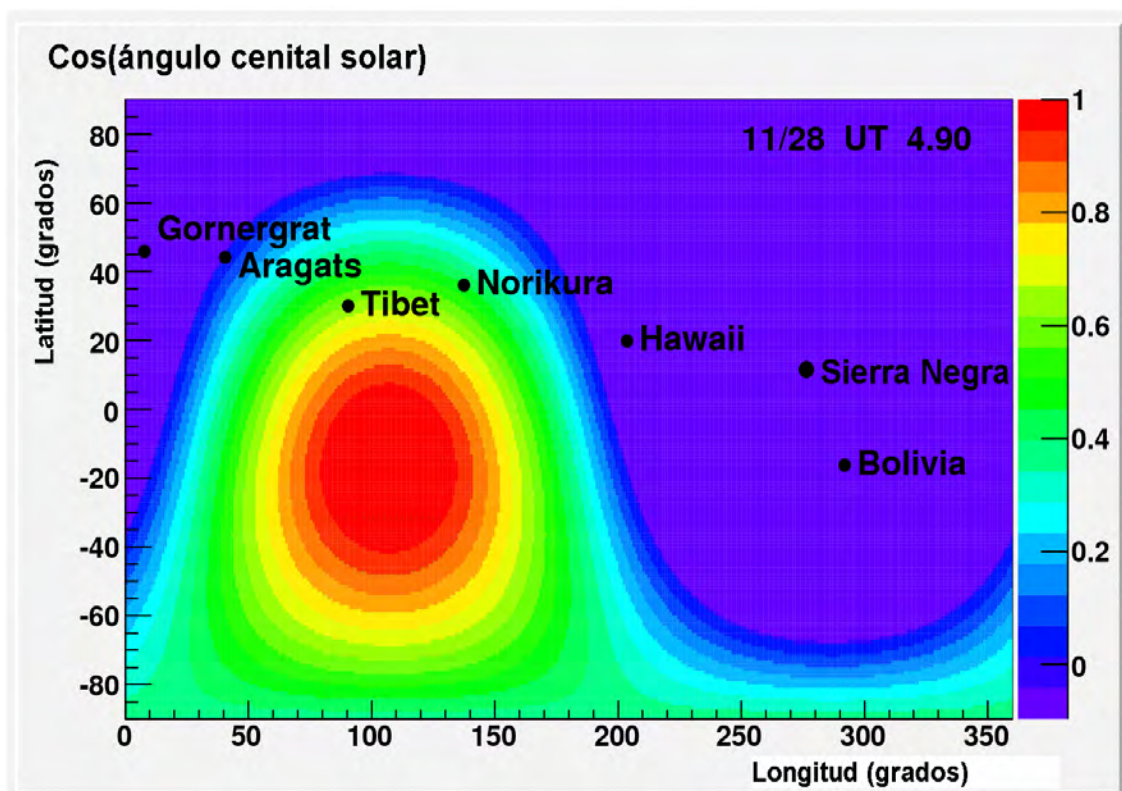


Figura 4.14. Localización de los TNS al momento de la fulguración del 28 de Noviembre de 1998. Se observa que el TNS en el Tíbet fue el mejor ubicado para observar neutrones solares, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/div3/CR/Neutron/index.html>).

Los resultados de la detección de neutrones se muestran en la figura 4.15, donde se observan las significancias estadísticas de los datos con razones de conteo de 3 minutos para las direcciones Sur y Norte (anti-solar) del SNT en Yangbajing. Se observa un claro exceso que corresponde a 4.2σ en los datos de neutrones de la dirección Sur en el intervalo temporal entre las 5:38 TU y 5:41 TU, mientras que para la dirección Norte (anti-solar) se observa un decremento de -0.4σ . Además, no hubo registro de algún evento de protones energéticos que pudieran contaminar los datos de neutrones solares. De este modo, se puede confirmar que los neutrones arribaron de la dirección solar y fueron detectados por el TNS en Yangbajing, Tíbet.

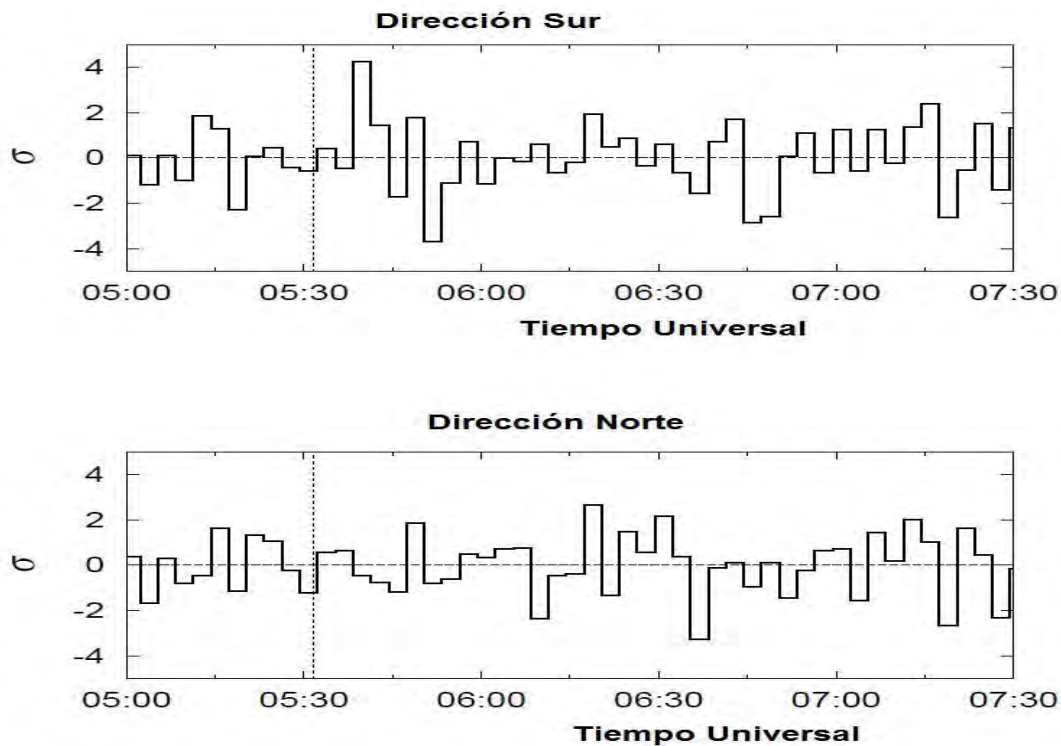


Figura 4.15. Significancia estadística de los datos de neutrones del TNS en Yangbajing, con razones de conteo de 3 minutos para las direcciones Sur y Norte. La línea vertical punteada representa el tiempo de inicio de la fulguración (5:31:36 TU). Puede verse un exceso de 4.2σ en los datos de la dirección Sur, (Tsuchiya, et. al., 2001).

El 28 de Octubre de 2003 a las 9:51 TU, una fulguración X17.2 fue detectada por el satélite RHESSI/GOES (figura 4.16). La emisión de γ fue vista por el satélite INTEGRAL, como se muestra en la figura 3.17, donde se comprueba que hubo emisión de neutrones.

Al momento de la fulguración, el TNS en Yangbajing fue de los mejores lugares para detectar los neutrones solares (figura 4.17).

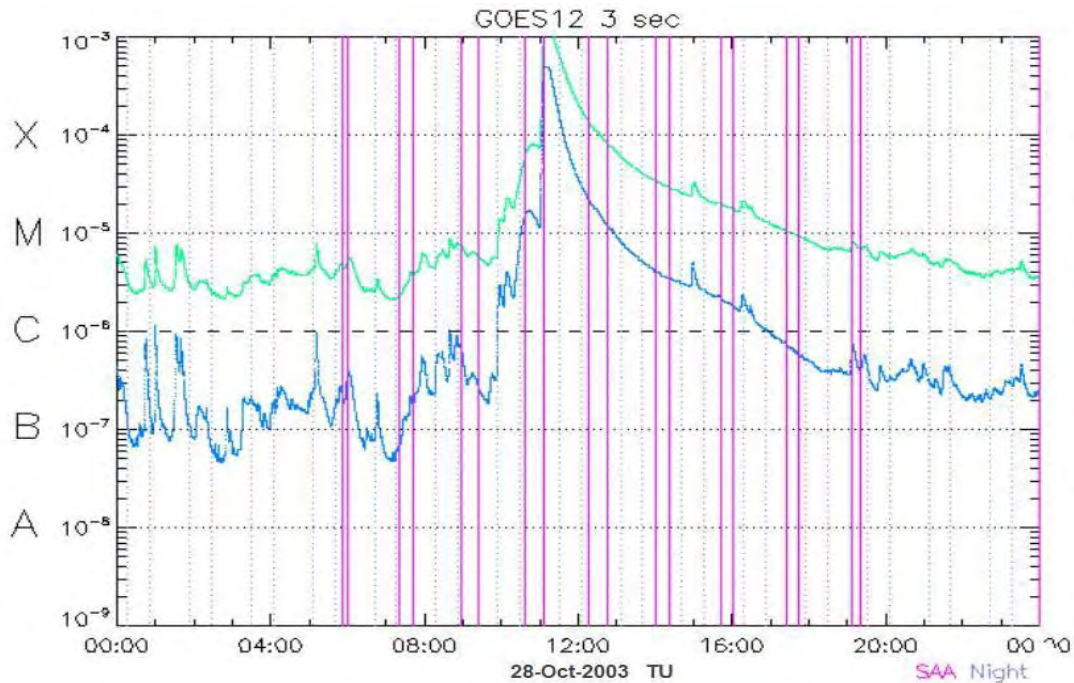


Figura 4.16. Emisión de rayos X detectada por el satélite RHESSI/GOES, para la fulguración del 28 de Octubre de 2003. Se observa que la señal saturó el canal de rayos X del satélite, (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browser/>).

Usando razones de conteo de un minuto del TNS en el Tíbet, se pudo observar una variación de 7.5σ entre las 11:06:36 - 11:07:36 tiempo universal (TU). Para razones de conteo de dos minutos de la región Oeste, se pueden observar variaciones de 4.8σ entre las 11:00:12 TU - 11:01:12 TU y 8.9σ en el intervalo de 11:24:12 TU - 11:26:12 TU. Las figuras 4.18 y 4.19 muestran la variación de la significancia estadística de los datos del 28 de Octubre de 2003.

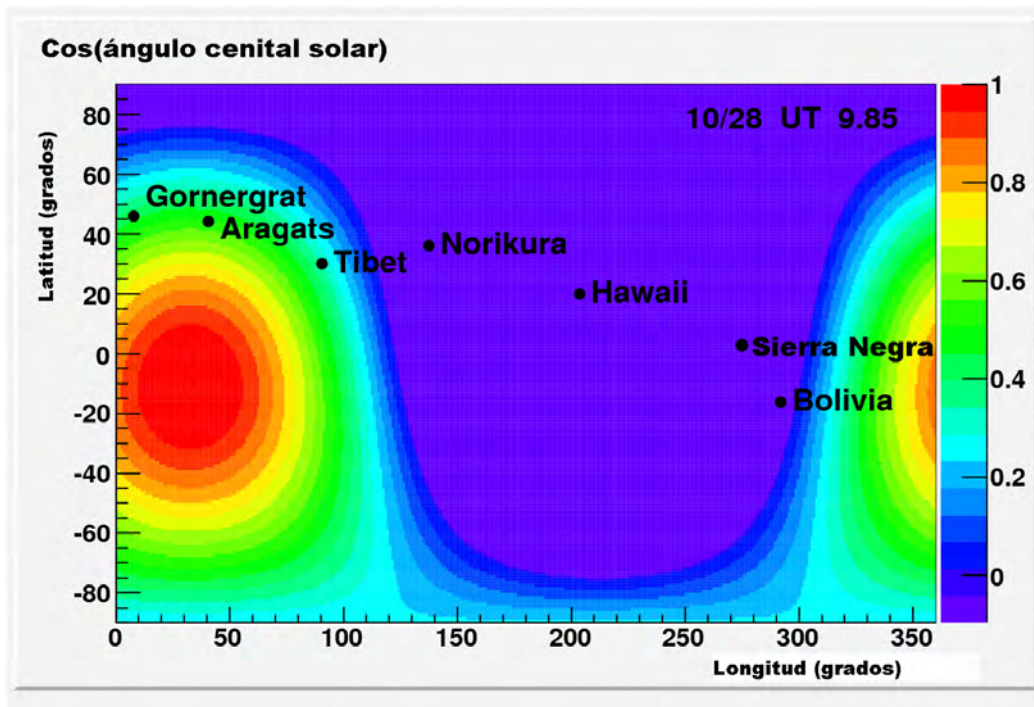


Fig. 4.17. Ángulo cenital del Sol sobre la red mundial de Telescopios de Neutrones Solares a las 9:51 TU, para el 28 de Octubre de 2003. Se observa que el TNS en Yangbajing, Tíbet fue de los mejor lugares para observar neutrones solares, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/div3/CR/Neutron/index.html>).

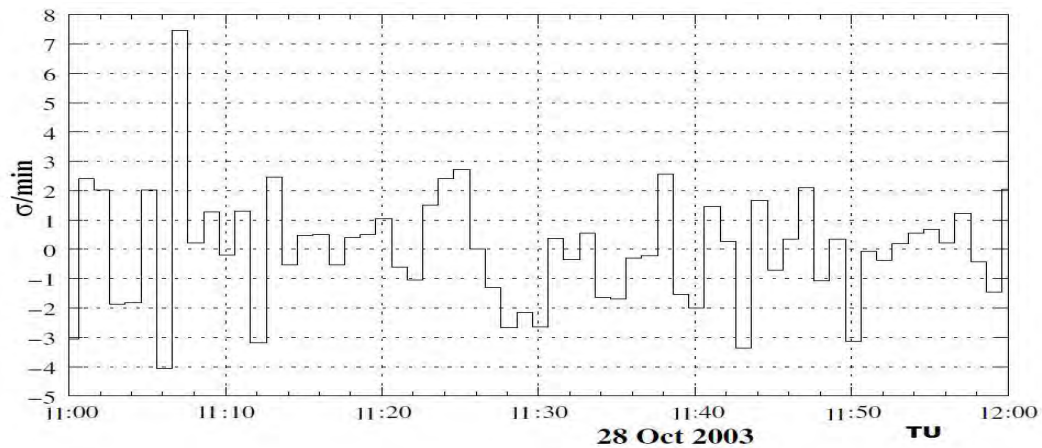


Figura 4.18. Datos obtenidos por el TNS de Yangbajing para la fulguración X17.2 del 28 de Octubre de 2003. La gráfica muestra la significancia estadística para una razón de conteo de 1 minuto en la dirección Oeste. Una variación de 7.5σ se observa entre las 11:06:36-11:07:36 TU, (Zhang, et. al. 2005).

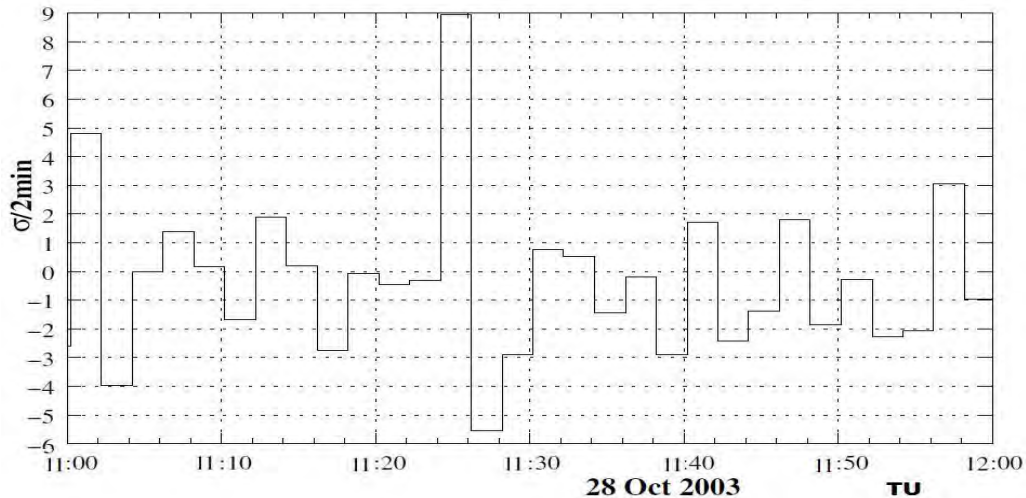


Figura 4.19. La figura muestra las razones de conteo de 2 minutos para la dirección Oeste; entre las 11:00:12 – 11:01:12 TU se observa una variación de 4.8 σ y entre las 11:24:12 – 11:26:12 TU la variación es de 8.9 σ , (Zhang, et. al. 2005).

Además, se analizaron datos del monitor de neutrones (MN) de Yangbajing para el mismo evento y poder descartar que el exceso en las cuentas provenga de un evento de protones energéticos. Las figuras 4.20 y 4.21 muestran los resultados de los datos del monitor de neutrones para el evento del 28 de Octubre de 2003. Se observa que para razones de conteo de 5 minutos, un exceso de 6.4 σ se observa entre las 11:24:45 TU y 11:29:45 TU. Para razones de conteo de 1 minuto, hay un exceso de 3.8 σ entre las 11:03:12 TU y 11:04:12 TU y un exceso de 4.9 σ entre las 11:24:12 TU y 11:25:12 TU.

Asociada con la fulguración X17.2 del 28 de Octubre de 2003, el TNS y el MN de Yangbajing, China, observaron algunos picos de forma simultánea. Es claro que el exceso de 6.4 σ , para 5 minutos, entre las 11:24:45 TU y 11:29:45 TU, para el MN y el exceso de 8.9 σ , para razones de conteo de 2 minutos, entre las 11:24:12 TU y 11:26:12 TU son resultado de los protones solares, (Zhang, et. al. 2005).

El exceso de 3.8σ , para razones de conteo de 1 minuto, entre las 11:03:12 TU y 11:04:12 TU, para el MN y el exceso de 7.5σ entre las 11:06:36 TU y 11:07:36 TU son resultado de neutrones solares. Estas variaciones estadísticas se deben al incremento en las cuentas atribuidas a los neutrones solares emitidos en la fulguración clase X17.2, (Zhang, et. al. 2005).

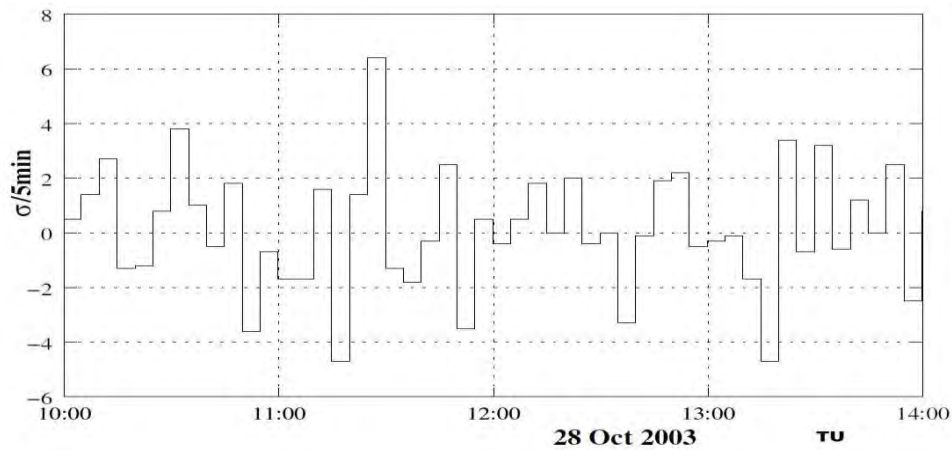


Figura 4.20. Significancia estadística para razones de conteo de 5 minutos. Un exceso de 6.4σ se observa entre 11:24:45 TU y 11:29:45 TU, (Zhang, et. al. 2005).

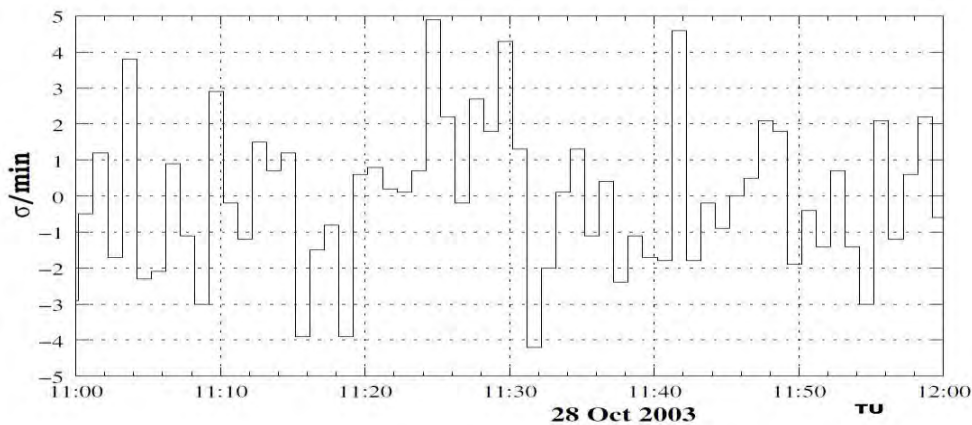


Figura 4.21. Significancia estadística para razones de conteo de 1 minuto. Un exceso de 3.8σ se observa entre 11:03:12 TU y 11:04:12 TU y un exceso de 4.9σ se observa entre 11:24:12 TU y 11:25:12 TU, (Zhang, et. al. 2005).

El 3 de Noviembre de 2003 se detectó una fulguración solar X2.7, la cual inició a la 1:09 TU, con un máximo a la 1:30 TU, en la región activa localizada a 10°N y 83°W.

Del tiempo de inicio al máximo de la fulguración, hubo emisión de grandes flujos de γ , que fueron detectados por el satélite RHESSI, como se muestra en la figura 4.22, para el canal de 300-800 keV.

El flujo de γ comenzó a incrementarse a la 1:16:30 TU y una fuerte emisión se observó a la 1:21 TU.

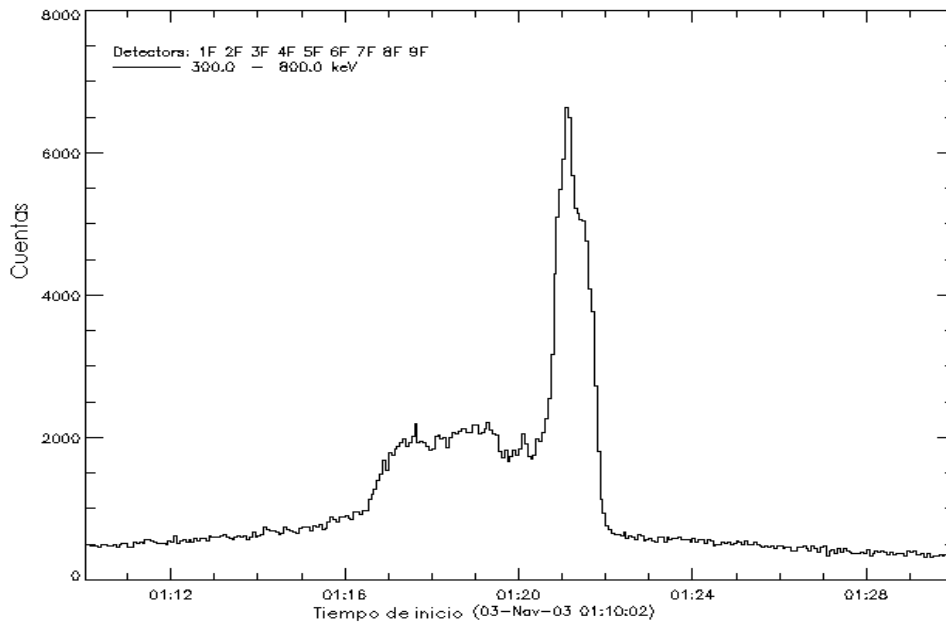


Fig. 4.22. Rayos γ observados por el satélite RHESSI, el 3 de Noviembre de 2003, para el canal de 300-800 keV, (<http://sprg.ssl.berkeley.edu>).

Al momento de la fulguración, el Sol se encontraba sobre el océano Pacífico (figura 4.23); por lo tanto, el TNS instalado en el volcán Mauna Kea, Hawai, fue el telescopio más adecuado para poder observar los neutrones solares. A la 1:09 TU, el ángulo cenital del Sol era de 56.3° y la masa de aire en la línea de visión al Sol era de 1098 gr/cm².

Se detectaron excesos en las cuentas del canal en la dirección al Sol, después de las 1:16:30 TU.

El TNS en Hawaii puede detectar neutrones de 3 direcciones. Al momento de la fulguración, el Sol estaba localizado en la dirección Sur-Oeste de Mauna Kea. La figura 4.24, muestra los perfiles temporales para los neutrones en dos canales direccionales. La dirección 3 muestra un claro exceso en las cuentas a la 1:21:00 TU. La significancia estadística es de 3.9σ para el intervalo de tiempo de 1:20-22 TU y 2.8σ para el intervalo de 1:22-24 TU. La significancia total para los 4 minutos de la dirección 3 es de 4.8σ . La dirección 2, que mira en dirección opuesta al Sol, no hay señal. Por lo tanto, claramente la señal proviene del Sol.

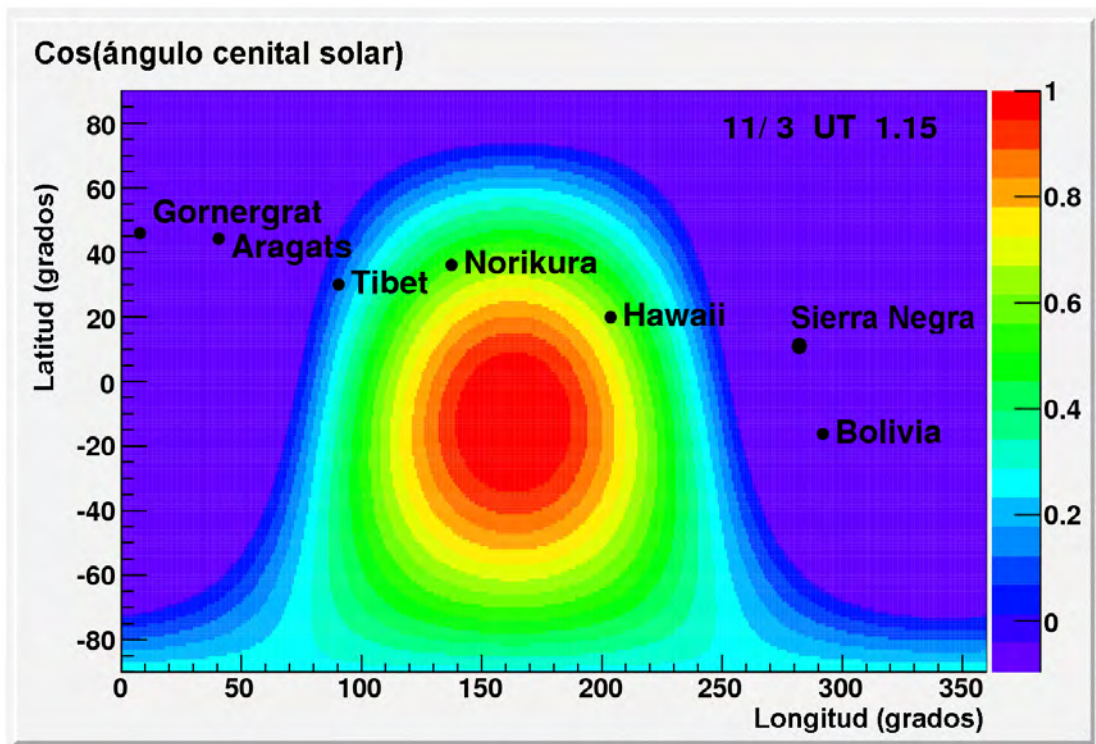


Fig. 4.23. Ángulo cenital del Sol sobre cada observatorio a la 1:09 TU, para el 3 de Noviembre de 2003. Se muestra que el TNS en Mauna Kea fue el mejor lugar para observar neutrones solares, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/div3/CR/Neutron/index.html>).

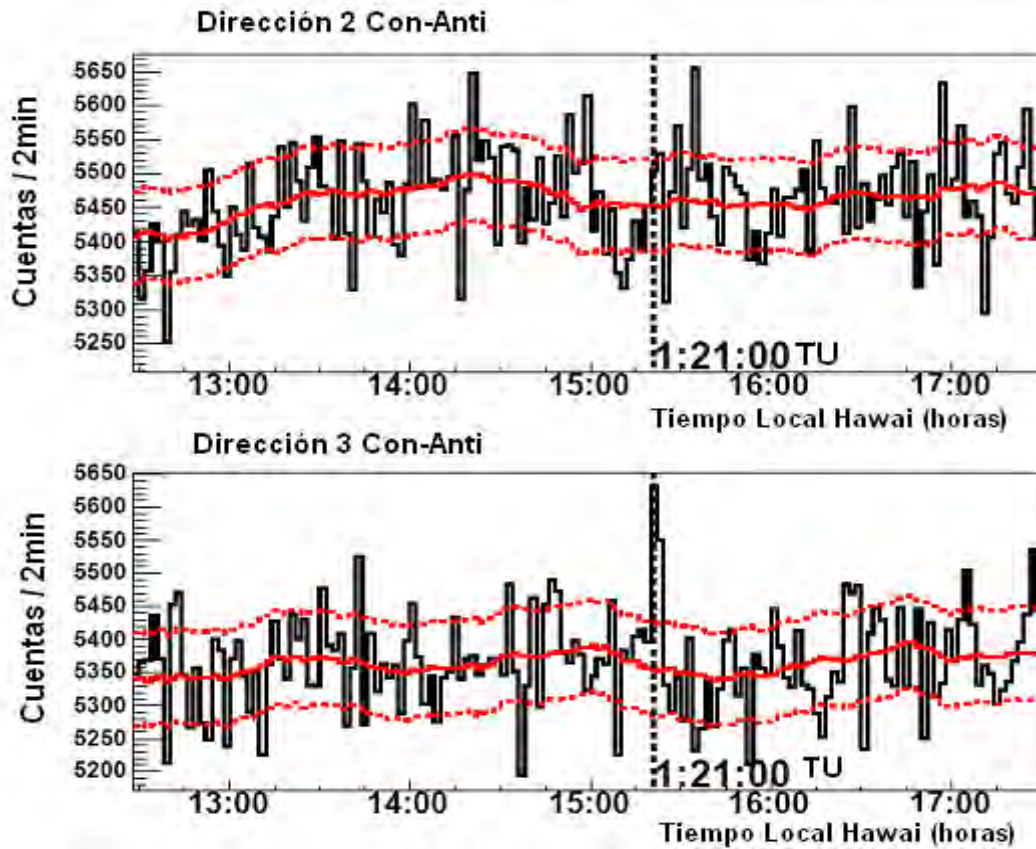


Fig. 4.24. Perfiles temporales del TNS de Hawai, para el 3 de Noviembre de 2003. Las figuras superior e inferior muestran razones de conteo de 2 min en la dirección 2 con-anti (neutrones) y 3 con-anti, respectivamente. La dirección 3 es la dirección al Sol. La línea sólida es el promedio del fondo y las líneas punteadas son $\pm 1\sigma$ del fondo. El exceso en las cuentas se puede observar claramente sólo en la dirección 3 con-anti, (Watanabe, et. al., 2005).

CAPÍTULO 5:

***EL EVENTO DEL 7 DE
SEPTIEMBRE DE 2005***

5.1. OBSERVACIONES.

El 7 de Septiembre de 2005 se produjo una fulguración solar X17.0, tipo limbo este, localizada en las coordenadas S06°, E89° (figura 5.1). El satélite GOES detectó un incremento en la emisión de rayos X suaves a las 17:17 tiempo universal (TU), alcanzando un máximo a las 17:40 TU (figura 5.2), pero no fueron observados incrementos en las cuentas de partículas cargadas (> 0.1 partículas $s^{-1} cm^{-2}$). Debido a que el Sol permea el medio interplanetario con su plasma y líneas de campo magnético, los protones emitidos son desviados y tardan más tiempo en llegar a la Tierra. De este modo, casi 4 horas después del inicio de la fulguración se detectó un evento de protones solares, como se muestra en la figura 5.3.

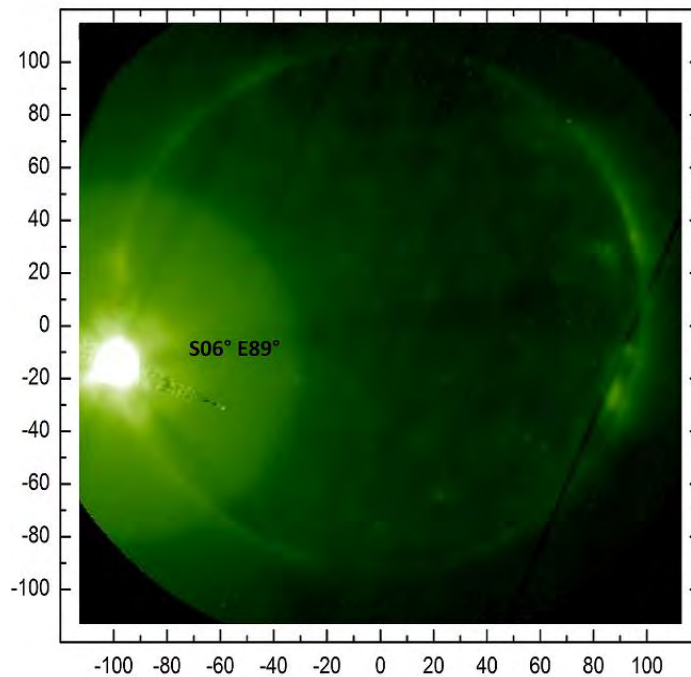


Figura 5.1. Localización en el disco solar de la fulguración X17.0 tipo limbo del 7 de Septiembre de 2005, (S06° E89°). Figura reconstruida a partir de la imagen tomada por el satélite SOHO con filtro EIT a 195Å.

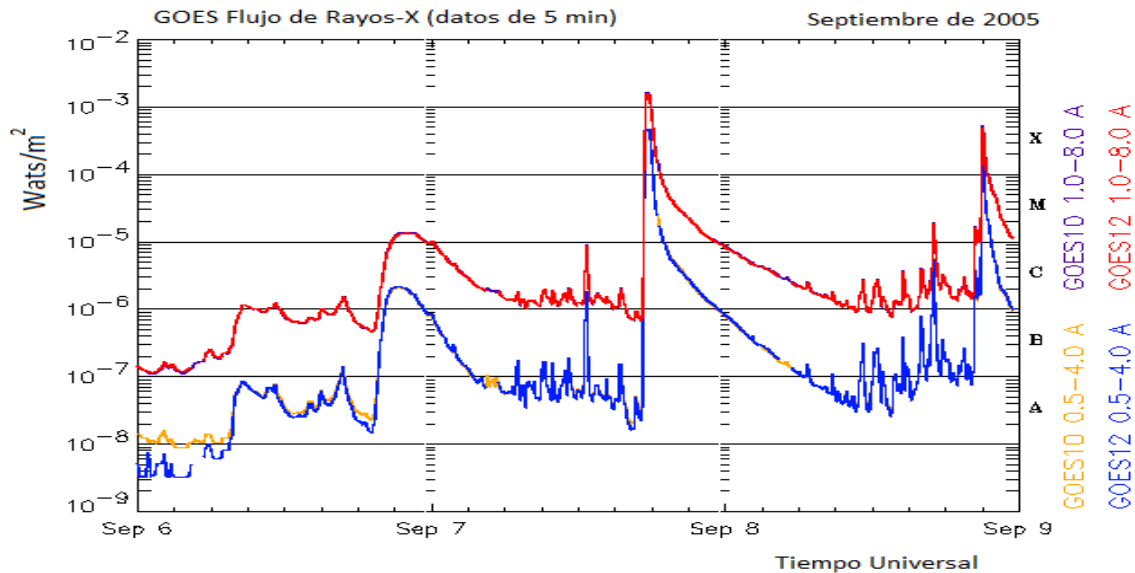


Figura 5.2. Emisión de rayos X suaves detectada por el satélite GOES. Las bandas de 0.5-4.0A y 1.0-8.0A, corresponden a energías de 1.6-12.24 keV y 3.1-24.8 keV, respectivamente. La parte central muestra el incremento relacionado con la fulguración del 7 de Septiembre de 2005, con un pico a las 17:40 TU, (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browse>).

En el momento de la fulguración, el satélite RHESSI se encontraba del lado noche de la Tierra y no registró el evento; por lo tanto, los datos de emisión de rayos γ fueron tomados por el satélite INTEGRAL y los datos de rayos X duros por el satélite GEOTAIL.

La figura 5.4a muestra la emisión de rayos X duros (>50 keV), con un incremento significativo que se extiende desde las 17:34 hasta las 17:40, el máximo de este incremento se dio a las 17:36:40 TU.

Los perfiles temporales de los rayos γ mayores a 1MeV (asociados a electrones acelerados) y alrededor de 4.4 MeV, asociados a iones acelerados, se muestran en la figura 5.4b y 5.4c, respectivamente. Se observa que el perfil temporal es muy parecido entre la emisión de rayos γ y de rayos X duros, con un pico a las 17:36:40 TU, por lo que podemos suponer que los neutrones solares fueron producidos por algunos minutos alrededor de las 17:36:40 TU, es decir, de manera gradual.

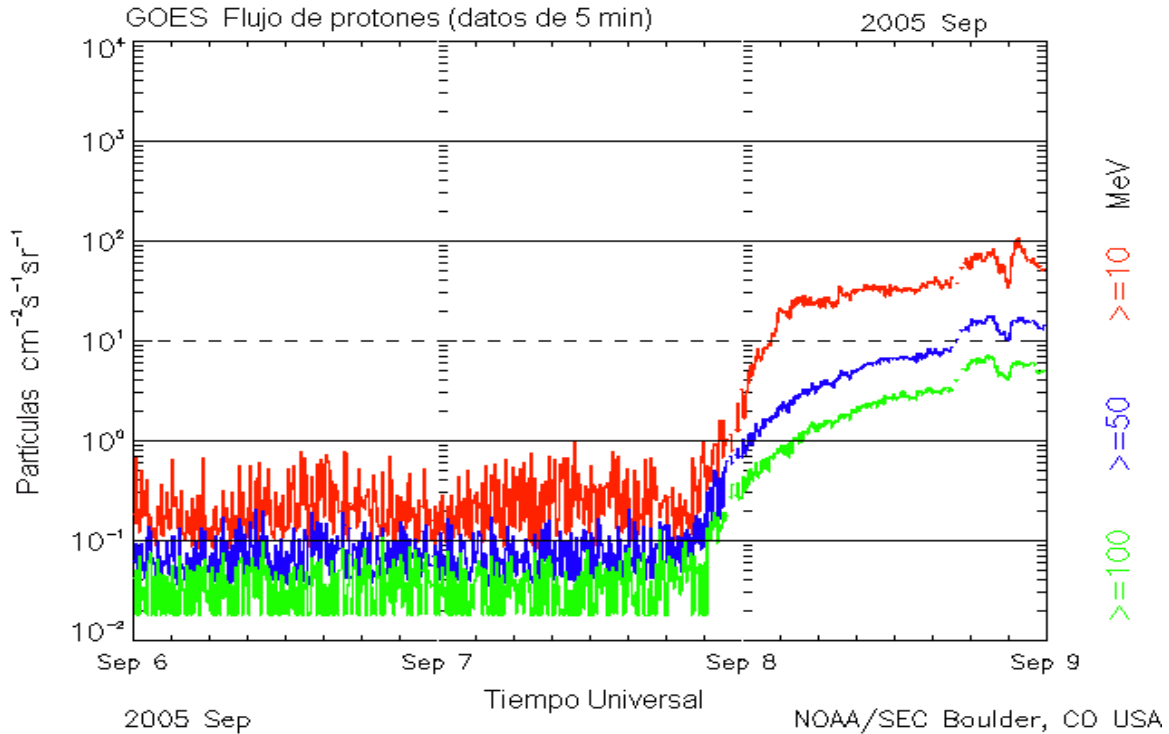


Figura 5.3. Incremento en las cuentas de protones detectados por el satélite GOES. La parte central muestra el evidente evento de protones solares, que comenzó casi 4 horas después del inicio de la fulguración X17.0, del 7 de Septiembre de 2005, (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/browse>).

En el espectro de rayos γ para este evento (figura 5.5), se pueden observar las líneas de desexcitación nuclear del ^{20}Ne (1.634 MeV) y ^{12}C (4.438 MeV), además de la línea de captura de neutrones (2.223 MeV). No ha sido publicado un espectro que incluya La línea de aniquilación e^+e^- .

Al momento de la fulguración X17.0, los TNS instalados en México y Bolivia fueron los mejor situados para observar neutrones solares. La figura 5.6 muestra la posición del Sol poco antes de la fulguración.

En Sierra Negra (262°.7E, 19.0°N; 4580 m s.n.m.), el ángulo cenital del Sol fue de 17.5° y la masa de aire para la línea de visión al Sol fue de aproximadamente 600 g/cm².

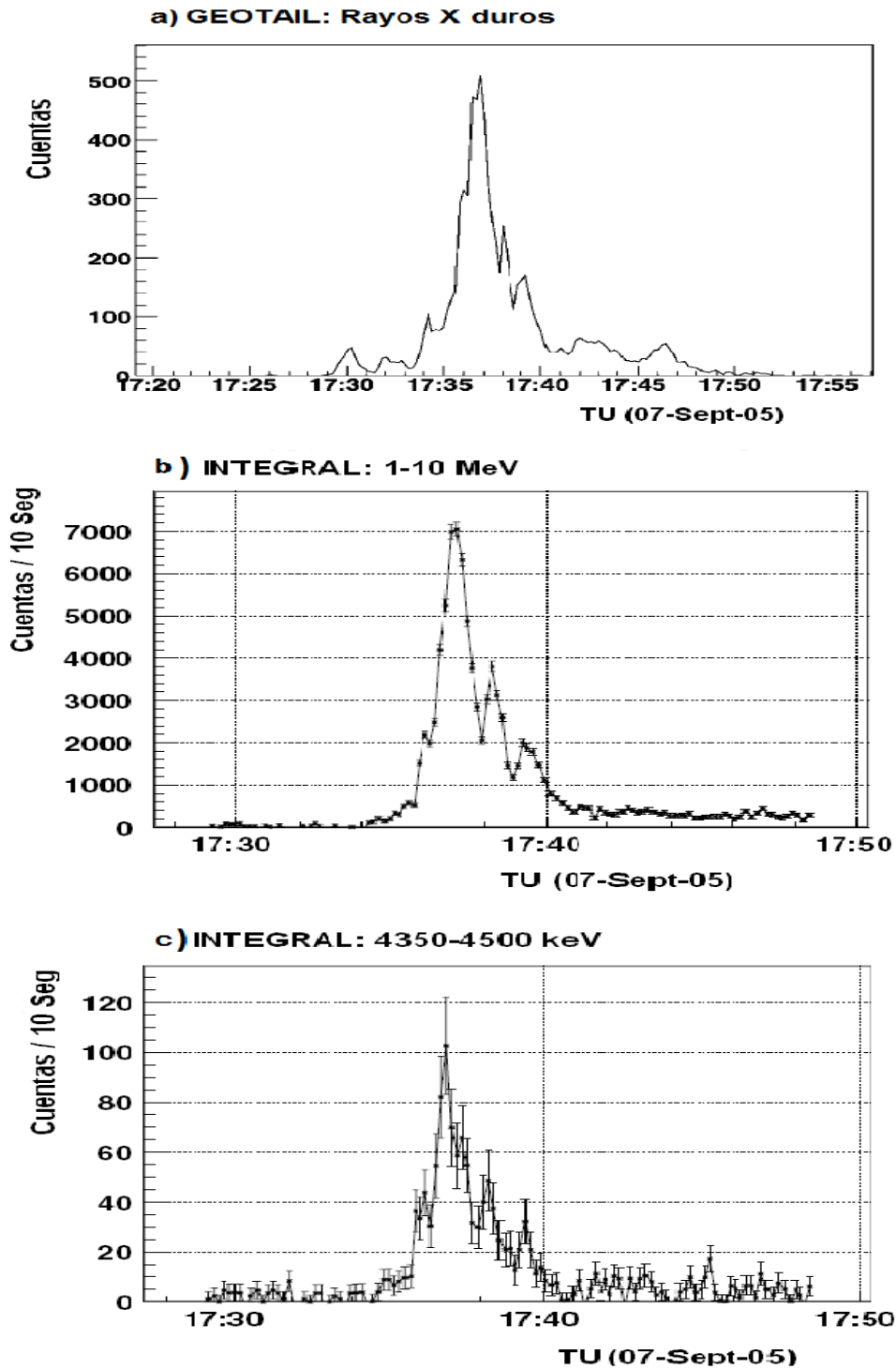


Figura 5.4. a) Perfil temporal de rayos X duros (>50 keV) observados por el satélite GEOTAIL, para la fulguración del 7 de Septiembre de 2005, (Sako, et. al., 2006). Perfiles temporales de rayos γ para el rango de energía de 1-10 MeV (b) y alrededor de 4.4 MeV (c), observados por el satélite INTEGRAL el 7 de Septiembre de 2005, (Watanabe, et. al., 2007).

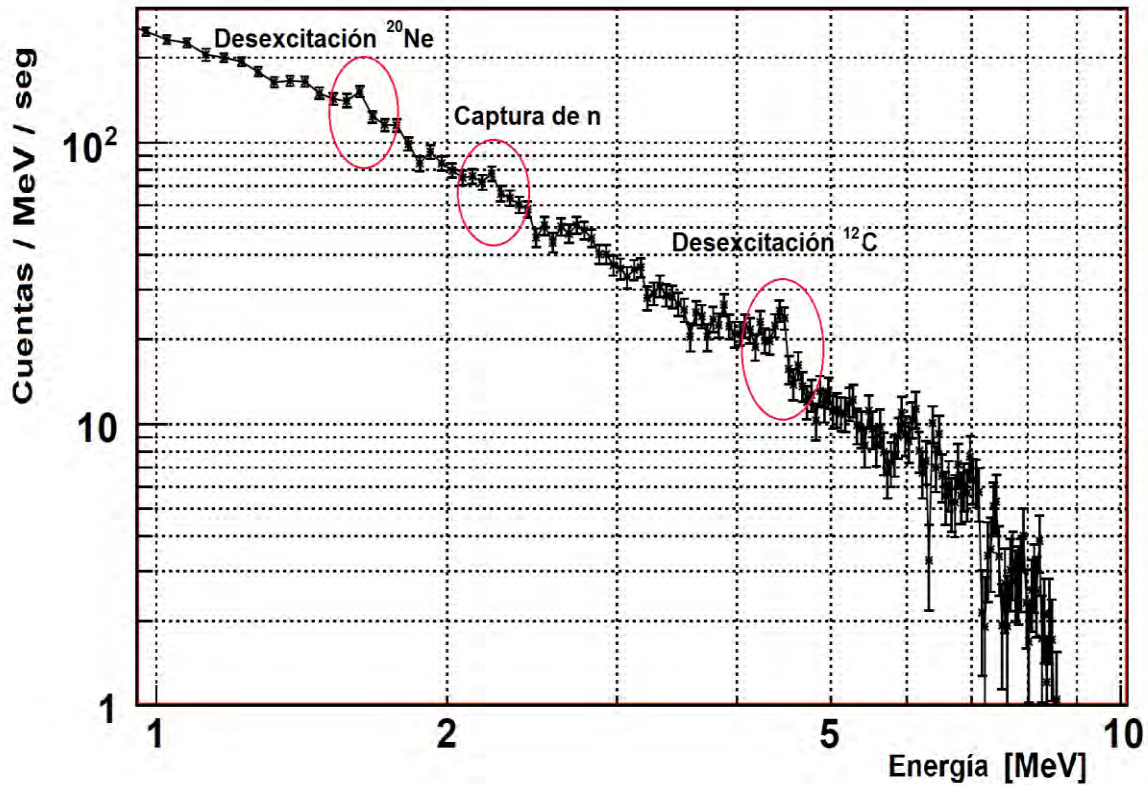


Figura 5.5. Espectro de energía de los rayos γ observados por el satélite INTEGRAL, para la fulguración del 7 de Septiembre de 2005, (Watanabe, et. al., 2007). Los óvalos en rojo muestran las líneas de desexcitación nuclear del ^{20}Ne y ^{12}C y la línea de captura de neutrones (2.223 MeV).

En la figura 5.7, se observa el perfil temporal del evento de neutrones solares del 7 de Septiembre de 2005, detectado por los 4 canales de energía depositada por los neutrones incidentes ($> 30, 60, 90$ y 120 MeV) del TNS en Sierra Negra. La significancia estadística del exceso en el intervalo de tiempo de las 17:40 a las 17:48 TU, que fue la fase máxima que se observa claramente en el canal de máxima energía (S4_con_Anti), fue de $15.8\sigma, 12.6\sigma, 9.6\sigma, 7.8\sigma$, para los canales S1_con_Anti, S2_con_Anti, S3_con_Anti y S4_con_Anti, respectivamente.

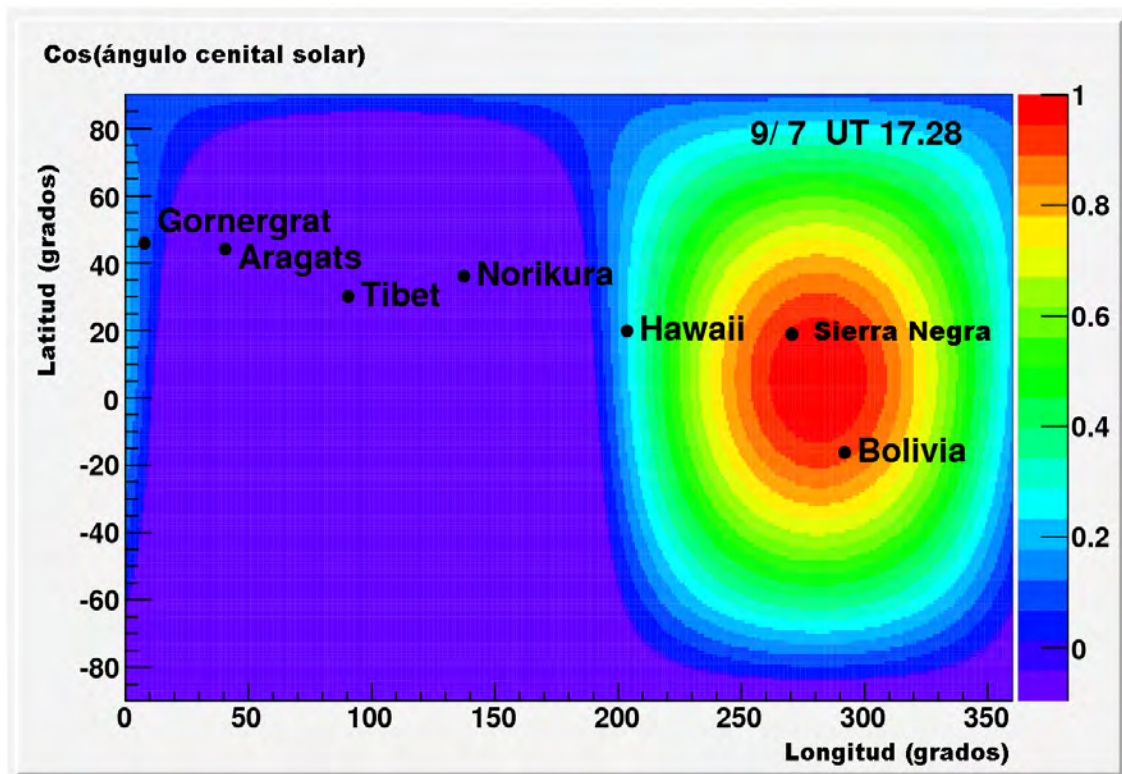


Figura 5.6. Coseno del ángulo cenital del Sol poco antes de la fulguración (17:17 TU) del 7 de Septiembre de 2005, los puntos negros representan la localización geográfica de los TNS. La zona roja implica que el ángulo cenital del Sol era cercano a cero y se encontraba justo arriba del TNS de Sierra Negra, (<http://stelab.nagoya-u.ac.jp/stelab/www1/div3/CR/Neutron/Util/index.html>).

La figura 5.8 muestra la distribución de los datos registrados por los 25 canales direccionales del TNS en Sierra Negra, donde se adecuaron tonos de grises a diferentes porcentajes de cuentas. En esta figura se observa que el mayor número de las cuentas de neutrones (11.3%) se midió en el canal central, el cual corresponde a ángulos cenitales alrededor de 0°, con una apertura de 15° (sección 4.3.2); por lo tanto, el mayor porcentaje en las cuentas registradas por el canal central implica un tiempo alrededor del medio día TL (18 hrs TU), tiempo correspondiente al máximo de la emisión de rayos X y rayos γ (figura 5.4).

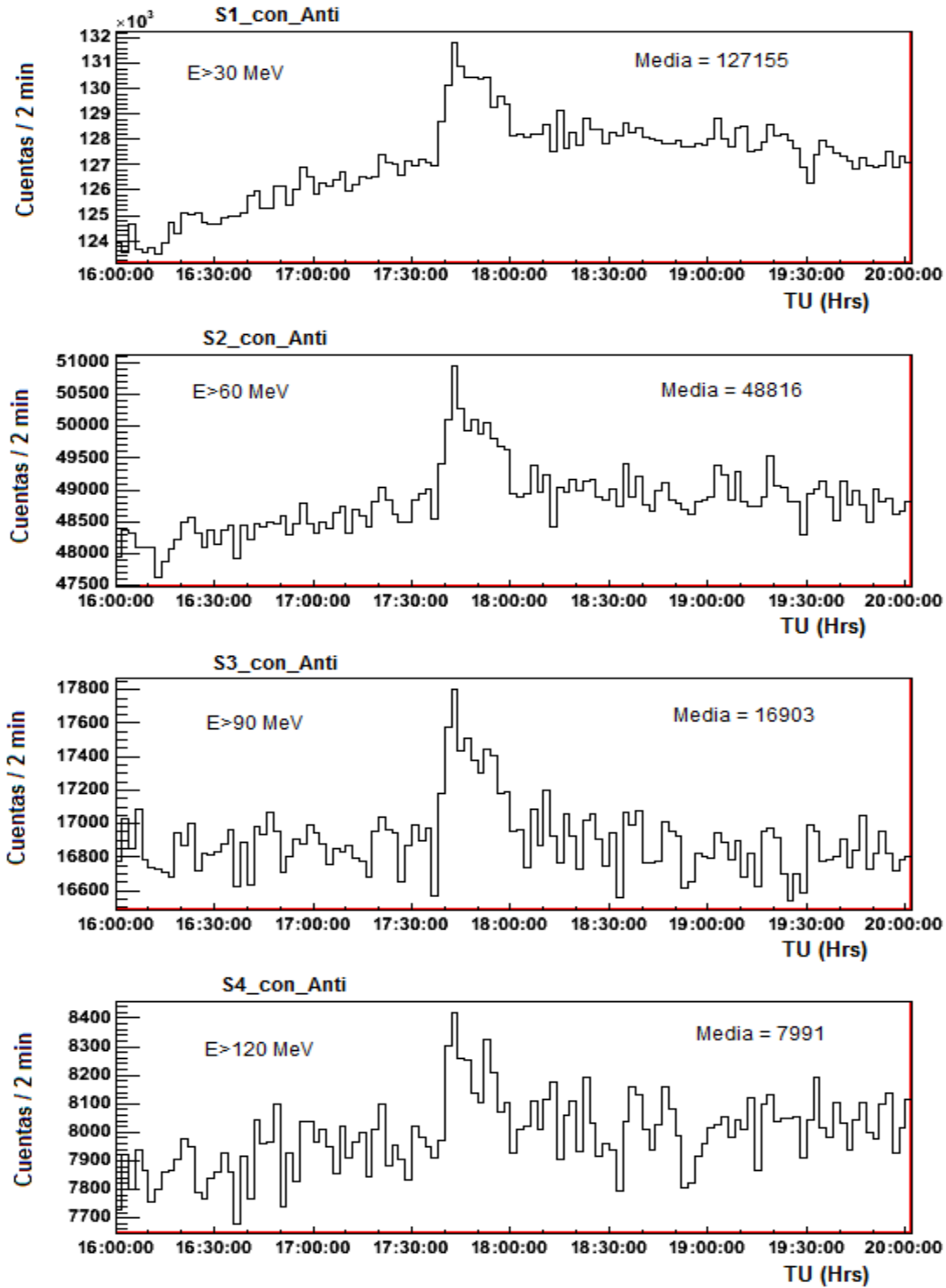


Figura 5.7. Evento de neutrones solares detectado por el TNS en Sierra Negra el 7 de Septiembre de 2005. Se muestran los 4 canales de deposición de energía de neutrones incidentes, para una razón de conteo de 2 minutos. Se observa claramente el exceso atribuido al evento de neutrones solares.

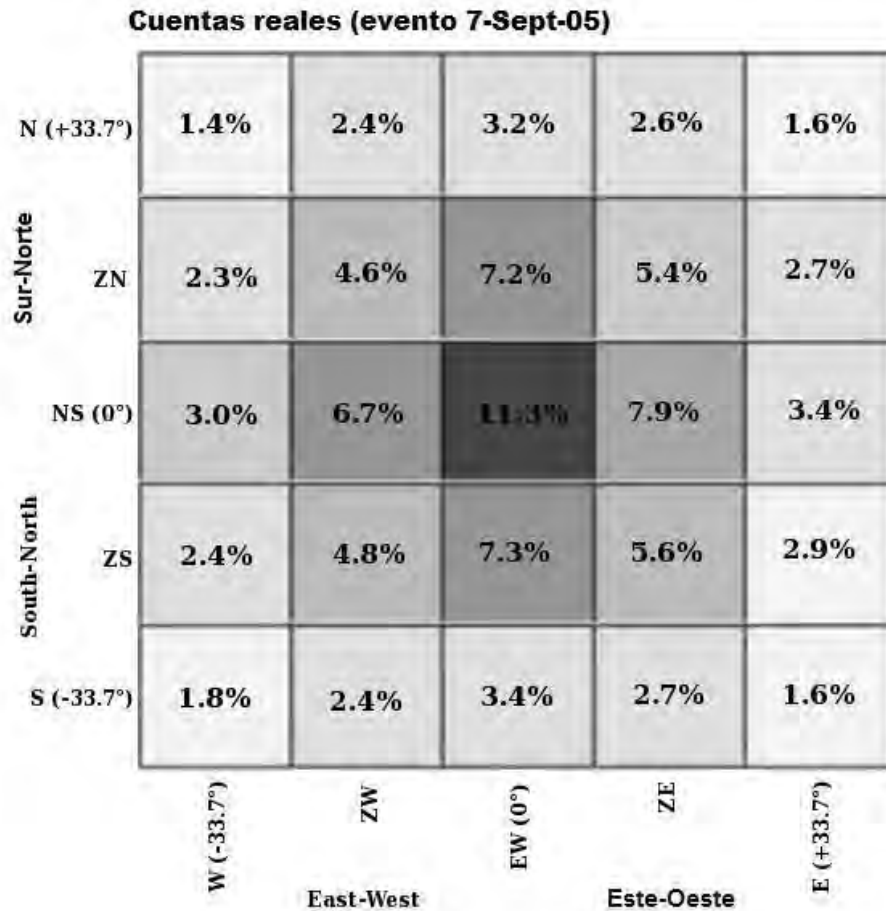


Figura 5.8. Datos de neutrones solares detectados por los 25 canales direccionales del TNS en Sierra Negra, para el evento del 7 de Septiembre de 2005. La zona central más oscura representa la mayor cantidad de neutrones registrados, que corresponde al momento de la fulguración. Esta figura se muestra nuevamente en el capítulo 6 (Fig. 6.11b), en comparación con la simulación del TNS.

Con base en las figuras 5.2 y 5.4a se comprueba que hubo emisión de rayos X suaves y rayos X duros, atribuida al evento del 7 de Septiembre de 2005, lo que implica aceleración de partículas en la fulguración.

Las figuras 5.4b y 5.4c, corroboran que hubo emisión de rayos γ al momento de la fulguración, provenientes de reacciones nucleares entre las partículas aceleradas y los elementos en la atmósfera solar.

En la figura 5.5 se muestra la línea de emisión de captura de neutrones, lo que asegura que las reacciones nucleares generaron neutrones solares para este evento.

En la figura 5.7 se observa que los cuatro canales de deposición de energía de neutrones detectaron un exceso significativo en las cuentas, que comenzó ~20 minutos después del inicio de la fulguración (17:17 TU). Finalmente, la figura 5.8 demuestra que los canales direccionales midieron el incremento en las cuentas de neutrones solares alrededor de las 18 hrs TU.

Los satélites GEOTAIL e INTEGRAL registraron el máximo de la emisión de rayos X y rayos γ a las 17:36 TU y, considerando que los neutrones solares fueron producidos por algunos minutos alrededor del máximo y de manera gradual, podemos confirmar que el TNS en Sierra Negra detectó la emisión de neutrones provenientes de la fulguración del 7 de Septiembre de 2005.

5.2. INTERPRETACIÓN DEL EVENTO DE NEUTRONES.

Para este evento, Sako, et. al., 2006, calcularon un espectro de energía en forma de ley de potencia usando datos del monitor de neutrones de Chacaltaya, Bolivia y suponiendo que los neutrones fueron emitidos con el mismo perfil que los rayos X duros y los rayos γ .

Estos autores consideraron el tiempo de vuelo de los neutrones desde el Sol hasta la Tierra. Adicionalmente utilizaron el programa de Shibata (1994) para el cálculo de la atenuación de los neutrones en la atmósfera terrestre y la eficiencia del monitor de neutrones con base en Clem y Dorman (2000). Calcularon un espectro de energía en el Sol con un índice de potencia (α) de $\alpha=3.2$.

Watanabe, et. al., 2007, utilizaron el perfil temporal de los datos observados por el monitor de neutrones en Chacaltaya por ser el detector que mostraba la mayor significancia estadística. Calcularon el espectro de neutrones emitidos en forma de ley de potencia basados en una solución de la ecuación de transporte. Utilizaron la atenuación atmosférica de los neutrones solares calculada por Shibata (1994) y la eficiencia del monitor de neutrones de Clem y Dorman (2000). Usaron el perfil temporal de la línea de emisión de γ a 4.4 MeV (^{12}C) como un perfil hipotético de la producción de neutrones solares. Sus resultados mostraron que el índice espectral (α), que mejor representa la emisión de neutrones para esta fulguración, fue de $\alpha=3.1$.

Sako, et. al., 2007, realizaron un análisis de los datos del TNS en Sierra Negra con el objetivo de obtener un espectro de energía de los neutrones. Usando razones de conteo de 2 minutos, integraron las cuentas de cada canal entre las 17:30 TU y las 18:30 TU.

Para determinar los excesos, las cuentas de fondo se calcularon adecuando un polinomio de tercer orden, excluyendo el intervalo de 17:30-18:30 TU. La significancia estadística de los excesos registrados sobre la línea base fueron 16.6, 12.0, 9.9, 6.2, 2.7, 1.7, 1.6 y 1.8 para los canales *S1_Anti*, *S2_Anti*, *S3_Anti*, *S4_Anti*, *L1_Anti*, *L2_Anti*, *L3_Anti* y *L4_Anti*, respectivamente. Los canales *S_Anti* corresponden a neutrones, mientras que los canales *L_Anti* corresponden a la señal de coincidencia entre los PCs y los cuatro CPs inferiores del TNS, (ver sección 4.3.2).

La detección en los canales del centellador son significantes, pero marginales en los canales inferiores de los CPs. Como la respuesta de cada canal tiene diferente dependencia con la energía, las cuentas relativas entre los canales deben ser sensitivas al espectro de energía primario de los neutrones.

La figura 5.9 muestra las probabilidades de detección de cada canal como función de la energía cinética de los neutrones en el tope del TNS usadas por Sako et. al., (2007). Para los cálculos se distribuyeron los neutrones uniformemente sobre el TNS con dirección vertical y usaron simulaciones con el código GEANT3. Se consideró que los neutrones tenían un espectro de energía de ley de potencia en el Sol. Calcularon el decaimiento β de los neutrones y la atenuación que sufren en la atmósfera de la Tierra, con base en el modelo de Shibata, 1994.

Mostraron que los excesos en las cuentas de los canales analizados son sensibles al espectro de neutrones y que el índice de ley de potencia diferencial del espectro de neutrones es más adecuado alrededor de 3, el cual es consistente con Sako, et. al., 2006 y Watanabe, et. al., 2007, donde el índice espectral fue de 3.1 y 3.2, respectivamente.

Los resultados del cálculo del índice espectral realizados por Sako, et. al., 2006 y Watanabe. et. al., 2007, están basados en el análisis de datos del monitor de neutrones de Bolivia y el perfil de producción de rayos γ .

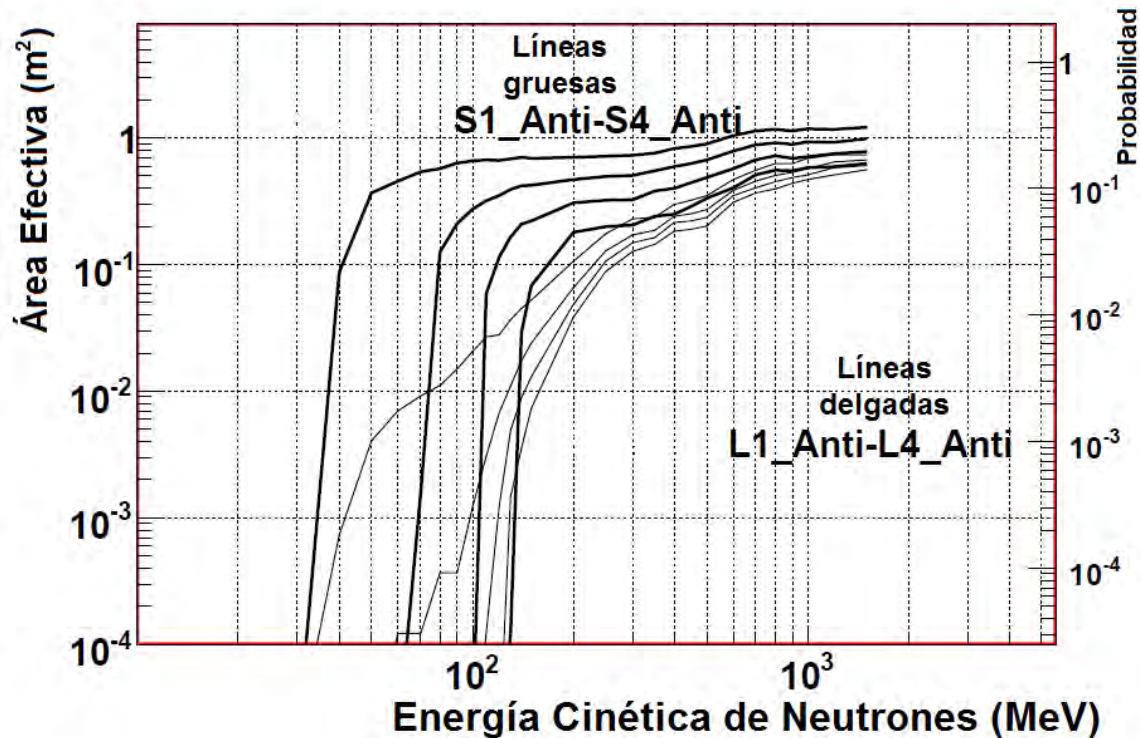


Figura 5.9. Respuesta de varios canales del TNS en Sierra Negra de acuerdo con la simulación hecha con GEANT3. Las probabilidades de detección (eje de la derecha) se graficaron como una función de la energía cinética de los neutrones en el tope del TNS, (Sako, et. al., 2007).

Sako, et. al., 2007, utilizaron datos del TNS en Sierra Negra con razones de conteo de 2 minutos, integraron las cuentas de las 17:30 a las 18:30 hrs y utilizaron el código GEANT3.

En vista de las incertezas de GEANT3 al respecto de la producción de neutrones, para asegurar que su código de simulación registra neutrones solares en el cálculo de la probabilidad, utilizaron los datos generados para los canales de neutrones (*S_Anti*) y la señal de coincidencia entre los PCs y CPs (*L_Anti*, que son protones secundarios provenientes de los neutrones, ver sección 4.3.1).

La motivación principal para rehacer los cálculos desarrollados por Sako, et. al., 2007 es que el código GEANT4 tiene incorporadas mayores bibliotecas (por lo que se puede programar la detección de una partícula en un sólo proceso), responde de mejor forma a la física de las interacciones hadrónicas y elimina errores de programación remanentes en GEANT3. Además, se redujo el tiempo de integración de los excesos para que este representara más fielmente el tiempo en el que con certeza se recibieron neutrones solares y la resolución temporal de conteo de los datos del TNS utilizados.

Utilizando los datos registrados por el TNS en Sierra Negra para el evento del 7 de Septiembre de 2005, se realizó otro análisis para corroborar los resultados del índice espectral calculados por Sako, et. al., 2006 y 2007 y Watanabe, et. al., 2007. Para éste análisis, se utilizaron datos de los cuatro canales principales de registro de neutrones (S1_con_Anti, S2_con_Anti, S3_con_Anti y S4_con_Anti) del TNS en Sierra Negra, con razones de conteo de 1 minuto. La probabilidad de detección del TNS fue calculada usando el código GEANT4 y se utilizó la técnica descrita en Sako, et. al., 2007.

La figura 5.10 muestra los datos para el canal S1_con_Anti ($E > 30$ MeV) con resolución de 1 min, donde se puede observar el exceso debido a los neutrones emitidos en la fulguración. La curva punteada corresponde a la radiación de fondo, calculada por un polinomio de tercer orden, donde se omitieron los datos entre las 17:30 TU y las 18:15 TU. Las cuentas integradas del periodo entre las 17:30 TU y 18:15 TU, se utilizaron para calcular el exceso sobre la línea base y con ello el índice espectral de los neutrones primarios.

Con base en GEANT4, se simuló la probabilidad de detección de cada canal del TNS en función de la energía cinética de los neutrones incidentes. Se consideraron los cuatro m^2 de PCs y se distribuyeron uniformemente los neutrones con un ángulo cenital de 0° .

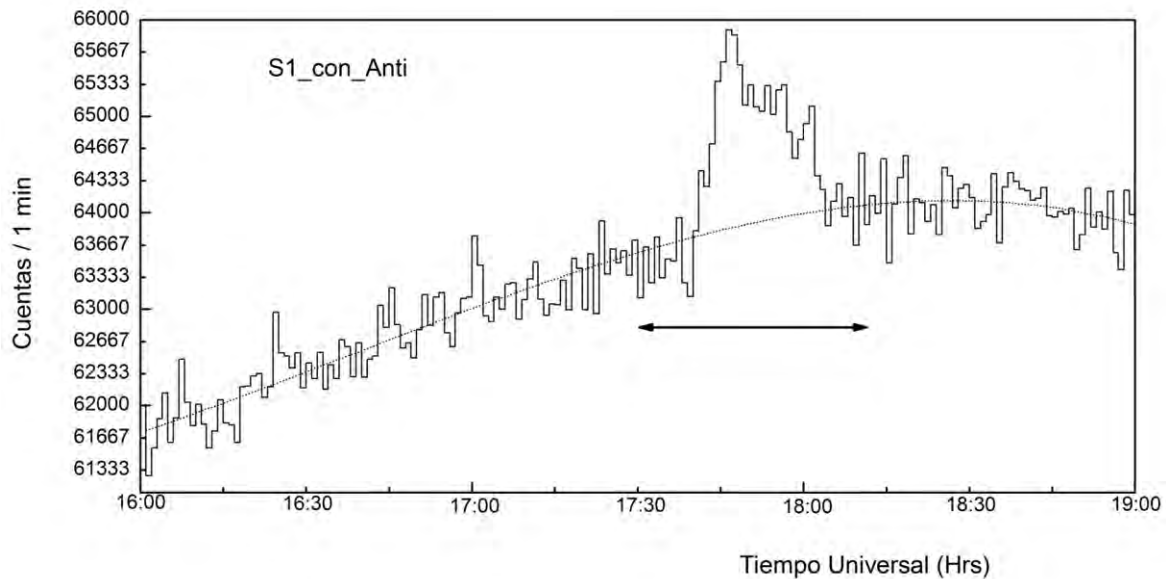


Figura 5.10. Razón de conteo de 1 minuto para neutrones del canal S1_con_Anti ($E > 30$ MeV) del TNS en Sierra Negra. La curva punteada corresponde al fondo calculado con un polinomio de tercer orden. La flecha representa el intervalo temporal utilizado para integrar las cuentas del exceso total. Se observa claramente el exceso debido al evento de neutrones del 7 de Septiembre de 2005.

A diferencia de Sako, et. al., 2007, nuestro código de simulación puede asegurar la detección de neutrones solares en un sólo proceso; de este modo, cada neutrón detectado por el TNS produce un protón secundario, el cual dispara la señal de los cuatro CPs ortogonales debajo del TNS (L_Anti en Sako, et. al., 2007 y figura 5.9). Por lo tanto no se consideró necesario simular la respuesta de los cuatro canales de coincidencia entre los PCs y CPs (L_Anti en figura 5.9).

La figura 5.11 muestra la probabilidad de detección de los cuatro canales de deposición de energía del TNS, en función de la energía cinética de los neutrones incidentes simulados en el tope del TNS. Se puede observar que para que exista una contribución significativa a las cuentas registradas, los neutrones incidentes deben tener una energía de varios cientos de MeV en el tope del TNS (ver también Capítulo 6).

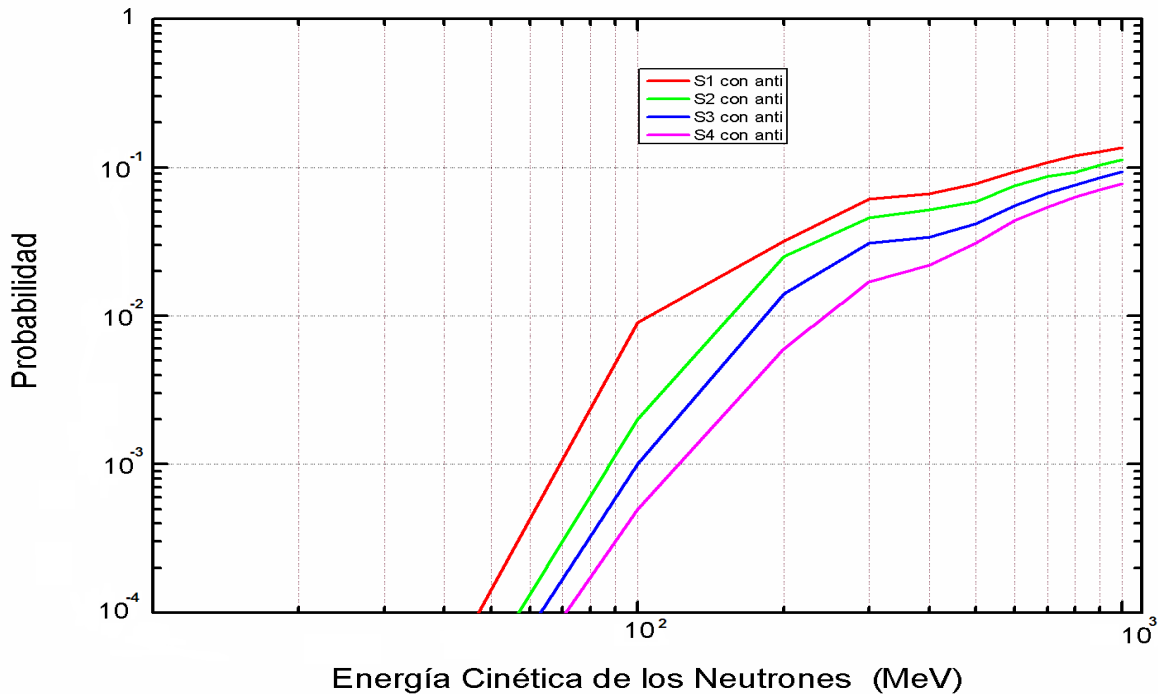


Figura 5.11. Respuesta de los cuatro canales de neutrones del TNS. Las probabilidades de detección de cada canal son calculadas como funciones de la energía cinética de los neutrones en el tope del TNS. En estos cálculos, los neutrones fueron distribuidos uniformemente con un ángulo de inyección vertical (0° cenital) para un área efectiva de 4 m^2 de plásticos centelleadores.

Al analizar la figura 5.7, se observa también que el exceso es significativo en los canales S2, S3 y S4_con Anti ($E > 120 \text{ MeV}$), con base en nuestra simulación (ver también sección 6.3), podemos concluir que se observaron neutrones de al menos 1 GeV . Por lo tanto, esto implica que se produjeron protones de por lo menos 10 GeV , los cuales no pudieron observarse en la Tierra porque la fulguración solar fue tipo limbo (figura 5.1).

Para calcular el índice espectral de los neutrones primarios, se integraron las cuentas de cada uno de los cuatro canales entre las 17:30 TU y 18:15 TU, las cuales contienen los datos del exceso correspondiente a la fulguración del 7 de Septiembre de 2005.

Se convolucionó el flujo de neutrones desde el TNS en Sierra Negra hasta el Sol. Se calcula la atenuación de neutrones en la atmósfera terrestre con base en Dorman, et. al. (1999), donde se incluye la cantidad de masa que atravesaron en su camino hacia el TNS a la hora del evento y el decaimiento β de los neutrones en su camino desde el Sol hasta la Tierra.

Las cuentas relativas se normalizaron al canal S1_con_Anti y se graficaron para diferentes índices de ley de potencia (de $\alpha=2$ a $\alpha=5$), junto con las barras de error estadístico, como se muestra en la figura 5.12.

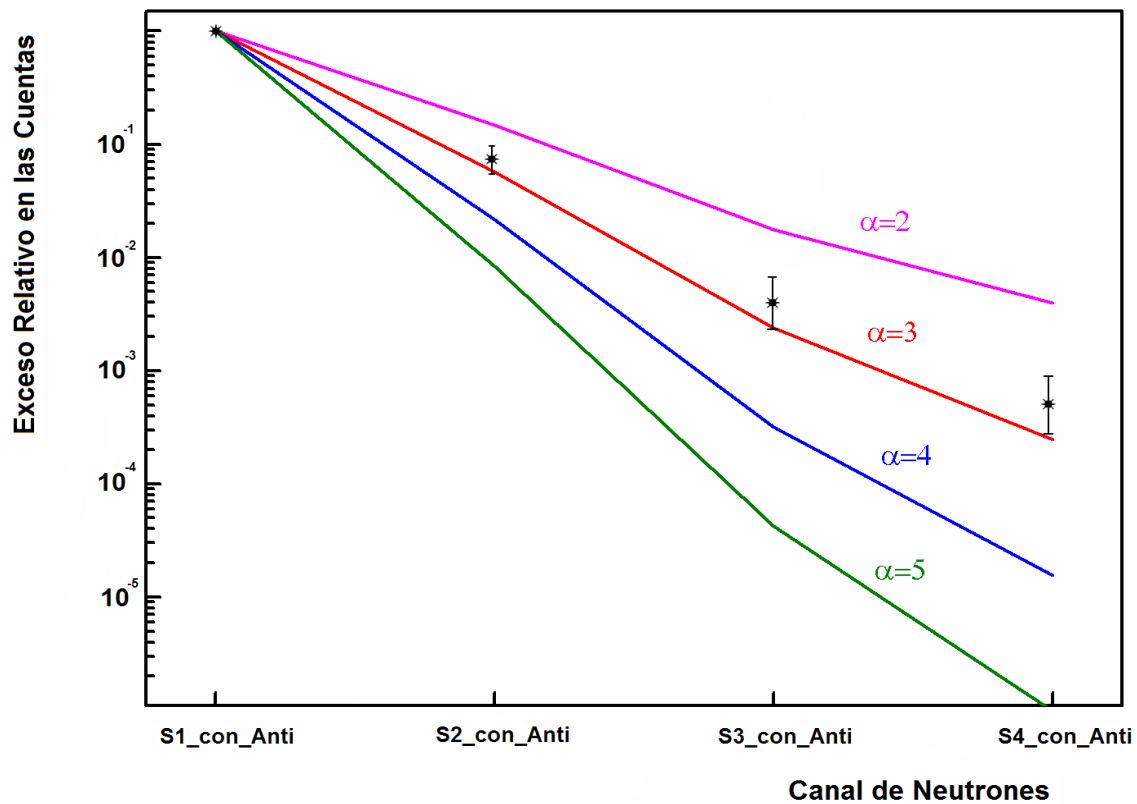


Figura 5.12. Exceso relativo en las cuentas de los cuatro canales de detección de neutrones del TNS en Sierra Negra, con base en los datos de neutrones del evento del 7 de Septiembre de 2005. Las líneas muestran las cuentas esperadas para diferentes espectros de neutrones, calculados para ser una ley de potencia con índices en el intervalo de $\alpha=2$ a $\alpha=5$, con sus respectivos errores estadísticos.

Con base en los resultados de la figura 5.12, se observa que el índice espectral que más se adecúa al flujo de neutrones solares producidos en la fulguración del 7 de Septiembre de 2005, se encuentra alrededor de 3, lo cual es consistente con los resultados mostrados en los trabajos anteriores de Sako, et. al., 2006, 2007 y Watanabe, et. al., 2007. De este modo, se acentúa que para éste evento de neutrones solares, la emisión fue gradual, comenzó al mismo tiempo que el flujo de rayos γ y produjo neutrones con energías de hasta 1 GeV.

Los resultados mostrados en éste capítulo reiteran la importancia de tomar en cuenta la totalidad de los datos disponibles para analizar eventos solares a fin de poder determinar las principales características del sitio de producción de radiación y partículas. En particular, el espectro de neutrones nos conduce directamente al espectro en la fuente. Serán necesarios eventos donde se puedan estudiar al mismo tiempo los neutrones y los protones provenientes de fulguraciones solares a fin de poder determinar los efectos de los campos electromagnéticos entre la fuente y la Tierra.

CAPÍTULO 6:

SIMULACIÓN DEL TNS EN SIERRA NEGRA CON GEANT4

6. 1. INTRODUCCIÓN.

Como se menciona en el capítulo 2, los neutrones solares son producidos por reacciones nucleares entre protones y núcleos más pesados, que son acelerados en las fulguraciones. La producción de neutrones está acompañada por la emisión de γ , debido a que los primeros neutrones que se producen son emitidos hacia el interior solar y pueden ser capturados por el Hidrógeno fotosférico, quien libera la característica línea de γ de desexcitación nuclear a 2.223 MeV. Además, se producen líneas de γ a 0.511 MeV, 4.4 MeV y 6.1 MeV, producidas por la aniquilación e^+e^- y la desexcitación nuclear del Carbono y Oxígeno, respectivamente. Los piones neutros decaen en dos γ , con un pico en 67.5 MeV.

La reconexión magnética es el proceso más aceptado para la aceleración de partículas en las fulguraciones solares. La energía magnética se almacena en la corona, debido al movimiento de los pies de los lazos en la fotosfera ó del surgimiento de campo de corriente por debajo de la fotosfera, (Valdés-Galicia, et. al., 2009).

La colisión de lazos magnéticos puede generar la reconexión que a su vez calienta el plasma solar. Este plasma caliente se dirige hacia abajo y golpea el tope del lazo magnético, donde las partículas son aceleradas por colisiones con el flujo de plasma, (Valdés-Galicia, et. al., 2009). Las partículas aceleradas siguen las líneas de campo magnético e interactúan con el gas cromosférico, donde se pueden generar reacciones nucleares (p^+p^+ , $p^+-\alpha$, $\alpha-\alpha$) que producen neutrones.

La detección de neutrones solares es muy importante, debido a que al no ser afectados por los campos magnéticos interplanetarios, preservan información para entender el mecanismo de aceleración de iones en la atmósfera solar; por ejemplo, el tiempo de inicio de la aceleración de iones; también pueden ser útiles para determinar si el evento es gradual o instantáneo.

En el capítulo 4 se muestra el diseño, funcionamiento y capacidad de detección del TNS en Sierra Negra, el cual se mantiene tomando datos desde Junio de 2004 y es el más nuevo de los TNS de la red mundial.

En el presente capítulo, se muestran los resultados de la simulación de detección del TNS para neutrones, protones, electrones y gamas ingresando al detector con energías en el rango de 100 MeV a 1 GeV y para ángulos cenitales de ingreso de 0° , 30° y 60° ; para así, conocer la capacidad de respuesta de nuestro detector a las partículas incidentes.

6.2. DESCRIPCIÓN DE LA SIMULACIÓN.

Es muy importante conocer si la capacidad de detección de nuestro TNS es adecuado, no está contaminado por otras especies de partículas y si las mediciones de neutrones solares son las correctas, con el fin de determinar el flujo de neutrones solares en la Tierra y reconstruir el flujo de neutrones en la atmósfera solar, para poder calcular el espectro más apropiado de aceleración de iones en las fulguraciones solares.

Una simulación parcial del TNS en Sierra Negra fue hecha con anterioridad usando códigos Monte-Carlo, para conocer la respuesta de los plásticos centelladores, (Valdés-Galicia, et. al., 2004).

En la presente simulación, se tomaron en cuenta todos los componentes activos del TNS: los contadores proporcionales (CPs), las placas de Hierro y Plomo, los plásticos centelladores (PCs); además, la señal electrónica que es detectada y la energía depositada por cada partícula en el TNS usando el código numérico Geant4.

Geant4 (Geometry And Tracking, por sus siglas en inglés), es una plataforma desarrollada por el CERN para la simulación del paso de partículas a través de la materia, que utiliza la programación orientada a objetos y está escrita en C++ (Agostinelli, et. al., 2003). Geant4 incluye bibliotecas para el manejo de la geometría, el seguimiento de la partícula, la respuesta del detector, el manejo de las corridas, la visualización y la interfaz de usuario. Geant4 nos proporciona:

Geometría: Análisis del diseño físico del experimento, incluyendo detectores y considerando como este diseño afecta el camino de las partículas.

Seguimiento: Simula el paso de las partículas a través de la materia. Se consideran posibles interacciones y procesos de decaimiento.

Respuesta del detector: Registra cuando una partícula pasa a través del volumen de un detector y aproxima cuál sería la respuesta real del detector.

Manejo de las corridas: Registra los detalles de cada corrida (conjunto de eventos), así como el desarrollo del experimento en diferentes configuraciones entre corridas.

Visualización: Interfaces de usuario para poder ejemplificar en sistema gráfico cada corrida.

Para cada uno de los materiales que componen el TNS, el código de simulación tomó en cuenta todos los procesos físicos relevantes para el paso de partículas a través de la materia, como son los efectos de densidad, procesos electromagnéticos (*gamas*: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton; *electrón*: ionización, pérdida de energía, Bremsstrahlung, aniquilación e^+e^- ; *hadrones cargados*: ionización, pérdida de energía; *partículas cargadas*: múltiple dispersión, radiación de transición, centelleo, radiación Cerenkov; *interacciones nucleares*: $n-p^+$, p^+-p^+ , $^{12}\text{C}-p^+$, $^{12}\text{C}-n$). Las secciones eficaces se proveen para cada tipo de proceso hadrónico, partículas y materiales.

La técnica de detección es que toda partícula neutra que ingrese al detector tenga una interacción que resulte en la liberación de una partícula cargada en algún lugar dentro del volumen sensible; en nuestro caso, los neutrones (n) tienen una muy baja probabilidad de interaccionar con las placas de Hierro y Plomo a los lados y tope del TNS, respectivamente, y eventualmente disparar la señal de los contadores proporcionales (CP) alrededor del telescopio.

Como los plásticos centelladores (PC) son materiales ricos en Hidrógeno, tienen una relativa alta oportunidad de producir un protón (p^+) u otra partícula secundaria cargada, mientras cruza el PC (ya sea por medio de dispersión elástica o reacciones inelásticas); de este modo, un n se puede distinguir de partículas cargadas (como los p^+), debido a que su señal en el detector será una *anti-coincidencia* entre los CPs que rodean el TNS y la señal derivada de la deposición de energía en los PCs.

No obstante, hay varias cuestiones que complican el argumento de *anti-coincidencia* e influyen en la eficiencia de detección del TNS. Primero, algunos neutrones pueden pasar a través del TNS sin interactuar con algún componente, o por el contrario, interactuar con las placas de Plomo ó Hierro ó el gas de los CPs. Otra posibilidad es que las partículas secundarias, producto de las reacciones en los PCs, no alcancen los cuatro CPs colocados debajo ó, si tienen suficiente energía para atravesar los PCs, no disparen la señal en los cuatro CPs, que es una condición necesaria para tener una reconstrucción angular del evento.

Otras partículas pueden ser asignadas como neutrones; por ejemplo, los fotones de alta energía pueden dejar una señal como neutrones, contaminando la eficiencia del TNS. Para reducir este efecto, las placas de 0.5 cm de espesor de Hierro y Plomo convierten la mayoría de los gamas en una señal de coincidencia del par e^+e^- . Los p^+ de alta energía también tienen oportunidad de producir una señal de *anti-coincidencia* similar a los neutrones, al no ser detectados por los CPs y si por los PCs. De este modo, la única posibilidad de tener una medida de la eficiencia de detección del TNS es a través de una detallada simulación numérica.

La figura 6.1 muestra la salida gráfica de la simulación de un neutrón de 500 MeV de energía, que incide de forma vertical (*ángulo cenital*: 0°) al TNS.

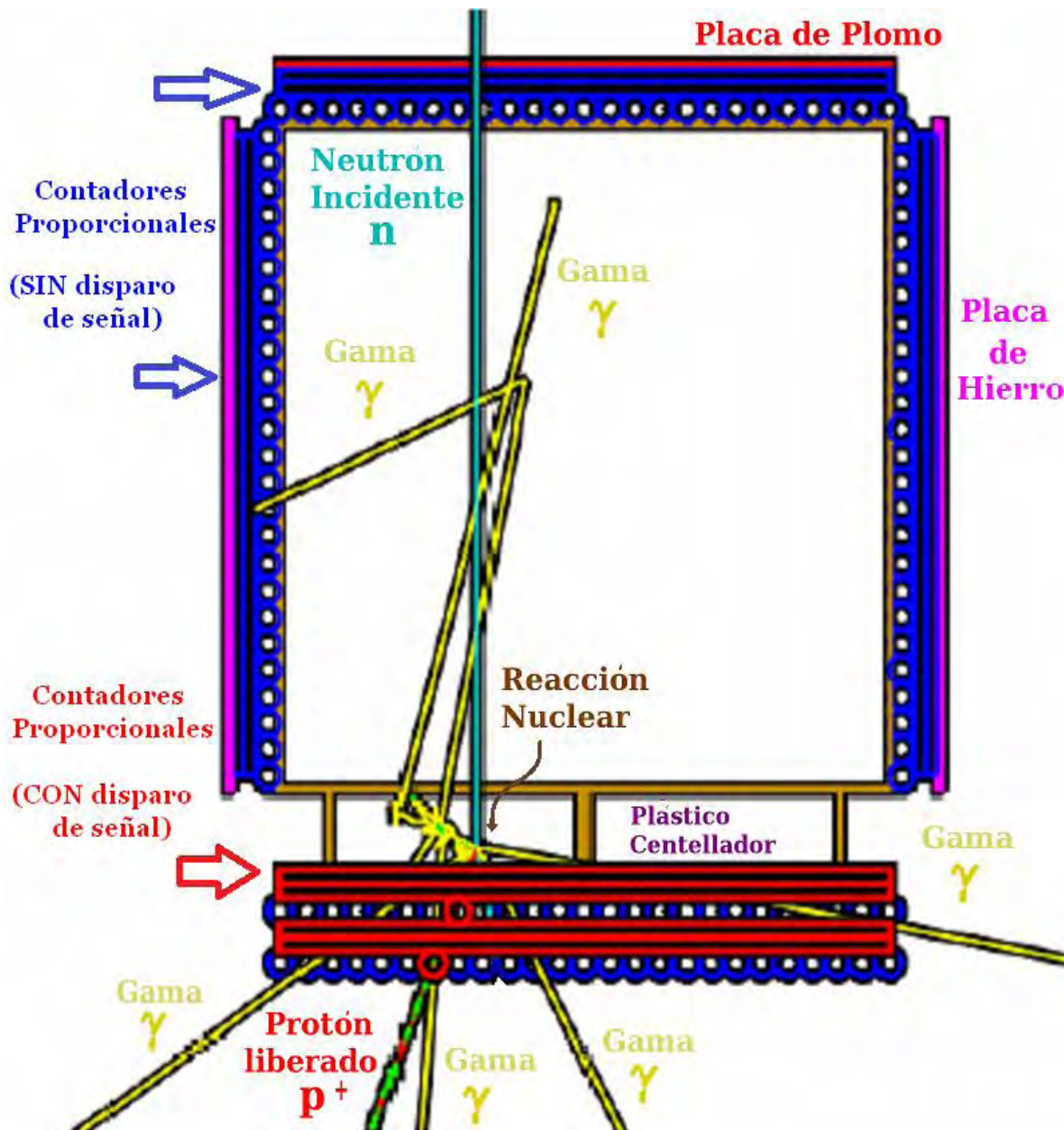


Fig. 6.1. Ejemplo de de la salida gráfica de simulación. Un neutrón (n) incidiendo de forma vertical (0° cenitales) interacciona en el plástico centellador y produce un protón (p^+), que libera señal en los cuatro contadores proporcionales (CPs) del fondo. La señal de *anti-coincidencia* con respecto a los CPs del tope del detector es la típica firma de una partícula neutra atravesando el volumen sensible del telescopio. Esta figura muestra la producción interna de gamas de baja energía por reacciones nucleares dentro del PC, cuatro gamas dejan el detector, otro se absorbe en el aire y el último se absorbe en las placas de Hierro.

6.3. RESULTADOS DE LA SIMULACIÓN.

Se simuló un flujo de 5×10^4 partículas incidentes de cada una de las especies más relevantes para el TNS: *neutrones*, *gammas*, *protones* y *electrones*, ingresando al telescopio con un rango de energías de 100 MeV a 1 GeV y con tres diferentes ángulos cenitales (0° , 30° y 60°), usando Geant4 como el núcleo del código numérico.

Se consideraron como señal de anti-coincidencias el tipo de evento que disparó señal en los cuatro CPs de la parte inferior del TNS, asegurando así que se tendrá una reconstrucción angular del evento.

La señal electrónica de los tubos fotomultiplicadores (FMs), colocados justo encima de los PCs, es proporcional a la energía liberada por las partículas neutras y cargadas en los PCs (E_{dep}^{sci}). De este modo, se emula la respuesta de cada canal del telescopio.

Los diferentes canales pueden ser usados para calcular las modificaciones del espectro de los neutrones incidentes, tal como se muestra en la figura 6.2. Esta figura muestra la relación entre la energía primaria (E_{inj}) de los neutrones y la energía depositada en los PCs por los neutrones (E_{dep}^{sci}), para los tres diferentes ángulos cenitales considerados. Se observa que los neutrones incidentes (para los ángulos de cenitales de: 0° , 30° y 60°) con energía primaria (E_{inj}) de 100 MeV depositan más de 30 MeV en los PCs; de este modo, todos ellos son detectados por el canal *S1_con_Anti* ($E_{dep} \geq 30$ MeV). Neutrones con E_{inj} mayor a 600 MeV siempre depositan al menos 120 MeV y son detectados por los cuatro canales de neutrones.

Los neutrones con ángulos cenitales de ingreso de 0° y 30° son muy similares de 300 MeV a 1 GeV de energía primaria, a diferencia de de los

neutrones que ingresan a 60° ángulo cenital; esta diferencia se debe a que al ingresar a 60° los neutrones atraviesan mayor cantidad de material de los PCs y depositan más energía. Para todos los ángulos cenitales, los neutrones que depositan 60 MeV en los PCs (E_{Sci}^{dep}) tienen ~ 160 MeV de energía primaria (E_{inj}), pero para neutrones con E_{Sci}^{dep} mayor que 60 MeV, la E_{inj} es una función de del ángulo cenital. Por ejemplo, neutrones con 500 MeV de E_{inj} , depositan 105, 110 y 140 MeV para 0° , 30° y 60° de ángulo cenital, respectivamente.

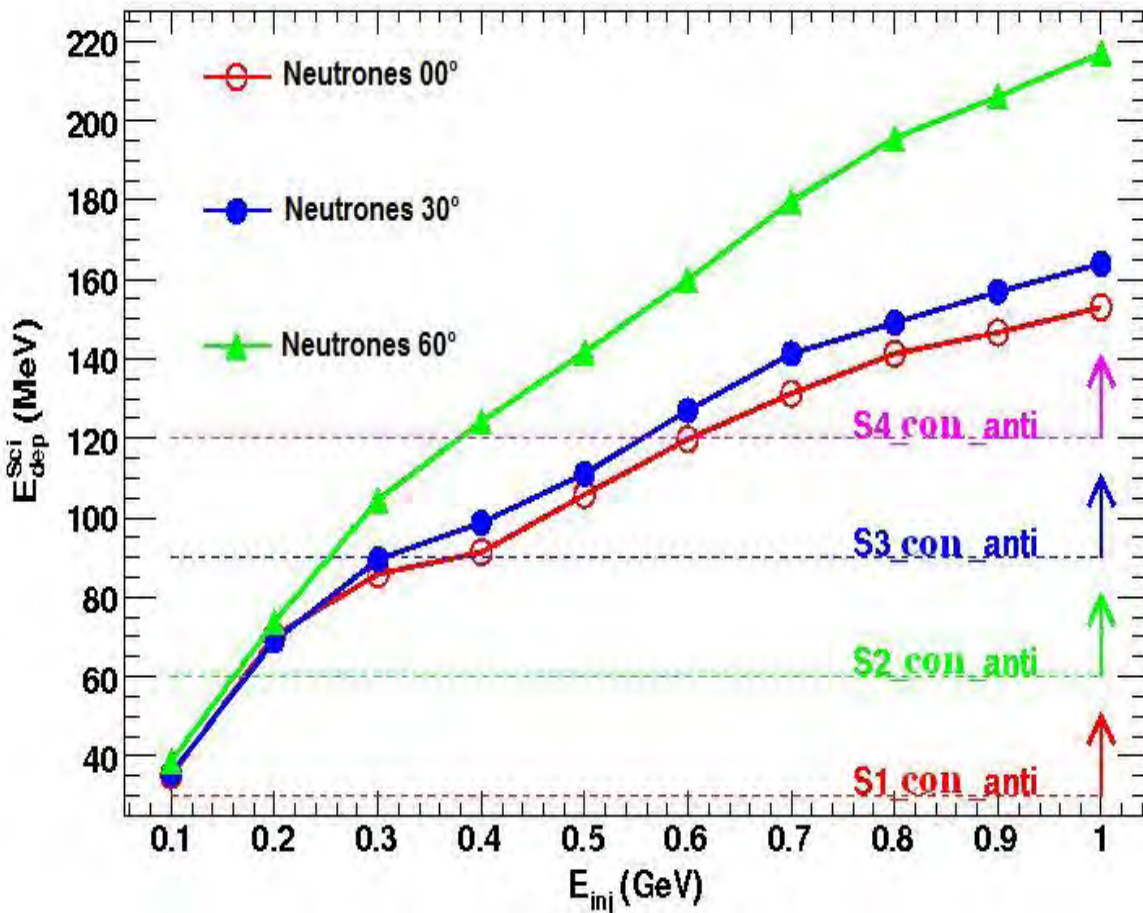


Fig. 6.2. Energía depositada por los neutrones incidentes en los plásticos centelladores, E_{Sci}^{dep} , como una función de sus energías incidentes, E_{inj} . El umbral de los diferentes canales permite un estimado del espectro de neutrones.

6.3.1. EFICIENCIA DE DETECCIÓN DE PARTÍCULAS.

En una simulación anterior de los plásticos centelladores del TNS en Sierra Negra, se demostró que para neutrones solares muy energéticos ($E_{inj} \geq 500 \text{ MeV}$), la eficiencia de detección siempre es mayor que el 10% (Valdés-Galicia, et. al., 2004). No obstante, esa simulación estuvo limitada a los plásticos centelladores y no tomó en cuenta los contadores proporcionales, ni las placas de Hierro y Plomo. Además, cada neutrón que producía un protón secundario en los PCs, fue considerado detectado. En un caso más realista, esto no es verdad; es posible que el p^+ liberado no alcance a salir de los PCs ó que no dispare la señal de las cuatro góndolas de CPs debajo de los PCs.

Al tomar en cuenta todos estos efectos, la eficiencia se reduce, como se muestra en la tabla 6.1. En esta completa simulación, se han incluido todas las posibilidades mencionadas.

Los resultados de la eficiencia de detección de los cuatro canales de neutrones del TNS en Sierra Negra, para un rango de energía de 100 MeV a 1 GeV y para 0° , 30° y 60° de ángulo de incidencia cenital, se muestran en las figuras 6.3 y 6.4, respectivamente.

La tabla 6.1 muestra la eficiencia para cada canal de detección de neutrones del TNS y los tres ángulos de incidencia, para neutrones con E_{inj} de 500 MeV.

Como se muestra en la tabla 6.1, en todos los casos, la eficiencia se incrementa con respecto al ángulo cenital de incidencia de las partículas.

Los neutrones tienen un mayor camino dentro del plástico centellador en función al incremento del ángulo de incidencia cenital; por lo tanto, la eficiencia de detección aumenta con el incremento del ángulo cenital.

Canal	S1_con_anti E > 30 MeV			S2_con_anti E > 60 MeV			S3_con_anti E > 90 MeV			S4_con_anti E > 120 MeV		
	0°	30°	60°	0°	30°	60°	0°	30°	60°	0°	30°	60°
% Eficiencia	7.8	8	10.3	6	6.4	9	4.3	4.7	7.3	3	3.4	5.6

Tabla 6.1. Eficiencia de detección de neutrones con energía primaria de 500 MeV, en función del ángulo de incidencia y del canal de detección del TNS. La eficiencia de detección implica que los neutrones que ingresan al TNS impactan con los plásticos centelladores y generan un protón secundario, que es detectado por los cuatro contadores proporcionales ortogonales, localizados en el fondo del detector.

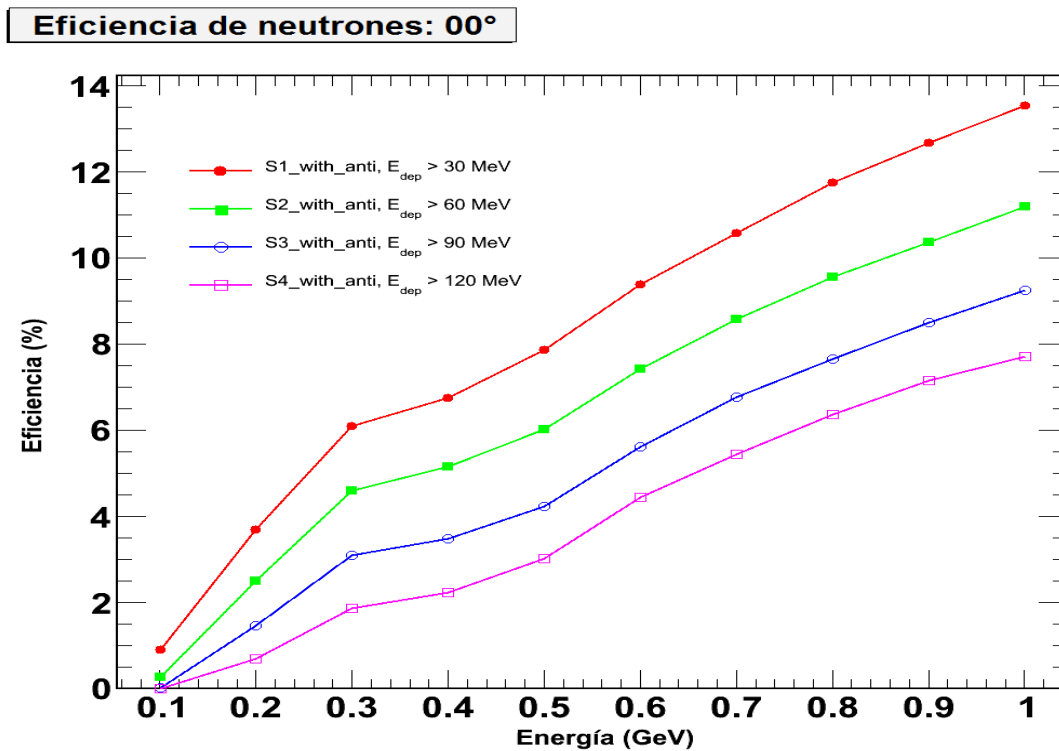
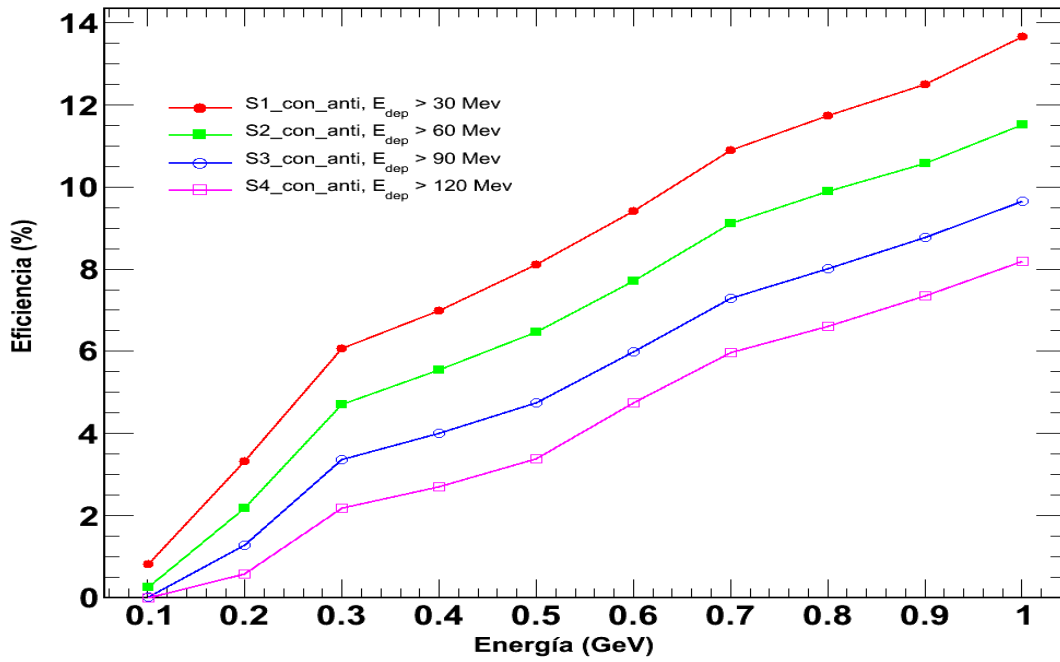


Fig. 6.3. Eficiencia de detección de neutrones con rango de energía de 100 MeV a 1 GeV y 0° de incidencia cenital, para los cuatro canales de detección del TNS en Sierra Negra.

Eficiencia de neutrones: 30°



Eficiencia de neutrones: 60°

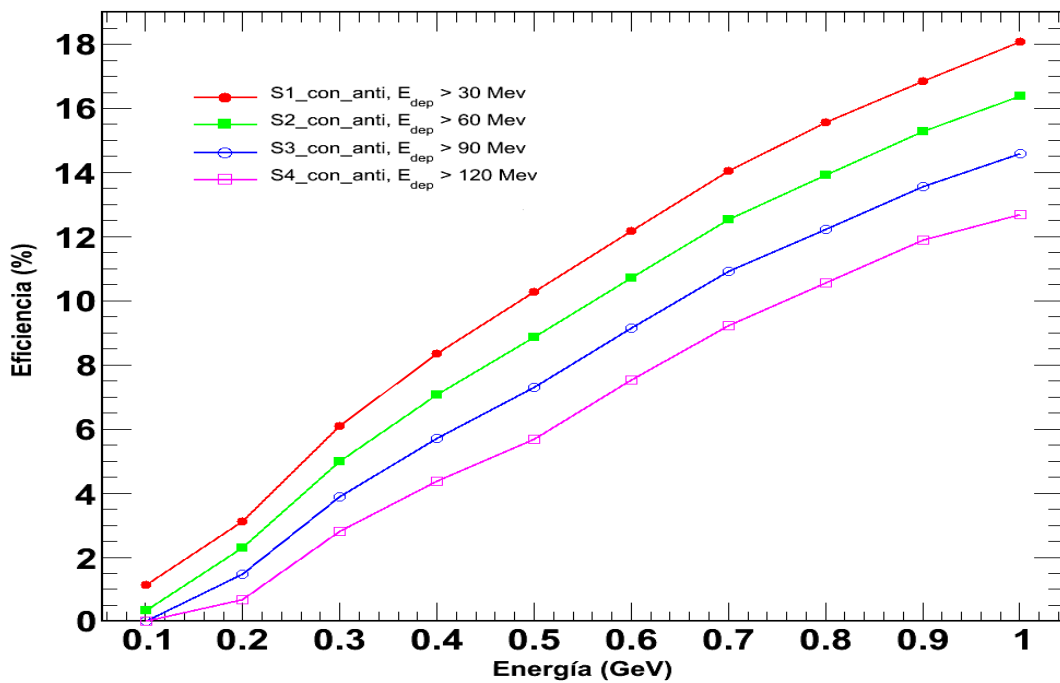


Fig. 6.4. Eficiencia de detección de neutrones con rango de energía de 100 MeV a 1 GeV, 30° y 60° de incidencia cenital, para los cuatro canales de detección del TNS en Sierra Negra.

La probabilidad que protones de alta energía produzcan contaminación en el TNS (señal similar a la de neutrones) es despreciable. La simulación muestra que los p^+ son rechazados por su señal de coincidencia en más del 99%. Por ejemplo, para protones con 600 MeV de E_{inj} y 0° , 30° y 60° de ángulo de incidencia cenital, la eficiencia de detección es 0.012%, 0.62% y 0.41%, respectivamente.

Las figuras 6.5 y 6.6 muestran la eficiencia de detección de protones en términos de su energía primaria y los tres ángulos de incidencia cenital.

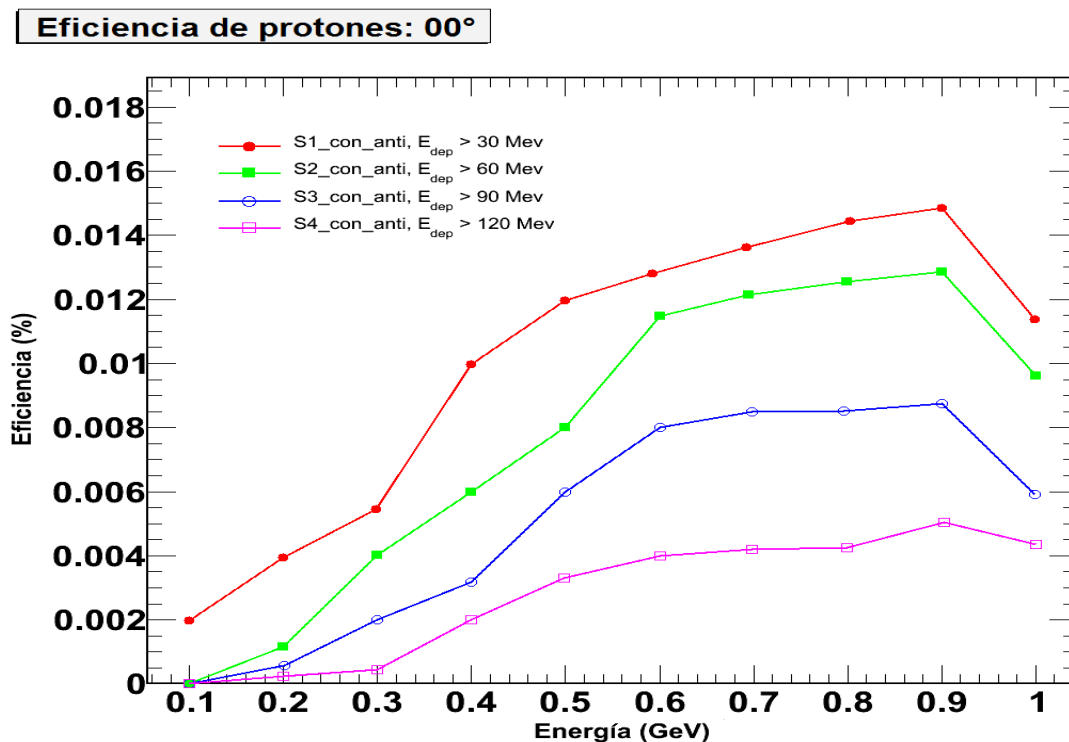


Fig. 6.5. Eficiencia de detección de protones con rango de energía de 100 MeV a 1 GeV y 0° de incidencia cenital, para los cuatro canales de detección del TNS en Sierra Negra. Se observa que el porcentaje de detección es despreciable, la máxima contaminación por p^+ energéticos es menor a 0.015%.

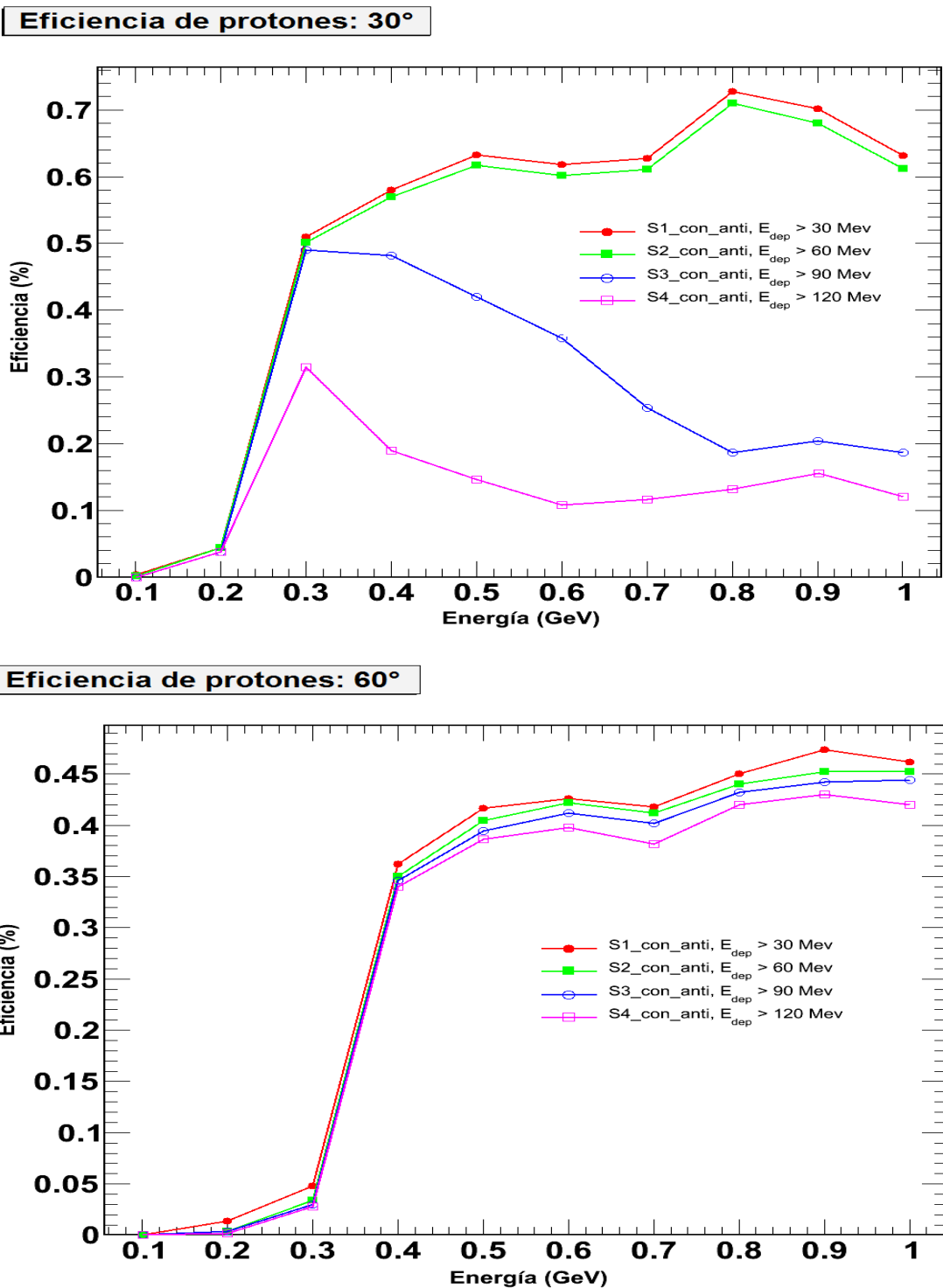


Fig. 6.6. Eficiencia de detección de protones con rango de energía de 100 MeV a 1 GeV, 30° y 60° de incidencia cenital, para los cuatro canales de detección del TNS en Sierra Negra. Se observa que la máxima contaminación por p⁺ energéticos es menor a 0.48%.

Para *electrones*, la simulación muestra que la contaminación máxima (señal de *anti-coincidencia* como neutrones) es menor que 2.5%. Por ejemplo, para e^- con 0° , 30° y 60° de ángulo de incidencia cenital, la señal de anti-coincidencia es 1.06%, 2.4% y 1.25%, respectivamente. Pero, el flujo real de e^- al nivel del TNS en Sierra Negra es menor que $1 \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$, (Grieder, 2001). Las figuras 6.7 y 6.8 muestran los resultados de la simulación para electrones con ángulos de incidencia de 0° , 30° y 60° , respectivamente.

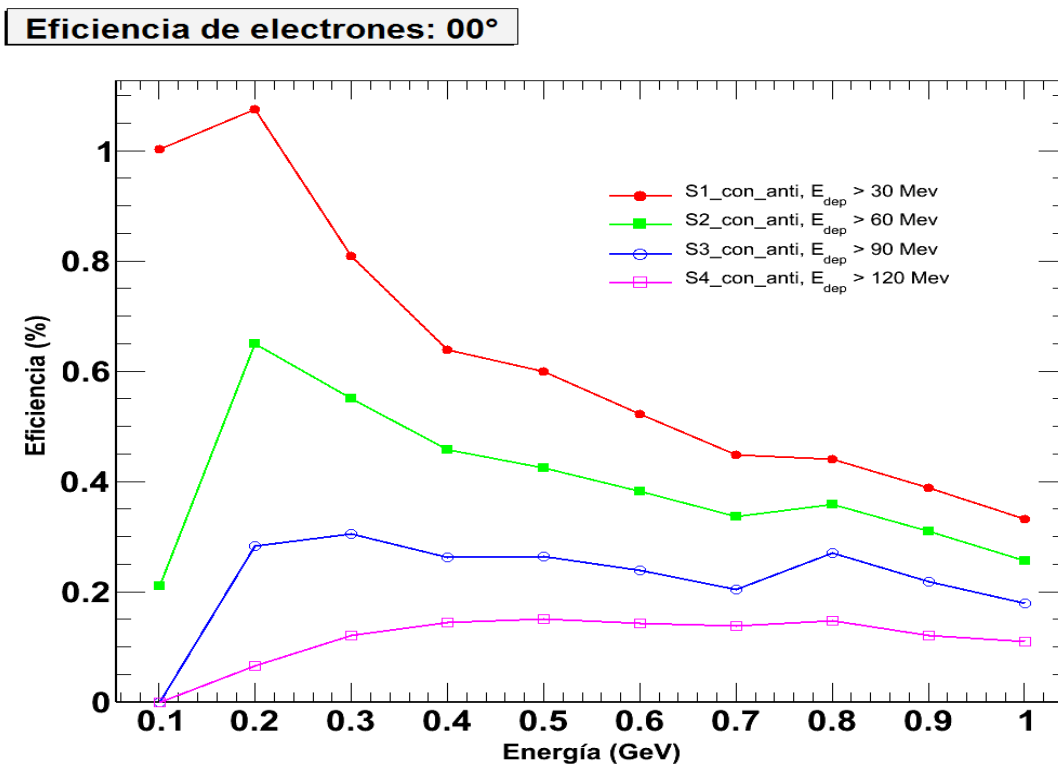
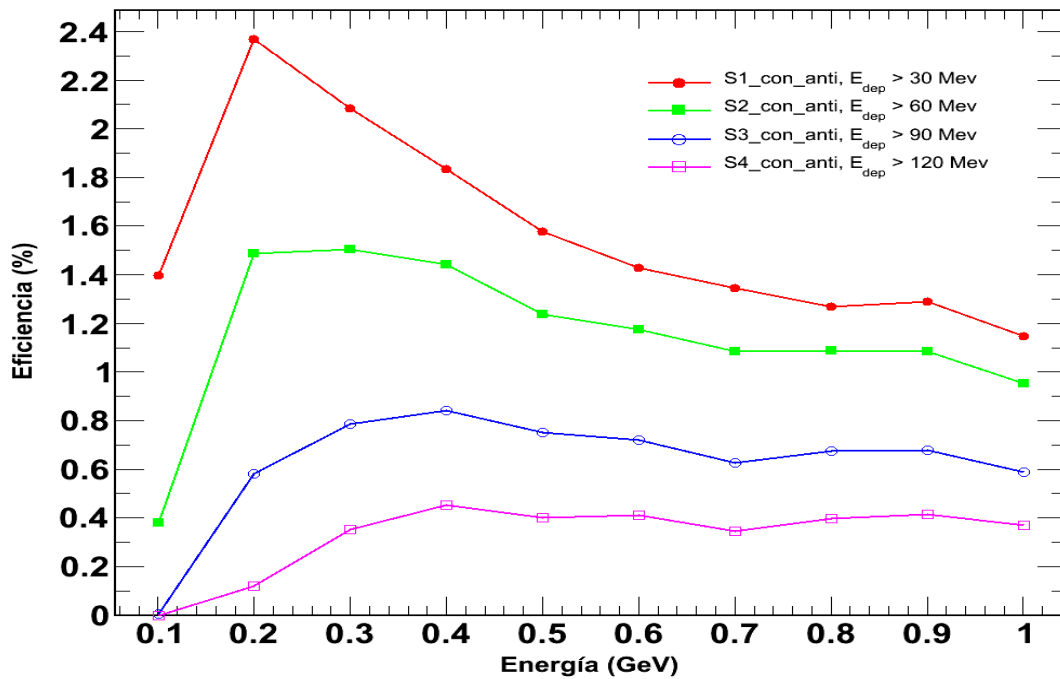


Fig. 6.7. Eficiencias de detección de electrones para un ángulo de incidencia de 0° , considerando un flujo de e^- comparable al flujo real de *neutrones*, para los cuatro canales de detección del TNS. Los e^- son rechazados por más del 98%.

Eficiencia de electrones: 30°



Eficiencia de electrones: 60°

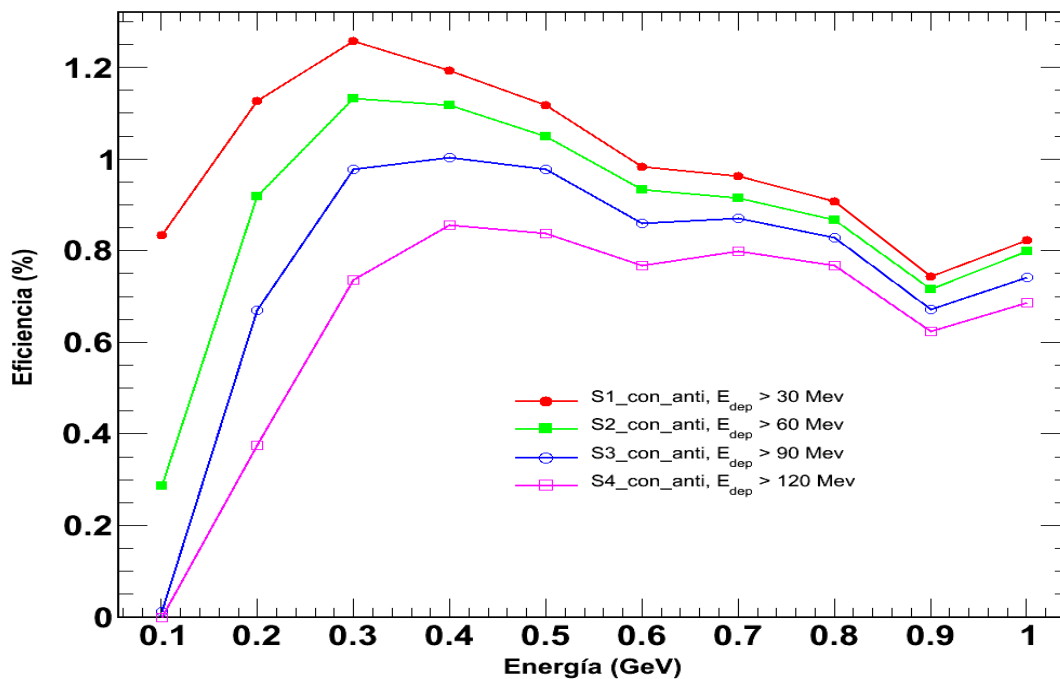


Fig. 6.8. Eficiencias de detección de e^- para un ángulo de incidencia de 30° y 60°, considerando un flujo de e^- comparable al flujo real de *neutrones*, para los cuatro canales de detección del TNS. Los e^- son rechazados por más del 98%.

Finalmente, para gamas incidentes, la simulación muestra que más del 67% de los gamas de fondo son rechazados, en concordancia con (Valdés-Galicia, et. al., 2004). Como se espera, la contaminación (señal de anti-coincidencia similar a los neutrones) se incrementa con el ángulo cenital; por ejemplo, para gamas con E_{inj} de 300 MeV, la máxima contaminación es de 5%, 5.5% y 9% para 0° , 30° y 60° , respectivamente.

Considerando un flujo de gamas comparable al de neutrones, la señal de contaminación de gamas con E_{inj} de 100 MeV es $\sim 3.5\%$ para los tres ángulos de incidencia cenital; esto es muy difícil en un caso realista, porque el flujo real de gamas con energías mayores a 100 MeV al nivel del TNS en Sierra Negra es despreciable ($\sim 1 \text{ m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$), (Ryan, 1977), (Bogomolov, 1996). Las figuras 6.9 y 6.10 muestran los resultados de la simulación para la contaminación por gamas para 0° , 30° y 60° de ángulo de incidencia cenital, respetivamente.

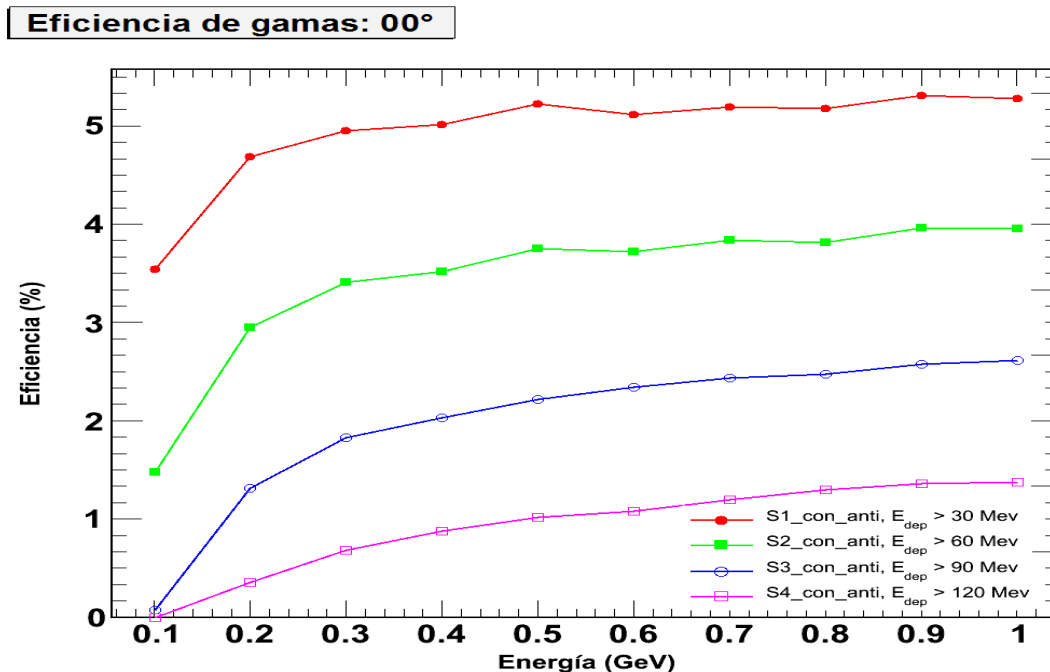
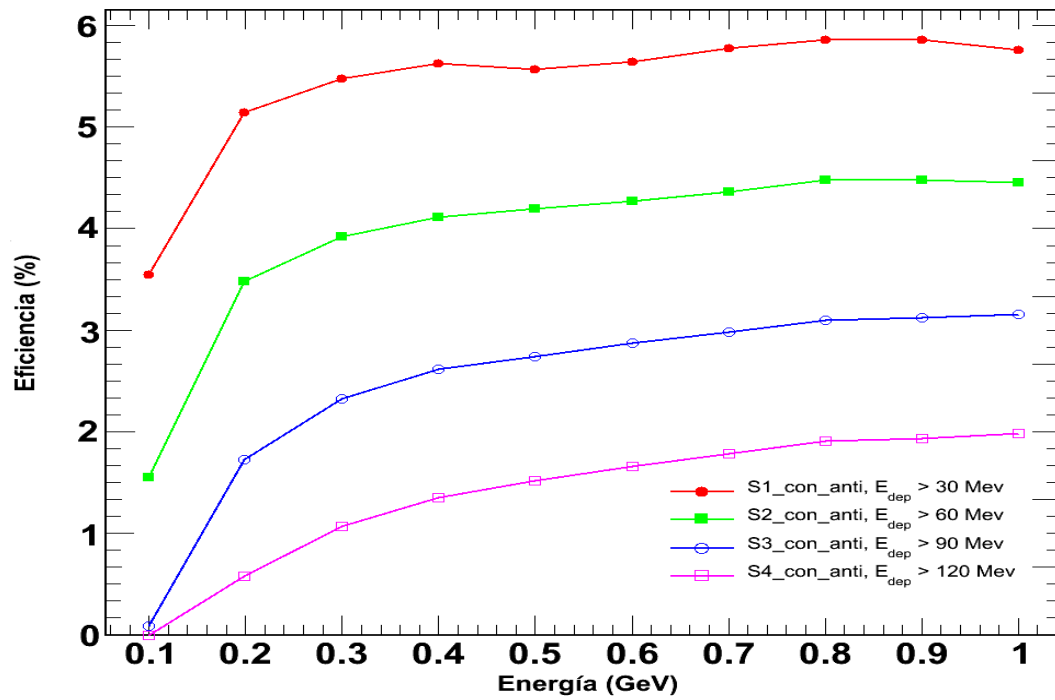


Fig. 6.9. Eficiencias de detección de gamas para un ángulo de incidencia cenital de 0° , considerando un flujo de gamas comparable al flujo de neutrones.

Eficiencia de gamas: 30°



Eficiencia de gamas: 60°

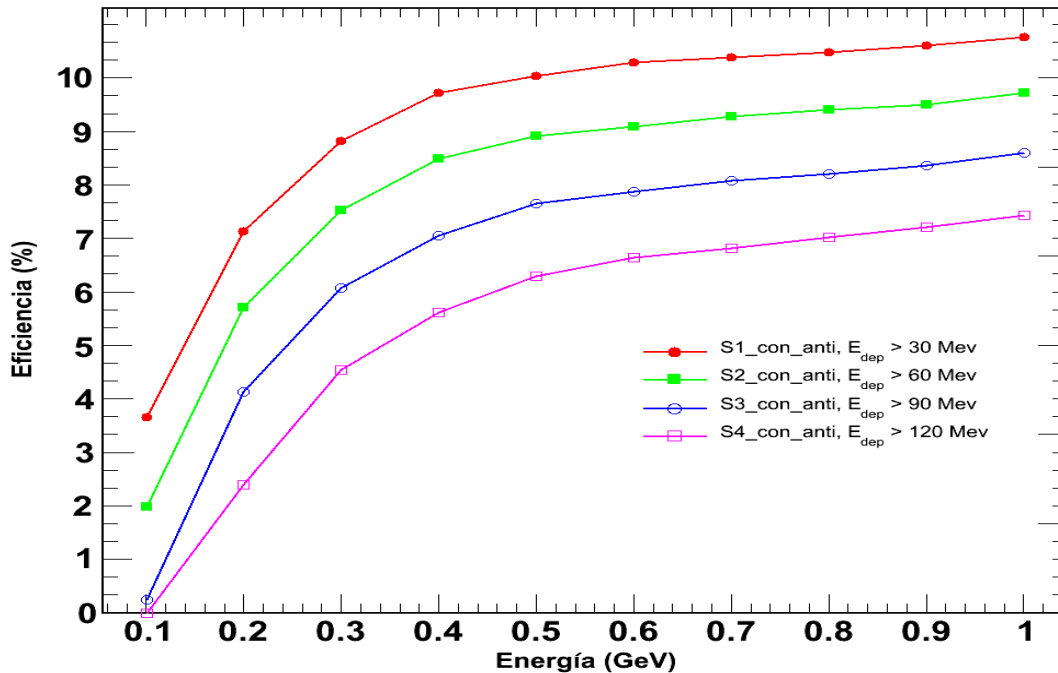


Fig. 6.10. Eficiencias de detección de gamas para un ángulo de incidencia cenital de 30° y 60°, considerando un flujo de gamas comparable al flujo de neutrones.

6.3.2. RESOLUCIÓN ANGULAR.

La reconstrucción angular del TNS se genera por la simulación de las góndolas de contadores proporcionales localizadas debajo de los plásticos centelladores. Como se explica en el capítulo 4, las dos capas de CPs permiten clasificar la dirección del protón liberado en los PCs y correlacionado con la dirección del neutrón solar incidente, en una matriz angular de 5x5 de 15° de resolución. El campo de visión es ~60° en las direcciones Norte-Sur y Este-Oeste.

El TNS lleva a cabo este proceso de forma automática por medio de circuitos lógicos específicos. El código de simulación es capaz de calcular como están correlacionadas las direcciones angulares reconstruidas con la dirección real de incidencia, porque se toman en cuenta la simulación de todos los CPs.

Como un ejemplo, la figura 6.11a muestra el caso de un flujo de neutrones solares simulado que llega verticalmente al TNS (0° de ángulo cenital = 18:00 hrs TU). En este caso, se consideró un flujo de neutrones con energías de 100 MeV a 1 GeV. Poco más del 11% de los ángulos reconstruidos caen en el panel central, mientras que los paneles vecinos contienen poco menos del 6% de los eventos, en promedio.

La figura 6.11b muestra la proporción real de las razones de conteo del TNS durante el evento del 7 de Septiembre de 2005 a las 17:40 TU. Como se observa claramente, hay una muy buena concordancia entre los datos simulados y los reales, generando una confianza que el código de simulación reproduce, de forma bastante razonable, la respuesta del Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra.

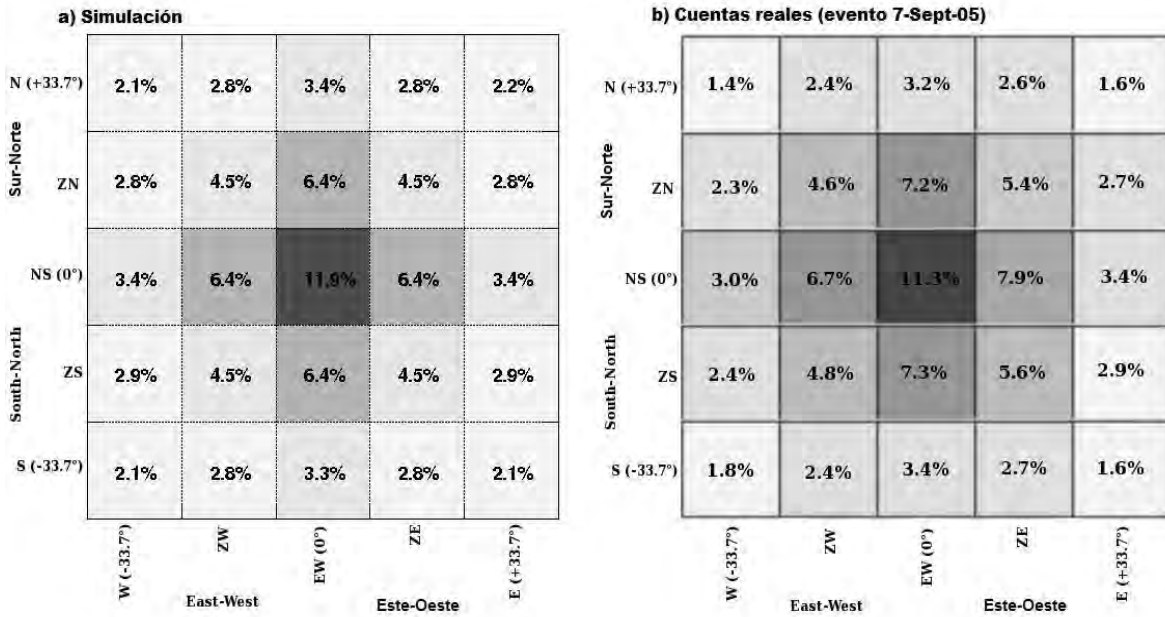


Fig. 6.11. (a) Simulación de un flujo vertical (0°) de neutrones con distribución de energía en el rango de 100 MeV a 1 GeV. **(b)** Evento real de neutrones solares, registrado por el TNS el 7 de Setiembre de 2005 a las 17:40 TU.

Al inyectar 5×10^4 partículas de cada especie en la simulación, se calculó la eficiencia de detección del TNS en Sierra Negra y su capacidad para discriminar entre neutrones y protones, electrones y gamas.

Se muestra que los neutrones con energías del orden de algunos cientos de MeV pueden ser detectados con eficiencias de al menos 10%, mientras que los protones son rechazados en los canales de neutrones con eficiencias mayores al 99%. Además, al tomar en cuenta que los flujos de electrones y gamas son mucho menores que los flujos de neutrones y protones, la contribución de esas partículas a las razones de conteo del TNS son insignificantes.

Finalmente, la resolución angular obtenida con la simulación está en concordancia con los datos reales, tomados del evento del 7 de Septiembre de 2005, lo que constituye una validación extra del código de simulación.

CONCLUSIONES

Desde Julio de 2004, que el TNS en Sierra Negra ha tomado datos de forma continua, sólo se ha observado un evento de neutrones solares, atribuido a la fulguración tipo limbo X17.0, del 7 de Septiembre de 2005.

El TNS detectó el exceso en las cuentas de neutrones en los cuatro canales de deposición de energía, con significancias estadísticas de 15.8σ , 12.6σ , 9.6σ , 7.8σ , para los canales S1_con_Anti ($E_{\text{dep}} > 30$ MeV), S2_con_Anti ($E_{\text{dep}} > 60$ MeV), S3_con_Anti ($E_{\text{dep}} > 90$ MeV) y S4_con_Anti ($E_{\text{dep}} > 120$ MeV), respectivamente. Además, los 25 canales direccionales del TNS registraron este exceso, con un máximo de 11.3% de las cuentas en el canal central, lo que es consistente con el máximo de la emisión de rayos X y rayos γ . De este modo, se confirma que el TNS detectó neutrones solares.

Con base en que el código GEANT4, se calculó el índice espectral (α) para los neutrones solares detectados por el TNS en Sierra Negra. Los resultados muestran que el α que mejor se ajusta al flujo de neutrones producidos en la fulguración del 7 de Septiembre de 2005 está alrededor de 3. Este resultado es congruente con análisis anteriores y se concluye que la emisión de neutrones para este evento fue continua y comenzó a la par que el flujo de rayos γ . Para este evento, se detectaron neutrones de al menos 1 GeV, lo que implica que en la fulguración se produjeron protones de hasta 10 GeV, que no pudieron ser vistos en Tierra, porque el evento fue tipo limbo.

Para conocer la capacidad de detección del TNS y la contaminación por otras partículas, se simuló el funcionamiento del detector con todos los componentes activos, utilizando como base de la simulación el código GEANT4. Se inyectaron electrones, gamas, neutrones y protones con un rango de energía de 100 MeV a 1 GeV y a tres distintos ángulos de incidencia cenital (0° , 30° y 60°). La simulación verificó que la eficiencia de detección del TNS se incrementa con respecto al ángulo cenital de incidencia de las partículas.

Los resultados muestran que los neutrones incidentes detectados, con energía primaria (E_{inj}) de 100 MeV, depositan más de 30 MeV en los plásticos centelladores y son registrados por el canal S1_con_Anti ($E_{dep} \geq 30$ MeV).

Los neutrones detectados con E_{inj} mayor a 600 MeV siempre depositan al menos 120 MeV y son registrados por los cuatro canales de deposición de energía.

Se observa que los neutrones con energías de algunos cientos de MeV son detectados con eficiencias de al menos 10% y se incrementa con la energía primaria del neutrón y el ángulo de incidencia.

La probabilidad de que los protones de alta energía contaminen la señal de los neutrones es despreciable, ya que son rechazados por su señal de coincidencia en más del 99%.

Para electrones, la máxima contaminación es menor que 2.5%. Para gamas, se observa que más de 67% son rechazados, que es concordante con un trabajo previo realizado por Valdés-Galicia, et. al, 2004. Al considerar un flujo de gamas (con $E_{inj} = 100$ MeV) similar al de neutrones, la contaminación es menor al 3.5%. Al tomar en cuenta que los flujos de electrones y gamas a la altura del TNS en Sierra Negra son mucho menores que los flujos de neutrones y protones, la contaminación de esas partículas baja hasta ser despreciable.

La reconstrucción angular del TNS se generó simulando la entrada de neutrones a 0° cenitales (18:00 hrs TU) y comparando con los datos registrados por el TNS para el evento del 7 de Septiembre de 2005 (17:40 hrs TU). La simulación mostró que 11.9% de los cuentas reconstruidas caen en el panel central, mientras que las cuentas reales para el evento de neutrones muestran que se registraron 11.3%. Se observa que los restantes canales direccionales tienen porcentajes de cuentas muy parecidos y en muy buena conformidad entra la simulación y los datos reales.

De este modo, aseguramos que el código de simulación reproduce satisfactoriamente la respuesta del TNS en Sierra Negra.

El análisis de estabilidad de los datos tomados por el TNS para los años de 2004, 2005 y 2006, muestra que son discretos y tienen distribuciones poissonianas. Se constató que las variaciones promedio fueron menores al 1.5% con datos de 3 minutos y que el grado de dispersión fue lo suficientemente pequeño para considerar los datos estables.

Finalmente, con base en que se conoce totalmente el funcionamiento y capacidad de detección del TNS en Sierra Negra y la estabilidad de los datos detectados por el mismo, estamos listos para el registro y análisis de los datos de eventos de neutrones que se generen en fulguraciones para el nuevo ciclo solar 24.

APÉNDICES

APÉNDICE 1.

Fulguraciones solares con emisión de rayos γ , aniquilamiento electrón-positrón (0.511 MeV), Bremsstrahlung y líneas de emisión de captura de neutrones (2.223 MeV), detectadas por el satélite Solar Maximum Mission (SMM), para 1980 a 1989, (Vestrand, 1999).

Fecha (D/M/A)	Tiempo de Inicio (TU)	Emisión γ (seg)	Clase	Bremsstrahlung (fotones cm^{-2})	0.511 MeV (fotones cm^{-2})	2.223 MeV (fotones cm^{-2})
21/06/1980	01:18:20	491	X2.6	152.2 \pm 13.5	8.8 \pm 1.0	7.0 \pm 0.9
06/11/1980	03:44:07	294	X9.0	557.9 \pm 14.3	1.8 \pm 1.1	8.9 \pm 0.9
07/11/1980	02:04:12	180	X2.5	29.4 \pm 4.5	1.5 \pm 0.7	0.9 \pm 0.5
26/02/1981	14:24:29	114	X1.8	59.7 \pm 6.2	0.3 \pm 0.5	0.8 \pm 0.5
01/04/1981	01:33:04	1376	X2.3	408.5 \pm 19.1	8.0 \pm 1.7	17.7 \pm 1.5
10/04/1981	16:46:30	524	X2.3	258.3 \pm 11.4	4.7 \pm 1.4	16.1 \pm 1.1
27/04/1981	08:03:28	1916	X5.5	1201.3 \pm 24.9	9.1 \pm 2.7	10.6 \pm 1.9
19/07/1981	05:58:44	130	X2.7	222.2 \pm 7.6	0.6 \pm 0.8	1.0 \pm 0.6
14/10/1981	17:05:45	98	X3.0	950.7 \pm 83.4	0.7 \pm 1.6	1.0 \pm 0.8
03/02/1982	01:14:31	557	X1.1	220.0 \pm 21.5	4.5 \pm 1.7	6.8 \pm 1.4
08/02/1982	12:49:17	426	X1.4	810.8 \pm 19.1	4.0 \pm 1.8	2.1 \pm 1.2
30/03/1982	05:36:25	393	X2.8	82.2 \pm 8.2	2.2 \pm 1.0	2.7 \pm 1.0
03/06/1982	11:42:44	1195	X8.0	1026.9 \pm 32.0	86.8 \pm 2.7	203.6 \pm 3.0
15/06/1982	15:11:34	295	X1.3	442.5 \pm 13.3	3.4 \pm 0.9	4.6 \pm 0.8
09/07/1982	07:35:26	327	X9.8	1150.6 \pm 18.1	11.5 \pm 1.9	21.9 \pm 1.2

Fecha (D/M/A)	Tiempo de Inicio (TU)	Emisión γ (seg)	Clase	Bremsstrahlung (fotones cm^{-2})	0.511 MeV (fotones cm^{-2})	2.223 MeV (fotones cm^{-2})
26/11/1982	02:29:04	393	X4.5	533.4 \pm 12.8	1.1 \pm 1.2	1.5 \pm 0.8
07/12/1982	23:40:00	2703	X2.8	6967.8 \pm 52.3	23.1 \pm 6.2	40.4 \pm 2.8
15/12/1982	16:30:44	360	X5.0	144.3 \pm 6.3	2.7 \pm 0.8	13.3 \pm 0.8
17/12/1982	18:56:44	246	X10.1	86.9 \pm 6.5	4.7 \pm 0.8	22.0 \pm 0.8
29/12/1982	06:44:10	197	X1.9	123.7 \pm 4.8	2.2 \pm 0.6	4.3 \pm 0.6
03/02/1983	06:03:19	1212	X4.1	720.9 \pm 22.0	5.4 \pm 2.4	19.5 \pm 1.8
09/05/1983	23:04:17	409	X2.4	189.4 \pm 14.6	0.9 \pm 0.8	2.6 \pm 1.0
24/04/1984	23:59:42	1097	X13.0	717.6 \pm 32.7	208.8 \pm 3.1	355.3 \pm 3.4
19/05/1984	21:53:30	213	X4.1	277.3 \pm 9.2	2.7 \pm 0.90	6.6 \pm 0.8
21/01/1985	23:58:19	393	X4.7	152.8 \pm 8.4	2.0 \pm 1.2	7.6 \pm 1.0
24/04/1985	09:28:53	1081	X1.9	451.1 \pm 24.3	6.2 \pm 2.0	10.6 \pm 1.7
04/02/1986	07:35:36	163	X3.0	117.0 \pm 4.5	1.3 \pm 0.6	3.3 \pm 0.5
06/02/1986	06:20:33	1228	X1.7	653.6 \pm 13.7	25.3 \pm 1.5	96.3 \pm 2.0
14/04/1988	19:37:59	262	X1.2	98.3 \pm 7.7	2.0 \pm 0.9	1.3 \pm 0.7
03/10/1988	15:11:34	82	X3.2	92.0 \pm 6.3	0.7 \pm 0.8	3.2 \pm 1.0
16/12/1988	08:28:50	3555	X4.7	3226.9 \pm 51.7	168.2 \pm 4.4	606.7 \pm 6.9
09/02/1989	12:59:48	196	X3.9	29.6 \pm 9.7	1.7 \pm 0.7	6.2 \pm 0.7
06/03/1989	14:04:51	3515	X15	9115.3 \pm 70.3	102.6 \pm 8.3	173.4 \pm 4.7
10/03/1989	19:03:40	3341	X4.5	2294.4 \pm 31.2	28.8 \pm 3.9	76.1 \pm 2.7
16/03/1989	15:23:41	360	X3.6	435.4 \pm 15.9	7.0 \pm 1.4	30.8 \pm 1.2
17/03/1989	17:31:22	835	X6.5	1426.7 \pm 32.0	15.3 \pm 2.0	37.4 \pm 2.2

Fecha (D/M/A)	Tiempo de Inicio (TU)	Duración (seg)	Clase	Bremsstrahlung (fotones cm ⁻²)	0.511 MeV (fotones cm ⁻²)	2.223 MeV (fotones cm ⁻²)
03/05/1989	03:42:48	1376	X2.3	375.3 ± 14.0	6.2 ± 1.6	21.1 ± 1.4
05/05/1989	07:28:16	605	X2.4	181.2 ± 11.1	3.3 ± 1.0	7.4 ± 1.1
15/06/1989	19:11:46	98	X4.1	43.3 ± 3.8	0.4 ± 0.5	1.1 ± 0.4
12/08/1989	14:18:22	541	X2.6	41.9 ± 12.9	2.1 ± 1.0	4.4 ± 0.9
14/08/1989	00:42:01	753	X3.5	389.6 ± 17.6	6.6 ± 0.9	8.3 ± 1.1
15/08/1989	02:35:58	2980	X1.0	4880.2 ± 59.3	10.2 ± 6.0	20.8 ± 2.7
16/08/1989	01:22:56	916	X2.0	661.1 ± 24.8	25.4 ± 1.5	17.1 ± 1.3
17/08/1989	00:47:52	2228	X2.9	4843.1 ± 80.8	3.0 ± 3.3	2.2 ± 2.2
01/09/1989	08:09:34	672	X2.3	152.9 ± 14.6	1.3 ± 0.7	5.0 ± 1.0
09/09/1989	09:09:51	541	X1.4	493.7 ± 10.5	12.5 ± 1.1	41.9 ± 1.3
29/09/1989	11:33:32	1245	X9.8	1272.3 ± 35.4	11.9 ± 2.6	12.3 ± 1.6
19/10/1989	12:56:39	3260	X13	2241.3 ± 57.4	263.8 ± 3.4	705.0 ± 7.1
24/10/1989	17:53:18	819	X5.7	1628.7 ± 19.6	9.2 ± 2.2	33.4 ± 1.4
12/11/1989	05:59:44	130	X1.5	57.3 ± 4.7	1.2 ± 0.5	0.8 ± 0.3
15/11/1989	19:33:15	1016	X1.8	704.5 ± 15.0	9.9 ± 2.1	38.9 ± 1.6
19/11/1989	06:21:18	98	X1.1	96.9 ± 5.0	1.2 ± 0.5	1.2 ± 0.4

APÉNDICE 2.

Red mundial y distribución de los monitores de neutrones alrededor del planeta. Se muestran detalles técnicos y geográficos de cada uno.

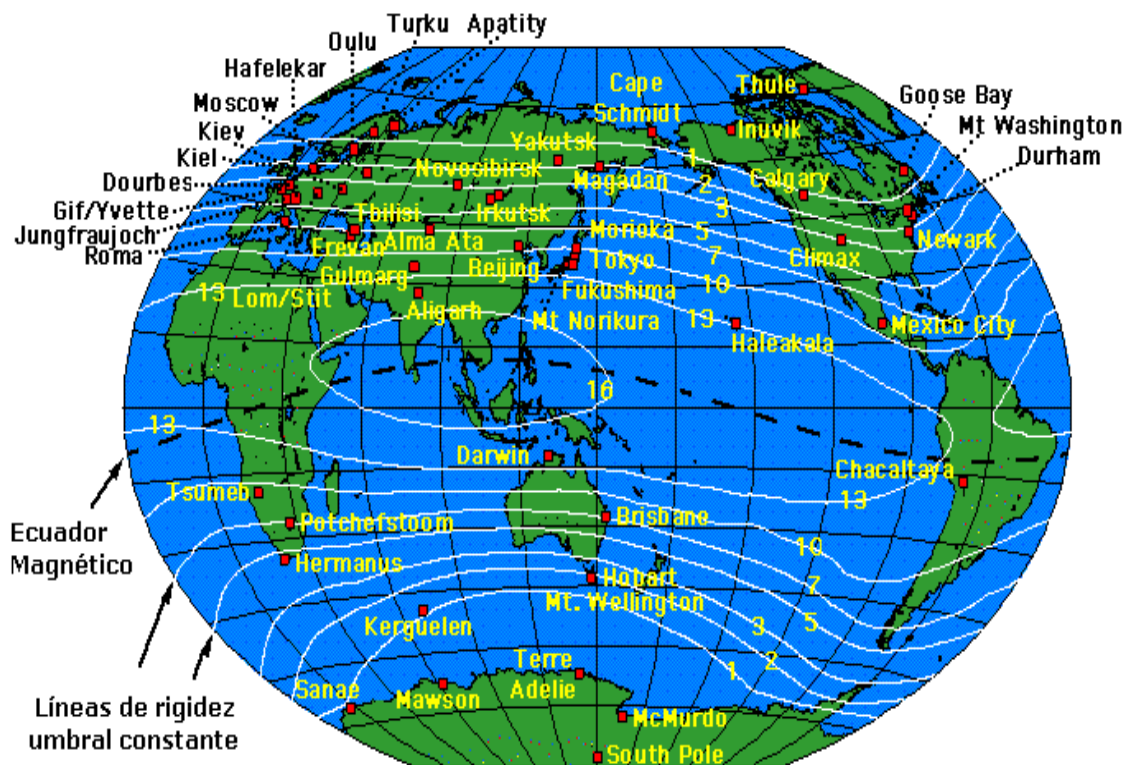
Longitud	Latitud	Altura (m)	Rigidez (GV)	Localización	Tipo
78.07	27.91	300	14.67	Aligarh	IGY
76.92	43.25	775	6.61	Alma Ata-A	NM64
76.92	43.25	3340	6.61	Alma Ata-B	NM64
76.92	43.25	1670	6.61	Alma Ata-C	NM64
33.33	67.55	177	0.57	Apatity	NM64
116.26	40.08	48	10.06	Beijing	NM64
153.08	-27.42	0	6.99	Brisbane	NM64
245.86	51.08	1128	1.08	Calgary	NM64
180.53	68.92	0	0.00	Cape Schmidt	NM64
291.85	-16.31	5200	12.53	Chacaltaya	NM64
253.82	39.37	3400	2.99	Climax	IGY
4.60	50.10	225	3.34	Dourbes	NM64
289.17	43.10	0	1.58	Durham	NM64
44.25	40.17	999	7.58	Erevan-A	NM64
44.25	40.17	2000	7.58	Erevan-B	NM64
140.48	37.75	66	10.61	Fukushima	NM64
2.13	48.68	40	-1.00	Gif Sur Yvette	NM64
299.60	53.27	46	0.64	Goose Bay	NM64
74.42	34.07	2743	11.58	Gulmarg	IGY
11.38	47.32	2290	4.38	Hafelekar	NM64
35.00	32.80	2300	10.75	Haifa	NM64
203.72	20.72	3030	12.91	Haleakala	NM64, IGY
19.23	-34.42	26	4.58	Hermanus	NM64
147.33	-42.90	18	1.84	Hobart	NM64
226.28	68.35	21	0.17	Inuvik	NM64
104.03	52.47	433	3.64	Irkutsk-1	NM64
100.55	51.37	2000	3.64	Irkutsk-2	NM64
100.55	51.29	3000	3.64	Irkutsk-3	NM64
7.98	46.55	3475	4.61	Jungfrauoch	NM64, IGY
70.27	-49.35	33	1.14	Kerguelen Is	NM64
10.13	54.33	54	2.36	Kiel	NM64
30.30	50.72	120	3.57	Kiev	NM64
147.29	-42.99	65	1.84	Kingston	NM64
255.03	39.75	3094	3.03	Leadville	NM64
20.22	49.20	2634	3.98	Lomnicky Stit	NM64
151.02	60.12	220	2.09	Magadan	NM64
62.88	-67.60	30	0.20	Mawson	NM64
166.72	-77.85	48	0.00	McMurdo	NM64
260.82	19.33	2274	8.61	Cd. de México	NM64
141.13	39.70	131	10.23	Morioka	NM64

Continúa..

37.32	55.47	200	2.43	Moscú	NM64
137.55	36.11	2770	11.48	Mt Norikura	NM64
288.70	44.30	1909	1.46	Mt Washington	IGY
147.24	-42.92	725	1.84	Mt Wellington	NM64
284.25	39.68	50	2.09	Newark	NM64
83.00	54.80	163	2.87	Novosibirsk	NM64
25.47	65.05	15	0.78	Oulu	NM64
27.06	-26.41	1351	7.00	Potchefstroom	IGY
12.52	41.90	60	6.32	Roma	NM64
357.59	-70.31	52	0.86	Sanae	NM64
-210.00	-88.00	2820	0.09	Polo Sur	NM64
44.80	41.72	510	6.73	Tbilisi	NM64
140.02	-66.67	35	0.02	TERRE_ADELIE	NM64
291.30	76.50	44	0.00	Thule	NM64
139.72	35.75	20	11.63	Tokio Itabashi	NM64
17.35	-19.12	1240	9.21	Tsumeb	NM64
22.60	60.40	32	1.36	Turku	NM64
129.43	62.01	105	1.65	Yakutsk	NM64

(<http://ulysses.sr.unh.edu/NeutronMonitor>).

MONITORES DE NEUTRONES AL REDEDOR DEL MUNDO, 1997



(<http://ulysses.sr.unh.edu/NeutronMonitor>).

APÉNDICE 3.

ANÁLISIS DE ESTABILIDAD DE LOS DATOS OBTENIDOS POR EL TNS EN SIERRA NEGRA.

Como se mencionó en la sección 4.3.2, el TNS en Sierra Negra tiene una razón de conteo base de 10 segundos en todos los canales de detección. Como una forma de comprobar si las cuentas obtenidas por el TNS son confiables y siguen una tendencia estadística estable, se analizaron 2 grandes bloques de datos de neutrones solares.

El primer bloque correspondió a datos obtenidos en los años 2004 y 2005. Se ocuparon cuentas de neutrones solares de 3 días continuos, sin que existiera interrupción en la toma de los mismos, ya fuera por fallas técnicas o error humano. Para este análisis, se usaron cuentas del canal S1_con_Anti (S1-A, neutrones solares >30 MeV), porque corresponde a todos los neutrones registrados por el TNS. Para tener suficiencia estadística para el análisis, la razón de conteo usada fue de 3 min. En la tabla A.1 se observan los días que cumplieron con los requisitos de ininterrupción y fueron analizados. Los resultados del análisis se muestran en la tabla A.2.

Año	2004					
Mes	<i>Agosto</i>	<i>Septiembre</i>	<i>Octubre</i>	<i>Diciembre</i>		
Días	02-04	01-03	28-30	20-22		
Año	2005					
Mes	<i>Marzo</i>	<i>Abril</i>	<i>Mayo</i>	<i>Junio</i>	<i>Julio</i>	<i>Septiembre</i>
Días	04-06	06-08	17-19	12-14	01-03	08-10

Tabla A.1. Datos de neutrones solares de 3 días continuos, para los años de 2004 y 2005, usados para el análisis de estabilidad.

Estadísticamente, todos los datos que surgen por el procedimiento de conteo son datos discretos. Las distribuciones de datos discretos están asociadas a variables que toman un número finito de valores posibles. Dentro de estas distribuciones, la de Poisson representa el número de sucesos o cuentas que ocurren por unidad de tiempo. De este modo, las cuentas de neutrones solares siguen esta tendencia estadística y deben tener distribuciones poissonianas.

Al realizar el análisis, se pudo constatar que los datos siguieron una distribución poissoniana, como se muestra en las figuras A.1 y A.2, para los años 2004 y 2005, respectivamente.

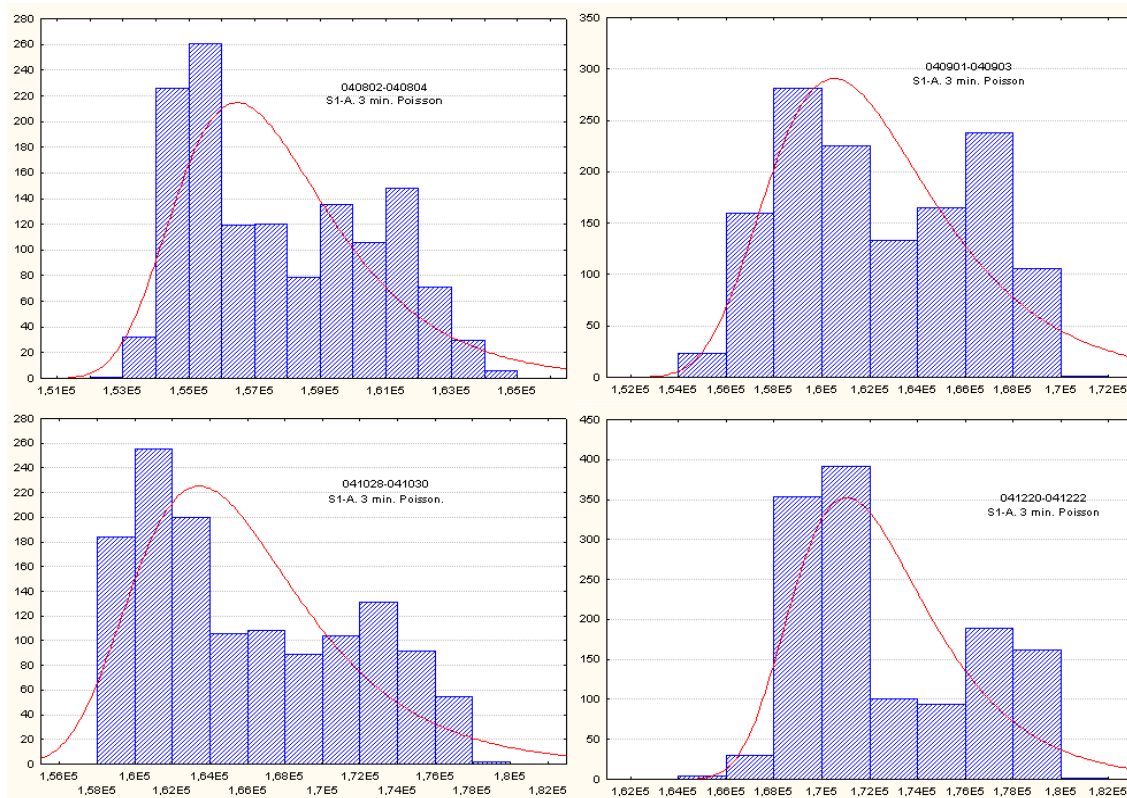


Figura A.1. Distribución de los datos de neutrones solares para el año 2004. Se usaron datos del canal S1_con_Anti (S1-A), que corresponde a todos los neutrones detectados por el TNS y una razón de conteo de 3 minutos.

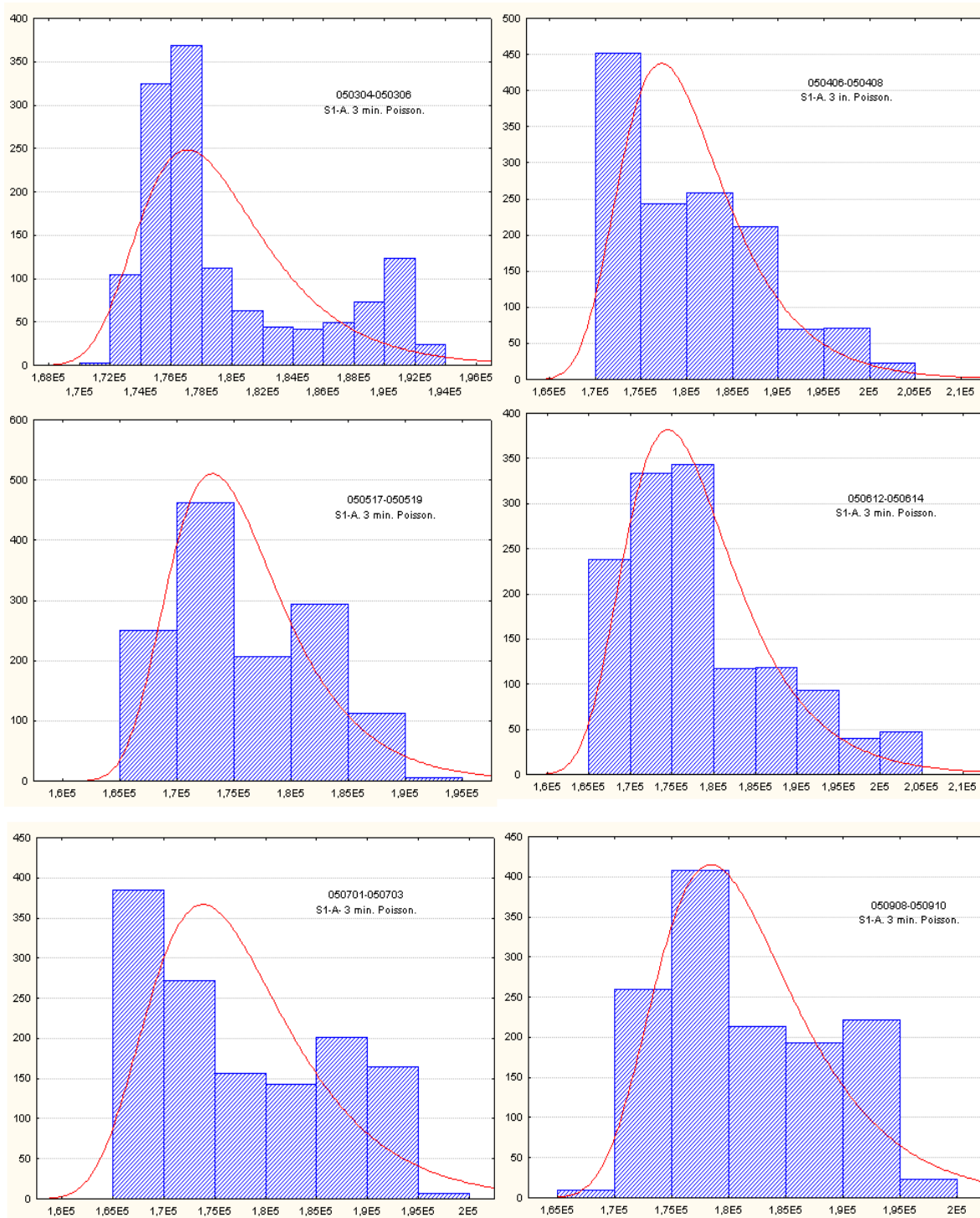


Figura A.2. Distribución de los datos de neutrones solares para el año 2005. Se usaron datos del canal S1_con_Anti (S1-A), que corresponde a todos los neutrones detectados por el TNS y una razón de conteo de 3 minutos.

Intervalo	Media	Desv. Est.	Varianza	% Var Desv. Est.
040802-040804	157783.60	2820.46	7.95E+06	1.78
040901-040903	162358.56	3869.98	1.50E+07	2.38
041028-041030	166010.03	5552.41	3.08E+07	3.34
041220-041222	172656.74	3581.92	1.28E+07	2.07
050304-050306	179597.87	5827.45	3.40E+07	3.24
050406-050408	180644.32	7665.43	5.88E+07	4.24
050517-050519	175908.69	6063.01	3.68E+07	3.45
050612-050614	178434.89	9017.03	8.13E+07	5.05
050701-050703	177839.91	8666.48	7.51E+07	4.87
050908-050910	181745.98	7079.74	5.01E+07	3.89
Intervalo	Curtois/Sesgo	Moda	Mediana	% Var Media
040802-040804	-1.178 / 0.37	155228	157202	0.37
040901-040903	-1.25 / 0.14	159734	161707	0.40
041028-041030	-1.15 / 0.45	159619	164397.5	0.97
041220-041222	-1.14 / 0.54	169900	171091	0.91
050304-050306	-0.49 / 0.98	174443	177170	1.35
050406-050408	-0.136 / 0.86	172511	178703	1.07
050517-050519	-0.99 / 0.48	169236	174014	1.08
050612-050614	0.11 / 0.98	169646	177085	0.76
050701-050703	-1.29 / 0.47	168590	175466	1.33
050908-050910	-1.05 / 0.35	173867	179850	1.04
Análisis de las Medias	Media	Desv. Est.	Varianza	Sesgo
	173298.05	8384.84	7.03E+07	0.93
	Curtois	Moda	Mediana	% Var Media
	-0.55	-----	176874.27	-----

Tabla A.2. Resultados del análisis estadístico de los datos de neutrones solares registrados por el TNS para los años 2004 y 2005.

Al analizar los resultados, se puede constatar que la media de los datos fue consistente para cada intervalo de tiempo analizado, con variaciones de menos de 1.5%, el grado de dispersión de las cuentas es lo suficientemente pequeño, como para considerar los datos estables.

Los resultados de curtosis¹ y sesgo² nos dicen que los datos se adecúan a una distribución poissoniana, debido a que esta distribución tiene curtosis negativas y sesgos positivos. Además, el análisis de las medias muestra resultados coherentes estadísticamente, como una moda nula y mantiene los signos de curtosis y sesgos.

El segundo bloque de datos analizados correspondió al año de 2006. A diferencia del primer bloque, para este análisis se ocuparon los 4 canales de detección de neutrones (*S1_con_Anti*, *S2_con_Anti*, *S3_con_Anti* y *S4_con_Anti*), para constatar si existen variaciones estadísticas en las cuentas registradas por el TNS relacionadas con los canales discriminadores de energía y, con excepción de Mayo, donde se obtuvieron 2 y 4 días continuos, se usaron 2 series de 3 días continuos de cuentas de neutrones (sin interrupción en la adquisición durante las 24 hrs). La razón de conteo de los datos fue también de 3 minutos.

La tabla A.3 muestra las series de datos del 2006 que fueron analizados.

¹ Curtosis: Medida estadística que determina el grado de concentración que presentan los valores en la distribución. Un valor negativo implica concentración de datos en un intervalo pequeño de toda la distribución.

² Sesgo: Medida estadística que describe la simetría de la distribución alrededor de un promedio. Un valor positivo implica que la distribución tendrá una cola asimétrica extendida hacia los valores positivos.

2006								
Mes	Enero	Febrero	Marzo	Abril	Mayo	Octubre	Sept.	Dic.
Días	12-14	02-04	12-14	16-18	17-18	11-13	15-17	15-17
	25-27	22-24	15-17	26-28	25-28	14-16	18-20	18-20

Tabla A.3. Datos de neutrones solares, usados para el análisis de estabilidad de las cuentas obtenidas por el TNS en 2006, con razones de conteo de 3 minutos.

Los resultados del análisis se exponen en la tabla A.4, que constata la consistencia de los resultados obtenidos con los del análisis del primer bloque. El grado de dispersión muestra que los datos continuaron siendo estables y variables como la curtosis y sesgo confirmaron que la distribución de los neutrones debe ser Poissoniana, tal como los muestran las figuras A.3 a A.10.

El porcentaje de variación y análisis de las medias deja ver que, independientemente de la energía del flujo de neutrones, el TNS está registrando cuentas muy estables que no varían en más de 1.5%. Además, muestra coherencia estadística al mostrar una moda nula y la confirmación que los datos deben seguir una distribución Poissoniana.

Conjuntamente al análisis de estabilidad, se realizó un análisis de bondad de ajuste para el canal S1_con_Anti de los neutrones correspondientes a los intervalos analizados en 2006. En principio, se llevó a cabo una prueba de probabilidad de distribución de datos, donde se comprueba visualmente el ajuste de una distribución teórica a los datos observados mediante el análisis de una gráfica de la probabilidad-probabilidad. En estas gráficas se muestra la función de distribución acumulada observada contra la función de distribución acumulada teórica, en este caso de Poisson.

Enero	Media	Desv. Est.	Varianza	Sesgo	Curtosis	Moda	Mediana	% Var. Media
S1_con_Anti	168172.71	6308.32	3.98E+07	0.86	-0.19	160571	166720.5	0.86
S2_con_Anti	58211.87	1496.42	2.24E+06	0.99	0.04	57472	57680	0.91
S3_con_Anti	19419.39	408.96	167248.65	0.72	-0.02	19264	19327.5	0.47
S4_con_Anti	8834.85	336.86	113477.94	0.82	-0.19	8586	8737	1.10
Febrero								
S1_con_Anti	171950.21	8508.17	7.24E+07	0.96	-0.29	165211	167947	2.32
S2_con_Anti	59607.01	2175.89	4.73E+06	0.66	-0.88	57772	58722	1.48
S3_con_Anti	20004.13	495.42	245444.93	0.66	-0.54	19715	19858	0.73
S4_con_Anti	9270.98	438.42	192212.67	0.69	-0.66	8833	9111	1.72
Marzo								
S1_con_Anti	199396.08	14108.67	1.99E+08	0.67	-0.41	189550	196130.5	1.64
S2_con_Anti	60660.21	3096.67	9.59E+06	0.61	-1.04	57753	59233.5	2.35
S3_con_Anti	20198.71	672.86	452734.62	0.65	-0.76	19701	19935	1.31
S4_con_Anti	9579.09	614.89	378091.49	0.83	-0.33	8954	9373	2.15
Abril								
S1_con_Anti	179245.69	8613.86	7.42E+07	0.32	-0.94	167947	177530.5	0.96
S2_con_Anti	61426.14	2291.68	5.25E+06	0.44	-1.13	58730	60770.5	1.07
S3_con_Anti	20357.05	514.84	265070.09	0.51	-0.69	20038	20231.5	0.62
S4_con_Anti	9537.80	458.81	210503.69	0.40	-1.00	9065	9436.5	1.06
Mayo								
S1_con_Anti	175331.21	6113.49	3.74E+07	0.67	-0.32	166643	173591.5	0.99
S2_con_Anti	61125.31	1405.80	1.98E+06	0.71	-0.21	61014	60762	0.59
S3_con_Anti	20220.22	374.31	140111.94	0.47	-0.25	19889	20180	0.19
S4_con_Anti	9318.48	284.87	81156.08	0.58	-0.35	9101	9257.5	0.65
Octubre								
S1_con_Anti	180935.92	7168.93	5.14E+07	1.29	-0.99	174923	178019	1.61
S2_con_Anti	64730.71	2199.36	4.84E+06	1.21	-0.89	63610	63882.5	1.31
Continúa....								

Continuación....								
Octubre	Media	Desv. Est.	Varianza	Sesgo	Curtosis	Moda	Mediana	% Var. Media
S3_con_Anti	21020.20	463.20	214561.77	0.94	-0.54	20791	20904	0.55
S4_con_Anti	9826.80	402.90	162329.16	1.10	-0.78	9520	9701.5	1.27
Septiembre								
S1_con_Anti	180433.9	7152.10	5.12E+07	0.85	-0.41	173349	177586	1.57
S2_con_Anti	63511.20	2205.25	4.86E+06	0.80	-0.55	61311	62637.5	1.37
S3_con_Anti	20679.20	461.60	213075.50	0.59	-0.58	20350	20552	0.61
S4_con_Anti	9650.37	400.80	160644.53	0.68	-0.55	9328	9529	1.25
Diciembre								
S1_con_Anti	180951.7	6004.20	3.61E+07	0.61	-0.92	175436	178828	1.17
S2_con_Anti	64213.30	1834.23	3.36E+06	0.50	-0.80	62580	63695.5	0.80
S3_con_Anti	20374.8	457.47	209284.16	0.89	-0.76	20172	20291	0.41
S4_con_Anti	9354.41	361.24	130499.94	0.93	-0.29	9116	9246	1.15
Medias	Media	Desv. Est.	Varianza	Sesgo	Curtosis	Moda	Mediana	% Var. Media
S1_con_Anti	179552.1	9286.11	8.62E+07	1.39	-3.19	--	179839.8	---

Tabla A.4. Resultados del análisis estadístico de los datos de neutrones solares registrados por el TNS en 2006.

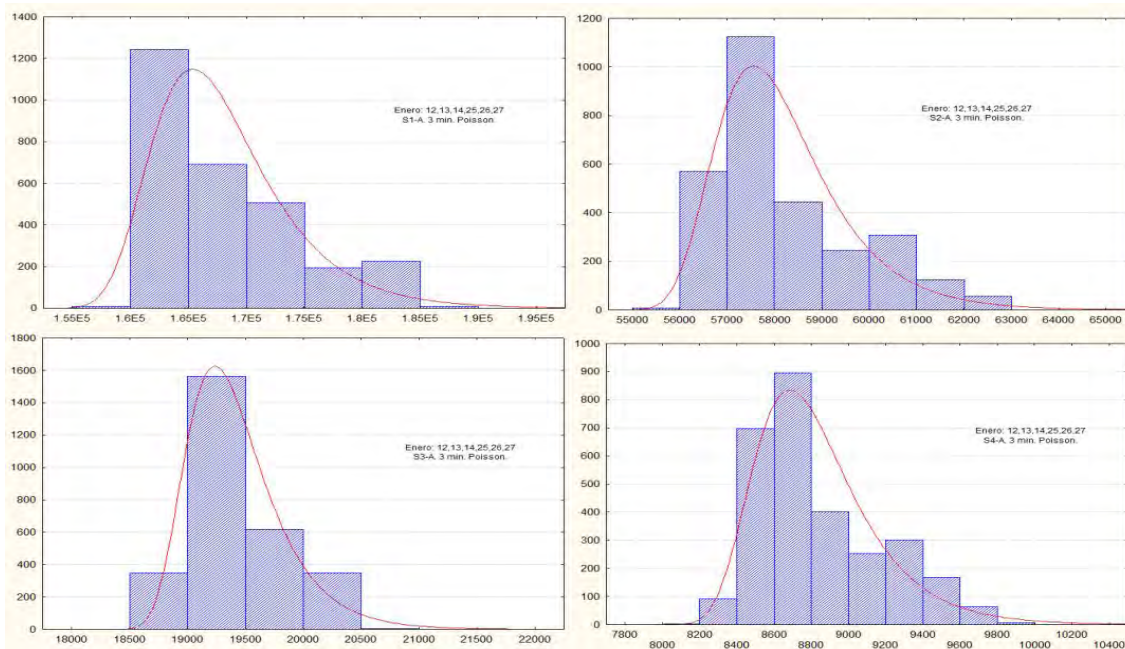


Figura A.3. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Enero de 2006.

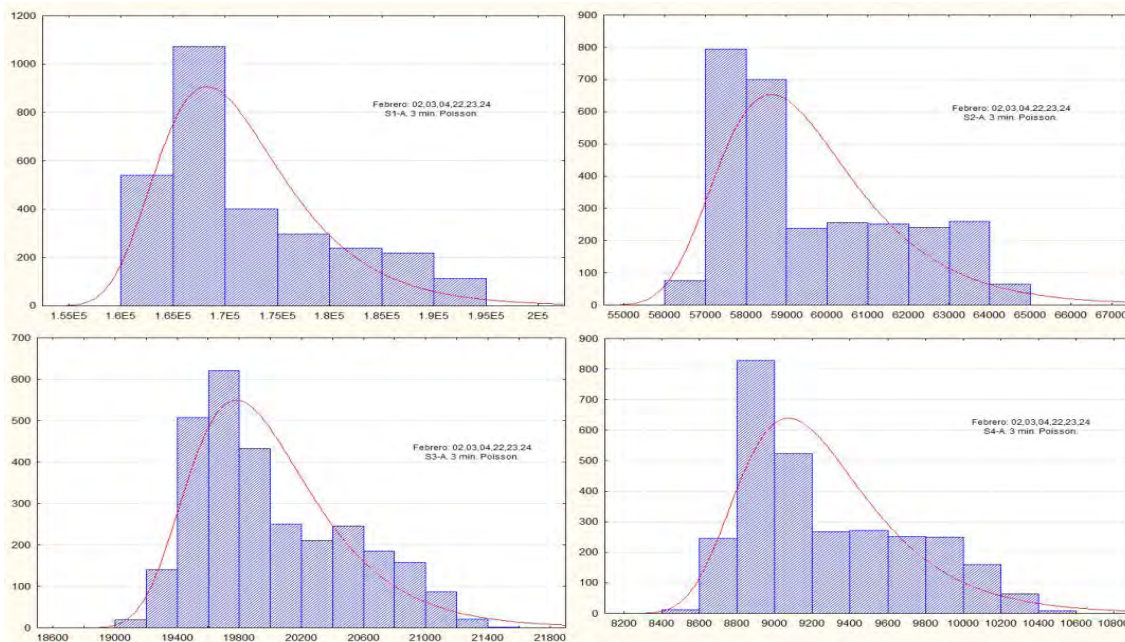


Figura A.4. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Febrero de 2006.

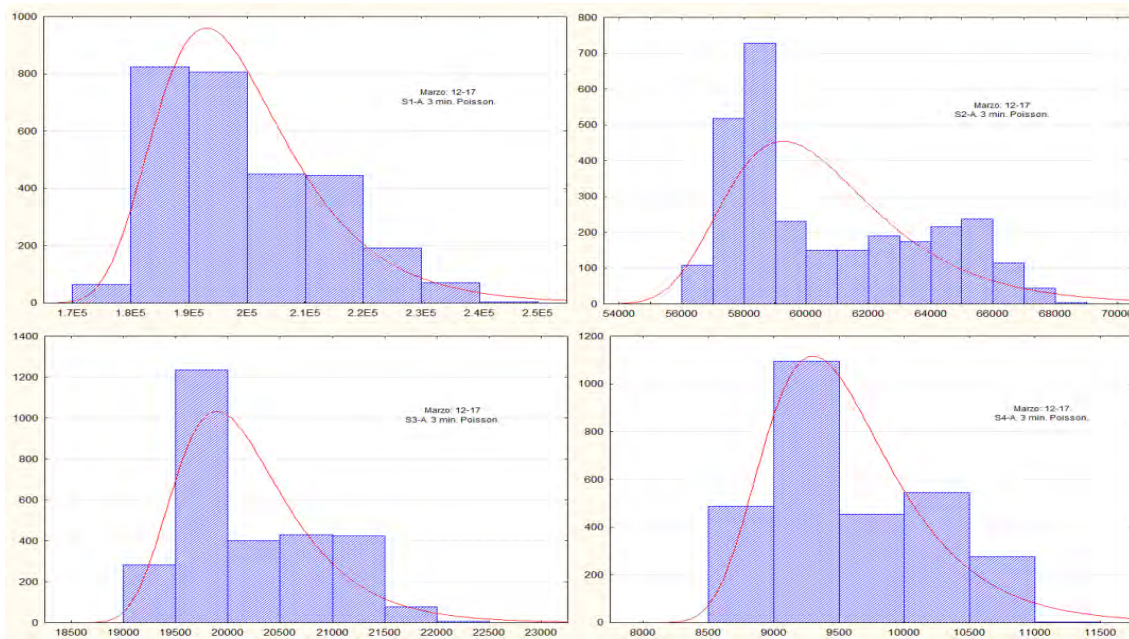


Figura A.5. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Marzo de 2006.

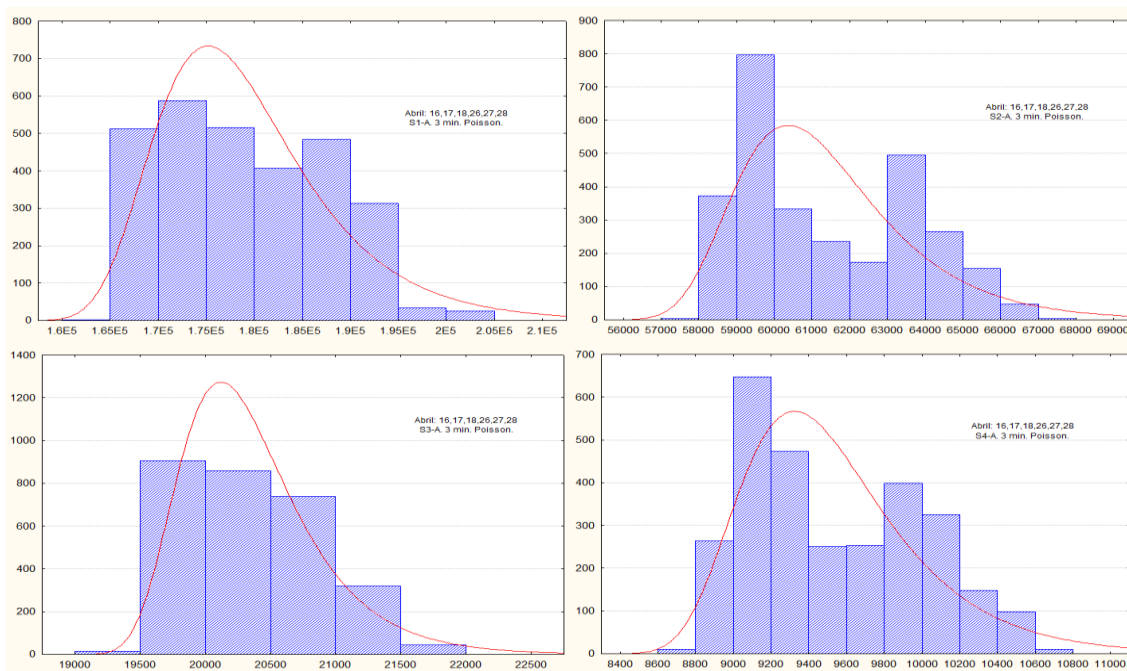


Figura A.6. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Abril de 2006.

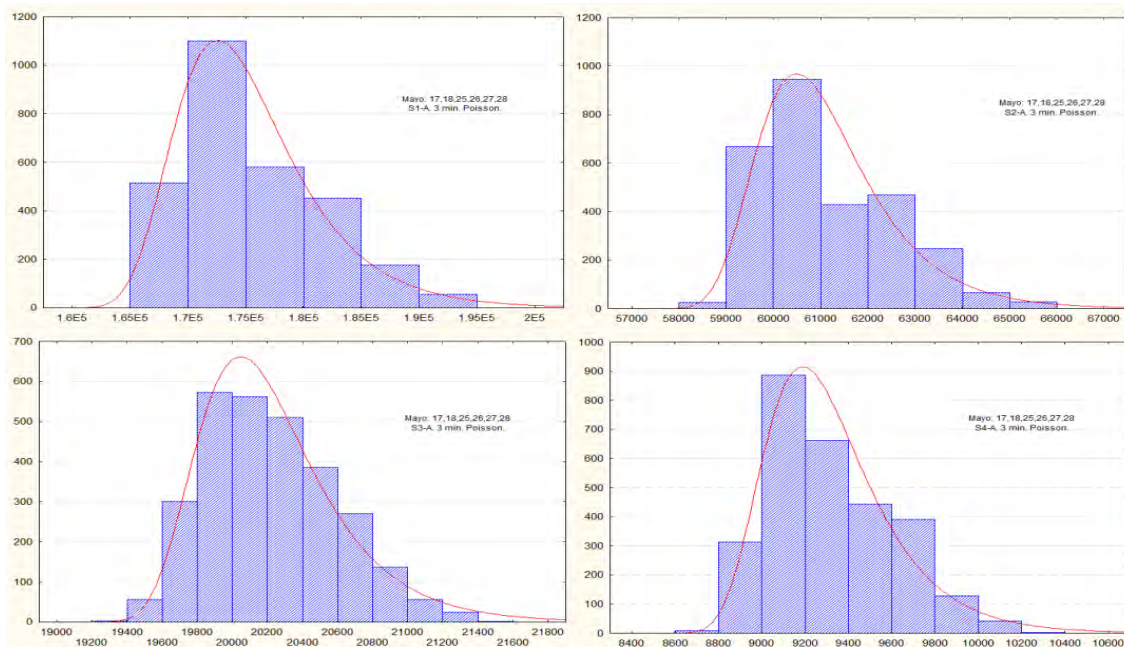


Figura A.7. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Mayo de 2006.

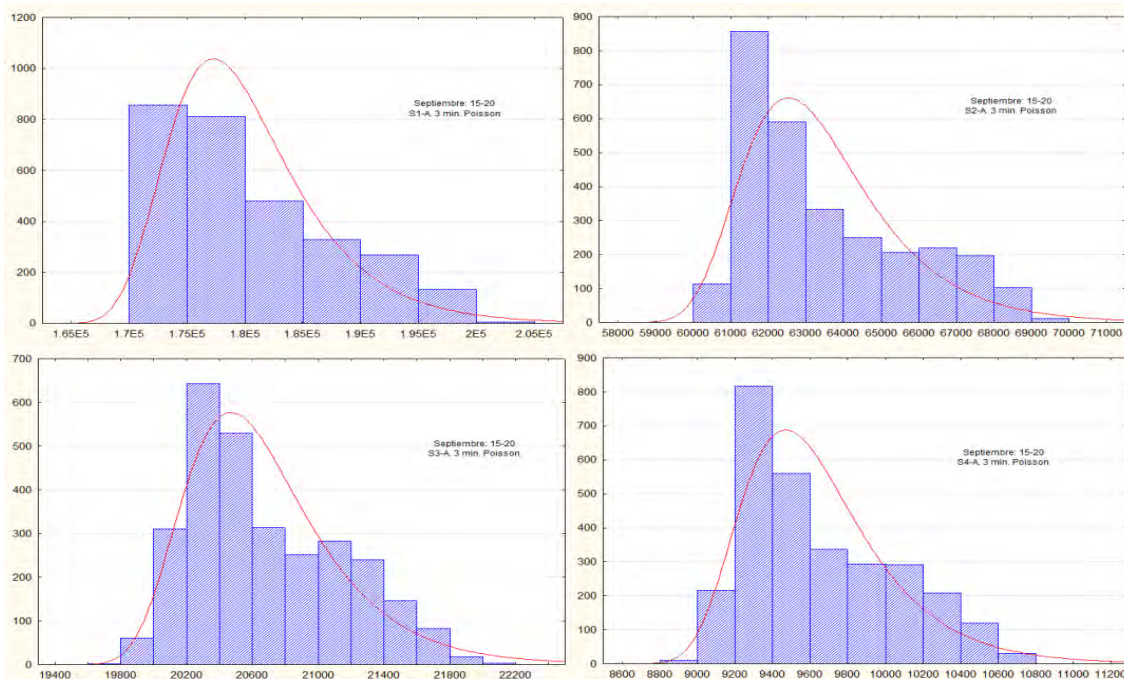


Figura A.8. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Septiembre de 2006.

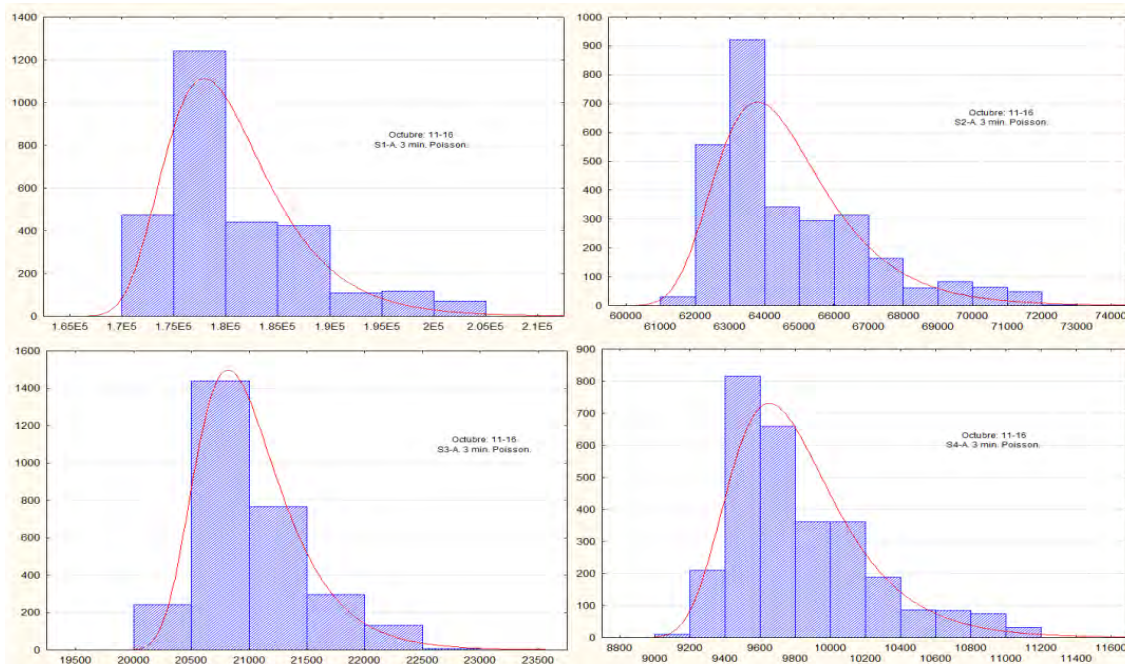


Figura A.9. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Octubre de 2006.

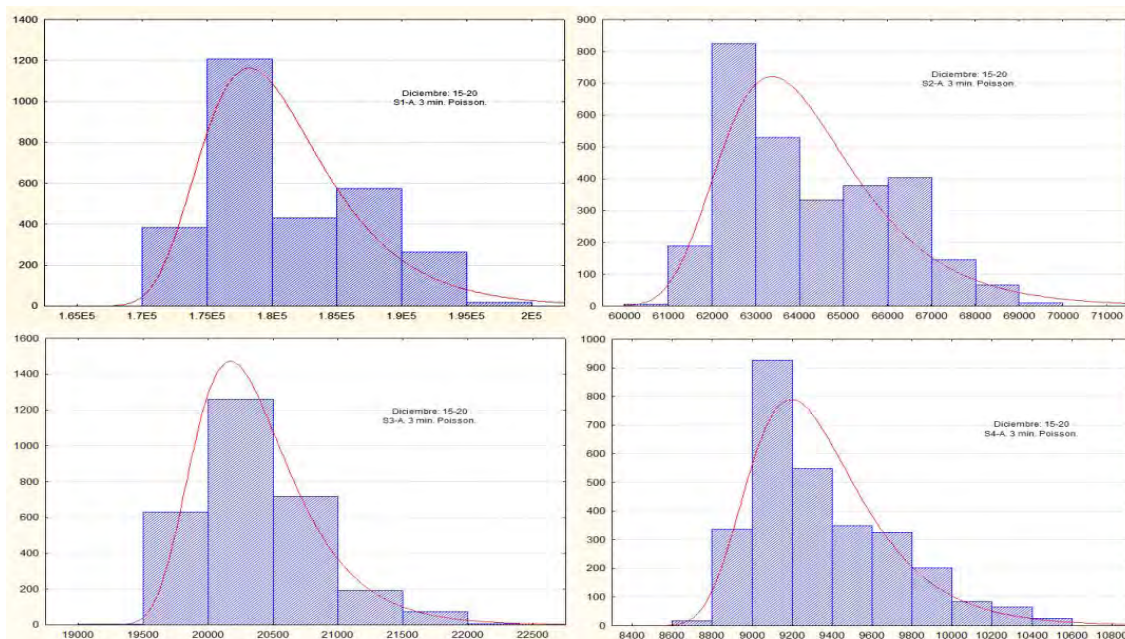


Figura A.10. Distribución de los datos de neutrones solares de los 4 canales de energía, con razón de conteo de 3 minutos, para Diciembre de 2006.

Si la distribución acumulada observada se adecúa a la distribución teórica, entonces más del 90% de los puntos deben caer en la línea diagonal, como se muestra en la figura A.11.

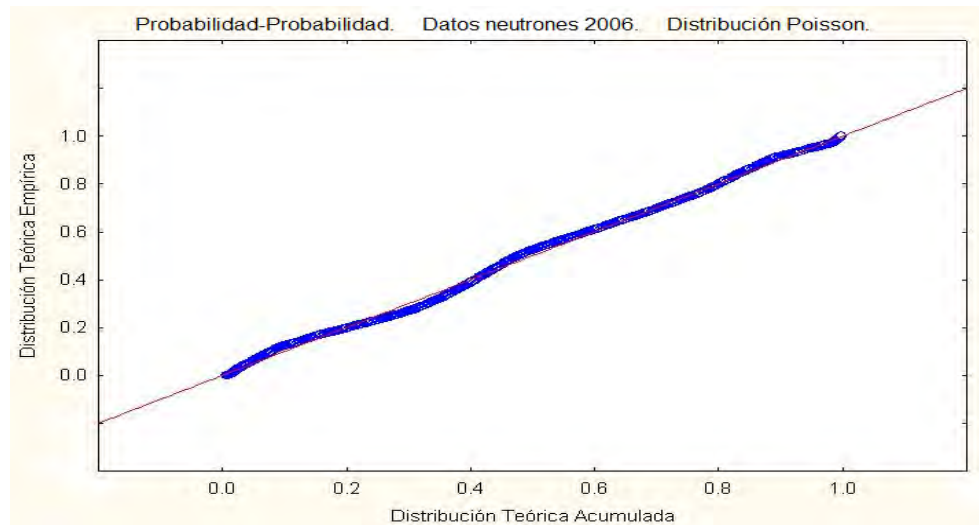


Figura A.11. Gráfica de probabilidad de distribución de datos. Se observa que los datos de neutrones de 2006 se adecúan a una distribución Poissoniana. La línea diagonal es la distribución teórica y los puntos azules representan la distribución observada.

Los resultados del análisis de bondad de ajuste de los datos de Neutrones 2006, se muestran los parámetros estimados de la distribución ajustada. Se observa la distribución de todos los datos de 2006 (canal S1_con_Anti), sin diferenciar en energía y se confirma que siguen una adecuada distribución Poissoniana, siendo coherente con las distribuciones por bloques realizadas con anterioridad.

Este análisis muestra los resultados de las pruebas realizadas para determinar si los neutrones 2006 pueden ser modelados adecuadamente por una distribución Poissoniana. La prueba de Kolmogorov-Smirnov calcula la distancia máxima entre la distribución acumulada de los neutrones y una distribución normal. En este caso, para confirmar que los datos no siguen esa distribución.

Prueba de Bondad de Ajuste para Neutrones 2006

Datos: Neutrones 2006. 23040 valores comprendidos desde 159285 hasta 241401

Distribución Poisson ajustada: media = 179533.0. desviación típica = 12049.2

Contraste Chi-cuadrado

Límite Inferior	Límite Superior	Frecuencia Observada	Chi-cuadrado
	161048.0	128	
161048.0	165672.0	2116	
165672.0	168844.0	1750	
168844.0	171406.0	1402	
171406.0	173644.0	1819	
173644.0	175694.0	2631	
175694.0	177638.0	2282	
177638.0	179533.0	1364	
179533.0	181429.0	1256	
181429.0	183373.0	1165	
183373.0	185423.0	1136	
185423.0	187660.0	1205	
187660.0	190223.0	1369	
190223.0	193394.0	1182	
193394.0	198018.0	704	
198018.0		1509	3.44

Chi-cuadrado = 3.44 con 13 g.l.

P-Valor = 0.0

Análisis Extra

Valor

Forma Modificada

P-Valor

Kolmogorov-Smirnov D 0.0900359 13.6596 <0.01*

Anderson-Darling A^2 370.422 370.434 <0.01*

**Indica que el p-valor se ha comparado con las tablas de valores críticos especialmente construido para el ajuste de la distribución Normal y ha sido rechazada con un nivel de confianza de 99%.*

Finalmente, la figura A.12 muestra la distribución de todos los datos de neutrones solares analizados para el 2006, mostrando que se distribuyen como una Poissoniana.

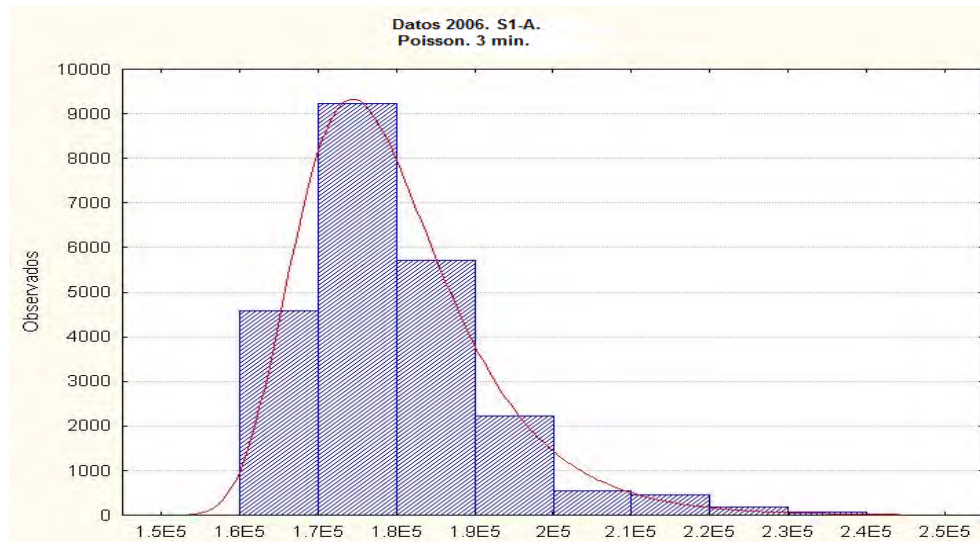


Figura A.12. Distribución de todos los datos de neutrones para 2006. Se observa que se ajustan a una distribución Poissoniana.

La prueba chi-cuadrado divide el rango de los neutrones utilizados en intervalos y compara el número de observaciones en cada clase con el número esperado basado en la distribución ajustada.

Dado que p-valor más pequeño de las pruebas realizadas es inferior a 0.01, podemos aceptar que los neutrones de 2006 proceden de una distribución Poissoniana con un nivel de confianza del 99%.

Como se observa en las figuras A.1 a A.12, la distribución de los datos corresponde con la predicha teóricamente; además, al examinar los resultados del análisis estadístico y corroborar con la bondad de ajuste que los datos siguen una distribución Poissoniana, se nota claramente que los datos son estables y, por lo tanto, el TNS está funcionando adecuadamente en la medición de neutrones solares.

REFERENCIAS

- Agostinelli, S., et. al., 2003. Nucl. Instr. and Meth. A 506.
- Biermann, L. 1948, Z. Astrophys., 25, 161.
- Biermann, V. L., et al., 1951, Z. Naturforsch., 6a, 47.
- Bogomolov, et. al., 1996. Radiat. Meas. 26 (3), 531.
- Carrington, R. C., 1859, MNRAS, 20, 13.
- Carmichael, H., 1964b, IQSY Instruction Manual No.7.
- Chupp, E. L., et al. 1982, Ap. Astrop. J., 263, L95.
- Chupp, E. L., 1984, Ann.Rev. Astron. Astrophys., 22, 359.
- Chupp, E. L., et al. 1987, Astrop. J, 318, 913.
- Clem, J. M., & Dorman, L. I., 2000, Space Sci.Rev., 93, 335.
- Cliver, E. W.: 1996, in R. Ramaty, N. Mandzhavidze, and X.M. Hua (eds.), *High Energy Solar Physics*, AIP, New York, p. 45.
- Cranmer, S. R., 2001, JGR, 106, 24937
- Debrunner, H., et al., 1993, ApJ, 409, 822.
- Debrunner, H., et al., 1997, ApJ, 479, 997.
- Dorman, L., Valdés-Galicia, J. 1999, J. Geoph Res, 104, 417.
- Forrest, D. J., & Chupp, E. L., 1983, Nature, 305, 291.
- Foukal, P., G. North, and T. Wigley, 2004. A Stellar View on Solar Variations and Climate, *Science*, 306, 68-69.
- Grieder, P., *Cosmic Rays at Earth, Researcher's Reference Data Book*, Elsevier, 2001.
- Hale, G. E. et. al. 1919. Ap. J. 49, 153.
- Hanslmeier, A., *The Sun and Space Weather (Astrophysics and Space Science Library)*, (Second Edition), Springer, (2008)
- Hodgson, R. 1860, *Monthly Notices Royal Astron.* **20**, 15.
- Kane, S. R., et al., 1995, ApJ, 446, L47.
- Künzel, H., 1960, *Astron. Nachr.* 285, 271.
- Lang, R. K., 2008. *The Sun from space*, second edition. Astronomy and Astrophysics library. Springer-Verlag, Germany.

- Lin, R.P., *et al.*, 2003, *ApJ*, 595, L69.
- Lingenfelter, *et al.*, *J. Geophys. Res.* 70, p. 4077 (1965).
- Lingenfelter, R. E. & Ramaty, R. 1967, in *High Energy Nuclear Reactions in Astrophysics*, ed. B. S. P. Shen (New York: W. A. Benjamin), p. 99.
- Lingenfelter, R. E. & Ramaty, R. 1967, in *High Energy Nuclear Reactions in Astrophysics*, ed. B. S. P. Shen (New York: W. A. Benjamin), p. 99.
- Lingenfelter, R. E.: 1994, J.M. Ryan and W.T. Vestrand (eds), "Solar Flare Neutrons and Gamma Rays", *proc. of High-Energy Solar Phenomena—A New Era of Spacecraft Measurements*, AIP Conference Proc. 229, 77.
- Longair, M. S., 1992. *High Energy Astrophysics*, volume 1. Cambridge Univ. Press, U. K.
- Muraki Y., *et al.*, *Nucl. Phys. B (Suppl.)*, 60B, 3, 1998.
- Muraki, Y., *et al.*, 1992, *ApJ*, 400, L75.
- Murphy, R. J., *et al.*, 1987, *ApJ*, 63, 721.
- Murphy, R. J., *et. al.*, 1990, *ApJ*, 358, 298.
- Murphy, R. J., *et. al.* *Astrophys. J.*, 358, 290, 1991.
- Parker, E. N., 1975. *Cosmical Magnetic Fields* (Oxford).
- Ramaty, R., *et al.* 1983. *ApJ*, 273, L41.
- Ramaty, R., & Mandzhavidze, N, 1994, in: *High Energy Solar Phenomena*, eds. J. M.
- Reames, D. V. 1999, *Space Sci. Rev.*, 90, 413
- Ryan & Vestrand, W., *AIP Conf. Proc.* 294, 26
- Ryan, J., 1977. *J. Geophys. Res.* 82 (25), 3593.
- Sako, T., *et. al.*, 2003, 28th ICRC, (Tsukuba), 3449.
- Sako, T., *et. al.*, 2006, *ApJ*, 651, 69.
- Sako, T. *et. al.*, 2007, 30th ICRC, (Mérida).
- Schwabe, H. 1843, *Astron. Nachr.*, 20, No. 495
- Schmelz, J. and Brown, J. *The Sun: A Laboratory for Astrophysics*. Kluwer Academic Plubishers, 1992.

- Schwarzschild, M. 1948, H., *ApJ*, 107, 1.
- Shea, M. A., *et al.*, 1991, *Geophys. Res. Letters*, 18, 1655.
- Shibata, S., 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, A4, 6651.
- Simpson, J. A., & Uretz, R. B., 1953, *Phys.Rev.*, 90, 44.
- Terekhov, O. V., *et al.*, 1993, *Astronomy Letters*, 19, 65.
- Valdés-Galicia, J.F., *et. al.*, 2004, *Nucl. Inst. Meth.*, A535, 656-664.
- Valdés-Galicia, *et. al.*, 2009. *Adv. Spac. Res.* 43, 565.
- Tsuchiya, H., *et al.*, 2001, *Nucl. Inst. Meth.*, A463, 183 y *Proceed. 27 th ICRC (Hamburg)*, 8 (2001) 3056.
- Vestrand, W., *et al.*, *Astro. Jour. Supp Series*, 120:409-467, 1999.
- Watanabe, K., *et al.*, 2003a, *28th Inter. Cosmic Ray Conf. (Tsukuba)*, 6, 3211.
- Watanabe, K., *et al.*, 2003b, *ApJ*, 592, 590.
- Watanabe, K., *et al.*, 2003c, *28th ICRC. (Tsukuba)*, 6, 3179.
- Watanabe, K., 2005, tesis Doctoral. Universidad de Nagoya, Japón.
- Watanabe, K., *et al.*, 2006, *ApJ*, 636, 1135.
- Watanabe, K. *et. al.*, 2007, *30th ICRC. (Mérida)*, 374.
- Wolf, R., 1855. *Astron. Nachrichten* 935, 359.
- Zirin H., 1972, *Solar Phys.*, 22, 34.
- Zirin H. and Ligget, M., 1987, *Solar Phys.*, 113, 267.
- Zirin H., 1989, *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press, England.
- Zhang, J., 2005, *29th, ICRC. (Pune)*, 1, 9.12

ARTÍCULOS DESPRENDIDOS DEL TRABAJO DOCTORAL.

L.X. González, F. Sánchez, J.F. Valdés-Galicia. *GEANT4 simulation of the solar neutron telescope at Sierra Negra, Mexico. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 613, 263-271, 2010.

J.F. Valdés-Galicia, Y. Muraki, K. Watanabe, Y. Matsubara, T. Sako, **L.X. González**, O. Musalem, A. Hurtado. *Solar neutron events as a tool to study particle acceleration at the Sun. Advances in Space Research* 43 (2009) 565–572.

K. Watanabe, R.P. Lin, S. Krucker, R.J. Murphy, G.H. Share, M.J. Harris, M. Gros, Y. Muraki, T. Sako, Y. Matsubara, T. Sakai, S. Shibata, J.F. Valdés-Galicia, **L.X. González**, A. Hurtado, O. Musalem, P. Miranda, N. Martinic, R. Ticona, A. Velarde, F. Kakimoto, Y. Tsunesada, H. Tokuno, S. Ogio. *Physics of ion acceleration in the solar flare on 2005 September 7 determines γ -ray and neutron production. Advances in Space Research* 44 (2009) 789–793.

K. Watanabe, T. Sako, Y. Muraki, Y. Matsubara, T. Sakai, S. Shibata, J.F. Valdes-Galicia, **L.X. González**, A. Hurtado, O. Musalem, P. Miranda, N. Martinic, R. Ticona, A. Velarde, F. Kakimoto, S. Ogio, Y. Tsunesada, Tokuno, Y.T. Tanaka, I. Yoshikawa, T. Terasawa, Y. Saito, T. Mukai, M. Gros. *Highly significant detection of solar neutrons on 2005 September 7. Advances in Space Research* 39 (2007) 1462–1466.

T. Sako, K. Watanabe, Y. Muraki, Y. Matsubara, H. Tsujihara, M. Yamashita, T. Sakai, S. Shibata, J. F. Valdes-Galicia, **L.X. González**, A. Hurtado, O. Musalem, P. Miranda, N. Martinic, R. Ticona, A. Velarde, F. Kakimoto, S. Ogio, Y. Tsunesada, H. Tokuno, Y. T. Tanaka, I. Yoshikawa, T. Terasawa, Y. Saito, T. Mukai, and M. Gros. *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

Valdés-Galicia, J.F., Muraki, Y., Tsujihara, H., Y. Matsubara, S. Shibata, K. Watanabe, T. Sako, **L.X. González**, A. Hurtado, O. Musalem. *An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in Mexico. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 535, 656-664, 2004.



