



Universidad Nacional Autónoma de México
Posgrado en Ciencias de la Tierra
Instituto de Geofísica
Departamento de Ciencias Espaciales

DETERMINACIÓN DE LA INFLUENCIA DE LOS PARÁMETROS
ATMOSFÉRICOS EN EL FLUJO DE RAYOS CÓSMICOS REGISTRADO EN EL
TNS DE SIERRA NEGRA, PUE.

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

Marco Ney de Jesús Barrantes Salazar

TUTOR

Dr. José Francisco Valdés Galicia
Instituto de Geofísica, UNAM

COMITÉ TUTOR

Dr. Luis Xavier González Méndez, IGUM, UNAM
Dr. Jorge Alberto Pérez y Peraza, Instituto de Geofísica, UNAM

Ciudad Universitaria, CD. MX., Agosto 2018



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 mi esposa Silvana,
a mi hija Kenia Mackenna*

Agradecimientos

A mis colegas y amigos del Centro de Investigaciones Espaciales de la Universidad de Costa Rica, por su invariable apoyo.

A mi tutor, Dr. José Francisco Valdés Galicia por su tiempo, consejos, apoyo y dedicación a lo largo de mi trabajo doctoral.

A mi comité tutor por sus inapreciables comentarios y sugerencias sobre mis trabajos semestrales.

A todos y a cada uno de los miembros del Grupo de Rayos Cósmicos: Alejandro Hurtado, Octavio Musalém, Ernesto Ortíz, Roberto Taylor, Rocío García, Marcos Anzorena, José Karl Pérez, Óscar Morales y a los que el camino de la vida les ha mostrado otros senderos, por sus muestras de calor humano, su amistad.

A la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme la oportunidad de ser y estar.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la oportunidad de convertir el ser y el estar en algo tangible.

Índice de figuras	XI
Índice de cuadros	XV
Resumen	XVII
Abstract	XIX
1. El Sol y sus productos	1
1.1. Principales características del Sol	1
1.2. Estructura interna del Sol	1
1.2.1. Núcleo solar	2
1.2.1.1. Ciclo p-p	2
1.2.1.2. Ciclo del CNO	4
1.2.2. Zona radiativa	6
1.2.3. Zona convectiva	7
1.3. Estructura de la atmósfera solar	8
1.3.1. La Fotósfera	8
1.3.2. Cromósfera	11
1.3.3. Corona Solar	11
1.4. Actividad magnética del Sol	14
1.5. Mecanismos de aceleración de partículas	17
1.5.1. Mecanismo de aceleración estocástico	17
1.5.2. Por ondas de choque	18
1.5.3. Mecanismo por aceleración coherente	19
1.6. Ráfagas solares	22
1.7. Eyecciones de masa coronal	25

1.8. Dos clases de eventos protónicos	27
1.9. Los neutrones y los rayos gamma	31
1.10. El viento solar	38
1.11. La heliósfera	42
1.12. Partículas energéticas en la heliósfera	44
Referencias capítulo 1	46
2. Mecanismos de producción de neutrones solares	48
2.1. Formación de neutrones en el núcleo solar. Decaimiento β^+	48
2.2. Partículas energéticas en la atmósfera del Sol	49
2.3. Los neutrones y los rayos gamma	55
2.4. Producción esperada de neutrones	56
2.5. Secciones eficaces	57
2.5.1. Reacciones inducidas por partículas α	60
2.6. Condiciones para el escape de neutrones	61
2.7. Detección de neutrones y sus dificultades	63
Referencias capítulo 2	67
3. Variabilidad atmosférica en la cima de Sierra Negra	69
3.1. Introducción	69
3.2. El sitio Sierra Negra	70
3.3. Cobertura de datos	73
3.4. Series de tiempo	75
3.4.1. Registros de presión	75
3.4.2. Temperatura	79
3.4.3. Rapidez del viento	82
3.4.4. Humedad Relativa	83
3.4.5. Variación diurna de los parámetros atmosféricos, para dos períodos seleccionados	84
3.4.6. Variación estacional de los parámetros atmosféricos, 2012-2015	87
3.5. Ráfagas de viento en el I trimestre del 2013	88
3.6. Análisis de datos	90
3.6.1. Análisis por períodos bianuales: 2012-2013 y 2014-2015	90
3.6.1.1. Presión	92
3.6.1.2. Temperatura	92
3.6.1.3. Rapidez del viento	95
3.6.1.4. Humedad Relativa	95
3.6.2. Análisis para épocas secas y húmedas	95
3.6.2.1. Presión	95
3.6.2.2. Temperatura	99
3.6.2.3. Rapidez del viento	99
3.6.2.4. Humedad Relativa	99

3.6.3.	Histogramas acumulativos	104
3.6.3.1.	Presión atmosférica	104
3.6.3.2.	Temperatura	105
3.6.3.3.	Rapidez del viento	108
3.6.3.4.	Humedad Relativa	110
Sumario y conclusiones		112
Referencias capítulo 3		114
4.	Correcciones atmosféricas de los flujos de CR	115
4.1.	Rayos cósmicos primarios	115
4.1.1.	Espectro energético	115
4.1.2.	Modulación solar de los rayos cósmicos	117
4.1.3.	Variación diurna	117
4.1.4.	Variación de 11 y 22 años	118
4.2.	Interacción de los RC primarios y la atmósfera	118
4.2.1.	Efecto de la altura sobre el flujo de partículas nucleónicas	121
4.3.	Origen de los decrecimientos Forbush	123
4.4.	Los Telescopios de Neutrones Solares	124
4.4.1.	Estructura y funcionamiento general del Telescopio de Neutrones Solares de Sierra Negra, Puebla	126
4.5.	Cobertura de datos	128
4.6.	Diferentes parámetros atmosféricos y su influencia	130
4.6.1.	Coficiente por efecto barométrico	130
4.6.2.	Efecto de la rapidez del viento	131
4.6.3.	Efecto de la HR	131
4.6.4.	Efecto de la Temperatura	132
4.6.5.	Definición de los coeficientes para parámetros atmosféricos	133
4.6.6.	Determinación del coeficiente de corrección total	144
4.7.	Análisis de resultados	146
4.7.1.	Evento del 17 de Junio de 2011	147
4.7.2.	Evento del 05 de Agosto de 2011	148
4.7.3.	Evento del 08 de Marzo de 2012	150
4.7.4.	Evento del 05 de Abril de 2012	151
4.7.5.	Evento del 16 de Junio de 2012	153
4.7.6.	Evento del 14 de Abril de 2013	154
Sumario y conclusiones		160
Referencias capítulo 4		162
Apéndices		165
A.	Canal S1 de partículas cargadas	167
A.1.	Porcentajes de caída evento del 08 de Marzo del 2012	167

B. Modelo Solar Estándar	173
C. Rigidez magnética	175

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1. Estructura interna del Sol y de su atmósfera	2
1.2. El ciclo del Hidrógeno	4
1.3. El ciclo del Carbono	5
1.4. Procesos en la atmósfera solar	9
1.5. Mancha y gránulos solares, del 05 de Octubre de 1998	10
1.6. La corona solar en ultravioleta	12
1.7. Arco coronal en el espectro ultravioleta	13
1.8. Diagrama esquemático de los tubos de flujo magnético	15
1.9. Ciclo de las manchas solares	16
1.10. Métodos de observaciones de ráfagas solares	23
1.11. Modelo de las nubes magnéticas a 1 UA	27
1.12. Generación de alta energía durante la reconexión magnética en la atmósfera solar	28
1.13. Ráfagas, eyecciones de masa coronal y eventos protónicos solares	30
1.14. Caso de registro de neutrones en los monitores de CDMX y Chacaltaya-Bolivia	32
1.15. Generación de radiación gamma en el Sol	33
1.16. Espectro de rayos gamma	35
1.17. Velocidad del Viento Solar	39
1.18. La heliósfera	43
1.19. Espectros de energía de partículas	45
2.1. Espectros característicos de grandes eventos protónicos observados en la Tierra	55
2.2. Secciones transversales para la producción de un neutrón	59
2.3. Producción de neutrones por protón en el material solar	60
2.4. Espectro de producción de neutrones	61
2.5. Producción total de neutrones	63
3.1. Ubicación de las estaciones TNS-SN e INAOE-SN	71

3.2.	Promedios quincenales de presión vs tiempo	76
3.3.	Serie de tiempo de presiones	78
3.4.	Serie de tiempo de la temperatura	79
3.5.	Serie de tiempo de la temperatura diurna	80
3.6.	Serie de tiempo de la temperatura nocturna	81
3.7.	Serie de tiempo de la rapidez del viento	82
3.8.	Serie de tiempo de la humedad relativa	83
3.9.	Variación diurna de parámetros atmosféricos: 2012-2013	85
3.10.	Variación diurna de parámetros atmosféricos: 2014-2015	85
3.11.	Parámetros atmosféricos por épocas	87
3.12.	Serie de tiempo parciales del 2013 para parámetros atmosféricos	89
3.13.	Presión registrada en TNS-SN en períodos bianuales	91
3.14.	Presión registrada en INAOE-SN en períodos bianuales	93
3.15.	Temperatura registrada en períodos bianuales	94
3.16.	Rapidez del viento registrada en períodos bianuales	96
3.17.	Humedad relativa registrada en períodos bianuales	97
3.18.	Presión registrada en TNS-SN en épocas de secas y húmedas	98
3.19.	Presión registrada en INAOE-SN en épocas de secas y húmedas	100
3.20.	Temperatura registrada en épocas de secas y húmedas	101
3.21.	Rapidez del viento en épocas de secas y húmedas	102
3.22.	Humedad relativa en épocas de secas y húmedas	103
3.23.	Distribución de la presión para estaciones del tiempo	105
3.24.	Distribución de la temperatura para estaciones del tiempo	106
3.25.	Distribución de las temperaturas diurna y nocturna	107
3.26.	Distribución cumulativa de la rapidez del viento	109
3.27.	Distribución cumulativa de la humedad relativa	111
4.1.	Espectro de energías de los rayos cósmicos	116
4.2.	Esquema de la variación diurna	117
4.3.	El esquema de un chubasco	120
4.4.	Flujo vertical en la atmósfera	122
4.5.	Esquema del TNS-SN	126
4.6.	Sistema lógico del TNS-SN	127
4.7.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 para partículas neutras	134
4.8.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas	135
4.9.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de neutras vs la variación de presión	136
4.10.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas	137
4.11.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs ΔT	138
4.12.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs ΔT	139
4.13.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de la cargadas vs HR	140
4.14.	Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs ΔT	141
4.15.	Presiones mensuales medias en la cima de SN, 2004	143

4.16. Presiones medias mensuales en la cima de SN, 2005	143
4.17. FD del 08 de Marzo de 2012, por P y por P+T para el canal S2	145
4.18. FD del 08 de Marzo de 2012, por P y por P+T para el canal S3	146
4.19. FDs del 17 de Junio de 2011, por presión	147
4.20. FD del 17 de Junio de 2011 por presión y temperatura	147
4.21. FDs del 05 de Agosto de 2011, por presión	148
4.22. FD del 05 de Agosto de 2011 por presión y temperatura	149
4.23. FD del 08 de Marzo de 2012 por presión	150
4.24. FD del 08 de Marzo de 2012 por presión y temperatura	150
4.25. FD del 05 de Abril de 2012 por presión	151
4.26. FD del 05 de Abril de 2012 por presión y temperatura	152
4.27. FD del 16 de Junio de 2012 por presión	153
4.28. FD del 16 de Junio de 2012 por presión y temperatura	153
4.29. FD del 14 de abril de 2013 por presión	154
4.30. FD del 14 de abril de 2013 por presión y temperatura	155
4.31. Funciones de respuesta diferencial total	158
A.1. FD del 08 de Marzo de 2012 sin corregir	167
B.1. Elemento de masa a lo interno del Sol	173
B.2. Soluciones Modelo Solar Estándar	174

ÍNDICE DE CUADROS

1.1. Sumario de los modelos de aceleración de partículas.	21
1.2. Clasificación de las ráfagas solares.	24
1.3. Dos clases de eventos protónicos solares.	29
1.4. Contenido de ^3He en la fotosfera	36
1.5. Parámetros del viento solar.	40
2.1. Abundancia de iones pesados relativos al H en el ambiente de la atmósfera solar . . .	51
2.2. Reacciones características de protones y partículas α en la atmósfera solar	52
2.3. Mecanismos de producción de rayos gamma y procesos de transporte de iones	53
3.1. Posiciones relativas de las estaciones TNS-SN e INAOE-SN	70
3.2. Equipo de la estación INAOE-SN	73
3.3. Análisis de ráfagas de viento	90
3.4. Valores medios de parámetros atmosféricos por diferentes criterios	104
4.1. Red mundial de TNS	125
4.2. Decrecimientos Forbush seleccionados para el análisis	129
4.3. Valores medios de los parámetros atmosféricos	132
4.4. Valor de los coeficientes de corrección - 2004	142
4.5. Valor de los coeficientes de corrección - 2005	142
4.6. Coeficientes de corrección por parámetros atmosféricos	145
4.7. Variaciones relativas en los porcentajes de caída	156
4.8. Valores de porcentajes de caída para los FDs analizados	156
4.9. Comparación de los porcentajes de los FDs	157

Resumen

En este trabajo presento los resultados de la evaluación de la capacidad del Telescopio de Neutrones Solares ubicado en la cima del volcán Sierra Negra, en el Estado de Puebla, México, para la medición del flujo de rayos cósmicos en el caso de eventos tipo Forbush.

En el primer capítulo se describen la estructura interna del Sol, la generación y transporte de la energía, la atmósfera solar, el viento solar, la heliósfera y los fenómenos relacionados con estos.

En el segundo capítulo se describen las partículas energéticas en la atmósfera solar, las condiciones de producción de partículas neutras en el Sol, la detección de las mismas.

En el tercer capítulo se hace un estudio de la variabilidad atmosférica en la cima del volcán Sierra Negra (SN) con el fin de determinar los parámetros atmosféricos de mayor influencia. Para ello, se utilizaron tanto datos de la estación meteorológica del Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), así como datos del Telescopio de Neutrones Solares (TNS), localizados a unos 200 m el uno del otro. Se realizó el análisis para el período 2012-2015.

En el cuarto capítulo se presentan los mecanismos de interacción de la radiación cósmica primaria con la atmósfera terrestre, los procesos de producción de la radiación cósmica secundaria así como una descripción a detalle del funcionamiento del TNS-SN. Se determinan los coeficientes atmosféricos y su influencia sobre el flujo de rayos cósmicos para el caso de una serie de eventos tipo Forbush escogidos para el período 2011-2013. Se determina la función de respuesta del TNS-SN. Se presentan las conclusiones sobre la confiabilidad del TNS-SN como instrumento para el análisis de eventos tipo Forbush.

Abstract

In this work I present the results of the evaluation of the performance of the Solar Neutron Telescope located at the top of the volcano Sierra Negra, in the State of Puebla, Mexico, for the measurement of the flux of cosmic rays in the case of Forbush-decrease events.

In the first chapter it is described the internal structure of the Sun, the generation and transport of energy, the solar atmosphere, the solar wind, the heliosphere and the phenomena related to these.

The second chapter describes the different kinds of energetic particles in the solar atmosphere, the conditions of production of neutral particles in the Sun, the detection of them.

In the third chapter a study of the atmospheric variability at the top of the volcano Sierra Negra (SN) is made with the aim to determine the most influential atmospheric parameters. For this, they were used both data from the meteorological station of the Instituto de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE - spanish acronym), as well as data from the Solar Neutron Telescope (SNT), located about 200 m from each other. The analysis was carried out for the 2012-2015 period.

In the fourth chapter the mechanisms of interaction of the primary cosmic radiation with the terrestrial atmosphere are presented, as well as the production processes of secondary cosmic radiation and a detailed description of the functioning of the SNT-SN. The atmospheric coefficients are determined and their influence on the flux of cosmic rays for the case of a series of Forbush decrease events chosen for the 2011-2013 period. It is determined the response function of the SNT-SN. The conclusions about the reliability of the SNT-SN as an instrument are presented for the analysis of Forbush decrease events.

CAPÍTULO 1

EL SOL Y SUS PRODUCTOS

1.1. Principales características del Sol

El Sol a groso modo, puede ser descrito como una bola giratoria de gas caliente, con un radio $R_S = 6.96 \times 10^8$ m y una masa de $M_S = 1.99 \times 10^{30}$ kg, esto es cerca de 330 000 veces más masivo que la Tierra. La densidad media de la materia solar es aproximadamente $\rho_s = 1.4 \times 10^3$ kg m⁻³ (lo que constituye alrededor del 25 % de la densidad media de la Tierra). La distancia media de la Tierra al Sol es de 1.50×10^{11} m (distancia denominada unidad astronómica - UA).

1.2. Estructura interna del Sol

De acuerdo al modelo solar estándar (SSM - por sus siglas en inglés)¹, internamente el Sol está constituido por tres zonas (Figura 1.1), las cuales difieren por su composición, temperatura, densidad y el proceso de transferencia de la energía. La región central, o núcleo (con un radio de aproximadamente de $0.25 R_S$), la zona radiativa ($0.25 - 0.75 R_S$) y la zona convectiva ($0.75 R_S$ hasta la atmósfera solar). El núcleo solar en términos de masas llega a estar constituido por un 35 % de hidrógeno, 64 % de helio, otros elementos (en particular, los núcleos de C, S, N, y O) no tienen más de 1 % (Miroshnichenko, 2011). Por otra parte, si consideramos las abundancias por

¹ Supone que toda estrella está compuesta por un gas, no toma en cuenta su rotación ni su campo magnético. El modelo es descrito por cuatro ecuaciones diferenciales de primer orden que describen el comportamiento de su masa, su presión, su temperatura y su luminosidad. Véase apéndice B

masas en la atmósfera del Sol, entonces es como sigue: 74 % de hidrógeno, 24.5 % de helio y un 1.5 % de otros componentes (principalmente oxígeno, carbono, hierro).

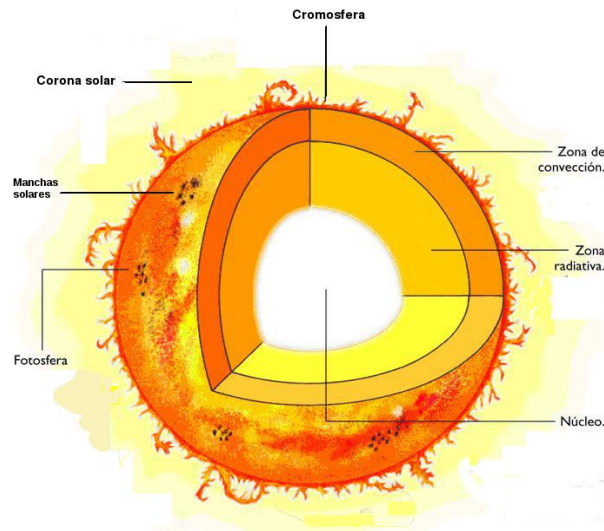


Figura 1.1. Estructura interna del Sol y de su atmósfera.

1.2.1. Núcleo solar

En el centro del Sol la densidad de la materia alcanza los $(1.50 - 1.60) \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ (lo cual es aproximadamente 15 veces mayor que la densidad del plomo), su temperatura máxima puede exceder los $1.5 \times 10^7 \text{ K}$, mientras que la presión alcanza valores del orden de 10^{11} atm . Dichas condiciones son idóneas para la fusión nuclear de átomos de hidrógeno, como inicio a la cadena de producción energética solar.

1.2.1.1. Fuente de energía de nuestro Sol. Ciclo del hidrógeno

Para estrellas del tipo solar ($M \leq 1.2 M_{\odot}$), la principal fuente de energía es el llamado ciclo de hidrógeno (protón-protón o ciclo pp) - una secuencia (cadena) de reacciones de fusión termonuclear que conduce a la transformación del hidrógeno en helio sin la participación de catalizadores.

El ciclo de hidrógeno comienza con la reacción de una colisión entre dos protones para formar

un núcleo de deuterio D, un positrón e^+ y un neutrino electrónico ν_e :



Esta reacción es la más lenta ya que se realiza a través del canal de la interacción débil². El tiempo característico de su concreción es de aproximadamente 10^{10} años. En esencia, esta es la reacción que determina el ritmo de la emisión energética por gramo de materia, y el tiempo de vida de la estrella en la secuencia principal. El neutrino resultante que abandona el Sol casi sin obstáculos, se lleva consigo una energía del orden de 0.42 MeV. Con una probabilidad menor al 1 % es posible obtener deuterio y un neutrino mediante otro mecanismo



resultando con un neutrino de mayor energía (1.442 MeV). Sin embargo, el papel fundamental para la generación de energía en el Sol se describe mediante las siguientes dos reacciones:



La reacción en la ecuación 1.3 inicia después del surgimiento del deuterio, con su tiempo característico de tan solo 1.5 s. Dicha reacción es acompañada por la formación del núcleo de ${}^3\text{He}$ y la generación de rayos gamma, con una emisión energética total de alrededor de los 5.5 MeV.

La ecuación 1.4 describe, con una probabilidad del 65 %, la fusión de dos núcleos de ${}^3\text{He}$ en uno de ${}^4\text{He}$ (que es generalmente una partícula α), donde simultáneamente surgen dos protones.

La reacción 1.4 tiene lugar con un tiempo aproximado de 10^6 años.

² Es una de las cuatro fuerzas fundamentales, de naturaleza nuclear. Se caracteriza por tener una intensidad 10^{13} menor que la interacción nuclear fuerte. Es responsable de fenómenos naturales como la desintegración beta.

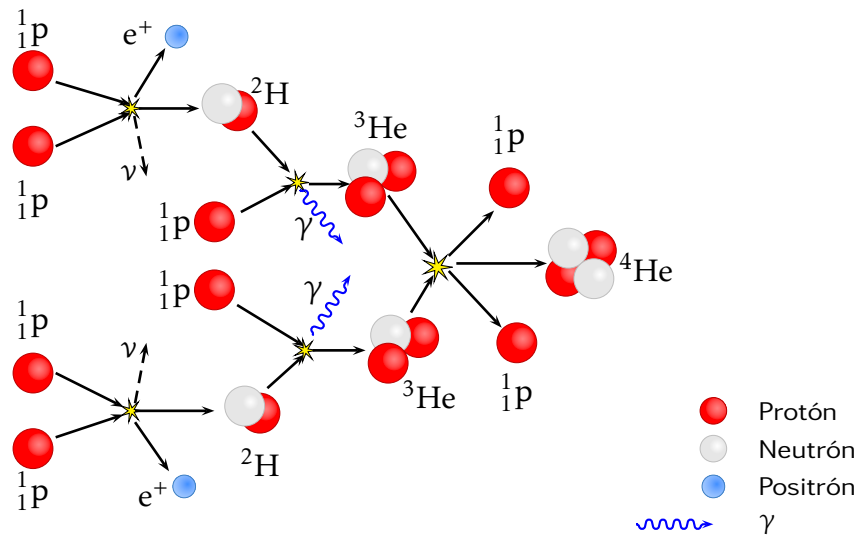


Figura 1.2. Esquema de producción del ciclo del hidrógeno, en el núcleo solar.

Por cada gramo de hidrógeno quemado en el interior del Sol, se libera energía del orden de $\sim 6.3 \times 10^{18} \text{ erg} = 6.3 \times 10^{11} \text{ J}$. Se estima que cada segundo en el núcleo solar son quemados alrededor de 6×10^8 toneladas de núcleos de hidrógeno. A este ritmo y de acuerdo con el SSM el combustible solar se quemará en unos cinco mil millones de años (Kippenhahn et al., 2012).

La energía que se produce en el núcleo se encuentra sobre todo en forma de radiación electromagnética.

1.2.1.2. Ciclo del CNO

Otro método de síntesis energética en las estrellas es el ciclo conocido como ciclo CNO, el cual conduce a la formación de helio a partir de hidrógeno, pero con la participación del carbono C, nitrógeno N, oxígeno O y flúor F como catalizadores. El ciclo CNO es característico de estrellas con $M \geq 1.2 M_{\odot}$. En el núcleo de este tipo de estrellas, la temperatura es lo suficientemente alta para que el ciclo CNO sea más efectivo que el ciclo del hidrógeno. Primero, el carbono (${}^{12}\text{C}$) se fusiona con un protón para formar ${}^{13}\text{N}$ (nitrógeno ligero) y un γ , después este núcleo experimenta

decaimiento beta, emitiendo un positrón y un neutrino para dar lugar al isótopo pesado ^{13}C . La fusión de éste isótopo con un segundo protón produce un núcleo de ^{14}N y un γ , que es estable y no decae, el cual puede fusionarse con un tercer protón para conformar ^{15}O (oxígeno ligero). Este núcleo es inestable y decae en ^{15}N (isótopo pesado del nitrógeno) más un e^+ y un ν . Para cerrar el ciclo, 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 partícula α .

El esquema del ciclo puede observarse en la Figura 1.3

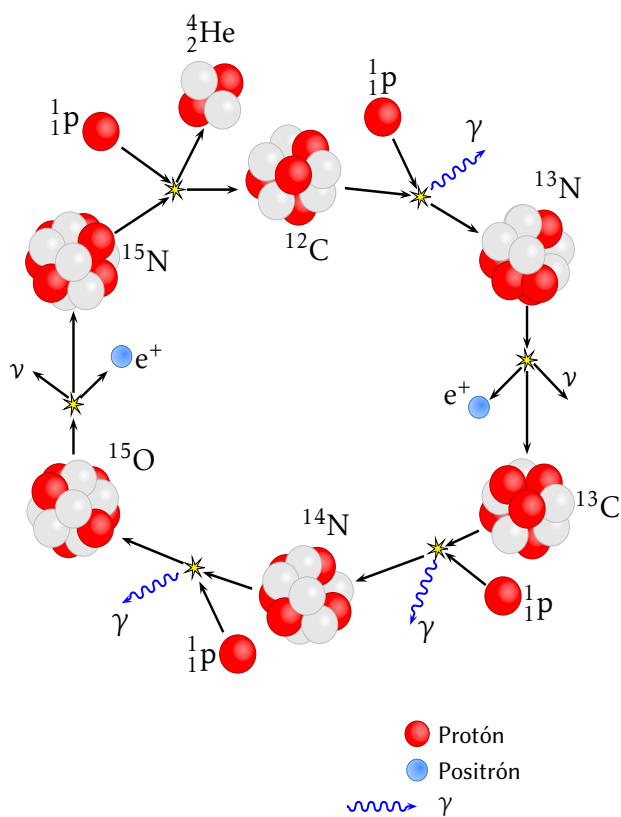
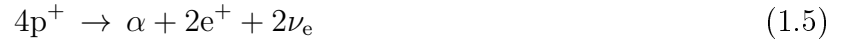


Figura 1.3. Esquema de producción del ciclo del carbono, en el núcleo solar de estrellas con $M \geq 1.2 M_{\odot}$.

El resultado final del ciclo del CNO es idéntico al resultado de la cadena protón-protón: toma cuatro protones ambiente, los cuales llegan a conformar una α , donde para ello deben participar el carbono, el nitrógeno y el oxígeno.

La transformación general que se produce puede ser simbólicamente representada por la ecuación



es decir, cuatro protones se fusionan, se conforman una partícula α , dos positrones y dos neutrinos tipo electrónico. Los positrones se aniquilan con electrones libres, agregando energía $2 m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV}$ (m_e - masa del electrón, c - velocidad de la luz) a la energía del núcleo y a la energía cinética de la síntesis de las partículas. La energía total liberada durante la síntesis descrita por la ecuación 1.5 es $\approx 26.73 \text{ MeV}$, sólo una pequeña fracción de la misma (alrededor de 0.6 MeV) se lleva cada neutrino.

1.2.2. Zona radiativa

La zona del núcleo está rodeada por la zona radiativa, la cual se extiende hasta $0.75 R_S$. Los rayos gamma, producto de la fusión nuclear, poseen una energía millones de veces mayor que la energía de los fotones de la luz visible, y su longitud de onda es muy pequeña. En la zona radiativa la temperatura cae hasta los 10^6 K y la presión también cae de manera significativa, entonces la fusión nuclear se torna insostenible, empero continúan siendo lo suficientemente altas como para impedir el movimiento de la masa. En la zona radiativa, la energía es transmitida mediante procesos de absorción y radiación múltiples de los cuantos de radiación electromagnética producidos en el núcleo. En su ruta hacia la superficie, un fotón gamma es absorbido por un átomo, y seguidamente es irradiado. Lo más común es que sean irradiados no solo uno, sino dos o más cuantos. Con base en la ley de conservación de la energía, la energía de cada cuanto nuevamente irradiado es cada vez menor. Después de cierto tiempo, cada cuanto gamma original se ve reducido a cuantos del espectro electromagnético menos energéticos: primero rayos X, luego ultravioleta (UV), visible (u ópticos O), por último, infrarrojos (IR). La temperatura disminuye gradualmente a lo largo del radio, entonces, en los primeros $0.75 R_S$ los fotones son los únicos que pueden transportar desde el núcleo la energía producida allí.

1.2.3. Zona convectiva

La zona radiativa se acaba donde la presión y la temperatura disminuyen lo suficiente como para que electrones sean atrapados formando hidrógeno parcialmente ionizado, provocando así que esa región aumente su opacidad (que átomos y moléculas formados bloqueen la radiación). A consecuencia de ello, la radiación ya no es un mecanismo eficiente para el transporte energético. Debido al aumento en la opacidad del ambiente, se genera un gradiente de temperatura lo suficientemente alto que permite la convección. Esta es la zona convectiva del Sol, la cual da inicio aproximadamente a una distancia de $0.75 R_S$ del centro del Sol y se extiende casi hasta su superficie visible (la fotosfera).

El origen del proceso convectivo puede explicarse de la siguiente manera. Sea la expresión de transporte de energía radiativa

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rad}} = -\frac{3\bar{k}}{16\pi ac} \frac{L(r)}{r^2 T^3} \quad (1.6)$$

donde a - es la constante de radiación, $L(r)$ - luminosidad y \bar{k} la opacidad promedio.

Según la ecuación 1.6, la luminosidad está fuertemente relacionada con el gradiente de la temperatura y la opacidad promedio. Cuando la opacidad es muy alta se requiere de un muy alto gradiente de temperatura para transportar la energía solo por radiación. El proceso convectivo se hace posible cuando un elemento de gas que se eleva adiabáticamente permanece flotando en lugar de enfriarse y caer hacia adentro, es decir, se da lo que se conoce como inestabilidad convectiva.

Entonces, la convección se origina cuando se cumple

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{rad}} > \left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{ad}} \quad (1.7)$$

El proceso de convección es tan eficiente que, si el gradiente de temperatura adiabático (sin pérdida o ganancia de energía) es tan sólo un poco menor que el gradiente de temperatura radiativo, la convección acarreará toda la energía adicional.

Dentro de la zona convectiva, un segmento de masa (conocido como burbuja) se moverá hacia arriba y no se detendrá mientras sea más ligero que el medio circundante, se mueva lo suficiente-

mente lento para que se mantenga en equilibrio de presión con el entorno, pero lo suficientemente rápido como para que no se produzca intercambio alguno de calor con el mismo (movimiento adiabático). En función del gradiente de temperatura, la condición de inestabilidad se puede establecer como:

$$\text{Si } \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} < \frac{dT}{dr} \Rightarrow \text{inestable ; } \quad \text{pero si } \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} > \frac{dT}{dr} \Rightarrow \text{estable} \quad (1.8)$$

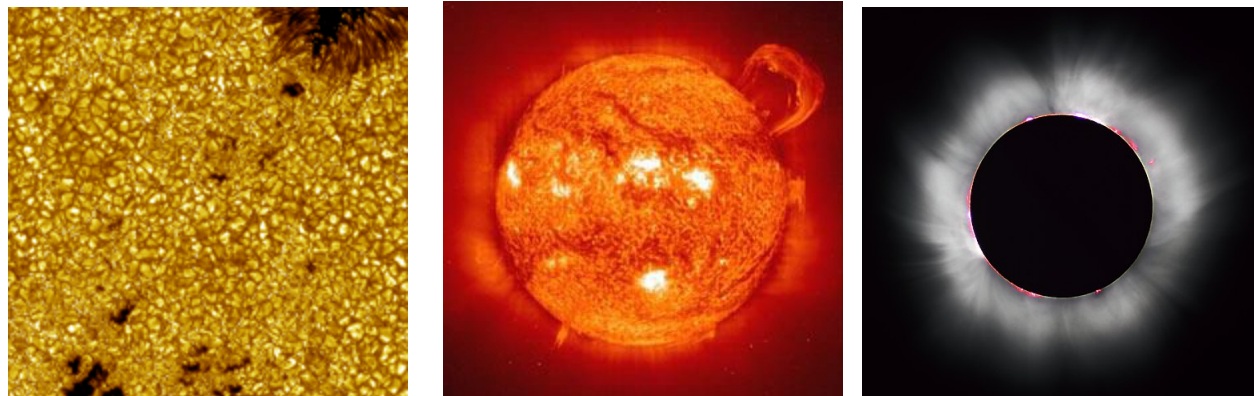
En la frontera exterior de la zona convectiva, la densidad de masa de la sustancia y su temperatura caen a valores de $\rho \approx 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ y $T = 6 \times 10^3 \text{ K}$, respectivamente, y la transferencia del flujo principal de energía nuevamente se torna radiativa. Sin embargo y debido a la inercia, hacia la fotosfera salen algunos flujos de materia caliente, provenientes de la zona convectiva. Prueba de ello, son los gránulos observados sobre la superficie del Sol, (Figura 1.4a) manifestación visible de la convección.

1.3. Estructura de la atmósfera solar

La atmósfera solar inicia con la fotosfera, el límite inferior que puede ser considerado como la superficie solar, allí donde surge la radiación observable del Sol. Puede decirse que la superficie visible del Sol se determina por la profundidad en la atmósfera, por debajo de la cual el medio se torna opaco.

1.3.1. La Fotosfera

La fotosfera es la parte más baja de la atmósfera del Sol, observable a simple vista. Su grosor es de $\leq 500 \text{ km}$ y su temperatura ronda los $5\,800 \text{ K}$ ($\approx 6\,000 \text{ }^\circ\text{C}$). La densidad aparente del material en el límite inferior de la fotosfera $\rho \approx 5 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$, lo cual corresponde a la concentración de las partículas del plasma $\eta \sim 3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$; en la frontera superior es mil veces menor.



(a) Gránulos solares.

(b) Actividad en la atmósfera solar.

(c) Cromósfera solar.

Figura 1.4. **A la izquierda** se observan gránulos solares, evidencia de la convección de la masa solar en su interior (créditos: Real Academia de Ciencias de Suecia)³. **Al centro** se observa una prominencia en el margen superior derecho⁴. **A la derecha**, el eclipse solar del 11 de Agosto de 1999. Se aprecia la cromósfera solar en la forma de anillo rojizo justo encima de la superficie del Sol. Créditos de la imagen: Luc Viatour⁵.

En la parte baja de la superficie del Sol se puede distinguir una estructura de celdas que está conformada por gránulos y supergránulos brillantes (véase la Figura 1.4a). Los gránulos existen por solo unos cuantos minutos y poseen un diámetro de unos 2000 km; los supergránulos pueden existir hasta un día y poseen un diámetro de hasta 30 000 km. En los gránulos y supergránulos, el material sube y alrededor de ellos desciende. La granulación es una manifestación tácita de la convección en capas más profundas del Sol. Los gránulos crean un fondo, en el que se puede observar una formación de mayor escala - las regiones activas. Esto último incluye un conjunto de estructuras cambiantes (manchas, fulguraciones, prominencias, etc) en alguna zona limitada de la atmósfera solar. Las regiones activas están asociadas con el reforzamiento del campo magnético, desde los $\sim (10 - 20) \times 10^{-4}$ T hasta $\approx (4 - 5) \times 10^{-1}$ T.

Una prominencia se define como una erupción de gas ionizado que asciende desde la superficie del Sol y que puede alcanzar alturas de decenas de miles de kilómetros (véase Figura 1.4b, margen

³ <http://www.isf.astro.su.se>. Imagen tomada por Vasco Henriques, en el espectro de los 396.37 nm

⁴ Foto de prominencia <https://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images/304arch.html>

⁵ Imagen https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Solar_eclipse_1999_4_NR.jpg

superior derecho). Las prominencias solares están causadas por perturbaciones en el campo magnético del Sol y, aunque la mayor parte del gas expulsado vuelve a la superficie, en ocasiones una gran erupción puede lanzar partículas, que pueden llegar a la Tierra. El plasma de una prominencia es unas cien veces más luminoso y denso que el plasma de la corona solar. El tiempo de formación de una prominencia suele ser de un día y la misma puede subsistir por períodos de semanas o hasta meses.

Las manchas solares - son la formación más notable en la fotosfera, generalmente de entre 10 000 y 20 000 km y con un brillo del (1 – 15) % del de su entorno próximo. En la Figura 1.5 se muestra una fotografía de una mancha solar, donde se observan detalles de su estructura. Las manchas solares pueden llegar a medir 100 000 km de ancho. El tiempo de vida de las manchas depende de su tamaño y varía desde unas pocas horas o días para las manchas pequeñas hasta varios meses - para las más grandes. La temperatura en la sombra es alrededor de 2 000 K inferior a la temperatura en la fotosfera en calma. La reducción de la temperatura en las manchas se explica por la acción del campo magnético intenso que posee la mancha al suprimir la convección. La inducción del campo magnético es mayor a mayor tamaño de la mancha. En principio, es de aproximadamente 0.1 T, pero en las manchas grandes puede llegar hasta los 0.4 T.

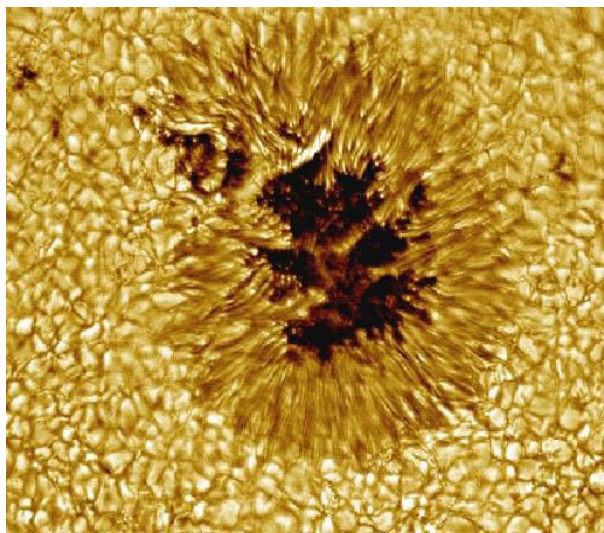


Figura 1.5. Mancha solar y gránulos observados el 05 de Octubre de 1998. Fotografía obtenida por el Telescopio de Torre de Vacío (Vacuum Tower Telescope, NSO, NOAO), EE.UU⁶.

Otros fenómenos de actividad solar como fáculas, flóculas etc, no serán abordados en el presente trabajo.

1.3.2. Cromósfera

Por encima de la fotosfera se halla la cromósfera - capa rojiza con una temperatura desde aproximadamente los 6 000 K, (en la parte inferior) hasta aproximadamente los 50 000 K (a grandes alturas) y con un espesor de hasta 7 000 km. Su color está determinado por la absorción y reemisión de fotones que provienen de la fotosfera, capturados por los átomos de hidrógeno y emitidos en el espectro correspondiente a la línea de los 656.3 nm, conocida como la línea de emisión del H_{α} . La cromósfera solar es claramente visible sólo en los momentos de eclipses totales de Sol (véase la Figura 1.4c). La zona fronteriza entre la fotosfera y cromósfera (a una altura de $h \approx 500$ km) se le conoce como zona del mínimo de temperatura. La temperatura en la cromósfera aumenta rápidamente, alcanzando en sus capas superiores valores de $\sim 3 \times 10^4$ K y más, inclusive hasta la temperatura de corona solar $\sim 10^6$ K. Estas zonas están relacionadas con la llamada capa de transición entre la cromósfera y la corona.

1.3.3. Corona Solar

La corona solar es la parte más externa, más tenue y la más caliente de la atmósfera solar con temperaturas de hasta $\sim 2 \times 10^6$ K y a una concentración de partículas en el plasma desde los 10^3 m^{-3} en la parte inferior hasta los 10^{-2} m^{-3} a una distancia de $10 R_S$. En general, la corona se puede seguir desde el limbo solar hasta distancias de decenas de radios solares (es decir, que se extiende a varios millones de kilómetros). El brillo de la corona es millones de veces menor que el de la fotosfera, por lo que la corona se puede ver sólo durante un eclipse total de Sol o con la ayuda de un coronógrafo.

⁶ <http://www.phy.mtu.edu/apod/ap981005.html>

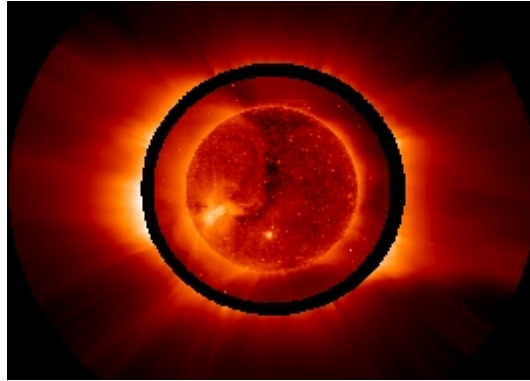


Figura 1.6. La corona solar en el ultravioleta. Fuera del círculo oscuro se puede apreciar la luz emitida por el oxígeno eléctricamente cargado, el cual pasa a formar parte del viento solar. Dentro del círculo (disco solar) se aprecia luz emitida por el hierro a una temperatura cercana a los 2×10^6 K ⁷.

Una característica importante de la corona es su estructura luminosa. Los rayos coronales tienen formas muy diferentes. A lo largo del ciclo solar de 11 años, la forma general de la corona solar varía. Durante un mínimo solar, el brillo se emana preponderantemente de la zona ecuatorial, mientras que durante un máximo solar, la forma de la corona se torna similar a una esfera. En el diapason de los rayos X se pueden observar los llamados "agujeros coronales". En ellos la temperatura es relativamente baja, cerca de los 8×10^5 K, el plasma es de baja densidad (0.25 de la densidad de la materia en las regiones de la corona en calma). Las líneas del campo magnético de los agujeros coronales son radiales con respecto al campo magnético del Sol y las líneas de fuerza no poseen estructura de arcos coronales, pudiendo libremente salir hacia el espacio interplanetario.

La corona solar es aproximadamente 300 veces más caliente que la fotosfera. Desde hace mucho tiempo se busca la fuente de tal energía, que logra calentar el gas de la corona hasta millones de grados de temperatura. Los arcos - son flujos de gas que se elevan a cientos de miles de kilómetros por encima de la superficie del Sol, antes de volver a caer a gran velocidad en la fotosfera solar (Figura 1.7). Millones de arcos coronales de diversos tamaños conforman la corona solar.

⁷ <http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/SolarCorona/uvc003.html>

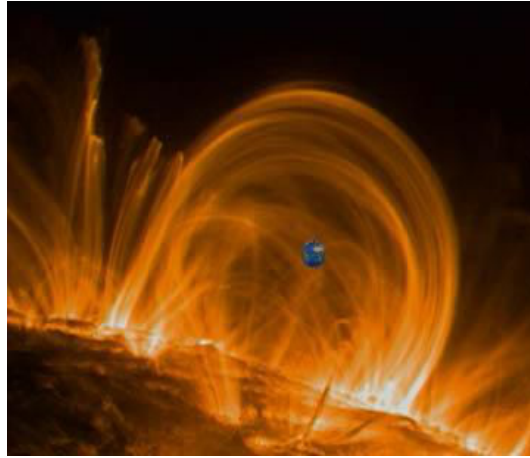


Figura 1.7. Imagen de un arco coronal en el espectro ultravioleta. Fotografía realizada por el satélite TRACE (Transition Region And Coronal Explorer: 1998-2010). (Crédito: LMSAL/NASA/JAXA/NAOJ). En el centro de la foto se muestra el tamaño comparativo de la Tierra.

Es obvio que no basta con el flujo directo de calor de la fotosfera para dar lugar a la temperatura tan alta de la corona. Debido a esto han surgido diversas hipótesis, como que la energía para el calentamiento de la corona es suministrada por los movimientos turbulentos desde la zona convectiva. Para la transferencia de esta energía hasta la corona se han sugerido dos mecanismos. En primer lugar, este calentamiento se da por ondas sónicas y magnetohidrodinámicas que se generan en la zona convectiva. Estas ondas se desplazan hacia la corona y allí se dispersan, donde su energía se transforma en energía calórica del plasma coronal. El segundo mecanismo propuesto es el calentamiento de origen magnético. En dicho mecanismo la energía magnética, generada por los constantes movimientos fotosféricos, se libera mediante la reconexión del campo magnético en la forma de grandes ráfagas solares (flares) o en una gran cantidad de nanoráfagas (nanoflares).

Las imágenes tomadas por SOHO (Solar Heliospheric Observatory, sonda espacial - proyecto conjunto de la NASA y ESA), mostraron que la energía es liberada cuando interactúan los rizos - formaciones magnetoplásmicas que se extienden a lo largo de las líneas de campo magnético. A través de los rizos fluyen corrientes eléctricas extremadamente fuertes. Durante la interacción de los rizos, estas corrientes y los campos magnéticos se reconectan. Las descargas eléctricas resultantes calientan la corona. En estos casos, la energía liberada durante la interacción de los bucles es

suficiente para calentar la corona a temperaturas por encima de los 10^6 K ⁸.

Por otra parte, los datos arrojados por los sensores a bordo del TRACE han permitido aclarar sustancialmente el panorama. Anteriormente se creía que el calentamiento era más o menos uniforme en todo el espesor de la corona y que la temperatura más alta alcanzada se daba en el punto más alto del circuito, allí donde la baja densidad del gas reduce la eficacia de la radiación. Sin embargo, los dispositivos a bordo del TRACE mostraron que la temperatura del gas varía poco con la altura, y por lo tanto el calentamiento se produce en su parte inferior. Parece ser que la fuente de energía que calienta la corona se halla en un intervalo de 16 000 kilómetros desde la superficie visible del sol. Los bucles de gas se calientan y se elevan a lo largo de las líneas del campo magnético del Sol hasta una altura de 480 000 km, seguidamente se enfrían y caen sobre la superficie a una velocidad superior a los 100 km s^{-1} . Sin embargo, las condiciones particulares que conllevan al calentamiento de la corona continúan siendo un misterio. A principios de los años 80 del siglo XX, se logró demostrar que todas las ondas, excepto las ondas MHD de Alfvén ⁹, se dispersan o reflejan antes de llegar a la corona. Por ello, no se excluye el mecanismo del calentamiento magnético antes mencionado. A principios del 2007 se logró obtener información sobre la presencia de ondas tipo Alfvén, al menos a nivel de la cromósfera. Además, se demostró que su energía es más que suficiente para mantener la temperatura de la corona y proporcionar la energía necesaria al viento solar. Sin embargo, los científicos se han abstenido de realizar conclusiones finales, pues la sola confirmación basados en datos cromosféricos no es suficiente para demostrar que las ondas de Alfvén logren alcanzar grandes alturas y calentar toda la atmósfera solar.

1.4. Actividad magnética del Sol

El campo magnético del Sol tiene su origen en el interior de nuestra estrella, en la zona convectiva, donde los diferentes procesos que ocurren en los movimientos de los flujos, dan origen al dínamo solar. Particularmente existe una región en el interior del Sol, aproximadamente a $0.7 R_S$ del centro del mismo, denominada taoclina, en donde ocurre la transición de la rotación rígida de

⁸ <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>

⁹ Las ondas de Alfvén son perturbaciones veloces que emanan desde el Sol hacia fuera a lo largo de los campos magnéticos, transportando energía electrodinámica. Se manifiestan como oscilaciones en la corona solar, y se cree que son las responsables de que la corona solar esté mucho más caliente que la propia superficie del Sol. La rapidez de las ondas de Alfvén es $v_A = B/(\mu_0 n_i m_i)^{1/2}$, donde B - es la intensidad del campo magnético, μ_0 - la permeabilidad magnética del plasma, n_i y m_i - son la densidad y la masa de los iones

la zona radiativa, a la rotación diferencial que se observa en la superficie del Sol.

La estructura del campo magnético solar es compleja y en cada ciclo solar es diferente. Babcock (1961) propuso un modelo cualitativo en donde el campo magnético es oscilatorio, con una periodicidad de 22 años. Se le conoce al campo magnético del Sol una componente poloidal o dipolar que surge gracias al dínamo magnético en la tacomina (C. J. Schrijver, 2000) y una toroidal.

El gas en los polos del Sol rota más lento que en el ecuador ($T_p = 36$ días, $T_{ec} = 24$ días). Esto se conoce como rotación diferencial del Sol. Dicho efecto "estira" las líneas del campo poloidal en las bajas latitudes, mientras que cerca de los polos la estructura de dichas líneas permanece prácticamente sin cambios. Esto se conoce como el efecto omega (ω) del proceso, donde a partir del campo poloidal inicial se origina el campo toroidal.

Cerca del máximo solar, el campo magnético externo poloidal posee su intensidad mínima, pero el campo interno toroidal cuadrupolar, está cerca de su máxima intensidad. En este punto del ciclo solar, columnas de material convectivo, que suben o que se hunden, son presionadas y retorcidas debido al efecto de Coriolis, lo que a su vez retuercen las líneas del campo magnético toroidal 1.8c. Estas torsiones generan pequeñas componentes poloidales. Los efectos combinados de las columnas de material convectivo, por el fenómeno de flotación magnética, el efecto de Coriolis (efectos α) restablecen el campo poloidal, pero con la polaridad invertida.

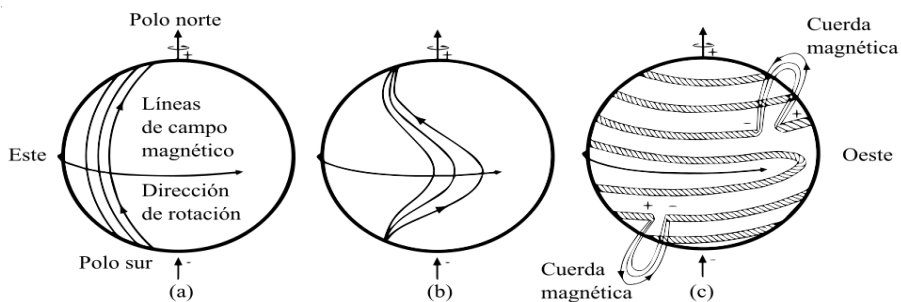


Figura 1.8. Diagrama esquemático de los tubos de flujo magnético¹⁰. **a)** Líneas de campo poloidal, **b)** deformaciones debido al efecto ω , **c)** distribución toroidal durante el máximo.

Actualmente se conoce que aproximadamente cada 11 años el dipolo magnético se invierte, dando paso al cambio de ciclo solar, por lo tanto, el ciclo solar magnético está conformado por dos

¹⁰ Imagen tomada de Introducción a la física espacial /María Guadalupe Cordero Tercero ... [et al.] , pág 78 – México :UNAM, 2013. ISBN 978-607-02-4594-7

ciclos sucesivos de actividad solar; el ciclo solar magnético posee una duración de 22 años, llamado ciclo de Hale.

En el ciclo solar, el flujo magnético total alcanza un máximo durante el pico del ciclo y se reduce a un nivel bajo durante el mínimo del ciclo. Durante el ciclo solar, el flujo magnético varía en un factor de ≈ 8 en regiones activas, por un factor de ≈ 2 en algunas pocas regiones, e incluso en oposición de fase en pequeñas regiones (Hagenaar et al., 2003). Dado que muchos mecanismos de radiación están acoplados directamente a la disipación de la energía magnética y calentamiento del plasma relacionado con la salida de la radiación en estas longitudes de onda, la energía es correspondientemente modulada desde el máximo solar al mínimo (efecto notable por ejemplo, en las radiografías de rayos X blandos y duros, y longitudes de onda de radio).

El ciclo solar magnético fue descubierto, basados en el aumento y disminución del número y tamaño de las manchas solares. Durante un ciclo solar las manchas solares migran de altas latitudes ($\approx 40^\circ$) hacia latitudes más bajas ($\approx 10^\circ$) cerca del ecuador, lo que da lugar al llamado diagrama de mariposa de Maunder. Su posición latitudinal es representada gráficamente como una función del tiempo.

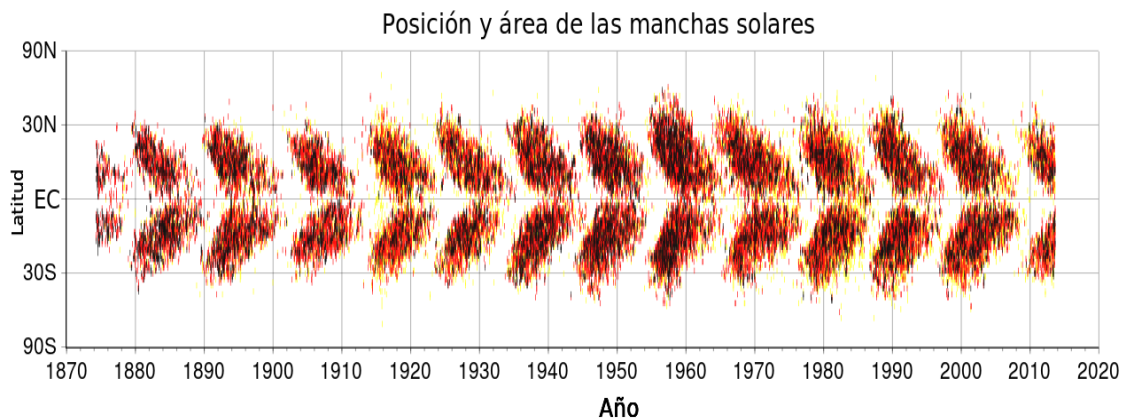


Figura 1.9. Diagrama del ciclo de las manchas solares¹¹, descrito por la Ley de Spörer. Dicha ley predice la variación de la aparición en latitud de las manchas solares a lo largo de un ciclo solar: al inicio en latitudes de hasta 45° y paulatinamente aparecen cada vez más cerca del ecuador solar.

¹¹ <http://solarscience.msfc.nasa.gov/SunspotCycle.shtml>

1.5. Mecanismos de aceleración de partículas

Los procesos de aceleración se dividen en tres principales: 1) aceleración estocástica, 2) aceleración por ondas de choque y 3) aceleración coherente. Este último mecanismo puede ser el resultado de un campo eléctrico directo \mathbf{E} (cuando el tiempo de aceleración es más corto que el tiempo de cambio del campo \mathbf{E}) o por onda electromagnética de banda estrecha. (Miller et al., 1997)

1.5.1. Mecanismo de aceleración estocástico

En un sentido amplio, la aceleración estocástica por ondas, o Fermi, generalmente se define como el proceso en plasma turbulento en el que una partícula puede ganar o perder energía en un corto intervalo de tiempo. Se considera que estos cambios de energía de partículas ocurren de forma aleatoria, debido a las colisiones de partículas con los centros de dispersión en movimiento (nubes magnéticas, ondas turbulentas, frentes de choque, etc). Tal proceso, con muchos aumentos y disminuciones llevan finalmente, en tiempos más largos, a la aceleración. Para comprender la aceleración estocástica, son fundamentales los modos normales que pueden existir en un plasma magnetizado. En un plasma de hidrógeno frío, hay dos modos electromagnéticos importantes que comprenden diferentes ramas en el plano $\omega - k$. Ellas son la rama de Van Alfvén, que tiene la resonancia por debajo de la girofrecuencia del hidrógeno Ω_H y la rama de la moda rápida (o magnetosónica) que tiene una frecuencia de resonancia por debajo de la girofrecuencia del electrón Ω_e . Si los centros de dispersión se mueven uno hacia el otro en el marco del centro de masas del plasma, una partícula gana energía adicional en cada colisión elástica, y dará lugar al proceso de aceleración de Fermi de primer orden, el cual se suscita bastante rápido. En el mecanismo original de Fermi (1949) la aceleración se produce más lentamente desde que una partícula gana energía solo en promedio, debido a los muchos rebotes por encuentro y adelantamiento, que se mueven al azar en las nubes magnetizadas. A este proceso estocástico, se le llamó aceleración de Fermi de segundo orden. La aceleración estocástica también puede ser el resultado de la dispersión resonante del ángulo de paso de las ondas de Alfvén con longitudes de onda del orden del giroradio de la partícula. Para acelerar las partículas, estas ondas deben propagarse paralelas y antiparalelas al campo magnético promedio. Otros modos de aceleración estocástica, llamada bombeo magnético y amortiguación del tiempo de tránsito, se producen a través de la interacción con ondas magnetosónicas cuyas longitudes de onda son mucho más largas que el giroradio de las partículas. Las ondas de

Langmuir (plasma) con velocidades de fase del orden de la velocidad de la partícula también acelerarán las partículas estocásticamente (ver p. ej., [Miller et al., 1997](#)). Por lo tanto, una clave central para entender la aceleración estocástica son los modos normales que pueden existir en el plasma magnetizado. Un segundo problema clave para la comprensión de la aceleración estocástica por ondas es la interacción resonante onda-partícula: cuando la amplitud de onda es pequeña, la aceleración estocástica es un proceso resonante que ocurre cuando se satisface la condición (ver p. ej. [Miller et al., 1997](#))

$$x \equiv \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - l \Omega / \gamma \quad (1.9)$$

Acá ω - es la frecuencia de onda, v_{\parallel} y γ son la componente paralela de la velocidad y el factor de Lorentz, k_{\parallel} es el componente del vector de onda, alineado al campo, Ω es la frecuencia ciclotrónica de la partícula, y x se conoce como el parámetro de desajuste de la frecuencia. Para números armónicos $l \neq 0$ en la ecuación 1.9, la frecuencia de rotación de la onda del campo eléctrico es un múltiplo entero de la frecuencia de giro de la partícula en ese marco y las direcciones de rotación de la partícula y del campo eléctrico son la misma. Para $l = 0$, la condición de resonancia especifica la coincidencia entre las componentes paralelas de la velocidad de fase de la onda y la velocidad de la partícula. Esta resonancia es a veces referida como la resonancia Landau o Cherenkov.

1.5.2. Por ondas de choque

Los choques se han invocado como un mecanismo de aceleración altamente eficiente en muchas áreas de la Física Espacial y la Astrofísica. En particular, pueden producir rayos cósmicos (CR - siglas en inglés) de muy alta energía. La aceleración por choque generalmente se divide en dos tipos: el mecanismo de choque por deriva y la aceleración de choque tipo Fermi (o difusiva) de primer orden (DSA, acrónimo en inglés). La aceleración de deriva involucra partículas que se mueven a lo largo del frente de choque, obteniendo energía del choque con el campo eléctrico. Los electrones se comportan cuasiadiabáticamente ya que su radio de Larmor es mucho más pequeño que la escala característica del frente de choque. Si se supone que no hay alteraciones en el plasma a lo largo o en contra de la dirección del choque, entonces el mecanismo de aceleración principal es la deriva

de iones y electrones a lo largo del campo eléctrico convectivo

$$E = -V_{sh}B \quad (1.10)$$

donde B - es la intensidad del campo magnético, V_{sh} - es la velocidad del flujo ascendente a medida que se mide en el marco de choque (el marco de choque es el marco que se mueve con la discontinuidad de choque).

La aceleración de deriva del electrón es rápida pero su efectividad está limitado de dos maneras. Primero, una vez que la partícula ha ganado energía, tiende a escapar a lo largo del campo magnético ascendente y en ausencia de dispersión no retornará. En segundo lugar, la aceleración tiene lugar solo cuando la dirección de propagación del choque se halle a 1 o 2 grados de ser perpendicular al campo magnético ascendente (Miller et al., 1997).

El mecanismo de aceleración de choque difusiva es similar al estocástico en que las partículas experimentan un aumento de energía sistemático al interactuar con los centros de dispersión en movimiento. La diferencia radica en que por cuanto los centros de dispersión se mueven el uno hacia el otro en el sistema de reposo del choque, hay una ganancia de energía de primer orden con cada interacción, de modo que la aceleración es mucho más rápida. Solo los choques de modo rápido son de interés ya que los centros de dispersión no convergen en choques lentos.

1.5.3. Mecanismo por aceleración coherente

El tercer mecanismo importante de aceleración está relacionado con un campo eléctrico de corriente directa en la atmósfera solar. Hay al menos, dos formas posibles en que aparecerá un campo eléctrico en fulguraciones solares Vlahos (1989): 1) reconexión magnética o 2) capas dobles. La sugerencia de que la línea de reconexión del campo magnético podría ser la causa de la aceleración de las partículas en las fulguraciones solares fue hecha por primera vez por Giovanelli (1947).

Hay dos mecanismos distintos disponibles en un campo de reconexión, para la aceleración de partículas (p. ej., Vlahos, 1989):

- (a) el campo eléctrico en la propia capa de desgarró

$$E_0 = \eta J_0 e_z \quad (1.11)$$

donde η es la resistividad, J_0 es la corriente \mathbf{e}_z - es el vector unitario, y

- (b) el campo eléctrico debido a la velocidad de flujo \mathbf{v} hacia afuera de la capa resistiva que convierte el flujo magnético en la capa de rasgado:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.12)$$

Las capas dobles fueron inicialmente propuestas por [Alfvén & Carlqvist \(1967\)](#). Supusieron que en la corriente que fluye a través del plasma, una depresión de la densidad puede aumentar mientras la inducción del circuito total es lo suficientemente grande para mantener la corriente. Un campo eléctrico de corriente constante (CC) debe aparecer para ajustar la velocidad del flujo de electrones $v(x)$, de tal manera que la densidad de corriente $J = en(x)v(x)$, permanezca constante. El papel de las capas dobles parece muy importante en la comprensión de los circuitos de estructura a gran escala en la energía de las fulguraciones solares, así como las condiciones locales en el punto en que el circuito se descompone.

Quizás la forma más directa de acelerar partículas es mediante un campo eléctrico cuasiestático a gran escala. La mayoría del trabajo en esta área se centra en los electrones. Además de la fuerza debida al campo eléctrico, un electrón también experimenta una fuerza de arrastre de Coulomb desde los otros electrones en la distribución. A medida que aumenta la velocidad de un electrón, la fuerza de arrastre aumenta, hasta alcanzar un máximo a la velocidad térmica del electrón v_{ter} . Por encima de la velocidad térmica del electrón, esta fuerza de arrastre disminuye al aumentar la velocidad del electrón. El valor del campo eléctrico \mathcal{E} donde la fuerza de arrastre a la velocidad térmica es igual al campo eléctrico es conocido como campo Dreicer \mathcal{E}_D , donde

$$\mathcal{E}_D = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right) \left(\frac{\omega_{pe}}{v_{\text{ter}}}\right)^2 \ln \Lambda \quad \text{V m}^{-1} \quad (1.13)$$

Para $\mathcal{E}_D > \mathcal{E}$ la fuerza eléctrica excede la fuerza de arrastre sobre los electrones, que luego serán acelerados libremente hacia energías más altas. Tales campos se llaman súper-Dreicer. Para $\mathcal{E}_D < \mathcal{E}$, existe una velocidad crítica v_c , por debajo de la cual la fuerza de arrastre supera la fuerza eléctrica. Por encima de v_c , la situación se invierte. Los electrones con velocidades $v < v_c$ serán entonces calentados, mientras que aquellos con velocidades $v > v_c$ se acelerarán libremente. Para la aceleración de partículas en las fulguraciones solares, han sido propuestos modelos que empleen los campos súper-Dreicer y sub-Dreicer.

La Tabla 1.1 muestra un resumen de los modelos de aceleración de partículas en distintos rangos energéticos

Tabla 1.1. Resumen de los modelos de aceleración de partículas.

Observaciones	Sub-Dreicer	Súper-Dreicer	Turbulencia MHD	Choques
electrones ~ 100 keV	Sí	Sí	Sí	Sí
electrones ~ 10 MeV	No	?	Sí	?
protones ~ 100 MeV	No	?	Sí	Sí
protones ~ 1 GeV	No	?	Sí	Sí
aceleración ~ 1 s	Sí	Sí	Sí	Sí
flujo elect. <100 keV	Sí	Sí	Sí	?
flujo prot. <100 MeV	No	?	Sí	?
distribución elect.	Sí	?	?	?
distribución prot.	No	?	?	?
enriquecimiento de ^3He	No	No	No	No
enriquecimiento de iones pesados	No	No	Sí	No
acel. elect. de plasma térmico	Sí	Sí	Sí	?
acel. iones de plasma térmico	Sí	Sí	Sí	Sí
hiperfilamentación esencial	Sí	No	No	No
complejidad de la corriente	Alta	Baja	Baja	Media/baja
Fuerza de enlace de la rec. a gran escala	Débil	Bueno	Bueno	?

En el caso de protones relativistas, una escala espacial de la región de aceleración debería ser mucho mayor al giroradio de las partículas. Esta restricción es válida para la aceleración por choque de onda y para la aceleración por campo eléctrico de CC producido por una Capa de Corriente de Reconexión (RCL, acrónimo en inglés) u Hoja de Corriente de Reconexión (RCSH, acrónimo en inglés). De acuerdo con las investigaciones más recientes (ver p. ej. [Somov & Oreshina, 2011](#)), un modelo RCL con campo magnético de componente tridimensional y campo eléctrico de CC realmente proporciona aceleración rápida de ambas especies (electrones e iones) a energías relativistas para tiempos muy cortos: $\sim 2 \times 10^{-7} - 10^{-3}$ s para electrones y $\sim 10^{-4} - 2 \times 10^{-2}$ s para protones. Especialistas consideran al mecanismo de aceleración por campo eléctrico en el RCL como el principal. El campo eléctrico inducido por reconexión en el RCL alcanza valores bastante grandes (hasta $\sim 30 \text{ V cm}^{-1}$) durante la etapa de impulso de una ráfaga.

1.6. Ráfagas solares

Las ráfagas solares - son explosiones muy potentes que tienen lugar en la atmósfera solar. Suelen ocurrir cerca de las manchas solares, por lo general a lo largo de la línea divisoria (línea neutra) entre las zonas con campos magnéticos dirigidos en sentidos opuestos. Físicamente este brote es una respuesta de la atmósfera solar a los procesos repentinos de liberación energética. La respuesta afecta principalmente a la cromósfera y a la corona. Tal liberación de energía conduce principalmente a un calentamiento temporal localizado (ráfaga térmica), así como a la aceleración de partículas (electrones, protones e iones más pesados). De esta manera, la temperatura de la cromósfera es de $\sim 10^4$ K (temperatura cromosférica o baja) y la temperatura de la corona puede llegar hasta $\sim 10^7$ K. La energía de las partículas aceleradas registrada en la órbita de la Tierra, va desde ~ 20 keV (para los electrones) hasta ≥ 10 GeV (para los protones). La energía total liberada durante las ráfagas más severas, alcanza los 10^{25} J. Las ráfagas generan radiación electromagnética transitoria en un amplio espectro de longitudes de onda - a partir de los rayos X duros ($\lambda < 0.1$ nm) hasta radioondas kilométricas ($\lambda \sim 10^4$ m). Por su naturaleza, la radiación de las ráfagas es predominantemente térmica. En longitudes de onda muy cortas (de rayos X duros $\lambda < 0.1$ nm y en la radiación gamma $\lambda < 0.001$ nm) se observan picos de radiación no térmica, generada en la atmósfera solar debido a las partículas aceleradas - por radiación no térmica y sincrotrónica de electrones, radiación gamma como resultado de la interacción de iones acelerados con los núcleos circundantes en la atmósfera, etc. En un espectro de ondas de longitud muy larga, ráfagas similares son generadas por las ondas de choque en el plasma del viento solar y de la corona solar.

Las ráfagas térmicas son más visibles y mejor estudiadas en la línea roja del hidrógeno H_α ($\lambda = 656.3$ nm). En los últimos años, las ráfagas están siendo registradas regularmente por los satélites, en rayos X blandos con longitudes de onda $\lambda = (0.1 - 0.8)$ nm, que corresponde a la energía de los fotones en el intervalo $\sim (2 - 10)$ keV. La radiación de rayos X blandos ($\lambda = 0.1 - 10$ nm) - es emisión térmica del plasma a una temperatura de $T = 10^7$ K. Las ráfagas en la línea de hidrógeno H_α (Figura 1.10a) y las fulguraciones de rayos X son el resultado de las ráfagas de baja temperatura y de alta temperatura, respectivamente.

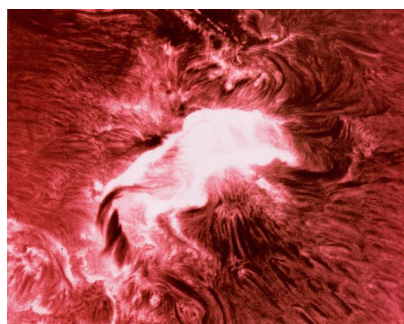
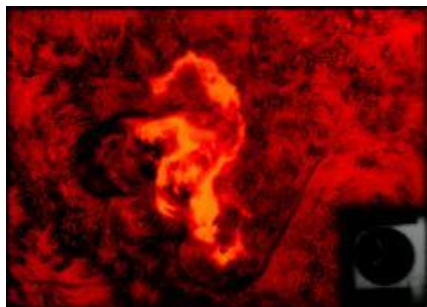
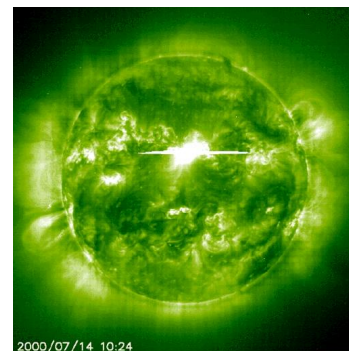
(a) Ráfaga H_{α} .¹²(b) Ráfaga del 7 de Agosto de 1972.¹³(c) Ráfaga cercana al centro del Sol, espectro ultravioleta.¹⁴

Figura 1.10. Izq. Ráfaga típica en la línea del H_{α} . Centro: ráfaga del 07 de Agosto de 1972. Derecha: Ráfaga observada en la línea del Fe II, cerca del disco central, con $\lambda = 1950$ nm, por el SOHO, 14 de Julio de 2000.

Desde 1977, las ráfagas solares son clasificadas en impulsivas y graduales, dependiendo de la duración de la ráfaga de emisión de rayos X blandos (<1 hora o >1 hora). La duración de las fulguraciones en el rango óptico del espectro puede ir desde minutos hasta varias horas. El período de crecimiento rápido y abrigantamiento de la zona de la fulguración hasta su máximo es de 15 minutos. En la fase de destello se observa a menudo la fase de impulso, es decir, un repentino y rápido aumento en el brillo (en ~ 1 min) en una pequeña zona de la fulguración. Con la fase impulsiva aparecen destellos impulsivos con radiación de ondas de radio y de rayos X duros. Las microondas con rango de frecuencia de GHz - son el resultado de la radiación sincrotrónica de electrones (10 – 100 keV) en campos magnéticos de $(20 - 100) \times 10^{-4}$ T y la radiación de rayos X duros ($E \geq 20$ keV) es el resultado de la radiación de frenado de electrones acelerados. El brillo máximo de la fulguración es aproximadamente un 50% mayor que el brillo de la fotosfera.

La Tabla 1.2 muestra el esquema de clasificación moderna de ráfagas, según Kallenrode (2001). La misma posee carácter observacional.

¹² <http://solarscience.msfc.nasa.gov/flares.shtml>

¹³ <http://solarscience.msfc.nasa.gov/flares.shtml>

¹⁴ Cuadro tomado de <https://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/Movies/flares.html>

Tabla 1.2. Clasificación de las ráfagas solares.

Parámetro	Impulsivo	Gradual
Duración del pico de rayos X blandos (SXR)	<1 hora	>1 hora
Disminución constante SXR	<10 min	>10 min.
Altura sobre la fotosfera	$\leq 10^4$ km	$\sim 5 \times 10^4$ km
Volumen(cm ³)	$10^{26} - 10^{27}$	$10^{28} - 10^{29}$
Densidad energética	Alta	Baja
Tamaño de la región del H _α	Pequeña	Grande
Duración de explosión de rayos X duros (HXR)	< 10min	> 10min
Duración de radioexplosión ¹⁵ microondular	< 5min	> 5min
Tipo de radioexplosión métrica	(II), III	II,(III), IV
Eyecciones de Masa Coronal	Poco frecuente	Siempre

Las partículas solares aceleradas con energías de (10 – 100) MeV generalmente son llamadas Partículas Energéticas Solares (SEP - acrónimo en inglés), pero en el rango relativista ($E_p \geq 500$ MeV para los protones) es ampliamente utilizado el nombre tradicional Rayos Cósmicos Solares (SCR - siglas en inglés). Además de los electrones con energías de hasta 10 MeV y protones de hasta decenas de GeV y más, en el Sol se generan neutrones con energías de hasta 1 GeV, y además neutrinos fulgurantes. El movimiento de los electrones acelerados en el campo magnético de la atmósfera solar, es acompañado por la generación de radiación de microondas. La interacción de los iones acelerados con la materia, conlleva a la excitación de los núcleos de C, N, O, Fe, etc, a la generación de radiación gamma, a la formación y la descomposición de los piones y otros procesos nucleares.

¹⁵ Las radioexplosiones se definen como emisiones de enormes destellos de ondas electromagnéticas en el rango de radio ondas kilométricas (~ 0.3 MHz) hasta microondas centimétricas (~ 500 MHz), como consecuencia de ráfagas o fulguraciones solares ó CMEs.

1.7. Eyecciones de masa coronal

Durante la ráfaga, el material se puede calentar hasta $\sim 10^7$ K. Ello conduce a la emisión de grandes flujos de rayos X, de radiación ultravioleta, así como de luz visible. Además, las ráfagas tienden a lanzar una gran cantidad de plasma con velocidades aproximadas a los $1\,000\text{ km s}^{-1}$ o más altas (a veces mayores a $3\,000\text{ km s}^{-1}$). Estos eventos fueron llamados eyecciones de masa coronal (CMEs, siglas en inglés).

Las CMEs son ante todo perturbaciones a gran escala en la corona, lo que resulta en que una gran masa de material solar sea expulsado hacia el espacio interplanetario, causando fuertes perturbaciones en el viento solar. En el medio ambiente terrestre, debido a la dispersión en la atmósfera de la radiación luminosa de la fotosfera, observar la corona es casi imposible, salvo en los casos de eclipses solares totales. Monitorear el estado de la corona es posible gracias a los coronógrafos a bordo de los satélites artificiales.

Cada CME conlleva $\sim (2 - 400) \times 10^{11}$ kg de material solar. La masa de una CME puede llegar a alcanzar 2.0×10^{14} kg (evento del 28 Octubre de 2003). De acuerdo con los actuales modelos semiempíricos de la corona, en el límite de los $10 R_{\odot}$ contiene $(10^{16} - 10^{18})$ kg de materia. Por lo tanto, la masa de una CME puede llegar a ser de hasta $\sim (1 - 10)\%$ de la masa total de la corona, por lo general la gran mayoría de la masa es extraída de la zona inferior de la corona ([Hudson et al., 2006](#)). Las velocidades de las CMEs suelen ser diferentes, por lo general oscilan entre los $50 - 2\,000\text{ km s}^{-1}$, aunque hay casos en que una CME ha alcanzado los $3\,000\text{ km s}^{-1}$ (la CME del 2 de noviembre 2003). En algunos casos, el borde frontal de la perturbación se mueve con una aceleración ó se desacelera a una tasa de deceleración de hasta 250 m s^{-1} , aunque los valores típicos son $20 - 30\text{ m s}^{-1}$. La energía total de la CME que se invierte en superar la atracción gravitatoria y dar la velocidad adecuada a la liberación de materia llega a los $\sim (10^{24} - 10^{25})$ J. Esto constituye un valor comparable con la energía de una gran fulguración solar. Cálculos empíricos muestran que en ambos casos, hasta el 10% de la energía de la perturbación (ráfaga o CME) es transferida a las partículas aceleradas (SCR).

La mayoría de las CMEs están constituidos por tres elementos principales: la parte frontal de la forma en un bucle con los extremos atados al Sol, de una zona más oscura dentro del bucle llamada cavidad, y de un núcleo central brillante de eyección. El núcleo representa los restos de una prominencia, la cual da inicio a la eyección de masa coronal. La rapidez de la parte frontal de la CME puede ser casi el doble de la rapidez del núcleo de la misma. Las CMEs son eventos muy dinámicos en los que el plasma, inicialmente contenido en estructuras magnéticas coronales cerradas, repentinamente es arrojado hacia el espacio interplanetario. En época del mínimo de la actividad solar, las CMEs ocurren en promedio cada dos días, por lo menos una vez a la semana. En el máximo del ciclo, se observa de dos a cinco CMEs por día. Al promediar a lo largo de todo el ciclo solar (≈ 11 años), la frecuencia de su aparición es de aproximadamente de un caso por día.

En diferentes investigaciones se ha encontrado evidencia de la relación entre las prominencias, CMEs y la nube magnética (ver p. ej. [Gopalswamy et al., 2003](#); [Yao et al., 2010](#)).

Las nubes magnéticas son estructuras magnetoplásmicas con campos magnéticos reforzados y con valores elevados en los parámetros fundamentales del plasma (velocidad, densidad y temperatura). Las observaciones de las CMEs que se realizan en la Tierra normalmente se llevan a cabo con la ayuda de algún satélite artificial, por ello hallar la relación de estas con las CMEs no siempre se logra. Es más común observar la onda de choque que acompaña a la envoltura densa del plasma caliente y a la nube magnética.

El campo magnético reforzado de la nube se reduce gradualmente, a medida en que la nube se aleja del Sol. Asimismo, se reducen la densidad y la temperatura del plasma contenido en la misma. Las nubes magnéticas se caracterizan por una muy pequeña proporción de presión dinámica respecto de la magnética y un valor de campo magnético muy elevado. Como resultado, el plasma en la nube permanece relativamente aislado en el proceso de difusión, la nube se expande gradualmente y la densidad contrariamente disminuye. Una de las propiedades más importantes de las nubes magnéticas es que son capaces de capturar partículas de los SEPs en una trampa magnética (Figura 1.11). En general, este es un objeto interplanetario muy complejo pero interesante para el entendimiento del mecanismo de la captura y el transporte de los SEPs del Sol a la Tierra.

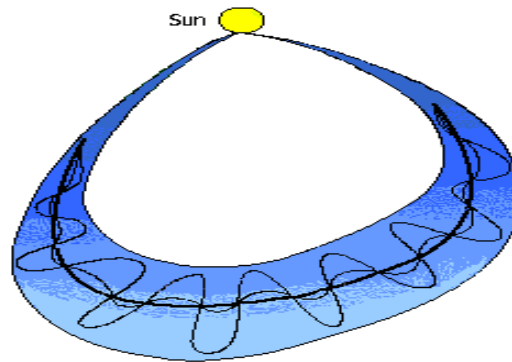


Figura 1.11. Modelo de las nubes magnéticas a 1 UA (Lepping et al., 1990). Se nota el movimiento bidireccional de los electrones energéticos atrapados en el campo magnético de la nube.

1.8. Eyecciones de masa coronal y dos clases de eventos de protones solares

En términos muy generales, el modelo combinado de la dinámica de la perturbación en la atmósfera solar puede ser representado en la Figura 1.12. La reconexión magnética tiene lugar en la parte superior de los bucles magnéticos en la corona y se hacen acompañar por la generación de fuertes ondas Alfvén o de ondas rápidas de choque que se mueven hacia arriba y hacia abajo de la región de reconexión. Esta zona es una fuente de partículas solares aceleradas que forman la componente rápida (impulsiva) de los SCR. Las partículas que viajan hacia abajo, se introducen en la cromósfera y generan radiación gamma, mientras que las partículas que se mueven hacia arriba abandonan el Sol y son observadas en el espacio interplanetario en forma de eventos de pulsaciones protónicas. Por otro lado, sobre la región de reconexión se pueden formar CMEs con ondas de choque de gran potencia. Estas últimas son capaces de acelerar un gran número de partículas hasta energías considerables y por lo tanto formar una segunda componente - retrasada o gradual - de SCR.

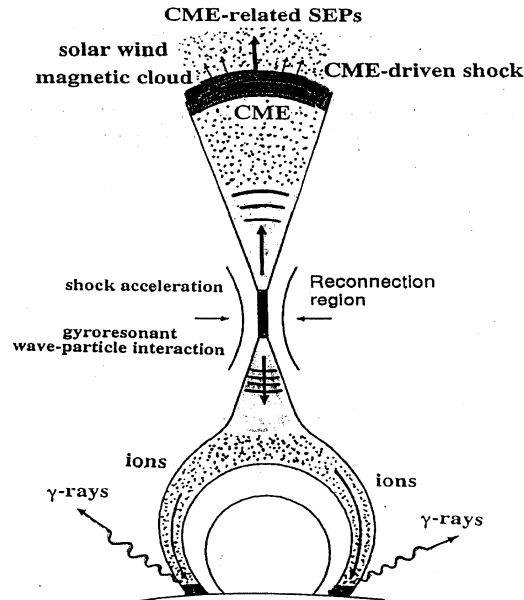


Figura 1.12. Esquema de generación de alta energía, teniendo en cuenta el proceso de reconexión magnética en la atmósfera solar (Yoshimori et al., 2000b).

Como ya se señaló, las fulguraciones solares pueden ser divididas en impulsivas y graduales dependiendo de la duración de la ráfaga de radiación de rayos X blandos (Tabla 1.3). Las ráfagas de ambas clases poseen diferentes características temporales y espaciales, también se caracterizan por su energía, la presencia o ausencia de CME, etc. Estas diferencias obligaron a realizar un análisis similar de los datos de los eventos protónicos solares que se han registrado en la Tierra. Como resultado, se hizo evidente que también era aplicable esa clasificación a los eventos de protones (ver Tabla 1.4). De hecho, los eventos se diferencian en el grado de enriquecimiento de electrones y protones, por el contenido de ^3He y ^4He , Fe y O, por el grado de ionización de los átomos de hierro $Q(\text{Fe})$. También hay diferencias en los tipos de emisiones de radio, en la longitud y la anchura angular del flujo de partículas observado en la órbita de la Tierra, la presencia o ausencia de CMEs, de ondas de choque interplanetarias, la frecuencia de los eventos durante todo el año.

Sin embargo, en un análisis más detallado de los eventos de protones individuales hay que reconocer que algunos de ellos poseen características mixtas y su distribución es más continua y no bimodal. Esto puede estar relacionado no solamente con las condiciones de generación de SCR, sino también con las condiciones de su observación. De hecho, ambas poblaciones son registradas lejos

de la región de aceleración, así que no podemos excluir los efectos de la difusión y la acumulación. Por otro lado, aunque esta clasificación de los eventos protónicos solares (SPE - acrónimo en inglés) es puramente fenomenológico, sus diferencias observacionales pueden ocultar distintos mecanismos de generación de SCR. Para comprender estas diferencias hay que considerar el hecho fundamental de que las partículas de baja energía ($\sim 1 - 10$ MeV para protones) reaccionan muy sensiblemente a algunos de los procesos que no juegan ningún papel para partículas de altas energías.

Tabla 1.3. Dos clases de eventos protónicos solares.

Parámetros de partículas/ Métodos de observación	Evento impulsivo	Evento gradual
Partículas	SPE, enriquecido por electrones	SPE, enriquecido por protones
$^3\text{H}/^4\text{H}$	~ 1	~ 0.0005
Fe/O	~ 1.23	~ 0.15
H/He	~ 10	~ 100
Q(Fe)	~ 20	~ 14
Duración	Horas	Días
Tipo de emisión de radio	III, V(II)	II, IV
Casos/año	$\sim 1\,000$	~ 10

En el caso de las ráfagas, el flujo de partículas aceleradas tiene un cono relativamente estrecho y su composición está enriquecida por ^3He , Fe y otros pequeños componentes de SCR. El proceso de aceleración se desarrolla rápidamente, y ello es un indicio de aceleración directa de partículas por el campo eléctrico debido a la reconexión magnética. La configuración magnética de la fuente líneas de fuerza abiertas, lo que facilita la salida de partículas al espacio interplanetario. Si la aceleración es debida a la onda de choque iniciada por la CME, entonces el esquema de generación de SCR se torna mucho más complejo.

En algunos estudios se ha intentado dividir la reconstrucción del espectro de protones solares en función de sus origen (ráfagas impulsivas o graduales, ondas de choque de las CMEs, otros fenómenos energéticos solares e interplanetarios). En el ejemplo de varios SPEs fue descubierto un hecho importante: el número de partículas aceleradas, asentadas en la atmósfera solar es sistemáticamente menor que el número partículas que lograron salir de la atmósfera solar.

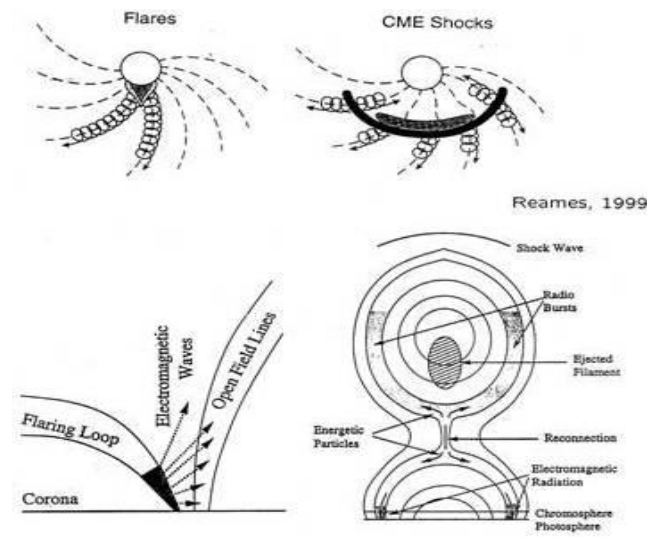


Figura 1.13. Vista inferior: Aceleración de partículas en la atmósfera solar y fenómenos asociados. **Vista superior:** Ráfagas y CMEs, fundamentales para la formación de SPE (Reames, 1999; Kallenrode, 2003).

Basados en las observaciones de la radiación gamma de altas energías y larga duración de las ráfagas del 11 y 15 de Junio de 1991, se descubrieron nuevos aspectos sobre la aceleración de partículas:

- las partículas pueden ser impulsadas y posteriormente atrapadas en los bucles magnéticos,
- las partículas pueden ser aceleradas continuamente en un largo intervalo de tiempo,
- también es posible que las partículas se aceleran bajo diferentes condiciones físicas en varios episodios separados por intervalos específicos tiempo.

En este último caso, los espectros de partículas aceleradas en los diferentes episodios pueden variar significativamente entre sí. Cabe señalar que, en muchos modelos de aceleración, es muy importante el papel que juega la reconexión magnética como fuente de energía y generador de campos electromagnéticos, necesarios para acelerar las partículas. Por ejemplo, Reames (2000) y Yoshimori et al. (2000b) toman el proceso de reconexión magnética como la base para la descripción de ráfagas solares impulsivas y graduales. De acuerdo con Reames (2000), en el caso de ráfagas impulsivas, las partículas (electrones e iones) son aceleradas por resonancia mediante el mecanismo

estocástico en la turbulencia de ondas generada durante la reconexión. En las ráfagas graduales (Yoshimori et al., 2000b), la reconexión magnética es el nexo de unión entre la aceleración estocástica y la aceleración de la onda de choque de la CME. En cuanto a la aceleración por ondas de choque en la corona solar y/o en el espacio interplanetario, su papel en los SPEs del tipo del 04 de Agosto 1972 puede ser sustancial. Sin embargo, a pesar del aparato matemático bien desarrollado, ninguno de los modelos propuestos (p. ej. Ellison & Ramaty, 1985; Zank et al., 2000) puede describir adecuadamente la aceleración de los SCR hasta niveles de energía extremadamente altos ($E_p \geq 10 - 100$ GeV). Los protones solares alcanzan tales energías debido a la aceleración directa en los campos eléctricos por la reconexión magnética en estructuras magnéticas extendidos dentro de la corona solar.

1.9. Los neutrones y los rayos gamma

Uno de los eventos de neutrones más destacados se produjo el 07 de Septiembre 2005. En el momento de la fulguración en la posición más favorable se encontraban los detectores de neutrones en el hemisferio occidental. La Figura 1.14 muestra claramente los picos de los registros de neutrones en el monitor de neutrones de la ciudad de México (MNCDMX) y en el monitor de neutrones en el monte Chacaltaya en Bolivia. El tiempo 17:36:40 UT corresponde al tiempo del máximo en el flujo de rayos X duros, medido por el satélite GEOTAIL.

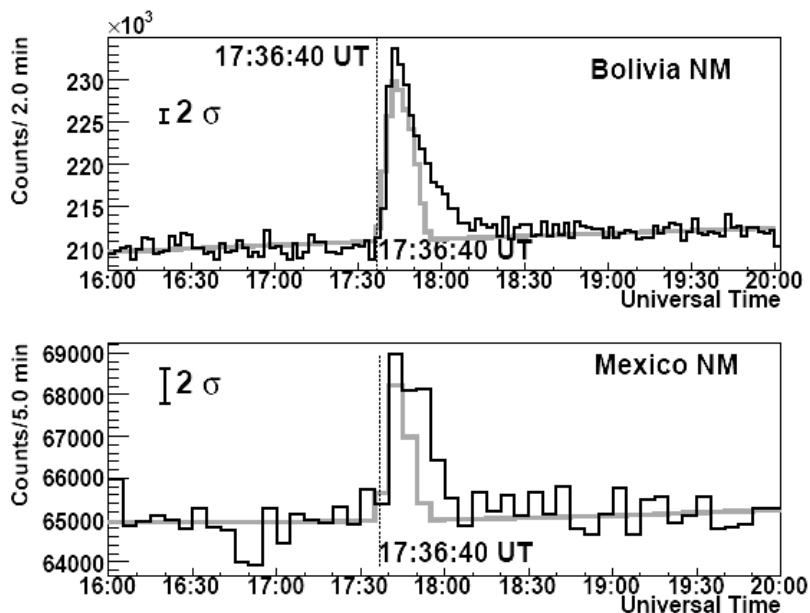
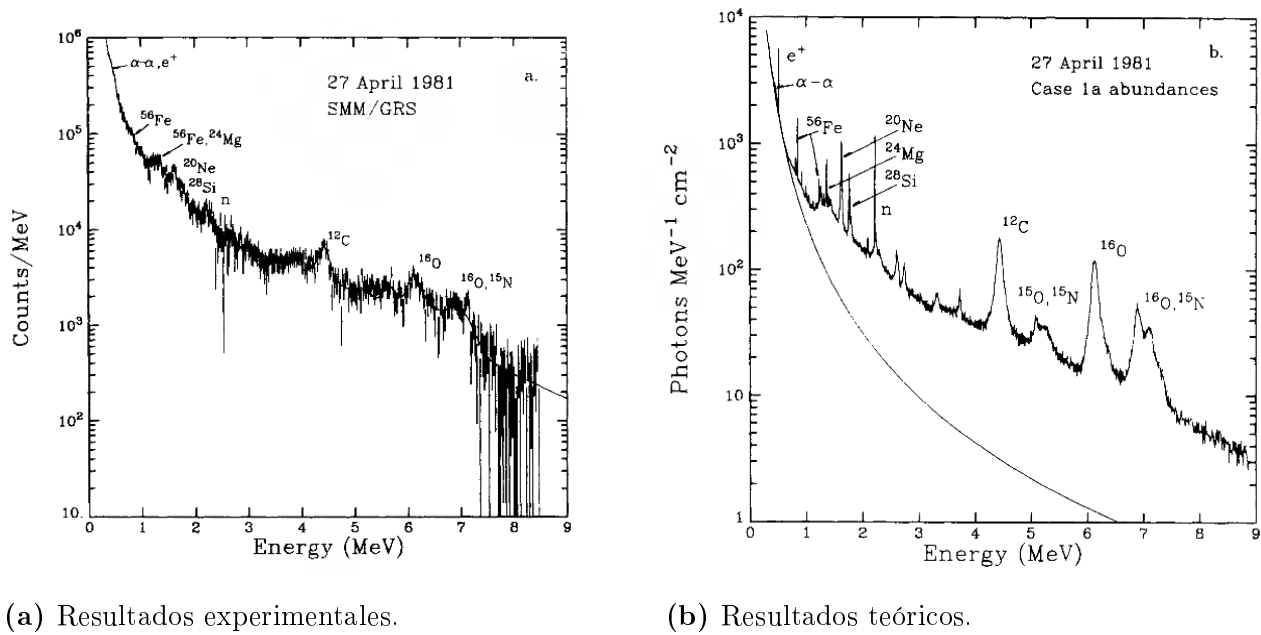


Figura 1.14. Neutrones fulgurados el 07 de Septiembre 2005 según observaciones del MNCDMX y del MN de Chacaltaya-Bolivia (Sako et al., 2006). La línea gruesa oscura y la gris indican las observaciones y los resultados de los cálculos teóricos, respectivamente.

En la Figura 1.15 se muestran los espectros teóricos de la fulguración de rayos gamma (izquierda) y los registrados (a la derecha) para el evento del 27 de Abril de 1981. El espectro calculado fue obtenido en los mismos términos del espectro de protones y electrones acelerados. La línea punteada muestra la radiación por frenado de los electrones (bremsstrahlung). Se muestran las líneas principales de excitación de los núcleos, la línea de captura de los neutrones por el hidrógeno, la línea de aniquilación de positrones. Los positrones aparecen al momento de la desintegración β de los radionucleidos, los cuales surgen como producto de las reacciones entre los iones acelerados y los iones de fondo. Para la comparación con la teoría se presentan los datos de observación para la fulguración del 27 de abril de 1981. La línea continua en el espectro de la derecha corresponde al ajuste teórico, bajo el supuesto de que la relación ${}^4\text{He}/{}^1\text{H} = 0.5$ (Murphy et al., 1991).



(a) Resultados experimentales.

(b) Resultados teóricos.

Figura 1.15. Generación de radiación gamma en el Sol: **Izquierda** - gráfica con base en los datos de la fulguración de rayos gamma del 27 de abril 1981, donde para el ajuste se consideró que $(^4\text{He}/^1\text{H})_{\text{acc}} = 0.5$, para partículas aceleradas en la fotosfera. **A la derecha** - el correspondiente espectro teórico de rayos gamma de las fulguraciones solares, donde la línea curva representa la fluencia del bremsstrahlung (Murphy et al., 1991).

La mayoría de las líneas de excitación en el espectro pertenecen a los núcleos de C, N, O, Ne, Mg, Si, y Fe. La generación de las líneas se debe principalmente a los protones con energías en el rango de (10 - 30) MeV/nucleón. En la mayoría de los casos, la excitación desaparece de forma casi instantánea. Así, en el caso de la generación de la línea de energía 4.438 MeV, la vida media del núcleo de carbono en estado excitado es de alrededor de 6.1×10^{-14} s. Para la línea de 6.129 MeV del núcleo de oxígeno corresponde el valor de 2.7×10^{-11} s. En estas colisiones nucleares surgen y neutrones secundarios. En el espectro se muestra también dos líneas de gran interés - 0.511 MeV (aniquilación positrones y electrones) y 2.223 MeV (captura de neutrones). Su retraso relativo a la emisión de líneas de excitación en un intervalo de unos (100 -140) s, se explica con el hecho de que tanto la formación de fuentes de positrones, como la generación de neutrones se producen a profundidades considerables en la fotosfera solar, donde la densidad de la sustancia excede los 10^{14} cm^{-3} . La emisión lineal se superpone al continuo de frenado de los electrones energéticos. Este

continuo domina sobre energías de fotones por debajo de 1 MeV y en la mayoría de los casos - sobre energías por encima de los 10 MeV. En algunas fulguraciones se han observado fotones gamma - producto del decaimiento de piones con energías entre los 10 MeV y los 3 GeV.

Los datos sobre neutrones fulgurados y rayos gamma (es decir, de emisión neutra del Sol) permiten estudiar más profundamente las propiedades del plasma en las regiones de aceleración y la interacción de partículas aceleradas, las peculiaridades de las interacciones nucleares en las condiciones del sol, los mecanismos de aceleración y el espectro de las partículas aceleradas, el contenido de diversos elementos en el Sol (especialmente la relación ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ en el momento de las fulguraciones). Por ejemplo, en relación a las intensidades de las líneas gamma con energías de 2.223 MeV y en el rango de (4 – 7) MeV, se puede estimar el índice espectral y el número de protones acelerados en el origen para la energía $E_p \leq 50$ MeV. Estos mismos parámetros para protones con energías $E_p \geq 50$ MeV pueden ser obtenidos a partir de la relación entre los flujos de rayos gamma con energías $E_\gamma \geq 30$ MeV y el flujo de neutrones con una energía de $E_n \geq 20$ MeV. Este método es adecuado principalmente para restaurar el espectro de la fuente en los SCR, en el rango de energía (10 -100) MeV. Con datos de los neutrones de mayor energía, se puede analizar el intervalo hasta $E_p \leq 1000$ MeV. En la Figura 1.16 se resume los procesos nucleares relacionados con la generación de radiación gamma y el contenido de ${}^3\text{He}$ en la fotosfera.

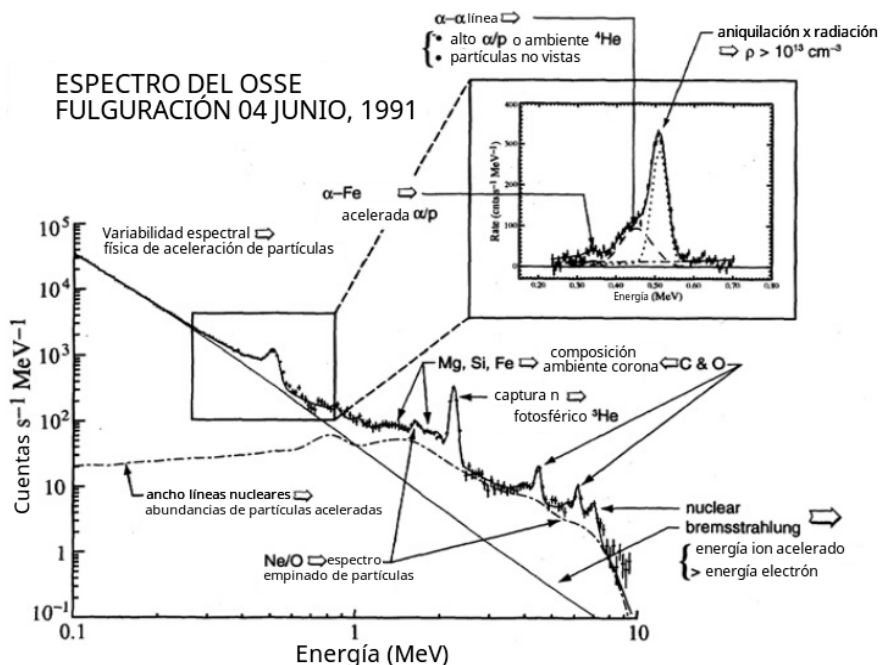


Figura 1.16. Espectro de rayos gamma de la fulguración del 4 de Junio de 1991, según observaciones de CGRO/OSSE (Ramaty & Mandzhavidze, 2000). Se identifica el contenido de ^3He en la fotosfera, el espectro de los SCR, procesos nucleares ligados a la generación de rayos gamma, entre otros¹⁶.

Determinar el contenido de ^3He en el Sol mediante el método espectroscópico es imposible, por lo tanto, son de excepcional importancia las estimaciones indirectas de la relación $^3\text{He}/^1\text{H}$, por ejemplo, para los datos de la línea gamma de 2.223 MeV, por cuanto los neutrones fulgurados son capturados no sólo por los núcleos de hidrógeno ^1H con la generación de deuterio ^2H (isótopo estable del hidrógeno), sino también por la emisión de rayos gamma con energías de 2.223 MeV (esta radiación a veces es llamada línea de deuterio)



¹⁶ Imagen modificada a partir de <https://doi.org/10.1016/j.asr.2012.04.024>

pero con núcleos de ${}^3\text{He}$ para formar tritio (isótopo radiactivo del hidrógeno)



En esta última reacción, los neutrones son capturados sin generación de radiación gamma. El tritio resultante experimenta una desintegración β , con un período de vida media de 4500 ± 8 días (12.32 años), formándose de nuevo ${}^3\text{He}$. Como resultado, el número de neutrones que participan en la generación de líneas de 2.223 MeV en la fotosfera y la densidad el flujo de esta radiación dependen fuertemente de la concentración de ${}^3\text{He}$ en la atmósfera solar. En consecuencia, si la magnitud ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ en la región de captura es $\sim 5 \times 10^{-5}$ (la cual es comparable a la observada en el viento solar), el número de neutrones capturados por el hidrógeno y por el ${}^3\text{He}$, son comparables entre sí. Por ello, la relación ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ afecta no sólo a la densidad final de flujo de la línea 2.223 MeV, y en el retraso en la formación de su perfil temporal. A su vez, estas características nos permiten estimar la proporción de ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ para ráfagas concretas (Tabla 1.4). La captura de neutrones por otros núcleos no juega un papel importante debido a la baja concentración de estos últimos.

Tabla 1.4. Contenido de ${}^3\text{He}$ en la fotosfera.

${}^3\text{H}/{}^1\text{H} (\times 10^{-5})$	Ráfaga	Satélite/detector	Referencia
<3.8	03 de Junio de 1982	SMM/GRS	Prince et al. (1983)
2.3 ± 1.2	03 de Junio de 1982	SMM/GRS	Hua & Lingenfelter (1987)
2-5	11 de Junio de 1991	GRANAT/PHEBUS	Trottet et al. (1993)
2.3	04 de Junio de 1991	CGRO/OSSE	Murphy et al. (1997)
4.5	04 de Junio de 1991	CGRO/OSSE	Murphy et al. (2007)
2.3 ± 1.4	06 de Noviembre de 1997	YOHKOH/GRS	Yoshimori et al. (2000a)
11-20	20 de Noviembre de 2005	CORONAS/AVS-F	Arkhangelskaja et al., 2009

En la Tabla 1.4 se evidencia que son pocas las estimaciones de la proporción ${}^3\text{He}/{}^1\text{H}$ que en la fotosfera se ajustan al intervalo $\sim (1 - 5) \times 10^{-5}$. Sin embargo, el evento protónico del 20 de Enero de 2005, puso de manifiesto que esta relación puede ser mucho mayor. Para obtener una descripción coherente de los datos para la radiación gamma de la línea de los 2.223 MeV en la ráfaga del 20 de Enero de 2005, es necesario asumir que ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} \geq 8 \times 10^{-5}$. Nuevos cálculos del

perfil de la línea 2.223 MeV para esta fulguración dan la mejor concordancia con las observaciones en relación con la fotosfera ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} \sim (1.1 - 2.0) \times 10^{-4}$.

La radiación con energía de 2.223 MeV puede contener información importante sobre el perfil de altura de la densidad del plasma en la atmósfera solar, como quedó de manifiesto en el análisis de los datos sobre las fulguraciones del 16 de Diciembre de 1988, del 22 de Marzo 1991, del 6 de Noviembre de 1997 y 28 de Octubre del 2003.

Se logró determinar que ${}^4\text{He}/{}^1\text{H} > 0.4$ y que ${}^3\text{He}/{}^1\text{H} = 4.5 \times 10^{-5}$, que el índice espectral de los iones acelerados en el intervalo $\sim (2 - 50)$ MeV/nucleón se halla cerca de 4.0.

Hoy en día está bien establecido que la heliósfera está llena de partículas cargadas de diferente origen (viento solar, SCR, componente anómala de los CR, etc). En general, se distribuyen en un gran rango de energías (alrededor de 20 órdenes de magnitud). En particular, los SCR ocupan un intervalo de energías cinéticas desde $K \geq 1$ MeV hasta $K \geq (10 - 100)$ GeV (para los protones).

Si las partículas se mueven en la corona, en los campos interplanetario y geomagnético sin interacción mutua, entonces su transporte puede ser visto en términos y en función de su trayectoria, como una aproximación. Este enfoque es posible cuando la densidad de energía de las partículas es significativamente inferior a la densidad de la energía magnética, es decir, cuando la condición

$$m_p n_p v^2 / 2 \ll B^2 / 8\pi \tag{1.16}$$

donde m_p , n_p y v - masa, la concentración y la velocidad del protón, respectivamente, y B - la intensidad de campo magnético. En el caso contrario, es necesario tener en cuenta la interacción colectiva del conjunto de partículas con el campo magnético que las rodea (enfoque autónomo consistente). Con respecto a los SCR, la energía cinética $K \sim 1$ MeV/nucleón para la mayoría de las fulguraciones se puede asumir como el límite inferior de su distribución. La etapa inicial de la aceleración de las partículas a partir de las velocidades térmicas es de interés fundamental y los problemas más agudos de la formación del espectro de los SCR se hallan precisamente en el intervalo $K \leq 1$ MeV/nucleón. La transferencia de partículas energéticas en la heliósfera abarca diversos tipos de sus movimientos e interacciones: su traslado en estructuras magnéticas de gran escala, su difusión en las inhomogeneidades del campo magnético interplanetario, los diversos tipos de derivas, interacciones de tipo onda-partícula, la generación de perturbaciones en el plasma interplanetario, etc. Además, la partícula puede experimentar aceleración o desaceleración, es decir

un cambio en su energía.

1.10. El viento solar

La existencia del viento solar fue propuesta teóricamente por Eugene Parker en 1959 y confirmada observacionalmente un par de años después por las naves Lunik y Mariner 2. Según su modelo, el viento solar es:

- un flujo estacionario
- esféricamente simétrico
- puede ser representado por un gas politrópico

El viento solar está formado en su mayoría por protones y electrones, con una pequeña componente de núcleos de helio y algunos elementos más pesados como carbono, nitrógeno, oxígeno, neón, magnesio, sílice y hierro. El viento solar se mueve con velocidades entre $300 - 1\,200 \text{ km s}^{-1}$, es decir alcanza velocidades supersónicas. La velocidad del viento empieza siendo muy baja y aumenta conforme se aleja del Sol, hasta alcanzar una velocidad terminal que conserva por el resto de su viaje por la heliósfera. La magnitud de la velocidad terminal del viento solar depende de la temperatura de la corona (a mayor temperatura, mayor velocidad).

En la Figura 1.17 se muestra la familia de curvas de la velocidad del viento solar en función de la temperatura de la corona, según el modelo de Parker ([Parker, 1963](#), p. 75).

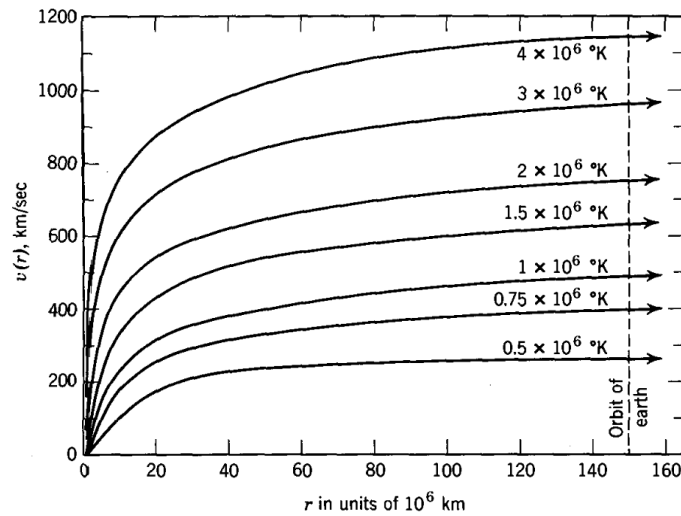


Figura 1.17. Velocidad del Viento Solar en función de la distancia desde el Sol.

Además de la alta temperatura, la corona solar también se caracteriza por estar en continua expansión hacia el espacio interplanetario, llevándose materia solar (plasma) junto con el magnetoplasma a grandes distancias del Sol. La corona se expande pues la temperatura de la corona es tan alta que la atracción gravitatoria del Sol no puede sostener al plasma. En otras palabras, a una temperatura de alrededor de 2×10^6 K la corona no puede mantenerse bajo equilibrio hidrostático, y esta expansión con condiciones de contorno deben llevar a la expansión de la masa coronal a velocidades supersónicas. Como resultado de ello, a distancias $r \sim (3 - 4) R_S$ en la corona expansiva se forma un flujo lo suficientemente estable, el cual abandona al Sol sin retorno.

En palabras de S. Chapman ([Chapman & Zirin, 1957](#)) “El gas interplanetario - es sólo una continuación de la corona solar”. En los planetas del sistema solar que poseen campo magnético (Tierra, Júpiter, Saturno, etc), el viento solar provoca fenómenos como tormentas magnéticas, auroras: en la interacción de sus magnetósferas con el viento solar, se forman cinturones de radiación planetarios. La influencia del viento solar también se visualiza en la forma de las colas de los cometas, siempre en dirección opuesta al Sol. La región del espacio empleado por el viento solar, se extiende a una distancia ≥ 100 UA. En última instancia, el viento solar forma la heliósfera (heliomagnetósfera), lo que impide la penetración del medio interplanetario al sistema solar (Figura 1.18).

El viento solar es un plasma de helio e hidrógeno, compuesto principalmente de electrones,

protones y núcleos de helio (partículas alfa), de núcleos de otros elementos y de partículas eléctricamente neutras que se encuentran en muy pequeñas cantidades. Debido a la existencia del viento solar, el Sol pierde cada segundo alrededor de un millón de toneladas de material. Aunque el viento solar proviene de la capa externa del Sol, él no refleja la composición real de los elementos en esta capa: debido a los procesos de diferenciación, el contenido de algunos elementos aumenta y de otros se reduce. Esto es debido al efecto del Primer Potencial de Ionización (PPI)¹⁷ - en la composición de los elementos.

La intensidad del viento solar depende de los cambios en la actividad solar y de sus fuentes. Dependiendo del valor de la velocidad u , las corrientes del viento solar en la órbita de la Tierra se dividen en dos clases: lento ($u \approx 300 - 400 \text{ km s}^{-1}$) y rápido ($u \approx 600 - 700 \text{ km s}^{-1}$). El viento solar lento es generado por la componente en calma de la corona solar en su expansión gasodinámica. Los flujos de viento solar rápido recurrente son emitidos por el Sol a lo largo de varios meses y tienen un período de recurrencia de 27 días, que coincide con el período de rotación del Sol. Estos flujos están asociados con agujeros coronales.

Debido a la fuerte variabilidad del medio en el espacio interplanetario, los dispositivos generalmente miden los valores por hora de sus parámetros. La Tabla 1.5 muestra los valores típicos de los diferentes parámetros de las observaciones del viento solar en órbita alrededor de la Tierra.

Tabla 1.5. Parámetros del viento solar.

Parámetro	Magnitud media	Viento solar lento	Viento solar rápido
Densidad η , cm^{-3}	8.7	11.9	3.9
Velocidad u , km s^{-1}	468	327	762
Flujo ηu , $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	3.8×10^8	3.9×10^8	2.7×10^8
Protones T_p , K	7.0×10^4	3.4×10^4	2.3×10^5
Electrones T_e , K	1.4×10^5	1.3×10^5	1.0×10^5
Relación T_e/T_p	1.9	4.4	0.45

Entre los parámetros más importantes del medio interplanetario, también debe ser incluido

¹⁷ PPI: Energía necesaria para arrancar un electrón de un átomo aislado en fase gaseosa en su estado fundamental y obtener un ion monopositivo gaseoso en su estado fundamental más un electrón sin energía cinética. Ello conlleva una reacción endotérmica.

el valor medio del módulo del campo magnético interplanetario (Interplanetary Magnetic Field - IMF). Cerca de la órbita de la Tierra, es decir, a una distancia de 1 UA del Sol, esta magnitud ronda los 5 nT.

También existen flujos esporádicos, de corto plazo y de alta velocidad ($u \geq 1\,200\text{ km s}^{-1}$). Estos flujos esporádicos, en su movimiento por el espacio lleno de plasma del viento solar lento, comprimen al plasma en su frente, conformando una onda de choque¹⁸. Anteriormente se suponía que tales fenómenos eran causados por las poderosas fulguraciones solares. Sin embargo, en la actualidad predomina la opinión de que los flujos esporádicos se deben a las eyecciones de masa coronal, aunque pueden ser originadas por las fulguraciones cromosféricas, también pueden ser resultado de otras actividades asociadas, como son las radioexplosiones o erupciones de prominencias cerca de agujeros coronales. Cabe señalar que las fulguraciones solares y las eyecciones de masa coronal están ligadas a las mismas zonas activas del Sol y que entre ellas existe una dependencia estadística e indiscutible conexión física. Una cosa está clara: las fulguraciones solares son un inmenso proceso no estacionario, relacionado con las CMEs. Un papel importante en la dinámica del plasma del viento solar lo juega la relación entre las densidades de la energía del movimiento dirigido del plasma w_u , del movimiento caótico (térmico) del plasma w_T y del campo magnético interplanetario w_B . A modo de ejemplo, si $n_p = 5\text{ cm}^{-3}$ y $u = 400\text{ km s}^{-1}$, entonces $w_u = n_p m_p u^2 / 2 = 7 \times 10^{-10}\text{ J m}^{-3}$. Al mismo tiempo, la densidad de energía debido al movimiento caótico del plasma será $w_T = n_e T_e + n_p T_p \approx 2 \times 10^{-11}\text{ J m}^{-3}$, considerando que $T_e = 1.5 \times 10^5\text{ K}$, $T_p = 5 \times 10^4\text{ K}$ y que las temperaturas son isotrópicas (la energía de 1 eV corresponde a $1.6 \times 10^{-13}\text{ J m}^{-3}$ o a la temperatura de $7.73 \times 10^3\text{ K}$). La densidad de energía del campo magnético será $w_B = B^2 / 8\pi = 10^{-11}\text{ J m}^{-3}$ para el caso de $B = 5\text{ nT}$. Por lo tanto, la energía cinética del flujo del viento solar en calma en la órbita de la Tierra es varias decenas mayor a la energía térmica del plasma y a la energía el campo magnético, mientras que la energía magnética y térmica son comparables. En caso de fuertes perturbaciones del medio interplanetario durante fuertes fulguraciones y emisiones de masa coronal y generación de ondas de choque ligadas a las fulguraciones y CME la relación entre w_u , w_T y w_B varía significativamente. El número total de partículas que abandonan la atmósfera del Sol como viento solar, es aproximadamente

¹⁸ Se genera una onda de choque cuando la velocidad de una perturbación en un medio excede la velocidad característica de propagación en el medio. La propagación normal no puede transportar toda la energía inyectada, se produce un cambio abrupto de los parámetros físicos del medio en el frente de la onda.

$1.3 \times 10^{36} \text{ s}^{-1}$. Con base en esto se ha estimado que la pérdida de sustancia total de un año se acerca a $(2 - 3) \times 10^{-14} M_{\text{S}}$, o 6.7 mil millones de toneladas por hora. Esto es equivalente a la pérdida de masa igual a la masa de la Tierra en un período de 150 millones de años. Sin embargo, hasta el día de hoy y debido al viento solar, el Sol ha perdido sólo un 0.01 % de su masa total. En otras estrellas se han observado vientos solares más potentes y por lo tanto un flujo de pérdida de masa más intenso.

1.11. La heliósfera

En las últimas décadas, después del inicio de la era satelital y del descubrimiento del viento solar, se ha sumado a las características generales del Sol como una estrella, el concepto de magnetósfera solar (o simplemente heliósfera). Gracias al uso de las naves espaciales Voyager 1 (V1) y Voyager 2 (V2) ya están en marcha estudios directos de la interacción entre el viento solar y el medio interestelar del sol. De acuerdo a los conceptos modernos, este entorno es una Nube Interestelar Local parcialmente ionizada (LIC - por sus siglas en inglés), compuesta de gas y polvo. Esta nube se mueve en relación al Sol a $\sim 26 \text{ km s}^{-1}$ y posee una temperatura $\sim 10^4 \text{ K}$; la concentración de sus partículas es $\sim (2 - 3) \times 10^5 \text{ m}^{-3}$. Dado que las características físicas del medio interplanetario cerca del Sol (hasta distancias $\sim 1 \text{ UA}$) y fuera de ella son muy diferentes, el área dentro de la órbita de la Tierra a menudo es llamada la heliósfera interior (heliósfera interna). El área de interacción del viento solar con el medio interestelar se conoce como interfaz heliosférica o heliopausa. Su borde interno lo determina la onda de choque terminal. Este ámbito ha sido considerado como la fuente de la componente anómala de los CR, observables cerca de la Tierra. Estos se forman como resultado de la aceleración difusiva en el frente de la onda de choque heliosférica. En realidad, las partículas pesadas se aceleran medio interestelar (Helio, Carbono, Nitrógeno, Oxígeno y otros elementos) que han experimentado la ionización a expensas de intercambio de carga con protones del viento solar, fotoionización o colisiones con los electrones.

La estructura prevista y el medio circundante de la heliósfera se representan esquemáticamente en la Figura 1.18: El Sol se halla en el centro del círculo de luz, las órbitas de los planetas no se muestran, la posición del Pioneer 10 (P10), V1 y V2 en relación con el Sol se muestran de manera condicionada, ya que siempre están en movimiento. La sonda espacial P10 fue lanzada en Marzo de 1972 en dirección de la estrella Aldebarán (constelación Tauro). En Diciembre de 2008, P10 voló

más del límite de las 100 UA. Sin embargo, en el 2003 se perdió contacto con la sonda debido al agotamiento de la fuente de alimentación de los recursos a bordo). Las sondas V1 y V2 se lanzaron en 1977, con un corto intervalo de tiempo entre sus lanzamientos, pero en diferentes direcciones. En Agosto de 2009 llegaron a una distancia de 109.7 UA y 89.7 UA, respectivamente. Ambos aparatos se alejan gradualmente del Sol a una velocidad de alrededor de 3 UA/año, y según la NASA, su existencia activa podría llegar hasta el 2020.

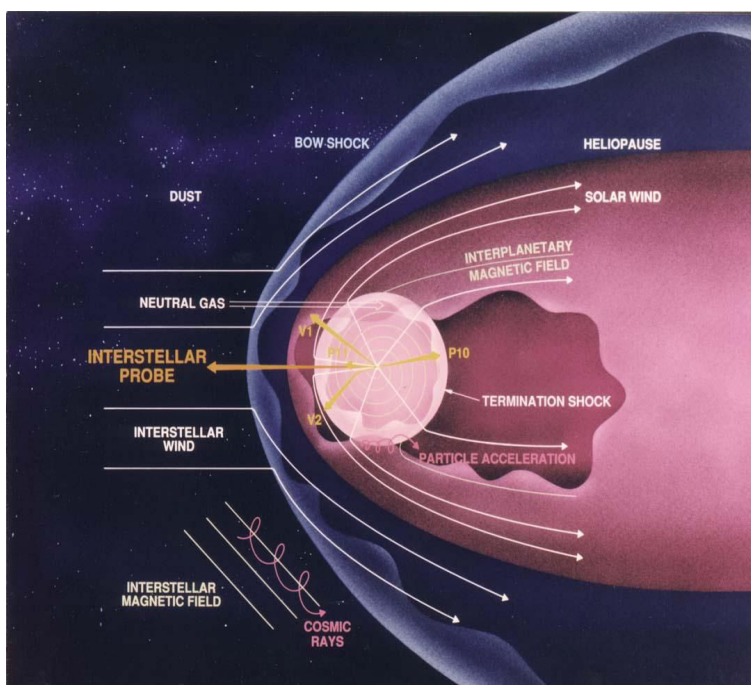


Figura 1.18. Imagen esquemática de la heliósfera. Se muestran: las posiciones de los satélites P10, V1 y V2, los componentes principales del medio interestelar (viento interestelar, polvo, campo magnético, CR) y características estructurales de la heliósfera (arco de choque, la heliopausa, viento solar y campo magnético interplanetario)¹⁹.

Heliósfera - es la cavidad formada en el medio interestelar debido al movimiento (presión) del viento solar. En forma y estructura, se asemeja a la magnetósfera de la Tierra, comprimida en la dirección del movimiento y muy alargada en forma de una cola, en la dirección opuesta. En la frontera y en el interior de la heliósfera se suscita una estrecha interacción entre las partículas del

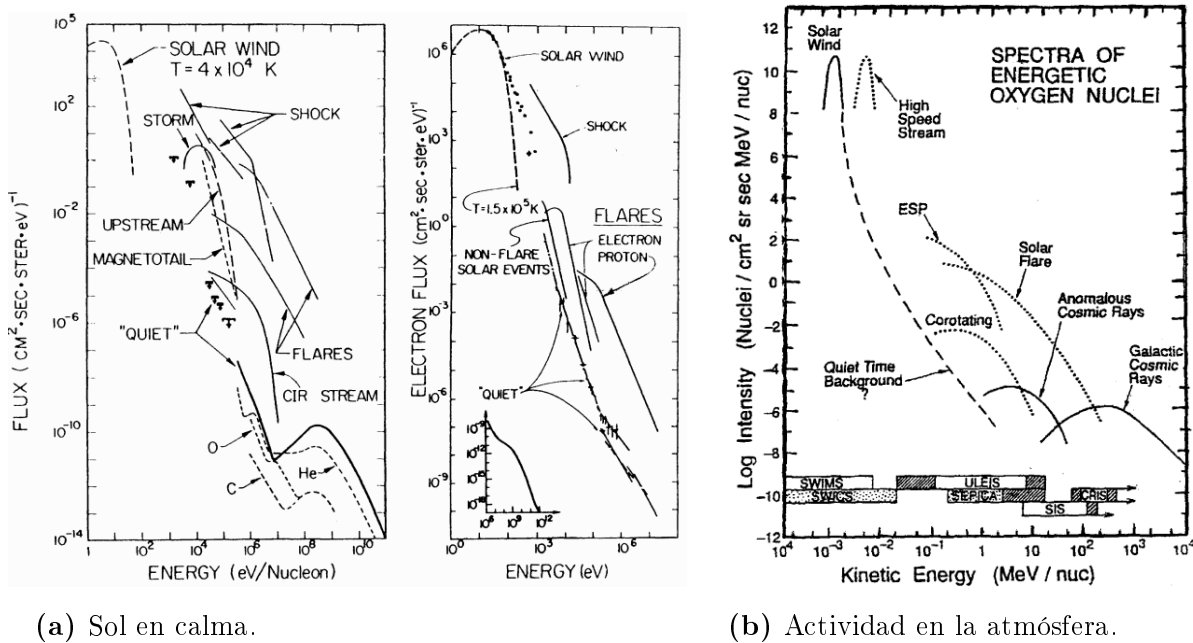
¹⁹ Créditos <http://interstellar.jpl.nasa.gov>

gas interestelar y del polvo que penetran desde la galaxia y el plasma del viento solar. El medio interestelar que se mueve en dirección al Sol a una velocidad supersónica, disminuye gradualmente su rapidez a medida que aumenta su interacción con la heliósfera. Allí donde el medio interestelar se convierte en subsónico, se forma el arco de choque. Dicha región es la frontera entre el medio interestelar y el viento solar.

A la zona de la heliósfera donde se alcanza el equilibrio entre las presiones del medio interestelar y del viento solar, se le llama Heliopausa. La región entre la heliopausa y la zona del choque de terminación es denominada Heliofunda. En la heliofunda el viento solar se desacelera, se comprime y se torna turbulento, debido a su interacción con el medio interestelar que ha sobrepasado la frontera de la heliopausa en dirección al Sol.

1.12. Partículas energéticas en la heliósfera

En la Figura 1.19 se muestra el cuadro contemporáneo de la radiación corpuscular moderna de la heliósfera en órbita terrestre - desde los iones y electrones térmicos en el viento solar hasta las partículas relativistas de los rayos cósmicos galácticos (GCR - por sus siglas en inglés). En el cuadro de la izquierda, por debajo de ~ 10 MeV el flujo de protones en el espacio interplanetario puede ser en realidad una mezcla de partículas, aceleradas en las erupciones, en las ondas de choque y en la magnetósfera de la Tierra; por encima de 10 MeV aparentemente predominan los protones fulgurados. Al centro, están representados los datos de observación para los electrones (y también el espectro típico de los protones acelerados fulgurados). Existe una diferencia dramática en las intensidades de los protones y los electrones acelerados con la misma energía, desde $K \sim 10^5$ eV. Esta diferencia es uno de los problemas fundamentales de las fulguraciones de partículas aceleradas en el Sol: el posible papel de los protones no térmicos como principales portadores de energía en la atmósfera solar en la etapa de la prefulguración. A la derecha se muestra el espectro típico de los núcleos de oxígeno de varias fuentes. Llama la atención la denominada componente anómala de rayos cósmicos (ACR, siglas en inglés) en energías $K \sim (1 - 100)$ MeV/nucleón.



(a) Sol en calma.

(b) Actividad en la atmósfera.

Figura 1.19. Espectros de energía de protones, de otros iones (izquierda) y electrones (centro) de diferentes orígenes. Al centro, un espectro típico de protones acelerados fulgurados. A la derecha se muestra el espectro típico de los núcleos de oxígeno de diferentes fuentes (Garrard et al., 1997).

En lugar de la esperada reducción del flujo de partículas con energías por debajo de los 100 MeV/nucleón, se encontró que en los espectros de algunos núcleos se observa un aumento en su intensidad. Posteriormente, se estableció que este efecto tiene lugar para los núcleos de H, He, C, N, O, Ne, Ar y posiblemente para los núcleos de S, Si y Fe a una energía $K \sim 50$ MeV/nucleón. La aparición de la ACR está asociada con la aceleración de las partículas en la heliósfera, en la región de la onda de choque terminal. En el proceso de generación de la ACR participan, tanto partículas neutras del gas interestelar, como partículas cargadas del viento solar. Entre estas dos poblaciones de partículas se da un intercambio de cargas, y posteriormente los nuevos iones producidos a partir de la heliósfera interestelar se aceleran en el frente de choque y por difusión llegan lentamente hasta la órbita de la Tierra. La velocidad de penetración en la profundidad del sistema solar depende de la energía y de la carga de los iones. Para los iones anómalos del hidrógeno y del helio, el retraso con respecto a los iones "normales" de los GCR oscila entre los 280 y los 350 días.

Referencias capítulo 1

Alfvén H., Carlqvist P., 1967, , [1](#), [220](#)

Babcock H. W., 1961, , [133](#), [572](#)

C. J. Schrijver C. Z., 2000, Solar and Stellar Magnetic Activity. Cambridge astrophysics series 34, Cambridge University Press

Chapman S., Zirin H., 1957, Smithsonian Contributions to Astrophysics, [2](#), [1](#)

Ellison D. C., Ramaty R., 1985, , [298](#), [400](#)

Fermi E., 1949, [Phys. Rev.](#), 75, 1169

Garrard T. L., Christian E. R., Mewaldt R. A., Ormes J. F., Stone E. C., 1997, International Cosmic Ray Conference, [1](#), [105](#)

Giovanelli R. G., 1947, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 107, 338

Gopalswamy N., Shimojo M., Lu W., Yashiro S., Shibasaki K., Howard R. A., 2003, The Astrophysical Journal, 586, 562

Hagenaar H. J., Schrijver C. J., Title A. M., 2003, , [584](#), [1107](#)

Hua X.-M., Lingenfelter R. E., 1987, , [113](#), [229](#)

Hudson H. S., Bougeret J.-L., Burkepile J., 2006, , [123](#), [13](#)

Kallenrode M.-B., 2001, in Battrock B., Sawaya-Lacoste H., Marsch E., Martinez Pillet V., Fleck B., Marsden R., eds, ESA Special Publication Vol. 493, Solar encounter. Proceedings of the First Solar Orbiter Workshop. pp 23–34

Kallenrode M.-B., 2003, Journal of Physics G Nuclear Physics, [29](#), [965](#)

Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 2012, Stellar Structure and Evolution. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, [doi:10.1007/978-3-642-30304-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-30304-3)

Lepping R. P., Jones J. A., Burlaga L. F., 1990, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 95, 11957

Miller J. A., et al., 1997, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 102, 14631

Miroshnichenko L., 2011, Physics of the Sun and solar-earth relations. University book, Moscow

-
- Murphy R. J., Ramaty R., Reames D. V., Kozlovsky B., 1991, [The Astrophysical journal](#), 371, 793
- Murphy R. J., Share G. H., Grove J. E., Johnson W. N., Kinzer R. L., Kurfess J. D., Strickman M. S., Jung G. V., 1997, *The Astrophysical Journal*, 490, 883
- Murphy R. J., Kozlovsky B., Share G. H., Hua X.-M., Lingenfelter R. E., 2007, [The Astrophysical journal](#), 168, 167
- Parker E. N., 1963, *Interplanetary dynamical processes*. Interscience
- Prince T. A., Forrest D. J., Chupp E. L., Kanbach G., Share G. H., 1983, *International Cosmic Ray Conference*, 4, 79
- Ramaty R., Mandzhavidze N., eds, 2000, *Gamma Ray Spectroscopy in the Pre-HESSI Era* *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 206*
- Reames D., 1999, *Space Science Reviews*, 90, 413
- Reames D. V., 2000, [AIP Conference Proceedings](#), 516, 289
- Sako T., et al., 2006, *The Astrophysical Journal Letters*, 651, L69
- Somov B., Oreshina A., 2011, 75, 735
- Trottet G., Vilmer N., Barat C., Dezalay J. P., Talon R., Siuniaev R. A., Kuznetsov A., Terekhov O., 1993, , 97, 337
- Vlahos L., 1989, [Solar Physics](#), 121, 431
- Yao S., Marsch E., Tu C.-Y., 2010, 1216
- Yoshimori M., Suga K., Shiozawa A., Nakayama S., Takeda H., 2000a, in Ramaty R., Mandzhavidze N., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 206, High Energy Solar Physics Workshop - Anticipating Hess!*. p. 393
- Yoshimori M., Suga K., Shiozawa A., Nakayama S., Takeda H., 2000b, *AIP Conference Proceedings*, 528, 189
- Zank G. P., Rice W. K. M., Wu C. C., 2000, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 105, 25079
-

CAPÍTULO 2**MECANISMOS DE PRODUCCIÓN DE NEUTRONES SOLARES****2.1. Formación de neutrones en el núcleo solar. Decaimiento** β^+

En esta etapa de la evolución de nuestro Sol, se fusionan cuatro p^+ para crear un núcleo de Helio (He), así dos p^+ se deben convertir en neutrones. A este mecanismo de conversión de protón en neutrón se le llama decaimiento beta positivo (β^+), y debe ir acompañado de la emisión de un positrón (e^+) y de un neutrino (ν_e).



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 proceso de decaimiento del protón en las condiciones de temperatura de la atmósfera solar (10^6 K) es un proceso reiterativo.

El decaimiento β^+ está prohibido 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, cuando el p^+ forma 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 en el ciclo $p - p$ involucra la fuerza nuclear débil.

La energía que se libera al formarse un núcleo de He es de 26.7 MeV. Esta energía aparece en forma de energía cinética de las partículas del gas y como radiación γ . Toda la energía segregada se difunde hacia la superficie del Sol, donde escapa al exterior en forma de radiación electromagnética, proceso que puede tardar millones de años.

2.2. Partículas energéticas en la atmósfera del Sol. Reacciones nucleares

Como se vio en el primer capítulo, la energía en el Sol es transportada desde su núcleo hasta la cromósfera mediante los procesos de radiación y convección, procesos bien demarcados, entre otras cosas, por la variación de la temperatura y presión internas. Es de mi interés enfocar la atención en los mecanismos de producción de neutrones en la cromósfera solar.

En la atmósfera de las estrellas se suscitan fulguraciones, los fenómenos más energéticos que se producen en ese sitio. Durante un intervalo de varios minutos (20 ~ 30) de la fase principal, las erupciones más potentes alcanzan a emitir radiación desde radioondas hasta rayos gamma, además de partículas energéticas cargadas como electrones, protones y núcleos de elementos hasta el Fe; también en muchas de estas explosiones se emiten neutrones, que se producen en las interacciones de iones acelerados con la atmósfera solar. El espectro de los iones y su tiempo de producción queda registrado en los neutrones, pues estos no son afectados por los campos electromagnéticos en su camino hacia la Tierra, convirtiéndose en una fuente de información referente a la fuente de su aceleración.

Antes del descubrimiento de los rayos gamma (1972) y de los neutrones solares (21 de Junio de 1980 y 03 de Junio de 1982), los científicos se enfocaban sobre todo en los problemas que afectaban la producción de neutrones de alta energía y las líneas de rayos gamma y no consideraban tanto el problema de la generación de rayos gamma como resultado del decaimiento de piones neutros (generada por las interacciones de protones acelerados con energías mayores a 270 MeV con otros protones en la atmósfera solar). El primer decaimiento significativo del π^0 a 70 MeV fue observado por el Espectrómetro de Rayos Gamma (GRS - siglas en inglés) a bordo del satélite de la Misión del Máximo Solar (SMM - acrónimo en inglés), durante el evento de neutrones solares/rayos gamma del 6 de Marzo de 1989.

Los protones acelerados, las partículas α y otros iones tienen energía suficiente para llevar al estado excitado a los núcleos de diversos elementos en la atmósfera solar, especialmente a los núcleos del C, N, O, Fe. Al finalizar la excitación son emitidos cuantos gamma de determinada energía. La radiación se observa típicamente en forma de líneas estrechas, características para diferentes núcleos, observándose que ciertos núcleos pueden emitir varias líneas. El número de líneas emitidas y su intensidad dependerá de la carga del núcleo, el tipo de partícula incidente y de su energía. Por ejemplo, el núcleo de carbono genera su línea más intensa con una energía de 4.444 MeV en la colisión con una partícula alfa acelerada. Una de las líneas del núcleo del nitrógeno con energía 5.105 MeV (no es la más intensa) se forma por la colisión con un protón acelerado. En el caso del núcleo del oxígeno, su línea intensa de 6.129 MeV de energía es generada por la colisión con partículas alfa rápidas y protones con casi la misma probabilidad de colisión. El núcleo excitado del hierro también emite varias líneas gamma intensas, entre las cuales están las líneas con energías de 0.847, 1.238 y 1.811 MeV.

Cálculos teóricos muestran que la mayor contribución a la generación de líneas nucleares la aportan los protones acelerados y las partículas alfa con energías de $\sim (1 - 100)$ MeV/nucleón, con una proporción entre sí de 10:1 respectivamente. Como se muestra en la Tabla 2.3, es en las interacciones nucleares de los SCR donde se forman los neutrones secundarios, electrones y positrones. La aniquilación de electrones y positrones en la fotosfera conlleva al surgimiento de cuantos con energía de 0.511 MeV. En la captura de neutrones por los núcleos de hidrógeno en la fotosfera son emitidos rayos gamma con una energía de 2.223 MeV (la llamada línea de captura de neutrones). Por otra parte, si la energía del protón incidente supera los 300 MeV, entonces surgen piones, los cuales en su decaimiento liberan cuantos de gamma pero de mucha mayor energía (> 90 MeV). Pueden generarse neutrinos con energías ≥ 1 GeV para lo cual se requieren grandes flujos de protones solares con energías de hasta ≤ 100 GeV.

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 se originaron debido a la interacción de protones acelerados y protones y/o He en la atmósfera solar. Además de estas, hay interacciones de protones acelerados, partículas α con una serie de núcleos más pesados, como se muestra en la Tabla 2.1

Tabla 2.1. Abundancia de iones pesados relativos al H en el ambiente de la atmósfera solar.

Elemento	Elemento/H
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}

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 ambiente solar y partículas aceleradas; consideraron también los modelos de aceleración estocástica y por choque. Con base en sus cálculos, para el mecanismo de aceleración estocástica los neutrones de alta energía son producidos eficientemente por reacciones $\alpha - p$ y $\alpha - \alpha$ (> 100 MeV), mientras que los neutrones de baja energía son producidos por reacciones $p - p$ (< 100 MeV). Para el mecanismo de aceleración por choque, los neutrones de alta energía son producidos por la reacción $\alpha - p$ y los de baja energía por el $p - p$.

La interacción nuclear de partículas energéticas en la atmósfera del Sol produce una variedad de productos secundarios. Según Ramaty (1987), los productos secundarios más importantes son los neutrones, los núcleos excitados y los piones (π). Por otra parte, las reacciones nucleares pueden o no producir piones. Pero aquellas que producen piones, también producen neutrones de alta energía (> 50 MeV). 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.

Tabla 2.2. Reacciones características de protones y partículas α en la atmósfera solar. Las reacciones que producen π , son más energéticas y además se producen neutrones con energías mayores a los 50 MeV. X representa diversas partículas.

Reacciones en ausencia de π	Reacciones en presencia de π
$p + p \longrightarrow p + p$	$p + p \longrightarrow \pi^0 + X$
$p + \alpha \longrightarrow p + \alpha$	$p + p \longrightarrow \pi^+ + X$
$p + \alpha \longrightarrow {}^2\text{H} + 2p + n$	$p + p \longrightarrow \pi^- + X$
$p + \alpha \longrightarrow {}^3\text{H} + 2p$	$p + \alpha \longrightarrow \pi^0 + X$
$p + \alpha \longrightarrow 3p + 2n$	$p + \alpha \longrightarrow \pi^+ + X$
$p + \alpha \longrightarrow 2({}^2\text{H}) + p$	$p + \alpha \longrightarrow \pi^- + X$
$p + 2\alpha \longrightarrow {}^3\text{He} + 3p + n$	

Según [Ramaty & Mandzhavidze \(1994\)](#), los procesos de emisión de rayos gamma más relevantes son los que aparecen en la [Tabla 2.3](#), donde también se observa la producción y emisión de neutrones.

Tabla 2.3. Mecanismos de producción de rayos gamma y procesos de transporte de iones en las erupciones solares.

Emisiones	Procesos	Fotones o neutrones observados	Rango de energía electrónica o de ion primario
Continuo	Electrón primario Bremsstrahlung	20 keV – 1 MeV > 10 MeV	20 keV – 1 GeV
Líneas de desexcitación nuclear	Interacciones de iones acelerados ${}^4\text{He}(\alpha, n) {}^7\text{Be}$ ${}^4\text{He}(\alpha, p) {}^7\text{Li}$ ${}^{20}\text{Ne}(p, p') {}^{20}\text{Ne}$ ${}^{12}\text{C}(p, p') {}^{12}\text{C}$ ${}^{16}\text{O}(p, p') {}^{16}\text{O}$	Líneas a 0.429 MeV 0.478 MeV 1.634 MeV 4.439 MeV 6.129 MeV	1 – 100 MeV/nucleón
Línea de captura del neutrón	Neutrones por iones acelerados seguidos por ${}^1\text{H}(n, \gamma) {}^2\text{H}$	2.223 MeV	10 – 100 MeV/nucleón
Radiación de aniquilación del positrón	Emisor β^+ o π^+ . Producción por iones acelerados ${}^{12}\text{C}(p, pn) {}^{11}\text{C} \Rightarrow {}^{11}\text{Be} + e^+ + n$ $p + p \Rightarrow \pi^+ \dots, \pi^+ \Rightarrow \mu^+ \Rightarrow e^+$ $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ $\text{Ps} \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$	0.511 MeV	10 – 100 MeV/nucleón
Radiación por decaimiento del pión	Producción de π^0 o π^+ por partículas aceleradas $p + p \Rightarrow \pi^0, \pi^\pm, \dots$ $\pi^0 \Rightarrow 2\gamma, \pi^\pm \Rightarrow \mu^\pm \Rightarrow e^\pm$ $e^+ \Rightarrow \gamma(\text{brem}), \gamma(\text{aniq} - \text{vuelo})$ $e^- \Rightarrow \gamma(\text{brem})$	10 MeV – 3 GeV	0.2 – 5 GeV
Neutrones	Interacción de partículas aceleradas ${}^4\text{He}(p, np) {}^3\text{He}$ $p + p \rightarrow \pi + n + \dots$ ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n) {}^{25}\text{Mg}$	neutrones en el espacio 10 – 500 MeV neutrones inducidos en cascadas en la atmósfera 0.1 – 10 GeV Decaimiento de protones en neutrones en el espacio 20 – 200 MeV	10 MeV – 1 GeV 0.1 – 10 GeV 20 – 400 MeV

Los neutrones que se mueven hacia abajo de la fotosfera solar son capturados por el hidrógeno. La captura de neutrones produce una línea de emisión de 2.223 MeV. Ella se emite sólo después de que los neutrones han sido termalizados en la fotosfera y capturados por protones para producir deuterio, que poseen una energía de enlace de 2.223 MeV, de manera que es emitido un fotón retardado con dicha energía.

A energías mayores a 200 MeV la producción de piones comienza a ser importante. La dispersión $p-p$ y $p-\alpha$ produce π^0 y π^\pm . Cerca del 99% de los π^0 decaen directamente en 2γ de 67.5 MeV. 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 experimentan aniquilación, con emisión de 2γ . En este rango de energías, se producen neutrones con energías mayores a 1 GeV que pueden ser detectados por satélites o en Tierra con detectores de neutrones (Ryan et al., 2000). La captura produce la línea de 2.223 MeV, la cual puede ser observada directamente en Tierra. 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.

En muchas fulguraciones de partículas gamma son registrados iones con energías de ~ 100 MeV, algunos de estos protones son acelerados hasta energías ≥ 10 GeV. El tiempo de aceleración es de aproximadamente un segundo. El número de protones con energías por encima de 30 MeV es de unos $3.0 \times 10^{31} \text{ s}^{-1}$, dando un total de aproximadamente 10^{32} protones para una duración típica de la aceleración de la fulguración de ~ 30 s. Los valores correspondientes para los protones con una energía superior a 1 MeV ronda los 10^{35} s^{-1} y 3×10^{36} en 30 s. Ellos contienen una energía total de alrededor de $3 \times 10^{24} \text{ J} \equiv 3 \times 10^{31} \text{ erg}$. Los umbrales de energía típicos para las mediciones del flujo de protones solares en el espacio interplanetario, por ejemplo, $E_p > 10, > 30, > 60$ y > 100 MeV. Las mediciones estratosféricas brindan información valiosa sobre los protones solares en el rango de energías $\approx (100 - 500)$ MeV. Se ha logrado medir energías extremadamente altas de partículas solares en rangos ≥ 100 GeV.

Para el estudio de los efectos nucleares de los SCR en la atmósfera solar se requiere información sobre la forma del espectro y el número absoluto de partículas aceleradas en el origen mismo. En la Figura 2.1 se muestran ejemplos de espectros de eventos de protones. En los paneles de la izquierda y del centro se muestran correspondientemente los espectros diferenciales e integrales obtenidos en mediciones de SCR realizadas en la Tierra. A la derecha se muestra los espectros reconstruidos para el origen, para dos eventos de protones, donde el evento del 23 de febrero de 1956 sigue siendo

el evento protónico solar más intenso registrado hasta el presente.

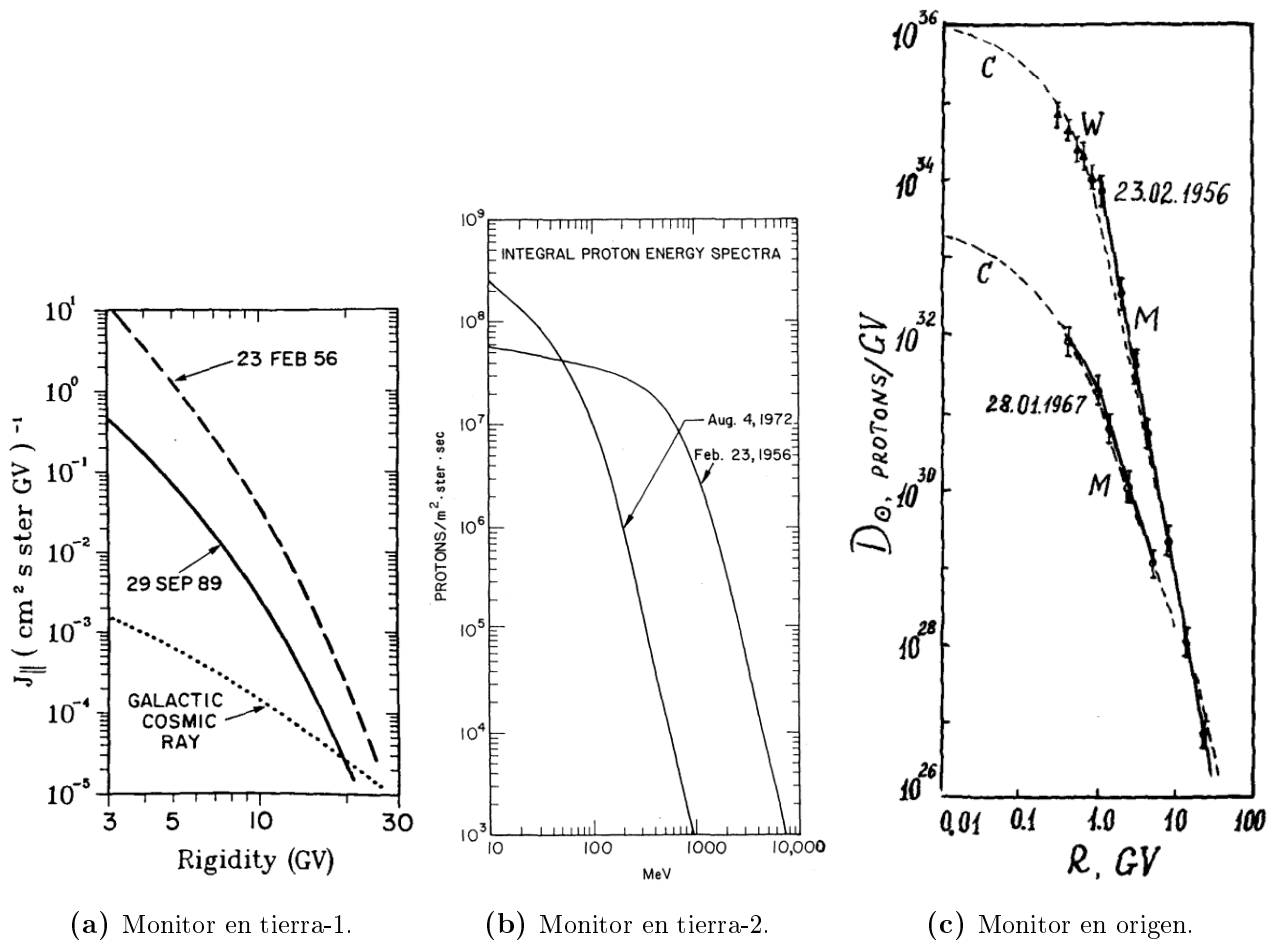


Figura 2.1. A la izquierda y al centro Espectros característicos de grandes eventos protónicos observados en la Tierra. A la derecha dos eventos protónicos en el origen (Grimani et al., 2013; Cliver, 2000).

2.3. Los neutrones y los rayos gamma

En la primera unidad teórica se muestran gráficas de fulguraciones de neutrones, con base en los datos de los telescopios de Chacaltaya y de México en Sierra Negra (p.ej. Figura 1.14). Mediante cuadros se muestra la generación de rayos gamma en la teoría y en la práctica y se establece la importancia del estudio de las emisiones neutras del Sol para el estudio de la atmósfera solar. Quedó manifiesta la importancia de la relación $^3\text{H}/^1\text{H}$ en la región de captura, para determinar la

forma en que esta afecta la densidad final del flujo de la línea de 2.223 MeV y el aporte al retraso en la formación del perfil temporal de los rayos gamma.

2.4. Producción esperada de neutrones, en procesos de aceleración en fulguraciones solares

En los trabajos de Hess (1963 a,b) se suponía que las partículas cargadas aceleradas escapan isotrópicamente de la región de la fulguración hacia los hemisferios inferior y superior. Este modelo que toma en cuenta la producción adicional de neutrones por parte de partículas cargadas atrapadas en la región de la aceleración, fue utilizado por [Lingenfelter et al. \(1965\)](#) en sus cálculos de Monte Carlo para determinar la intensidad y el espectro de la energía del flujo de neutrones que escapan al espacio. Según [Lingenfelter et al. \(1965\)](#), el número de neutrones en el intervalo de energía entre E_n y $E_n + dE_n$ que son producidos en la fotosfera por protones/partículas α acelerados por la fulguración serán

$$N(E_n)dE_n = \int_0^\infty N_p(E_p)dE_p \cdot \sum_k [M_k(E_p, E_{n1})dE_{n1} + M_k(E_p, E_{n2})dE_{n2} + \dots] \quad (2.2)$$

donde $N_p(E_p)$ es el número de protones acelerados que inciden en la fotosfera, y la suma por k incluye todas las reacciones que producen neutrones y llevadas a cabo por esos protones y los iones que constituyen la fotosfera. La función $M_k(E_p, E_{n1})dE_{n1}$ es el número de neutrones secundarios de energía E_n producidos en la k -ésima reacción por un protón incidente con energía inicial E_p :

$$M_k(E_p, E_{n1})dE_{n1} = \int_{E_k}^{E_p} P_k(E'_p, E_{n1})dE_{n1} \cdot e^{-[R(E_p)-R(E'_p)]/\bar{L}(E'_p)} \cdot m_k \sigma_{1n}(E'_p)_k \frac{dr}{dE'_p} dE'_p \quad (2.3)$$

La suma sobre k en la ecuación 2.3 incluye toda producción de neutrones obtenidos en las reacciones entre protones/partículas α , acelerados por la fulguración y las partículas del medio fotosférico (con abundancias relativas solares de $H = 1.0$, $He = 0.1$, $C = 0.00053$, $N = 0.0001$, $O = 0.00092$ y $Ne = 0.0005$ de acuerdo con [Goldberg et al. \(1960\)](#)).

Asimismo,

$$E'_p = E_p - \int_0^r (dE_p/dr) dr \quad (2.4)$$

donde

E_p - es la energía inicial del protón,

E_n - es la energía de un neutrón secundario,

dE_p/dr - es la pérdida diferencial de energía en el material fofosférico,

$m_k \sigma_{1n}(E'_p)_k$ - es la sección eficaz macroscópica de un protón con energía (E'_p) para la k-ésima reacción productora de neutrón en la fotósfera.

$\bar{L}(E'_p)$ - es la longitud de atenuación media sobre el rango de energías E_p y E'_p para un protón en la fotósfera,

E_k - es el umbral de energía para la k-ésima reacción,

$R(E_p)$ - es el rango en la fotósfera de partículas protón/partícula α con energía $E_{p,\alpha}$.

La función $P_k(E', E_{n1})dE_{n1}$ es la probabilidad de que un neutrón, producido por un protón/partícula α con energía $E'_{p,\alpha}$ en la reacción k-ésima, se halle en el intervalo energético entre E_{n1} y $E_{n1} + dE_{n1}$. De acuerdo con los datos experimentales de [Lingenfelter et al. \(1965\)](#), se puede aproximar esta función por el inverso de la energía de excitación:

$$P_k(E'_{p,\alpha}, E_{ni})dE_{ni} \approx dE_{ni}/(E'_{p,\alpha} - E_{tk}) \quad (2.5)$$

donde E_k es el umbral para la k-ésima reacción.

2.5. Secciones eficaces

Para protones con energía muy por debajo de 1 GeV, la producción total de neutrones es prácticamente igual a la producción de neutrones secundarios y solamente el primer término en la sumatoria en la ecuación 2.2 necesita ser evaluado. Los términos restantes en la serie representan las contribuciones de protones muy energéticos en la producción de neutrones de órdenes de magnitud superiores, siendo las contribuciones del 10 % para protones de 1 GeV, del 40 % para protones del orden de 2 GeV y de aproximadamente del 60 % para protones de 4 GeV.

La siguiente lista muestra las más trascendentales reacciones productoras de neutrones entre los protones/partículas α y los iones en el ambiente de la fotosfera, según [Lingenfelter et al. \(1965\)](#).

- $\text{He}^4(\text{p}, \text{pn})\text{He}^3$ (energía umbral $E_{\text{tk}} = 25.7\text{MeV}$)
- $\text{He}^4(\text{p}, \text{ppn})\text{H}^2$ (32.6 MeV)
- $\text{He}^4(\text{p}, \text{ppnn})\text{H}^1$ (35.4 MeV)
- $\text{He}^4(\text{p}, \text{pn}\pi)\text{H}^1$ (197.5 MeV)
- $\text{He}^4(\text{p}, \text{pnn}\pi)\text{H}^1$ (207.0 MeV)
- $\text{H}^1(\text{p}, \text{n}\pi^+)\text{H}^1$ (287.0 MeV)
- $\text{H}^1(\text{p}, \text{n}\pi^+\pi)\text{H}^1$ (557.0 MeV)
- $\text{C}^{12}(\text{p}, \text{n})\text{N}^{12}$ (19.8 MeV)
- $\text{N}^{14}(\text{p}, \text{n})\text{O}^{14}$ (6.3 MeV)
- $\text{O}^{16}(\text{p}, \text{pn})\text{O}^{15}$ (16.5 MeV)
- $\text{Ne}^{20}(\text{p}, \text{pn})\text{Ne}^{19}$ (17.7 MeV)

y reacciones de partículas α

- $\text{H}^1(\alpha, \text{np})\text{He}^3$ ($E_{\text{tk}} = 102.8$ MeV)
- $\text{H}^1(\alpha, \text{ppn})\text{H}^2$ (130.3 MeV)
- $\text{H}^1(\alpha, \text{ppnn})\text{H}^1$ (141.5 MeV)
- $\text{He}^4(\alpha, \text{n})\text{Be}^7$ (38.8 MeV)
- $\text{He}^4(\alpha, \alpha\text{n})\text{He}^3$ (41.1 MeV)
- $\text{He}^4(\alpha, \text{np})\text{Li}^6$ (49.2 MeV).

Además de las reacciones listadas, la producción de deuterio seguida por la ruptura del deuterio en el hidrógeno fotosférico ha sido considerada por [Lingenfelter et al. \(1965\)](#) como una posible fuente de neutrones solares. La contribución de la ruptura del deuterio a la producción de neutrones por encima de los 5 MeV arroja una comparación insignificante en el rendimiento total de neutrones con base en las reacciones listadas anteriormente.

La Figura 2.2 muestra las secciones eficaces para la producción del neutrón a partir de la reacción de un protón con diferentes iones, según [Lingenfelter et al. \(1965\)](#).

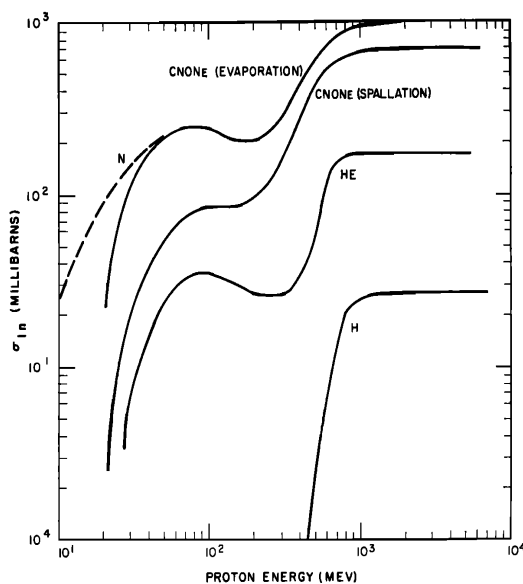


Figura 2.2. Secciones transversales para la producción de un neutrón en las interacciones de un protón con H, He, C, N, O y Ne.

En la Figura 2.2 se puede apreciar la variación de la sección eficaz para los protones incidentes en función de la partícula sobre la cual incide y en función de la energía del propio protón inclusive para procesos de espalación y de evaporación nuclear. El rendimiento relativo del neutrón por protón para los iones presentes en dicha gráfica como función de la energía protónica puede ser obtenida

integrando sobre la energía del neutrón los siguientes elementos, presentes en la ecuación 2.2

$$M_k(E_p) = \int_0^{E_p - E_k} M_k(E_p, E_{n1}) dE_{n1} + \int_0^{E_p - 2E_k} M_k(E_p, E_{n2}) dE_{n2} + \dots \quad (2.6)$$

donde $M_k(E_p)$ es el rendimiento o producción de neutrones por protón de energía inicial E_p para la k -ésima reacción. Los resultados de la ecuación anterior son sumados separadamente para las reacciones entre los protones proyectil y cada objetivo: H, He y CNO/Ne para obtener curvas de multiplicidad. Dichas curvas de multiplicidad se muestran en la Figura 2.3.

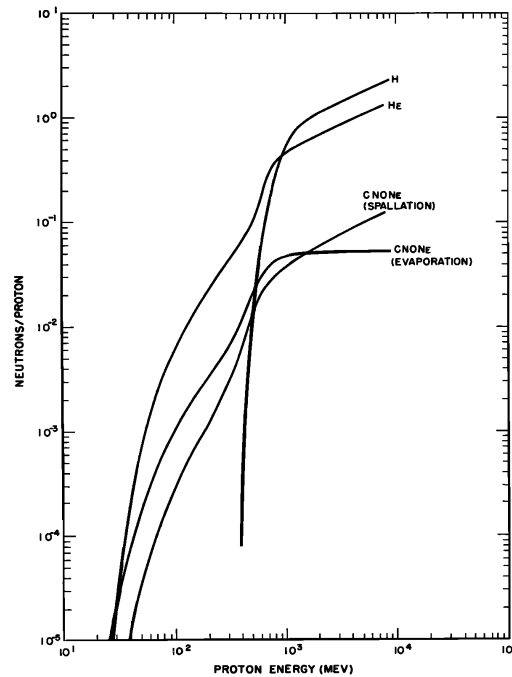


Figura 2.3. Producción de neutrones por protón en el material solar con la abundancia relativa expuesta para los primeros seis elementos de la Tabla 2.1 (Lingenfelter et al., 1965).

2.5.1. Reacciones inducidas por partículas α

Una estimación de la importancia de las reacciones productoras de neutrones, inducidas por partículas α puede realizarse considerando la curva de multiplicidad para los neutrones producidos por protones en el He, mostrado en la Figura 2.3. La producción de neutrones por partícula α de

energía E ($\sim 10^{-2}$ neutrones/protón) en el H es la misma que la producción por protón de energía $E/4$ en el He, para valores de 500 MeV/protón, se ve como las curvas se cruzan alrededor de los 500 MeV. Para el caso de la curva de CNONE el aporte de la generación de neutrones por partículas α es despreciable.

La Figura 2.4 nos muestra el espectro de producción de neutrones calculado para protones incidentes a diferentes rigideces características.

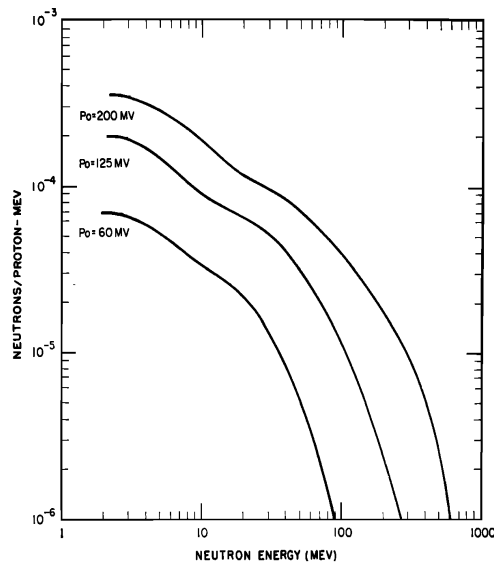


Figura 2.4. Espectro de producción de neutrones calculado para protones incidentes a rigideces características de 60, 125 y 200 MV. El espectro de los neutrones está normalizado para un protón incidente, con una energía mayor a los 30 MeV (Lingenfelter et al., 1965).

Según Lingenfelter et al. (1965), por cuanto la relación media protón/partícula α es 10:1, la producción a partir de las reacciones de las partículas α es menor al 5 % del total de la producción de neutrones. La contribución de las reacciones inducidas de las partículas α para el caso de $P_0 = 125$ MV el valor de tiempo medio es del 2.7 %.

2.6. Condiciones para el escape de neutrones

Para el caso de iones no pesados, los neutrones son producidos por encima de los 0 km sobre la superficie del Sol, lo que corresponde a un gramaje $< 10 \text{ g cm}^{-2}$. [Hua & Lingenfelter \(1987\)](#) demostraron que a esas alturas dichos neutrones, inicialmente dirigidos hacia arriba, tienen una buena oportunidad de escapar sin dispersión significativa. De los neutrones que se dirigieron inicialmente hacia abajo, una fracción puede ser dispersada hacia arriba y escapar con su energía reducida, pero la mayoría perderá su energía en la atmósfera solar y será capturada en la producción del deuterio. Los neutrones producidos se mueven tangencialmente hacia la superficie solar, donde se dispersan con los iones pesados al propagarse a través del ambiente, lo que se manifiesta en el cambio de su dirección y la reducción de su energía. La dispersión es más importante para los neutrones de baja energía porque sus secciones eficaces son más grandes. Por lo tanto, el escape de neutrones depende de la distribución angular inicial de los mismos, la cual a su vez, depende de la distribución angular de los iones que interactúan. Los neutrones de alta energía poseen una distribución angular similar a la de los iones con los cuales están interactuando, ya que tales neutrones tienden a ser emitidos en casi las mismas direcciones que los iones iniciales. Esto, porque en el centro de masas del sistema de referencia, los neutrones de alta energía en pseudoequilibrio se emiten más en la dirección hacia adelante, y esto es realizado por la transformación de la dinámica del sistema de laboratorio, especialmente por la reacción inversa de los iones pesados acelerados donde el centro del momento lineal posee una velocidad grande. Los neutrones de baja energía son emitidos más isotrópicamente, independientemente de la distribución angular de los iones que interactúen. Ello impone una dependencia angular para el espectro de los neutrones de escape: las propiedades medidas de los neutrones que escapan dependerá del ángulo de observación heliocéntrico de la fulguración: $\theta_{\text{obs}}^{\text{N}}$, el ángulo entre la normal a la superficie solar en el sitio de la fulguración y la dirección de observación del detector de neutrones.

Para determinar la probabilidad de escape de los neutrones solares, la producción de neutrones debe ser definida como una función de la profundidad dentro de la fotosfera. La distribución de la profundidad depende de las propiedades direccionales de las partículas aceleradas incidentes, quienes a su vez dependen del modelo de la fulguración. Aquí se asume que las partículas son aceleradas en la región arriba de la fotosfera, desde la cual las partículas escapan isotrópicamente. El número de neutrones a la profundidad entre x y $x + dx$ abajo de la superficie solar está dada

por la expresión

$$N(x)dx = \int_0^{\infty} N_p(E_p)dE_p \int_1^{x/R(E_p)} e^{-x/\bar{L}\mu} \sum_k m_k \sigma_{1n}(E'_p)_k dx d\mu \quad (2.7)$$

con

$$E'_p(E_p, x, \mu) = E_p - \int_0^{x/\mu} \frac{dE_p}{dr} dr \quad (2.8)$$

donde μ es el coseno del ángulo entre la normal a la superficie solar y la dirección del protón incidente a la superficie. Este cálculo fue realizado con la ayuda de la distribución Monte Carlo para protones de energía entre 1 MeV y 1GeV, considerando profundidades para neutrones secundarios y suponiendo una misma dependencia de la profundidad para neutrones terciarios. Los espectros de energía de los neutrones fueron supuestos como idénticos a cualquier profundidad y están representados en la Figura 2.5

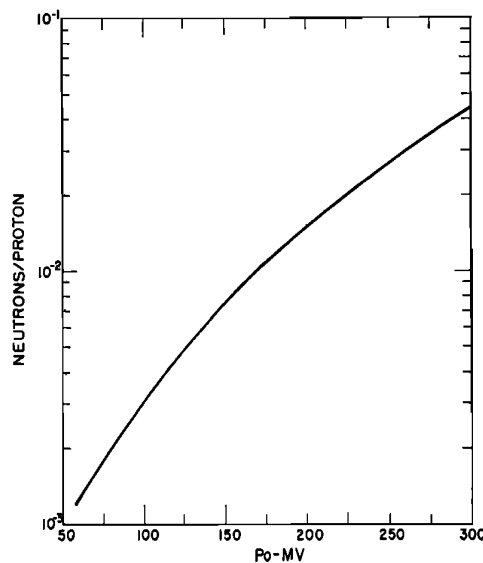


Figura 2.5. Producción total de neutrones como función de la rigidez característica de los protones incidentes. Las producciones están normalizadas a un protón incidente con energía mayor a 30 MeV (Lingenfelter et al., 1965).

2.7. Detección de neutrones y sus dificultades

Los detectores de neutrones en las naves espaciales en la heliosfera interna proporcionan una nueva ventana para la exploración de los procesos que ocurren en las fulguraciones solares para neutrones de energías < 30 MeV. También ofrecen la posibilidad de descubrir fuentes inesperadas de aceleración de iones asociadas con fenómenos energéticos en la atmósfera solar, donde la producción de neutrones de baja energía puede ser incluso la característica principal. Los neutrones son uno de los principales productos de las reacciones nucleares que ocurren cuando los iones acelerados en las fulguraciones solares impactan el ambiente del material solar. Pero los neutrones de baja energía no pueden ser observados en la Tierra debido a que los neutrones libres tienen una vida finita (una media de 880 s), y, como la distancia entre el sitio de la fulguración y el detector es de 1 UA, la mayoría de los neutrones de baja energía están destinados a decaer debido a que sus tiempos de tránsito no son lo suficientemente largos.

Los neutrones de baja energía aún no han sido observados directamente. Aunque [Feldman et al. \(2010\)](#) informaron sobre la detección de neutrones < 10 MeV por el MESSENGER en una fulguración débil de tipo GOES-X ray cuando estaba situado a 0.48 UA. Posteriormente, [Share et al. \(2011\)](#) mostraron que dicha detección fue probablemente más el resultado de neutrones producidos localmente por las interacciones de las partículas energéticas solares (SEP) cerca de la nave espacial, que neutrones solares. Sin embargo, el 7 de Marzo del 2011 fue observado entre las 19:48 hasta las 20:03 TU, un exceso en la tasa de conteo registrado por el TNS en Sierra Negra, México. Este exceso alcanzó niveles de acrecentamiento de 8.8σ , debido a una fulguración tipo M3.7¹, observada también por el satélite GOES. Los autores de esta noticia concluyen que es posible pensar en que el exceso observado en el conteo fue producido por rayos gamma de alta energía. De ser así, estos serían los primeros datos experimentales de rayos gamma registrados por un detector en Tierra ([Muraki et al., 2013](#)).

Mediciones de neutrones solares, junto con las mediciones de otras emisiones de alta energía de las fulguraciones (como la línea de captura del neutrón, líneas de excitación nuclear, la línea de aniquilación de los positrones, y la emisión del decaimiento del pión), han demostrado ser poderosas herramientas de diagnóstico para explorar el proceso de fulguración en general y de la aceleración

¹ Las fulguraciones solares, dependiendo del pico de flujo de rayos X (en W m^{-2}) medidos por el GOES, se clasifican en tipo A, B, C, M o X. Cada clase tiene un pico de flujo diez veces mayor que la anterior, teniendo las de clase A un pico del orden de 10^{-8} y las de clase X un pico del orden de 10^{-4} .

de los iones en particular (ver p.ej. [Murphy et al., 1987](#)). Los neutrones en movimiento ascendente pueden escapar del Sol y ser directamente detectados en el espacio y, en el caso de fulguraciones muy energéticas, por los monitores de neutrones en Tierra. Debido a la descomposición de los neutrones, los neutrones que escapan también pueden ser detectados indirectamente en el espacio a través de los protones y electrones de desintegración que resultan ([Evenson et al., 1983](#)).

Los neutrones también pueden detectarse indirectamente a través de la línea de rayos gamma de 2.223 MeV, producida por la captura de neutrones en movimiento descendente encontrándose con el hidrógeno en la fotosfera. Esta línea de captura de neutrones es intrínsecamente la línea más fuerte de rayos gamma producida en las fulguraciones solares y, a pesar de que puede ser atenuada significativamente por la dispersión de Compton en las ramas o extremidades de las fulguraciones, es el indicador más sensible de la aceleración de los iones en las fulguraciones para la línea de rayos gamma, debido a su fuerza y a su ancho relativamente estrecho.

Para las fulguraciones solares típicas, la pérdida de neutrones de baja energía cuando se propagan a través del medio interplanetario significa que, en la práctica, sólo los neutrones con energías mayores a 30 MeV son observables con ayuda de detectores en naves espaciales cercanas a la Tierra (< 1 UA). Para el ambiente típico de una fulguración solar y las composiciones de iones acelerados, los neutrones con energías > 30 MeV pueden ser observados a 1 UA; estos provienen principalmente de las interacciones de partículas α con H y ^4He del medio, las interacciones de los protones y del ^4He del medio, los neutrones de más altas energías (mayor a varios cientos de MeV) y las interacciones de protones con el H del medio ([Hua et al., 2002](#)). Se han observado neutrones con energías > 30 MeV por los satélites INTEGRAL, RHESSI y GOES ([Chupp et al., 1982](#); [Murphy et al., 1999](#); [Watanabe et al., 2008a,c,b, 2009](#); [Chupp & Ryan, 2009](#)).

Aunque las secciones eficaces en la producción de neutrones por los protones y las partículas α en las interacciones con elementos del medio más pesados pueden ser bastante significativas, la contribución de estas reacciones de neutrones producción en las erupciones solares típicas suele ser pequeña debido a las bajas abundancias de los elementos más pesados (ver [Tabla 2.1](#)). Pero, incluso a altas energías de los iones, estas reacciones tienden a producir neutrones de menor energía debido al pico de baja energía de la producción de neutrones del espectro asociado con el componente de la evaporación de estas reacciones de elementos pesados. Siendo menos relevantes para mediciones a 1 UA, estas reacciones pueden ser importantes para la detección de neutrones de baja energía en la heliosfera interna. Además, las secciones eficaces de estas reacciones de elementos pesados

poseen un umbral de energías relativamente bajas, en particular para reacciones de partículas α y las reacciones que implican algunos isótopos raros (algunos incluso exotérmica). Por tanto, estas reacciones podrían contribuir significativamente si el espectro de iones acelerados fuese mucho más pronunciado o la abundancia de elementos pesados acelerados fuese mucho más grande de lo que normalmente se observa en las fulguraciones solares. Por otra parte, estas reacciones de elementos pesados pueden ser la única fuente de neutrones si la energía de los proyectiles es menor a ~ 10 MeV/nucleón; por ejemplo, pueden existir microfulguraciones en las que sólo son acelerados iones de baja energía. Estas reacciones también son importantes en otras circunstancias en las que la composición está dominada por elementos pesados, como en la atmósfera de la Tierra, en superficies planetarias, o en el material de naves espaciales.

Referencias capítulo 2

- Chupp E. L., Ryan J. M., 2009, [Research in Astronomy and Astrophysics](#), 9, 11
- Chupp E. L., et al., 1982, , [263](#), [L95](#)
- Cliver E. W., 2000, [AIP Conference Proceedings](#), 528, 21
- Evenson P., Meyer P., Pyle K. R., 1983, , [274](#), [875](#)
- Feldman W. C., et al., 2010, [Journal of Geophysical Research \(Space Physics\)](#), 115, [A01102](#)
- Goldberg L., Muller E. A., Aller L. H., 1960, , [5](#), [1](#)
- Grimani C., Fabi M., Finetti N., Laurenza M., Storini M., 2013, [Journal of Physics: Conference Series](#), 409, 012159
- Hua X.-M., Lingenfelter R. E., 1987, , [107](#), [351](#)
- Hua X.-M., Kozlovsky B., Lingenfelter R. E., Ramaty R., Stupp A., 2002, , [140](#), [563](#)
- Lingenfelter R. E., Flamm E. J., Canfield E. H., Kellman S., 1965, [Journal of Geophysical Research](#), 70, 4077
- Muraki Y., et al., 2013, preprint, ([arXiv:1307.5125](#))
- Murphy R. J., Dermer C. D., Ramaty R., 1987, , [63](#), [721](#)
- Murphy R. J., Share G. H., DelSignore K. W., Hua X.-M., 1999, , [510](#), [1011](#)
- Ramaty R., 1987, , [113](#), [203](#)
- Ramaty R., Mandzhavidze N., 1994, in Ryan J., Vestrand W. T., eds, American Institute of Physics Conference Series Vol. 294, High-Energy Solar Phenomena - a New Era of Spacecraft Measurements. pp 26–44, [doi:10.1063/1.45196](#)
- Ryan J. M., Lockwood J. A., Debrunner H., 2000, , [93](#), [35](#)
- Share G. H., Murphy R. J., Tylka A. J., Kozlovsky B., Ryan J. M., Gwon C., 2011, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 116, n/a
- Watanabe K., Murphy R. J., Muraki Y., Murakami K., Sakakibara S., Shibata S., Mitsui K., Sakai T., 2008a, International Cosmic Ray Conference, 1, [37](#)
-

Watanabe K., Murphy R. J., Share G. H., Stoker P. H., Lin R. P., 2008b, International Cosmic Ray Conference, [1](#), [41](#)

Watanabe K., et al., 2008c, International Cosmic Ray Conference, [1](#), [45](#)

Watanabe K., et al., 2009, [Advances in Space Research](#), [44](#), [789](#)

CAPÍTULO 3

VARIABILIDAD ATMOSFÉRICA EN LA CIMA DE SIERRA NEGRA, PARA EL PERÍODO JULIO 2012 - OCTUBRE 2015

3.1. Introducción

Sitios apropiados a grandes alturas para realizar observaciones astrofísicas son escasos alrededor del mundo. La posibilidad de ubicar experimentos de larga duración dedicados a observar el cosmos en lugares con una atmósfera delgada es lo más conveniente en muchos casos. Los rayos cósmicos (galácticos y solares) generan chubascos de partículas que se absorben y atenúan a medida que se acercan al nivel del mar. Por lo tanto, los observatorios de montaña son relevantes para registrar los flujos de rayos cósmicos de altas energías; como lo está haciendo el Observatorio Solar Mexicano de Gran Altura (OSOMEGA) operando en la cima del volcán Sierra Negra desde el 2004. Como se conoce que la variación de las condiciones atmosféricas afecta el flujo de rayos cósmicos, es útil tener un estudio adecuado de las condiciones atmosféricas en el sitio. Además, otros experimentos astrofísicos en Sierra Negra también se beneficiarían de este estudio ya que sus detectores están inmersos en la misma atmósfera y sus registros también se ven afectados por las mismas condiciones atmosféricas.

Un estudio similar al presentado acá, fue realizado por Carrasco et al. (2009) para el período de Octubre 2000 a Febrero 2008. Por consiguiente, en este trabajo se realiza una evaluación del comportamiento temporal de los parámetros seleccionados y se realizan conclusiones sobre las similitudes/diferencias encontradas; esos parámetros son: presión estática, temperatura, humedad

relativa y rapidez del viento. Con los años, muchos autores han discutido la relevancia de estos parámetros para determinar la influencia de la atmósfera en el flujo de rayos los cósmicos (ver p. ej. [Dorman, 2004](#), y referencias en su interior).

3.2. El sitio Sierra Negra

Sierra Negra es un cono volcánico inactivo de 4580 m s. n. m. formado hace 460 000 años, ubicado en las coordenadas 18.98° N, 97.46° W, dentro del Parque Nacional Pico de Orizaba, a unos 100 km al este de la ciudad de Puebla. El clima del sitio está influenciado por el clima seco de la meseta central mexicana a gran altitud y por las condiciones húmedas provenientes del Golfo de México ([Carrasco et al., 2009](#)). En la cima de Sierra Negra varios experimentos se hallan en funcionamiento: el Gran Telescopio Milimétrico Alfonso Serrano (GTM), OSOMEGA, compuesto por el Telescopio de Neutrones Solares (TNS-SN) y el Telescopio por Centelleo de Rayos Cósmicos (SciCRT, acrónimo en inglés), el Observatorio Gigante Latinoamericano (LAGO, acrónimo en inglés)([Galindo, 2013](#)) y ubicado 500 m más abajo de la cima de SN está el proyecto del Observatorio Cherenkov de Agua a Gran Altitud (HAWC, acrónimo en inglés).

El GTM ha estado funcionando científicamente desde el 2013 como una antena de 32 m en el intervalo de longitudes de onda 0.8-4 mm y está en el proceso de actualización completa a los 50 m de diámetro. Recientemente, fue parte del 'Event Horizon Telescope', un proyecto que busca obtener una imagen directa del entorno inmediato de un agujero negro, usando Interferometría Basal Muy Larga (ver [Carrasco et al., 2009](#)).

Las posiciones relativas de las estaciones del TNS-SN y del INAOE-SN están expresadas en la Tabla 3.1:

Tabla 3.1. Posiciones de las estaciones del TNS-SN y del INAOE-SN en relación a la estación del TNS-SN (punto (0,0,0)); \mathbf{x} crece hacia el este y \mathbf{y} hacia el norte.

Estación	$\mathbf{x}(\text{m})$	$\mathbf{y}(\text{m})$	$\mathbf{z}(\text{m})$
TNS-SN	0	0	0
INAOE-SN	201	104	0

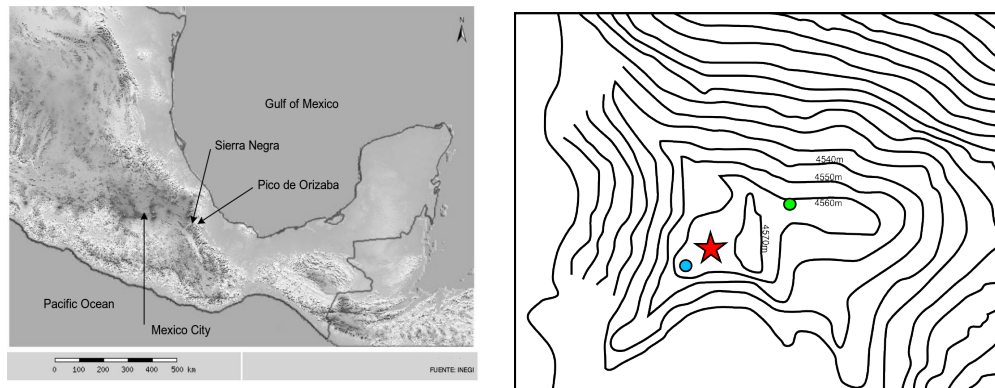


Figura 3.1. Panel a la izquierda: Mapa parcial del Este de México indicando la ubicación del Pico de Orizaba y el sitio de Sierra Negra (del sitio del INEGI: www.inegi.org.mx); la escala se muestra en la parte inferior izquierda. A la derecha: Aumento del sitio de Sierra Negra (del sitio del INEGI: www.inegi.org.mx). Los niveles de la línea de contorno se indican en figura. La estrella representa la ubicación del GTM, los círculos sin relleno muestran las posiciones de las estaciones del TNS-SN (lado izquierdo) y del INAOE-SN (lado derecho). La distancia entre las estaciones es de alrededor de 200 m (ver Tabla 3.1).

El TNS-SN es un instrumento diseñado para registrar partículas neutras y cargadas de origen cósmico y solar, con una discriminación por deposición de energía de 30, 60, 90 y 120 MeV, en un sistema de placas de plástico centelleante de un metro cuadrado cada una (Valdés-Galicia et al., 2004; González-Méndez, 2010). El SciCRT es un instrumento diseñado para registrar muones y neutrones. El mismo consiste de un arreglo de 14848 barras de plástico centelleador de 2.5 cm x 1.3 cm x 300 cm cada una. En el centro de cada barra está colocada una fibra óptica y cada 64 fibras están conectadas a un Tubo Fotomultiplicador Multiánodo (MAPMT, acrónimo inglés). Las barras del SciCRT están acomodadas en 8 niveles, cada uno correspondiendo a un nivel de energía de deposición de las partículas (Sasai et al., 2014).

LAGO es una red internacional de detectores Cherenkov de agua ubicados en diferentes sitios en América Latina. En Sierra Negra, LAGO ha completado su primero de tres detectores. Este detector ha sido completamente calibrado (Ibrahim et al., 2017; Galindo et al., 2017).

HAWC es un observatorio de rayos cósmicos y rayos gamma localizado aproximadamente a 1 km al Norte y 500 m abajo de la cima de Sierra Negra. HAWC consiste de una serie de 300 gran-

des detectores Cherenkov de agua (WCD, acrónimo en inglés), cubriendo una área de 22 500 m². Cada WCD tiene un diámetro de 7.2 m y una altura de 4.5 m: está lleno de 180 m³ de agua ultra purificada e instrumentado en su base con cuatro PMT orientados hacia arriba. HAWC registra cerca de 20 000 eventos por segundo, la vasta mayoría de ellos son rayos cósmicos que pueden ser discriminados de los fotones con sofisticadas técnicas de rechazo γ -hadrón. Desde el inicio de su fase de operaciones completas en Marzo del 2015, HAWC ha estado monitoreando cada día sideral dos tercios del cielo γ -ray en energías de TeV. La colaboración de HAWC ha lanzado recientemente su catálogo 2HWC que comprende 39 fuentes, de las cuales 16 no habían sido registradas previamente ([Abeysekara et al., 2017](#)).

Para todos estos experimentos, es importante conocer con un alto grado de certeza el comportamiento de las variables atmosféricas, por lo tanto, el presente análisis será útil para todos ellos. Por otro lado, sirve como una actualización de la llevada a cabo por Carrasco et al. ([2009](#)) para el período 2000-2008, proporcionando la posibilidad de un análisis de la evolución temporal de las condiciones atmosféricas en el sitio.

3.3. Cobertura de datos

Los datos aquí presentados consisten en presión atmosférica, temperatura, humedad relativa (HR) y rapidez del viento (R.V.). La mayoría de los datos provienen de la estación INAOE-SN que funciona desde 2012. La misma está compuesta por los dispositivos descritos en la Tabla 3.2:

Tabla 3.2. El monitor del viento tiene una resolución of $(0.0980 \text{ m s}^{-1})/(\text{tasa de escaneo en segundos})$. Los sensores de la temperatura y de la HR están encerrados en un escudo contra la radiación.

Dispositivo	Rango de temperaturas de operación	Rango operativo	Precisión
Campbell CR-100 data logger			
Sensor de presión barométrica CS106	$[-40,+60]^{\circ}\text{C}$	$[500,1100]$ mbar	± 0.3 mbar a $+20^{\circ}\text{C}$ ± 1 mbar dentro de $[-20,+45]^{\circ}\text{C}$
Sensor de temperatura		$[-40,+70]^{\circ}\text{C}$	$\pm 0.3^{\circ}\text{C}$ a 25°C
Sensor de HR CS215	$[-40,+70]^{\circ}\text{C}$	$[0,100]$ % HR $[10,90]$ % RH	$\pm 2\%$ a 25°C
Monitor de viento: Young 05103		$[0,100]$ m s^{-1} , $[0,355]^{\circ}$	$\pm 0.3 \text{ m s}^{-1}$, $\pm 3^{\circ}$

La estación TNS-SN ha estado en funcionamiento desde 2004, solo los registros de presión de esta estación están disponibles. Los datos de la estación del INAOE-SN tienen una resolución temporal de 1 minuto. Fue necesario diezmar los datos a una resolución de 2 minutos, por cuanto habían lagunas frecuentes en las series de 1 minuto. Además, se usaron conjuntos de datos de presión del barómetro del TNS-SN. Los datos sin procesar del TNS-SN tienen una resolución de 10 segundos. Para fines comparativos, los datos de presión de las estaciones TNS-SN e INAOE-SN deben tener una resolución temporal idéntica. Por lo tanto, ambos conjuntos de datos se promediaron inicialmente a series de 30 minutos, con el fin de analizar posibles variaciones de los valores de los parámetros atmosféricos en intervalos de tiempo cortos.

El principal interés es estudiar la tendencia larga de los parámetros atmosféricos elegidos y comparar los datos de presión de la estación INAOE-SN con la información registrada por el TNS-SN.

Los datos de la estación INAOE-SN presentan varias brechas en el 2013 y 2014. Para el 2013, las brechas se encuentran entre el 22 de Mayo y el 14 de Junio, entre el 25 de Junio y el 22 de Julio, entre el 22 de Septiembre y el 1 de Octubre y entre el 17 de Noviembre y el 22 de Noviembre. Para

construir los datos interpolados para los períodos seleccionados, decidimos usar promedios de 30 min de resolución, usando splines cúbicos. La brecha correspondiente al 2014 (del 30 de Junio al 15 de Octubre) no se interpoló ya que la misma es muy grande.

Con base en los datos reconstruidos y para construir las series de tiempo y los histogramas y realizar el análisis del comportamiento de los parámetros atmosféricos en estudio, los datos se promediaron en períodos de 15 días, este es un tiempo razonable para observar cambios de tendencia larga en los valores de la presión atmosférica.

Se analizaron las series de tiempo de las presiones registradas por las estaciones INAOE-SN y TNS-SN para determinar sus similitudes estadísticas y observar la variabilidad temporal de cada parámetro atmosférico. Los histogramas se construyeron para el análisis del comportamiento de la presión, la temperatura, la velocidad del viento y la HR para todo el conjunto de datos (2012-2015). También se realizó un análisis de los datos divididos en dos conjuntos para diferentes estaciones o épocas: lluviosa y seca. Los períodos para estas estaciones se tomaron de la siguiente manera: temporadas de lluvias, desde principios de Mayo hasta fines de Octubre, y las estaciones secas desde principios de Noviembre hasta finales de Abril. De esta manera los hacemos coincidir con los seleccionados en el estudio de Carrasco et al. (2009) y la comparación de la evolución estacional de los parámetros es verosímil. El número de contenedores elegidos para la representación de histogramas se calculó de acuerdo al teorema de Sturges (SCOTT, 1979) ($1 + \log_2 N$ - donde N es la cantidad de datos).

Entre Febrero y Marzo de 2013, se registraron una serie de ráfagas de viento inusuales, que se analizaron en detalle, con el fin de determinar su posible influencia sobre la presión dinámica.

Los histogramas acumulativos se construyeron por temporadas también con el propósito de comparar sus resultados con los obtenidos por Carrasco et al. (2009) en la previa década. En particular, para el análisis del comportamiento de la temperatura en el intervalo de tiempo seleccionado, las muestras se dividieron en diferentes submuestras para su estudio, definidas de la siguiente manera: el tiempo diurno es el intervalo de 10 horas entre las 8:00 a.m. y las 5:59 p.m.; el tiempo nocturno varía de 8:00 p.m. a 5:59 a.m. Estas dos definiciones evitan los tiempos de transición del amanecer y el ocaso para analizar el estado del tiempo en condiciones estables (Carrasco et al., 2009, p. 414).

Para garantizar la bondad del análisis calculamos para todos los conjuntos de datos analizados los valores de χ^2 . Además, también calculamos sus valores χ_r^2 (reducido), lo que garantiza que la cantidad de datos utilizados sea aceptable. Las barras verticales que se muestran en las Figuras 3.2 - 3.8 corresponden a los márgenes de dispersión, calculados como una desviación estándar de los promedios vespertinos para cada caso.

En la Figura 3.11, las barras verticales que se muestran corresponden a los márgenes de incertidumbre, calculados como la desviación estándar utilizando las desviaciones estándar del conjunto de datos promedio de resolución de 30 min y de la desviación estándar de los promedios estacionales para cada caso. Las barras horizontales corresponden al intervalo de tiempo, para cada estación.

3.4. Series de tiempo

3.4.1. Registros de presión

En la Figura 3.2 se presentan los registros de las series de tiempo de la presión en la cumbre de Sierra Negra, registrados en las estaciones del TNS-SN y del INAOE-SN. La resolución temporal de los datos es quincenal. El eje vertical representa el valor de la presión en milibares y el eje horizontal representa el tiempo. Insertada en el gráfico, hay información sobre el valor medio de la presión, su desviación estándar, sus valores son χ^2 and χ_r^2

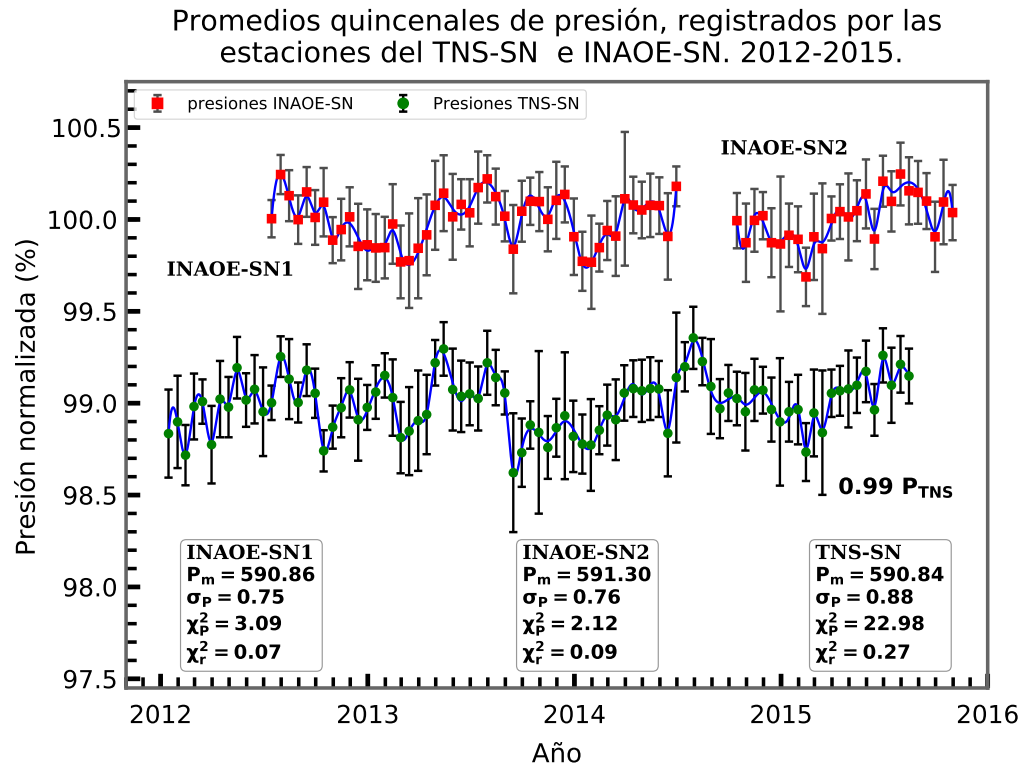


Figura 3.2. Promedios quincenales de la presión en función del tiempo, con sus propias incertidumbres del promedio realizado en el período de Enero de 2012 a Octubre de 2015 para la estación INAOE-SN y la estación TNS-SN. Para evitar una superposición al mostrar los conjuntos de datos del TNS-SN y de INAOE-SN, fue necesario introducir un desplazamiento del 1 % hacia abajo en la serie temporal de los valores de la presión registrados por el TNS-SN. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar de estos promedios.

La serie de tiempo para la presión, registrada por el INAOE-SN se muestra en la parte superior de la Figura 3.2 y en su parte inferior se muestran los datos del TNS-SN. Fue necesario introducir un desplazamiento del 1 % hacia abajo en la serie temporal de valores de presión registrados por el TNS-SN para evitar una superposición al mostrar ambos conjuntos. Se aprecian mayores caídas en los valores de presión dados por los datos del TNS-SN, que las caídas de los datos de la estación del INAOE-SN en la segunda mitad de Septiembre de 2012 y en la primera quincena de Octubre de 2013, sin embargo, ambas diferencias están dentro de las incertidumbres de cada año (ver, p.

ej., la Tabla 3.4). Por lo demás, las series muestran una variación temporal muy similar. El valor de χ^2 para el caso de la serie del TNS-SN tiene un mayor valor, lo que podría deberse a una mayor cantidad de datos utilizados para los cálculos y una dispersión algo mayor de mismos en esa serie.

Como se ve en el resumen de las estimaciones estadísticas que aparecen en la Figura 3.2 para cada segmento de la serie temporal del INAOE-SN, los valores medios registrados son prácticamente los mismos, mostrando la estabilidad de la presión en los años considerados. Cuando comparamos la presión de ambas estaciones utilizadas, apreciamos que los valores promedio y las incertidumbres son casi idénticos.

Como prueba adicional para determinar la equivalencia entre los registros de presión de las estaciones de INAOE-SN y del TNS-SN, realizamos un cálculo de correlación entre los dos conjuntos de datos de los registros separados del INAOE-SN y los del TNS-SN, para dos períodos: del 15 de Julio de 2012 al 30 de Junio de 2014 y del 15 de Octubre de 2014 al 31 de Agosto de 2015. Este es el período más extenso en el que se encontraron los conjuntos de datos más completos y confiables una década después del comienzo del período seleccionado por Carrasco et al. (2009). Los coeficientes de correlación resultantes son 0.89 y 0.97 respectivamente, usando solo datos originales de ambas estaciones. Por lo tanto, en la escala temporal de 15 días que se calcula aquí, usar los registros de presión de una u otra estación es equivalente. Esto también muestra que la presión tiene un comportamiento homogéneo en toda la extensión de la cima de Sierra Negra ya que, como se dijo, las estaciones están separadas por unos 200 m de distancia.

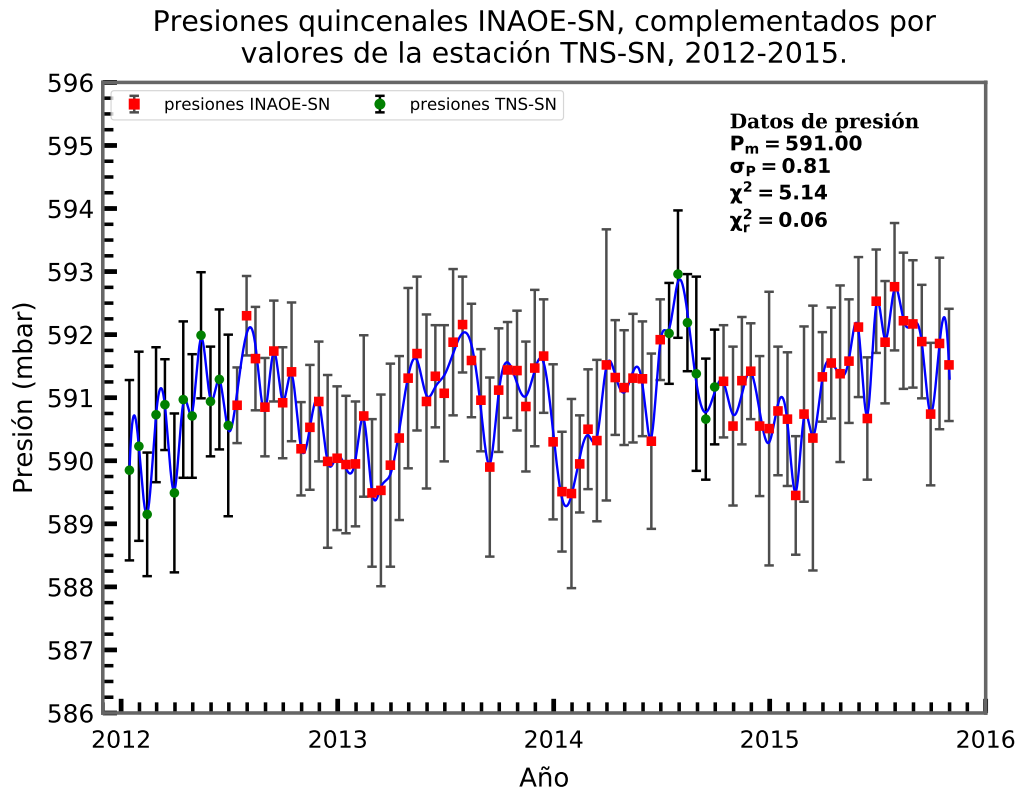


Figura 3.3. Series temporales de la presión, cuyos valores fueron registrados por la estación INAOE-SN complementados con los valores registrados por la estación TNS-SN (puntos verdes y sus correspondientes barras de error), para los períodos de Enero a Julio de 2012 y de Julio a Octubre de 2014, con una resolución promedio quincenal. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar de estos promedios.

Dadas las similitudes de los registros que acabamos de presentar en la Figura 3.2, en la Figura 3.3 mostramos una serie de tiempo compuesta por los datos de presión del INAOE-SN (en rojo) complementada en dos secciones (en verde) por los valores quincenales de la estación TNS-SN. Estos segmentos corresponden a los períodos del 15 de Enero al 15 de Julio del 2012 y del 30 de Junio al 15 de Octubre del 2014.

Como se muestra en el resumen inserto en la Figura 3.3, el valor promedio de la presión es (591.00 ± 0.81) mbar. Los valores de χ^2 son bajos, esto garantiza que la minimización corresponda a un buen cálculo de la tendencia de los datos. Además, se puede observar que esta serie temporal

refleja una variación estacional de la presión con presiones bajas en la primavera (estación seca) y las mayores presiones en el verano (estación lluviosa).

3.4.2. Temperatura

El comportamiento de la temperatura en la cima de Sierra Negra a lo largo del período en estudio se presenta en la Figuras 3.4, 3.5 y 3.6.

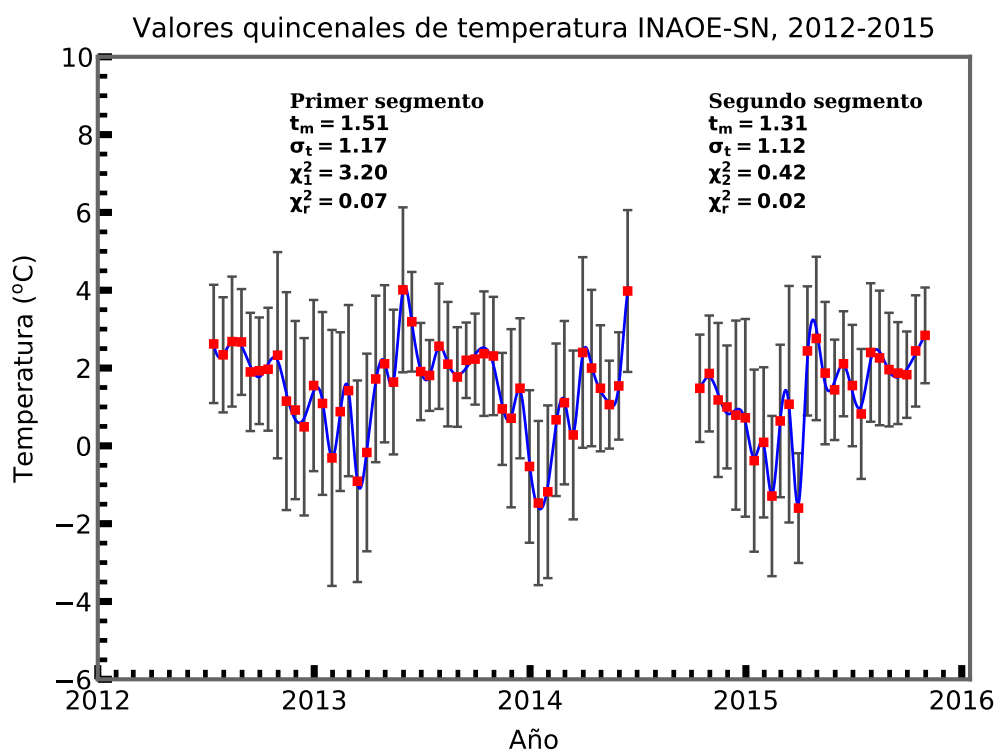


Figura 3.4. Series de tiempo para la temperatura media quincenal. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar del promedio. Datos de la estación INAOE-SN.

Como se muestra en los insertos del gráfico en la Figura 3.4, los valores medios de la temperatura son $(1.51 \pm 1.17)^\circ\text{C}$ y $(1.31 \pm 1.12)^\circ\text{C}$ para el primer y segundo segmentos respectivamente. Los errores relativos se hallan en el orden del 77% y del 85% de los valores medios; esas grandes dispersiones son una consecuencia de la gran variación diaria. Aunque hay una diferencia de 0.20°C en las temperaturas promedio de ambos sectores, la diferencia puede no ser real, dadas las

grandes incertidumbres en los promedios. Como es el caso para las temperaturas diurnas, no se puede pretender ninguna tendencia durante el período analizado. Se observa que la temperatura también tiene una variabilidad de acuerdo con lo esperado: temperaturas más altas en verano, temperaturas más bajas en invierno-primavera.

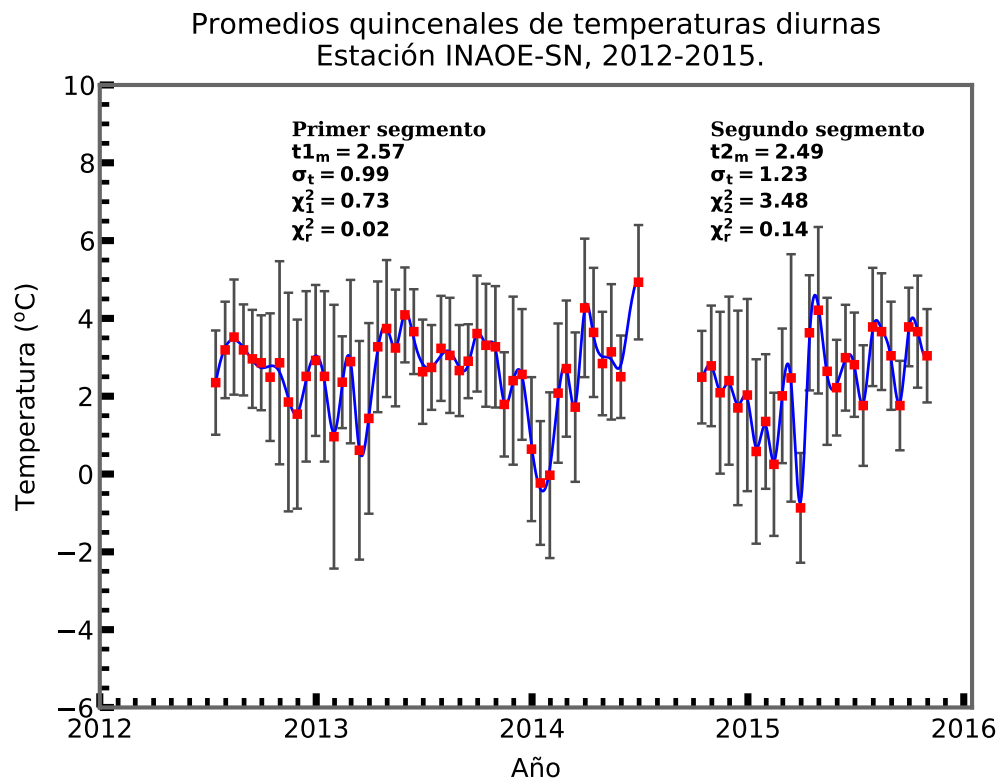


Figura 3.5. Series de tiempo para los promedios quincenales de la temperatura diurna y nocturna. Las barras verticales corresponden a una desviación del promedio. Datos de la estación del INAOE-SN.

Como se muestra en los insertos de la gráfica en la Figura 3.5, los valores promedio para la temperatura diurna son $(2.57 \pm 0.99)^\circ\text{C}$ y $(2.49 \pm 1.23)^\circ\text{C}$ para el primer y segundo segmentos respectivamente. Los errores relativos se hallan en el orden del 39% y del 49% del valor medio. Aunque existe una diferencia en las temperaturas medias de ambos sectores de 0.08°C , la diferencia puede no ser real, dadas los grandes valores de incertidumbre en los promedios. Por ende, no se podría determinar una tendencia sobre el período analizado. Nuevamente, se observa que la temperatura también tiene una variabilidad acorde a lo esperado: altas temperaturas en el verano,

bajas temperaturas para el período invierno-primavera.

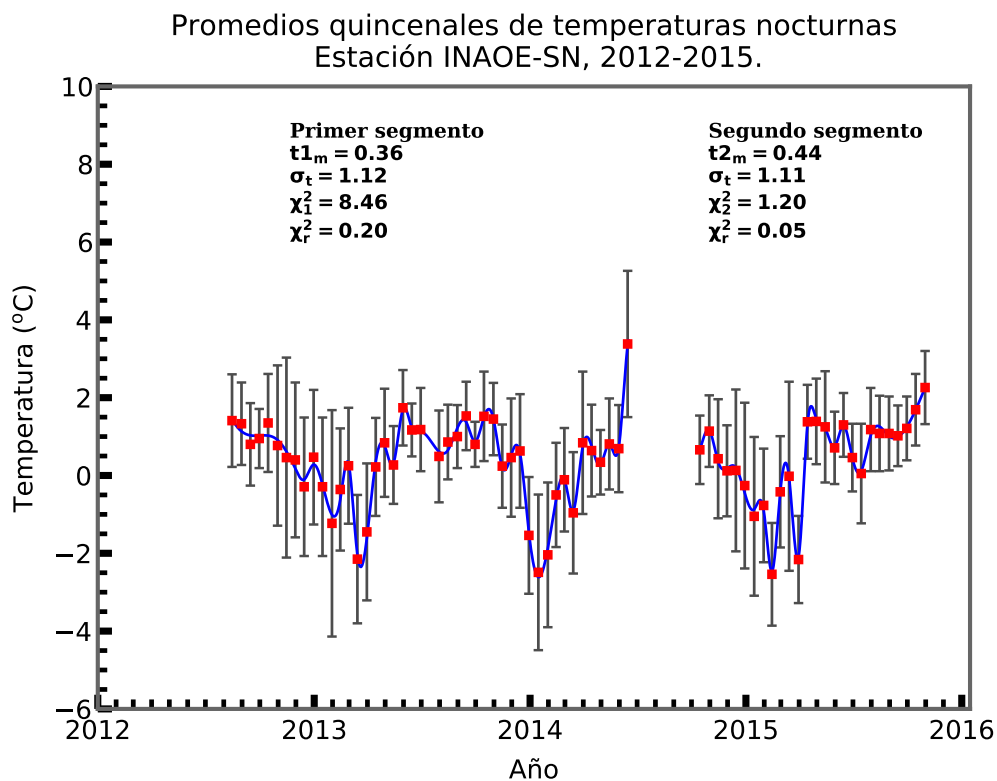


Figura 3.6. Series de tiempo de los promedios quincenales para la temperatura nocturna, desde el 2012 hasta el 2015. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar de esos promedios. Datos de la estación INAOE-SN.

Como se muestra en los insertos de la gráfica en la Figura 3.6, los valores medios de la temperatura nocturna son $(0.36 \pm 1.12)^\circ\text{C}$ y $(0.44 \pm 1.11)^\circ\text{C}$ para el primer y segundo segmentos respectivamente. Esas grandes dispersiones son una consecuencia de las tormentas de invierno, las cuales en el período analizado, ocurrieron en los primeros meses de cada año. Aunque existe una diferencia de 0.08°C en las temperaturas medias de ambos sectores, la diferencia puede no ser real, dadas las grandes incertidumbres en los valores medios. Por lo tanto, no puede ser determinada una tendencia en el período analizado. Se observa que la temperatura tiene una variabilidad acorde a lo esperado: altas temperaturas en el verano, las menores temperaturas en el invierno-primavera.

3.4.3. Rapidez del viento

El comportamiento de la rapidez del viento en la cima de Sierra Negra en el período analizado se muestra en la Figura 3.7.

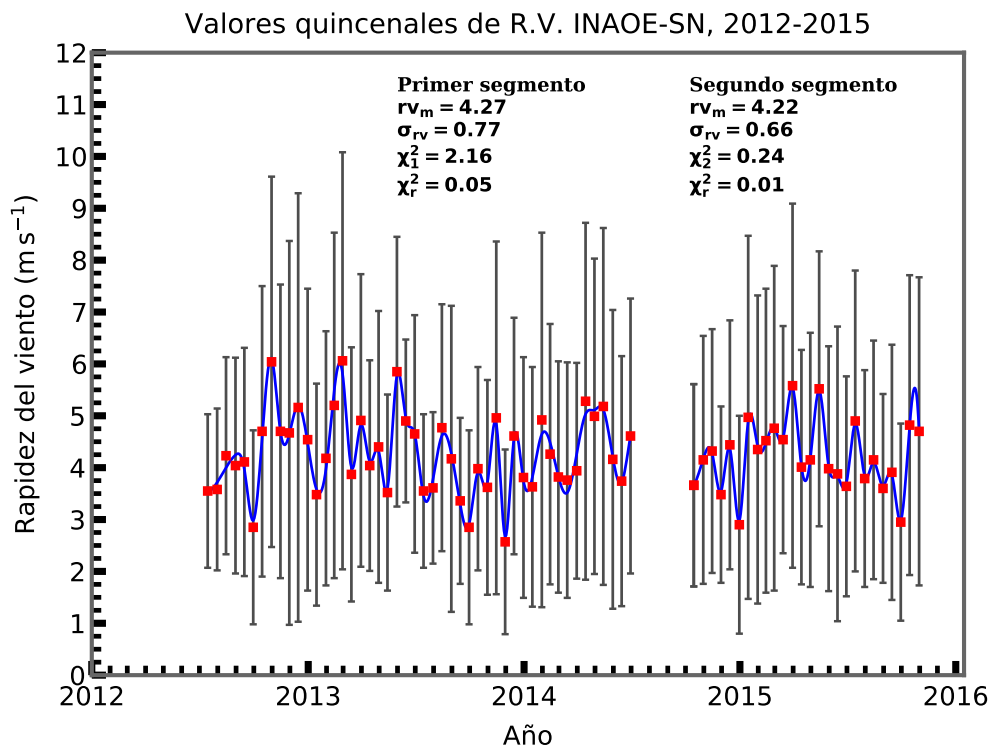


Figura 3.7. Series de tiempo para los promedios quincenales de la rapidez del viento desde el 2012 hasta el 2015. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar de esos promedios. Datos de la estación INAOE-SN.

Los valores medios de la rapidez del viento son $(4.27 \pm 0.77) \text{ m s}^{-1}$ y $(4.22 \pm 0.66) \text{ m s}^{-1}$ para el primer y segundo segmentos respectivamente. Los errores relativos alcanzan el 18% y el 15.6% de los promedios respectivos. Una oscilación estacional presente en los valores durante los años 2012-2013 es mucho menos apreciable en el resto de las series. El comportamiento de la series de tiempo es similar en cada segmento. Los valores minimizados de χ^2 para ambos casos indican una valoración apropiada del comportamiento de la tendencia de la rapidez del viento en este período, a pesar de los grandes valores de las incertidumbres. Durante el período de tiempo de este estudio,

la rapidez del viento es el parámetro atmosférico más estable de los cuatro analizados.

3.4.4. Humedad Relativa

El comportamiento de la humedad relativa en la cima de Sierra Negra en el período analizado se muestra en la Figura 3.8.

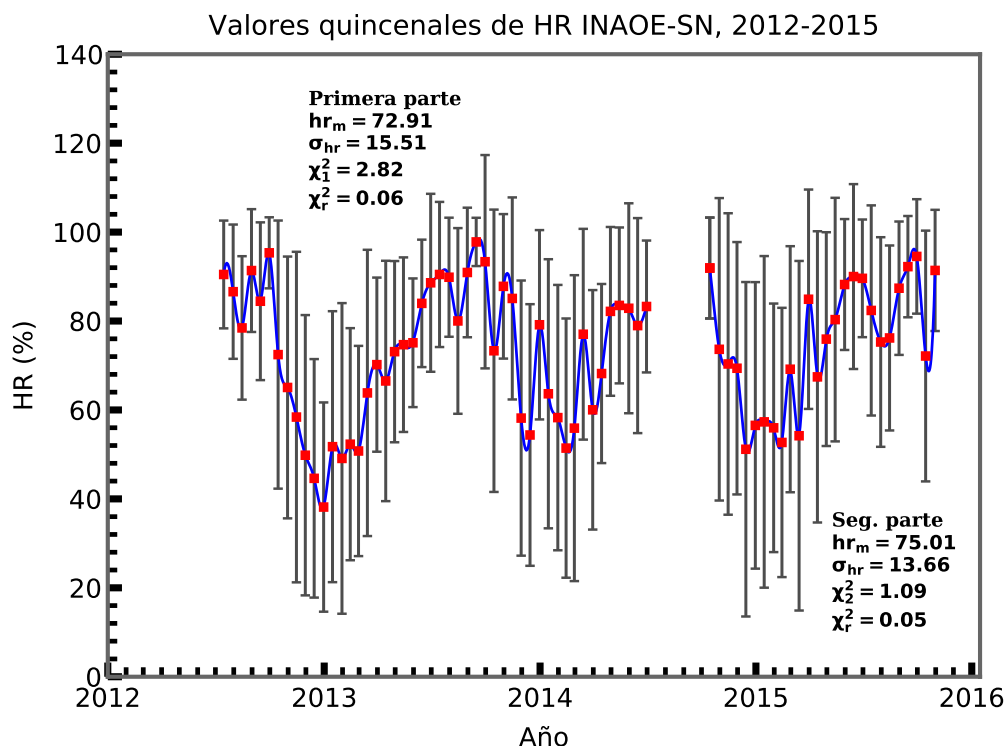


Figura 3.8. Serie de tiempo para los promedios quincenales de la HR desde el 2012 hasta el 2015. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar de esos promedios. Datos de la estación del INAOE-SN.

Los promedios de la humedad relativa tiene valores de $(72.9 \pm 15.5) \%$ y de $(75.0 \pm 13.7) \%$ para el primero y segundo segmentos respectivamente. Los errores relativos son del orden del 24% y del 18.3% de los promedios. Por lo tanto, aunque las diferencias en los valores medios de los dos sectores pudiesen indicar una tendencia temporal en la HR, el tamaño de las desviaciones estándar previene cualquier posible conclusión en ese sentido. Se nota que la variación de los datos es alta,

como se puede apreciar a partir de los tamaños de las barras de error. Los valores minimizados de χ^2 para ambos casos indican una valoración apropiada de la tendencia del comportamiento de la humedad relativa en este período.

3.4.5. Variación diurna de los parámetros atmosféricos, para dos períodos seleccionados

Las gráficas diurnas de los parámetros atmosféricos en la cúspide del volcán Sierra Negra durante dos períodos seleccionados: Septiembre de 2012 - Abril de 2013 y Noviembre de 2014 - Septiembre de 2015 se muestran en la Figuras 3.9 y la Figura 3.10 respectivamente, donde hemos utilizado los valores medios horarios de cada mes seleccionado. Para una lectura más clara de las tendencias, se aplicó un factor de escala a los datos de cada mes. El valor de escala correspondiente está escrito en el recuadro de cada gráfico. Los valores de dichos factores de escala varían según sea necesario. Cuando un factor de escala no está en el recuadro, los valores de los datos son originales.

La Figura 3.9 muestra los valores medios horarios mensuales de la presión, rapidez del viento, temperatura y humedad relativa durante cuatro meses a lo largo del período de Septiembre de 2012 a Abril de 2013, considerando que cada mes seleccionado representa una época climática diferente del año. La presión muestra muy claramente las variaciones diurna y semidiurna, de carácter armónico, con un ligero desplazamiento a horas más tempranas para el caso de Noviembre de 2012. La amplitud de los dos armónicos es similar en los cuatro meses elegidos. Los gráficos de rapidez del viento y humedad relativa también muestran las variaciones diurna y semidiurna, que son más anchas para Septiembre de 2012. El mes más lluvioso es Septiembre. En el caso de la temperatura, podemos ver la variación semidiurna en cualquiera de los gráficos. En las gráficas de la HR, se aprecia que Noviembre de 2012 y Enero de 2013 están casi en fase, al igual que Septiembre de 2012 y Abril de 2013. El mes más lluvioso es Septiembre, como se puede apreciar en el panel inferior derecho. También fue durante Septiembre de 2012 que la mayor amplitud de la variación diurna estaba presente (50% pico a pico). Enero de 2013 también tiene una gran onda diurna en la HR (30%).

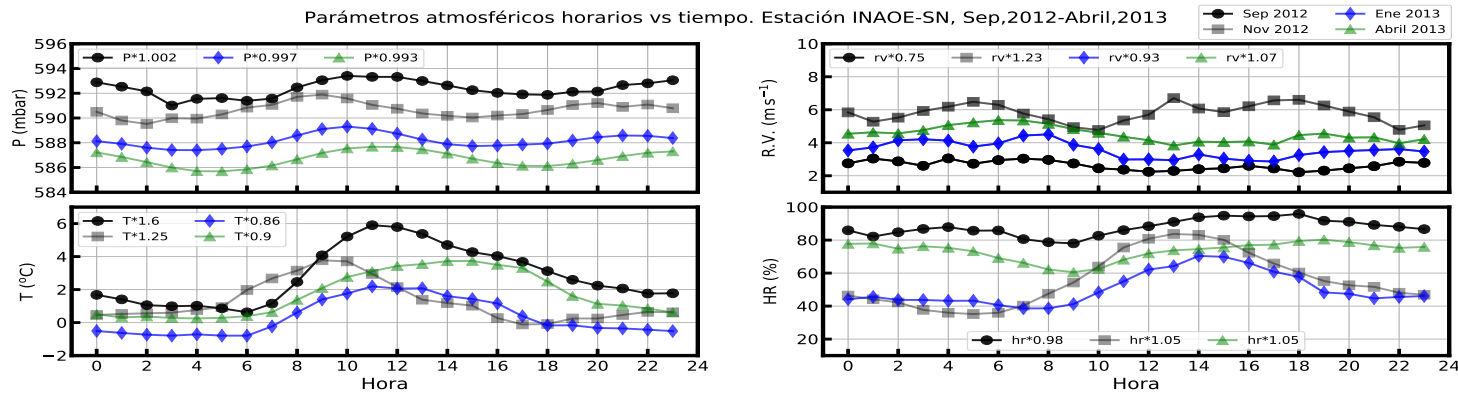


Figura 3.9. Variación diurna de la presión, rapidez del viento, temperatura y HR para Septiembre y Noviembre del 2012 y para Enero y Abril del 2013, promedios horarios. Un factor de escala fue aplicado a los datos para cada mes con el propósito de distinguirlos. Datos de la estación INAOE-SN.

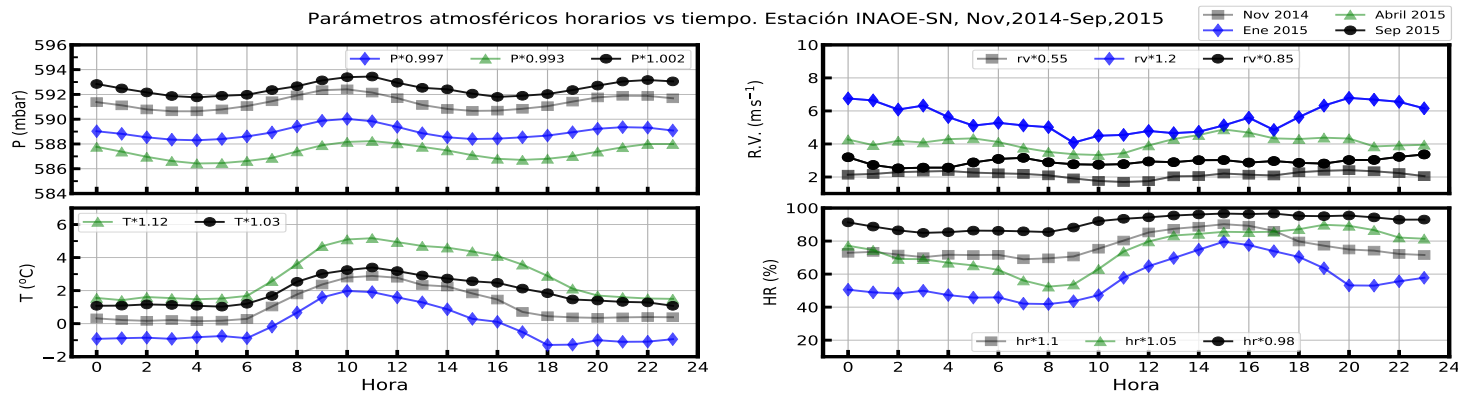


Figura 3.10. Variación diurna de la presión, rapidez del viento, temperatura y HR para Noviembre 2014 y para Enero, Abril y Septiembre del 2015, promediado por hora. Un factor de escala fue aplicado a los datos de cada mes con propósitos de presentación. Datos de la estación INAOE-SN.

La Figura 3.10 muestra los valores medios horarios mensuales de la presión, rapidez del viento, temperatura y humedad relativa durante cuatro meses a lo largo del período de Noviembre de 2014 a Septiembre de 2015. La presión muestra muy claramente las variaciones diurna y semidiurna de carácter armónico, los cuatro gráficos están casi en fase, con un ligero desplazamiento hacia horas posteriores para el caso de Abril de 2015. Los gráficos de la rapidez del viento y de la humedad relativa también muestran las variaciones diurna y semidiurna, con una amplitud muy pequeña para Noviembre de 2014 y Septiembre de 2015. Como en el caso de la Figura 3.9, se puede apreciar que el mes más lluvioso es Septiembre, aunque en este caso las mayores fluctuaciones de la amplitud en la HR corresponden a Enero de 2015. La temperatura es más homogénea en su variación diurna, en comparación con el comportamiento de la misma en el gráfico respectivo en la Figura 3.10 prácticamente todas las curvas muestran un máximo entre las 10 y las 11 horas (Tiempo Local).

3.4.6. Variación estacional de los parámetros atmosféricos, 2012-2015

La Figura 3.11 muestra el comportamiento estacional de las variables atmosféricas en estudio, en el tiempo.

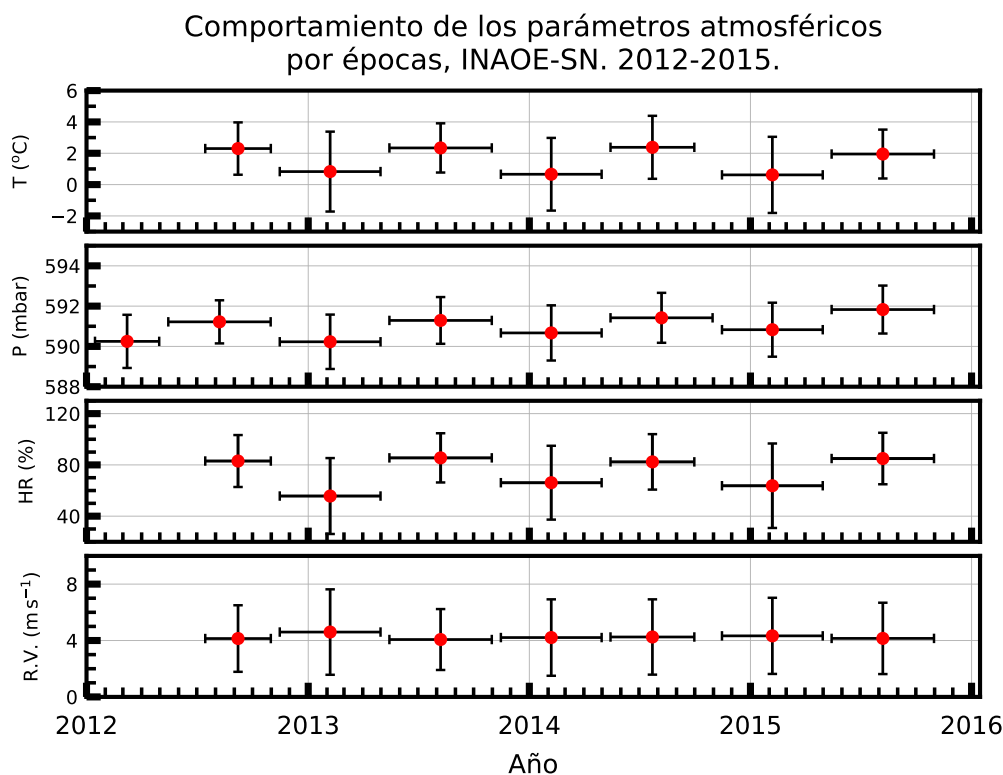


Figura 3.11. Parámetros atmosféricos para la temporada 2012-2015. Los datos de la presión atmosférica fueron complementados por los datos de TNS-SN para Enero-Julio de 2012 y Julio-Octubre-2014. La división más pequeña en el eje horizontal representa un mes. El punto rojo sitúa el valor promedio de cada temporada. Las barras horizontales corresponden al ancho del período estacional para el cual hay datos disponibles. Las barras verticales corresponden a la desviación estándar de estos promedios. Estación INAOE-SN.

Comparando este gráfico con su análogo en el panel izquierdo de la Figura 6 en Carrasco et al. (2009, pág. 415), observamos un comportamiento similar. El ciclo más notorio para las estaciones húmedas y secas es presentado por la HR, los registros de la rapidez del viento mantienen un

comportamiento uniforme sin variaciones estacionales identificables, la presión atmosférica muestra pequeñas variaciones temporales rítmicas y estacionales, que se hallan en fase con las variaciones de la temperatura.

3.5. Ráfagas de viento en el I trimestre del 2013

Entre Febrero y Marzo de 2013 se produjeron una serie de ráfagas de viento en la cumbre de Sierra Negra. En esta sección hacemos un análisis detallado de ellos para evaluar la posible influencia de estas ráfagas en el comportamiento de los otros parámetros atmosféricos estudiados. Consideramos una ráfaga cuando la rapidez del viento excede el valor de dos sigmas con respecto al promedio estacional correspondiente. En el análisis se utilizan datos con resolución de 30 minutos, considerados suficientes para apreciar la tendencia diaria en el comportamiento de la rapidez del viento en la cima de Sierra Negra.

En la Figura 3.12, se muestran una serie de picos discontinuos verdes (por encima de su correspondiente 2σ) en el fondo de la gráfica de la rapidez del viento vs tiempo, que consideramos ráfagas de viento. Estos picos son visibles en algunas fechas, por ejemplo: 4 de Febrero, 15-17 de Febrero, 02 de Marzo, 20 de Marzo y 31 de Marzo. El pico el 17 de Febrero ejerce una presión dinámica de alrededor de 1.4 mbar en el sistema cuando realizamos las estimaciones correspondientes de acuerdo con Lockwood (Lockwood & Calawa, 1951) y Bütikofer (Buetikofer, 1999). No se detectó caída en los niveles de la humedad relativa, lo que sugiere que el viento arrastraba un ligero contenido de masa de aire.

En el caso del 02 de Marzo, la ráfaga con un pico en 20.7 ms^{-1} agregó al sistema una presión dinámica de 1.54 mbar; la presión estática muestra una disminución de un milibar y la humedad relativa disminuyó en un 14%, lo que probablemente indica que la ráfaga de viento arrastraba la masa de aire consigo. La temperatura aumentó en aproximadamente 1.4°C . Estos cambios en los parámetros atmosféricos que acompañaron la ráfaga del 02 de Marzo son únicos entre todas las ráfagas observadas en este período; por lo tanto, no representan un comportamiento general. Además, la presión dinámica adicional añadida a la presión estática medida no tiene importancia. También se observa que los valores de la baja humedad relativa observados del 9 al 12 de Febrero, del 19 al 23 de Febrero y del 4 al 6 de Marzo (color verde) no influyeron en la formación de ninguna de los picos de la ráfaga de viento mencionadas anteriormente.

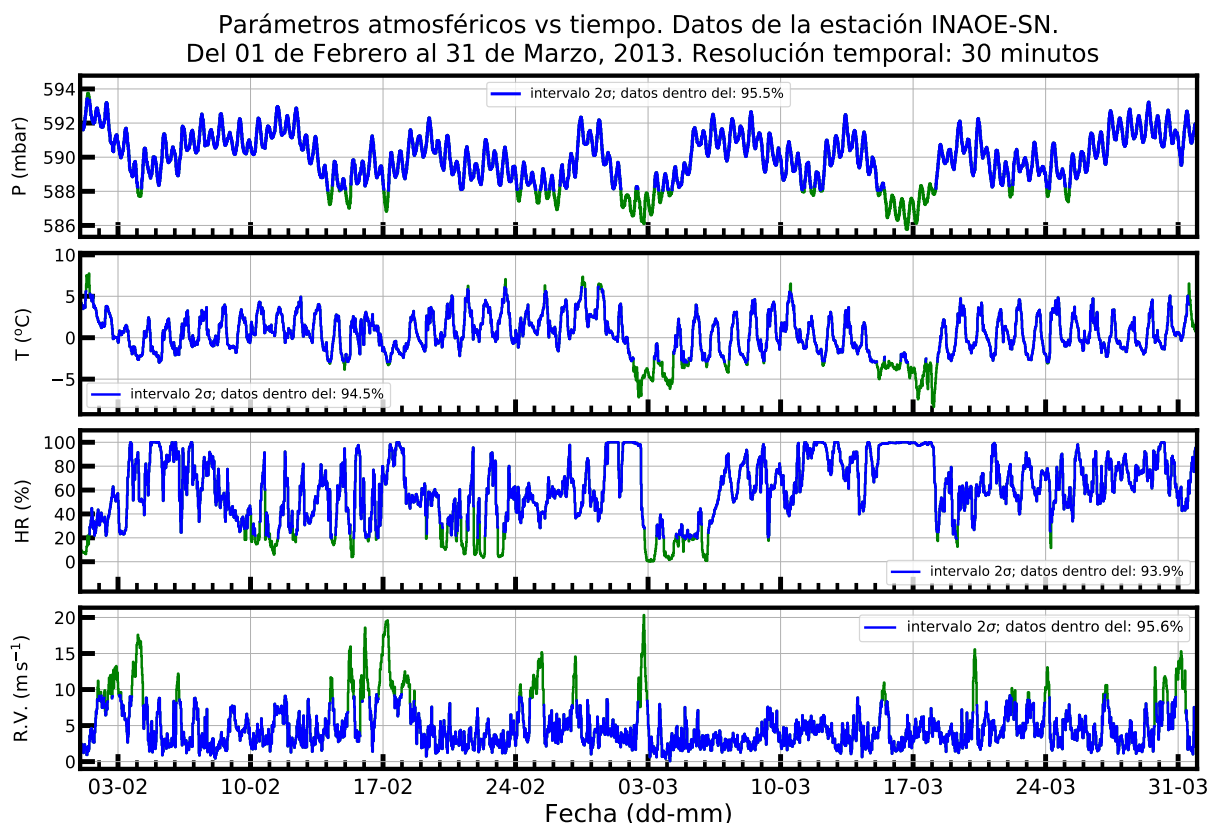


Figura 3.12. Una sección de la serie de tiempo para el 2013 - desde el 01 de Febrero hasta el 31 de Marzo - de los cuatro parámetros atmosféricos en análisis. El eje del tiempo es común para las cuatro variables. Cada división menor en el eje horizontal corresponde a un día. La línea azul delimita los valores a 2σ arriba y abajo de los valores medios para cada variable. Nótese que es este intervalo de tiempo una serie de ráfagas de viento se hallan presentes, consideradas como tales cuando la rapidez del viento excede el valor de 2σ . Datos de la estación INAOE-SN.

En la Tabla 3.3 se presenta una estimación del porcentaje de los datos que cayeron dentro de los tres intervalos establecidos: aquellos con un sigma, menores a 2 sigmas y bajo los tres sigmas. Se puede apreciar que más del 90 % de los datos se hallan dentro del nivel de los dos sigmas. Para tres de los cuatro parámetros usados en este estudio, más del 99 % de los datos caen bajo los tres sigmas. En el caso de la rapidez del viento, solamente el 1.4 % de los datos con resolución de 30 minutos se hallan por encima de las tres sigmas. Por ende, en cualquier caso, su significancia debería ser considerada diminuta.

Tabla 3.3. Registros tomados de los datos proporcionados por la estación INAOE-SN para el período de análisis de ráfagas de viento. Número total de registros para cada parámetro: 17004. Los porcentajes que se muestran representan el porcentaje de registros para cada valor de significancia. En cada columna entre paréntesis, se muestra el número correspondiente de registros. Resolución temporal de los datos: 30 minutos.

Parámetro	σ	2σ	3σ
Presión	68.0 % (11555)	95.5 % (16243)	99.4 % (16900)
Temp.	70.9 % (12063)	94.5 % (16069)	99.6 % (16929)
R.V.	75.1 % (12761)	95.6 % (16249)	98.6 % (16763)
HR	82.2 % (13971)	93.9 % (15973)	99.9 % (17001)

3.6. Análisis de datos

3.6.1. Análisis por períodos bianuales: 2012-2013 y 2014-2015

Histogramas de los parámetros atmosféricos, analizados por períodos bianuales: 2012-2013 (en magenta) y 2014-2015 (en verde claro). Con cada histograma mostramos el ajuste de distribución normal correspondiente. Se proporciona un inserto en cada gráfica que contiene información estadística básica sobre la variable respectiva. Hemos elegido hacer los cálculos estadísticos en períodos de dos años para monitorear si hay una evolución temporal sistemática de los parámetros analizados durante el lapso de tiempo seleccionado.

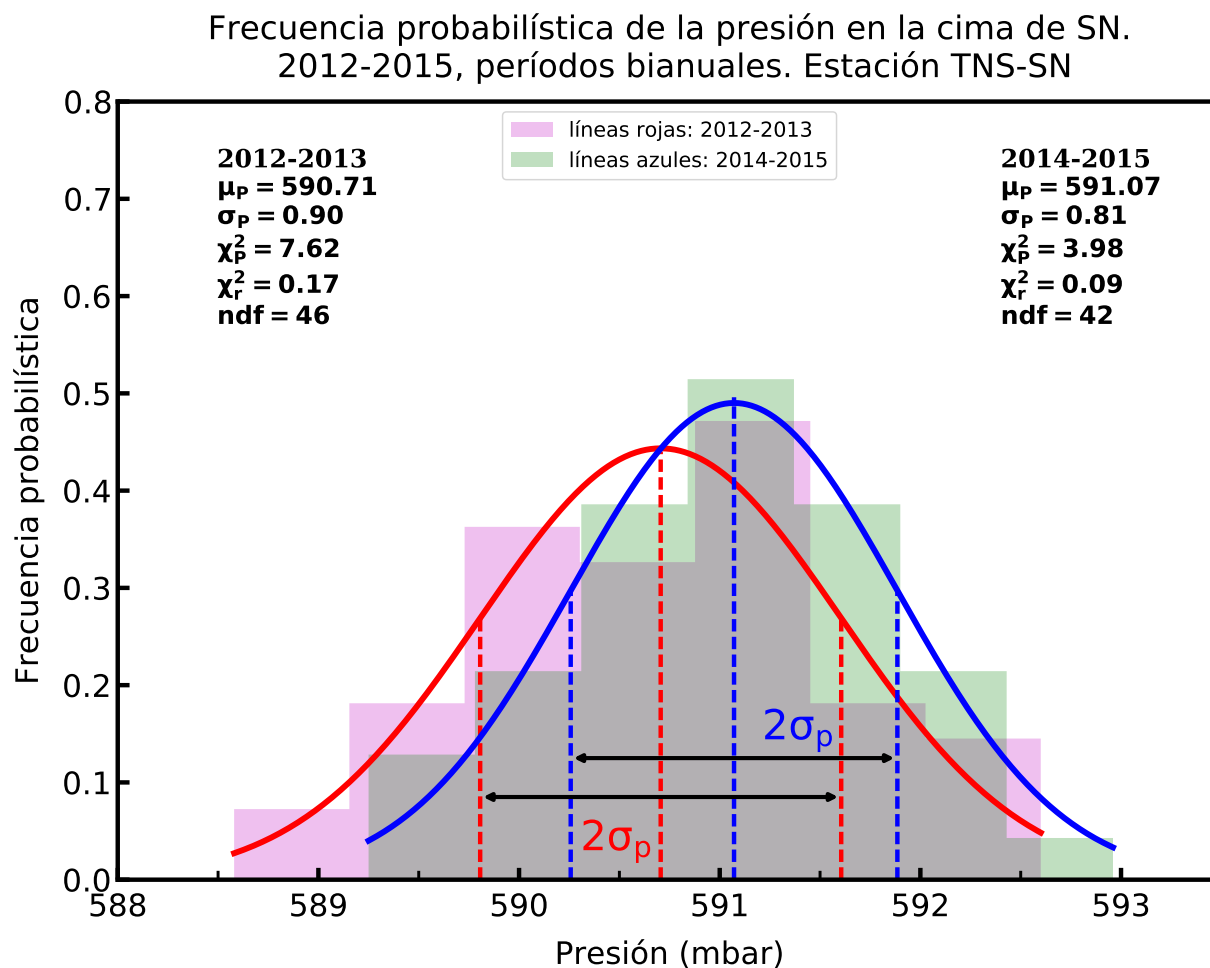


Figura 3.13. Histogramas de la presión registrada por la estación TNS-SN durante períodos bianuales, junto con el ajuste de la distribución tipo gaussiana para cada conjunto. Como referencia, el ancho de dos sigmas se muestra en las curvas gaussianas. Las inserciones en las partes superiores derecha e izquierda resumen las principales características estadísticas de las distribuciones.

3.6.1.1. Presión

La Figura 3.13 muestra el comportamiento de la distribución para la presión en los períodos bianuales seleccionados. Se puede apreciar que las curvas de distribución gaussianas proporcionan ajustes razonables a los histogramas. Sus incertidumbres alcanzan el 0.15 % y el 0.14 % respectivamente. Los valores promedio difieren solo en 1 mbar, que es menor al 1 %; cuando consideramos las incertidumbres involucradas, podemos decir que la presión se ha mantenido constante durante los cuatro años de nuestra serie de datos, ya que los sigmas calculados son prácticamente iguales. Las estimaciones de χ^2 también son muy similares. El número de grados de libertad (ndf) difiere en una pequeña cantidad.

En la Figura 3.14, se muestra que el comportamiento de los histogramas de presión de la estación INAOE-SN se ajustan muy bien a las distribuciones gaussianas en ambos períodos bianuales. Sus incertidumbres alcanzan 0.13 % y 0.14 % respectivamente. Los valores medios son prácticamente los mismos que las desviaciones estándar calculadas para cada muestra. Otros parámetros estadísticos que se muestran en el inserto coinciden también muy bien. Por lo tanto, notamos que la presión es un parámetro atmosférico que es estable sobre la meseta en la cumbre de Sierra Negra. De acuerdo con los gráficos en las Figuras 3.13 y 3.14, en el caso de los períodos 2012-2013, los valores de las presiones de las estaciones TNS-SN e INAOE-SN son (590.71 ± 0.90) mbar y (590.82 ± 0.76) mbar respectivamente. Eso significa que las presiones son estadísticamente iguales. Lo mismo se observa para el caso de las presiones registradas por ambas estaciones en el período 2014-2015, con los respectivos valores de (591.07 ± 0.81) mbar y (591.20 ± 0.83) mbar.

3.6.1.2. Temperatura

Como se muestra en la Figura 3.15, el comportamiento de la distribución de la temperatura en los períodos bianuales seleccionados también es de tipo gaussiano. Aunque hay una pequeña diferencia de 0.4°C en los promedios de temperatura en los dos períodos, el ancho de las distribuciones es grande, por lo tanto, no es posible pensar que esta diferencia pueda apuntar a un aumento en la temperatura durante el período de cuatro años de este estudio.

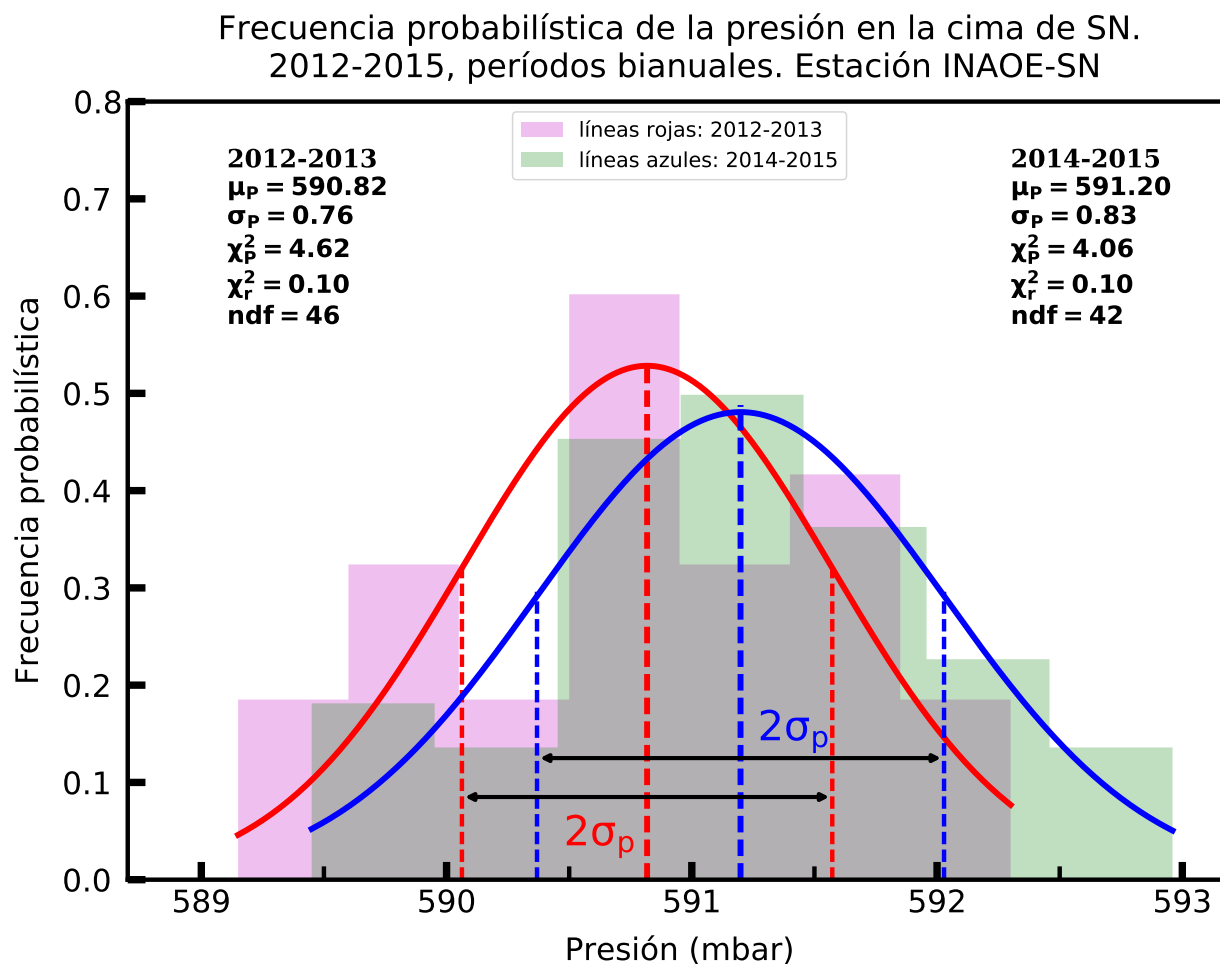


Figura 3.14. Histogramas de la presión registrada por la estación INAOE-SN para los períodos bianuales especificados, junto con el ajuste de la distribución gaussiana para cada conjunto. Como referencia, el ancho de dos sigmas se muestra en las curvas gaussianas. Las inserciones en las partes superiores derecha e izquierda resumen las principales características estadísticas de las distribuciones.

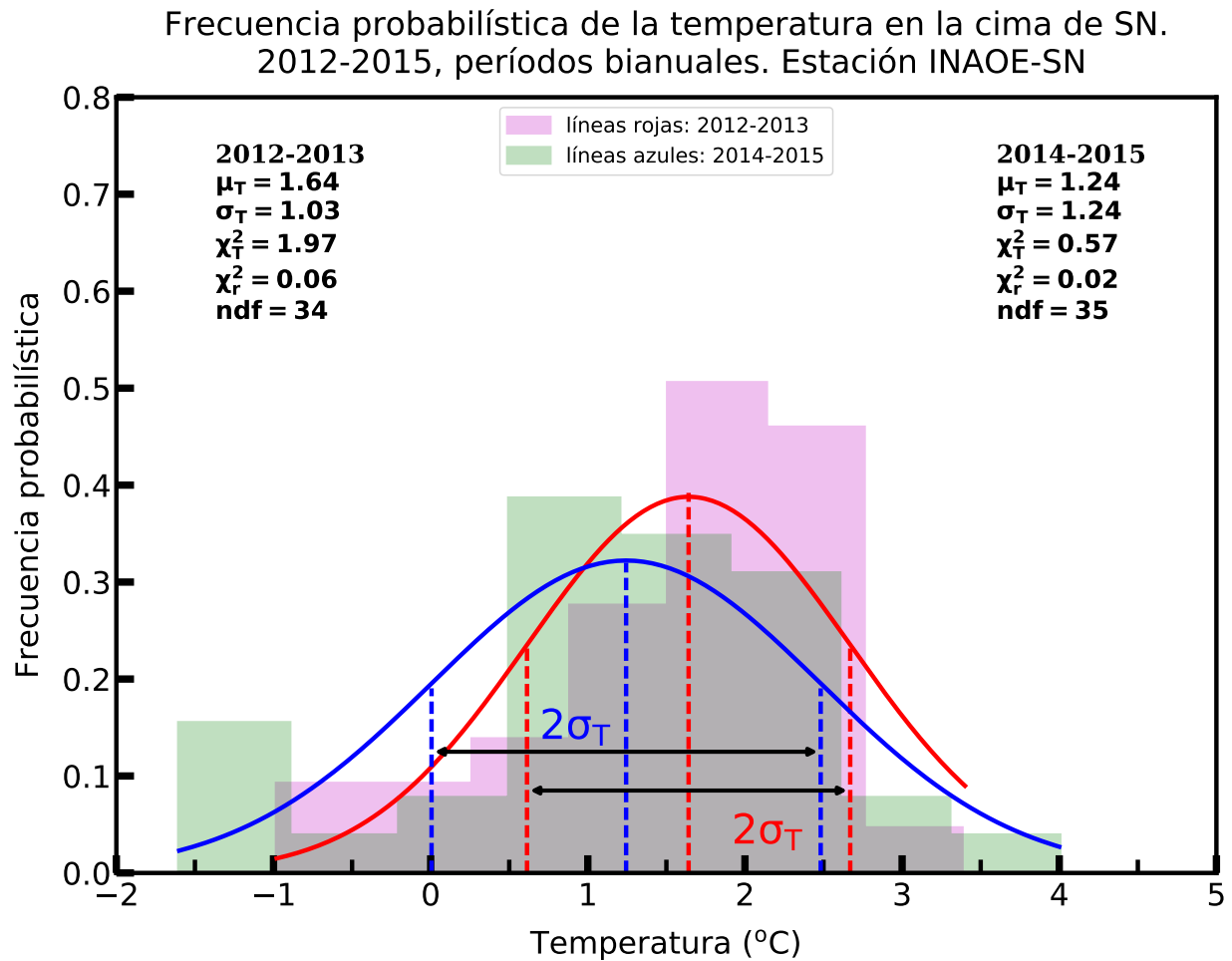


Figura 3.15. Histogramas de la temperatura registrada por la estación INAOE-SN para los períodos bianuales establecidos junto con el ajuste de distribución gaussiana de cada conjunto. Como referencia, el ancho de dos sigmas se muestra en las curvas gaussianas. Las inserciones en las partes superiores derecha e izquierda resumen las principales características estadísticas de las distribuciones.

3.6.1.3. Rapidez del viento

Como se muestra en la Figura 3.16, los valores medios de los dos períodos son casi idénticos, siendo los datos del 2012-2013 algo más dispersos. La rapidez del viento es el más regular de los cuatro parámetros estudiados ya que las desviaciones estándar son solo del orden de 15 % de los valores medios.

3.6.1.4. Humedad Relativa

Como se muestra en la Figura 3.17, el comportamiento de la distribución de HR para el período 2012-2013 cubre un rango mayor que el correspondiente al período 2014-2015, lo que se denota en el ancho de su dispersión, la cual es 24 % más grande, mientras que sus valores promedio correspondientes difieren en tan solo el 0.37 %. Se reconoce fácilmente que las distribuciones gaussianas no se ajustan bien a los datos; esto es muy probablemente debido a las dos distribuciones distintas que se muestran para las estaciones húmeda y seca, como se puede apreciar en la siguiente sección.

3.6.2. Análisis para épocas secas y húmedas

Existen dos temporadas en el sitio durante un año calendario; una es la estación seca, que va de Noviembre a Abril, y la otra es la estación húmeda, que va de Mayo a Octubre. Este comportamiento puede tener efectos reconocibles en los parámetros atmosféricos bajo estudio. Por lo tanto, hemos decidido analizar cada una de las variables atmosféricas elegidas dividiéndolas en estaciones húmedas (histograma verde claro) y secas (histograma magenta).

3.6.2.1. Presión

Como se muestra en la Figura 3.18, el comportamiento de la distribución de la presión en ambas épocas es de tipo gaussiano. Sus dispersiones alcanzan el 0.15 % y el 0.14 % respectivamente. Ello indica que la presión en la cima de Sierra Negra es muy regular, de acuerdo a los registros del barómetro del TNS-SN.

En la Figura 3.19, se muestra que el comportamiento de la distribución de la presión en ambas estaciones tiene un carácter gaussiano. Su dispersión alcanza el 0.12 % del valor promedio para temporadas secas y el 0.11 % para temporadas húmedas. Con base en los histogramas, que se

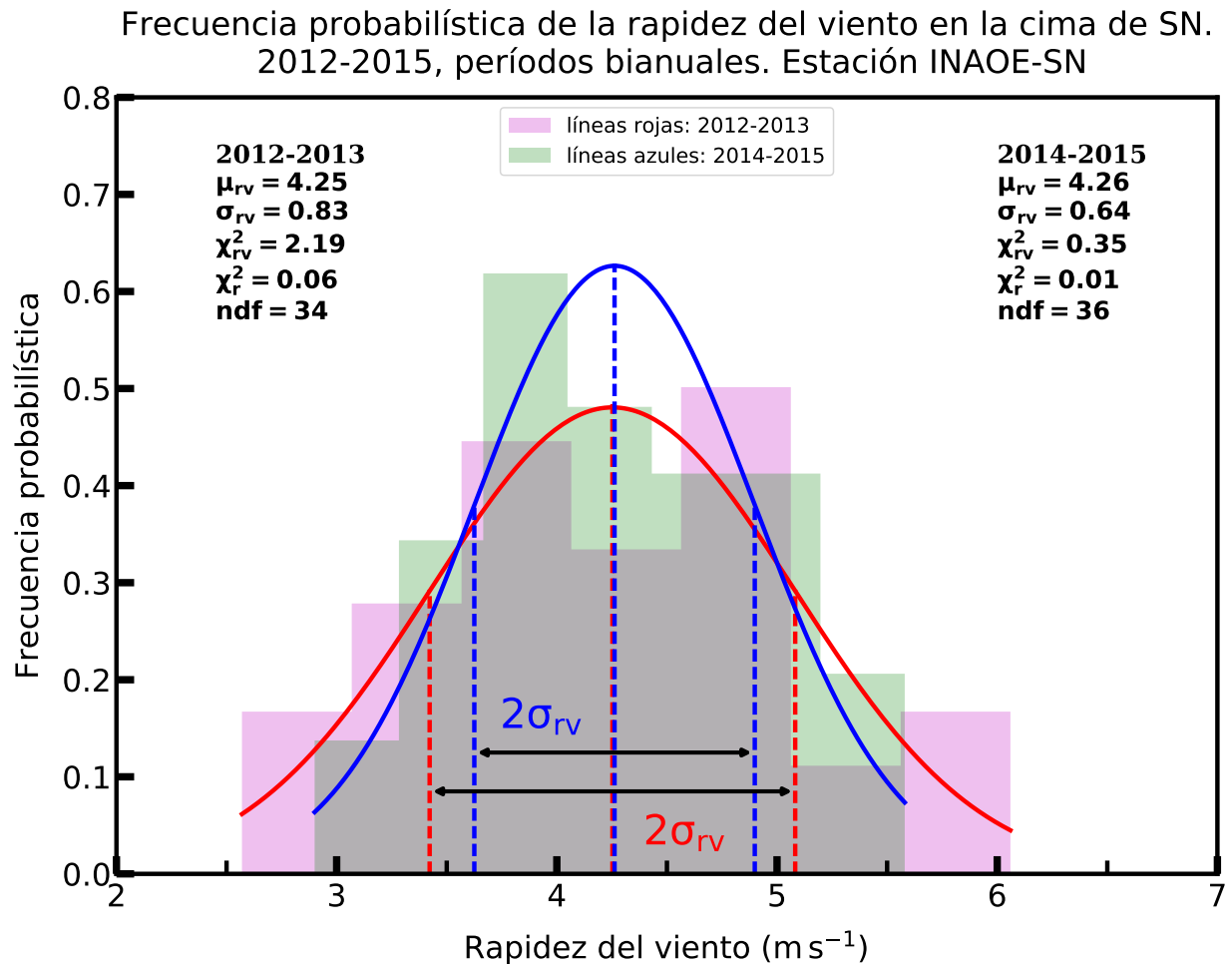


Figura 3.16. Histogramas de la rapidez del viento registrados por la estación INAOE-SN durante los períodos bianuales. Se muestran los valores más confiables en el rango $2\sigma_{rv}$ correspondiente, de lo que se deduce que el comportamiento de la rapidez del viento, de acuerdo con los registros de la estación INAOE-SN, es regular. La desviación estándar para el período 2012-2013 es mayor en 29.7% que la desviación estándar para el período 2014-2015.

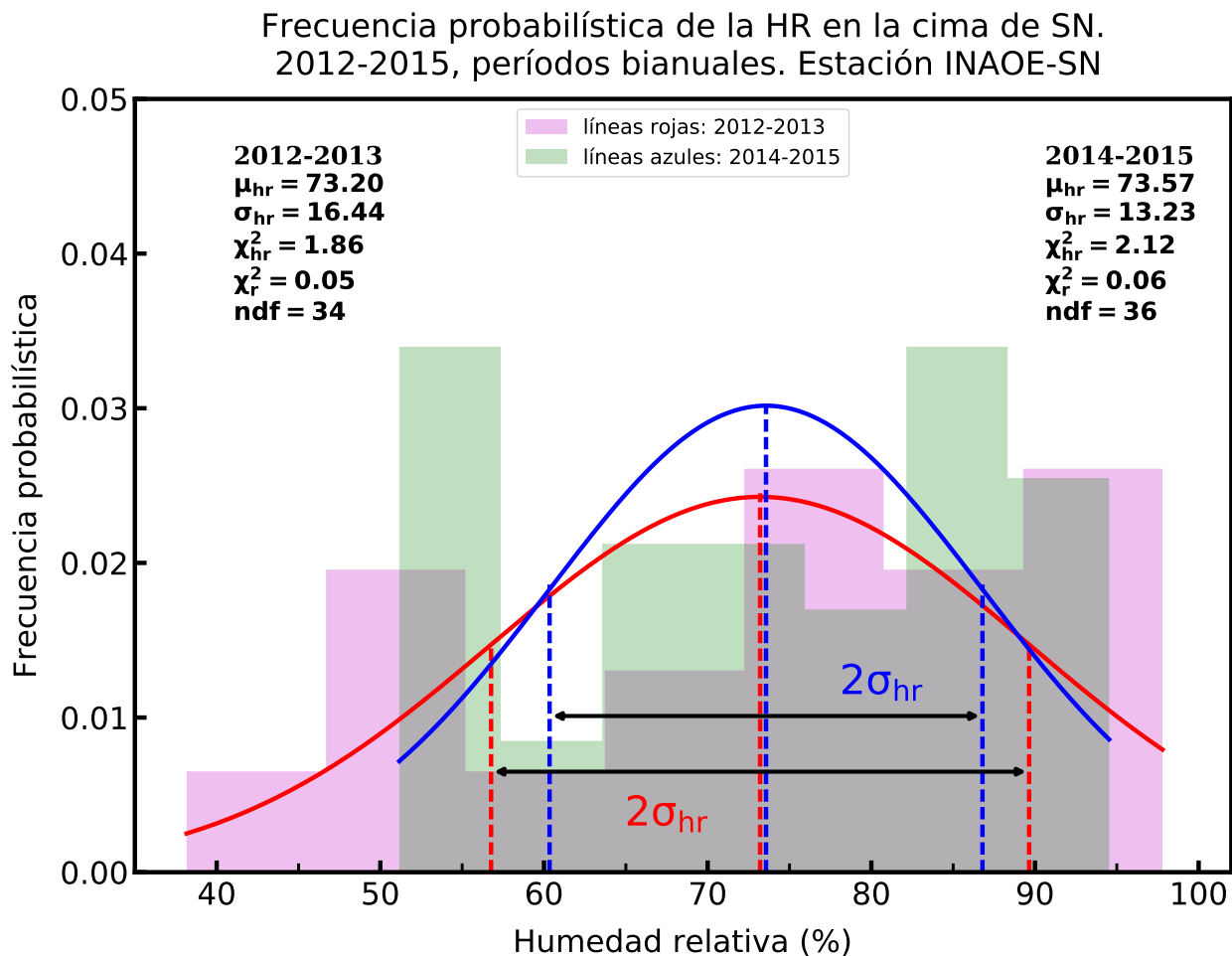


Figura 3.17. Histogramas de la humedad relativa para los períodos bianuales seleccionados. Se muestran los valores más confiables (i.e., en el rango correspondiente a $2\sigma_{hr}$; el comportamiento de la humedad relativa es regular. La desviación estándar para el período 2012-2013 es mayor en el 29.7% que la desviación estándar para el período 2014-2015. Datos de la estación INAOE.

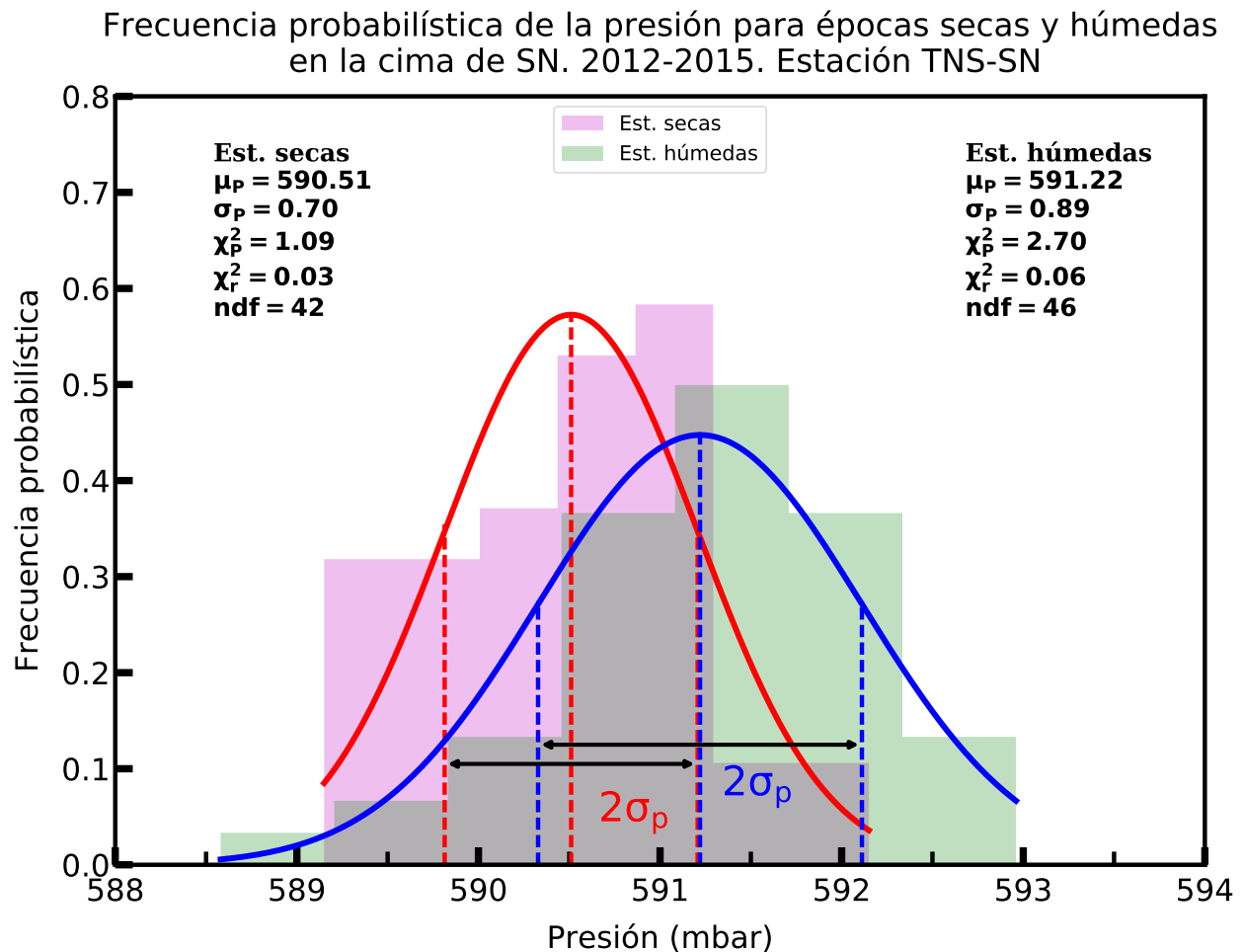


Figura 3.18. Histogramas de la presión registrada por el TNS-SN para las estaciones seca y húmeda, junto con sus ajustes de las distribuciones gaussianas correspondientes. Se muestran los valores $2\sigma_p$ para cada distribución. Las distribuciones son estrechas, mostrando un comportamiento regular para la presión. Los picos promedio están separados por casi 1 mbar. Esto se puede ver en la similitud de sus valores medios y sus desviaciones estándar.

muestran en las Figuras 3.13, 3.14, 3.18 y 3.19, se puede apreciar que el comportamiento de la presión en la parte superior del volcán Sierra Negra es muy regular, los valores promedio y las dispersiones son predecibles, ya que su dispersión no alcanza el 1% de su valor medio. En este caso, los promedios pueden considerarse diferentes ya que las distribuciones no se superponen en el rango de un sigma. Esta es una diferencia significativa con las mediciones del barómetro del TNS-SN, donde las distribuciones son más amplias, aunque los promedios son prácticamente idénticos a los del barómetro de la estación del INAOE-SN.

3.6.2.2. Temperatura

En la Figura 3.20, el comportamiento de la distribución de temperatura en ambas épocas es de tipo gaussiano, aunque es notable que el espectro de valores para las estaciones húmedas es más estrecho; el ancho de la dispersión para las estaciones secas es 55.4% mayor que para las estaciones secas. Se puede ver en la Figura 3.15 y la Figura 3.20 que el rango de temperaturas para el período 2012-2015 va desde los -1.6°C hasta 4°C .

3.6.2.3. Rapidez del viento

En la Figura 3.21, la distribución de la rapidez del viento en ambas épocas del año está bien ajustada por las curvas gaussianas. Su dispersión alcanza el 16.9% y el 17.2% de los valores promedio para las estaciones húmeda y seca, respectivamente. Las dos distribuciones se superponen en el rango de un sigma, por lo que no pueden considerarse diferentes y, por lo tanto, podemos afirmar que la rapidez del viento es homogénea en las estaciones húmeda y seca.

3.6.2.4. Humedad Relativa

La Figura 3.22 presenta las distribuciones de la humedad relativa para las dos épocas junto con sus ajustes gaussianos, se muestran las líneas $2\sigma_{\text{hr}}$. Se reconoce inmediatamente que la distribución de la estación seca es mucho más amplia que la correspondiente a la estación húmeda, principalmente debido a los días húmedos de la estación seca. Los valores promedio también difieren sustancialmente; en un 22%. Esto se espera ya que este es el parámetro elegido para separar las dos épocas en el análisis realizado, basado en el hecho bien conocido de que hay dos estaciones marcadamente diferentes durante el año en la meseta central mexicana.

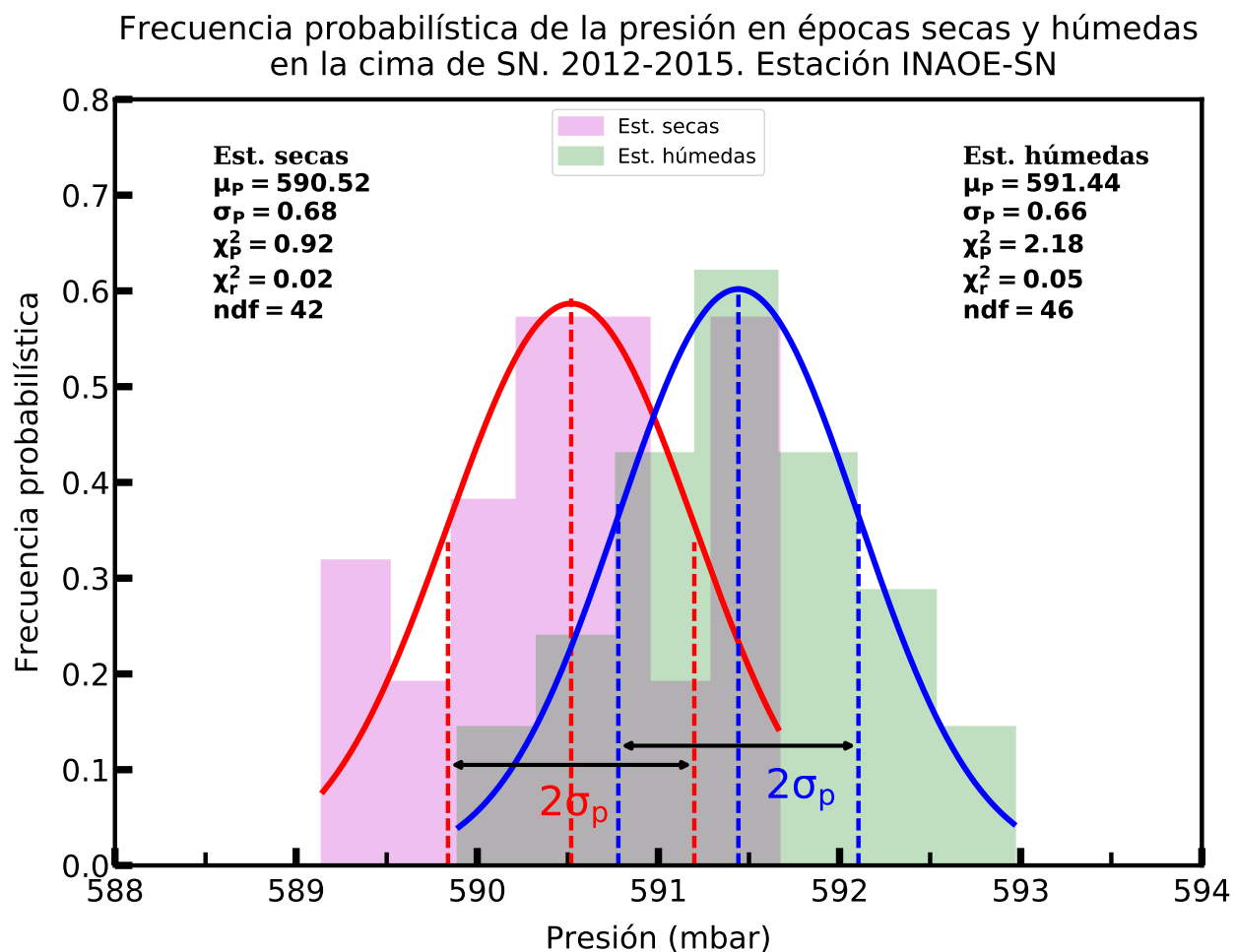


Figura 3.19. Histogramas de la presión registrada por la estación INAOE-SN en el conjunto de temporadas secas y húmedas para el período 2012-2015. Con base en los valores $2\sigma_p$ se deduce que el comportamiento de la presión, según la estación INAOE-SN es muy regular. Esto se puede ver en la similitud de sus valores medios y sus pequeñas desviaciones estándar.

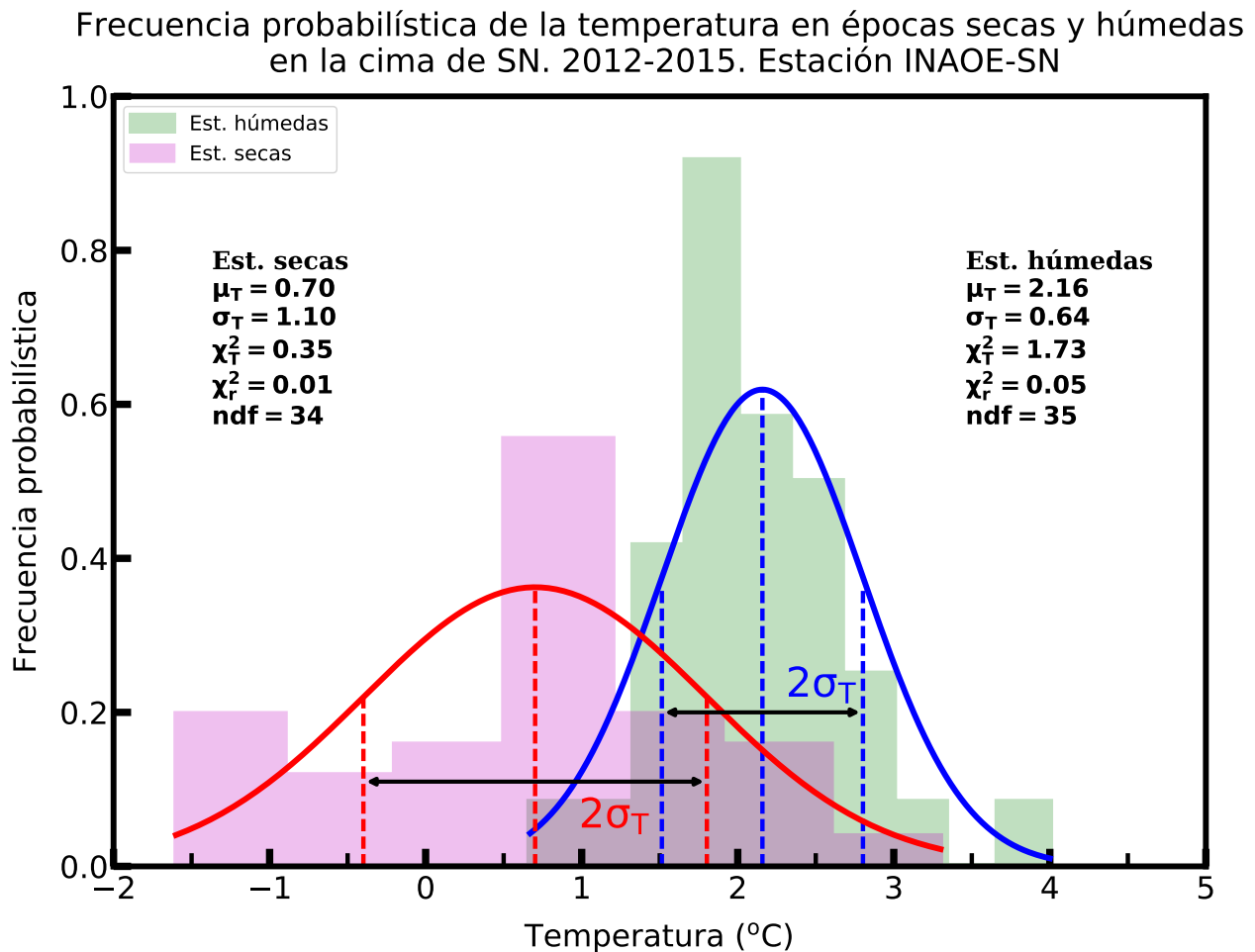


Figura 3.20. Histogramas de la temperatura registrada por la estación INAOE-SN para estaciones secas y húmedas. Se muestran los rangos $2\sigma_T$ de los ajustes gaussianos. Aunque las distribuciones son anchas, no se superponen en el rango de un sigma.

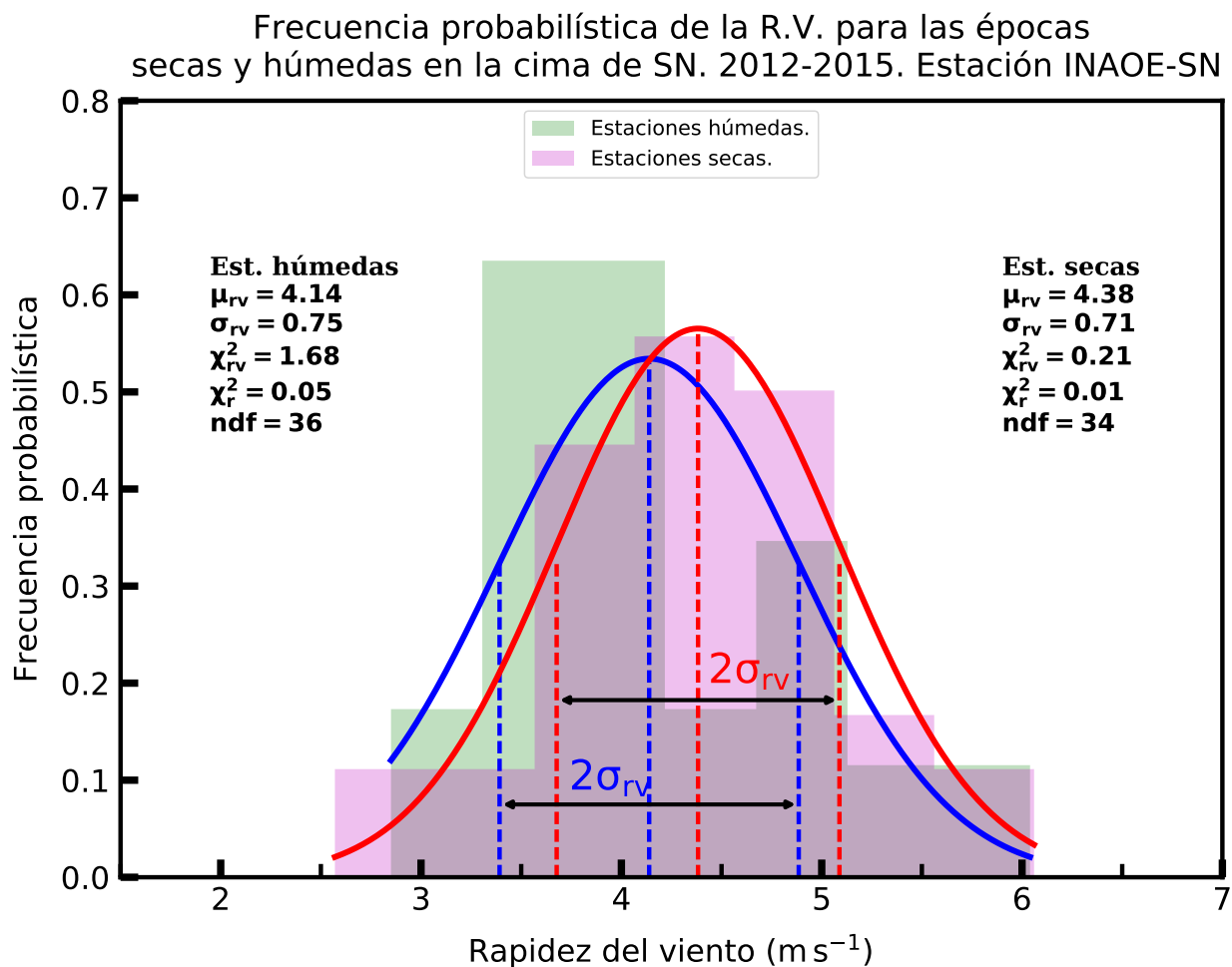


Figura 3.21. Histogramas de la rapidez del viento registrada por la estación INAOE-SN para las temporadas secas y húmedas, de Julio de 2012 a Octubre de 2015. Se muestran los valores más confiables, que corresponden a $2\sigma_{rv}$; de lo cual se deduce que el comportamiento de la rapidez del viento, según la estación INAOE-SN, es regular.

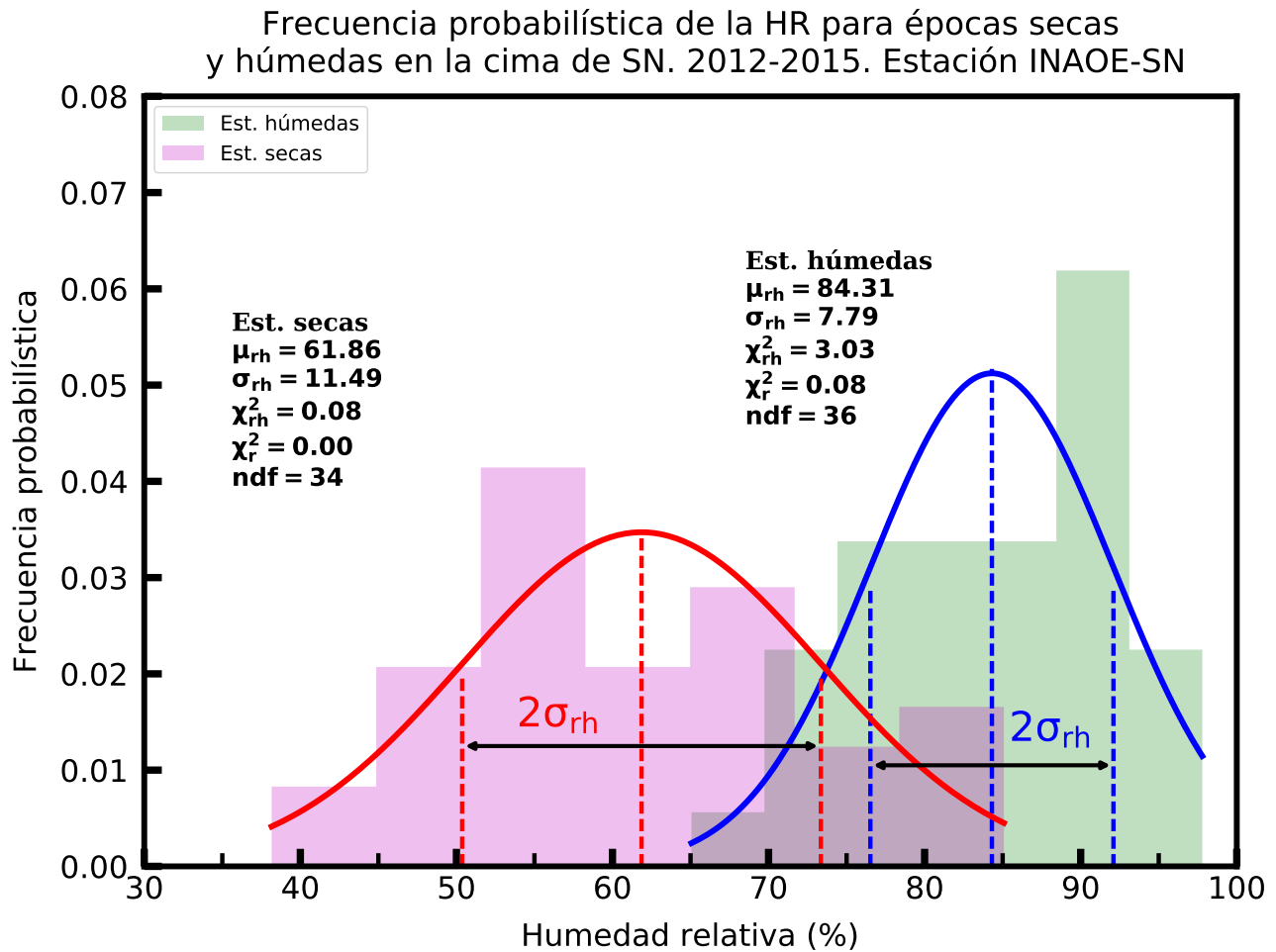


Figura 3.22. Histogramas de la humedad relativa registrada por la estación INAOE-SN para las estaciones secas y húmedas. Se muestran los rangos $2\sigma_{hr}$. El histograma de la estación seca es 65% más ancho que el histograma correspondiente de la estación húmeda.

Tabla 3.4. Valores medios y sus desviaciones estándar para los parámetros atmosféricos por año, épocas, períodos bianuales y para todo el período.

Período	P_{tns} (mbar)	P_{inaoe} (mbar)	Temp. ($^{\circ}\text{C}$)	R.V. (m s^{-1})	HR (%)
2012	590.74 ± 0.99	590.95 ± 0.68	1.88 ± 0.69	4.35 ± 0.79	71.26 ± 18.89
2013	590.64 ± 1.21	590.88 ± 0.76	1.52 ± 1.14	4.21 ± 0.84	74.17 ± 14.97
2014	590.67 ± 1.20	590.79 ± 0.68	1.29 ± 1.39	4.18 ± 0.62	69.90 ± 12.15
2015	590.95 ± 1.12	591.41 ± 0.80	1.36 ± 1.25	4.34 ± 0.64	76.86 ± 13.29
2012-2013	590.71 ± 0.90	590.82 ± 0.76	1.64 ± 1.03	4.25 ± 0.83	73.20 ± 16.44
2014-2015	591.07 ± 0.81	591.20 ± 0.83	1.32 ± 1.32	4.26 ± 0.44	73.57 ± 13.23
Épocas secas	590.51 ± 0.70	590.52 ± 0.68	0.70 ± 1.10	4.38 ± 0.71	61.86 ± 11.49
Épocas húmedas	591.22 ± 0.89	591.44 ± 0.66	2.22 ± 0.72	4.14 ± 0.75	84.31 ± 7.79
En general	590.88 ± 1.09	591.01 ± 0.78	1.48 ± 1.20	4.26 ± 0.74	73.39 ± 14.88

La Tabla 3.4 contiene información resumida de promedios de datos para diferentes períodos de tiempo, utilizados a lo largo del presente estudio.

De la información que se muestra en la Tabla 3.4, notamos que las presiones promedio registradas tanto en la estación TNS-SN como en los barómetros de la estación INAOE-SN son equivalentes independientemente del intervalo de estudio. Además, se muestra que el comportamiento de las velocidades del viento es uniforme, independientemente del tiempo analizado. En el caso de la HR, las diferencias son notables para los valores estacionales.

3.6.3. Histogramas acumulativos

3.6.3.1. Presión atmosférica

De los valores de presión detallados en la Tabla 3.4, registrados por las estaciones TNS-SN e INAOE-SN en la cima de Sierra Negra, se observa que estos son muy estables a lo largo del período analizado. Los promedios y la dispersión de los datos son muy similares, mostrando valores entre 589.79 y 591.97 mbar para el conjunto de datos TNS-SN y 590.23 y 591.79 mbar en el caso del conjunto de datos de la estación INAOE-SN.

En la Figura 3.23 presentamos las distribuciones de frecuencia acumuladas de la presión en la parte superior de Sierra Negra según lo registrado por el barómetro TNS-SN. Las estaciones húmedas y secas, y todo el conjunto de datos convergen a los mismos valores en los extremos

inferior y superior de las curvas. Los valores más probables de la presión para las dos tipos de temporadas difieren ligeramente, pero podrían considerarse equivalentes si se tienen en cuenta las incertidumbres. Aunando estos resultados a los de Carrasco et al. (2009) notamos que la presión en la cima de Sierra Negra ha tenido un comportamiento estable durante los últimos tres lustros (2000-2015).

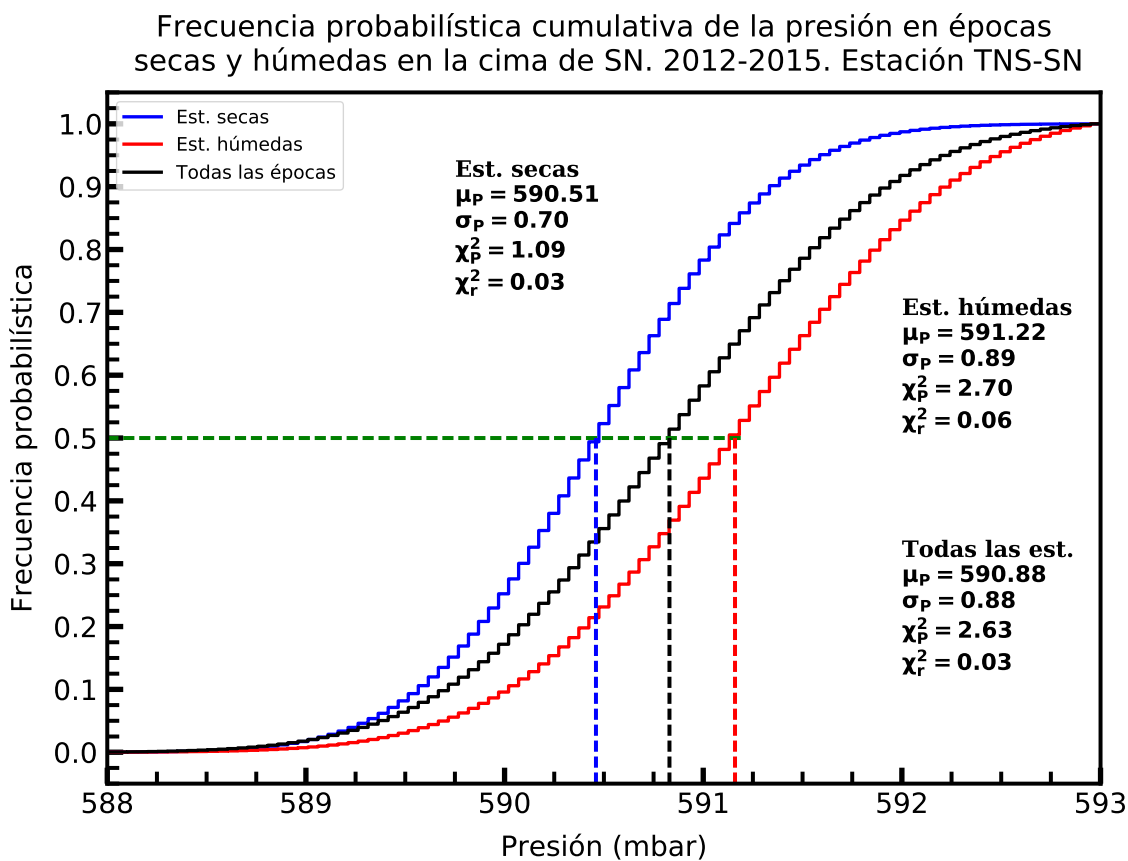


Figura 3.23. La distribución de la presión en tres curvas: para todo el conjunto de datos en color negro, para temporadas húmedas en rojo y para temporadas secas en azul, con valores más probables de presión de 590.86, 591.16 y 590.46 mbar respectivamente.

3.6.3.2. Temperatura

Las distribuciones de frecuencias probabilísticas acumuladas para los registros de temperatura en la estación INAOE-SN se presentan en las Figuras 3.24 y 3.25. Los datos se separaron en

temporadas húmedas y secas, en conjuntos de datos nocturnos y diurnos; en ambos casos, las estimaciones también se realizaron para todo el conjunto de datos. En la Figura 3.24 también se observa una distribución más amplia para las estaciones secas, muy probablemente debido a la alta capacidad calórica del agua, que es más abundante en la atmósfera en las estaciones húmedas. Los valores medios también son significativamente diferentes para las dos estaciones.

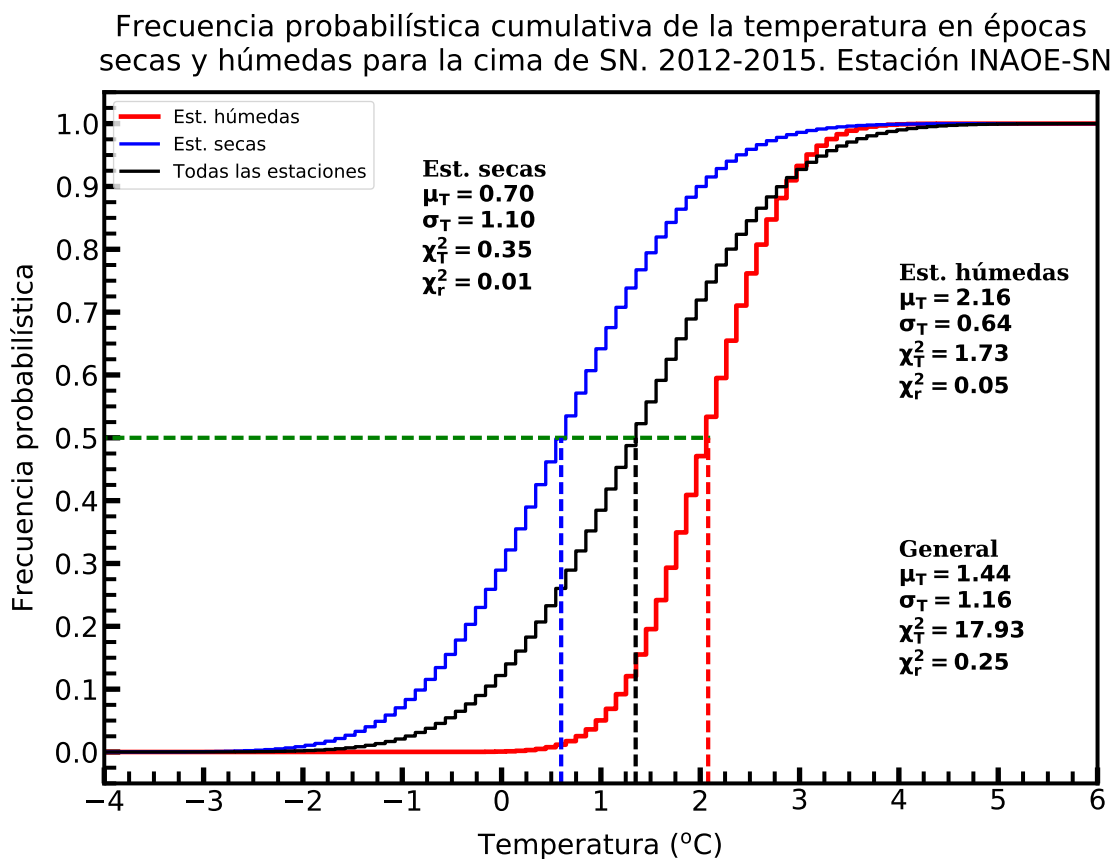


Figura 3.24. La distribución de la temperatura se establece en tres curvas: para todo el conjunto de datos en color negro, para las estaciones húmedas en rojo y para las estaciones secas en azul, con valores de temperaturas más probables de 1.35°C, 2.08°C y 0.60°C respectivamente.

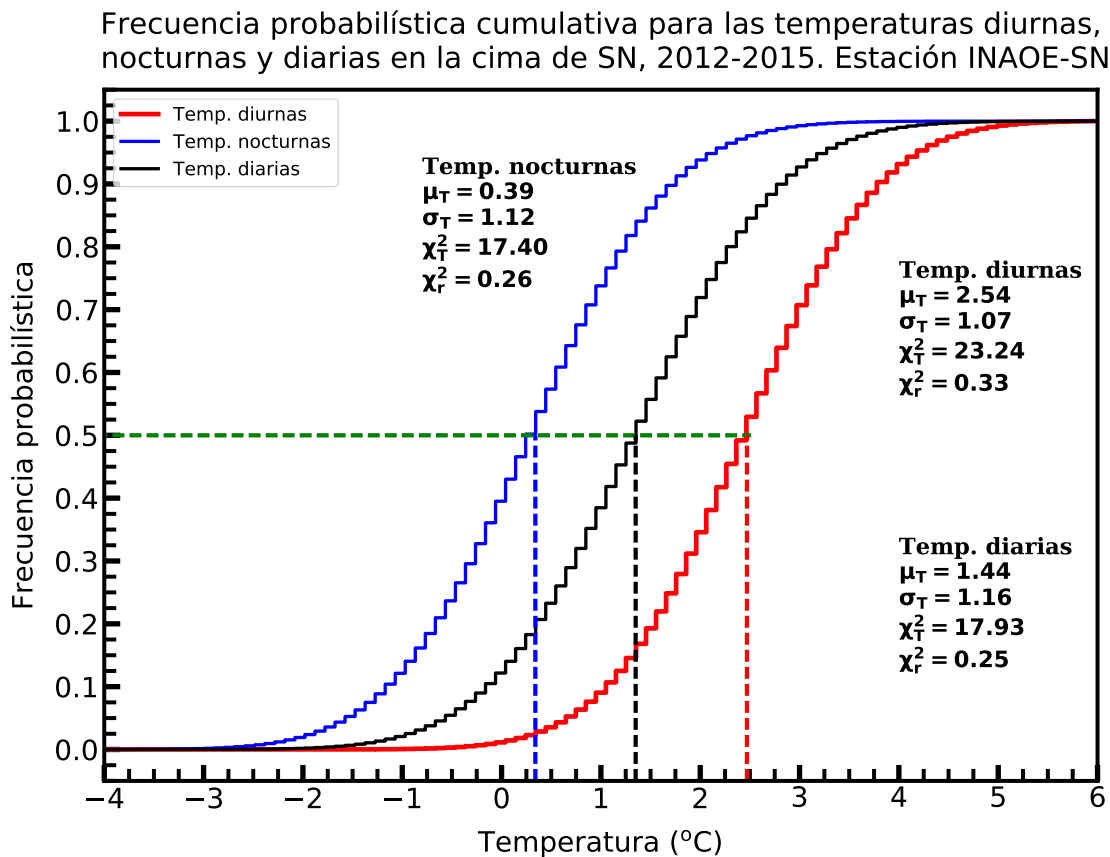


Figura 3.25. La distribución de temperatura se establece en tres curvas: para todo el conjunto de datos en color negro, para los valores diurnos en rojo y para los valores nocturnos en azul, con temperaturas medias de 1.35°C, 2.47°C y 0.35°C respectivamente.

Observando las Figuras 3.15, 3.20, 3.24 y 3.25, se puede determinar que el rango de temperaturas para el período 2012-2015 va de -1.6°C a $+4^{\circ}\text{C}$. La Figura 7 en los recuadros de la izquierda en Carrasco et al. (2009), muestra un intervalo de temperaturas de -4°C a $+6^{\circ}\text{C}$. Es importante señalar que estos resultados sugieren una reducción del intervalo de temperatura durante 2012-2015 con respecto a 2000-2008; el extremo inferior aumenta en 2.4°C y el extremo superior disminuye en 2°C . Esta es una reducción significativa ya que tenemos un intervalo de 4.4°C en el último período en comparación con 10°C en el primero. Comparando valores más probables en el artículo de Carrasco et al. (2009) con los de las Figuras 3.24 y 3.25, las medianas en el conjunto de datos nocturnos permanecen iguales y en los conjuntos de datos diurnos, secos, húmedos y enteros,

experimentaron un aumento de 0.35°C, 0.26°C, 0.69°C y 0.28°C respectivamente. Las razones del aumento observado no están claras ya que este es el único parámetro atmosférico que muestra una diferencia significativa entre los períodos 2000-2008 y 2012-2015, creemos que es necesario tener un conjunto de datos más grande para llegar a una conclusión definitiva, ya que esto podría ser una señal del calentamiento global, pero bien podría ser una manifestación de la variación decadal atmosférica (véase i.e., Muller et al., 2013), pues la evidencia paleoclimatológica e histórica muestra que las áreas de montañosas son altamente sensibles a cambios en el clima. Tales tendencias a largo plazo, sin embargo, no son uniformes y presentan una considerable variabilidad espacial y de corto plazo. (Hurrell & Van Loon, 1997, p. 301).

La temperatura y la presión atmosférica concuerdan con el modelo atmosférico estándar (Cavcar, 2000)

$$T(z) = T_o - \theta z \quad P(z) = P_o \left(1 - \frac{\theta z}{T_o}\right)^\alpha \quad (3.1)$$

con el gradiente de temperatura usual $\theta = -\frac{dT}{dz} = 6.5 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ y $\alpha = \mu m_{\text{HG}}/k\theta \approx 5.256$, donde m_{H} - unidad de masa atómica, g - aceleración de la gravedad, k - constante de Boltzmann, $P_o = 1013.25 \text{ mbar}$ y $\mu = 28.96$ - masa atómica del aire.

Para una base de temperaturas cálidas se toma $T_o = 304.15 \text{ K}$, de este modo $T(4600 \text{ m}) \approx 1.1^\circ\text{C}$ y $P(4600 \text{ m}) \approx (1013.25 \text{ mbar})(0.5805) = 588.2 \text{ mbar}$, cerca del valor medido.

Está claro que un modelo de atmósfera cálida estándar parece razonable para validar los valores de presión y temperatura en la cima del volcán Sierra Negra.

3.6.3.3. Rapidez del viento

De los resultados en la Tabla 3.4, se puede observar que los valores de la rapidez del viento han sido muy estables a lo largo del período analizado. Como se puede deducir de la Figura 3.16 (por períodos bianuales) y de la Figura 3.21 (por temporadas), el comportamiento de la rapidez del viento es muy similar para todos los criterios de análisis utilizados en el presente trabajo. Además, de la Figura 3.21 se puede observar que el rango de valores para las estaciones secas es 13% más ancho que el de las estaciones húmedas.

La Figura 3.26 muestra los valores de la mediana para todo el conjunto de datos, los datos de estaciones húmedas y secas son muy similares. En comparación con el histograma equivalente

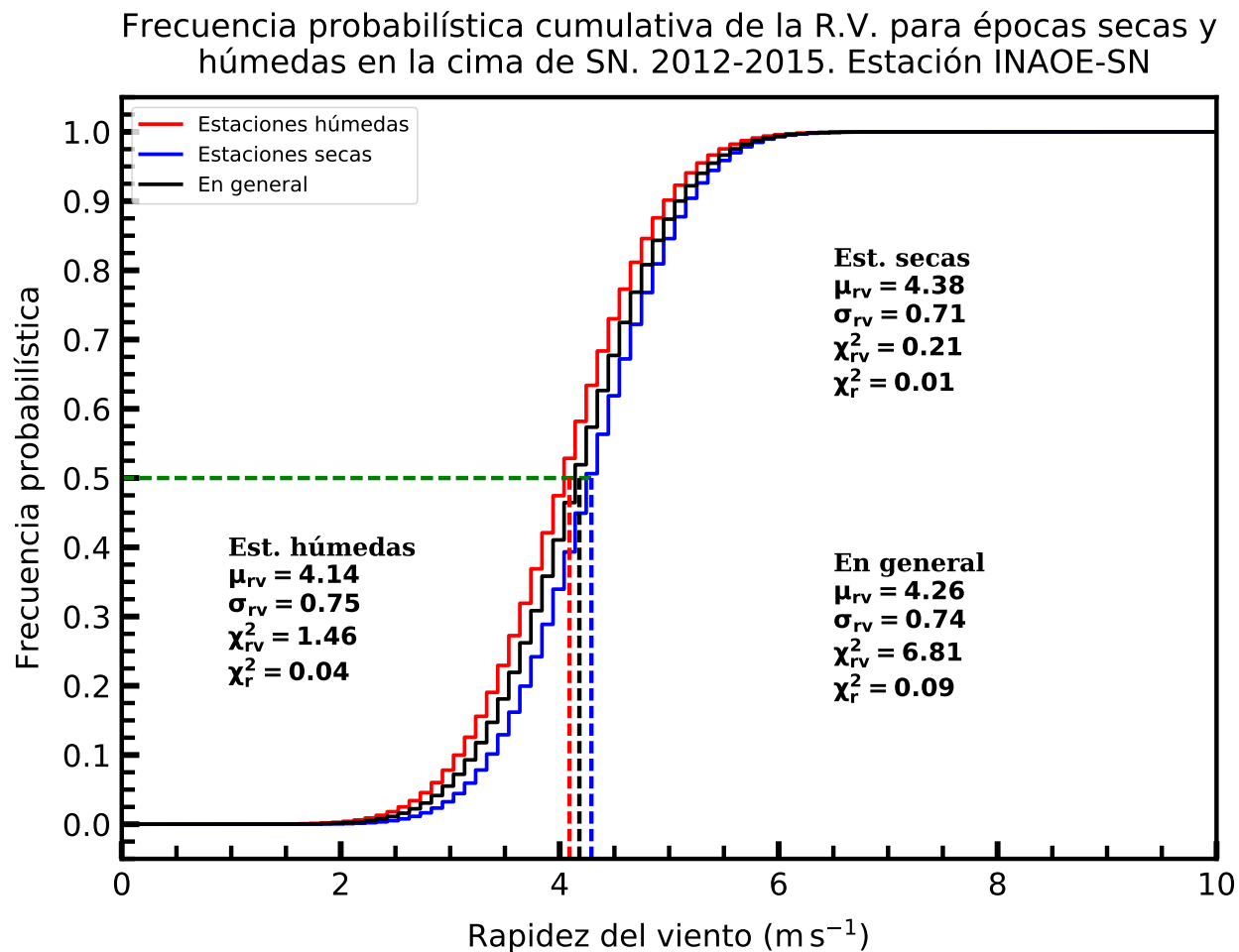


Figura 3.26. La distribución de la rapidez del viento se presenta en tres curvas: para todo el conjunto de datos en color negro, para las estaciones húmedas en color rojo y para las estaciones secas en color azul, con velocidades más probables de 4.18 m s^{-1} , 4.09 m s^{-1} y 4.28 m s^{-1} respectivamente.

presentado en la Figura 10 en Carrasco et al. (2009), los valores medios de rapidez del viento aumentaron en 10.9%, 9.35% y 12.6% respectivamente. El ancho de las distribuciones es muy similar para los conjuntos de datos 2000-2008 y 2012-2015, lo que indica una rapidez del viento muy estable durante el período de 15 años. La muestra analizada en este trabajo es particularmente tranquila, siendo las ráfagas de viento de 2013 los valores de rapidez de viento más altos observados; no superaron los 20 m s^{-1} (ver 3.6).

3.6.3.4. Humedad Relativa

De los resultados en la Tabla 3.4, se puede observar que los valores promedio de la HR son similares para los criterios de análisis de datos completos, anuales y bianuales. Este no es el caso para los conjuntos de datos de temporada, como se esperaba. De las Figuras 3.22 y 3.27, los valores base del histograma de HR para las estaciones secas son 47% más amplios que los valores base del histograma para temporadas húmedas, debido a la presencia de lluvias en algunos días de Enero y Febrero.

Los valores de las medianas para las estaciones húmedas y secas de las distribuciones acumuladas que se muestran en la Figura 3.27 son significativamente diferentes, como se espera intuitivamente, siendo en un 21.9% para los períodos de las estaciones húmedas. Estas medianas difieren a las de los períodos 2000-2008 en 10.92% en las estaciones secas, 0.61% en las estaciones húmedas y en el 4.52% para todo el conjunto de datos. Esto podría ser una indicación de una atmósfera ligeramente más húmeda en Sierra Negra en el tercer lustro del siglo XXI en comparación con los dos primeros.

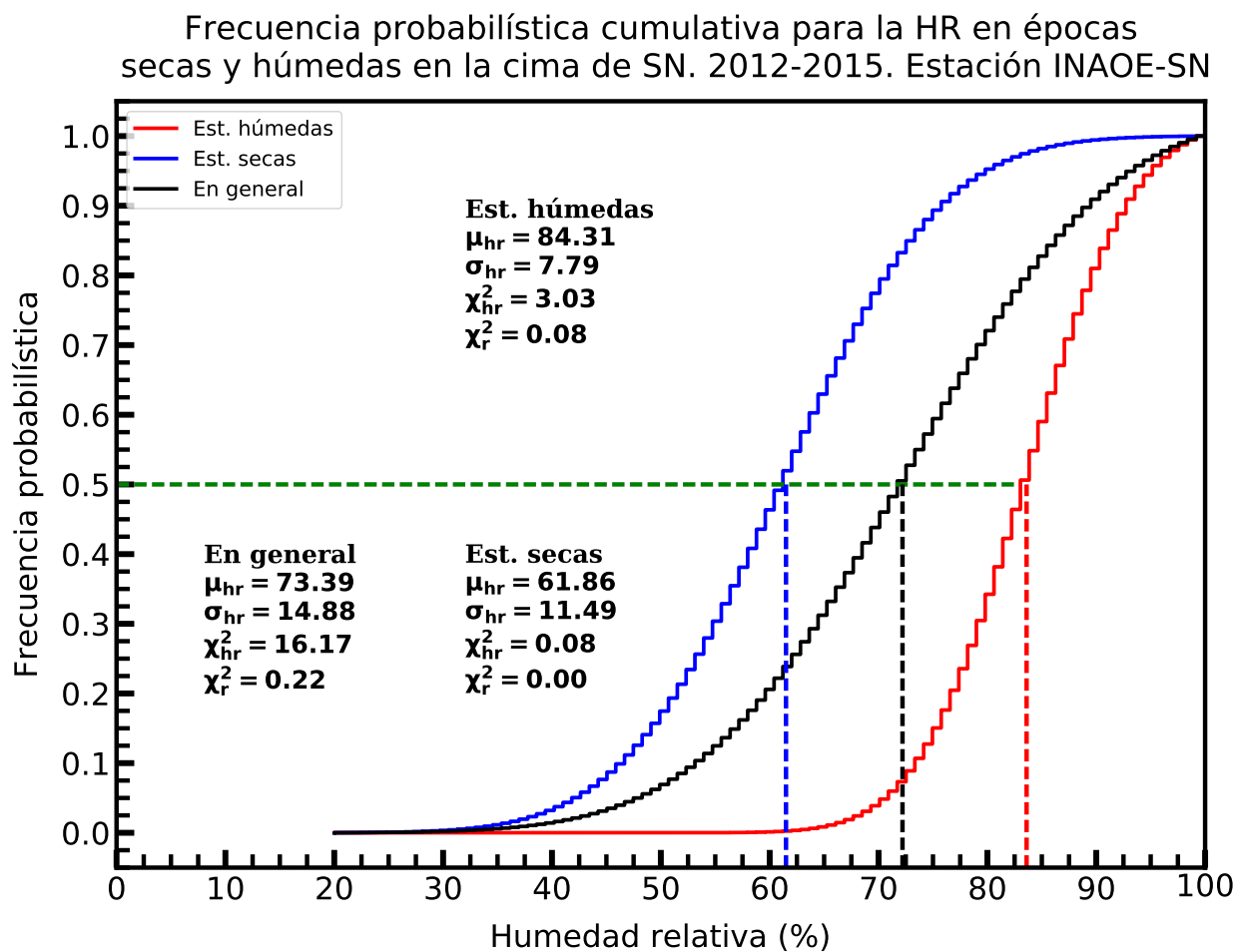


Figura 3.27. La distribución para la HR se establece en tres curvas: para todo el conjunto de datos en color negro, para las temporadas húmedas en rojo y para las temporadas secas en azul, con medianas de 72.2%, 83.6% y 61.7% respectivamente.

Sumario y conclusiones

En este trabajo presentamos un análisis de los datos meteorológicos registrados en la cima del volcán Sierra Negra en el este de México en el período 2012-2015. El estudio se vuelve relevante ya que Sierra Negra es el sitio de varios observatorios astrofísicos. De alguna manera se presenta como una extensión del trabajo de Carrasco et al. (2009), el mismo es importante para la determinación de la evolución de la tendencia a largo plazo de las condiciones climáticas en el sitio.

Una comparación de las mediciones de presión de las dos estaciones de monitoreo utilizadas en el estudio (estaciones TNS-SN e INAOE-SN) separadas por alrededor de 200 m, nos llevan a concluir que la presión es estable en el área cubierta por la meseta en la cima de la montaña y que, para promedios de 15 días o más, los datos de una estación se pueden usar para llenar los registros faltantes de la otra. Esto es válido para cualquier época del año (seca o húmeda) y cualquiera de los períodos bianuales analizados por separado. Para periodos más cortos, la intercambiabilidad de los datos debe realizarse con cuidado ya que la estación TNS-SN tiene una variabilidad ligeramente más amplia. La presión es estable, mostrando un promedio anual de alrededor de 590.75 mbar y una variación diurna de 2.0 mbar. Los valores medios oscilan alrededor de 590.86 mbar. Para el resto de los parámetros, temperatura, velocidad del viento y humedad relativa, solo contábamos con los datos de la estación INAOE-SN.

Las distribuciones de temperatura son estables cuando se analizan en periodos bianuales; sin embargo, cuando los datos son separados en estaciones húmedas y secas, el histograma de temperatura es más estrecho debido a los escasos días lluviosos en las estaciones secas, pero también a la alta capacidad calorífica del agua, más abundante en la atmósfera durante las estaciones lluviosas. El rango de variabilidad de temperatura va de -1.6°C a 4°C , que es más estrecho que el observado durante 2000-2008 (-4°C a 6°C). Las medianas de muestras secas, húmedas, diurnas y de todos los datos experimentaron un aumento de 0.26°C , 0.69°C , 0.35°C y 0.28°C respectivamente, mientras que la mediana para muestras de datos nocturnos permanece en 0.35°C . Estos cambios están dentro del rango de un sigma de cada una de las distribuciones. Las razones que causan este posible desplazamiento a temperaturas más cálidas y una variabilidad más estrecha podrían ser múltiples y es difícil intentar una evaluación estricta de ellas con esta cantidad limitada de datos (15 años).

Las distribuciones de la HR son más amplias en las estaciones secas, principalmente debido a los días lluviosos mencionados en estos períodos. Se observa un aumento del 20% en el valor

más probable de la HR con respecto a lo reportado en Carrasco et al. (2009). Este aumento en la humedad, como se señaló al analizar los cambios de temperatura, podría ser el producto de diversos fenómenos que no pueden analizarse hasta que tengamos un conjunto de datos más largo. La rapidez del viento es el parámetro atmosférico más estable de los analizados en este trabajo, ya que es homogéneo durante el período y no presenta diferencias significativas cuando se separa en conjuntos de estaciones húmedas y secas. Los valores de sus medianas son 4.09 m s^{-1} y 4.28 m s^{-1} para las estaciones húmedas y secas, respectivamente; estos valores no son significativamente diferentes a los informados en Carrasco et al. (2009). Las ráfagas de viento observadas en 2013 no son relevantes para alterar el patrón de tendencia larga de la rapidez del viento, ni proporcionan una presión dinámica que puede aumentar significativamente la presión estática medida. Como hemos visto, las condiciones meteorológicas en la cima de Sierra Negra han sido mayormente estables durante los primeros 15 años del siglo XXI con pequeñas variaciones de temperatura y humedad relativa que podrían estar apuntando a tendencias muy largas o podrían ser manifestaciones de variaciones con periodicidades de décadas.

Referencias capítulo 3

- Abeysekera A. U., et al., 2017, *The Astrophysical Journal*, 843, 40.
- Buetikofer R., 1999, *International Cosmic Ray Conference*, 6, 395
- Carrasco E., Carramiñana A., Avila R., Gutiérrez C., Avilés J., Reyes J., Meza J., Yam O., 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 407.
- Cavcar M., 2000, *The International Standar Atmosphere*, <http://home.anadolu.edu.tr/~mcavcar/common/Standart-Atmosfer.pdf>
- Dorman L. I., 2004, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and the Underground*. Springer Science+Business Media, Netherlands., pp 331–382
- Galindo A., 2013, in *Proceedings, 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*. p. 1227, <http://www.cbpf.br/%7Eicrc2013/papers/icrc2013-1227.pdf>
- Galindo A., et al., 2017, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 861, 28
- González-Méndez L. X., 2010, PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Hurrell J. W., Van Loon H., 1997, *Climatic Change*, 36, 301
- Ibrahim et al., 2017, *Latin American Giant Observatory*, lagoproject.org
- Lockwood J., Calawa A., 1951, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 11, 23
- Muller R., et al., 2013, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 118, 5280.
- SCOTT D. W., 1979, *Biometrika*, 66, 605
- Sasai Y., et al., 2014, *Earth, Planets and Space*, 66.
- Valdés-Galicia J. F., et al., 2004, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 535, 656.
-

CAPÍTULO 4

CORRECCIONES ATMOSFÉRICAS DE LOS FLUJOS DE CR DETECTADOS POR EL TNS-SN EN MÉXICO

4.1. Rayos cósmicos primarios

Los rayos cósmicos galácticos (GCR) ocupan un enorme rango de energías, cubriendo 15 órdenes de magnitud ($10^6 - 10^{21}$ eV). (p. 96 [Miroshnichenko, 2011](#))

Estas partículas de alta energía que llegan desde el espacio exterior, en términos de abundancia cósmica, son principalmente protones (90 % - núcleos de hidrógeno); también están conformados por núcleos de helio (9 %) y núcleos más pesados (1 %). Los rayos cósmicos primarios se ven influenciados por campos magnéticos como el galáctico, el interplanetario, y el geomagnético.

4.1.1. Espectro energético

Para energías aproximadas a 1×10^9 eV por nucleón y menores, el espectro diferencial de energía varía con el ciclo solar, esto es, el flujo de partículas de baja energía decrece durante periodos de alta actividad solar y es máximo durante la fase de baja actividad solar. Este fenómeno es conocido como modulación solar. La actividad solar genera grandes perturbaciones en el campo magnético interplanetario que modula la propagación de partículas con energía menor a 1×10^9 eV hacia la Tierra. Cabe señalar que la propagación (y probablemente también aceleración) a través

de campos magnéticos cósmicos depende de su rigidez magnética R , que se expresa como

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (\text{véase apéndice C}) \quad (4.1)$$

Segundo, para energías mayores a 1×10^{10} eV por nucleón, el espectro diferencial de energía de varias especies de rayos cósmicos presenta una fuerte atenuación y puede ser bien representado por una distribución de ley de potencias. Convencionalmente lo podemos expresar de la siguiente forma:

$$N(E)dE = KE^{-x}dE \quad (4.2)$$

Donde E representa la energía cinética por nucleón y x el exponente. En general, el flujo de radiación cósmica cuya energía es del orden de 10^9 eV o menor es modulado por la actividad solar; y para energías mayores, el flujo decrece conforme aumenta la energía.

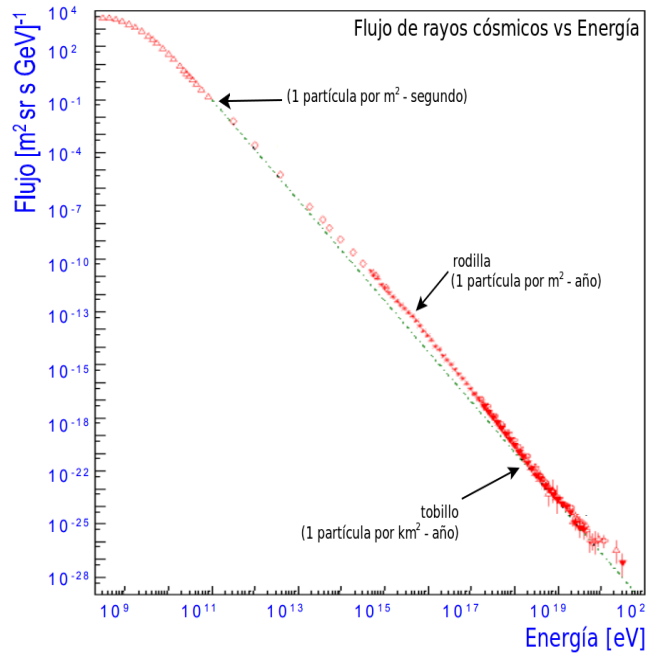


Figura 4.1. Los flujos de energías que llegan a la Tierra presentan valores de $10^9 - 10^{21}$ eV ¹.

¹Imagen adaptada a partir de <http://apcauger.in2p3.fr/Public/Presentation>.

4.1.2. Modulación solar de los rayos cósmicos

La heliósfera es la región del espacio dominada por el viento solar, ésta se extiende aproximadamente a 120 UA del Sol, su frontera es llamada heliopausa, la cual está más allá del choque terminal, región donde interactúa el campo magnético heliosférico arrastrado por el viento solar con el medio interestelar. El viento solar presenta diferencias latitudinales, longitudinales y variabilidad temporal ya que está sujeto a variaciones acopladas con la actividad solar (Grieder, 2001). La modulación solar son las variaciones que presenta la intensidad de la radiación cósmica influenciada por las perturbaciones del campo magnético interplanetario. Los rayos cósmicos primarios que llegan a la Tierra y consecuentemente los rayos cósmicos secundarios producidos en la atmósfera terrestre, están sujetos a estas variaciones periódicas.

4.1.3. Variación diurna

Esta variación se debe al transporte de los rayos cósmicos por el campo magnético interplanetario y fundamentalmente es consecuencia del balance entre el flujo difusivo y convectivo (Grieder, 2001). El flujo difusivo se presenta cuando los rayos cósmicos que se propagan en la heliósfera son atrapados por las líneas del campo magnético interplanetario, y el flujo convectivo se da debido a que las líneas del campo magnético interplanetario (que guían a los rayos cósmicos) son arrastradas hacia afuera de la heliósfera, por la expansión del viento solar, lo que resulta en una propagación o arrastre de los rayos cósmicos hacia afuera de la heliósfera. El diagrama de la variación diurna de los rayos cósmicos se presenta en la Figura 4.2.

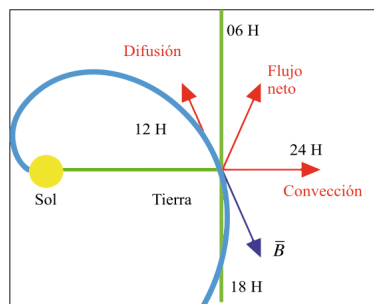


Figura 4.2. Se muestra la variación diurna de los CR como consecuencia de los procesos de los flujos convectivo y difusivo.

4.1.4. Variación de 11 y 22 años

La variación de 11 años es debida al ciclo de actividad solar, y la de 22 años se debe al ciclo solar magnético. Un parámetro para medir indirectamente la actividad solar es el número de manchas solares que tiene el Sol en su superficie y este parámetro presenta una anticorrelación con la intensidad de rayos cósmicos, esto es, durante máximos de actividad solar que se relaciona con máximos de manchas solares, la intensidad de rayos cósmicos presenta mínimos, y viceversa, durante períodos de Sol quieto cuando hay pocas manchas solares, la intensidad de rayos cósmicos es máxima. Los efectos de la modulación solar decrecen conforme las partículas poseen mayor energía.

4.2. Interacción de los RC primarios y la atmósfera

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera, todo lo que sucede resulta de las colisiones de un protón con las partículas del aire. Dichas colisiones pueden ser de dos tipos: con la estructura electrónica del átomo, o con el núcleo. Puesto que el núcleo es tan pequeño, la colisión con este es menos común, pero involucra cambios de energía muy grandes y estos cambios son los que determinan toda la formación de rayos cósmicos secundarios.

Cuando tiene lugar el choque del protón con el núcleo de una molécula de aire, se producen chubascos de un gran número de partículas secundarias, principalmente piones. Los piones cargados rápidamente pueden decaer, emitiendo partículas llamadas muones.

Las partículas secundarias se absorben con mayor facilidad cuanto mayor sea el aumento de la densidad de la atmósfera, algunos de ellos logran llegar a la superficie de la Tierra, y los más energéticos (por ejemplo, los muones) puede penetrar profundidades significativas de la corteza terrestre (de hasta varios kilómetros).

Cuando un rayo cósmico primario choca directamente con el núcleo de un átomo atmosférico, dependiendo de la energía de la partícula primaria, el tamaño del núcleo, etc., puede ocurrir una variedad de procesos; éstos pueden dividirse en procesos de absorción y de dispersión. En los procesos de dispersión elástica la cantidad de movimiento y la energía cinética total se conservan. En los de dispersión inelástica, por su parte, una fracción de la energía del rayo cósmico incidente es absorbida por el núcleo, quedando este último excitado. Esta energía es posteriormente emitida

en forma de rayos γ , partículas α etc., lo que se conoce como proceso de evaporación.

Debido a la energía tan grande de la partícula incidente, la mayor parte de las partículas secundarias que se producen se propagan en la misma dirección que traía la primaria.

Existen tres posibles escenarios (Figura 4.3) por medio de los cuales la partícula primaria cede su energía a través de la atmósfera hasta el nivel del mar o aún más abajo:

- la componente nucleónica:

las interacciones nucleares entre partículas primarias y núcleos atmosféricos, producen nucleones (que en su mayoría son hadrones), si estos cuentan con la energía suficiente, experimentan nuevas interacciones nucleares y así producen nuevos nucleones este proceso se puede repetir mientras los nucleones producidos tengan una energía mayor a 1 GeV, y son estos nucleones producidos los que generan la componente nucleónica del chubasco (Longair (2011)).

- la componente muónica:

el resultado de las interacciones nucleares entre una partícula primaria y un núcleo atmosférico son los piones cargados (π^+ y π^-) que también son inestables y poseen una vida media de 2.6×10^{-8} s y un camino libre medio de interacción de $\approx 120 \text{ g cm}^{-2}$. Ellos decaen según los procesos ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu^\mu$) y ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$) generando muones y neutrinos que fácilmente penetran en la atmósfera. Los muones poseen una vida media de 2.2×10^{-6} s, y son los que mayormente sobreviven hasta el nivel del mar. También contribuyen a la componente electromagnética ya que algunos muones decaen y producen electrones y neutrinos mediante los procesos ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu$) y ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu$).

- la componente electromagnética:

la interacción nuclear entre una partícula primaria y un núcleo atmosférico produce hadrones, en particular piones neutros inestables (π^0), los cuales poseen una vida media de 8.4×10^{-17} s, y decaen en dos cuantos γ ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$); los cuales posteriormente pueden producir pares electrón-positrón que subsecuentemente experimentan bremsstrahlung, generando nuevamente cuantos γ y sucesivamente producirán pares electrón-positrón hasta que la energía de los fotones no exceda 1.02 MeV.

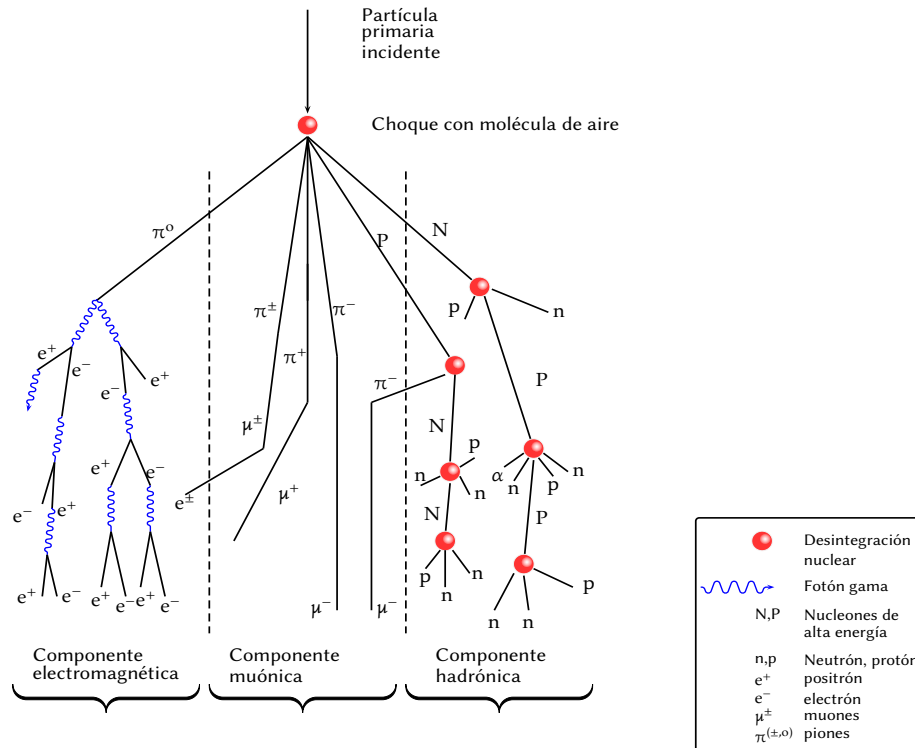


Figura 4.3. Esquema básico de un chubasco, causado por los rayos cósmicos energéticos en la atmósfera. De izquierda a derecha se denotan, respectivamente las componentes electromagnética (suave), muónica y hadrónica de la cascada. Los símbolos 'p' y 'n' representan protones y neutrones.

Dependiendo de la energía que trae la partícula primaria, predomina uno de esos tres mecanismos de conversión de la energía primaria en una componente secundaria. Los neutrones y protones, producto de la desintegración de átomos atmosféricos por partículas primarias de baja energía, son los que dan lugar a la componente nucleónica. Sin embargo, estos nucleones tienen suficiente energía para actuar como si fuesen partículas primarias e interactuar con nuevos átomos atmosféricos, dando lugar, así, a lo que se conoce como chubasco o cascada. Al llegar a las capas bajas de la atmósfera, el flujo de esta componente decrece rápidamente con la profundidad atmosférica y constituye tan solo un pequeño porcentaje del flujo total de partículas cerca del nivel del mar.

A mayores energías de la partícula primaria, las interacciones nucleares son no elásticas, la energía total de la partícula primaria no es igual a la de los nucleones producidos en la desintegración nuclear. Parte de esa energía se ha ido en la creación de un nuevo tipo de partículas y en proveerles la energía cinética con la cual se alejan del punto donde ocurrió la interacción. Son estas nuevas partículas, los piones (π) y en lo que se convierten, lo que determina casi toda la radiación cósmica secundaria que observamos al nivel del mar. Los piones son inestables: de ahí que tengan que decaer, en uno o varios pasos, en algún tipo de partícula estable. Los piones, en particular, existen en tres diferentes estados de carga: carga eléctrica positiva, negativa o neutra. Mientras que los cargados decaen en muones (μ) de la misma carga, los neutros decaen en rayos γ .

Los muones (μ), producto del decaimiento de los piones cargados, son también inestables, pero gracias a la transformación de Lorentz su vida media ($\approx 2 \times 10^{-6}$ s) es lo suficientemente larga como para que algunos de ellos sobrevivan hasta la superficie. De hecho, los muones son el tipo más abundante de partículas de la radiación cósmica secundaria al nivel del mar.

La componente electromagnética está formada fundamentalmente por electrones y positrones resultantes de la producción de pares, del decaimiento de los μ^\pm , procesos de ionización y de las cascadas fotón-electrón. Los positrones resultantes de la producción de pares y del decaimiento de μ^+ tienden a desaparecer en la atmósfera a través de procesos de aniquilamiento con electrones de los átomos del aire. Los electrones producto del decaimiento de los muones pueden ser lo suficientemente energéticos como para iniciar un chubasco.

Algunos piones pueden ser producidos en interacciones nucleares de los nucleones secundarios más energéticos. Más aún, algunos muones, aunque son partículas que interaccionan débilmente, en ocasiones pueden producir nucleones.

Del tipo de producción de partículas y de los procesos de decaimiento podemos ver que la composición de la radiación cósmica secundaria varía con la profundidad atmosférica. El contenido de neutrones de la componente nucleónica es especialmente variable, en parte debido al decaimiento de neutrones y en parte a reacciones nucleares.

4.2.1. Efecto de la altura sobre el flujo de partículas nucleónicas

La Figura 4.4 muestra los flujos verticales de los principales componentes de rayos cósmicos en la atmósfera para la región energética donde las partículas son más numerosas (excepto electrones,

que son más numerosos cerca de su energía crítica, que es de aproximadamente 81 MeV en el aire). A excepción de los protones y electrones, cerca de la parte superior de la atmósfera todas las partículas son producidas gracias a las interacciones de los rayos cósmicos primarios en el aire. Los muones y los neutrinos son productos de la descomposición de piones cargados, mientras que los electrones y fotones se originan por el decaimiento de los piones neutros.

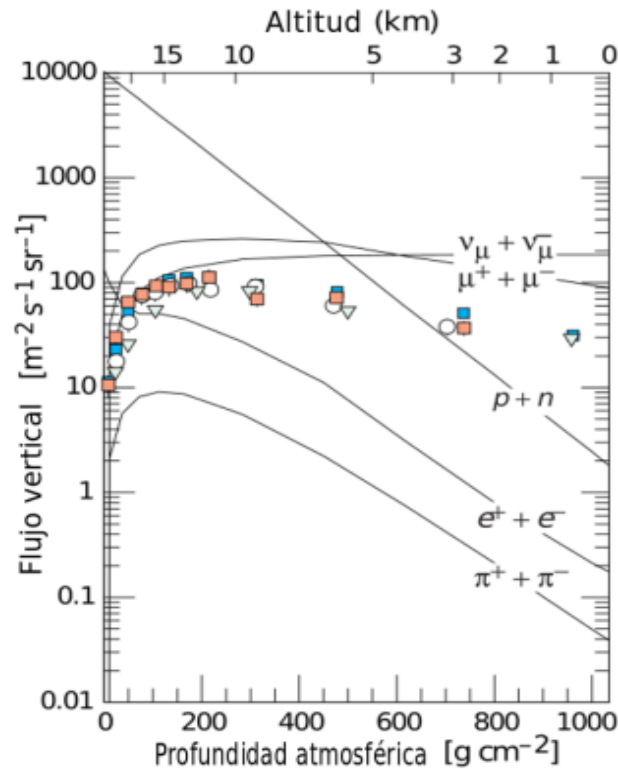


Figura 4.4. Flujos verticales de rayos cósmicos en la atmósfera con $E > 1$ GeV. Las marcas muestran mediciones de muones negativos (Bellotti et al., 1996, 1999; Coutu et al., 1999).

Los flujos verticales que se muestran en la Fig. 4.4 fueron calculados utilizando

$$I_N(E) \approx 1.8 \times 10^4 E^{-x} \text{ nucleones m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1} \quad (4.3)$$

la cual es una expresión para la intensidad de los nucleones primarios en el rango energético desde algunos GeV hasta algo más allá de los 100 TeV. En ella, E es la energía por nucleón en GeV,

$x = 2.7$ - es el índice espectral diferencial del flujo de rayos cósmicos.

4.3. Origen de los decrecimientos Forbush

Los rayos cósmicos primarios al colisionar con las partículas de aire generan chubascos de nuevas partículas que son absorbidos y atenuados a medida que viajan más profundamente en la atmósfera. Por lo tanto, los detectores de montaña son relevantes para registrar altos flujos de rayos cósmicos.

Los Decrecimientos Forbush (FDs - acrónimo en inglés) son quizás el fenómeno más impresionante de los rayos cósmicos galácticos (GCR, acrónimo en inglés) causados por la actividad solar. La intensidad de los rayos cósmicos puede tener una disminución drástica (hasta 20%) en pocas horas, la recuperación es lenta, con una duración típica de siete a diez días. Es una de las manifestaciones extremas de la modulación transitoria de los GCR, por lo que es un interesante tema de estudio para dilucidar los mecanismos de la actividad solar con una influencia reconocible en el medio interplanetario. Los FDs generalmente se correlacionan con regiones corrotantes de interacción (CIRs, acrónimo en inglés), choques interplanetarios o eyecciones de masa coronal interplanetarias (ICME, acrónimo en inglés) originadas en el Sol (p.ej. [Subramanian, 2009](#); [Richardson & Cane, 2011](#); [Musalém, 2015](#)).

En la mayoría de estos casos, un plasma rápido, mucho más que el viento solar normal ($300 - 800 \text{ km s}^{-1}$) produce una onda de choque que actúa como una 'barredora' magnética que impide parcialmente el paso de la radiación cósmica a la región detrás de ella. Como la onda de choque se aleja del punto de observación, su influencia en este punto de observación disminuye.

Los FDs suelen observarse mediante detectores de partículas a nivel de la tierra poco antes o después del paso de un ICMEs, CIRs o choques; el descenso en las tasas de conteo se lleva a cabo en el transcurso de menos de 24 horas. Generalmente, después de siete a diez días, la intensidad de los rayos cósmicos vuelve a la normalidad, esto se conoce como el período de recuperación de los FDs.

Estudios estadísticos recientes sobre la relación entre las características de las perturbaciones del viento solar, los ICMEs, CIRs y choques, con propiedades de FDs (i.e. [Dumbovic et al., 2011](#); [Musalém, 2015](#)) revelaron que no solo el aumento en la intensidad del campo magnético y las fluctuaciones definen las amplitudes de la disminución de GCR; también es importante la cantidad

de tiempo que la Tierra permanece dentro de la región perturbada por el viento solar; la fase de recuperación depende de la intensidad del campo magnético y el tamaño de la perturbación. Los FDs más profundos siempre se encuentran asociados a ICMs acompañados de una nube magnética (Richardson & Cane, 2011; Dumbovic et al., 2011). El análisis de las observaciones simultáneas de eventos FDs por diferentes estaciones de GCR en la superficie de la Tierra sigue siendo objeto de interés. La variabilidad en las manifestaciones de los FDs demuestra que hay preguntas aún abiertas en este campo (p. ej., Okike & Collier, 2011; Pintér et al., 2011). Los FDs son observados principalmente por monitores de neutrones (MN), pero también a energías más altas de GCR primarios por telescopios de muones u otros tipos de detectores (Braun et al., 2009; Abbrescia et al., 2011; Bertou, 2011; Augusto et al., 2012; Dasso et al., 2012; Deggeroni et al., 2013, p.ej.).

En este contexto, la posibilidad de agregar los resultados de un detector de un diseño diferente, como el TNS es una cuestión de interés en el tema.

4.4. Los Telescopios de Neutrones Solares

El telescopio de neutrones solares tiene la capacidad de determinar el flujo de partículas, medir la energía depositada por las partículas incidentes, y la dirección de arribo de las mismas. Para detectar neutrones asociados con fulguraciones solares a nivel de tierra, es preferible 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 preferible, 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 los neutrones puedan ser detectados. Debido a que poseen carga cero, los neutrones solares pueden viajar desde el Sol hasta el tope de la atmósfera sin ser afectados por ningún campo electromagnético, con una probabilidad de supervivencia para el neutrón,

$$P(E) = \exp\left(-\frac{t}{\gamma\tau}\right) \quad (4.4)$$

Donde t es el tiempo de vuelo de un neutrón entre el Sol y la Tierra, γ es su correspondiente factor de Lorentz y $\tau = 880.3 \pm 1.1$ s es el tiempo de vida media de un neutrón (Patrignani et al.,

2016). La ubicación de los siete telescopios de neutrones solares que actualmente conforman la red mundial se especifica en la Tabla 4.1

Tabla 4.1. Ubicación geográfica, profundidad atmosférica (PA) y altura de cada TNS en el mundo.

Sitio-País	PA (g cm^{-2})	Altura (m s.n.m)
Gornergrat – Suiza	700	3 135
Aragats – Armenia	700	3 200
Yanbajing - Tibet	600	4 300
Mt. Norikura - Japón	730	2 770
Mauna Kea - Hawai	610	4200
Sierra Negra - México	575	4 580
Chacaltaya - Bolivia	540	5 250

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

4.4.1. Estructura y funcionamiento general del Telescopio de Neutrones Solares de Sierra Negra, Puebla

El esquema del TNS instalado en México se presenta en la Figura 4.5.

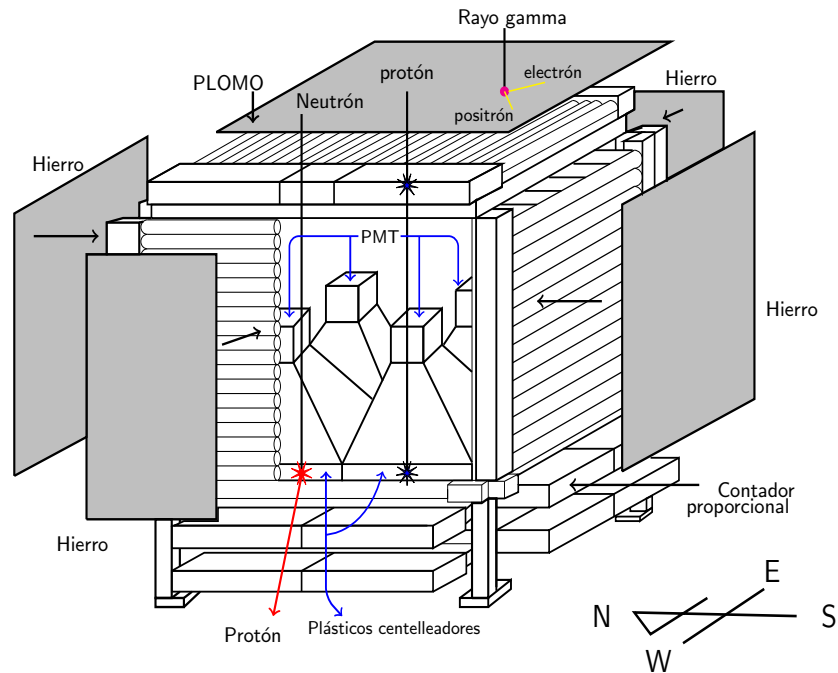


Figura 4.5. Esquema del Telescopio de Neutrones Solares, ubicado en Sierra Negra. Se muestran las anticoincidencias entre protones y neutrones usando los plásticos centelleadores y los contadores proporcionales.

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 Noviembre de 2004. El área de cada plástico centellador es de 1 m^2 , con cuatro de ellos el área total de detección es de 4 m^2 , el espesor de los plásticos es de 30 cm. El TNS-SN tiene cuatro canales de energía (E), los cuales corresponden a $E \geq 30\text{ MeV}$, $E \geq 60\text{ MeV}$, $E \geq 90\text{ MeV}$, $E \geq 120\text{ MeV}$, con una razón de conteo hasta el 2007 de 1 min y desde el 2008 de 10 segundos. Por encima de los CPs superiores se colocó una placa de 0.5 cm de espesor de plomo, donde el 67 % de los fotones incidentes se convierten en pares electrón-positrón (Valdés-Galicia et al., 2004). Para reducir la radiación de fondo por los costados, los CPs fueron protegidos de los fotones de fondo por placas de hierro de 0.5 cm de espesor (González-Méndez,

2010). Al plomo le siguen hacia el interior del TNS contadores proporcionales (CPs), plásticos centelleadores (PCs), tubos fotomultiplicadores (PMTs) y más contadores proporcionales; en sus cuatro costados placas de hierro actúan como blindaje. Los rayos gama son contenidos por el plomo; las partículas cargadas (en su mayoría protones) disparan señal en los CPs y en los PCs, mientras que las partículas neutras solo lo hacen en los PCs. Todos estos acontecimientos son registrados por el sistema, el cual en parte registra en PMTs, ubicados justo por encima de los PCs, la energía depositada por los protones. De este modo, el TNS discrimina entre partículas cargadas y neutras con base en las anticoincidencias electrónicas entre los PCs y los CPs.

La energía depositada por las partículas incidentes se mide con discriminadores de altura de pulso, conectados a los PMTs instalados sobre cada contador proporcional. La altura del pulso es discriminada y registrada en cuatro diferentes canales de deposición de energía, que corresponden a $E \geq 30$ MeV ($S1_{con-anti}$), $E \geq 60$ MeV ($S2_{con-anti}$), $E \geq 90$ MeV ($S3_{con-anti}$) y $E \geq 120$ MeV ($S4_{con-anti}$),

El esquema lógico de detección del TNS en Sierra Negra se muestra a continuación

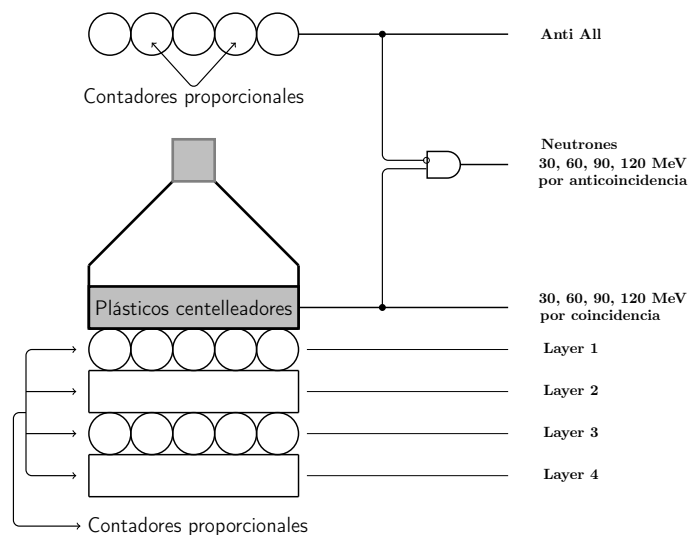


Figura 4.6. Sistema lógico de detección del TNS en Sierra Negra. Se miden las señales de los plásticos centelleadores, los contadores proporcionales y las señales de anticoincidencia electrónica (Con-anti), que corresponden a neutrones solares con $E \geq 30, 60, 90$ y 120 MeV (González-Méndez, 2010, p. 103).

4.5. Cobertura de datos

Para la determinación de los coeficientes de corrección utilizamos los datos en dos períodos: 23 de Septiembre - 20 de Octubre de 2004 y 23 de Julio - 22 de Agosto de 2005. Estos períodos fueron seleccionados ya que son períodos geomagnéticamente tranquilos (NOAA, 2004, 2005), relativa baja actividad solar, cerca del final del 23^{er} ciclo solar². Parte de estos datos consiste en la presión atmosférica, la temperatura, la humedad relativa (HR) y la rapidez del viento, registrados por la estación INAOE-SN llamada Campbell, que ha estado en funcionamiento desde el 2000. La estación Campbell consiste en sensores de temperatura y humedad encerrados en una radiación escudo, un barómetro, un anemómetro, una consola de control y un registrador de datos. Los datos de la estación Campbell tienen una resolución de 1 minuto. La ubicación de la estación Campbell en relación con la estación TNS-SN es (201, 104) m en dirección NE (Barrantes et al., 2018). Los datos de presión atmosférica en la estación TNS-SN también se usaron. Los datos de la estación TNS-SN en el período 2004-2005 poseen una resolución de 1 minuto. Además, para el 2006 la estación del TNS-SN no estuvo funcionando; para el 2007 se desconectó con el fin de realizar las reparaciones y calibraciones necesarias. A partir de Marzo de 2008 el muestreo de los datos del TNS-SN es de 10 s. Todos los datos se promediaron en intervalos de 30 minutos, con el fin de analizar posibles variaciones de los valores de los parámetros atmosféricos en intervalos de tiempo cortos. Para determinar el valor de los coeficientes de corrección utilizamos el método de regresión lineal de Dorman (2004).

Hay varias interpretaciones de lo que es un FD. En general, se establece como un evento de radiación cósmica secundaria a nivel de la Tierra, registrado por la red mundial de estaciones de NMs. Aquí, un FD se define como el fenómeno que presenta las siguientes dos características (Musalém, 2015, p. 45):

1. Su caída, en el porcentaje de la intensidad de la radiación cósmica secundaria, es al menos 1.5%; esto con el fin de ser discriminado de la variación diurna (amplitud aprox. 0.7%). El intervalo entre el inicio y el punto mínimo se alcanza en menos de 24 horas.
2. El tiempo de recuperación es de 7 días, en promedio.

Cabe señalar que el registro de un FD dependerá, entre otros factores, de la latitud en que se

² <http://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>, solar activity images

encuentra la estación de monitoreo: a mayor latitud geomagnética, corresponde un menor umbral de rigidez magnética.

La estación de monitoreo de neutrones en UNAM (MNCDMX)³, es parte de la red mundial de detectores de rayos cósmicos llamada base de datos de monitoreo de neutrones (NMDB)⁴. Ha estado operativo desde 1989. Los datos de MNCDMX tienen una resolución de 1 minuto. Se elaboró una lista de FDs para el período 2007-2013, sobre la base de los registros de este y NMs (Musalém, 2015).

La calidad de los datos registrados por el TNS-SN, de cada FD dentro de la lista fue verificada. Los eventos seleccionados para el análisis en este trabajo se muestran en la Tabla 4.2. Además, los FD tenían que estar registrados en los tres monitores.

Tabla 4.2. FDs seleccionados para el análisis. La confiabilidad de los registros en el TNS-SN es requerida. Las rigideces umbrales de los MNs son: Oulu 0.81 GV, Moscú 2.41 GV y en CDMX 8.23 GV ⁵.

FD inicia	Oulu (%)	Moscú (%)	Ciudad de México (%)
17/06/2011	2.8	2.5	2.3
05/08/2011	5.0	4.5	2.5
08/03/2012	11	9.0	7.0
05/04/2012	3.5	3.0	3.5
16/06/2012	5.0	4.0	4.0
14/04/2013	5.0	4.5	4.0

En los casos de FDs por el TNS-SN, se utilizaron registros de canales de partículas cargadas, ya que los GCR son esencialmente partículas cargadas.

Los datos de la estación TNS-SN se promediaron en intervalos de 60 minutos, con el propósito de comparar esos resultados con los obtenidos por el MNCDMX.

La Tabla 4.9 presenta los porcentajes del máximo para cada FD seleccionado, registrados por el TNS-SN y el MNCDMX. Las similitudes/diferencias se discuten en el trabajo.

³ <http://www.cosmicrays.unam.mx>

⁴ <http://www.nmdb.eu/nest/search.php>

⁵ <http://www.nmdb.eu/nest/search.php>

4.6. Diferentes parámetros atmosféricos y su influencia debido a efectos meteorológicos

La intensidad en los registros de los CR que llegan a la superficie de la Tierra está influenciada por la actividad solar y, en consecuencia, por la estructura del campo geomagnético. Para evitar esta influencia y hacer un cálculo confiable de los valores de parámetro de los coeficientes de corrección por parámetros atmosféricos, hemos elegido dos intervalos calmos de actividad solar: del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2004 (NOAA, 2004) y Septiembre 23 - 20 de Octubre de 2005 (NOAA, 2005).

4.6.1. Coeficiente por efecto barométrico

Variaciones en los valores de las tasas de conteo por unidad de tiempo, debido a la variación de la presión atmosférica, se conoce como efecto barométrico. Del mismo modo, puede ser variaciones en las tasas de conteo en los canales de un monitor o telescopio, debido a otros factores meteorológicos tales como: velocidad del viento, cambios de temperatura en el diferentes estaciones del año, por mayor o menor presencia de humedad, por mayor o menor presencia de nieve, entre otros (Dorman, 2004). El comportamiento de la presión es inverso a las cuentas de los experimentos, porque una mayor cantidad de partículas (cuentas/tiempo) hay una presión más baja. Esto sucede en respuesta a la grabación continua del componente nucleico que muestra un fuerte dependencia de la presión atmosférica, mientras que las variaciones de temperatura en la atmósfera pueden ser mucho más pequeñas y despreciables.

Una expresión general para la registro de las cuentas en función de la variabilidad de la presión a una cierta altura es

$$N(P) = N(P_o) \exp\left(\int_{P_o}^P \beta(P)dP\right) \quad (4.5)$$

donde P_o - es la presión de normalización para el valor de conteo $N(P_o)$,

$N(P)$ - valor de las cuentas a la presión P y $\beta(P)$ - coeficiente barométrico, usado para realizar correcciones por presión a los registros en las tasas de conteo en cada cada de medición. El coeficiente

barométrico se expresa también como

$$\beta(P) = \beta(P_o) + \eta_1(P_o)(P - P_o) + \eta_2(P_o)(P - P_o)^2 \quad (4.6)$$

donde η_1 y η_2 - coeficientes constantes. Si $\beta(P) \approx \text{const} \Rightarrow$ entonces de manera reducida

$$N(P) = N(P_o) e^{\beta(P-P_o)} \quad (4.7)$$

Para variaciones de presión pequeñas

$$N(P) = N(P_o)(1 + \beta(P - P_o)) \quad (4.8)$$

4.6.2. Efecto de la rapidez del viento

La presión dinámica está determinada por la ecuación de Bernoulli $P_{\text{din}} = \frac{1}{2}\rho v^2$, donde ρ - densidad del aire y v - la rapidez del viento.

En el caso de ráfagas de viento, este parámetro atmosférico puede volverse importante en función de con qué porcentaje contribuye al componente de presión total

4.6.3. Efecto de la HR

De acuerdo con Dorman (sección 7.4.2 [Dorman, 2004](#)), el efecto total de la HR puede ser determinada por

$$\frac{\beta_{\text{HR}}}{\beta_{\text{P}}} \quad (4.9)$$

donde $\beta_{\text{HR}} = \beta_{\text{P}} + C_{\text{HR}}$, β_{P} and C_{HR} - coeficientes barométrico y de la HR, son calculados por el método de la regresión lineal como las pendientes en sus correspondientes gráficos de las tasas de conteo normalizadas vs ΔP y ΔHR , respectivamente. En cualquier caso, la presencia de vapor de agua en el aire puede influenciar un crecimiento significativo en el efecto barométrico.

Tabla 4.3. Valores medios de los parámetros atmosféricos para cada uno de los períodos seleccionados: 23 de Sep. - 20 de Oct., 2004 y 22 de Jul - 20 de Ago, 2005. Acá, $P_{\text{din}} = \frac{1}{2}\rho_{\text{aire}}v_v^2$, $\rho_{\text{aire}} = \rho_o(1 - \frac{\theta z}{T_o})^\alpha = 0.72 \text{ kg m}^{-3}$; donde $\rho_o = 1.24 \text{ kg m}^{-3}$, $\alpha = 5.256$, $\theta = 6.5 \text{ K km}^{-1}$, $T_o = 305.15 \text{ K}$, de acuerdo a ISA.

Periodo	P(mbar)	P_{din} (mbar)	T(°C)	HR(%)
23 Sep 23-20 Oct	589.98 ± 1.06	0.18 ± 0.32	3.38 ± 3.19	82.78 ± 10.42
23 Jul- 22 Aug	591.35 ± 0.90	0.25 ± 0.22	4.34 ± 4.61	67.13 ± 17.66

4.6.4. Efecto de la Temperatura

De acuerdo con Dorman (2004, sección 5.4.4), con el aumento de la temperatura del aire, la longitud para cruzar la misma profundidad de materia (en g cm^{-2}) aumentará, pero disminuirá el número de piones con interacción nuclear. Ello conlleva al efecto de temperatura positiva para el componente de muón y al efecto de temperatura negativa para el componente neutrón-protón.

Blackett (1938) utilizó dos parámetros para describir el efecto de la temperatura de los muones: la altura $H(h_M)$ y la temperatura del aire $T(h_M)$ en el nivel h_M (aproximadamente 100-200 mb). Por lo tanto, la ecuación de regresión total para el componente de temperatura tiene la forma:

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_T = C_G \Delta T(h_G) + C_H \Delta H(h_M) + C_M \Delta T(h_M) \quad \text{Dorman (2004)} \quad (4.10)$$

donde $\Delta T(h_G)$ es la desviación de la temperatura del suelo y $h_M \geq 16 \text{ km}$ (De Mendonça et al., 2013). En nuestro caso $h_G = 4580 \text{ m s.n.m.}$

Por cuanto solo contamos con datos registrados por las estaciones del INAOE-SN y el TNS-SN la expresión para el cálculo del coeficiente de corrección por temperatura a utilizar es

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_T = C_G \Delta T(h_G) \equiv C_T \Delta T \quad (4.11)$$

4.6.5. Definición de los coeficientes para diferentes parámetros atmosféricos

De acuerdo a Dorman (2004) y basados en los resultados mostrados en la Tabla 4.3, la contribución de los parámetros atmosféricos en las variaciones normalizadas de los registros de CR en en TNS-SN están determinadas por

$$\left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{P}} + \left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{T}} + \left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{RV}} + \left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{HR}} \quad (\text{Dorman, 2004}) \quad (4.12)$$

donde

$$\left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{P}} = \beta_{\text{P}} \delta P \quad \text{componente barométrico}$$

$$\left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{T}} = C_{\text{T}} \delta T \quad \text{componente por temperatura}$$

$$\left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{RV}} = \beta_{\text{RV}} \delta RV \quad \text{componente debido a la RV}$$

$$\left(\frac{\delta N}{N}\right)_{\text{HR}} = C_{\text{HR}} \delta RH \quad \text{componente debido a la HR}$$

y β_{P} , C_{T} , C_{HR} , β_{RV} son conocidos como coeficientes de corrección atmosféricos.

De la información en la Tabla 4.3, se desprende que la contribución de la presión dinámica a la presión total en la cima de SN no es significativa, por cuanto para ambos períodos seleccionados, la contribución de la presión dinámica a la presión total se encuentra dentro del margen de incertidumbre de los valores de la presión barométrica.

En las Figuras 4.7 - 4.14 presentamos los diagramas de dispersión de las tasas de conteo normalizadas en función de la presión barométrica, la temperatura y las variaciones de humedad relativa. β_{P} , C_{T} y C_{HR} , $\Delta\beta_{\text{P}}$, ΔC_{T} y ΔC_{HR} representan el valor del coeficiente respectivo y su desviación estándar, calculada mediante regresión lineal. Además, el valor del coeficiente de correlación de Pearson y las desviaciones estándar de los valores para los datos de cada eje se muestran en el inserto superior de la gráfica. Los valores σ_y que se localizan en la información estadística, corresponde a una desviación estándar de los valores de las tasas de conteo normalizadas.

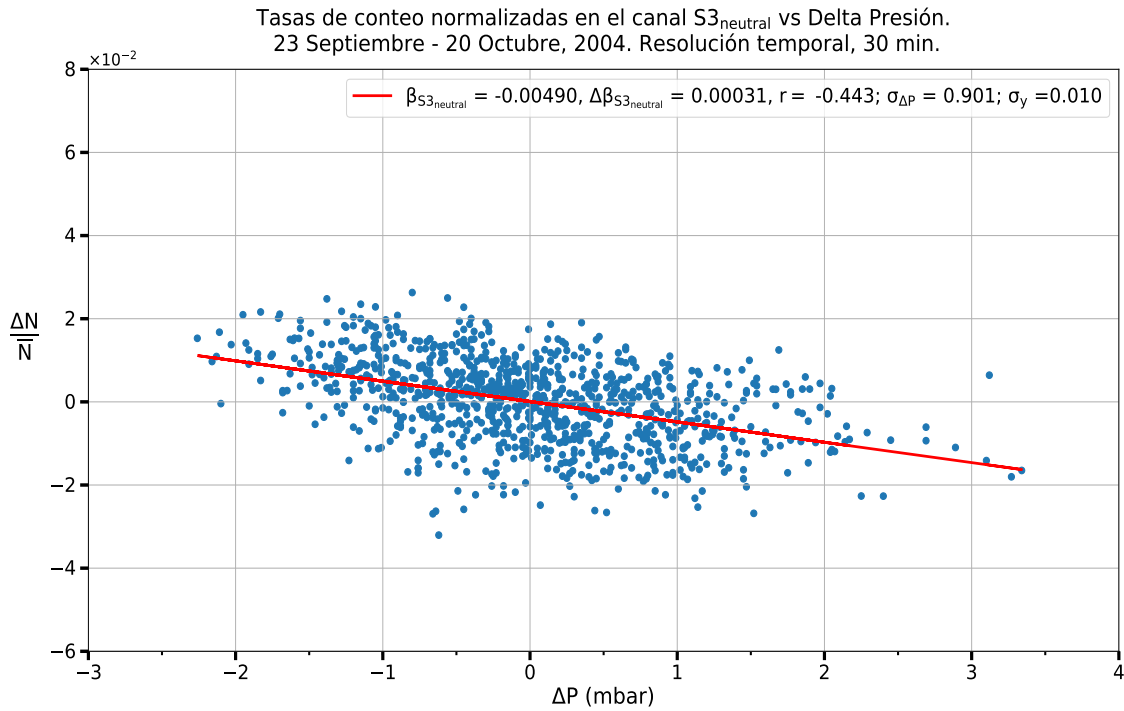


Figura 4.7. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 para partículas neutras vs la variación de la presión con respecto a su valor promedio para el intervalo del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004. La línea recta es el resultado de una correlación lineal cuyos parámetros calculados están en el inserto superior.

La Figura 4.7 muestra el ajuste lineal para las tasas de conteo normalizadas en el canal S3 para partículas neutras vs ΔP . De

$$\frac{\Delta N}{\bar{N}} = \beta_P \Delta P \quad (4.13)$$

y de los valores que se muestran en el gráfico, se deduce que $\beta_{S3_{neutras}} = (-0.490 \pm 0.031) \%/mbar$ es el valor del coeficiente de corrección de presión para el canal S3_{neutras}.

Cuando analizamos las tasas de conteo normalizadas en el canal S3_{cargadas} para este período, obtenemos el siguiente diagrama de dispersión

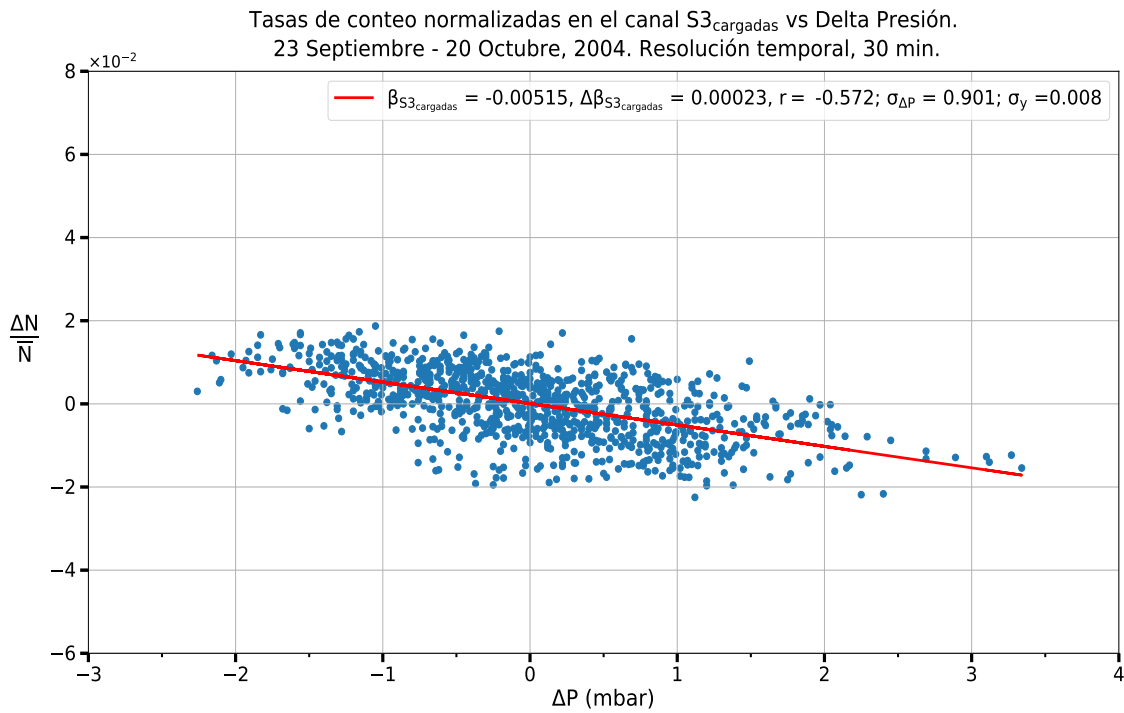


Figura 4.8. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs la variación de la presión con respecto al valor medio para el intervalo del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004.

La Figura 4.8 muestra el ajuste lineal para las tasas de conteo normalizadas del canal de partículas cargadas S3 vs ΔP . Usando la ecuación 4.13 obtenemos $\beta_{S3_{cargadas}} = (-0.515 \pm 0.023) \%/mbar$, ese es el valor del coeficiente de corrección de presión para el canal S3 de partículas cargadas.

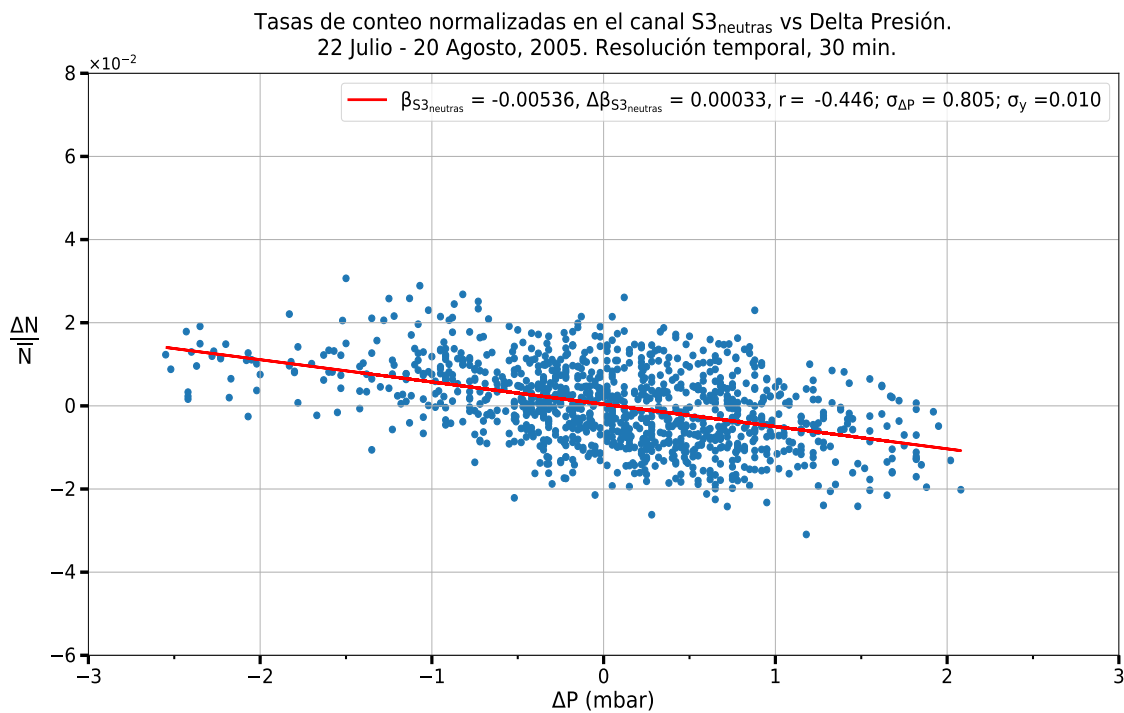


Figura 4.9. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de neutras vs la variación de presión, del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005.

De acuerdo con la información proporcionada en la Figura 4.9, deducimos que el coeficiente de corrección de presión para el canal S3_{neutras} es $\beta_{S3_{neutras}} = (-0.536 \pm 0.033) \%/mbar$.

Similarmente,

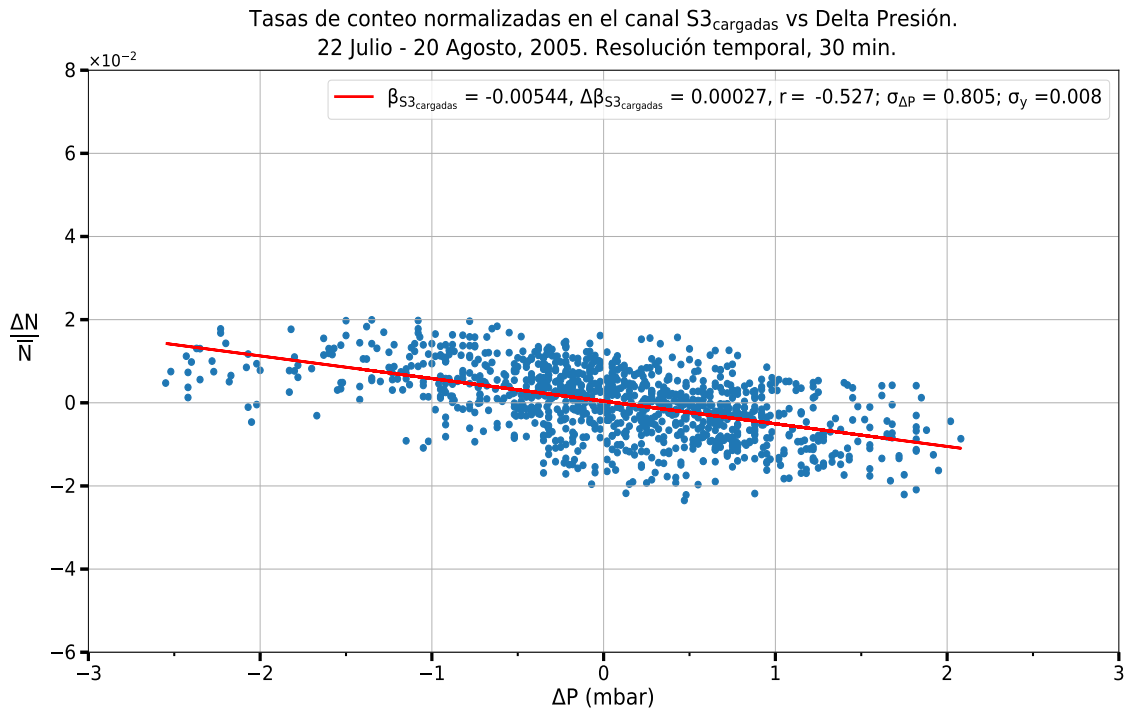


Figura 4.10. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs la variación de la presión con respecto al valor medio para el intervalo del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004, de los datos de presión registrados por la estación INAOE-SN.

De la información en la Figura 4.10 obtenemos que el coeficiente de corrección por presión para el canal S3_{cargadas} es $\beta_{S3_{cargadas}} = (-0.544 \pm 0.027) \%/mbar$.

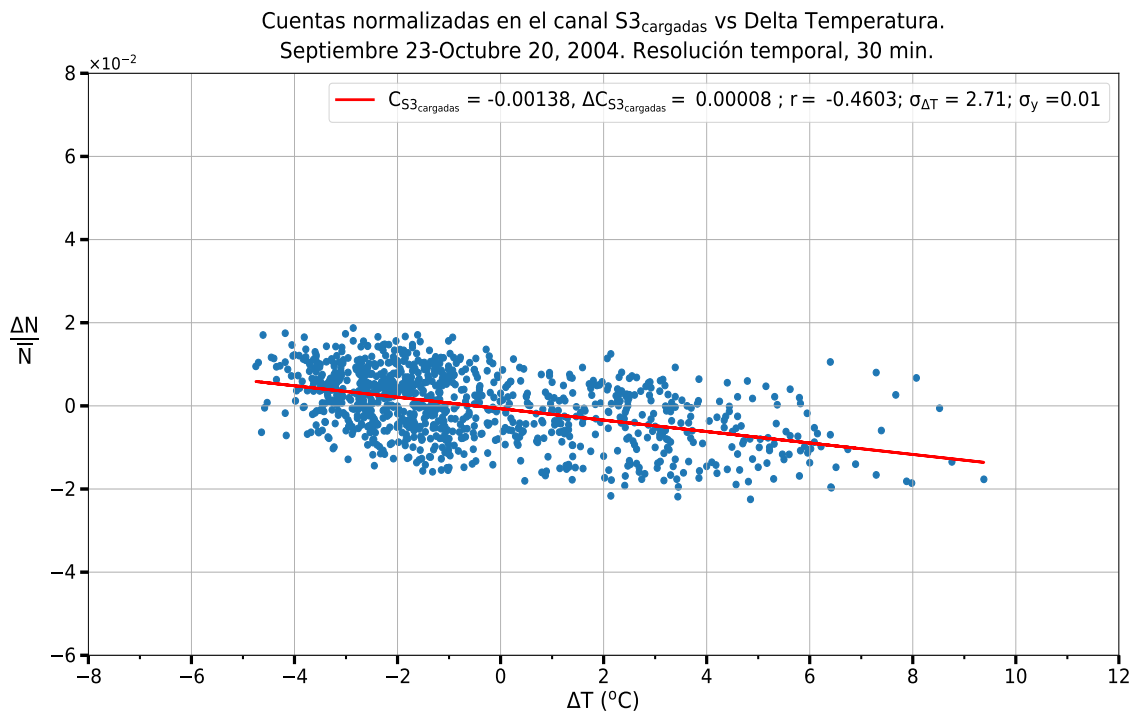


Figura 4.11. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de la carga vs ΔT con respecto al valor medio para el intervalo del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004, de los datos de temperatura registrados por la estación INAOE-SN.

De la información en la Figura 4.11 obtenemos que el coeficiente de corrección por temperatura para el canal S3_{cargadas} es $C_{S3_{cargadas}} = (-0.138 \pm 0.008) \%/mbar$.

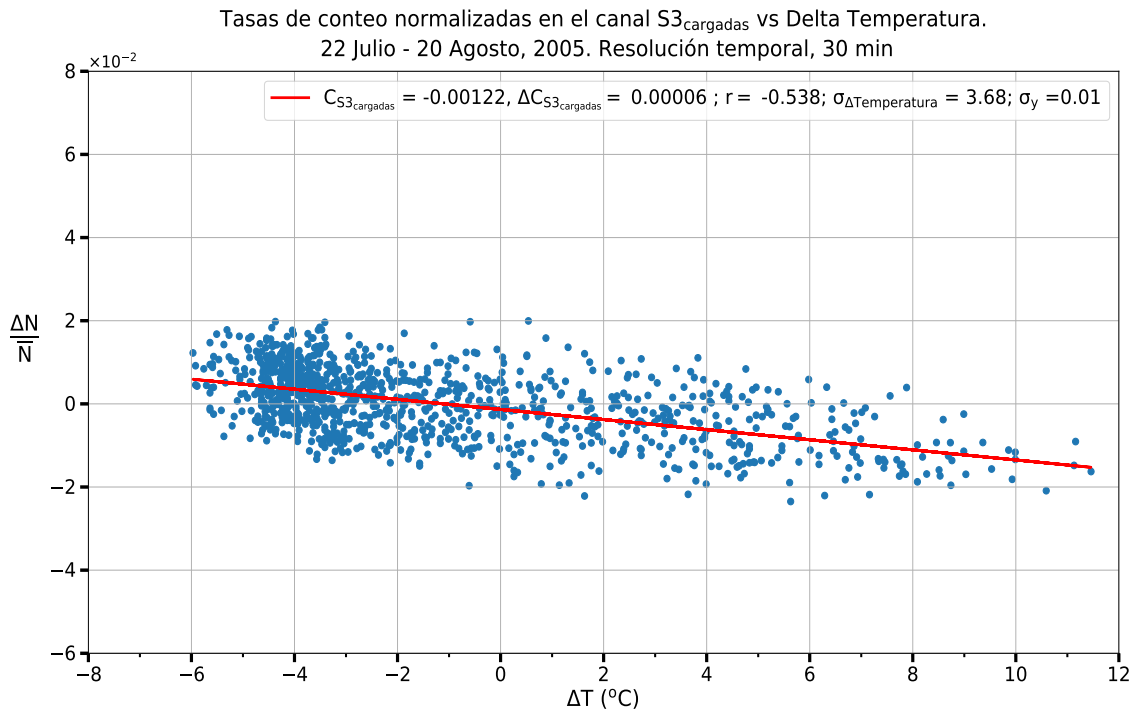


Figura 4.12. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs Delta Temperatura con respecto al valor promedio para el intervalo del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005.

De la información en la Figura 4.12 obtenemos que el coeficiente de corrección por temperatura para el canal S3_{cargadas} es $C_{S3_{cargadas}} = (-0.122 \pm 0.006) \%/mbar$.

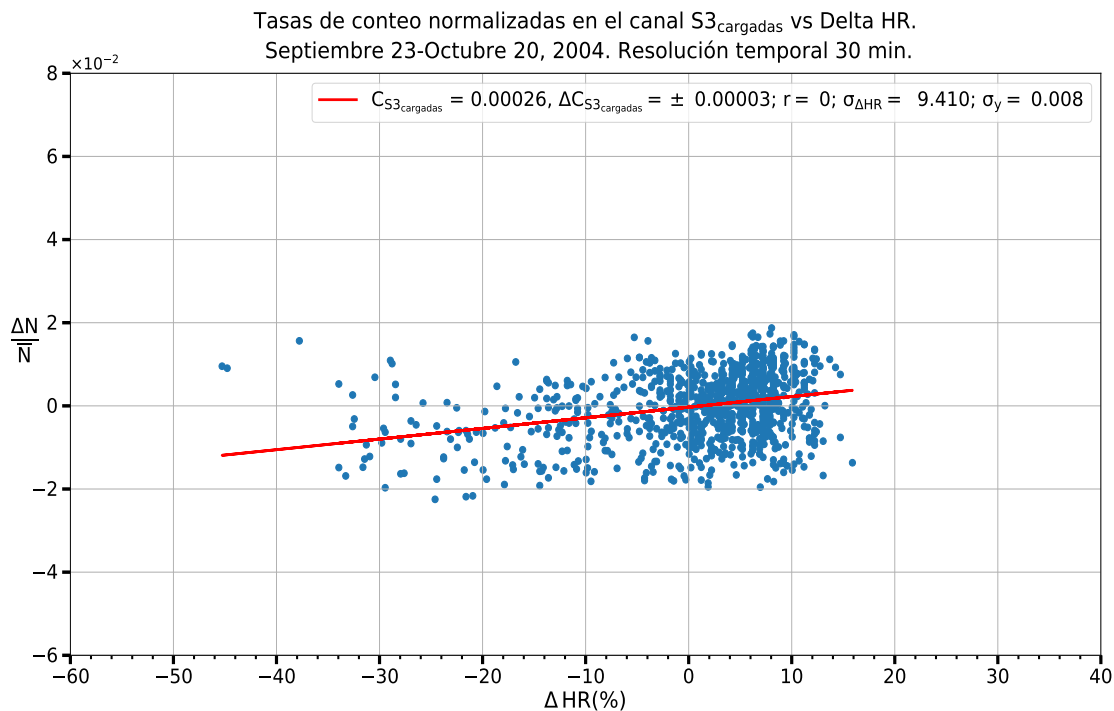


Figura 4.13. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de la carga vs ΔHR con respecto al valor medio para el intervalo del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004, de los datos de humedad relativa registrados por la estación INAOE-SN.

De la información en la Figura 4.13 obtenemos que el coeficiente de corrección por Humedad Relativa para el canal S3_{cargadas} es $C_{S3_{cargadas}} = (0.026 \pm 0.003) \%/mbar$.

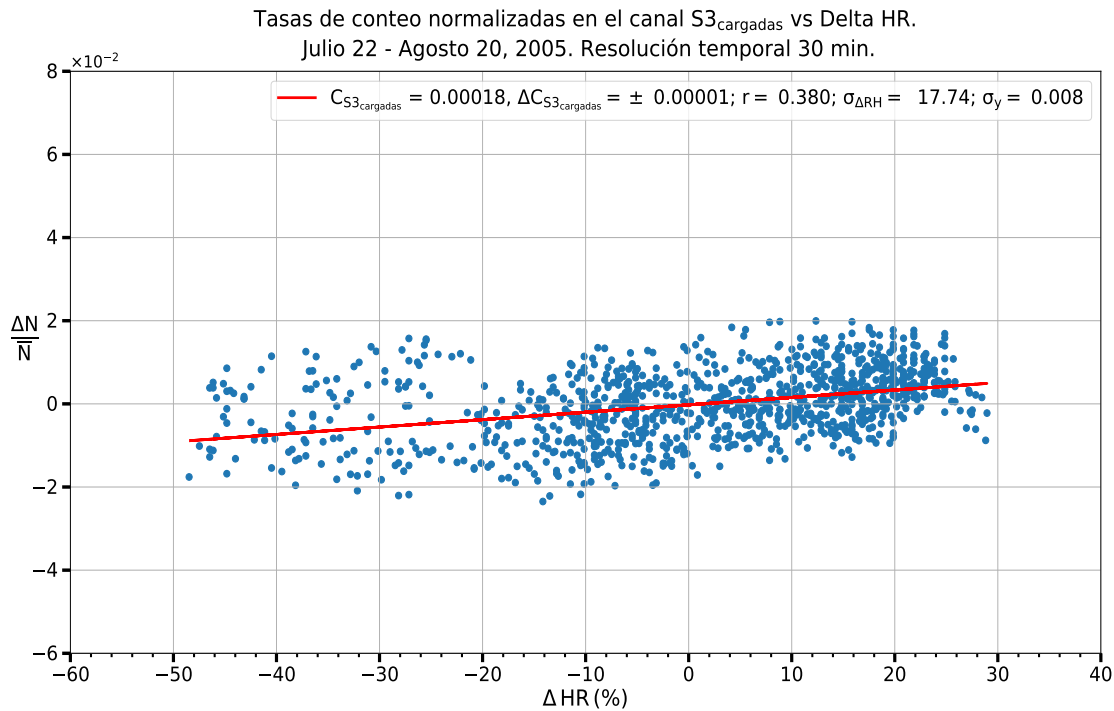


Figura 4.14. Tasas de conteo normalizadas en el canal S3 de cargadas vs Delta Humedad Relativa con respecto al valor promedio para el intervalo del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005.

De la información en la Figura 4.14 obtenemos que el coeficiente de corrección por Humedad Relativa para el canal S3_{cargadas} es $C_{S3_{cargadas}} = (0.018 \pm 0.001) \%/mbar$.

Las Tablas 4.4 y 4.5 resumen los valores de los coeficientes por canal para los tres parámetros atmosféricos considerados durante el período del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004 y del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005, respectivamente.

Los valores en la Tabla 4.4 y en la Tabla 4.5 marcados con * no son valores confiables porque sus respectivas incertidumbres son del mismo orden que el valor promedio, es decir, la media puede ser cero. Los valores marcados con ** tampoco son confiables, ya que en cada caso, la incertidumbre representa más del 50 % de su respectivo valor medio.

Tabla 4.4. Valor de los coeficientes de corrección debidos a los parámetros atmosféricos para los registros de las estaciones INAOE-SN y TNS-SN, mostrados para canales de partículas neutras y cargadas. Período del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004.

Canal	P %/mbar	T %/°C	HR/ %
S1 _{neutras}	-0.173 ± 0.054	0.455 ± 0.011	-0.008 ± 0.006 **
S2 _{neutras}	-0.287 ± 0.038	0.245 ± 0.010	0.002 ± 0.004 *
S3 _{neutras}	-0.490 ± 0.031	-0.008 ± 0.012 *	0.23 ± 0.003
S4 _{neutras}	-0.406 ± 0.046	0.244 ± 0.014	0.13 ± 0.005
S1 _{cargadas}	-0.354 ± 0.013	-0.029 ± 0.006	0.10 ± 0.002
S2 _{cargadas}	-0.399 ± 0.020	-0.114 ± 0.007	0.18 ± 0.002
S3 _{cargadas}	-0.515 ± 0.023	-0.138 ± 0.08	0.26 ± 0.003
S4 _{cargadas}	-0.600 ± 0.026	-0.148 ± 0.010	0.28 ± 0.003

Tabla 4.5. Valor de los coeficientes de corrección por parámetros atmosféricos para los registros de las estaciones INAOE-SN y TNS-SN, mostrados para canales de partículas neutras y cargadas. Período del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005.

Canal	P %/mbar	T %/°C	HR/ %
S1 _{neutras}	-0.152 ± 0.095	0.587 ± 0.011	-0.006 ± 0.004 **
S2 _{neutras}	-0.337 ± 0.064	0.368 ± 0.009	0.002 ± 0.003 *
S3 _{neutras}	-0.536 ± 0.033	0.046 ± 0.008	0.016 ± 0.002
S4 _{neutras}	-0.428 ± 0.074	0.392 ± 0.011	0.009 ± 0.003
S1 _{cargadas}	-0.363 ± 0.013	-0.023 ± 0.004	0.008 ± 0.001
S2 _{cargadas}	-0.424 ± 0.022	-0.098 ± 0.005	0.013 ± 0.001
S3 _{cargadas}	-0.544 ± 0.027	-0.122 ± 0.006	0.018 ± 0.001
S4 _{cargadas}	-0.622 ± 0.029	-0.124 ± 0.006	0.020 ± 0.001

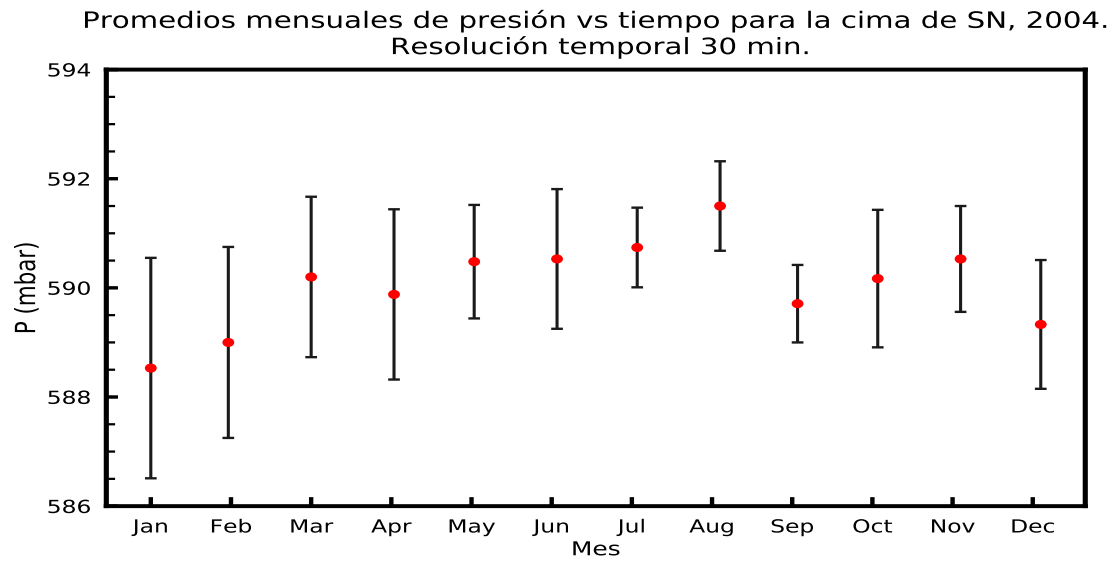


Figura 4.15. Presiones mensuales medias en la cima de SN, 2004. Se observa que la presión para la época húmeda es ligeramente mayor en comparación con los valores de la estación seca. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar.

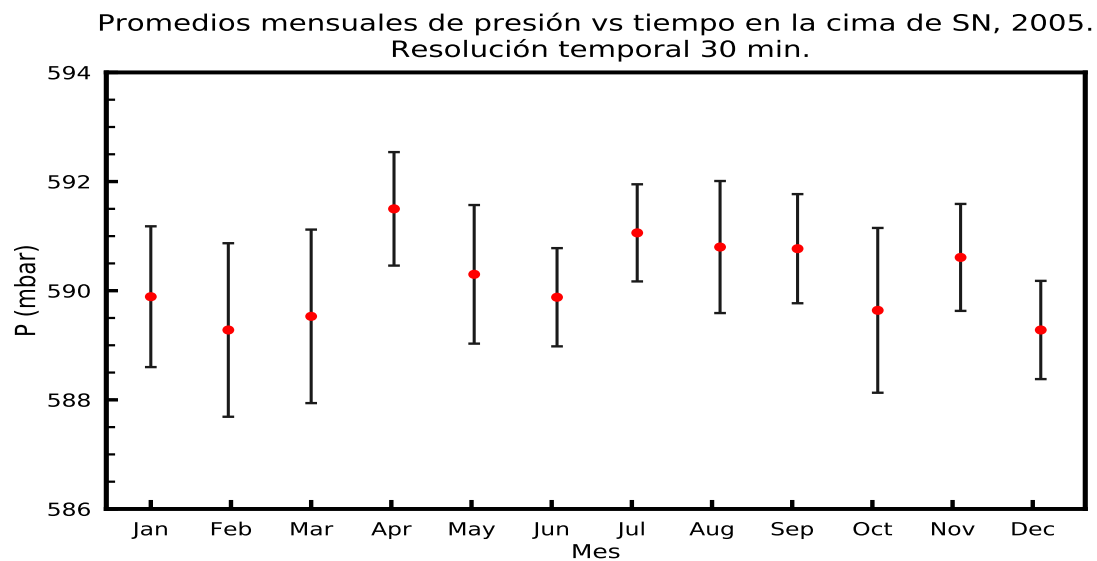


Figura 4.16. Presiones medias mensuales en la cima de SN, 2005. Se observa que la presión para la época húmeda es ligeramente mayor en comparación con los valores de la estación seca. Las barras verticales corresponden a una desviación estándar.

Las Figs. 4.15 y 4.16 muestran la evolución de los valores mensuales de la presión en la cima de SN, para los años 2004 y 2005. En ambos casos, la presión es ligeramente mayor durante los meses de la época húmeda en comparación con su comportamiento durante los meses de época seca. Ello está en concordancia con Dorman (2004, p. 382), el factor humedad se ve reflejado en los valores de la presión en presencia de vapor de agua, no obstante se observe una ligera caída en la presión hacia finales de la estación húmeda (Sep. 2004, Oct. 2005). Cabe señalar que el aumento en la presión por influencia de la HR se halla dentro del margen de incertidumbre de los promedios mensuales, las longitudes de las barras verticales convergen en casi todos los casos.

4.6.6. Determinación del coeficiente de corrección total

Para calcular un coeficiente de corrección global, es necesario transformar el coeficiente de corrección térmica en unidades de milibares. De esta forma, el coeficiente de corrección total será

$$\beta_{\text{total}} = \beta_{\text{P}} + \beta_{\text{T}} \quad (4.14)$$

Los valores de los coeficientes de temperatura expresados en términos de %/mbar.

La Tabla 4.6 resume los valores de los coeficientes de corrección para cada canal en estudio, para los períodos en calma analizados. Es notable que en los casos de los canales S2 y S3 para el período 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005 la relación $\frac{\beta_{\text{P}}}{\beta_{\text{T}}} \geq 3.62$, y en el resto de los casos $\frac{\beta_{\text{P}}}{\beta_{\text{T}}} \geq 5$, lo que nos indica que el factor de corrección por presión predomina sobre el factor de corrección por temperatura.

Tabla 4.6. Coeficientes de corrección por parámetros atmosféricos para los canales S1, S2 y S3 y el promedio global respectivo, para los períodos del 23 de Septiembre al 20 de Octubre de 2004 y del 22 de Julio al 20 de Agosto de 2005. Como se muestra en la ecuación 4.14, $\beta_{total} = \beta_P + \beta_T$.

Canal	2004			2005		
	S1	S2	S3	S1	S2	S3
C_T %/°C	0.029	0.114	0.138	0.023	0.098	0.122
β_T %/mbar	0.018	0.072	0.087	0.027	0.117	0.145
β_P %/mbar	0.354	0.399	0.515	0.363	0.424	0.544
β_{total} %/mbar	0.372	0.471	0.602	0.390	0.541	0.689

Canal	S1	S2	S3
$\bar{\beta}_{total}$ %/mbar	0.381 ± 0.030	0.506 ± 0.064	0.646 ± 0.078

Para contrastar los registros en crudo y corregidos, normalizados por el promedio de la línea base, a continuación se muestran las Figuras 4.17 y 4.18. Dichos registros corresponden al evento del 08 de Marzo de 2012, para los canales S2_{cargadas} y S3_{cargadas}.

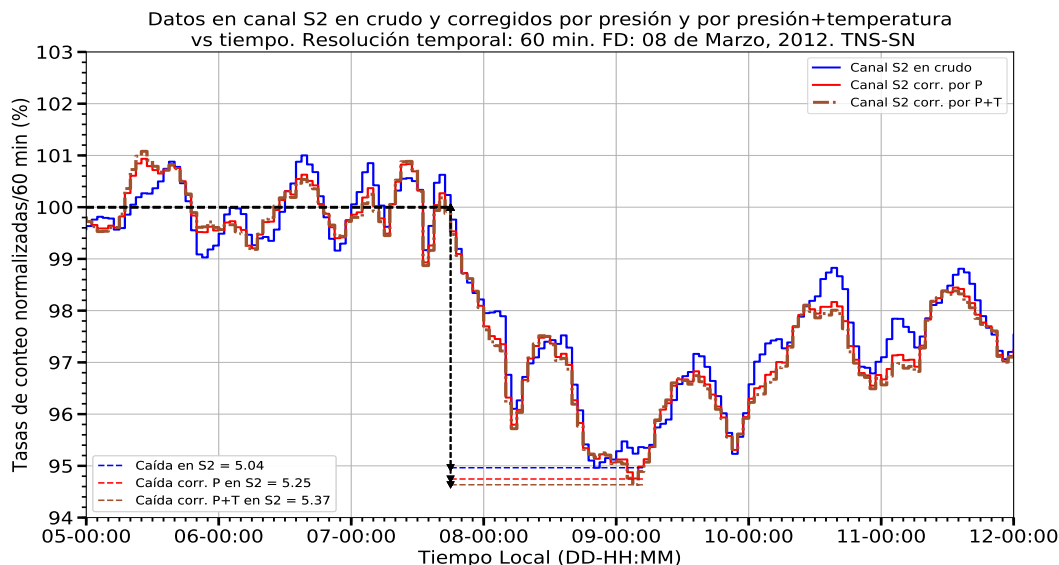


Figura 4.17. FD del 08 de Marzo de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros sin corregir y corregidos por presión y por presión más temperatura.

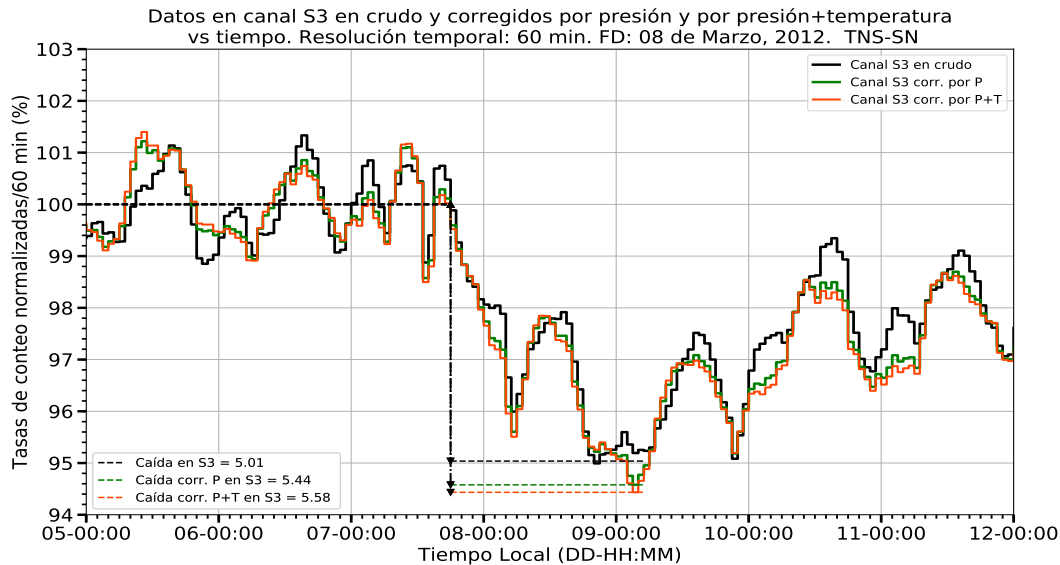


Figura 4.18. FD del 08 de Marzo de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros sin corregir y corregidos por presión y por presión más temperatura.

En ambos casos, las gráficas muestran que las curvas para las correcciones por presión y por presión más temperatura se superponen en varios sectores de cada figura.

4.7. Análisis de resultados

Las siguientes gráficas muestran FDs seleccionados para los cuales los datos fueron corregidos por presión y por presión más temperatura. El eje vertical presenta los valores normalizados a los valores promedio de las cuentas de cada canal, en términos de porcentaje. En el eje horizontal, el tiempo se representa en formato DD-HH:MM con una escala mínima de dos horas. Los valores en el recuadro de cada gráfico se muestran como valores porcentuales.

En cada gráfico, la información en el recuadro muestra el porcentaje de caída para los conteos registrados en los canales S1 (línea azul), S2 (línea roja) y S3 (línea verde). Para cada evento, el ancho de la línea base difiere, ya que se ha considerado que hay datos estadísticamente confiables. Para fines de comparación con los registros MNCDMX, la resolución temporal de los datos en cada uno de estos gráficos es de aproximadamente 60 minutos.

4.7.1. Evento del 17 de Junio de 2011

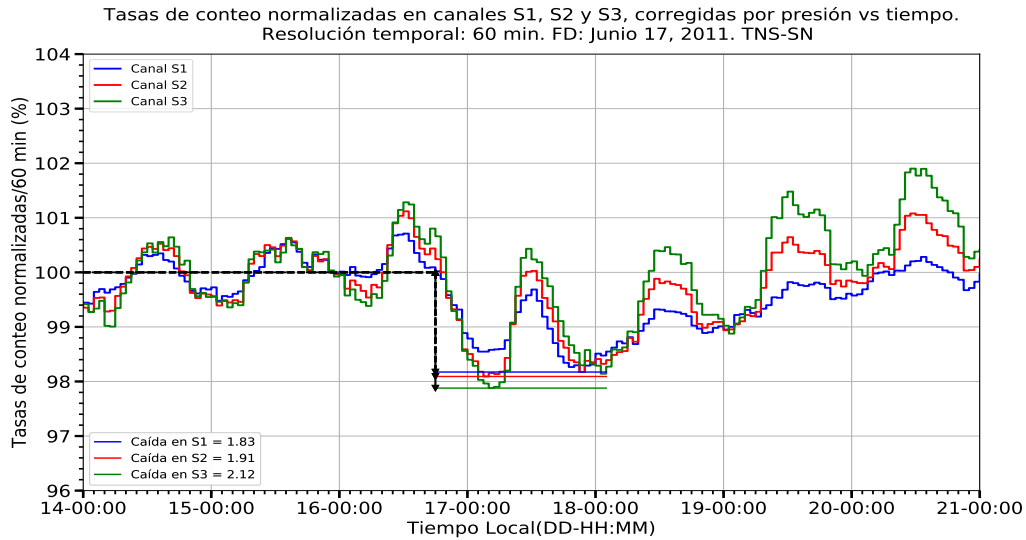


Figura 4.19. FD del 17 de Junio de 2011. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros corregidos por presión.

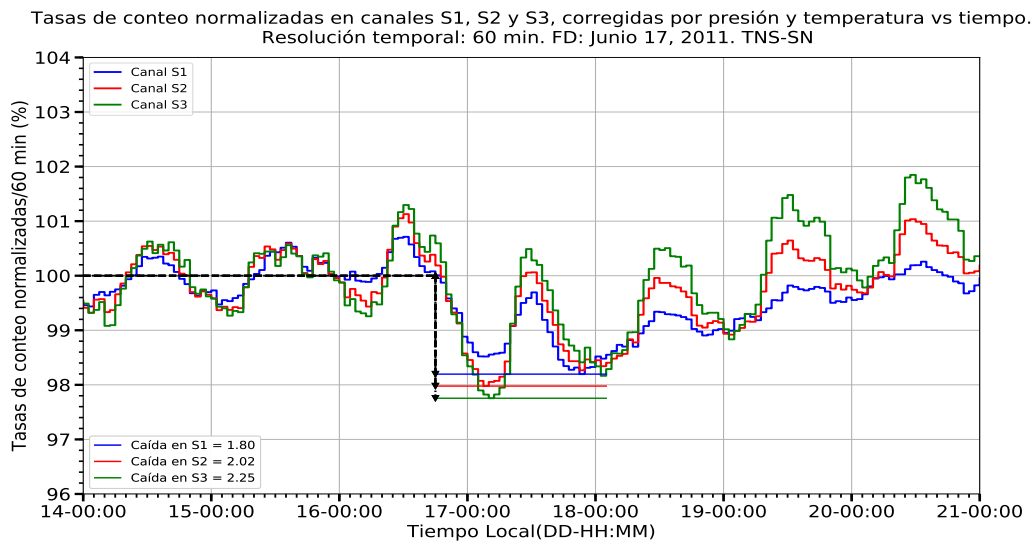


Figura 4.20. FD del 17 de Junio de 2011. El gráfico muestra el porcentaje de la caída en los registros de los canales S1, S2 y S3 de partículas cargadas corregidos por presión y por presión más temperatura.

Las Figuras 4.19 y 4.20 muestran que el nivel de fluctuaciones en las cuentas es alto y que la amplitud máxima de la variación diurna ($\sim 1.3\%$) representa una proporción muy alta del porcentaje de caída del evento ($\sim 63\%$ en el canal S3, el más pequeño). Sea ff_P - profundidad de caída considerando solo datos corregidos por presión y ff_{PT} - profundidad de caída considerando datos corregidos por presión y temperatura. Sea el parámetro $ff = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)$ - diferencia relativa. En este caso, las diferencias relativas entre los valores de porcentaje de caída mostrados en las Figuras 4.21 y 4.22 son notorios, para el canal S1 es -0.02, para S2 es 0.06 y para S3 es 0.07.

4.7.2. Evento del 05 de Agosto de 2011

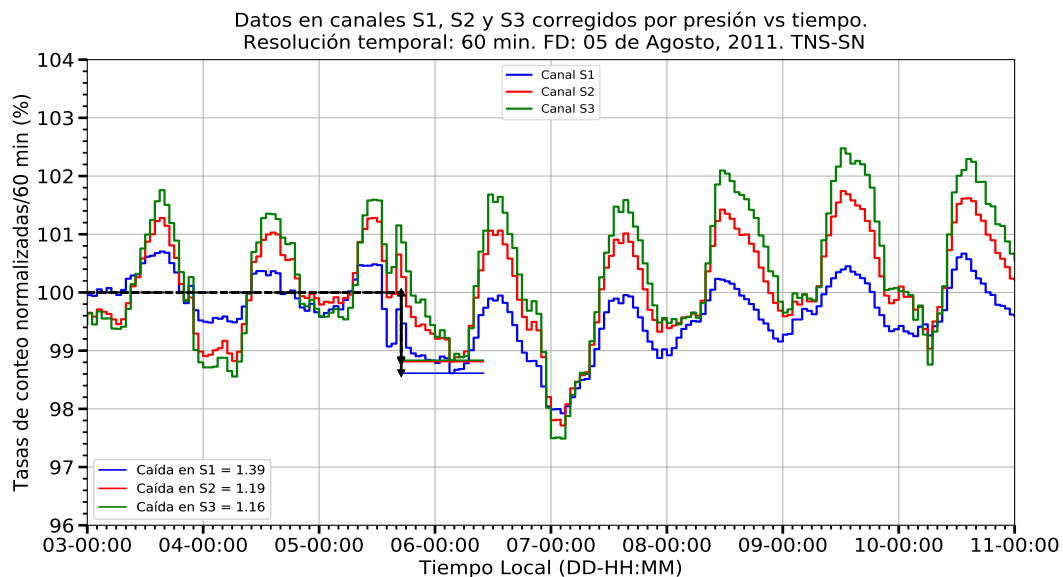


Figura 4.21. FD del 05 de Agosto de 2011. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por la presión.

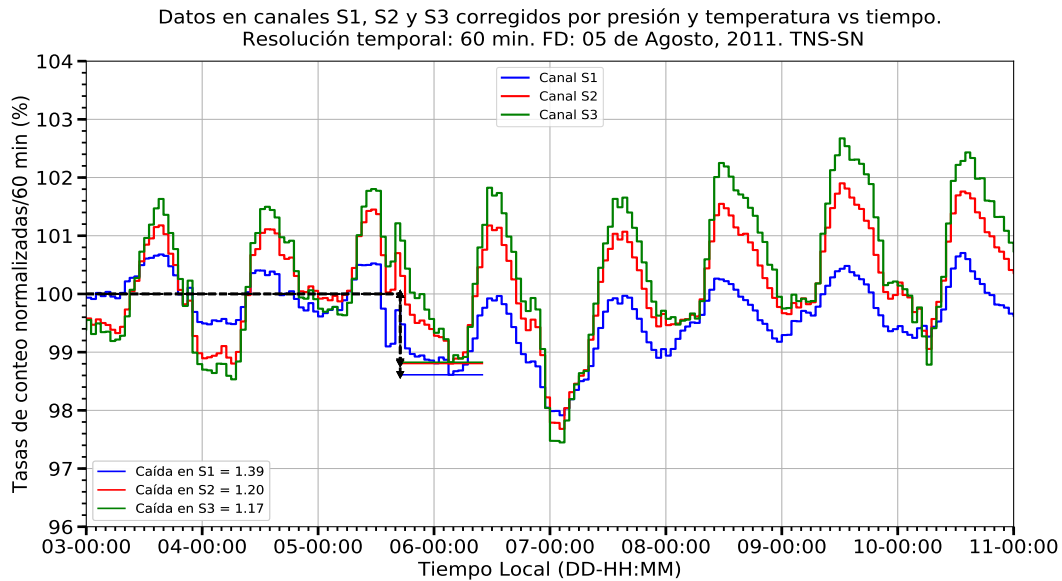


Figura 4.22. FD del 05 de agosto de 2011. El gráfico muestra el porcentaje de la caída en los registros de los canales S1, S2 y S3 de partículas cargadas, corregidos por presión y temperatura.

Las Figuras 4.21 y 4.22 muestran que el nivel de fluctuaciones en las cuentas es alto y que la amplitud máxima de la variación diurna ($\sim 1.3\%$) representa una proporción muy alta del porcentaje de caída del evento ($\sim 63\%$ en el canal S3, el más pequeño). Sea ff_P - profundidad de caída considerando solo datos corregidos por presión y ff_{PT} - profundidad de caída considerando datos corregidos por presión y temperatura. Sea el parámetro $ff = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)$ - diferencia relativa. En este caso, las diferencias relativas entre los valores de porcentaje de caída mostrados en las Figuras 4.21 y 4.22 son notorios, para el canal S1 es 0.00, para S2 es 0.01 y para S3 es 0.01.

4.7.3. Evento del 08 de Marzo de 2012

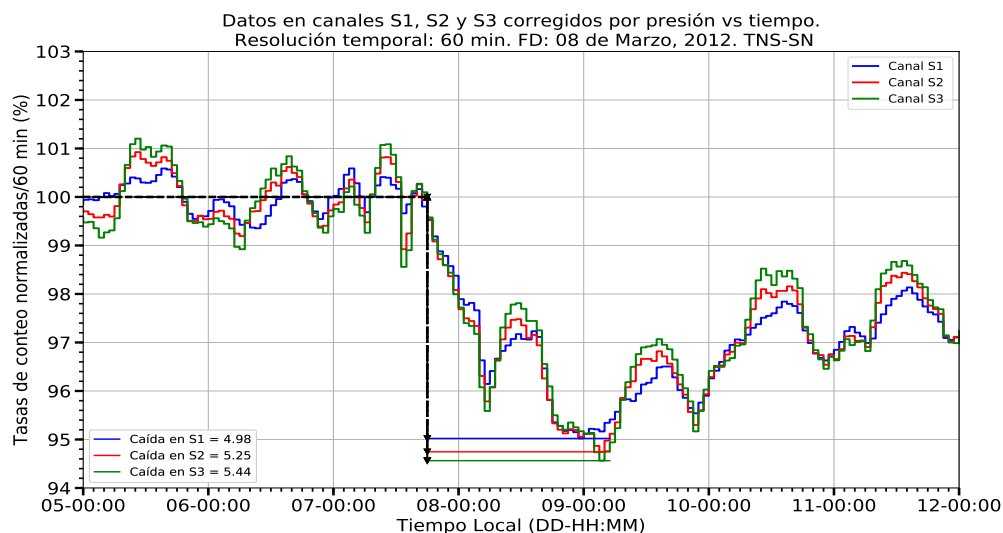


Figura 4.23. FD del 08 de Marzo de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por la presión.

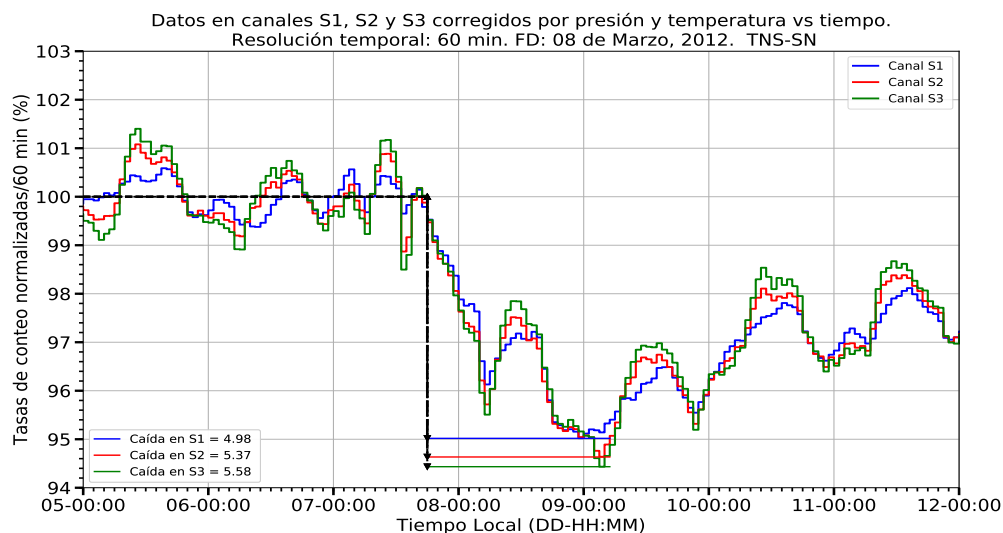


Figura 4.24. FD del 08 de Marzo de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por presión y temperatura.

Como se muestra en las Figuras 4.23 y 4.24, en el caso del canal S3, el parámetro $ff_3 = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)_3 = 0.03$, es el más grande. Para este evento, prácticamente no hay diferencia entre ambos valores.

4.7.4. Evento del 05 de Abril de 2012

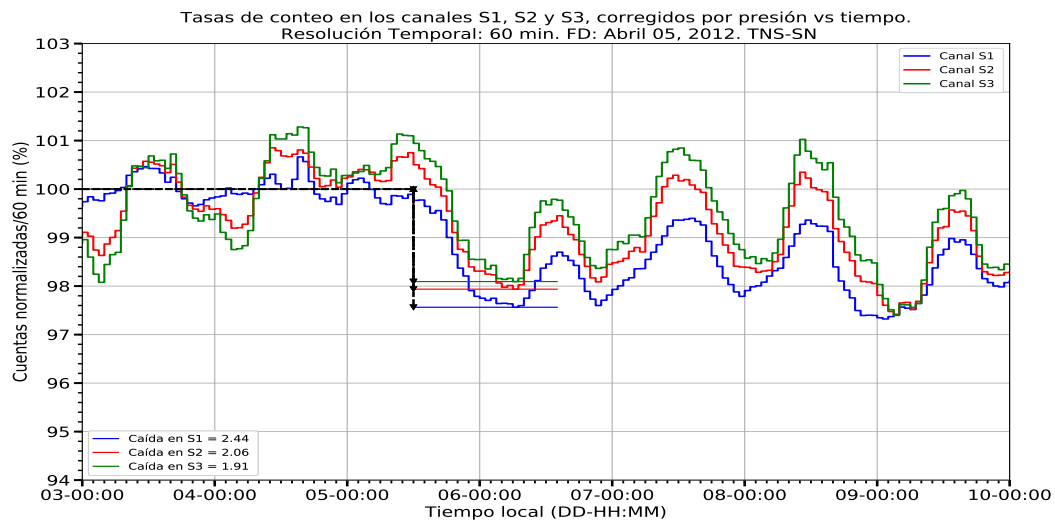


Figura 4.25. FD del 05 de Abril de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por la presión.

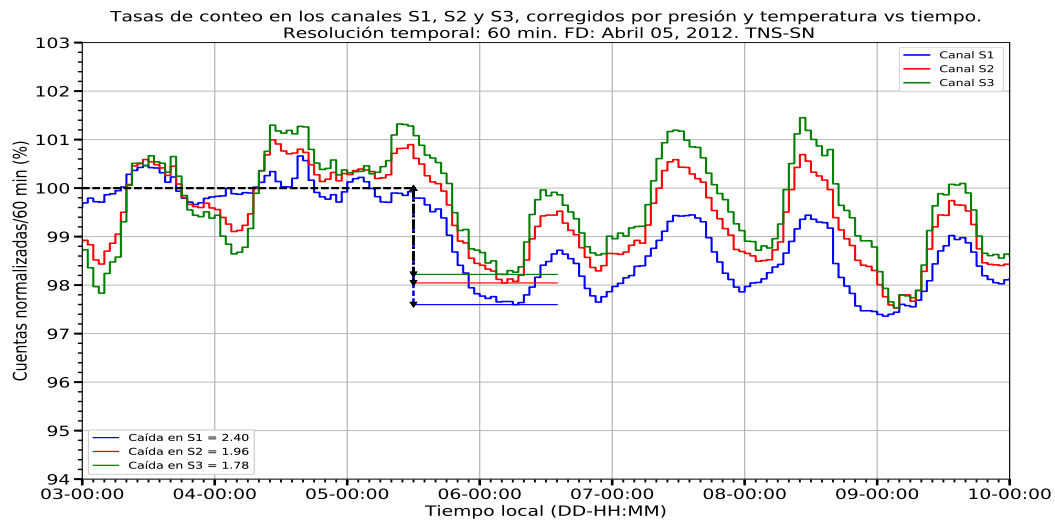


Figura 4.26. FD del 05 de Abril de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por presión y temperatura.

Como se muestra en las Figuras 4.25 y 4.26, en el caso del canal S3, el parámetro $ff_3 = \left(\frac{ff_{PT} - ff_P}{ff_P}\right)_3 = -0.07$, es el de mayor valor absoluto.

4.7.5. Evento del 16 de Junio de 2012

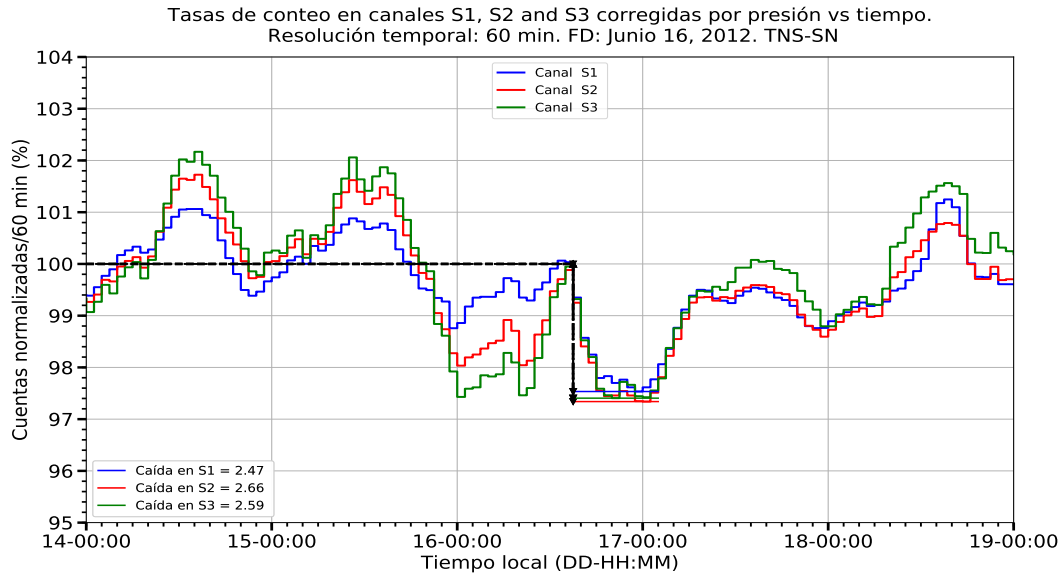


Figura 4.27. FD del 16 de Junio de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por la presión.

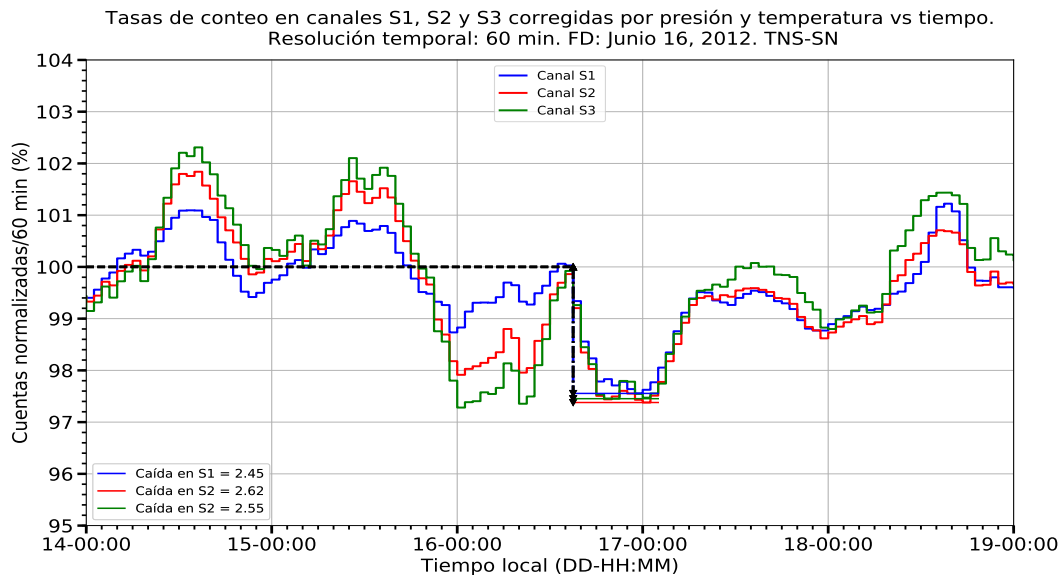


Figura 4.28. FD del 16 de Junio de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por presión y temperatura.

Como se muestra en las Figuras 4.27 y 4.28, en el caso del canal S3, el parámetro $ff_3 = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)_3 = -0.02$, es el más grande. Para este evento, prácticamente no hay diferencia entre ambos valores.

4.7.6. Evento del 14 de Abril de 2013

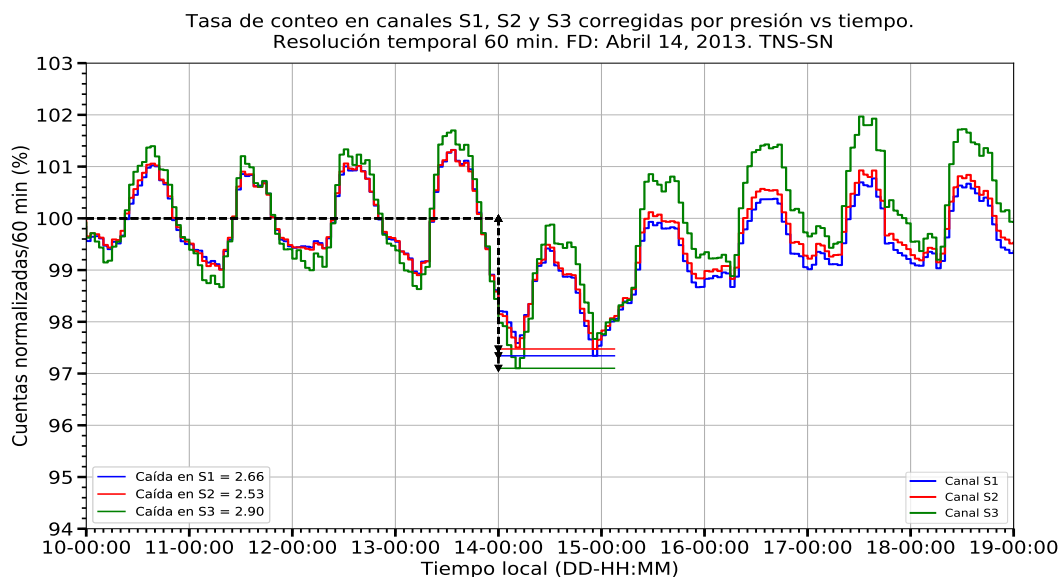


Figura 4.29. FD del 14 de abril de 2013. En el gráfico se muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por presión.

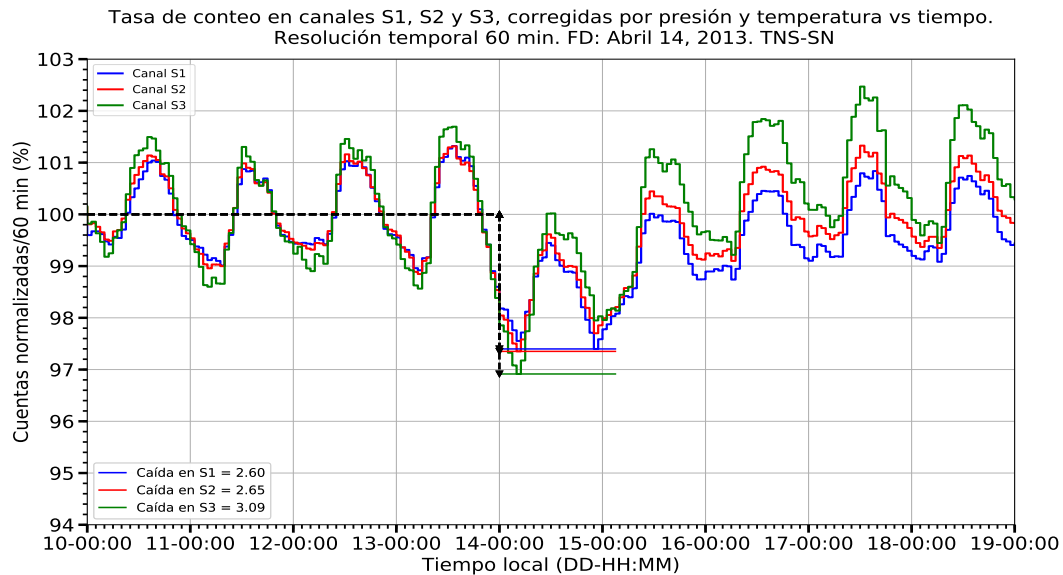


Figura 4.30. FD del 14 de abril de 2013. En el gráfico se muestra el porcentaje de caída en los registros, corregido por presión y temperatura.

Hechas las correcciones de los datos por presión y presión más temperatura para este evento, con base en las gráficas de las Figuras 4.29 y 4.30 podemos deducir que las variaciones $ff_1 = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)_1 = -0.02$, $ff_2 = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)_2 = 0.05$ y $ff_3 = \left(\frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}\right)_3 = 0.07$.

Las variaciones más perceptibles en los valores de las caídas para los FDs que se han analizado en este trabajo se presentan en los datos registrados en el canal S3 de partículas cargadas. La Tabla 4.7 resume esos registros para datos corregidos por presión y por presión más temperatura.

Tabla 4.7. Variaciones relativas en los valores de porcentaje de caída para los FD analizados, para los datos corregidos por presión y por temperatura y presión, donde $ff_3 = \frac{ff_{PT}-ff_P}{ff_P}$, calculado para el canal S3_{cargadas}.

FD	ff_P (%)	ff_{PT} (%)	ff_3
17/06/2011	2.12	2.25	0.06
05/08/2011	1.16	1.17	0.01
08/03/2012	5.42	5.56	0.03
05/04/2012	1.91	1.78	-0.07
16/06/2012	2.59	2.55	-0.02
14/04/2013	2.90	3.09	0.07

Uno de los principales objetivos del presente trabajo es determinar la sensibilidad del TNS-SN como un instrumento para el análisis de FDs.

La Tabla 4.8 muestra los porcentajes de caída para cada evento y la fracción de ello que implica la amplitud de la variación diurna (AVD), el porcentaje de caída registrado en los canales S1, S2 y S3, para los FDs estudiados.

Tabla 4.8. Valores de porcentajes de caída para los FDs analizados y su proporción representativa de la semiamplitud de la variación diurna (AVD). Los valores entre paréntesis representan la proporción $\frac{AVD}{ff_{PT}}$ para el canal correspondiente.

FD	AVD(%)	S1	S2	S3
17/06/2011	1.6	1.80 (0.88)	2.02 (0.80)	2.25 (0.71)
05/08/2011	2.0	1.39 (1.42)	1.20 (1.67)	1.17 (1.60)
08/03/2012	1.6	4.98 (0.32)	5.37 (0.30)	5.58 (0.29)
05/04/2012	1.6	2.40 (0.67)	1.96 (0.81)	1.78 (0.90)
16/06/2012	3.0	2.45 (1.22)	2.62 (1.14)	2.55 (1.17)
14/04/2013	2.0	2.60 (0.77)	2.65 (0.75)	3.09 (0.75)

Los resultados que se muestran en la Tabla 4.8 nos dicen que la mayoría de las amplitudes de la variación diurna exceden el 50% del decrecimiento máximo para los diferentes FD estudiados. Este hecho deja a solo un evento para el cual la proporcionalidad de la amplitud de la variación diurna no excede esa proporción. Esto implica que el TNS-SN no es instrumento confiable para el análisis de los eventos de FDs para los cuales el porcentaje de caída sea menor al 5%. Las tasas de caída registradas en S1, S2 y S3 canales de cargadas del TNS-SN se calcularon para los eventos seleccionados. Se detallan en la Tabla 4.9

Tabla 4.9. Comparación de los porcentajes de los FDs registrados en los canales del TNS-SN, S1, S2 y S3 de cargadas y los respectivos porcentajes registrados en el MNCDMX.

FD	S1	S2	S3	Promedio	MNCDMX
17 de Junio, 2011	1.80 ± 0.05	2.02 ± 0.05	2.25 ± 0.06	2.02 ± 0.34	2.3
05 de Agosto, 2011	1.39 ± 0.05	1.20 ± 0.06	1.17 ± 0.08	1.25 ± 0.29	2.0
08 de Marzo, 2012	4.98 ± 0.09	5.37 ± 0.09	5.58 ± 0.11	5.31 ± 0.53	7.0
05 de Abril, 2012	2.40 ± 0.08	1.96 ± 0.08	1.78 ± 0.08	2.04 ± 0.71	3.5
16 de Junio, 2012	2.45 ± 0.08	2.62 ± 0.07	2.55 ± 0.08	2.54 ± 0.31	4.0
14 de Abril, 2013	2.60 ± 0.08	2.65 ± 0.09	3.09 ± 0.10	2.78 ± 0.50	4.5

Los márgenes de incertidumbre expresados en la columna 'Promedio' corresponden a la desviación estándar de los valores de los FDs registrados en los canales S1, S2 y S3 de partículas cargadas, y del margen de incertidumbre de los valores para cada canal, para cada evento.

De la información que se muestra en la Tabla 4.9, se puede observar que para los eventos escogidos en este estudio, las profundidades estimadas de los FDs en el TNS-SN están por debajo de los registrados por el MNCDMX (Musalém, 2015, p. 57). Como se muestra en la Tabla 4.8, el evento del 08 de Marzo de 2012 es el único para el cual la proporción $\frac{AVD}{ff_{PT}}$ está por debajo del 50% en los tres canales de partículas cargadas del TNS-SN.

Nos inclinamos a pensar que la diferencia en los registros de las profundidades de las caídas se debe a las energías menores presentes en las cascadas de rayos cósmicos que son capaces de arribar a SN, pero no a la CDMX debido a los 200 g cm^{-1} de diferencia de las alturas de las dos localidades y por ello la componente de menor energía de los chubascos se absorbe.

Según Shibata (1994), para las partículas con energías de 150 MeV, la atenuación de la CDMX en comparación de la misma para SN tienen al menos un orden de magnitud de diferencia.

La Figura 4.31 muestra las funciones de respuesta diferencial total (W_T) de ambos detectores para Marzo del 2012, usando el formalismo de Clem & Dorman (2000). Con base en dicho formalismo

$$W_T(R_C, t, h) = -\frac{dN}{N(0)dR_C} = \alpha(\kappa - 1) \exp(-\alpha R_C^{-\kappa+1}) R_C^{-\kappa} \quad (4.15)$$

donde $N(R_C, t, h)$ - es la función de la tasa de conteo de cada monitor, R_C - la rigidez magnética umbral, t - simboliza tiempo y h - profundidad atmosférica. Acá α y κ son parámetros cuyos valores dependen de la profundidad atmosférica.

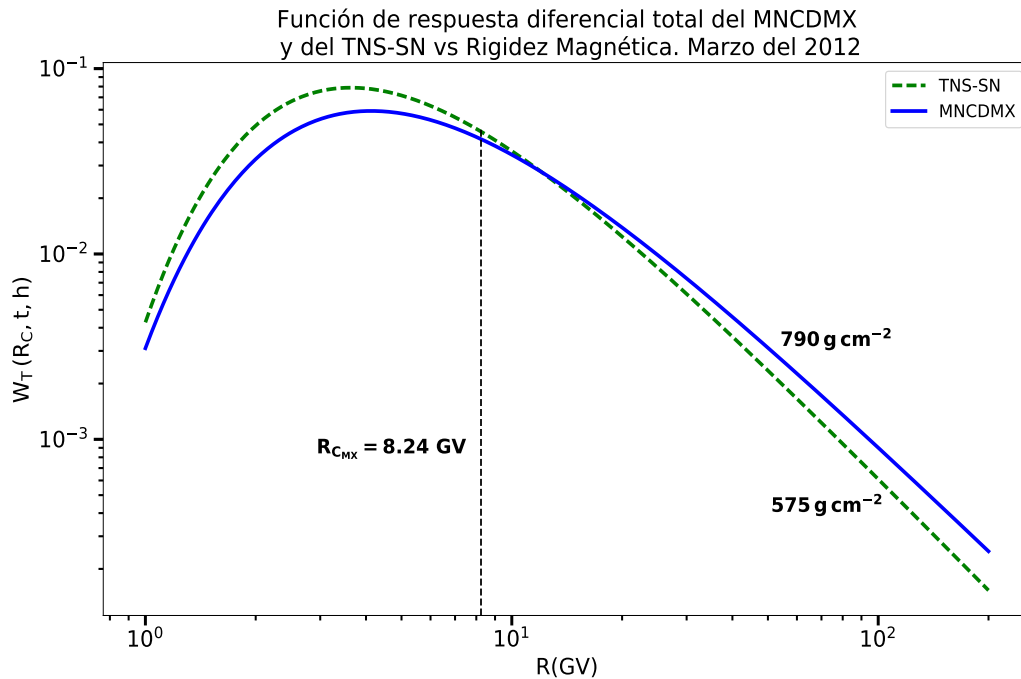


Figura 4.31. Funciones de respuesta diferencial total del MNCDMX y del TNS-SN para Marzo del 2012. Se puede apreciar que la función de respuesta de ambos monitores es muy similar, no obstante la diferencia en los valores de las profundidades atmosféricas de los sitios.

En la Figura 4.31 se puede apreciar que la función de respuesta de ambos monitores es muy similar. Para el caso de la CDMX y SN ($R_{C_{MX}} \simeq 8.24 \text{ GV} \sim 19^\circ\text{N}$), se observa que el valor de respuesta de ambos dispositivos es prácticamente el mismo, donde $h_{CDMX} = 790 \text{ g cm}^{-2}$ (Usoskin

[et al., 1997](#)) y $h_{\text{SN}} = 575 \text{ g cm}^{-2}$ ([Valdés-Galicia et al., 2004](#)). Las respuestas medias fueron calculadas: para el TNS-SN es aproximada a los 23.7 GV y para el MNCDMX ronda los 24.5 GV. De esta manera, consideramos que la diferencia en los valores mínimos registrados por ambas estaciones para todos los eventos seleccionados puede deberse a la ligera diferencia en los valores de la respuesta diferencial media.

Sumario y conclusiones

En este trabajo presentamos un análisis de FDs para el período 2011-2013, con el propósito de determinar si el TNS-SN es un instrumento confiable para el análisis de FDs. Con el objetivo de conocer cual de los parámetros atmosféricos relevantes (presión, temperatura, humedad relativa y rapidez del viento) podrían tener una influencia en las tasas de conteo registradas, un estudio correlativo detallado fue realizado con cada uno de estos parámetros. Se determinó que la presión dinámica no es significativa en el valor de la presión total, entonces la presión barométrica es la única de las dos presiones a ser tomada en cuenta para el subsecuente análisis. Hicimos gráficas de los datos registrados en los canales S1, S2, S3 de las partículas cargadas y neutras del TNS-SN vs la presión, la temperatura y la humedad relativa para el cálculo de los respectivos coeficientes de corrección, usando datos de períodos geomagnéticamente calmos, evitando de esta manera la posible influencia de los fenómenos de la actividad solar. También encontramos que la Humedad Relativa no tiene suficiente influencia en la variación de los datos y que solamente la presión atmosférica y la temperatura son tomados en consideración para el cálculo de las correcciones atmosféricas de los datos en crudo (ver Tablas 4.4 y 4.5).

Determinamos que, en el caso del canal $S1_{\text{cargadas}}$ siendo el valor total del coeficiente total $(0.381 \pm 0.030) \%/mbar$, el coeficiente de temperatura representa 5.9% del coeficiente global; para el caso del canal $S2_{\text{cargadas}}$ el coeficiente total es $(0.506 \pm 0.064) \%/mbar$, para el cual el coeficiente de temperatura representa el 18.6% del coeficiente total y por último, en el caso del canal $S3_{\text{cargadas}}$ el coeficiente total es $(0.646 \pm 0.078) \%/mbar$, para el cual el coeficiente de temperatura representa el 17.9% (ver Tabla 4.6).

En el caso del análisis de los FDs seleccionados, utilizando datos corregidos por presión y por presión más temperatura, la diferencia relativa mínima se halló para el evento del 05 de Agosto del 2011, alcanzando una diferencia relativa del 0.01. La mayor diferencia relativa se presentó para el evento del 14 de Abril de 2013, con un valor de 0.07 (ver Tabla 4.7), el cual yace en el margen de incertidumbre para los canales $S2_{\text{cargadas}}$ y $S3_{\text{cargadas}}$. Estos argumentos nos conducen a creer (como fue discutido en los comentarios de las Tablas 4.6 y 4.7) que el parámetro atmosférico prevalente para realizar la corrección de las tasas de conteo del TNS-SN es la presión barométrica.

Más aún, las contribuciones del coeficiente de temperatura a las estimaciones de los valores de los decrecimientos globales no son significativos, por cuanto dichas contribuciones yacen en el

margen de incertidumbre de los valores totales de decrecimiento (ver valores en la Tabla 4.7 y la columna "Promedio" en la Tabla 4.9), por consiguiente la temperatura no puede ser considerada como un factor para el cálculo de los coeficientes de corrección.

Cuando comparamos los datos del TNS-SN con los del MNCDMX, se aprecia que la diferencia en los registros de los mínimos de los FDs en ambos monitores es significativa. El valor medio de la respuesta a la rigidez de ambas estaciones es similar, pero la diferencia en la profundidad atmosférica puede jugar el papel más relevante en las diferencias encontradas, para los componentes de bajas energías de la cascada secundaria, la absorción atmosférica alcanza al menos un orden de magnitud. Una conclusión general del presente estudio es, que debido a la variación diurna amplificada (en el intervalo $(1.6 - 3) \%$, Tabla 4.8), el TNS-SN no es un instrumento confiable para el análisis de los FDs, cuyos valores mínimos sean menores al 5% de la línea base de un día calmo.

Referencias capítulo 4

- Abbrescia M., et al., 2011, [The European Physical Journal Plus](#), 126, 61
- Augusto C. R. A., et al., 2012, [The Astrophysical Journal](#), 759, 143
- Barrantes M., Valdés-Galicia J. F., González L. X., Carrasco E., Carramiñana A., Reyes J., Musalém O., Hurtado A., 2018, [Monthly Notices of the Royal Astronomical Society](#), 473, 3299
- Bellotti R., et al., 1996, [Phys. Rev. D](#), 53, 35
- Bellotti R., et al., 1999, [Phys. Rev. D](#), 60, 052002
- Bertou X., 2011, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment](#), 639, 73
- Blackett P. M., 1938, [Physical Review](#), 54, 973
- Braun I., Engler J., Hörandel J., Milke J., 2009, [Advances in Space Research](#), 43, 480
- Clem J. M., Dorman L. I., 2000, , 93, 335
- Coutu S., et al., 1999, [Astroparticle Physics](#), 11, 429
- Dasso S., Asorey H., Collaboration F. T. P. A., 2012, [Advances in Space Research](#), 49, 1563
- De Mendonça R. R. S., Raulin J.-P., Echer E., Makhmutov V. S., Fernandez G., 2013, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 118, 1403
- Deggeroni V., et al., 2013, in 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, 2013. The Astroparticle Physics Conference..
- Dorman L. I., 2004, *Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and the Underground*. Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- Dumbovic M., Vrsnak B., Calogovic J., Karlica M., 2011, [Astronomy & Astrophysics](#), 531
- González-Méndez L., 2010, PhD thesis, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Grieder P. K., 2001, in Grieder P. K., ed., , *Cosmic Rays at Earth*. Elsevier, Amsterdam, pp 55–303, doi:<https://doi.org/10.1016/B978-044450710-5/50004-X>, <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978044450710550004X>
- Longair M., 2011, *High energy astrophysics*, draft, 3ed edn. CUP
-

- Miroshnichenko L., 2011, Physics of the Sun and solar-earth relations. University book, Moscow
- Musalém O., 2015, Master's thesis, National Autonomous University of Mexico, UNAM, México City
- NOAA 2004, K-Indexes, 2004, ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old_indices/2004_DGD.txt
- NOAA 2005, K-Indexes, 2005, ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/old_indices/2005_DGD.txt
- Okike O., Collier A., 2011, [Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics](#), 73, 796
- Patrignani C., et al., 2016, Review of Particle Physics. Particle Data Group, p. 100001
- Pintér T., Rybanský M., Kudela K., Dorotovič I., 2011, Sun and Geosphere, 6, 23
- Richardson I. G., Cane H. V., 2011, [Solar Physics](#), 270, 609
- Shibata S., 1994, [Journal of Geophysical Research: Space Physics](#), 99, 6651
- Subramanian P., 2009, Forbush Decreases and Space Weather, <https://www.iiap.res.in//ihy/school/prasad.pdf>, Bangalore - 560034, India
- Usoskin I. G., Kovaltsov G. A., Kananen H., Tanskanen P., 1997, [Annales Geophysicae](#), 15, 375
- Valdés-Galicia J. F., et al., 2004, [Nuclear Instruments and Methods in Physics Research](#), 535, 656.
-

Apéndices

APÉNDICE A

CANAL S1 DE PARTÍCULAS CARGADAS

A.1. Porcentajes de caída evento del 08 de Marzo del 2012

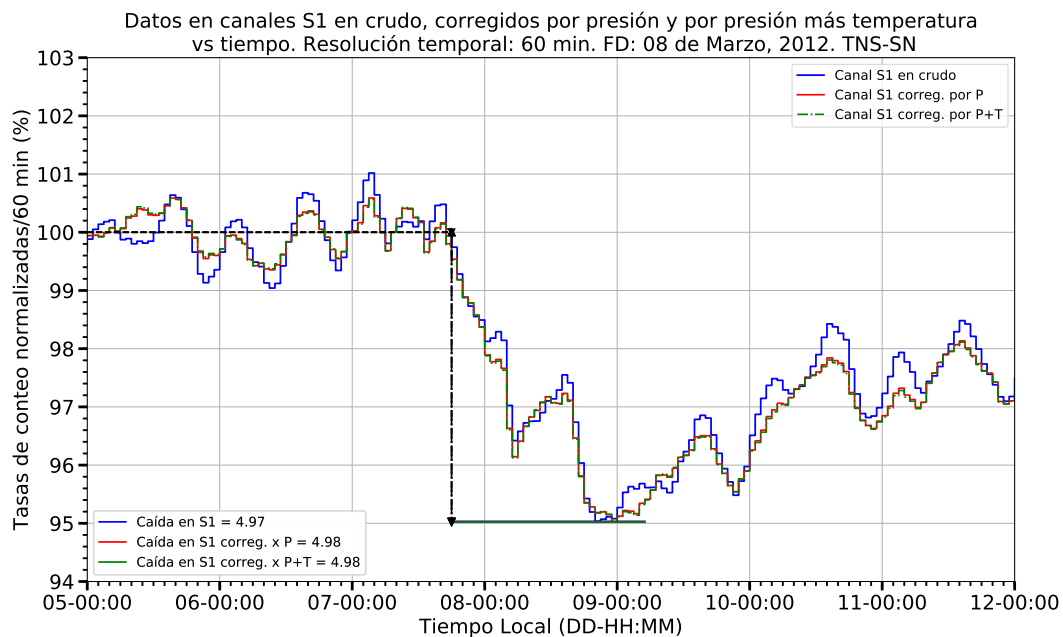


Figura A.1. FD del 08 de Marzo de 2012. El gráfico muestra el porcentaje de caída en los registros sin corregir, corregidos por presión y corregidos por presión más temperatura para el canal S1 de partículas cargadas.

La Figura A.1 muestra el porcentaje de caída en los registros sin corregir, corregidos por presión y corregidos por presión y temperatura para el canal S1 de partículas cargadas. Los valores de dichos porcentajes son: 4.97, 4.98 y 4.98 respectivamente.

El código utilizado para generar la gráfica de la Figura A.1 es el siguiente

```

1  #!/usr/bin/env python
   # coding: utf-8 -*-
   ##### -- coding: iso-8859-1 --
   #####
   ##      DATOS CANAL S1 PART. CARG SIN
   ##      CORREGIR Y CORREG. X P Y P+T
   #####
   import matplotlib.pyplot as plt
   from matplotlib.pyplot import legend

11 import matplotlib.dates as mdates
   from matplotlib.dates import DayLocator, HourLocator, MinuteLocator, DateFormatter, drange,
       strpdate2num
   from matplotlib.ticker import MultipleLocator, FormatStrFormatter

   import numpy as np
   from numpy import *

   import datetime

   #####
21 f,s1,s1c,s1cc,s2,s2c,s2cc,s3,s3c,s3cc=np.loadtxt('datos-corregidos-por-ultimo-nuevo-beta
       -20120308-1hora-verif-nueva.dat', converters = {0: strpdate2num('%Y%m%d%H%M%S')}, delimiter=",",
       , skiprows=4, usecols=(0,3,4,5,6,7,8,9,10,11), unpack=True)
   #####

   ##### GRAFICACION #####
   fig=plt.figure(figsize=(14,7)) # figsize=(16,10)
   ax=fig.add_subplot(111)

   #####
   ### FECHAS
   #####

31 date1 = datetime.datetime( 2012, 3, 5,00,00,00)
   date2 = datetime.datetime( 2012, 3, 12,00,00,00)

   date11= datetime.datetime(2012,3,7,18,00)
   date12= datetime.datetime(2012,3,8,06,00)
   date13= datetime.datetime(2012,3,9,05,00)

```

```

delta = datetime.timedelta(hours=12)
dates = drange(date1, date2, delta)
41
#####
## GRAFICAS
#####

12,=ax.plot_date(f,100*s1/mean(s1[97:164]),'-',linewidth=1.3,drawstyle='steps',color='blue', label
    ='Canal S1 en crudo')
14,=ax.plot_date(f,100*s1c/mean(s1c[97:151]),'-',linewidth=1.3,drawstyle='steps',color='red',
    label='Canal S1 corr. por P')
16,=ax.plot_date(f,100*s1cc/mean(s1cc[97:151]),'-.',linewidth=1.3,drawstyle='steps',color='green',
    label='Canal S1 corr. por P+T')
leg1=plt.legend(handles=[12,14,16], loc=1, fontsize=12)
ax1=plt.gca().add_artist(leg1)
51
#####
## MEDIA, MINIMO S1 CRUDO
#####

113,=plt.plot((date1,date11), (100*mean(s1[97:164])/mean(s1[97:164]), 100*mean(s1[97:164])/mean(s1
    [97:164])),c="k",linewidth=2.5, linestyle='dashed', label='media antesala S1 = mean(s1
    [97:164])') # Formato lineas ((x1,x2), (y1,y2))
114,=plt.plot((date11,date13), (100*min(s1[164:201])/mean(s1[97:164]), 100*min(s1[164:201])/mean(
    s1[97:164])),c="blue",linewidth=1.5, linestyle='--', label=u'Ca da en S1 = %.4f'%(100*(1-min(
    s1[164:201])/mean(s1[97:164])))
plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1[97:164])/mean(s1[97:164]),100*min(s1[164:201])/mean(s1
    [97:164])), c="black",linewidth=1.5, linestyle='--') # linea vertical

plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1[97:164])/mean(s1[97:164]), 100*mean(s1[97:164])/mean(s1
    [97:164])), color='black', linewidth=2, marker='^') # cabeza flecha
61 plt.plot((date11,date11), (100*min(s1[164:201])/mean(s1[97:164]),100*min(s1[164:201])/mean(s1
    [97:164])), color='black', linewidth=2, marker='v') # inferior flecha

#####
## MEDIA, MINIMO S1 CORREGIDO POR P
#####

117,=plt.plot((date1,date11), (100*mean(s1c[97:164])/mean(s1c[97:164]), 100*mean(s1c[97:164])/mean
    (s1c[97:164])),c="k",linewidth=2.5, linestyle='dashed') # Formato lineas ((x1,x2), (y1,y2))
118,=plt.plot((date11,date13), (100*min(s1c[164:201])/mean(s1c[97:164]), 100*min(s1c[164:201])/
    mean(s1c[97:164])),c="red",linewidth=1.5, linestyle='--', label=u'Ca da corr. en S1 = %.4f'
    %(100*(1- min(s1c[164:201])/mean(s1c[97:164])))
plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1c[97:164])/mean(s1c[97:164]),100*min(s1c[164:201])/mean(s1c
    [97:164])), c="black",linewidth=1.5, linestyle='--') # linea vertical

```

```

71 plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1c[97:164])/mean(s1c[97:164]), 100*mean(s1c[97:164])/mean(s1c
    [97:164])), color='black', linewidth=2, marker='^') # cabeza flecha
plt.plot((date11,date11), (100*min(s1c[164:201])/mean(s1c[97:164]),100*min(s1c[164:201])/mean(s1c
    [97:164])), color='black', linewidth=2, marker='v') # inferior flecha

print min(s1c[164:201])/mean(s1c[97:164])

#####
## MEDIA, MINIMO SI CORREGIDO POR P+T
#####

l112,=plt.plot((date1,date11), (100*mean(s1cc[97:164])/mean(s1cc[97:164]), 100*mean(s1cc[97:164])/
    mean(s1cc[97:164])),c="k",linewidth=2.5, linestyle='dashed') # Formato lineas ((x1,x2), (y1,
    y2))
81 l114,=plt.plot((date11,date13), (100*min(s1cc[164:201])/mean(s1cc[97:164]), 100*min(s1cc[164:201])
    /mean(s1cc[97:164])),c="g",linewidth=1.5, linestyle='--', label=u'Ca da corr. en S1 = %.4f'
    %(100*(1- min(s1cc[164:201])/mean(s1cc[97:164])))
plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1cc[97:164])/mean(s1cc[97:164]),100*min(s1cc[164:201])/mean(
    s1cc[97:164])), c="black",linewidth=1.5, linestyle='--') # linea vertical

plt.plot((date11,date11), (100*mean(s1cc[97:164])/mean(s1cc[97:164]), 100*mean(s1cc[97:164])/mean(
    s1cc[97:164])), color='black', linewidth=2, marker='^') # cabeza flecha
plt.plot((date11,date11), (100*min(s1cc[164:201])/mean(s1cc[97:164]),100*min(s1cc[164:201])/mean(
    s1cc[97:164])), color='black', linewidth=2, marker='v') # inferior flecha

print min(s1cc[164:201])/mean(s1cc[97:164])

#####
leg2=plt.legend(handles=[l14,l18,l114], loc=3,fontsize=12)
91 ax2=plt.gca().add_artist(leg2)
#####

#####
### PARAMETROS DE EJES
#####

ax.xaxis.set_major_locator(mdates.MinuteLocator(interval=1440))
ax.xaxis.set_major_formatter(mdates.DateFormatter('%d'))
ax.xaxis.set_minor_locator(mdates.MinuteLocator(interval=120))
101 ax.xaxis.set_major_formatter( DateFormatter('%d-%H:%M') )

ymajorLocator=MultipleLocator(1)
yminorLocator=MultipleLocator(0.2)

ax.yaxis.set_major_locator(ymajorLocator)
ax.yaxis.set_minor_locator(yminorLocator)

```

```
ax.tick_params(which='major', length=8, width=2.5)
ax.tick_params(which='minor', length=4, width=1.7)
111 ax.tick_params(axis='both', labelsize=18)
####

plt.title(u'Datos en canal S1 en crudo, corregidos por presi n y por presi n+temperatura\n vs
         tiempo. Resoluci n temporal: 60 min. FD: 08 de Marzo, 2012. TNS-SN', size=18)
plt.ylabel('Tasas de conteo normalizadas/60 min (%)', size=18)

plt.xlabel('Tiempo Local (DD-HH:MM)', size=18)

ax.set_xlim( date1, date2 )
ax.set_ylim(94,103)
121
ax.grid(True)
plt.show()
```

APÉNDICE B

MODELO SOLAR ESTÁNDAR

El Modelo Solar Estándar (SSM, acrónimo en inglés) es el marco teórico más sencillo para la descripción del interior de una estrella como el Sol. Asume que la estrella está compuesta por gas, de simetría esférica, no toma en cuenta su campo magnético ni su rotación. Para describir el interior del Sol, el modelo estándar está basado en el estudio de un cascarón esférico delgado, de grosor dr , ubicado a un radio r dentro del Sol y que contiene una masa dM . La suma de las fuerzas que actúan sobre este cascarón es igual a cero.

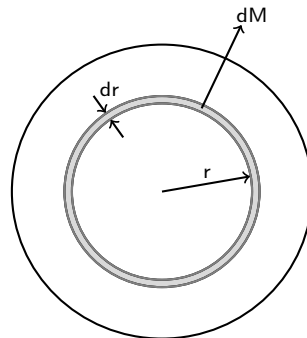


Figura B.1. Elemento de masa del Sol para el estudio de su estructura, según SSM.

El SSM está descrito por cuatro ecuaciones diferenciales de primer orden, que describen las variaciones de la presión, la masa, la luminosidad (energía por unidad de tiempo por unidad de área) y la temperatura (transporte de energía) a través del cascarón, en función del radio solar

- Equilibrio hidrostático.

$$\frac{\partial P(r)}{\partial r} = -\frac{GM}{r^2}\rho(r) \quad (\text{B.1})$$

- Ecuación de continuidad.

$$\frac{\partial M(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (\text{B.2})$$

- Conservación de energía.

$$\frac{\partial L(r)}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho(r) \left(\varepsilon + T \frac{dS}{dt} \right) \quad (\text{B.3})$$

- Gradiente de temperatura.

$$\frac{\partial T(r)}{\partial r} = -\frac{T(r)}{P(r)} \frac{GM(r)}{r^2} \rho(r) \nabla \quad (\text{B.4})$$

donde L - luminosidad, P - Presión, T - Temperatura, M - masa, ρ - densidad, r - radio
 ε - tasa específica (por unidad de masa) de generación de energía nuclear, S - entropía específica,
 G - constante gravitacional

La solución a las ecuaciones B.1 - B.4 nos brinda un perfil del comportamiento de las variables solares especificadas en función del radio solar, que se muestra en la Figura B.2

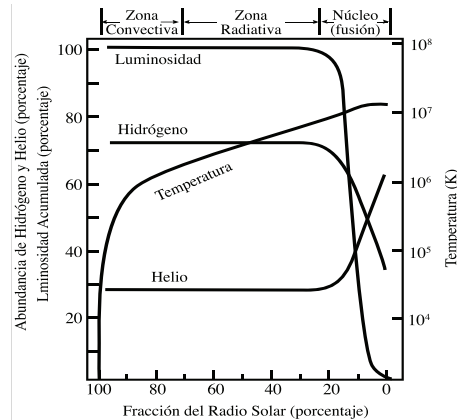


Figura B.2. Variación de los parámetros del SSM a lo interno del Sol¹.

¹Imagen tomada del texto Introducción a la física espacial/María Guadalupe Cordero Tercero ... [et al.] – México:UNAM, 2013, pág 60. ISBN 978-607-02-4594-7

APÉNDICE C

RIGIDEZ MAGNÉTICA

Consideremos una partícula con carga Ze , que se mueve en un plano perpendicular a las líneas de fuerza de un campo magnético de intensidad B . La trayectoria de la partícula tendrá forma de una hélice, cuyo radio de giro puede obtenerse a partir de la condición de que la fuerza centrífuga que experimenta la partícula y la fuerza de Lorentz (fuerza centrípeta) deben equilibrarse. Si m es la masa de la partícula y v su rapidez, pequeña comparada con la de la luz, la fuerza centrípeta está dada por la expresión $\frac{mv^2}{r}$, donde r es el radio de giro de la partícula. Por otro lado, la fuerza de Lorentz es $ZeBv$, de donde:

$$\frac{mv^2}{r} = ZeBv \quad (C.1)$$

Se considera que la rigidez magnética es una medida de resistencia de una partícula a ser desviada por el campo geomagnético. El término umbral se utiliza para expresar que existe un valor de rigidez magnética para el cual ya no se podrá detectar partícula alguna. El valor de la rigidez magnética depende de la latitud, de la época del año, dirección de acercamiento del flujo de partículas. A partir de la ecuación C.1 la rigidez magnética se define como

$$R = Br = \frac{p}{Ze} \quad (C.2)$$

donde B - es la intensidad del campo magnético, r - el radio de giro de la partícula, p - la cantidad de movimiento de la partícula, Ze - su carga.