



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA

ESTUDIO DE LAS VARIACIONES TEMPORALES A GRAN
ESCALA DE LA INTENSIDAD DE LOS RAYOS CÓSMICOS
GALÁCTICOS

T E S I S

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

P R E S E N T A

ENRÍQUEZ VARGAS MIGUEL

DIRECTOR DE TESIS
ROGELIO CABALLERO LÓPEZ
INSTITUTO DE GEOFÍSICA

Ciudad Universitaria, Cd. Mx. Enero 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.

Índice

Resumen	v
1 Introducción	1
1.1 Rayos cósmicos	1
1.1.1 Origen de los rayos cósmicos	1
1.1.2 Distribución de energía	2
1.2 El Sol	5
1.2.1 Viento solar	5
1.2.2 Ciclo de actividad solar	11
1.2.3 Heliosfera	15
2 Modulación solar de los rayos cósmicos	19
2.1 Espectro local interestelar	19

2.2	Ecuación de transporte	25
2.2.1	Solución convección-difusión	28
2.2.2	Solución Campo de Fuerza	30
2.2.3	Solución numérica en una dimensión	35
3	Parámetro de modulación ϕ	39
3.1	Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA)	39
3.1.1	Influencia del LIS en el cálculo de ϕ	43
3.2	Cálculo de ϕ con base en la red mundial de monitores de neutrones	49
3.2.1	Red mundial de monitores de neutrones	49
3.2.2	Metodología	53
4	Variación temporal de la intensidad de rayos cósmicos	57
4.1	Cálculo de ϕ con base en las observaciones de monitores de neutrones	58
4.2	Comparación con estudios previos	62
5	Conclusiones	73

Índice	iii
<hr/>	
Apéndice	75
A Algoritmo para la solución convección-difusión	77
B Algoritmo para la solución campo de fuerza	81
Bibliografía	90

Resumen

Los rayos cósmicos son partículas provenientes de diversas fuentes astrofísicas. Los que provienen fuera de la heliosfera, son moduladas por el campo magnético del viento solar. Dado que la actividad solar varía en el tiempo, la modulación de la intensidad de rayos cósmicos presenta una dependencia temporal. La ecuación de transporte de Parker presenta los diferentes fenómenos que influyen en la modulación. Existen aproximaciones de dicha ecuación como la solución campo de fuerza, la solución convección-difusión las cuales son analíticas y la solución numérica en una dimensión. El nivel de modulación se presenta en cada una de estas soluciones por los parámetros ϕ , M y Ψ respectivamente.

En este trabajo se estudia la modulación de rayos cósmicos a 1 *UA*. Esto es posible con base en misiones espaciales como *BESS*, *POLAR I*, *POLAR II* y *PAMELA* entre otras. Y con base en el conteo de los monitores de neutrones, los cuales detectan partículas generadas por los chubascos

atmosféricos.

En este trabajo se desarrollan los siguientes puntos:

- En el capítulo 3 se trata el parámetro de modulación Ψ , asociado a la solución en una dimensión, es dependiente del viento solar. Sin embargo, la variación no es considerable, por lo que se puede proponer un valor constante de 400 km/s .
- En el capítulo 4 se analiza la modulación a 1 UA . Los valores de los parámetros ϕ (asociado a la solución campo de fuerza) y Ψ son muy similares. De ahí la motivación de este trabajo de proponer ϕ como una aproximación acertada y fácil de utilizar. Es más eficiente en cuestión de cómputo. También es más sencillo utilizar una solución analítica a una que debe ser resuelta con algún método numérico.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Rayos cósmicos

1.1.1 Origen de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son núcleos atómicos o electrones provenientes de diversas fuentes astrofísicas que viajan a través del espacio. Algunos de ellos al ingresar a la atmósfera, interaccionan con alguna molécula o átomo causando múltiples colisiones nucleares que dan como resultado chubascos atmosféricos. Las partículas que ingresen a la atmósfera se denominan rayos cósmicos primarios y a los que son generados por las colisiones nucleares son denominados rayos cósmicos secundarios.

El origen de los rayos cósmicos es hasta la fecha un problema no del todo resuelto. Victor Hess en 1912 descubrió los rayos cósmicos con globos atmosféricos (Sekido et al., 1985). Y a partir de ahí se han diversificado las explicaciones de su origen. La más aceptada es que provienen de explosiones de supernovas y algunas de menor energía del Sol.

1.1.2 Distribución de energía

La clasificación de los rayos cósmicos es la siguiente

- Rayos cósmicos solares: tienen energías del orden de MeV a algunos GeV y son generados en el Sol por eventos como eyecciones de masa coronal y llamaradas solares. Son los que producen los GLE (Ground Level Enhancement). Están formados en su mayoría por núcleos de H (Miroshnichenko, 2015).
- Rayos cósmicos galácticos: son generados fuera del sistema solar. Los que son detectados dentro de la heliosfera tienen energías mayores a $100 MeV$ ya que los de menor energía, son deflectedados por el viento solar (Miroshnichenko, 2015). Están formados por protones

(90%), partículas alfa (9%) y núcleos más pesados (1%) (figura 1.2).

- Rayos cósmicos anómalos: tienen energías de 1 a 100 MeV , son átomos neutros provenientes del medio interestelar que han sido ionizados por radiación ultravioleta en la heliosfera interior muy cerca del Sol. Posteriormente son transportados hasta el choque terminal. Algunos de ellos son dirigidos al medio interestelar y otros reingresan a la heliosfera interna.

- Rayos cósmicos extra galácticos: tienen energías mayores a $10^9 MeV$. De éstos son de los que se tiene menor información ya que sólo llegan a la Tierra $1 \text{ part.}/(m^2año)$. Su composición ha sido sólo modelada y se considera que en su mayoría son protones. Los rayos cósmicos extra galácticos provienen de galaxias cercanas.

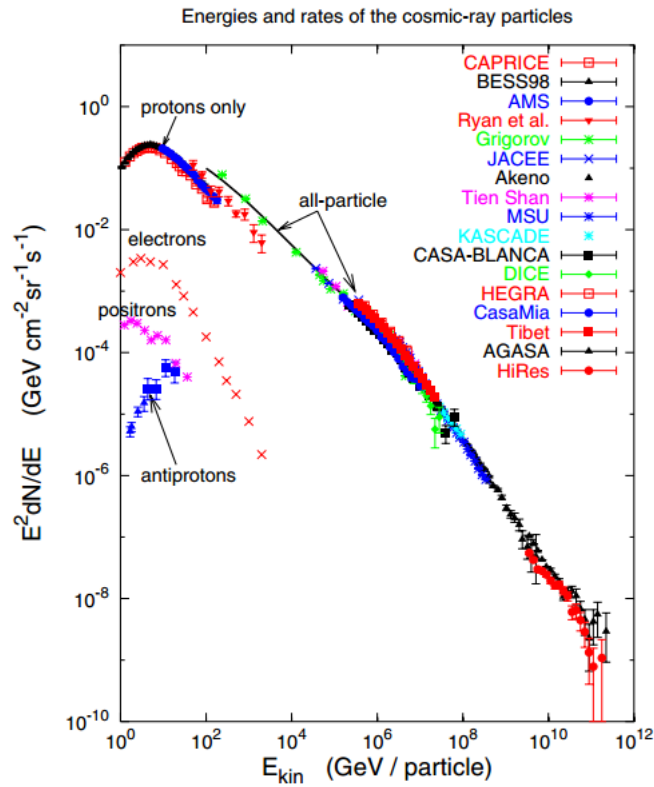


Figura 1.1: Distribución de energía de los rayos cósmicos (Gaisser, 2006).

En la figura 1.1 se observa el espectro de rayos cósmicos observado por diferentes experimentos y observatorios para diferentes partículas que ingresan a la atmósfera terrestre: protones, electrones, positrones, antiprotones.

En la figura también se observa una pequeña inflexión de la curva a 10^6 GeV llamada "rodilla" que se cree que es la división entre los rayos

cósmicos galácticos y extra galácticos. Esto debido a que un protón de energía 10^6 GeV , en un campo magnético de $1 \mu\text{G}$, tiene un radio de giro de 10^{17} m , comparable con el radio de la galaxia. Por lo que las partículas con un radio de giro mayor deben originarse fuera de nuestra galaxia (Fonseca, 2003). Existe una inflexión a $5 \times 10^{10} \text{ GeV}$ llamada "tobillo" debido a que existe un límite teórico (límite GZK, Greisen–Zatsepin–Kuzmin), en el cual, los protones comienzan a interactuar con la radiación cósmica de fondo, liberando fotones y perdiendo energía. Las observaciones del experimento Pierre Auger y AGASA coinciden con las predicciones (Günter, 2015).

1.2 El Sol

1.2.1 Viento solar

El viento solar es la expulsión de materia proveniente de la corona solar y se extiende hasta el medio interplanetario ya que la la presión térmica es mayor a la presión por la fuerza de gravedad. Su composición es principalmente de protones, electrones y en menor proporción núcleos ligeros. La existencia del viento solar fue sugerida por Richard Carrington pero

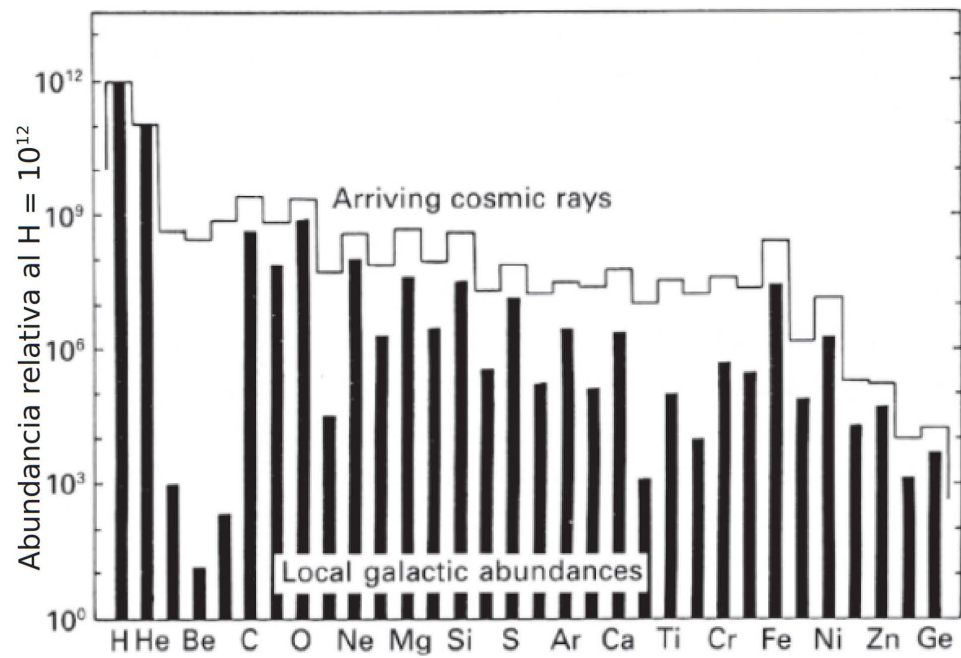


Figura 1.2: Composición de los rayos cósmicos galácticos (línea sólida) y las abundancias en el sistema solar (histograma) (Simpson, 1983).

el primer modelo fue realizado por Sydney Chapman quien lo denominó brisa solar. Un aspecto importante que no consideró Chapman, fue que existe una igualación de presiones del viento solar con el medio interplanetario. Lo que resultó con valores del viento solar menores a los reales. Un modelo más acertado fue desarrollado por Eugene Parker en 1958 que propuso que la corona solar se expande de manera supersónica hasta el medio interplanetario. Su modelo fue corroborado con la misión Mariner 2 en 1962. La ecuación que describe Parker es la siguiente

$$\left(\frac{v}{C_s}\right)^2 - \log\left(\frac{v}{C_s}\right)^2 = 4\log\left(\frac{r}{r_c}\right) + 4\frac{r_c}{r} + C, \quad (1.1)$$

donde C_s es la velocidad del sonido la cual depende de la densidad y la presión del plasma, v es la velocidad del viento solar, r es la distancia radial con respecto al centro del Sol, $r_c = 10 R_\odot$ es la distancia crítica a la cual el viento solar adquiere el valor de C_s y $C = -3$ es la constante de integración. Dicha ecuación tiene diversas soluciones como se muestra en la figura 1.3.

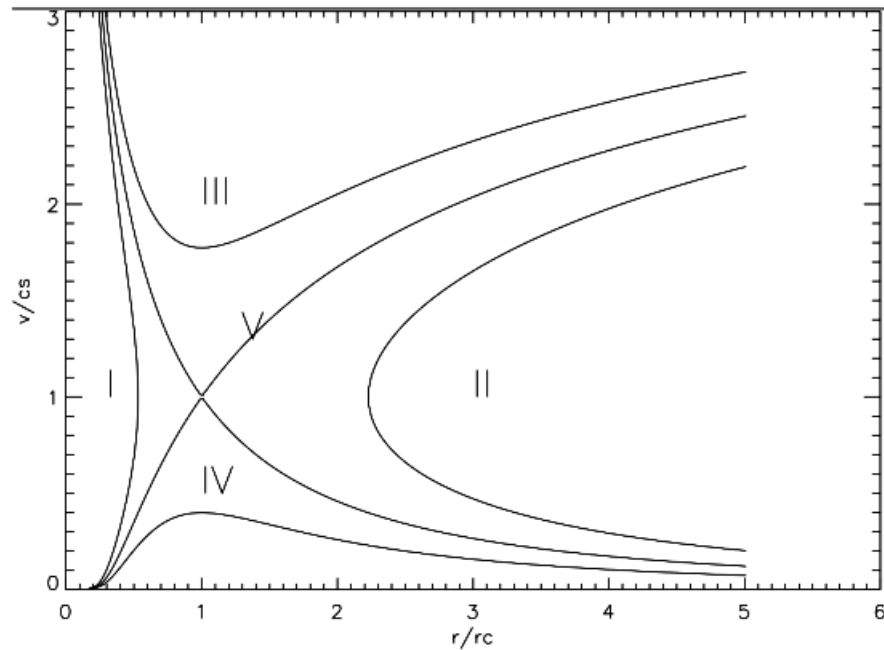


Figura 1.3: Diferentes soluciones de la ecuación 1.1.

Las soluciones *I* y *II* no tienen sentido físico ya que tienen dos valores por cada valor de r/r_c . La solución *III* tiene velocidades demasiado rápidas que no se han detectado. La solución *IV* es la denominada brisa solar la cual no tiene los valores necesarios para en un punto igualar la presión con el medio interestelar. La solución *V* es la que converge de mejor manera con las observaciones adquiridas por las misiones *Soviet Luna – 2*, *Luna – 3* y *Verna – 1* en 1959 (Nakariakov, 2016).

Las líneas del campo magnético interplanetario, obtenido a partir del modelo de Parker, son en forma de espiral (llamada espiral de Parker). Esto se debe a la rotación solar. Un esquema de dicha forma es presentada en la figura 1.4. La ecuación que describe esta espiral es la siguiente (Mathew, 2013):

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{\Omega \sin \theta (r - R_{\odot})}{V_r} \right) , \quad (1.2)$$

donde ψ es el ángulo entre la dirección radial y la dirección del campo magnético interplanetario. Ω es la velocidad angular solar con valor de $\approx 2.8 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$. $R_{\odot} = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$ el radio solar y V_r la velocidad del viento solar. r es la distancia del centro del Sol a algún punto de la heliosfera.

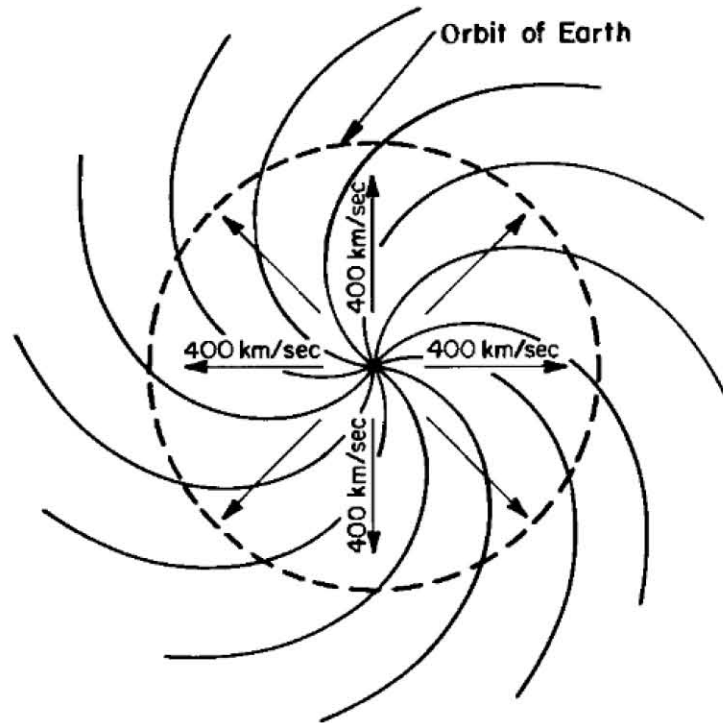


Figura 1.4: Esquema de la espiral de Parker (Kivelson et al., 1995).

Si se considera la ecuación 1.2 en la eclíptica (i.e. $\theta = 90^\circ$), $V_r = 400 \text{ km/s}$ y $\Omega = 2\pi/27 \text{ días}$, el ángulo del viento solar ψ para la distancia Sol-Tierra ($r = 1.496 \times 10^8 \text{ km}$) es 45° y para la distancia de Júpiter ($r = 7.785 \times 10^8 \text{ km}$), es de 79° . Es decir, el campo magnético es azimutal en casi toda la heliosfera.

A partir de la ecuación de inducción $\nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) = \partial \vec{B} / \partial t$, de la ecuación de conservación de flujo magnético $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ y de la conservación de momento angular $\vec{r} \times m\vec{v}$, Parker obtuvo las componentes del campo magnético interplanetario, siendo:

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_0, \theta, \phi) \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (1.3)$$

$$B_\theta(r, \theta, \phi) = 0 \quad (1.4)$$

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = -B_{r_\odot} \left(\frac{r_\odot}{r} \right) \tan\psi \left[1 - \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^2 \right] \quad (1.5)$$

El campo magnético interplanetario (CMI) es importante para el estudio de la modulación de rayos cósmicos ya que dicha modulación está dada por la turbulencia del CMI.

1.2.2 Ciclo de actividad solar

Existen fenómenos observables en la superficie solar como lo son manchas solares, hoyos coronales y eyecciones de masa coronal entre otros. Se ha observado que el número de ellos está relacionado con el ciclo de

actividad del Sol. El cual ocurre con una periodicidad promedio de 11 años (Kivelson et al., 1995). Cuando la configuración del campo magnético solar sea la de un dipolo magnético, se le denomina mínima actividad solar. En esta fase los hoyos coronales (zonas con líneas abiertas de campo magnético) se encuentran en los polos heliográficos, las manchas solares suelen ser menores de 10 al mes y las eyecciones de masa coronal son poco recurrentes, aproximadamente una por semana. Posteriormente comienza fase ascendente de la actividad solar. Las manchas solares y eyecciones coronales comienzan a ser más recurrentes y los hoyos coronales migran hacia latitudes más bajas. En la figura 1.5 se observa que la irradiancia solar tiene valores altos en cuanto el número de manchas solares comienza a aumentar y viceversa. Llega a su punto máximo denominado como máxima actividad solar. En la cual, se tienen de 1 a 3 eyecciones de masa coronal al día, un promedio de 150 manchas solares al mes y hoyos coronales de baja duración a bajas latitudes. En esta fase no se tiene un dipolo bien definido. La siguiente fase es la de descenso, donde las eyecciones de masa coronal y manchas solares dejan de ser tan recurrentes y los hoyos coronales comienzan a migrar a los polos heliográficos. Una vez se alcanza el siguiente mínimo, la polaridad estará

invertida a la del mínimo anterior. Por lo que cada 22 años la posición de los polos magnéticos será la misma.

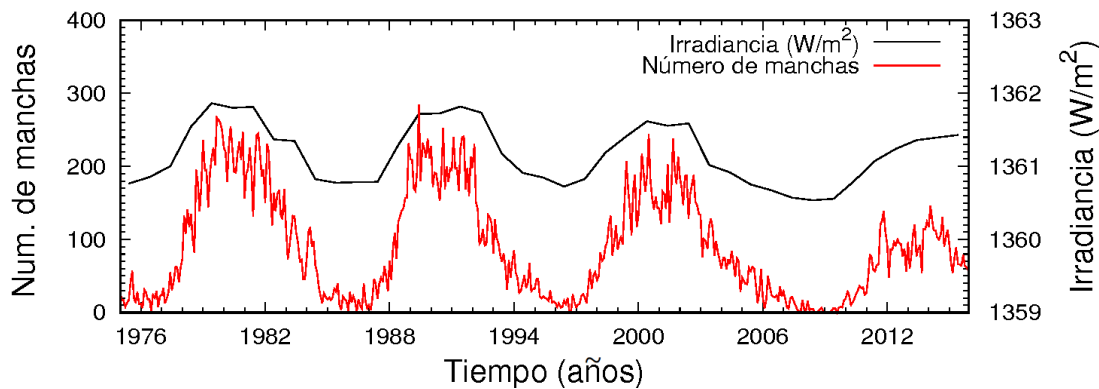


Figura 1.5: Irradiancia solar y número de manchas solares (*datos obtenidos de <http://sidc.oma.be/>*).

En la figura 1.6 se tiene la actividad solar en los últimos 350 años. Se observa que la duración de los ciclos solares, ha sido, en promedio, constante. Sin embargo se tienen dos ciclos atípicos, llamados Mínimo de Maunder ($\sim 1650-1700$) y Mínimo de Dalton (1800-1830), donde la actividad solar fue muy baja.

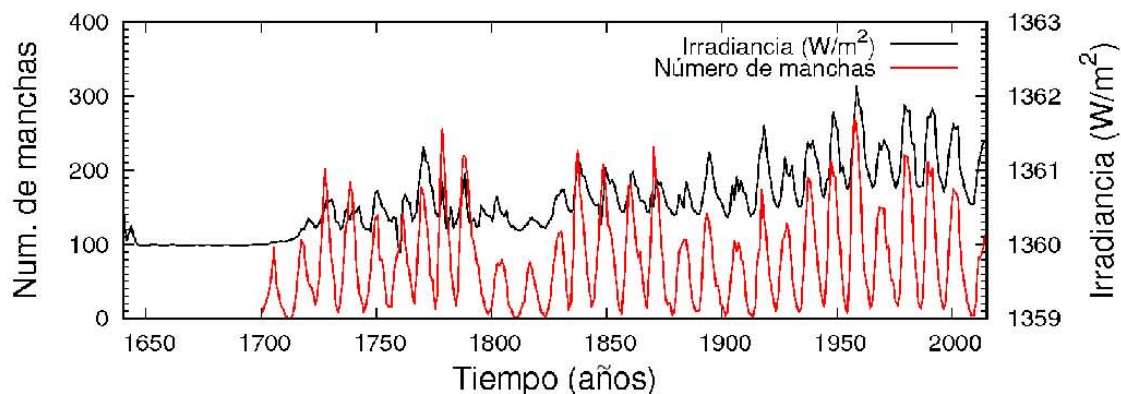


Figura 1.6: Irradiancia solar y número de manchas solares (*datos obtenidos de <http://sidc.oma.be/>*).

Los valores de irradiancia mostrados en las gráficas anteriores no son mediciones directas. Las mediciones directas se tienen desde hace tres décadas (Lean, 2000), por lo que se han realizado diferentes modelos para la reconstrucción de la irradiancia a siglos pasados con base en el número de manchas de las cuales se han realizado mediciones desde 1750, así como el tiempo que dura el ciclo solar correspondiente (Wang et al., 2005).

1.2.3 Heliosfera

La heliosfera es la región alrededor del Sol ocupada por el plasma solar. Su frontera con el medio interestelar es la heliopausa. Dentro de ella se distinguen dos regiones: una con viento solar supersónico que termina en el choque terminal y otra entre este choque y la heliopausa con viento solar subsónico llamada heliofunda. Un esquema es presentado en la figura 1.7 (Kivelson et al., 1995).

Las misiones *Voyager 1* y *Viajero 2* han tenido una contribución considerable en el estudio de la heliosfera y su delimitación. En diciembre de 2004 la misión *Viajero 1* detectó el choque terminal a 94 *UA* y el 25 de agosto de 2012 cruzó la heliopausa a 121.5 *UA* (Webber et al., 2013).

En la gráfica 1.8 se muestra la densidad de protones. En 121.5 *UA* hay un decremento en los valores de la intensidad de protones anómalos, que como se dijo anteriormente, son de origen heliosférico (rayos cósmicos anómalos). Posteriormente se mantiene constante lo que indica el final de la heliosfera y su ingreso al medio interestelar (Stone et al., 2008). Se observa unas barras de error mayores en el cambio de régimen debido a cuestiones estadísticas, se tienen más datos por unidad de tiempo antes de 121.5 *UA*, lo que reduce las barras de error.

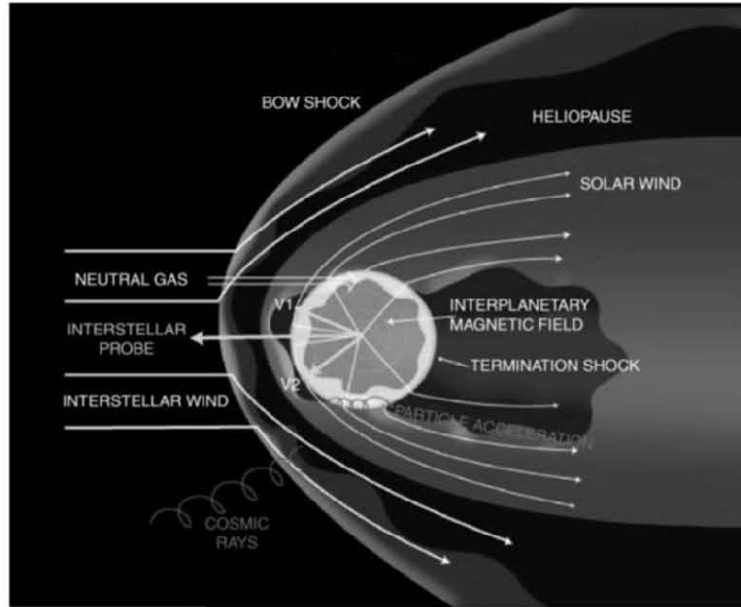


Figura 1.7: Esquema de la heliosfera (Kivelson et al., 1995).

La ecuación 1.6 describe el punto donde se iguala la presión del medio interestelar con la presión generada por el viento solar:

$$\frac{nmV^2}{R^2} = P_{VLIM} \quad , \quad (1.6)$$

donde $n = 3 \text{ part./cm}^3$ es la densidad promedio de la heliosfera, $m = 938.3 \text{ MeV}/c^2$ es la masa de las partículas que conforman el viento solar (se considera usualmente sólo protones), $V = 600 \text{ km/s}$ es la velocidad promedio del viento solar en el mínimo solar, $P_{VLIM} = 1.3^{-12} \text{ dinas/cm}^2$

es la presión del medio interestelar local (Very Local Interstellar Medium), R es la distancia donde se igualan las presiones. Sustituyendo los valores en la ecuación $R \approx 100 \text{ UA}$. Por lo que anterior a las observaciones del Viajero, se consideraba la heliopausa a 100 UA .

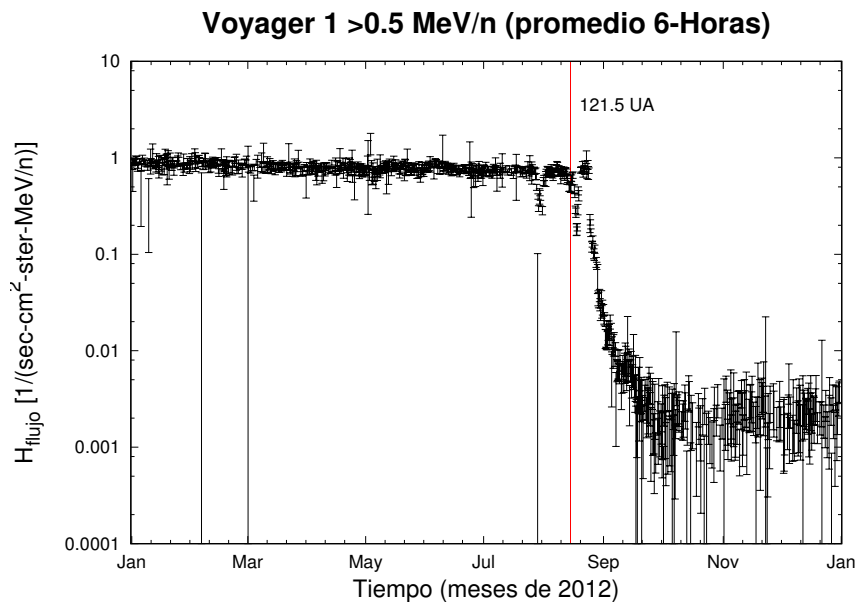


Figura 1.8: Observaciones del flujo de protones para la misión Viajero 1 (figura obtenida de *nasa.gov*).

La presión es directamente proporcional al cuadrado de la velocidad del viento solar. Por lo tanto, el equilibrio de presiones ocurrirá a diferentes distancias dependiendo la velocidad del viento solar. En este tra-

bajo se utilizará el límite de la heliosfera a 120 UA en concordancia con las observaciones de Viajero.

Capítulo 2

Modulación solar de los rayos cósmicos

En este capítulo se va a analizar los diferentes modelos del espectro local interestelar para hidrógeno y helio junto con las diferentes soluciones de la ecuación de transporte utilizando diferentes aproximaciones.

2.1 Espectro local interestelar

Como es sabido, los resultados de todo modelo que pretende describir un fenómeno físico, deben ser congruentes con los datos que se pudieran recolectar de experimentos u observaciones. Para ello se han llevado a

cabo estimaciones del espectro interestelar. En la figura 2.1 se presentan las estimaciones del espectro interestelar y su comparación con las observaciones obtenidas de la misión *Viajero 1*.

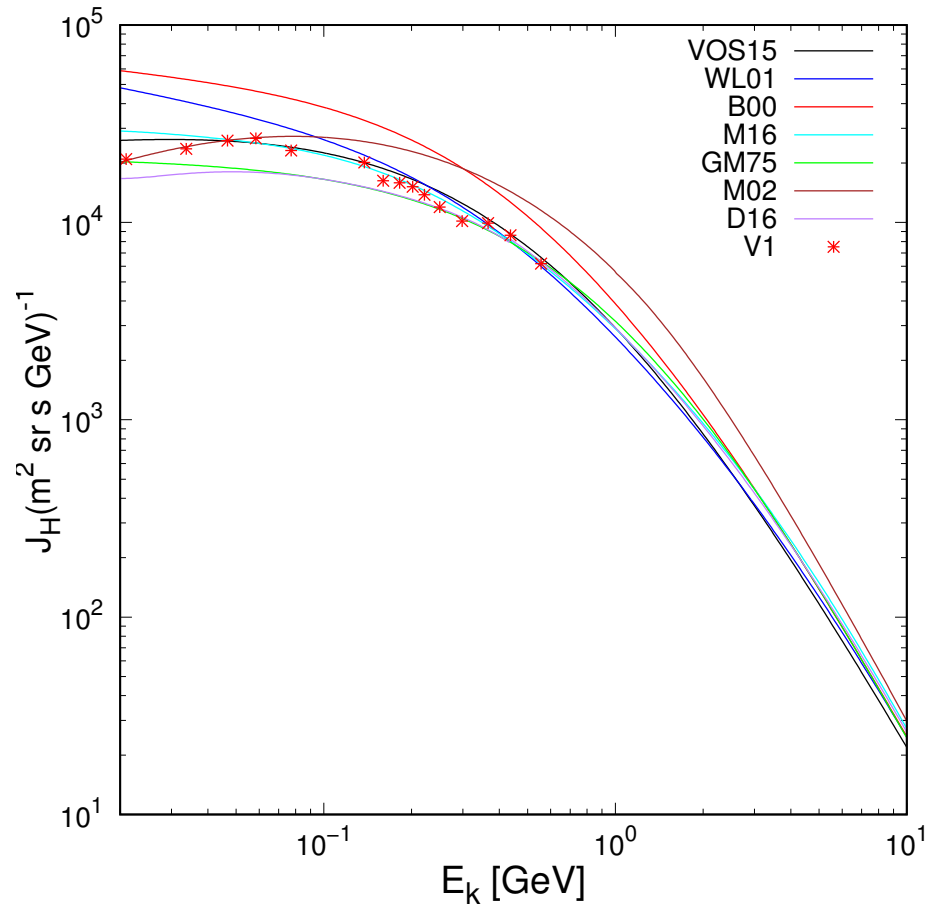


Figura 2.1: Espectro interestelar de protones estimado en estudios previos.

Vos y Potgieter (2015) realizan una estimación para el espectro in-

terestelar con base en el programa GALPROP en función de la energía cinética por nucleón $E_{k/n}$:

$$J_H = 2.70 \frac{E_{k/n}^{1.12}}{\beta^2} \left(\frac{E_{k/n} + 0.67}{1.67} \right)^{-3.93} . \quad (2.1)$$

Maurin et al. (2016) proponen que el espectro interestelar para protones cumple con la siguiente ecuación:

$$\log_{10} J = \begin{cases} \sum_{i=0}^{12} c_i \times \left(\frac{\log_{10} E_{k/n}}{\log_{10} 800 \text{ GeV}/n} \right)^i & , E_{k/n} \leq 800 \text{ GeV}/n \\ A - B (\log_{10} E_{k/n} / 800 \text{ GeV}/n) & , E_{k/n} > 800 \text{ GeV}/n \end{cases} . \quad (2.2)$$

donde los valores de las constantes para el espectro de protones son:

$$c_0 = 3.4617, c_1 = 4.1310, c_2 = 4.6403, c_3 = 1.4058, c_4 = 4.7537, c_5 = 8.5077, \\ c_6 = 32.637, c_7 = 28.383, c_8 = 58.203, c_9 = 48.129, c_{10} = 33.946, c_{11} = \\ 29.586, c_{12} = 0.61683, A = 3.7995 \text{ y } B = 2.7040,$$

y para helio se considera la misma expresión con los siguientes valores para las constantes:

$c_0 = 2.2784$, $c_1 = -4.5746$, $c_2 = -4.8650$, $c_3 = 0.39567$, $c_4 = -1.1578$,
 $c_5 = 4.9893$, $c_6 = 16.511$, $c_7 = -20.521$, $c_8 = -28.367$, $c_9 = 31.850$, $c_{10} = 15$,
 $c_{11} = -17.083$, $c_{12} = 0.60486$, $A = -4.9261$, $B = 2.7140$.

Webber y Lockwood (2001) estimaron del espectro interestelar de protones:

$$J_H = \frac{2.1E_{k/n}^{-2.8}}{1 + 5.85E_{k/n}^{-1.22} + 1.18E_{k/n}^{-2.54}} \quad , \quad (2.3)$$

y para helio estimaron:

$$J_{He} = \frac{1.075E_{k/n}^{-2.8}}{1 + 3.9E_{k/n}^{-1.09} + 0.90E_{k/n}^{-2.54}} \quad . \quad (2.4)$$

Burger et al. (2000) estimaron el valor del espectro interestelar en función de la rigidez P para protones como:

$$J_H = \frac{1.9 \times 10^4 P^{-2.78}}{1 + 0.4866P^{-2.51}} \quad , \quad (2.5)$$

y para helio estimaron:

$$J_{He} = \frac{3.8 \times 10^4 P^{-2.78}}{1 + 0.9732P^{-2.51}} \quad . \quad (2.6)$$

Della Torre et al. (2016) propusieron la siguiente expresión para el espectro interestelar con base en el código *GALPROP* de propagación de los rayos cósmicos y ajustando con observaciones de Viajero 1, AMS-02 y CREAM-I.:

$$(2.7) \quad J_H \times P^{2.7} = \begin{cases} \sum_{i=0}^5 a_i P^i & , P \leq 1 \text{ GV} \\ b + \frac{c}{P} + \frac{d_1}{d_2+P} \frac{e_1}{e_2+P} + \frac{f_1}{f_2+P} + gP & , P > 1 \text{ GV} \end{cases} .$$

donde las constantes para protones son:

$$a_0 = 94.1, a_1 = -831.0, a_2 = 0, a_3 = 16700, a_4 = -10200, a_5 = 0, b = 10800, \\ c = 8590, d_1 = -4.23 \times 10^6, d_2 = 3190, e_1 = 2.74 \times 10^5, e_2 = 17.4, f_1 = \\ -39400, f_2 = 0.464 \text{ y } g = 0.$$

Y para helio:

$$a_0 = 1.14, a_1 = 0, a_2 = -118, a_3 = 578, a_4 = 0, a_5 = -87, b = 3120, \\ c = -5530, d_1 = 3370, d_2 = 1.29, e_1 = 1.3 \times 10^5, e_2 = 88.5, f_1 = 1.17 \times 10^6, \\ f_2 = 861 \text{ y } g = 0.03.$$

García-Muñoz et al. (1975) estimaron el valor del espectro interestelar para protones como:

$$J_H = 9.9 \times 10^8 (1000 E_{k/n} + 780 \exp(-0.25 E_{k/n}))^{-2.65} , \quad (2.8)$$

y para helio estimaron:

$$J_{He} = 1.8 \times 10^8 (1000 E_{k/n} + 660 \exp(-0.14 E_{k/n}))^{-2.77} . \quad (2.9)$$

Moskalenko et al. (2002) propusieron la siguiente estimación para el espectro interestelar basado en el modelo de propagación de rayos cósmicos galácticos:

$$J_H = \begin{cases} \exp(4.64 - 0.08(\log(E_{k/n}))^2 - 2.91\sqrt{E_{k/n}}) & , E_{k/n} \leq 1 \text{ GeV} \\ \exp(3.22 - 2.86 \log(E_{k/n}) - 1.50/E_{k/n}) & , E_{k/n} > 1 \text{ GeV} \end{cases} . \quad (2.10)$$

2.2 Ecuación de transporte

La ecuación de transporte describe la propagación de rayos cósmicos en la heliosfera. Se consideran los fenómenos que influyen en el transporte de las partículas en el medio. Ellos son: a) difusión en las irregularidades del campo magnético interplanetario, b) convección, ya que el campo magnético está congelado en el viento solar, c) derivas debido al gradiente de curvatura e intensidad del campo magnético, y d) cambios adiabáticos de energía debido a la divergencia del viento solar. Fue desarrollada por Eugene Parker (1965):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{4\pi p^2} \nabla \cdot \vec{S} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 \langle \dot{p} \rangle) f = Q \quad , \quad (2.11)$$

donde S es la densidad diferencial de corriente:

$$\vec{S} = 4\pi p^2 (C\vec{V}f - K \cdot \nabla f) \quad . \quad (2.12)$$

La ecuación 2.11 está en términos de la función omnidireccional de distribución $f(r, P, t)$. P es la rigidez, t es el tiempo, r es la distancia radial, Q es la fuente de rayos cósmicos y V la velocidad del viento solar. K es el tensor de difusión que contiene sus componentes paralelas k_{\parallel} ,

perpendiculares k_{\perp} y transversales k_T que describen las derivas.

En la ecuación 2.12 el factor C , denominado *Compton – Getting*, Gleeson y Axford (1967) lo introdujeron en la ecuación de transporte. Esto se debe a que el flujo que es isotrópico en el sistema de referencia en reposo, no lo es en el sistema del viento solar.

$$C = -\frac{1}{3} \frac{\partial \ln f}{\partial \ln p} \quad . \quad (2.13)$$

La pérdida adiabática de momento se denota como:

$$\langle \dot{p} \rangle = -\frac{p}{3} \nabla \cdot \vec{V} \quad . \quad (2.14)$$

Sustituyendo 2.13 y 2.14 en 2.11 se obtiene:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot \underbrace{(C\vec{V}f)}_a - \underbrace{K \cdot \nabla f}_b + \underbrace{\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 \left(\frac{p}{3} \vec{V} \cdot \frac{\nabla f}{f} \right) \right]}_c f = Q \quad , \quad (2.15)$$

y de forma equivalente:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}f - K \cdot \nabla f) - \frac{1}{3p^2} (\nabla \cdot \vec{V}) \frac{\partial}{\partial p} (p^3 f) = Q \quad (2.16)$$

Tomando en cuenta la identidad vectorial:

$$\nabla \cdot (f\vec{A}) = f(\nabla \cdot \vec{A}) + \vec{A} \cdot (\nabla f) \quad , \quad (2.17)$$

la ecuación 2.16 se puede escribir de la siguiente forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla f - \nabla \cdot (K \cdot f) - \frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial \ln p} (\nabla \cdot \vec{V}) = Q \quad . \quad (2.18)$$

En la ecuación 2.15 el término a corresponde a la convección, b a la difusión y derivas de los rayos cósmicos y c son los cambios de energía. Para resolver la ecuación anterior, se han considerado diferentes aproximaciones. Con el fin de tener soluciones sencillas, prácticas y que consideren los fenómenos de mayor impacto dependiendo la exactitud requerida:

- 1) Simetría azimutal: no hay cambios respecto al azimut heliográfico.
- 2) Estado cuasiestático: no hay cambios en el tiempo.
- 3) Simetría esférica: las variaciones sólo se dan en la coordenada radial, es decir, no hay cambios respecto a la latitud y longitud.
- 4) Se desprecian las pérdidas adiabáticas de energía (solución campo de fuerza).
- 5) Sólo se consideran los procesos de difusión y convección radiales (solución convección-difusión).

2.2.1 Solución convección-difusión

En la solución convección-difusión se desprecian las fuentes, los cambios temporales y el tercer término de la ec. 2.16. Esto conlleva a considerar solamente la difusión y la convección. Si además, se considera simetría esférica, se obtiene (Gleeson y Axford, 1968):

$$Vf - k \frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad . \quad (2.19)$$

La ecuación 2.19 se puede resolver como una ecuación diferencial de variables separables de la siguiente manera:

$$\frac{df}{f} = \frac{V}{k} dr \quad , \quad (2.20)$$

integrando

$$\int_f^{f_b} \frac{df}{f} = \int_r^{r_b} \frac{V}{k} dr \quad , \quad (2.21)$$

$$\ln \left(\frac{f_b}{f} \right) = \int_r^{r_b} \frac{V}{k} dr \quad , \quad (2.22)$$

donde el subíndice b indica valores en la frontera.

Si el término de la derecha en la ecuación 2.22 lo denotamos como M (parámetro de modulación) y despejando la función de distribución f se obtiene:

$$f = f_b e^{-M} . \quad (2.23)$$

En la figura 2.2 se muestra la solución convección-difusión ($C-D$) utilizando el espectro interestelar propuesto por Vos y Potgieter (2015).

La solución convección-difusión en la heliosfera interna no explica las observaciones del IMP como se muestra en la figura 2.2. Es importante considerar que las observaciones del IMP menores a 100 MeV están contaminadas con rayos cósmicos anómalos.

Como los rayos cósmicos provienen del medio interestelar, en la heliosfera externa han recorrido una distancia menor y la intensidad por efecto de la modulación no es apreciable. Esto se muestra en la figura 2.2.

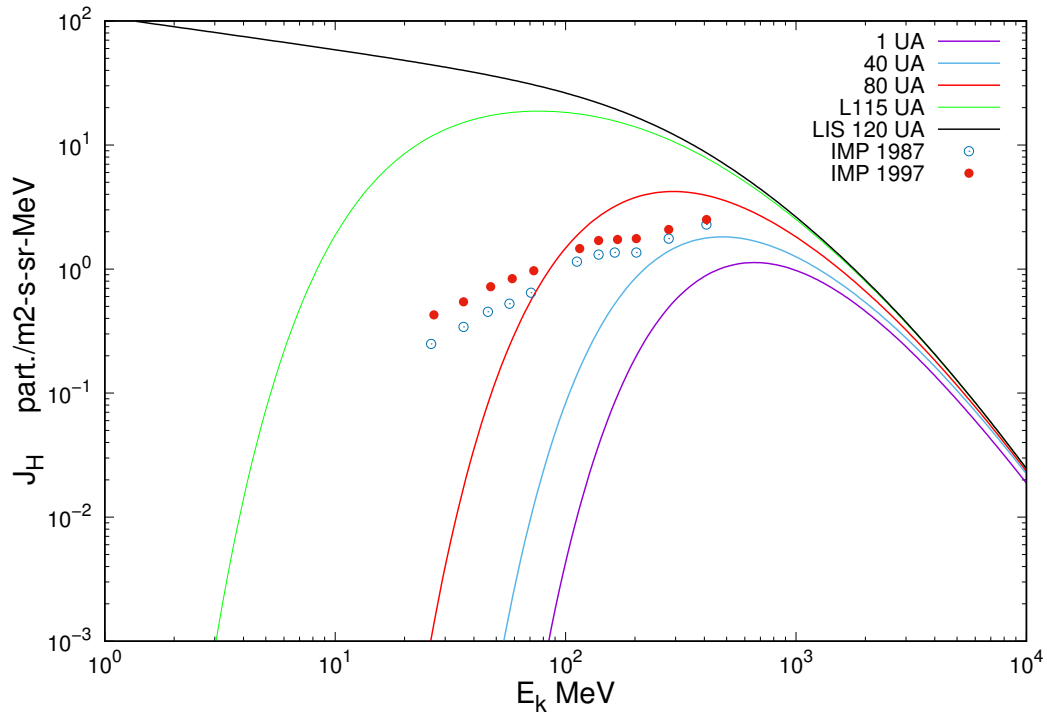


Figura 2.2: Solución convección-difusión de la ecuación de transporte de los rayos cósmicos.

2.2.2 Solución Campo de Fuerza

La solución campo de fuerza hace las mismas suposiciones de la solución convección-difusión. En decir, estado estacionario, no fuentes y desprecia las pérdidas de energía. Pero eso a partir de la ecuación 2.15. El último término de las ecuaciones 2.15 y 2.16 no es el mismo. En la 2.15 es sólo el término de pérdida de energía y en 2.16 es la perdida de energía más

una parte relacionada con el factor Compton-Getting (Gleeson y Axford, 1968). Entonces la ecuación 2.15 queda como:

$$CVf - K \cdot \nabla f = 0 \quad . \quad (2.24)$$

Para que la ecuación anterior sea válida, se requiere que el término de pérdidas adiabáticas de la ecuación 2.15 sea menor que los términos convectivo y difusivo. Lo que significa:

$Vr/k \ll 1$ válido para rayos cósmicos de alta energía, ya que k es proporcional a la energía.

$(1/f)\partial f/\partial r \ll C/r$ válido para r pequeño, es decir, en la heliosfera interna.

Considerando simetría esférica la ecuación 2.24 resulta:

$$CVf - k \frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad , \quad (2.25)$$

Se puede reescribir la ecuación de campo de fuerza en términos de rigidez sabiendo que $P = cp/q$:

$$\frac{\partial f}{\partial r} + \frac{VP}{3k} \frac{\partial f}{\partial P} = 0 \quad . \quad (2.26)$$

Suponiendo:

$$df(r, P) = \frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial P} dP \quad , \quad (2.27)$$

dividiendo entre dr se tiene que:

$$\frac{df}{dr} = \frac{\partial f}{\partial r} dr + \frac{\partial f}{\partial P} \frac{dP}{dr} \quad . \quad (2.28)$$

Considerando la ecuación 2.26, se obtiene:

$$df = 0 \quad . \quad (2.29)$$

La ecuación 2.29 implica que $f(r, p)$ es constante, igual a su valor en la frontera, a lo largo de un contorno con ecuación característica $dP/dr = VP/3\kappa$, en el espacio (r, P) .

En el segundo término de la ecuación 2.26, la cantidad VP/k tiene unidades de potencial por unidad de longitud, es decir, unidades de campo, es por eso que se le denomina solución campo de fuerza.

Considerando el coeficiente de difusión de la forma:

$$k(r, P) = \beta k_1(r) k_2(P) \quad , \quad (2.30)$$

la solución de la ecuación característica queda como:

$$\int_P^{P_b(r, P)} \frac{\beta(P') k_2(P')}{P'} dP' = \int_r^{r_b} \frac{V(r')}{3k_1(r')} dr' = \phi(r) \quad , \quad (2.31)$$

donde ϕ es el parámetro de campo de fuerza.

Cuando $k_2 \propto P$ y $\beta \approx 1$ la solución se reduce a la forma más utilizada:

$$\phi = P_b - P \quad (2.32)$$

La relación que existe entre el parámetro ϕ y el parámetro de modulación de la solución convección-difusión es:

$$M = \frac{3\phi}{\beta k_2} \quad (2.33)$$

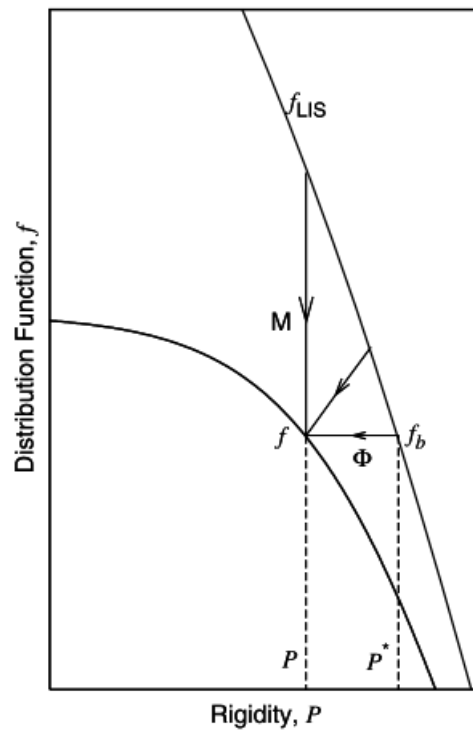


Figura 2.3: Representación gráfica del parámetro de modulación ϕ y del parámetro de modulación M (Caballero-Lopez y Moraal, 2014).

En la siguiente figura se muestra la solución campo de fuerza con el LIS *VOS15* para 1 UA, 40 UA, 80 UA y 115 UA con el algoritmo en el Apéndice B:

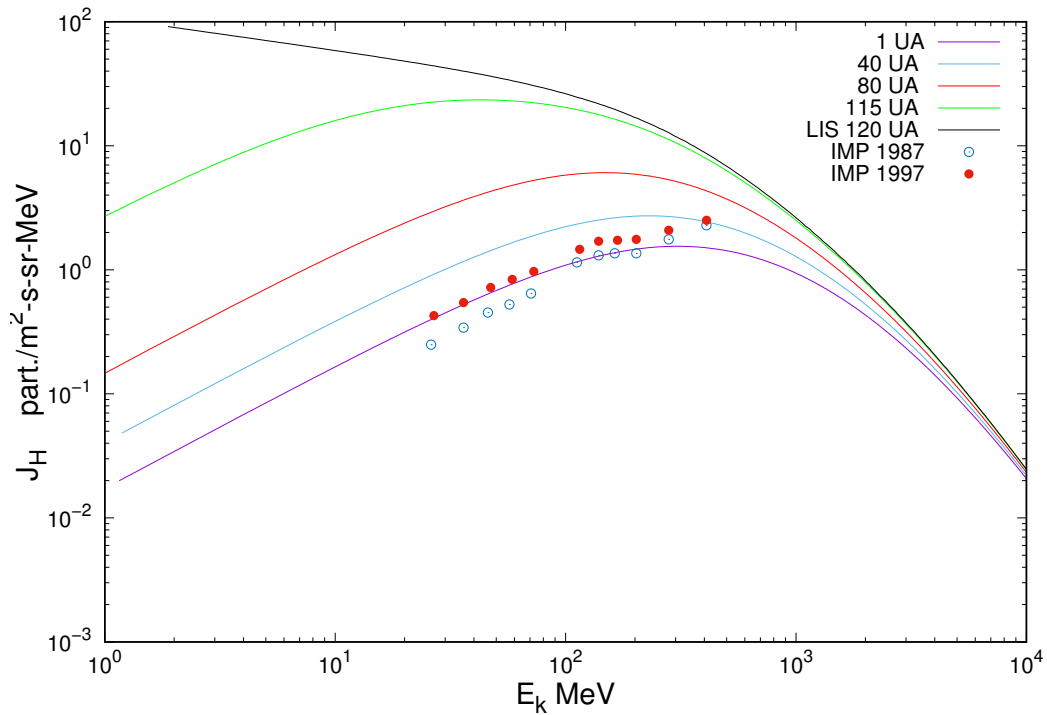


Figura 2.4: Solución campo de fuerza de la ecuación de transporte de los rayos cósmicos.

La solución campo de fuerza ajusta mejor que la solución convección-difusión mostrada en la figura 2.2 para las observaciones en la heliosfera interna.

2.2.3 Solución numérica en una dimensión

Si en la ecuación 2.18 se considera simetría esférica, un estado estacionario y sin fuentes:

$$V \frac{\partial f}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k \frac{\partial f}{\partial r} \right) - \frac{1}{3r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) \frac{\partial f}{\partial \ln p} = 0 \quad , \quad (2.34)$$

La solución a esta ecuación sólo se puede determinar de manera numérica y la denominaremos *1D*.

En la figura 2.5 se muestra la intensidad diferencial para protones, a partir de la solución en *1D*. Se utilizó el espectro interestelar *VOS15* con la frontera a 120 *UA*.

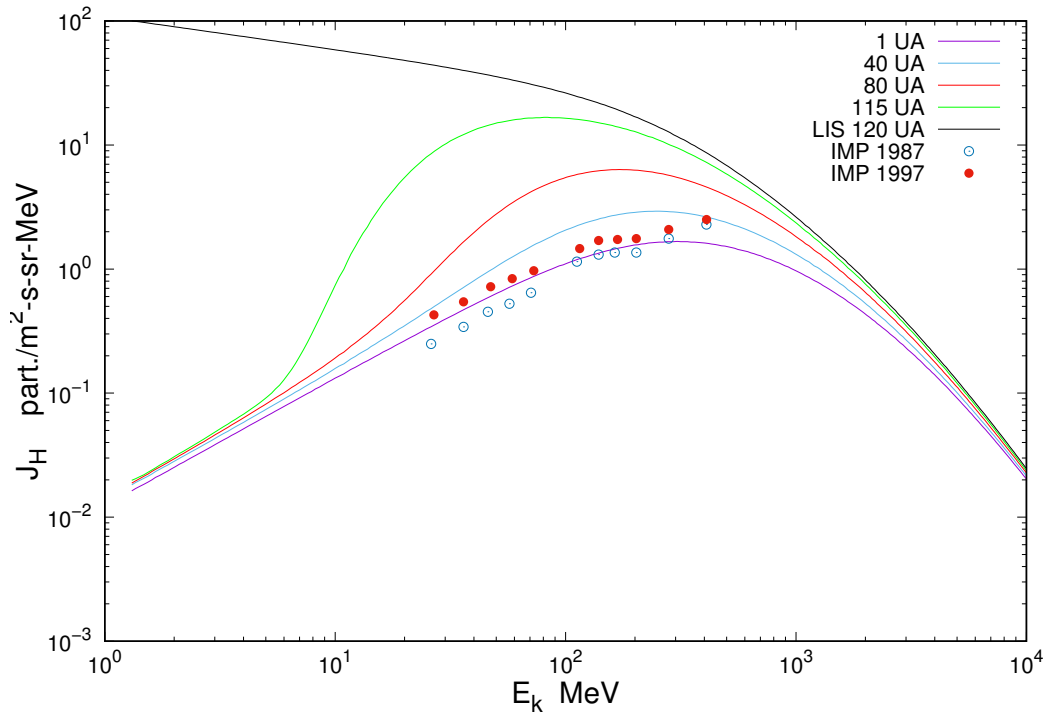


Figura 2.5: Solución $1D$ de la ecuación de transporte de los rayos cósmicos.

Al comparar la solución campo de fuerza (figura 2.4) con la solución numérica $1D$ (figura 2.5), se observa que para energías mayores a 1 GeV son muy similares. Por lo tanto, se suele usar la solución campo de fuerza para el estudio de de la modulación solar a 1 UA .

En la secciones siguiente se va a comparar cómo ha sido el nivel de modulación usando la solución campo de fuerza y $1D$. Para realizar esta comparación, se necesita un parámetro análogo a ϕ para $1D$, el cual cons-

truiremos de la siguiente manera:

$$\psi = \frac{1}{3} \frac{V (r_b - r)}{\kappa} \quad (2.35)$$

El siguiente código obtiene la solución numérica a la ecuación 2.34

(Caballero-Lopez y Moraal, 2004)

```

IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
DIMENSION DK(91),DKDR(91),V(91),DV(91),
:R(0:91),F(0:91),X(-91:91),Y(0:91)
DATA N,D,PMIN,P,DLNP,V0,CK1,CK2,EO,AZ/91,
:1.,.06,20.,.02,1.,3.68,1.0,.938,1./
OPEN (1,FILE='dataweb-f1.dat',STATUS='UNKNOWN')
c   OPEN (1,FILE='prueba.dat',STATUS='UNKNOWN')
CALL MOMEN(P,EO,T,AZ,BETA,FNP,SPECTRUM)
R(0)=-D+0.000001
DO 1 I=1,N
F(I)=SPECTRUM/P/P/AZ
R(I)=R(I-1)+D
V(I)=V0*(1.-DEXP(-13.862*R(I)))
DV(I)=2.*V(I)/R(I)+(V0-V(I))*13.862
DK(I)=CK1*R(I)**CK2
1   DKDR(I)=DK(I)*CK2/R(I)
2   F(0)=F(2)
X(-1)=-1.
CALL MOMEN(P/DEXP(DLNP/2.),EO,T,AZ,BETA,FNP,SPECTRUM)
DO 3 I=1,N-1
A=FNP*(DK(I)/D/D/2.-(2.*DK(I)/R(I)+DKDR(I))/D/4.)+V(I)/D/4.
B=FNP*DK(I)/D/D-A
C=-A-B-A*X(I-1)-DV(I)/DLNP/3.
X(I)=(B-A*X(-I))/C
3   Y(I)=(-A*X(I-1)-(DV(I)/DLNP/3.-A-B)*F(I)-B*X(I+1)-A*Y(I-1))/C
F(N-1)=Y(N-1)-X(N-1)*SPECTRUM/((P/DEXP(DLNP/2.))**2)/AZ

```

```

CALL MOMEN(P/DEXP(DLNP),EO,T,AZ,BETA,FNP,SPECTRUM)
F(N)=SPECTRUM/((P/DEXP(DLNP))**2)/AZ
DO 5 I=N-2,1,-1
5   F(I)=Y(I)-X(I)*F(I+1)
DP2=(P/DEXP(DLNP))**2
WRITE(1,7)P,T*1000.,AZ*DP2*F(2),(AZ*DP2*F(10*I+1),I=1,9),
SPECTRUM
7   FORMAT(13(E10.3))
P=P/DEXP(DLNP)
IF(P.GT.PMIN)GO TO 2
CLOSE(1)
END
SUBROUTINE MOMEN(P,EO,T,AZ,BETA,FNP,FLIS)
IMPLICIT REAL*8(A-H,O-Z)
BETA=P/DSQRT(P*P+EO*EO*AZ*AZ)
FNP=BETA*P
T=P/BETA/AZ-EO
FLIS = 21.1*T**(-2.8)/(1. + 5.85*T**(-1.22) +
1.18*T**(-2.54))
RETURN
END

```

Capítulo 3

Parámetro de modulación ϕ

En este capítulo se analizará el parámetro de modulación utilizando diferentes LIS con diferentes soluciones de la ecuación de transporte. También se estudiará la red mundial de monitores de neutrones.

3.1 Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA)

Como se mostró en secciones anteriores, el parámetro de modulación se calcula a partir de la solución campo de fuerza. En el *Apéndice B* se tiene el script en Fortran 90 para el cálculo del parámetro de modulación ϕ . Para el caso de este estudio se considera la heliopausa a *120 UA* acorde

a las observaciones de la nave *Viajero 1*.

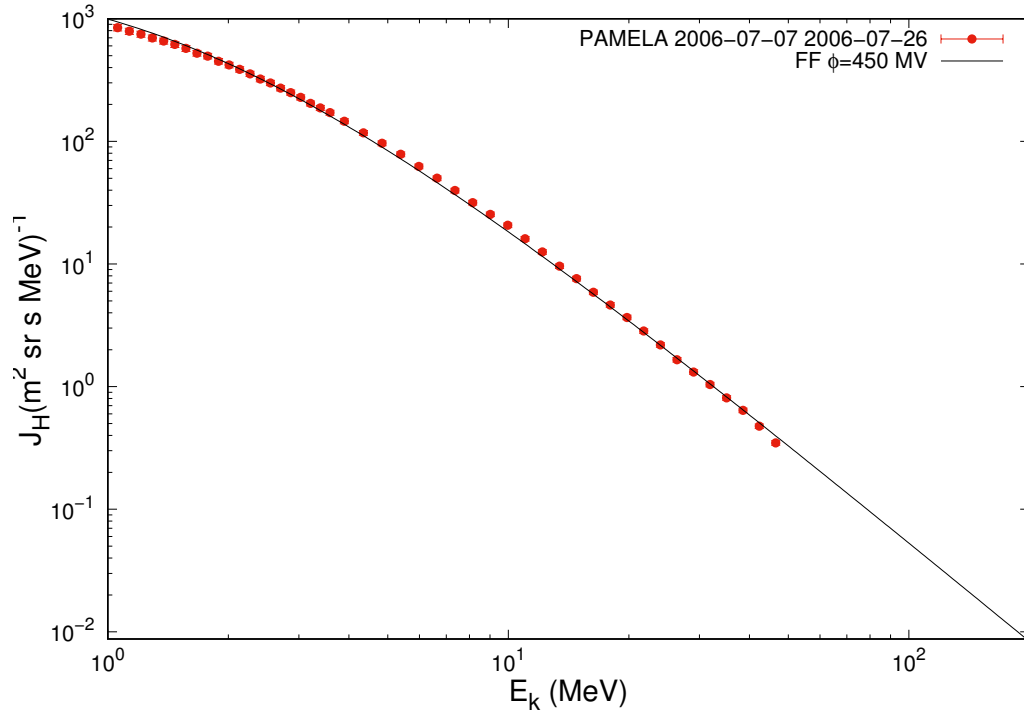


Figura 3.1: Observaciones de *PAMELA* (puntos) y Solución campo de fuerza con parámetro de modulación $\phi = 450 \text{ MV}$ (línea continua).

En figura 3.1 se muestra la solución campo de fuerza para obtener el parámetro de modulación ϕ que mejor ajusta al espectro observado por *PAMELA* en marzo de 2007, el cual es de $\phi = 450 \text{ MV}$ utilizando el espectro local interestelar de *VOS15*. Este valor de ϕ como se observará más adelante está en el rango promedio para 1 *UA* en mínima actividad solar.

3.1 Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA)

41

En la figura 3.2 se observa la solución campo de fuerza para $\phi = 1200 \text{ MV}$ ajustando las observaciones de ISEE3 en 1981. Lo cual es congruente con respecto a las observaciones de *PAMELA* ya que en el año de 1981 el Sol se encontraba en su máxima actividad solar y el parámetro ϕ indica que existió una mayor modulación que en el año de 2007, es por ello que el flujo de núcleos de *H* de dicha gráfica es menor.

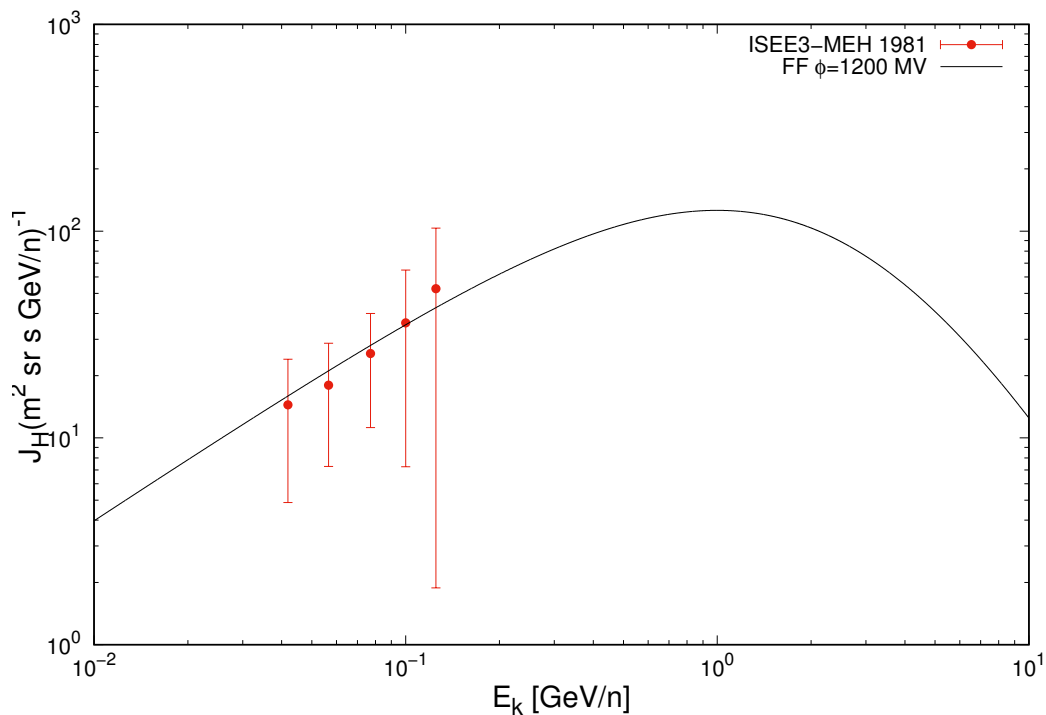


Figura 3.2: Observaciones de *ISEE* – 3 (puntos) y Solución Campo de fuerza con parámetro de modulación $\phi = 1200 \text{ MV}$ (línea continua).

La metodología para este trabajo, es la siguiente: se propone una estimación del LIS, se utiliza la ecuación de transporte y se obtendrá la solución campo de fuerza calculando ϕ que mejor ajuste a las observaciones.

En la figura 3.3 se utiliza la misión *IMP* y *PAMELA* con las observaciones de 1987 y 2008. Se supone que las propiedades del viento solar en estas fechas fueron similares, por lo que se pueden usar las observaciones de ambas misiones de manera simultánea para ajustar mejor las curvas correspondientes (Caballero-Lopez y Moraal, 2012).

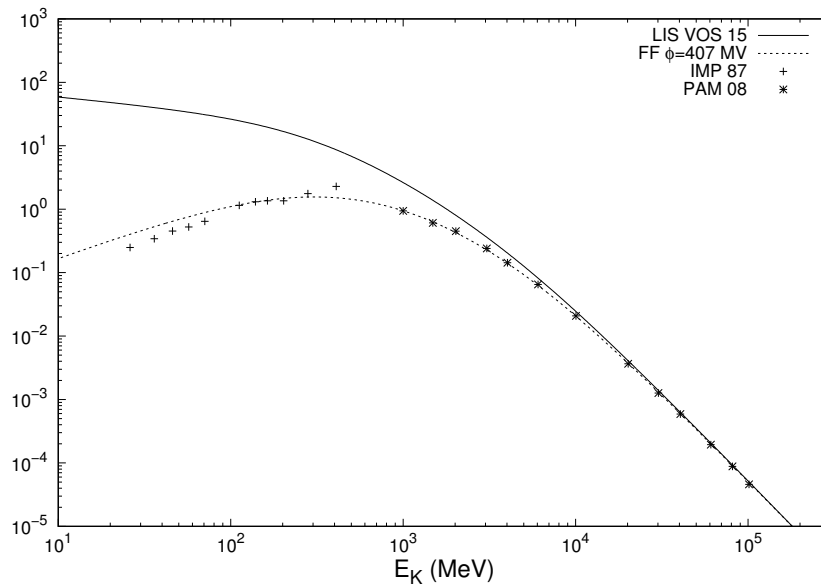


Figura 3.3: Solución campo de fuerza con el espectro interestelar *VOS15* ajustando las observaciones de *PAMELA* en 2008 y *IMP* en 1987.

3.1 Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA)

Se hizo el mismo procedimiento con la solución $1D$, es decir, se calcula el parámetro de modulación ψ a partir del ajuste a las observaciones con un modelo en $1D$ y un LIS propuesto en la frontera de la heliosfera.

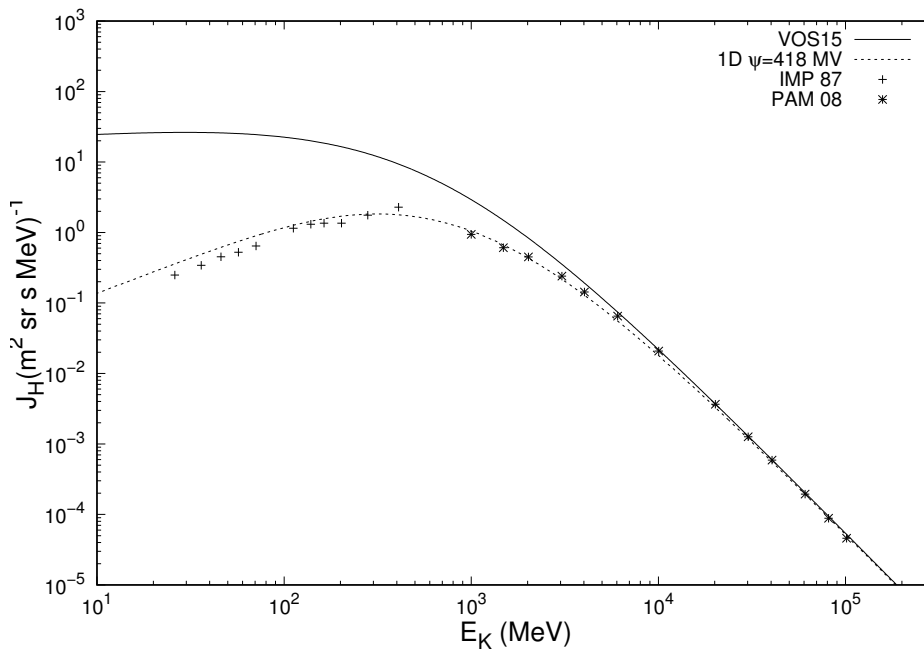


Figura 3.4: Solución $1D$ con el LIS $VOS15$ y las observaciones de $PAMELA$ en 2008 y IMP en 1987.

3.1.1 Influencia del LIS en el cálculo de ϕ

Existen variaciones en el parámetro de modulación dependiendo el LIS utilizado. En las siguientes figuras se muestran los cocientes entre los LIS $WL01$ y $VOS15$, así como el cociente de las soluciones campo de fuerza

y $1D$ a $1 UA$.

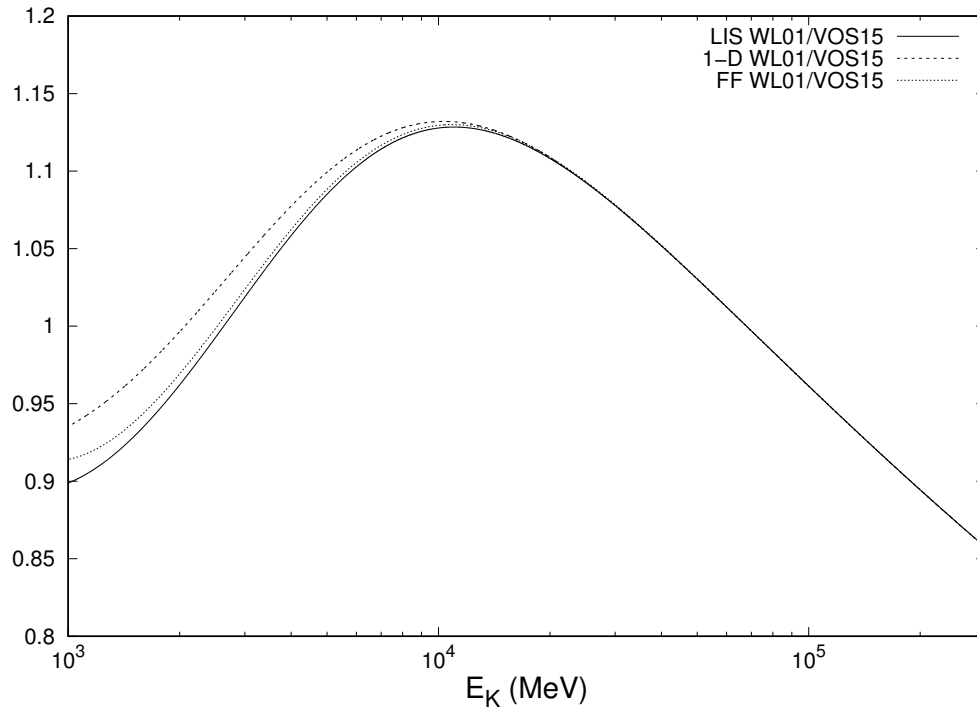


Figura 3.5: Cociente entre es espectro $WL01$ y $VOS15$ utilizando la solución $1D$ y campo de fuerza.

Es posible ajustar las observaciones con base en un LIS determinado. Es claro que no serán los mismos valores si utilizamos LIS distintos, en la figura 3.6 se muestran valores del parámetro de modulación utilizando diferentes LIS .

Con el mismo procedimiento para obtener la figura 3.4 se obtuvieron los siguientes resultados para los demás LIS:

3.1 Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA)

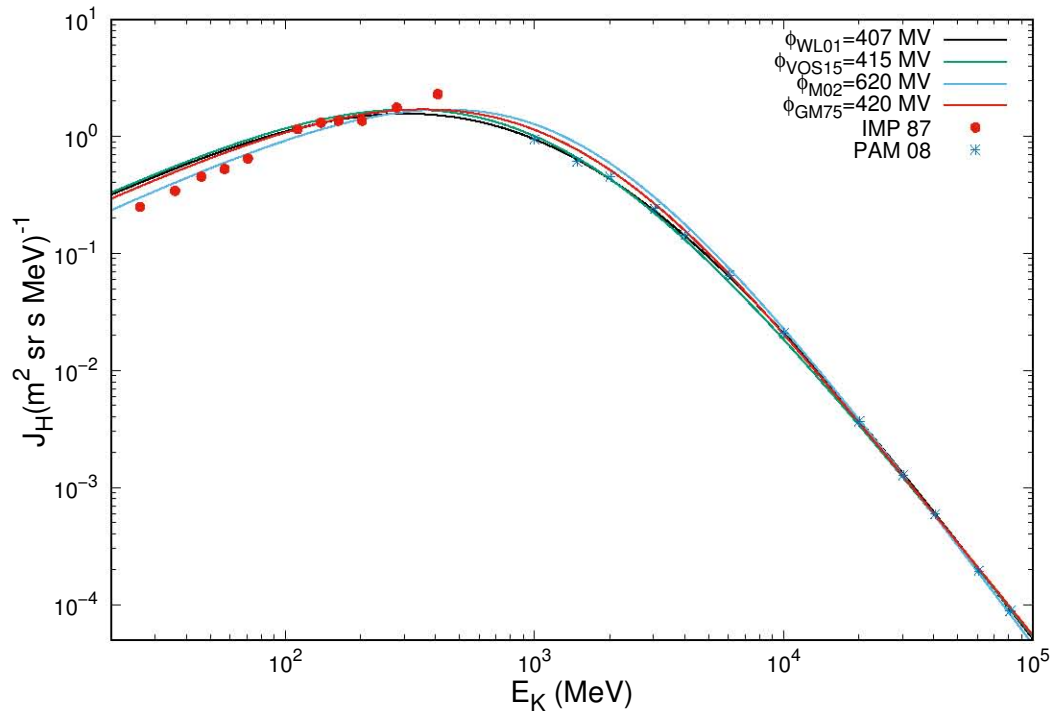


Figura 3.6: Soluciones campo de fuerza ajustando las observaciones a partir de diferentes LIS.

De la misma manera obtuvimos los valores de ψ los cuales son diferentes dependiendo de el LIS utilizado:

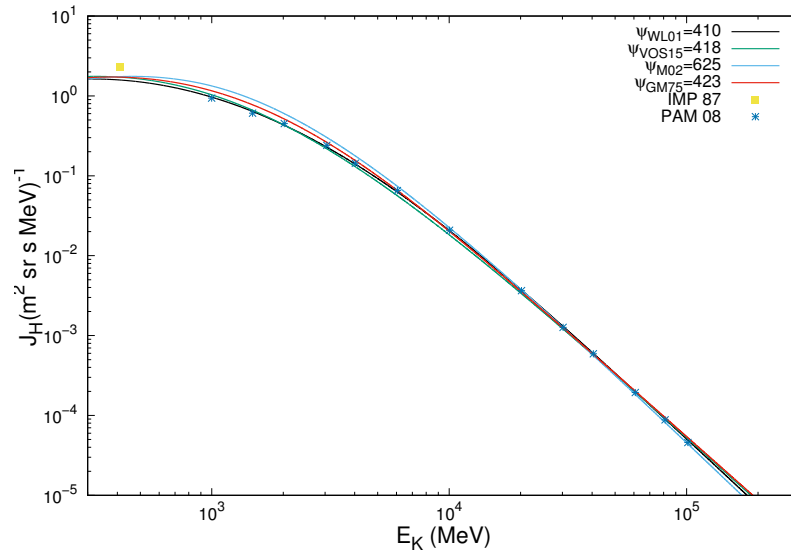


Figura 3.7: Soluciones $1D$ ajustando las observaciones a partir de diferentes LIS.

En la Tabla 1 se muestran los valores de los parámetros de modulación para distintos LIS:

Tabla 1. Parámetro de modulación con solución campo de fuerza y $1D$

LIS	ϕ (MV)	ψ (MV)
VOS15	415	418
WL01	407	410
GM75	420	423
M02	620	625

3.1 Cálculo de ϕ con base en el espectro en el tope de la atmósfera (TOA) 47

Para verificar qué tan importante es el efecto de los valores del viento solar, se realizó una comparación entre la solución $1D$ con la velocidad constante y variable. Para ello se realizó un suavizado con una media móvil de 30 días de las observaciones de ACE (ver figura 3.8).

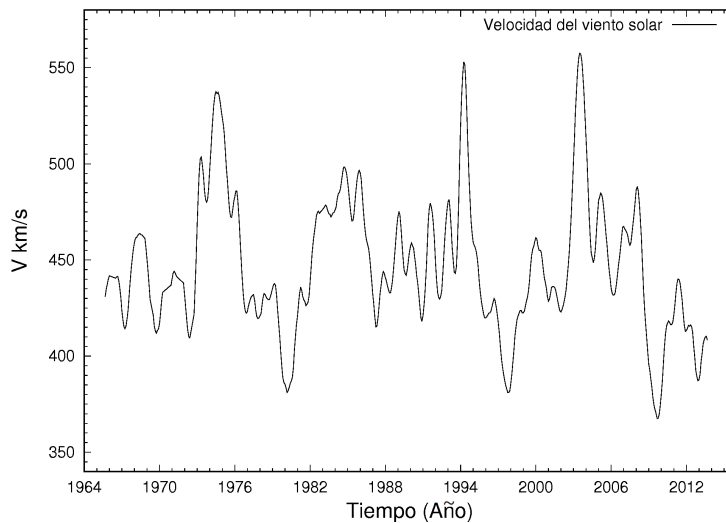


Figura 3.8: Velocidad del viento solar (observaciones de ACE).

En la siguiente figura que muestran las soluciones $1D$ con velocidad del viento solar constante (400 km/s) y variable. Se observa que no tiene un impacto considerable en el cálculo del parámetro de modulación ψ . Por lo que se propone que es posible prescindir de esta variación.

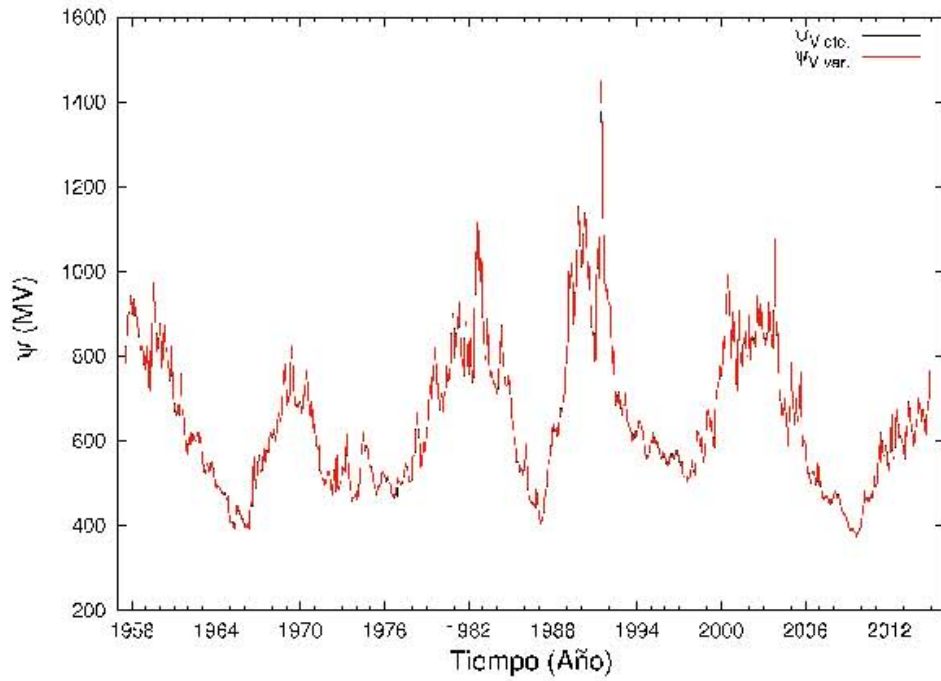


Figura 3.9: Parámetro de modulación ψ con velocidad de viento solar constante (400 km/s) y variables para las observaciones del monitor en Hermanus.

3.2 Cálculo de ϕ con base en la red mundial de monitores de neutrones

3.2.1 Red mundial de monitores de neutrones

En 1940 John Simpson descubrió que el número de neutrones generados por los chubascos atmosféricos está relacionado con la altura y que pueden ser detectados a nivel de tierra. El primer monitor de neutrones fue construido por John Simpson en 1948. En 1951 se instaló la primera red mundial con 5 monitores distribuidos de la ciudad de Chicago, Estados Unidos al ecuador magnético en la ciudad de Huancayo, Perú. Para 1954 la red aumentó a 50 estaciones. Actualmente el monitor mayormente empleado es NM64 construido por H. Carmichel en 1964 (Stoker et al., 2000) (ver figura 3.10 donde se muestra dicha red de monitores).



Figura 3.10: Mapa con los monitores de neutrones a nivel global (Imagen tomada de la Universidad de Georgia).

Un parámetro importante para los monitores es la rigidez de corte, la cual es el valor de momento mínimo por unidad de carga para que una partícula pueda penetrar el campo geomagnético y llegar a un lugar determinado. El campo geomagnético se puede expresar en una expansión multipolar, cuyos coeficientes se ajustan cada 5 años para contemplar las variaciones del dipolo terrestre. Se denomina, IGRF (*International Geomagnetic Reference Field*).

En México se cuenta con un monitor tipo NM64 desde 1990 que se encuentra en la Ciudad Universitaria, a 2274 *msnm* con un valor de rigidez de corte de 8.2 *GV*.

En la siguiente figura se muestran los valores de rigidez de corte P_c cuando el Sol se encuentra en un mínimo de actividad solar, con un modelo a partir de simulaciones del IGRF de 1996 (mínimo solar 23) (Mertens et al., 2012).

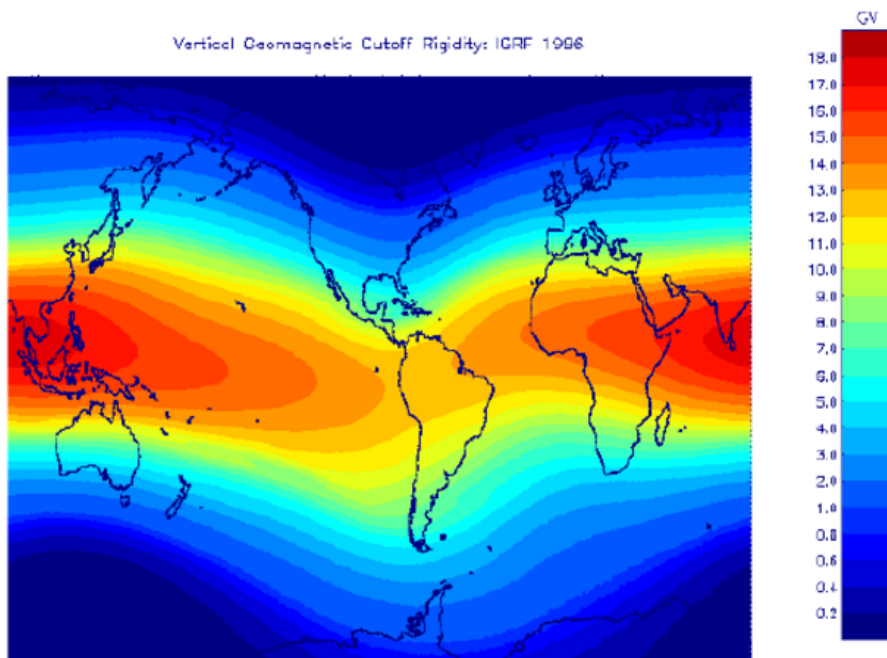


Figura 3.11: Mapa con los valores de rigidez de corte (Mertens et al., 2012)

Las partículas cargadas, independiente de su energía o rigidez son desviadas por campos magnéticos. Las que tienen rigidez de corte menor a la del lugar donde se ubica el detector, no pueden alcanzar ese punto en el campo geomagnético. En la figura 3.12 se muestra un ejemplo de dónde deben ingresar las partículas con diferentes valores de rigidez para que sean detectadas por los monitores.

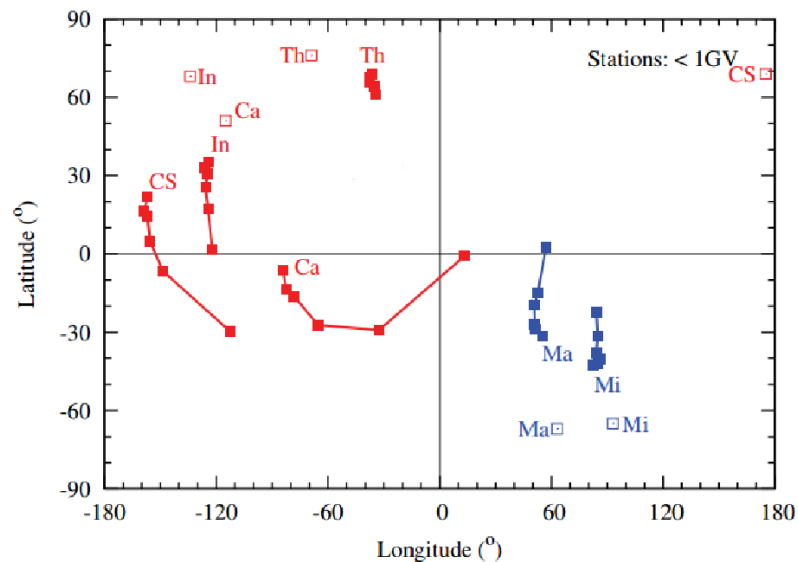


Figura 3.12: Direcciones asintóticas para las estaciones de monitores de neutrones (recuadros vacíos) en Calgary (Ca), Cape Schmidt (CS), Thule (Th), Inuvik (In), Mawson(Ma) y Minry (Mi), para partículas con rigidez de 6, 5, 4, 3, 2, 1 GV (Moraal y Caballero-Lopez, 2014).

Por ejemplo, una partícula que ingresa en $(20^\circ E, 0^\circ)$ con una rigidez de 1 GV sería detectada en la estación de Calgary en $(115^\circ O, 53^\circ N)$ debido a lo mencionado anteriormente.

3.2.2 Metodología

La tasa de cuentas en un monitor de neutrones, $N(P_c, x, t)$, es una función de la rigidez de corte P_c , la profundidad atmosférica x y el tiempo t :

$$N(P_c, x, t) = \int_{P_c}^{\infty} (-dN/dP)dP = \sum_i \int_{P_c}^{\infty} S_i(P, x)j_i(P, t)dP \quad (3.1)$$

donde j es el espectro de rayos cósmicos primarios de la especie i , S es la función de producción, la cual representa la cantidad de neutrones generados a una altura x por una partícula de especie i con una rigidez P . La función de respuesta es $-dN/dP$ (también se le denomina conteo diferencial).

Existen factores que alteran el número de neutrones detectados, como lo sería el lugar donde el monitor se encuentre y la condiciones ambientales.

En este trabajo se utilizará la función de producción S desarrollada por Caballero-Lopez y Moraal (2012) para resolver la ecuación 3.1:

$$S_H = \frac{-(dN/dP)}{J_H(P) + 1.584F(P)j_{He}} \quad (3.2)$$

donde $F(P)$ es la razón de las funciones de producción de He y H reportadas por Clem y Dorman, 2000:

$$F(P) = F_0(P_0^a + P^a)^{(\gamma_1 - \gamma_2)/a} P^{\gamma_2} \quad (3.3)$$

los valores de las constantes son: $F_0 = 2.0$, $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = 10$, $a = 1.4$ y $P_0 = 0.45$

Posteriormente se obtiene el espectro J a 1 UA a partir de un LIS, empleando campo de fuerza y se obtiene un valor para ϕ . Éste es el valor de J en la ecuación 3.1 y se calcula N . Si se cambia el LIS, cambia ϕ , j y N .

Para comparar el número de cuentas en un monitor a partir de los resultados de la modulación con el número de cuentas observado, se utilizará la función de Dorman et al. (1987) que la denominamos D87:

$$\frac{N(P_c)}{N_0} = [1 - \exp(-\alpha P_c^{-k})] \quad (3.4)$$

donde $\alpha = 10.068$ y $k = 0.952$. Estos valores son válidos para cuando el Sol se encuentra en mínima actividad solar.

En la siguiente figura se muestran los valores de N utilizando la solución campo de fuerza:

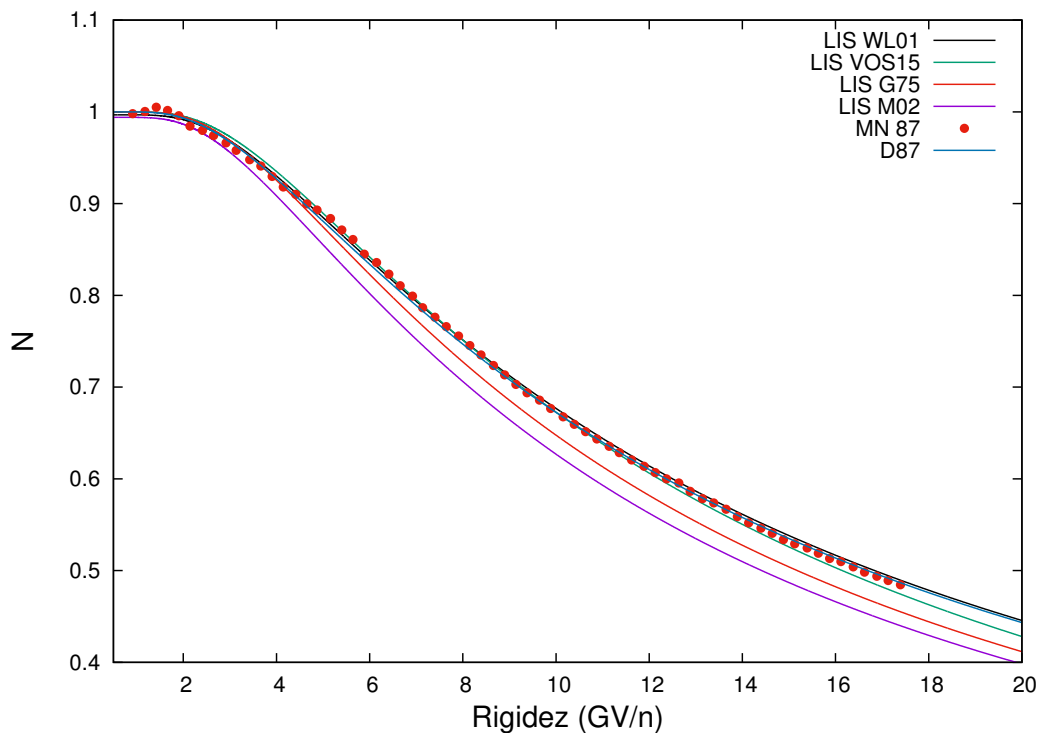


Figura 3.13: Conteo normalizado de neutrones para la función de Dorman y con diferentes LIS utilizando campo de fuerza para el cálculo del espectro a 1 UA.

En la figura 3.14 mostramos el conteo normalizado usando el modelo

$1D$:

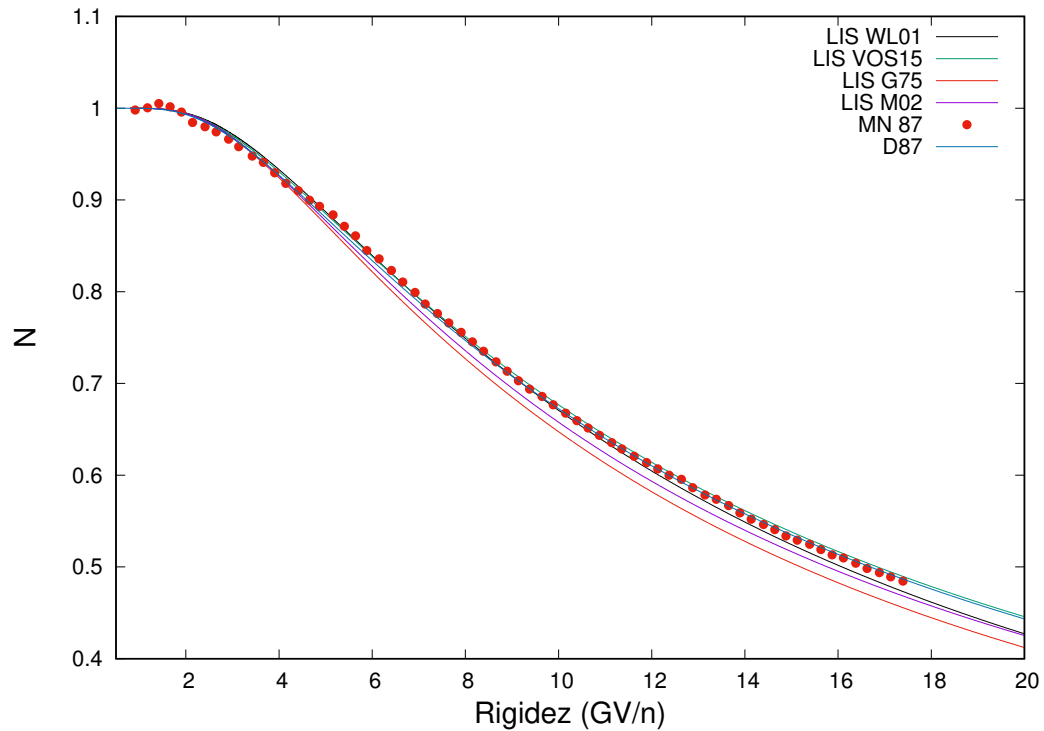


Figura 3.14: Conteo normalizado de neutrones para la función de Dorman y con diferentes LIS utilizando la solución $1D$ para el cálculo del espectro a 1 UA.

Usaremos esta metodología para calcular las variaciones en la modulación solar durante las últimas décadas, utilizando diferentes monitores de neutrones y posteriormente se comparará con estudios previos.

Capítulo 4

Variación temporal de la intensidad de rayos cósmicos

En este capítulo se utilizarán diferentes observaciones de monitores de neutrones y misiones espaciales para el cálculo del parámetro de modulación. También se realizará la comparación con estudios previos.

Como se ha descrito anteriormente, una manera de calcular el nivel de modulación es con la solución de campo de fuerza, ajustando las observaciones a 1 UA. Sin embargo, es también posible usando las observaciones de los monitores de neutrones.

4.1 Cálculo de ϕ con base en las observaciones de monitores de neutrones

Suponemos que el parámetro de modulación ϕ puede ser descrito de la siguiente manera:

$$\phi(t) = \phi_{87} + \Delta\phi(t) \quad , \quad (4.1)$$

donde ϕ_{87} es el valor en marzo de 1987 y $\Delta\phi(t)$ la variación en el parámetro de modulación para un tiempo t . En este trabajo se expresan los resultados en términos de $\Delta\phi(t)$:

$$\Delta\phi(t) = \phi(t) - \phi_{87} \quad (4.2)$$

En la figura 4.1 se muestra el valor de $\Delta\phi$ reconstruido a partir del monitor en Hermanus, Sudáfrica (con $R_c = 4.6$ GV). El ajuste fue utilizando la expresión :

$$N = \int_{P_c}^{\infty} S_H(P)[J_H(P) + 1.584F(P)J_{He}(P)]dP \quad . \quad (4.3)$$

El nivel de modulación expresado a través de ϕ , es un indicativo de la actividad solar, por tanto debe de correlacionarse con el número de

manchas. Esto se muestra en la figura 4.1.

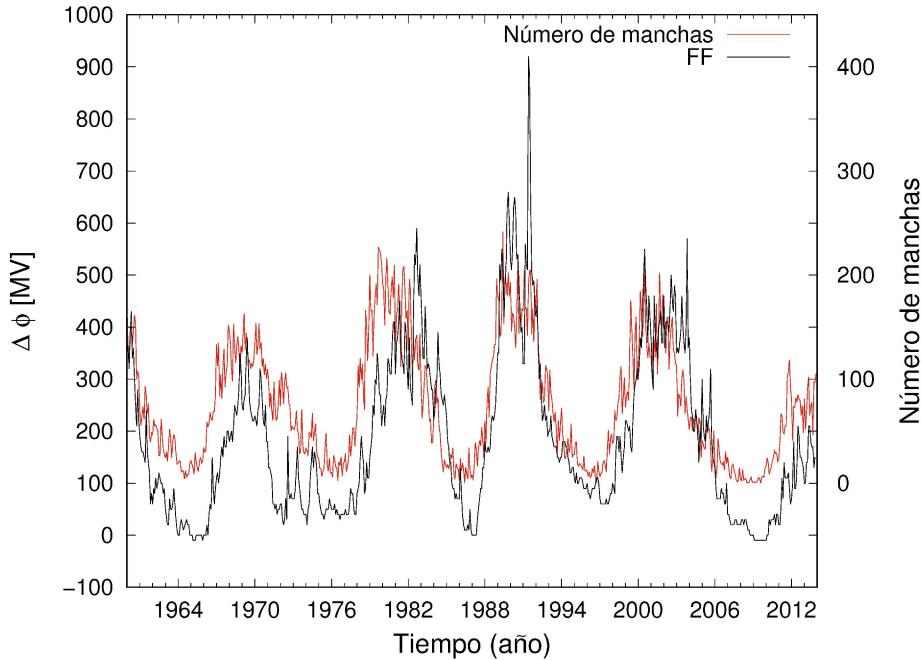


Figura 4.1: Valor de $\Delta\phi$ calculado con base en el número de cuentas de Hermanus (línea negra). Número de manchas solares (línea roja).

En la figura 4.2 se observa el $\Delta\phi$ obtenido con base en el número de cuentas en distintos monitores de neutrones localizados en Hermanus, Kiel, Jungfraujob, Tsumeb, Potchefstroom y Sanae. Existen variaciones en el conteo que se deben a condiciones ambientales, por ejemplo, un bajo nivel de humedad, indica una atmósfera local menos densa, y por lo tanto un valor menor en el conteo de neutrones (Aiemsá et al., 2015).

También se observa un ligero desfase entre las curvas. Esto debido a que las perturbaciones magnéticas deben acumularse para tener un impacto considerable en la modulación de los rayos cósmicos.

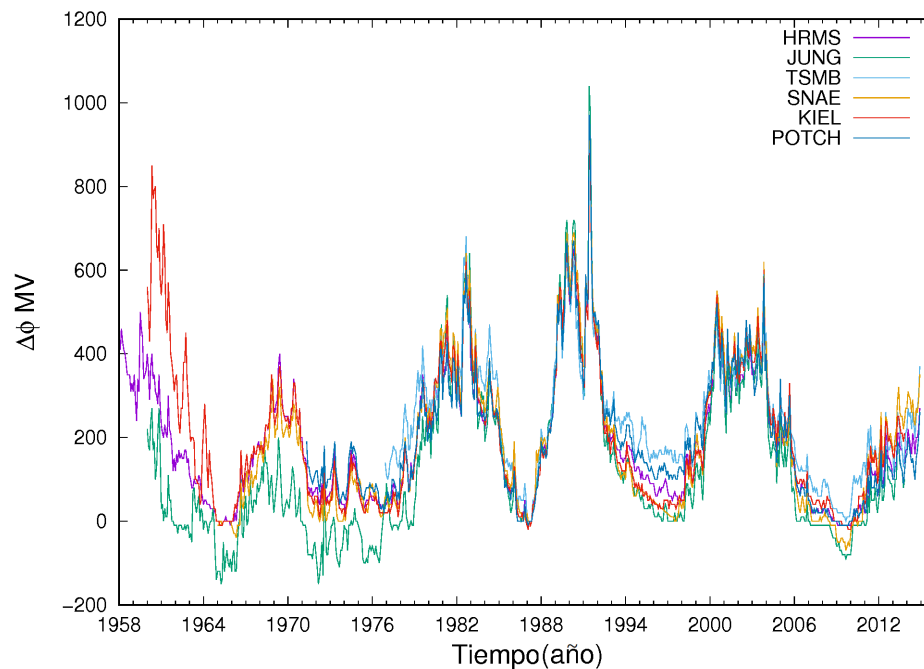


Figura 4.2: Valor de $\Delta\phi$ calculado a partir del número de cuentas en diferentes monitores de neutrones.

En la figura 4.3 se muestra $\Delta\phi + \phi_{87}$ reconstruido con el promedio de los monitores de neutrones en Sanae, Hermanus, Tsumeb y Potchefstroom. También el valor ψ de la solución —1D. Se utilizó la expresión 4.1 donde el valor ϕ_{87} es de 415 MV con base en los datos de la figura 3.6 donde se

4.1 Cálculo de ϕ con base en las observaciones de monitores de neutrones

utilizó la LIS VOS15 ajustando las observaciones de IMP y PAMELA con la solución campo de fuerza.

Uno de los objetivos fundamentales de este trabajo fue comparar ϕ con ψ . Se observa que la diferencia es muy pequeña. La solución campo de fuerza es una buena aproximación de la modulación a 1 UA. Por lo tanto, es más viable utilizar dicha solución.

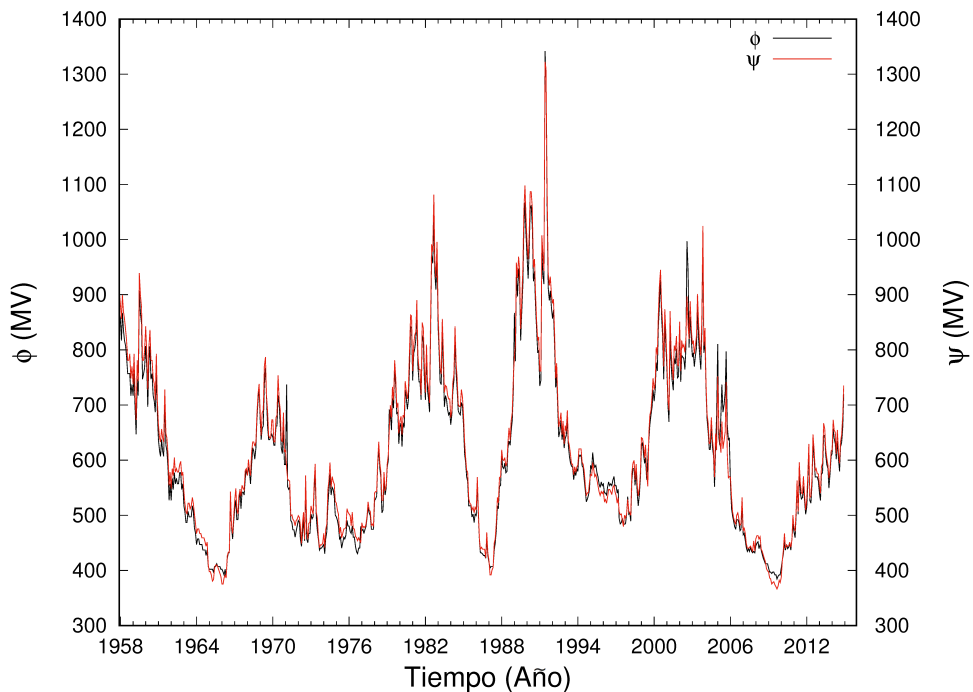


Figura 4.3: Valores de los parámetros ϕ y ψ del promedio de los monitores de neutrones en Sanae, Hermanus, Tsumeb y Potchefstroom.

4.2 Comparación con estudios previos

El parámetro de modulación depende de la calidad de observaciones con las que contemos. Es posible mejorar la estimación del espectro local interestelar en el borde de la heliosfera o el espectro a $1 UA$ con observaciones de misiones como *PAMELA* o *IMP*.

Ghelfi et al. (2016) calcularon el parámetro de modulación con la solución campo de fuerza, denotado en este trabajo como ϕ_{GM16} . Ellos utilizaron el LIS *G16* para ajustar el espectro en el tope de la atmósfera (TOA) con las observaciones de AMS, BESS-Polar y PAMELA.

En la figura 4.4 se muestra el $\Delta\phi_{GM16}$ y el $\Delta\phi_{Kiel}$ utilizando la metodología de este trabajo con base en la expresión 4.1, donde el valor de ϕ_{87} de Ghelfi et al. es de $425 MV$. $\Delta\phi_{GM16}$ y $\Delta\phi_{Kiel}$ son reconstruidos a partir de las observaciones del monitor en Kiel.

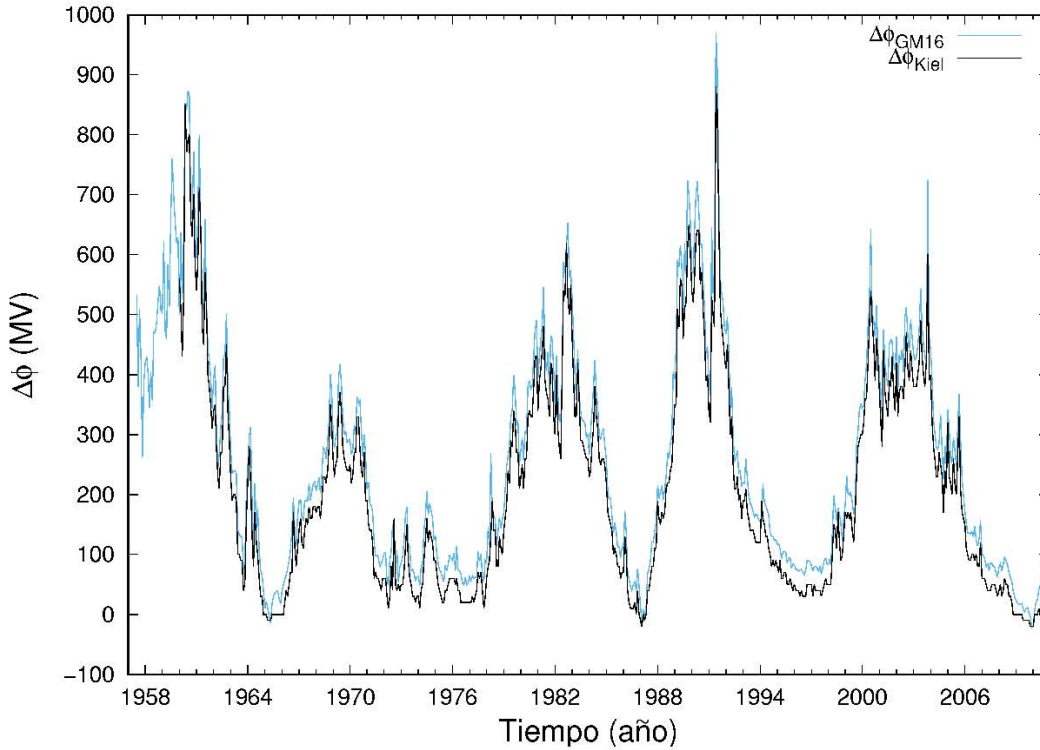


Figura 4.4: Valores de $\Delta\phi$ de Ghelfi et al. (2016) y utilizando la metodología de este trabajo para el monitor ubicado en Kiel.

Usoskin et al. (2017) realizaron una estimación del parámetro de modulación utilizando la solución campo de fuerza con el LIS *VOS15*. Ellos aplicaron su metodología para ocho monitores de neutrones y haciendo el promedio de estos. En este trabajo lo llamaremos ϕ_{U17} .

En la figura 4.5 se muestran los valores de $\Delta\phi_{U17}$ y el de este trabajo

$\Delta\phi_{FF}$ que es el promedio de los $\Delta\phi$ reconstruido con los monitores en Sanae, Hermanus, Tsumeb y Potchefstroom. El valor de ϕ_{87} de la serie ϕ_{U17} es de 447 MV. Se observa que con la solución campo de fuerza de este trabajo con concuerdan los valores en los periodos de mínima y máxima actividad solar con los de de ϕ_{U17} .

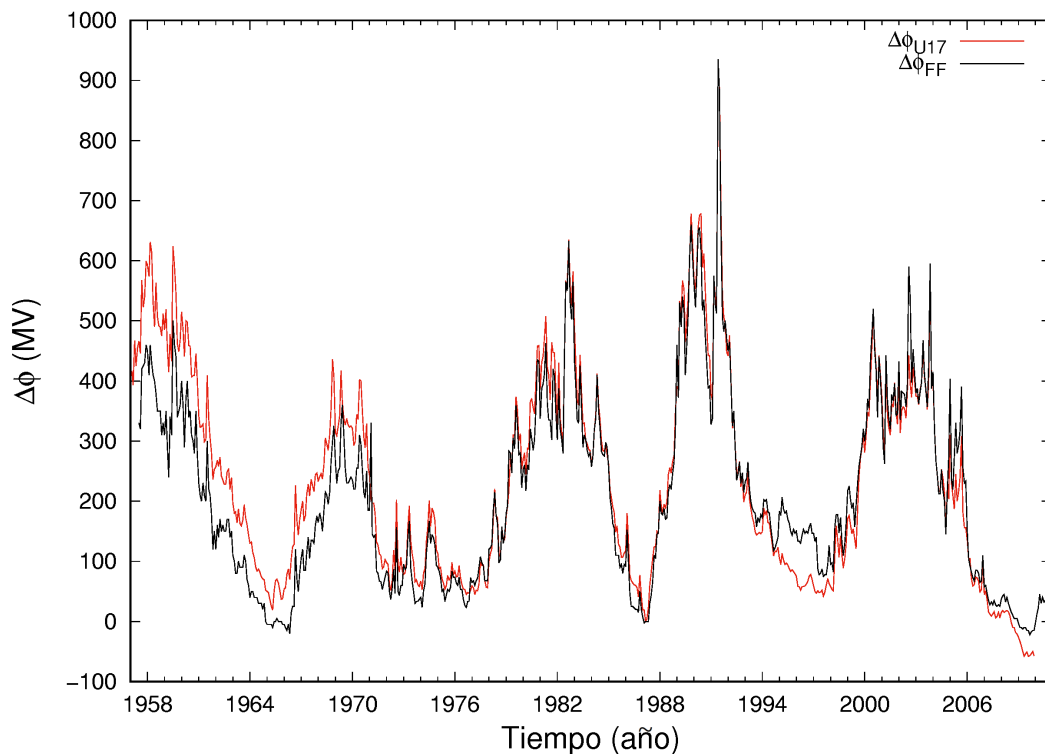


Figura 4.5: Valores de $\Delta\phi$ de Usoskin et al. (2017) y utilizando la metodología de este trabajo.

En las figuras 4.6 y 4.7 se presentan las variaciones de ϕ respecto al valor calculado a partir del monitor de Kiel, es decir:

$$\frac{\Delta\phi}{\phi_{KIEL}} \% = \frac{\phi - \phi_{KIEL}}{\phi_{KIEL}} \times 100 \quad (4.4)$$

En la Tabla 2 se muestra el valor de rigidez de corte para localidades donde se encuentran algunos monitores de neutrones. La cual es necesaria para calcular el conteo de neutrones según la expresión 3.1.

Tabla 2. Valor de rigidez de corte para diferentes localidades

Localidad	Etiqueta	Rc <i>GV</i>
Kiel, Alemania	KIEL	2.4
Oulu, Finlandia	OULU	0.8
Kerguelen, Océano Índico	KERG	1.14
Alma-Ata, Kazajistán	AATB	6.69
McMurdo, Antártida	MCMU	0.3
Newark, Groenlandia	NEWK	2.36
Polo sur, Antártida	SOPO	0.1
Tierra Adelia, Antártida	TERA	0.1
Thule, Groenlandia	THUL	0.3

En la figura 4.7 se muestran los valores de $\Delta\phi$ con respecto a ϕ_{Kiel} . Se observa que son más homogéneos, i.e., más cercanos a 0 (menor variación con respecto a ϕ_{Kiel}), a diferencia de 4.6 que se alejan más. Esto es positivo para este trabajo, ya que el parámetro de modulación ϕ no debe depender de la rigidez de corte ni latitud o longitud a la que se encuentre el monitor. La diferencia entre las figuras 4.5 y 4.6 son debido a la LIS y a la función de producción utilizada.

El comportamiento de los valores de ϕ reconstruido a partir de las observaciones del monitor SOPO es distinto al resto. Este comportamiento fue reportado por Ghelfi et al. (2016). Ellos proponen que esto es debido a un cambio en la rigidez de corte en un factor de 2. Los trabajos realizados con respecto a SOPO se hicieron para una rigidez de corte constante.

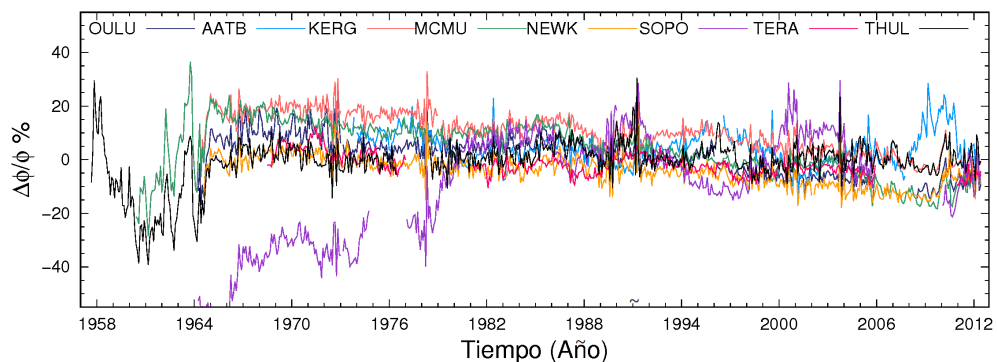


Figura 4.6: Parámetro de modulación ϕ obtenidos por Ghelfi et al. (2016).

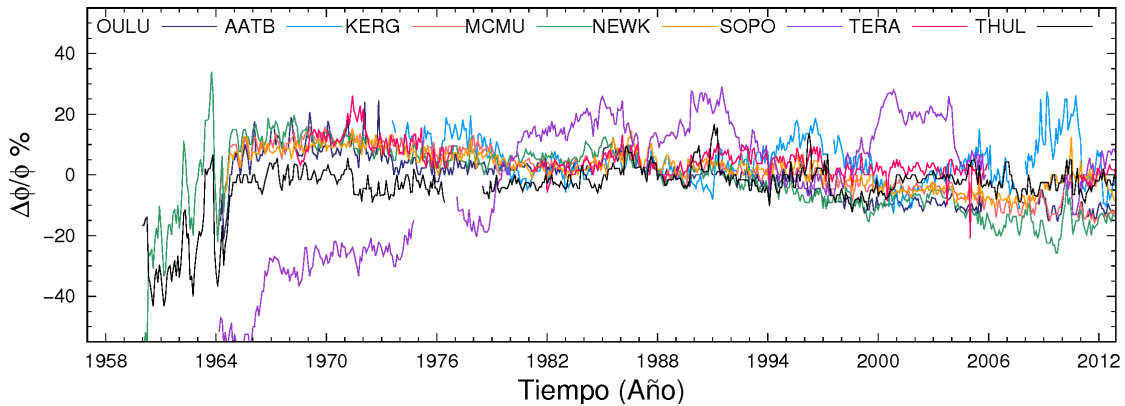


Figura 4.7: Parámetro de modulación ϕ de este trabajo con los mismos monitores de Ghelfi et al. (2016).

También se hizo la comparación para las observaciones de misiones ajustando con el TOA los valores del parámetro de modulación ϕ . Los datos a comparar fueron tomados de Ghelfi et al. (2016).

En la figura 4.8 se muestra el ajuste para el experimento *BESS* (Haino et al., 2004) en el año de 1994, usando el modelo campo de fuerza. Este mismo procedimiento se hizo para varios experimentos (ver figuras 4.9 y 4.10).

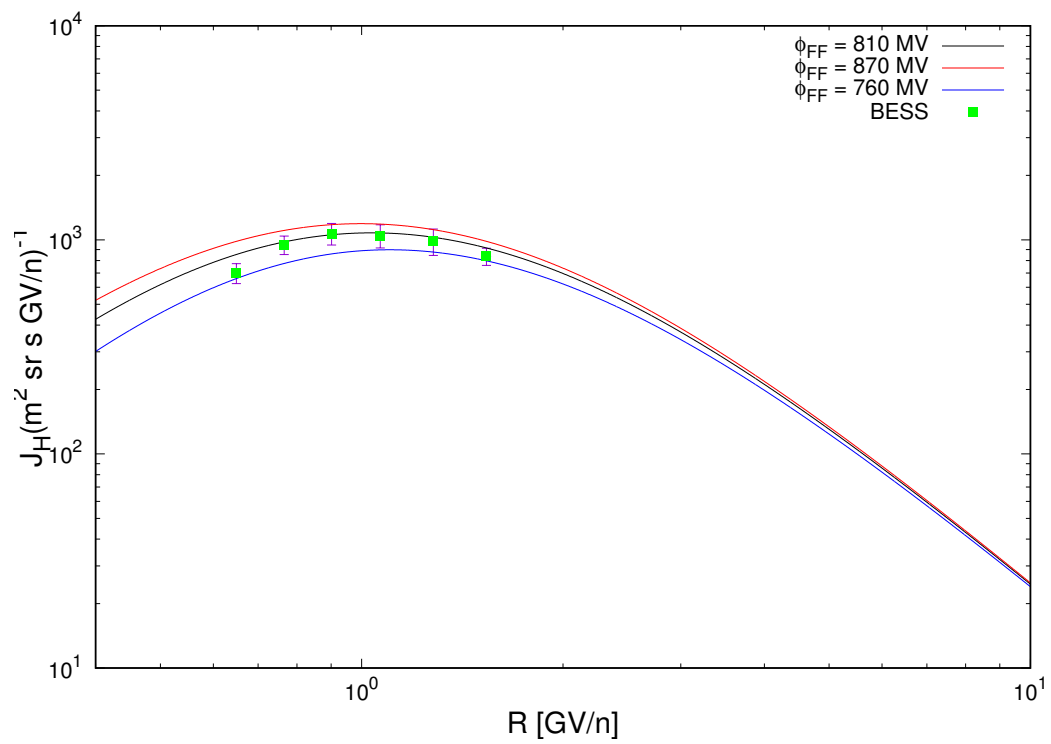


Figura 4.8: Parámetro de modulación ϕ que ajusta a las observaciones de BESS en 1994.

En la figura 4.10 aparecen nuestros resultados para bajo las mismas consideraciones de la figura 4.9.

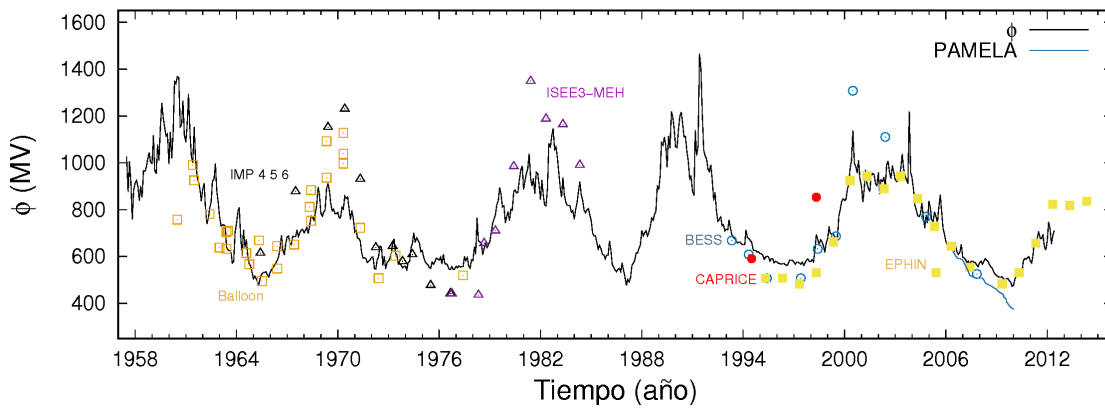


Figura 4.9: Parámetro de modulación ϕ que ajusta a las observaciones de diferentes misiones (Ghelfi et al., 2016).

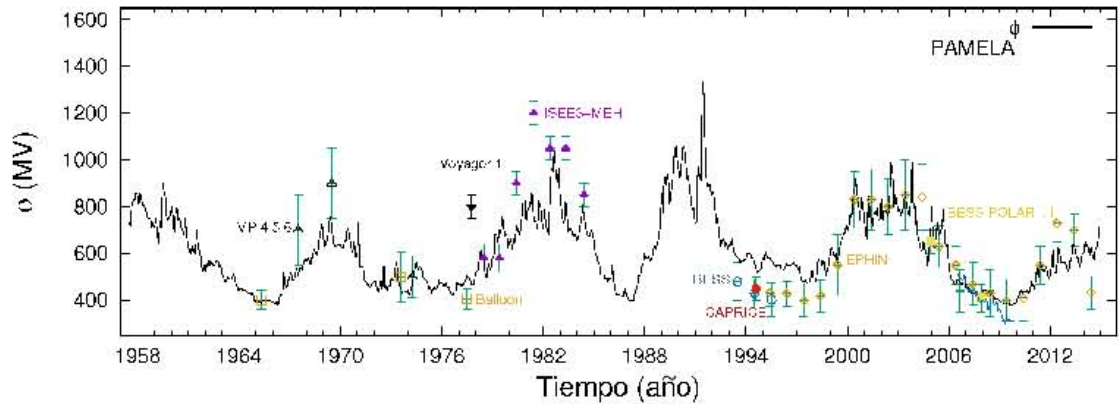


Figura 4.10: Parámetro de modulación ϕ de este trabajo que ajusta a las observaciones de diferentes misiones.

La figura 4.10 a diferencia de 4.9, muestra que ϕ con TOA y con monitores de neutrones, tienen menor variación, es decir, son más homogéneos. Esto es un buen indicativo, ya que de manera ideal, no existe diferencia de cómo se calcule el parámetro de modulación; debe ser el mismo para ambos métodos. A partir del año 1990, ambos ϕ muestran menor variación; esto posiblemente a una mejora en los sensores de detección de rayos cósmicos y esto influye a que tengamos un espectro TOA más preciso.

En las figuras 4.9 y 4.10 también se aprecia la correlación entre la actividad solar y la modulación de los rayos cósmicos comentado anterior-

mente, e.g. se puede ver un ciclo del años 1965 a 1976. La duración de los ciclos no suele tener variaciones considerable, aún cuando son de diferente intensidad.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se realizó el cálculo del parámetro de modulación ϕ y ψ tanto con datos de monitores de neutrones como con naves espaciales. Se observó la influencia el LIS en dichos parámetros. Se compararon los resultados con estudios previos del parámetro de modulación ϕ . De donde se obtuvieron las siguientes conclusiones:

1) El parámetro de modulación ϕ (a partir de un modelo campo de fuerza) difiere poco del parámetro de ψ (a partir de la solución $1D$). Sin embargo es más sencillo el cálculo de ϕ .

2) En este trabajo se observó que utilizar un valor constante o variable del viento solar, no influye de manera importante en el cálculo de ψ . En

este trabajo se propuso una velocidad promedio de 400 km/s .

3) La estimación empleada del LIS juega un papel importante en los valores de ϕ . En este trabajo se utilizó el LIS VOS15 por representar de manera más precisa las observaciones del Viajero 1 fuera de la heliosfera.

4) La comparación con estudios previos mostró coherencia de la LIS utilizada (VOS15) y una menor diferencia entre el cálculo del parámetro ϕ con el espectro en el tope de la atmósfera y con monitores de neutrones. El valor de ϕ para marzo de 1987 es de $415 \pm 20 \text{ MV}$.

5) Una de las ventajas de utilizar el porcentaje de número de cuentas en un monitor, es que ya no es necesario realizar correcciones o utilizar factores de escala. Sin embargo es importante tener en cuenta que lo calculado es la diferencia del parámetro de modulación $\Delta\phi$. Para tener el parámetro de modulación es necesario conocer ϕ_0 para el tiempo t_0 .

Apéndice

Apéndice A

Algoritmo para la solución convección-difusión

```
!!UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
!!ALUMNO: MIGUEL ENRÍQUEZ VARGAS
!!DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA:
!!MODELO CONVECCIÓN-DIFUSIÓN PARA LA SOLUCIÓN DE LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE
DE PARTÍCULAS
```

```
program convectiondif
```

```
implicit none
```

```
!!DECLARANDO VARIABLES
```

```
real(8),allocatable,dimension(:)::Tb(:),Jb(:),BETAb(:),Pb(:),J(:)
```

```
integer::i,n
```

```
real(8)::E0,AZ,Pi,Pf,phi,DLNP,r,k
```

```
!!ASIGNANDO VALORES A LAS CONSTANTES
```

```
E0=0.938      !!ENERGÍA EN REPOSO DEL PROTÓN EN GeV
```

```
AZ=1.0       !!NÚMERO DE NULCEONES/NÚMERO DE PROTONES
```

```
Pi=20.0      !!RIGIDEZ INICIAL
```

```

Pf=0.06      !!RIGIDEZ FINAL
k=73.0      !!COEFICIENTE DE DIFUSIÓN EN AU2/(4.34 DÍAS x GV)
r=120.0     !!DISTANCIA A LA FRONTERA EN UA
phi=(120-r)/(k*3)    !!PARÁMETRO DE MODULACIÓN
DLNP=0.02   !!CAMBIO EN RIGIDEZ

!!ASIGNANDO ESPACIO A LOS ARREGLOS
ALLOCATE(Tb(1000))
ALLOCATE(Jb(1000))
ALLOCATE(BETAb(1000))
ALLOCATE(Pb(1000))
ALLOCATE(J(1000))

!!ABRIENDO LAS UNIDADES DE ESCRITURA PARA GUARDAR LOS DATOS
open(unit=10, file="cd1201.dat")

!!ESTABLECIENDO LAS CONDICIONES INICIALES

!!PARA LAS CONDICIONES EN LA FRONTERA
Pb(1)=Pi
BETAb(1)=Pb(1)/sqrt(Pb(1)*Pb(1)+(AZ*E0)**2)
Tb(1)=Pb(1)/BETAb(1)/AZ-E0
Jb(1)= 21.1*Tb(1)**(-2.8)/(1.0+5.85*Tb(1)**(-1.22)+1.18*Tb(1)**(-2.54))
J(1)=Jb(1)*exp(-3*phi/(BETAb(1)*Pb(1)))

do i=2,300
  Pb(i)=Pb(i-1)/exp(DLNP)
  BETAb(i)=Pb(i)/sqrt(Pb(i)*Pb(i)+E0*E0*AZ*AZ)
  Tb(i)=Pb(i)/BETAb(i)/AZ-E0
  Jb(i)= 21.1*Tb(i)**(-2.8)/(1.0+5.85*Tb(i)**(-1.22)+1.18*Tb(i)**(-2.54))
  J(i)=Jb(i)*exp(-3*phi/(BETAb(i)*Pb(i)))
  if (Pb(i)>Pi) EXIT
end do

!!GUARDANDO EN LA UNIDAD 10 datos.dat
do i=1,300
  write(10,*)Tb(i)*1000,J(i)
end do

```

```
end program convectiondif
```

Apéndice B

Algoritmo para la solución campo de fuerza

```
!!UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
  !!ALUMNO: MIGUEL ENRÍQUEZ VARGAS
  !!DESCRIPCIÓN DEL PROGRAMA:
  !!MODELO CAMPO DE FUERZA PARA LA SOLUCIÓN A LA ECUACIÓN DE TRANSPORTE DE
PARTÍCULAS
  program force

  implicit none
real(8),allocatable,dimension(:)::P(:),Tb(:),Jb(:),BETAb(:),Pb(:),J(:),BETA(:),T(:)
integer::i,n
  real(8)::EO,AZ,Pi,Pf,phi,DLNP

  !!ASIGNANDO VALORES A LAS CONSTANTES
EO=0.938      !!ENERGÍA EN REPOSO DEL PROTÓN EN GeV
AZ=1.0        !!NÚMERO DE NULCEONES/NÚMERO DE PROTONES
Pi=20.0       !!RIGIDEZ INICIAL
Pf=0.06       !!RIGIDEZ FINAL
phi=0.407     !!PARÁMETRO DE MODULACIÓN
```

```

DLNP=0.02          !!CAMBIO EN RIGIDEZ

!!ASIGNANDO ESPACIO A LOS ARREGLOS
  ALLOCATE(P(1000))
  ALLOCATE(Tb(1000))
  ALLOCATE(Jb(1000))
  ALLOCATE(BETAb(1000))
  ALLOCATE(Pb(1000))
  ALLOCATE(J(1000))
  ALLOCATE(BETA(1000))
  ALLOCATE(T(1000))

!!ABRIENDO LAS UNIDADES DE ESCRITURA PARA GUARDAR LOS DATOS
  open(unit=10, file="datos.dat")

!!ESTABLECIENDO LAS CONDICIONES INICIALES
  Pb(1)=Pi
  BETAb(1)=Pb(1)/sqrt(Pb(1)*Pb(1)+E0*E0*AZ*AZ)
      !!CONVERSIÓN DE ENERGÍA A RIGIDEZ
  Tb(1)=Pb(1)/BETAb(1)/AZ-E0
      !!FLIS Jb
  Jb(1)= 21.1*Tb(1)**(-2.8)/(1.0+5.85*Tb(1)**(-1.22)+1.18*Tb(1)**(-2.54))
  P(1)=((Pb(1)**2+(AZ*E0)**2)**(0.5)-0.407)**2-(AZ*E0)**2
  J(1)=Jb(1)*(P(1)/Pb(1))**2
  BETA(1)=P(1)/sqrt(P(1)*P(1)+E0*E0*AZ*AZ)
  T(1)=P(1)/BETA(1)/AZ-E0

do i=2,291
  Pb(i)=Pb(i-1)/exp(DLNP)
  BETAb(i)=Pb(i)/sqrt(Pb(i)*Pb(i)+E0*E0*AZ*AZ)
  Tb(i)=Pb(i)/BETAb(i)/AZ-E0
  Jb(i)= 21.1*Tb(i)**(-2.8)/(1.0+5.85*Tb(i)**(-1.22)+1.18*Tb(i)**(-2.54))
  P(i)=sqrt(((Pb(i)**2+(AZ*E0)**2)**(0.5)-0.407)**2-(AZ*E0)**2)
  J(i)=Jb(i)*(P(i)/Pb(i))**2
  BETA(i)=P(i)/sqrt(P(i)*P(i)+E0*E0*AZ*AZ)
  T(i)=P(i)/BETA(i)/AZ-E0
end do

!!GUARDANDO EN LA UNIDAD 10 datos.dat

```

```
      do i=1,291
write(10,*)Tb(i)*1000,Jb(i),T(i)*1000,J(i)      end do

      end program force
```

Bibliografía

Aiemsá, N., Ruffolo, D., Saiz, A., et al. (2015). Measurement and simulation of neutron monitor count rate dependence on surrounding structure. *J. Geophys. Res.*, 120: doi:10.1002/2015JA021249.

Boschini, M. J., Della Torre, S., Gervasi, M., et al. (2017). Solution of heliospheric propagation: Unveiling the local interstellar spectra of cosmic-ray species. *The Astrophysical Journal*, 840(2):115.

Burger, R. A., Potgieter, M. S., and Herber, B. (2000). Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the ulysses spacecraft: Implication for the diffusion tensor. *J. Geophys. Res.*, 105(105): doi:10.1029/2000JA000153.

Caballero-Lopez, R. A. and Moraal, H. (2004). Limitations of the force

- field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys. Res.*, 109, A01101: doi:10.1029/2003JA010098.
- Caballero-Lopez, R. A. and Moraal, H. (2012). Cosmic-ray yield and response functions in the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 117: doi:10.1029/2012JA017794.
- Gaisser, T. K. (2006). The cosmic-ray spectrum: from the knee to the ankle. *Journal of Physics: Conference series*, 47:15–20.
- García Muñoz, M., Mason, G. M., and Simpson, J. (1975). The anomalous be component in the cosmic-ray spectrum at 50 mev per nucleon during 1972 – 1974. *Astrophysical Journal*, 202:265–275.
- Ghelfi, A., Maurin, D., Cheminet, A., et al. (2016). Neutron monitors and muon detectors for solar modulation studies: 2. ϕ time series. *Advances in Space Research*, 56: doi:10.1016/j.asr.2016.06.027.
- Gleeson, L. J. and Axford, W. I. (1968). Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophysical Journal*, 154: doi:10.1086/149822.
- Günter, S. (2015). *Astroparticle Physics: Theory and Phenomenology*. Springer, Hamburgo, ISBN 978-94-639-6239-4, 1 edition.

Haino, S., Sanuki, T., Abe, K., et al. (2004). Measurements of primary and atmospheric cosmic-ray spectra with the bess-tev spectrometer. *Physical Lett. B*, 594(1-2):35–46.

Kivelson, M. and Russell, C. (1995). *Introduction to space physics*. Cambridge University press, ISBN-13: 978-0521457149, 1 edition.

Lean, J. (2000). Evolution of the sun's spectral irradiance since the maunder minimum. *Geophysical Research Letters*, 27: doi:10.1029/2000GL000043.

Mathew, J. O. (2013). The heliospheric magnetic field. *Living Rev. Solar Phys.*, 10:1–52.

Maurin, D., Ghelfi, A., Barao, F., et al. (2016). Non-parametric determination of h and he interstellar fluxes from cosmic-ray data. *Astronomy And Astrophysics Journal*, 501:1–10.

Mertens, C., Kress, B. T., Wiltberger, M., et al. (2016). Atmospheric ionizing radiation from galactic and solar cosmic rays. *InTech*, 2: doi:10.5772/32664.

- Miroshnichenko, L. (2015). *Solar cosmic rays: Fundamentals and applications*. Springer, ISBN 978-3-319-09429-8, 2 edition.
- Moraal, H. and Caballero-Lopez, R. A. (2014). The cosmic-ray ground-level enhancement of 1989 september 29. *Astrophysical Journal*, 790(154): doi:10.1088/0004-637X/790/2/154.
- Moskalenko, I. V., Strong, A. W., Ormes, J. F., et al. (2002). Secondary antiprotons and propagation of cosmic rays in the galaxy and heliosphere. *Astrophysical Journal*, 565:280–296.
- Nakariakov, V. (2016). *Parker's solar wind model*. Centre for Fusion Space and Astrophysics (CFSA), PX420 Solar MHD 2016-2016, 1 edition.
- Parker, E. (1965). The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet Space Science*, 13:9–49.
- Sekido, Y. and Elliot, H. (1985). *Early history of cosmic ray studies*. Reidel Publishing, ISBN 978-94-010-8899-2, 1 edition.
- Simpson, J. A. (1983). Elemental and isotopic composition of the galactic cosmic rays. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33:323–382.

- Stone, E. C., Cummings, A. C., McDonald, F. B., et al. (2008). An asymmetric solar wind termination shock. *Nature*, 454:71–74.
- Usoskin, I. G., Agnieszka, G., Kovaltsov, G. A., et al. (2017). Heliospheric modulation of cosmic rays during the neutron monitor era: Calibration using pameLA data for 2006–2010. *J. Geophys. Res.*, 122: doi:10.1002/2016JA023819.
- Vos, E. E. and Potgieter, M. S. (2015). New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophysical Journal*, 119: doi:10.1088/0004-637X/815/2/119.
- Wang, J., Lean, S., and Sheeley Jr., N. R. (2005). Modeling the sun's field and irradiance since 1713. *Astrophysical Journal*, 625:522–538.
- Webber, W. and McDonald, F. (2013). Recent voyager 1 data indicate that on 25 august 2012 at a distance of 121.7 au from the sun, sudden and unprecedented intensity changes were observed in anomalous and galactic cosmic rays. *Geophysical Research Letters*, 40: doi:10.1002/grl.50383.
- Webber, W. R., , and Lockwood, J. A. (2001). Voyager and pioneer spacecraft measurements of cosmic ray intensities in the outer heliosphere:

Toward a new paradigm for understanding the global modulation process: 1. minimum solar modulation (1987 and 1997). *J. Geophys. Res.*, 106(29).