



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

**INSTITUTO DE GEOFISICA
PROGRAMA DE POSGRADO EN
CIENCIAS DE LA TIERRA**

T E S I S

**DINÁMICA DE TÉRMINO MEDIO EN ALGUNOS
FENÓMENOS SOLARES Y GEOMAGNÉTICOS**

que para obtener el grado de

**MAESTRO EN CIENCIAS
(FISICA ESPACIAL)**

Presenta

LUIS RAMÓN DE CASO LOZADA

Directora de Tesis

DRA. BLANCA EMMA MENDOZA ORTEGA

MÉXICO, D.F. 2007



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.

Dedicatoria

A mis padres

A la familia Aguilar Álvarez-de Caso

Agradecimientos:

A la Dra. Blanca Mendoza por el apoyo de todo tipo y la asesoría que me ha dado desde que llegué al posgrado.

A mi prima Dra. Fátima Juárez, y al Ing. Jesús Álvarez, que me ayudaron durante el periodo que no tuve beca.

A todos los profesores que han intervenido para que pudiera terminar mi maestría, en especial al Dr. Víctor Velasco.

A todos mis compañeros del posgrado.

Al CONACyT por otorgarme una beca.

Índice general

1. El Sol y su campo magnético	2
1.1. Introducción	2
1.2. El campo magnético del Sol	6
1.2.1. La zona de convección	6
1.2.2. La Tacoclina	10
1.2.3. Efecto dínamo	11
1.3. Indicadores de la actividad magnética solar	19
2. Periodicidades de término medio en la actividad solar.	25
2.1. Introducción	25
2.2. El doble ciclo magnético solar.	28
2.2.1. Resultados del modelo.	31
3. Datos y Resultados	34
3.1. Datos y técnica de análisis	34
3.2. Resultados	36
4. Conclusiones y trabajos futuros	45

Resumen

Las periodicidades de término medio, aquellas entre 1 y 2.5 años, son muy persistentes en diversos indicadores de la actividad solar, tales como rayos cósmicos, velocidad del viento solar, manchas solares, etc. Se considera que estas periodicidades se originan en la zona convectiva solar y por tanto nos dan información de los procesos que ocurren allí.

En este trabajo llevamos a cabo un análisis de series de tiempo de diversos indicadores de actividad solar, mediante la técnica de ondeletas, con objeto de identificar la aparición de las periodicidades de término medio a lo largo de los ciclos solares. Nos concentramos preferentemente en los ciclos cuasi bienales, ya que éstos pueden ser explicados en el marco de la teoría de un doble ciclo magnético solar.

Nuestros resultados indican que las periodicidades de término medio aparecen siempre entre el máximo y la fase descendente del ciclo solar. Que la potencia con la cual están presentes varía de ciclo a ciclo y aún por hemisferio. Y que en el marco de la teoría de dos dínamos acoplados, encontramos que el ciclo 19 presenta el mayor acoplamiento mientras que el ciclo 20 el menor.

En el capítulo 1 se hace una descripción básica del Sol y el origen de su campo magnético. En el capítulo 2 se hace mención a la fenomenología solar que presenta periodicidades de término medio, la segunda parte del capítulo está dedicada a la presentación de un modelo de doble dínamo solar. En el capítulo 3 se presenta el origen de los datos, los resultados del análisis y la discusión de los mismos. Finalmente el capítulo 4 está dedicado a presentar conclusiones y sugerencias de trabajos futuros.

Capítulo 1

El Sol y su campo magnético

1.1. Introducción

Hace cinco mil millones de años, una enorme nube de polvo y plasma de un poco más de la masa actual del sol flotaba en el medio interestelar de nuestra galaxia. La nube era muy extensa y tenía forma irregular. Nadie sabe exactamente por qué en algún momento comenzó a contraerse sobre sí misma. Posiblemente esto fue provocado por una onda de choque proveniente de la explosión de una estrella distante, otros especulan que la contracción la provocó un efecto de marea originado por uno de los brazos espirales de nuestra galaxia. A medida que el colapso se hacía más intenso, los choques entre las partículas incrementaban la temperatura, llegó un momento en el cual la presión al interior del gas llegó a equilibrar la contracción gravitacional. Este es, a grandes rasgos, el proceso, que según los astrofísicos dio lugar a la formación no sólo de nuestro Sol sino de todas las estrellas que conforman la vía láctea y otras galaxias.

Lo cierto es que el Sol está aquí a la vuelta de la esquina y es gracias a él que se sostiene la vida en nuestro planeta. Así lo entendían ya pueblos antiquísimos como los Egipcios, y los Chinos, entre otros. Llegaron a maravillarse tanto con nuestro Sol que no dudaron en prodigarle culto sagrado.

Para fines científicos, el Sol es una esfera de plasma cuyas características principales aparecen en la Tabla 1.1.

Tabla 1.1: Datos Generales del Sol

Aceleración (en caída libre en la superficie)	274 m/s ²
Densidad Media	1410 kg/m ³
Distancia Media a la Tierra	1.496 × 10 ⁸ Km (unidad astronómica , UA)
Edad aproximada del Sol	4.5 × 10 ⁹ años
Luminosidad Solar	3.8515 × 10 ³³ erg/s
Magnitud Visual Absoluta	4.79
Magnitud Visual Aparente	- 26.78
Masa	1.9891 × 10 ³⁰ kg
Masa relativa a la de la Tierra	333.4
Periodo de Rotación	37 d (polos) y 25.38 d (ecuador)
Periodo Orbital (galáctico)	2.2 × 10 ⁸ años
Potencia de Radiación	3.9 × 10 ²⁶ W
Radio Medio	6.96 × 10 ⁸ m
Temperatura del Núcleo	1.5 × 10 ⁷ rK
Temperatura Efectiva	5785 rK
Tipo Espectral	G2 V
Velocidad de Escape	618 km/s
Velocidad Orbital	220 km/s
Volumen	1.41 × 10 ²⁷ m ³

Para su estudio el interior del Sol se ha dividido en tres regiones: El núcleo, la zona radiativa, y la zona convectiva, por otra parte el exterior solar, es decir, su atmósfera se divide en: fotosfera, cromosfera y corona (ver la Figura 1.1). Tomando lo anterior en cuenta, comenzaremos, una descripción general de nuestra estrella.

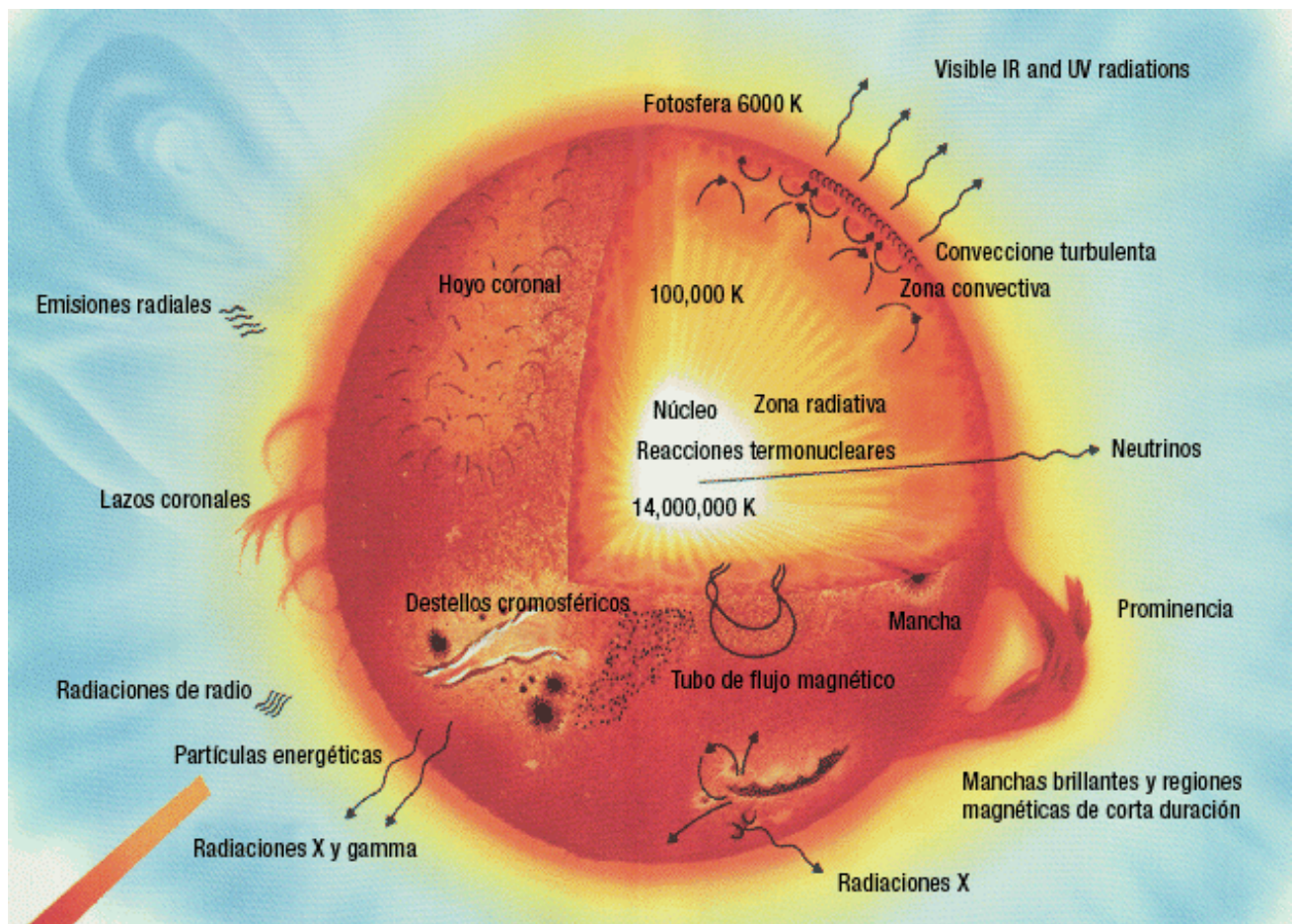


Figura 1.1: Estructura Solar: Interior Solar, Atmósfera Solar, y algunos fenómenos notables de la actividad solar

En el núcleo la presión y la densidad tienen valores tan altos que dan lugar a temperaturas del orden de los 15 millones de grados Kelvin, suficiente para que se lleven a cabo reacciones termonucleares. La fusión nuclear, es decir, la combinación nuclear de átomos ligeros para crear elementos más pesados, es seguramente la fuente de la energía que fluye desde el interior del núcleo hasta la superficie del Sol de donde se escapa hacia el espacio interplanetario prácticamente sin ningún obstáculo, debido a que los gases superiores de la atmósfera solar son transparentes a esta radiación.

En el núcleo, la energía resultante de la transformación de hidrógeno en helio se libera como rayos γ . Debido a la interacción de la radiación con la materia, aquella va perdiendo energía mientras se abre paso hacia el exterior conforme va interaccionando con los componentes del

medio. El transporte de energía hacia el exterior se produce mediante dos procesos: por radiación en la zona radiativa que ocupa los primeros 8 décimos del interior solar, y por convección en la zona convectiva que abarca los 2 décimos de radio solar restantes.

La atmósfera del Sol se divide en varias capas: En primer lugar se encuentra la fotosfera, la cual se puede considerar como la superficie del Sol, tiene un espesor de aproximadamente 300 Km y de esta zona proviene la mayor parte de la luz blanca que observamos desde la Tierra. La temperatura promedio de esta capa es de 6000 °K . En fotografías con buena resolución, la fotosfera se muestra como una región granulada, esto es así ya que lo que estamos observando es la parte superior de las celdas conectivas de la zona de convección. Por arriba de la fotosfera la densidad del plasma disminuye rápidamente. La capa que va desde la parte superior de la fotosfera hasta una altura de aproximadamente 2500 Km es la que recibe el nombre de cromosfera, comienza en donde el gas alcanza una temperatura mínima de 4000 °K . En esta zona se disipa energía mecánica generada probablemente por la disipación de ondas magnetohidrodinámicas generadas en la zona convectiva provocando que la temperatura se incremente hacia el exterior, pasando por la llamada zona de transición, que es una capa delgada, sólo algunas centenas de Km, en la que la temperatura aumenta bruscamente de los 1.5×10^4 °K hasta el millón de grados Kelvin (ver Figura 1.2).

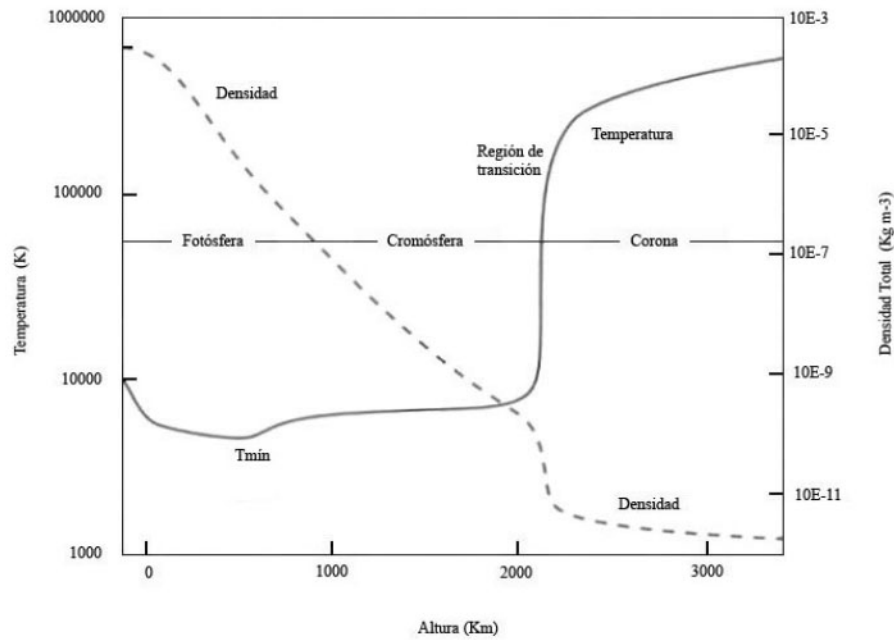


Figura 1.2: Temperatura y densidad de la atmósfera solar a diferentes radios.

Una vez que se ha alcanzado la temperatura del millón de grados, comienza la última capa de la atmósfera solar: la corona. Debido a esta temperatura, la corona se expande continuamente hacia el medio interplanetario formando el viento solar (Hundhausen, 1972). En la atmósfera solar el campo magnético emergente genera patrones muy complejos que dan lugar a una gran variedad de fenómenos, entre los más conspicuos están las manchas solares y los hoyos coronales, las prominencias, las ráfagas y las eyecciones de masa coronal. En la sección siguiente haremos una descripción del campo magnético solar, su origen en la zona convectiva, y el modelo de generación y sustento de dicho campo.

1.2. El campo magnético del Sol

1.2.1. La zona de convección

Como ya mencionamos, esta zona abarca el último 30% del radio solar con un grosor aproximado de 200 000 km. Como su nombre lo indica el transporte de energía en esta región es principalmente mediante convección. En la base de esta zona la temperatura es del orden de 2×10^6 K, la cual es lo suficientemente baja como para que los iones pesados (carbono, nitrógeno, ox-

ígeno, calcio y hierro) retengan a sus electrones. De este modo el material a esta altura se vuelve más opaco impidiendo que la radiación lo atraviese, por lo que el calor se empieza a acumular y esto hace que el plasma se vuelva inestable y comience a convectar, es decir, a transportar energía en virtud del movimiento de masas. Así, el material que se desprende es más caliente que el material circundante y continua por tanto ascendiendo, al mismo tiempo que se expande y enfría, hasta llegar a un punto donde vuelve a bajar. Estos flujos ascendentes y descendentes de material es lo que forman lo que conocemos como las celdas de convección, las cuales también se aprecian en la Figura 1.1, (donde dice zona convectiva) . El mecanismo de convección es mucho más eficiente que el de radiación, pues se estima que el tiempo que tarda un elemento de material en recorrer una celda de convección es de alrededor de 1 semana mientras que un fotón de alta energía puede llegar a tardar hasta un millón de años en atravesar sólo la zona radiativa. La convección se puede expresar en términos termodinámicos de la siguiente forma: cuando el gradiente de temperatura se vuelve mayor que el gradiente adiabático, que es la tasa a la cual la temperatura decaería si un volumen de material se moviera hacia arriba sin transferencia de calor, el mecanismo de transporte por convección es el que domina sobre el de radiación, esto es lo que se llama Criterio de Schwarzschild .

No existen observaciones directas de la zona de convección. El estudio de la zona de convección se ha hecho mediante las observaciones que se tienen en la fotosfera tanto de flujo de plasma como de campo magnético, así como también mediante la heliosismología. Lo que ha hecho mas evidente que existe una zona de convección en el interior del Sol son los patrones de granulación solar que son observables en el rango visible y simplemente son la parte superior de las celdas convectivas producidas en la zona de convección (ver Figura 1.1, parte superior de la fotosfera). Por otra aparte, el campo magnético fotosférico también nos puede proporcionar indicios sobre la naturaleza magnética, de la zona de convección.

De las observaciones de la fotosfera, se sabe que existe un ciclo solar en el que cada 11 años se incrementa la actividad solar así como también el numero de manchas solares (regiones

oscuras de plasma frío donde el campo magnético es más intenso que en los alrededores (Figura 1.3). Estas manchas surgen por pares con polaridades magnéticas opuestas, y aparecen y desaparecen conforme avanza el ciclo desde latitudes de 40° hasta el ecuador invirtiendo además la polaridad de sus campos, como se ve en el diagrama de “mariposas” de Maunder de la Figura 1.4

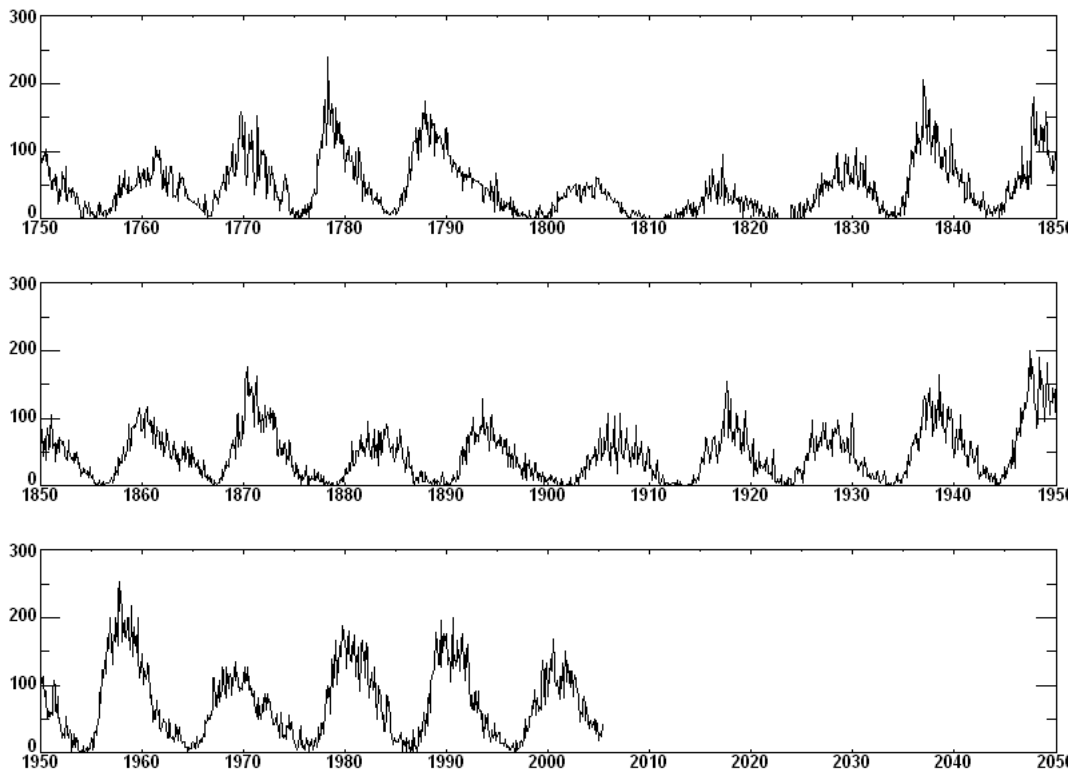


Figura 1.3: 23 ciclos de manchas solares desde 1750 (promedios mensuales)

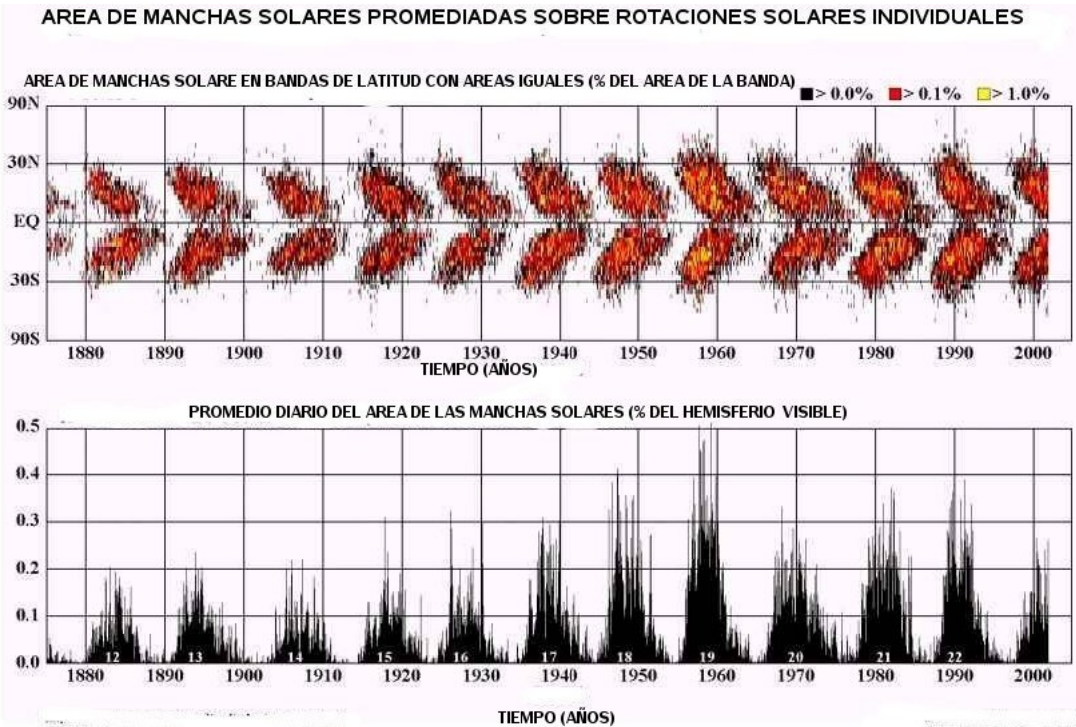


Figura 1.4: "Diagrama magnético de mariposa". En las latitudes medias, el diagrama está dominado por intensos campos magnéticos en las manchas solares. Durante el ciclo de las manchas solares, éstas desaparecen y aparecen en latitudes menores, hacia el ecuador – formando el patrón como “las alas de mariposa”. En el panel superior tenemos el área de las manchas tomadas diariamente y promediadas en rotaciones solares individuales. Abajo algunos ciclos de manchas solares

Del diagrama de manchas solares, el diagrama de mariposas de Maunder, la rotación diferencial del sol y otros indicadores del campo magnético solar es posible inferir la dinámica de la geometría de dicho campo. El campo cambia su forma de bipolar con orientación sur norte, a un campo “enredado” a lo largo de líneas paralelas al ecuador, esto le toma 5.5 años. La rotación diferencial del sol es responsable de uno de los cambios de geometría, ya que tuerce tubos de plasma altamente conductor, que por el teorema de Alfvén, llevan consigo las líneas de campo magnético poloidal y las deja paralelas al ecuador con topología toroidal. En el regreso a la geometría poloidal, después de otros 5.5 años es la fuerza de Coriolis y la turbulencia del plasma, los que tendrían el papel principal. Más adelante veremos detalladamente como operan los mecanismos de la generación dinámica y autosustento del campo magnético solar, y como las observaciones hechas de la zona de convección nos condicionan los modelos reproducen los patrones periódicos de la dinámica de la geometría del campo magnético solar. A estos modelos

es a los que llamamos modelos de dínamo solar, ya que cualquier dínamo es capaz de transformar energía mecánica (como la generada en la convección), en corrientes y campos magnéticos.

Finalmente, gracias a la heliosismología se nos ha revelado la existencia de muchos fenómenos que ocurren dentro de la zona de convección, no observables de otra manera, como es el hecho de que la rotación diferencial no solo existe superficialmente sino que también varía radialmente a través de la zona de convección y hasta su base colindante con la zona radiativa, denominada tacoclina, que es donde la velocidad angular experimenta su máxima variación (ver Figura 1.5). Sin embargo, por debajo de 0.7 radios solares, no existe tal rotación diferencial, lo cual permitió delimitar la frontera entre la zona radiativa que experimenta una rotación de cuerpo rígido, y la zona de convección que tiene rotación diferencial (ver figura 1.5). La importancia fundamental de este descubrimiento no solo radica en el conocimiento de la distribución de la velocidad angular en la zona de convección, sino en el hecho de que se pudo confirmar la existencia de una zona de fuerte cizallamiento o gradiente de velocidad radial (en lo sucesivo llamaremos cizallamiento a cualquier gradiente de velocidad con respecto a la posición), la tacoclina, la cual es un ingrediente principal en la teoría del dínamo solar.

1.2.2. La Tacoclina

La tacoclina es la base de la zona de convección y se ha estimado mediante heliosismología que su grosor no es mayor que el 5% del radio solar. El término fue acuñado por Spiegel y Zahn (1992), quienes propusieron su existencia, sin embargo no fue sino hasta 1998 cuando se descubrió mediante técnicas sismológicas. En términos generales es la zona que marca la transición entre la zona de radiación y la zona de convección y que está caracterizada por un fuerte cizallamiento, por lo que se cree que es aquí donde se generan y almacenan los campos magnéticos toroidales en escalas de tiempo comparables a un ciclo solar. En otras palabras, es en la tacoclina donde opera una buena parte del dínamo solar. Nuevamente, por medio de técnicas de heliosismología, se ha estimado su campo en $3 \times 10^5 \text{G}$ (Antia et al. 2000)

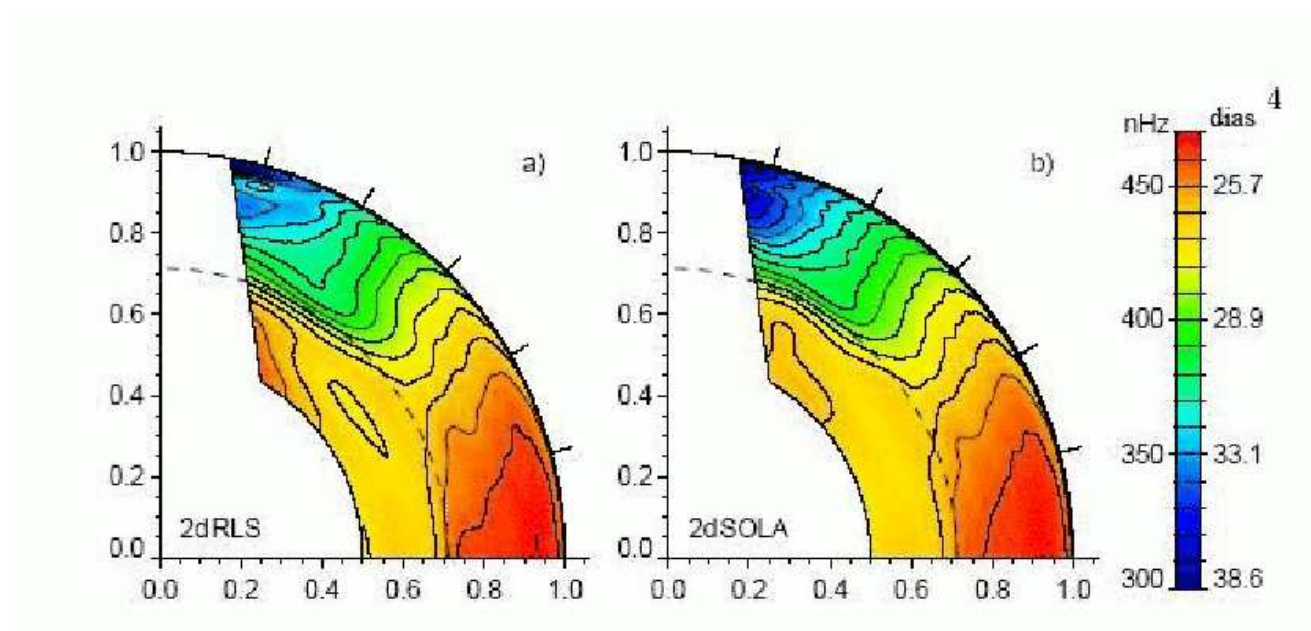


Figura 1.5: Tasas de rotación diferencial en el Sol medidas por dos métodos heliosismológico llamados inversiones RLS y SOLA. Las escalas inferiores y superiores se refieren a radios solares, la escala de la derecha es la frecuencia de rotación. la escala de colores va de azul (bajas velocidades, hasta rojo (altas velocidades)

1.2.3. Efecto dínamo

Un dínamo es un generador de corriente eléctrica a partir de energía cinética. Michael Faraday (1791-1867) descubrió que es posible inducir una corriente eléctrica cambiando el flujo magnético que pasa a través de un circuito eléctrico cerrado, o bien, moviendo un cuerpo eléctrico conductor a través de un campo magnético fijo.

Está establecido que la acción magnética observada en el Sol es debida a la acción de dínamo, el proceso mediante el cual la energía cinética es transformada en energía magnética por la inducción de Faraday. En este caso, el conductor es un plasma que experimenta una rotación de tipo diferencial, que es necesaria pero no suficiente para autosustentar al dínamo solar (ver teorema de Cowling, siguiente sección). Usamos la ecuación de Faraday $\dot{\mathbf{B}} = -\nabla \times \mathbf{E}$ para relacionar el campo eléctrico y la tasa de cambio en el flujo, y usamos la ley de Ohm en un medio en movimiento $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B})$, para relacionar el campo eléctrico con la corriente. Finalmente usamos la ley de Ampère ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$) despreciando corrientes de desplazamiento debido a que consideramos tiempos mucho mayores que los del cruce electromagnético. Eliminando \mathbf{E} ,

obtenemos la ecuación de inducción

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) \text{ (inducción)} - \nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}) \text{ (difusión)}; \nabla \cdot \mathbf{B} = 0; \eta = (\mu_0 \sigma)^{-1} \quad (1.1)$$

donde η es la difusividad magnética si \mathcal{U} y \mathcal{L} son escalas de velocidad y longitud típicas, podemos definir dos escalas de tiempo $\tau_A = \mathcal{L}/\mathcal{U}$ (tiempo de advección) y $\tau_D = \mathcal{L}^2/\eta$ (tiempo de difusión). Su cociente está dado por el número de Reynolds $R_m = \tau_D/\tau_A = \mathcal{U}\mathcal{L}/\eta$. La Ecuación de inducción nos da la cinemática del campo, la dinámica del campo está dada por la fuerza de Lorentz.

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mu_0^{-1}(-\nabla(\frac{1}{2} |\mathbf{B}|^2) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}) \quad (1.2)$$

De regreso a la ecuación de inducción, notamos que si R_m es muy grande, entonces la difusión puede ser ignorada para campos magnéticos con escalas de longitud grandes. El fluido cumple con el teorema de Alfvén, esto hace que al moverse en un dominio finito las líneas se estiran y se doblan incrementando la energía magnética.

En términos muy generales, el problema del dínamo solar se reduce a encontrar un flujo de plasma \mathbf{U} cuyas propiedades inductivas sean capaces de sostener un campo \mathbf{B} en contra la disipación óhmica. Han surgido varias teorías sobre el dínamo solar para tratar de explicar en primera instancia los campos magnéticos fotosférico observados (por ej. Parker, 1955); sin embargo el campo magnético solar tiene una gran variedad de escalas temporales y espaciales. Esto ha hecho imposible hasta la fecha crear un solo modelo de dínamo que abarque todos los fenómenos magnéticos solares debido a que se requiere de una gran capacidad de recursos computacionales y por otro lado, porque ni siquiera se ha terminado de comprender del todo la física del problema. Para simplificar el problema, se ha optado por dividir el estudio del dínamo solar en dínamos de gran escala (Parker; 1955, 1993; Babcock, 1961; Leighton, 1969; Dikpatti y Charbonneau, 1999) y de pequeña escala, Cattaneo y Hughes (2001) han hecho una revisión monográfica de estos últimos. Los primeros tratan de reproducir aspectos globales como el ciclo solar, mientras que los modelos de pequeña escala se enfocan en regiones más superficiales del Sol, como por ejemplo, los que reproducen patrones de granulación. En este capítulo nos

enfocaremos en los dínamos de gran escala, los cuales se cree, operan en la tacoclina y en la zona de convección.

Teorema de Cowling

Desde principios del siglo XX Hale ya había postulado la existencia de un campo magnético de tipo azimutal como responsable de las manchas solares; sin embargo es Larmor en 1919 quien señala que la producción de un campo magnético esta íntimamente relacionada con el efecto inductivo de fluidos en movimiento (efecto de dínamo) y señala que el campo magnético toroidal que se observa en la Ley de polaridad de Hale es creado a partir del cizallamiento de campos magnéticos poloidales gracias a la rotación diferencial de un flujo con simetría axial y respecto al ecuador, la cual entonces, debe existir en el interior del Sol. Esto significó un gran avance en la teoría de la dínamo, y hasta la fecha, se sigue considerando este mecanismo, llamado efecto ω , como el responsable de la creación de campo magnético toroidal a partir del campo magnético poloidal. Sin embargo, el problema de encontrar la acción de dínamo es más difícil de lo que parece debido a que configuraciones muy simples tornan al dínamo inefectivo. Mencionamos un resultado importante; el teorema antidínamo de Cowling: Ningún campo magnético axisimétrico puede ser sostenido por la acción de dínamo. Esto solamente puede ser posible cuando el campo de velocidades es axisimétrico. Podemos ver este problema expresando los campos en sus partes zonal (toroidal) y poloidal. Escribimos $\mathbf{B} = \nabla \times (A\mathbf{e}_\phi) [\equiv \mathbf{B}_p] + B\mathbf{e}_\phi$, $\mathbf{U} = \mathbf{u}_p + s\omega\mathbf{e}_\phi$ y asumimos η constante, entonces;

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{s}\mathbf{u}_p \cdot \nabla(sA) = (\eta + \beta)(\nabla^2 - \frac{1}{s^2})A \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + s\mathbf{u}_p \cdot \nabla(\frac{B}{s}) = s\mathbf{B}_p \cdot \nabla\omega + (\eta(\nabla - \frac{1}{s^2}))B + \beta(\nabla^2 - \frac{1}{s^2})A \quad (1.4)$$

Podemos ver que la ecuación para A es de tipo advección-difusión sin término B . Se puede mostrar con argumentos de energía que A decae exponencialmente en su promedio al cuadrado; cuando A es despreciablemente pequeño, no hay nada que sustente a B que a su vez decae de la misma manera.

Debe hacerse notar, sin embargo, de la ecuación (1.4) que la rotación diferencial axisimétrica provee un medio para producir campos toroidales potentes de los campos poloidales mediante el estiramiento de las líneas de campo. Aun campos no axisimétricos muy tenues pueden ser excluidos, ya que la topología del campo se preserva. De este modo un dínamo efectivo tiene que tener un campo magnético en las 3 dimensiones (Aunque no, nótese, un campo de velocidades de tres dimensiones).

En 1950, Parker sugirió que la fuerza de Coriolis podría “ torcer” las líneas de campo magnético proporcionando así la asimetría necesaria para mantener el dínamo.

Teoría de dínamo de campo promedio

La idea de Parker fue muy acertada y el fundamento matemático lo encontramos en lo que se conoce como Electrodinámica del Campo Promedio (Steenback, et al, 1966). En términos generales, esta teoría describe la forma en la cual efectos de pequeña escala juegan un papel importante en la generación de campos magnéticos de gran escala. La validez de esta teoría radica en el hecho de que estamos interesados en campos magnéticos y de velocidad de gran escala que varían en escalas de tiempo mucho mayores que los efectos de turbulencia. De esta forma, podemos expresar el campo magnético \mathbf{B} y el de velocidades como la suma de una componente promedio y una pequeña perturbación, es decir,

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}, \mathbf{U} = \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u} \quad (1.5)$$

donde este campo ”promedio” \mathbf{B} lo interpretaremos como el campo magnético de gran escala con simetría axial asociado al ciclo solar. Si sustituimos las expresiones anteriores en la ecuación de inducción MHD y promediamos tenemos entonces

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \nabla \times \epsilon - \nabla \times (\eta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle) \langle \mathbf{U} \rangle \times \epsilon + \eta \nabla^2 \langle \mathbf{B} \rangle \quad (1.6)$$

Vemos que esta ecuación es muy parecida a la ecuación de inducción MHD excepto por el término $\epsilon = \langle \mathbf{u} \times \mathbf{b} \rangle$, el cual es una fuerza electromotriz “promedio”. Haciendo la expansión

de Taylor de la fuerza electromotriz promedio hasta sus primeras derivadas y combinando con la ecuación de inducción (1.1) nos queda para el caso isotópico

$$\varepsilon = \alpha \cdot \langle \mathbf{B} \rangle + \beta \cdot \langle \mathbf{B} \rangle \quad (1.7)$$

El término β es una difusividad adicional (la difusividad convectiva), mientras que α representa a una fuerza electromotriz paralela al campo promedio (el efecto α) : Esta es una interpretación muy atractiva , aunque muy simplificada del efecto α , debida a Parker (1955) ambos dependen de las fluctuaciones en la velocidad y de la difusividad. α constituye el término que se añade a las ecuaciones de inducción magnetohidrodinámica del campo de las ecuaciones (1.4 y 1.5), con el fin de resolver el problema del antidínamo. En el caso de Parker es un un flujo helicoidal con helicidad magnética asociada (i.e. turbulencia convectiva).

El efecto $\alpha - \omega$

Una primera aproximación del dínamo solar podría ser suponer un mecanismo que genere un campo toroidal a partir de uno poloidal, a lo que llamaremos efecto ω y otro mecanismo que crea campo poloidal a partir del toroidal, llamado efecto α (ver Figura 1.6). La rotación diferencial estira un campo que inicialmente es poloidal generando un campo toroidal (efecto ω). La buyonancia magnética y el torcimiento de las líneas de campo por efecto de Coriolis genera “lazos” meridionales de pequeña escala (efecto α). El paradigma actual del dínamo solar se puede observar entonces en la Figura 1.7.

Variedad de efectos α

Actualmente existen otras ideas sobre el mecanismos α que pueda estar actuando en el dínamo solar, y aunque el nombre originalmente se refería a la generación de campo magnético dipolar a partir del toroidal mediante la idea de Parker de turbulencia convectiva, hoy en día se aplica a cualquier teoría que trate de explicar esta parte del dínamo solar. A continuación se describen brevemente algunos efectos α que se han propuesto.

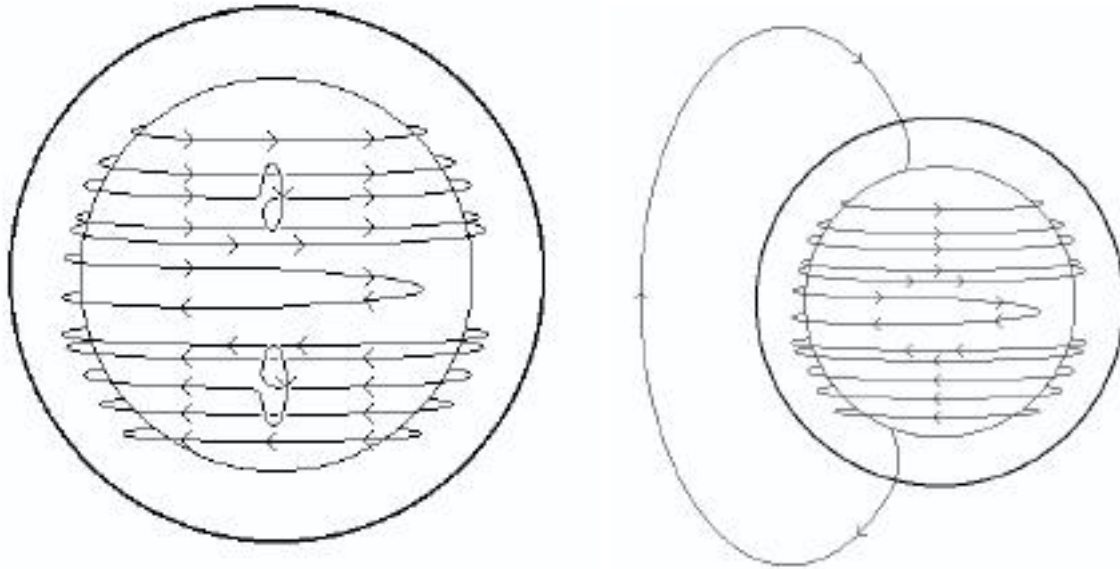


Figura 1.6: Efecto $\alpha - \omega$

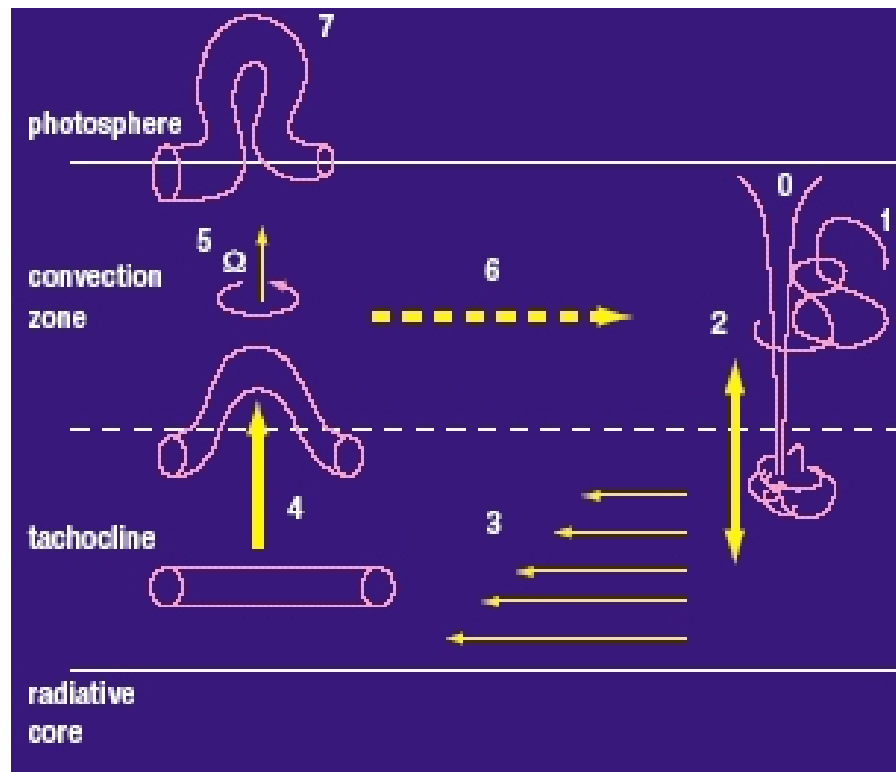


Figura 1.7: Diagrama esquemático del paradigma del dínamo solar de gran escala: (0) Convección dominada por fuertes “plumas” de material descendente; (1) generación/fragmentación de campo magnético; (2) Transporte del campo magnético desde la zona de convección hasta la tacoclina; (3) efecto omega, conversión del campo poloidal en campo toroidal; (4) Formación de estructuras y levantamiento magnético buyonante; (5) Efecto α dinámico: regeneración del campo poloidal; (6) Efecto α de pequeña escala: reciclamiento del campo; (7) Emergencia de estructuras.

- Inestabilidades Magnetohidrodinámicas. Relacionan inestabilidades de flotación magnética con fuerza de Coriolis. Dentro de estos dínamos existen modelos con tubos de flujo (Ferriz-Mas, et al, 1994; Fan,2004) y con láminas magnéticas (Thelen,2001)
- Mecanismo Babcock-Leighton (Babcock 1961; Leighton 1969). Este mecanismo α sólo opera en la superficie. La idea de Babcock y Leighton es que el campo poloidal se regenera por decaimiento de las regiones bipolares activas (ver Figura 1.4).
- un efecto α atípico generado por la inestabilidad HD global de la rotación diferencial de la tacoclina. (Dikpati y Gilman, 2001; Bonano et al., 2002).

Algunas modelos de Dínamo Solar

Respecto al mecanismo ω , ya se ha llegado a un consenso de que actúa en la base de la zona de convección, específicamente en la tacoclina, y que la rotación diferencial es la responsable de este mecanismo. Como, todavía existe cierta incertidumbre respecto al mecanismo α , se han surgido una gran variedad de modelos de dínamo dependiendo del tipo de efecto α que tomen en consideración, así como también de acuerdo al lugar donde actúe el efecto α . En términos generales, podríamos dividir los modelos de dínamos que han ido surgiendo de acuerdo a la siguiente clasificación:

- Dínamos $\alpha - \omega$. Los autores de estos tipos de modelos de dínamo, suponen que el dínamo global responsable del campo magnético de gran escala esté constituido por un mecanismo α y un ω , pero difieren en la localización del mecanismo α . Los primeros dínamos propuestos postulaban un efecto α que actuaba en toda la zona de convección. Posteriormente surgieron otros modelos que proponían ambos mecanismos α y ω actuando en la zona de la tacoclina. Igualmente, existen autores que trabajan con los llamados dínamos de interfase (Parker 1993), que constan de efecto α y ω operando en la base de la zona de convección pero un poco separados. Estos modelos de dínamo fueron formulados para paliar el decaimiento catastrófico del efecto α una vez que en una línea de campo toroidal no tenga la tensión suficiente para soportar la deformación por turbulencia ciclónica o

la fuerza de Coriolis, y no pueda entonces alimentar dicho efecto. Los dinamos Babcock-Leighton, los cuales tienen el efecto ω en la tacoclina y el efecto α en la superficie. Los dinamos de interfase (Parker 1993)

- Dinamos de transporte de flujo (ver Figura 1.8). Estos dinamos han tenido un gran éxito en los últimos años, siendo el modelo más aceptado actualmente. Estos modelos se basan en los dinamos $\alpha - \omega$ más la contribución de una circulación de flujo meridional. La circulación de flujo meridional fue propuesta por Wang et al. (1989) como un posible mecanismo para explicar la deriva hacia los polos de campo magnético débil de gran escala. Asimismo, Wang et al. señalan que por conservación de masa, debe existir un flujo parecido pero en dirección hacia el ecuador y en zonas más profundas (en la base de la zona de convección). Posteriormente mediante Heliosismología fue posible detectar la existencia de estos flujos meridionales con velocidades de 15-20 m/s hasta una profundidad de 20000 km (Hathaway et al., 1996). En general, los dinamos de transporte de flujo han podido reproducir las siguientes características:

1. El ciclo completo de 22 años.
2. La diferencia de fase correcta entre el cinturón de manchas que migra hacia el ecuador, y la componente poloidal que emigra hacia los polos. Esta es una característica muy difícil de reproducir con cualquier otro tipo de dinamo de gran escala si no se toma en cuenta la circulación meridional.
3. Un campo magnético toroidal de 100 kG en la base de la zona de convección (con base en simulaciones), el cual reproduce en las latitudes correctas las manchas solares.
4. Un campo polar de 10 G.
5. La Ley de Polaridad de Hale. Los dinamos de transporte de flujo con una fuente Babcock-Leighton son hoy en día, los que reproducen con mayor exactitud el ciclo solar de gran escala.



Figura 1.8: Visión esquemática de los modelos de dínamo con transporte de flujo

Modelos de este tipo de dínamos fueron propuestos por Dikpati y Charbonneau (1999), de Toma (2004) y Dikpati et al (2004).

Sin embargo estos modelos no han podido reproducir el acoplamiento magnético entre los hemisferios norte y sur del Sol por medio de un campo simétrico cerca del ecuador, que es conocido como la regla de polaridad de Hale.

1.3. Indicadores de la actividad magnética solar

Manchas Solares

Sin duda alguna, las primeras evidencias de la actividad solar que se observaron en la Tierra fueron las manchas del Sol sobre la fotosfera, siendo Galileo, el primero en observarlas telescópicamente en 1610. No fue hasta casi dos siglos después que Heinrich Schwabe se percató de que el fenómeno de aparición y desaparición de las manchas es un fenómeno cíclico con un período de alrededor de 11 años y que hoy se conoce como el ciclo solar.

Las manchas solares son regiones oscuras donde el campo magnético es muy intenso (hasta 4000 Gauss en manchas de gran tamaño comparado con el campo promedio del Sol que es de 1 Gauss) (Zirin, 1989). Este campo magnético tan intenso inhibe el transporte de material, por lo que en esta región el plasma es más frío comparado con sus alrededores y radia menos

energía hacia el espacio, es por ello que las manchas se ven oscuras al ser contrastadas con los alrededores.

Flujo en Radio de 10.7 cm.

El flujo de radiación de microondas de 2800 MHz o 10.7 cm tiene una alta correlación con el número diario de manchas solares y los dos indicadores son intercambiables. La radiación de 2800 MHz o 10.7 cm responde a las mismas condiciones que producen cambios en longitudes de onda visibles y de rayos X. Schmahl y Kundu (1995) encontraron que los flujos en radio solares dentro del rango espectral, de 1000-9400 MHz se correlacionan muy bien con la irradiancia solar. Las frecuencias intermedias (2800-3750 MHz) se producen principalmente por emisión giro-resonante libre-libre desde estructuras de manchas solares. El flujo correspondiente a 1000 y 9400 MHz se produce principalmente en las playas, por procesos libre-libre, así que se puede separar la emisión asociada a las manchas de aquella asociada a la estructura de playas, las dos contribuyendo con efectos contrarios a la irradiancia solar total

Hoyos Coronales

En la corona solar, el campo magnético no es uniforme, como se puede distinguir en fotografías del Sol tomadas en rayos X. En este tipo de fotografías, las regiones en donde las líneas de campo magnético son cerradas aparecen como regiones brillantes. El plasma de esta zona al ser confinado por las líneas del campo magnético resulta más denso comparado con el de los alrededores. Las zonas muy brillantes indican las regiones de campo magnético cerrado (regiones activas en la fotosfera); mientras que las partes que aparecen oscuras, corresponden a las zonas en que las líneas del campo están abiertas extendiéndose hacia el medio interplanetario, éstas zonas reciben el nombre de hoyos coronales. La emisión de rayos x de los hoyos coronales es muy baja debido a que el material puede moverse libremente y la energía se emplea principalmente como energía cinética del material que escapa hacia el medio interplanetario en forma de haces de viento solar. Se ha comprobado que de los hoyos coronales pueden escapar haces de viento solar que llegan a alcanzar velocidades de hasta 1000 Km/s (Zirker, 1977).

Durante épocas cercanas al mínimo de actividad solar, la formación de dos grandes hoyos coronales en cada uno de los polos del Sol, es una característica inconfundible de la corona solar en esta fase del ciclo. Por el contrario, en épocas de máximo solar (alta actividad solar), estos dos grandes hoyos coronales desaparecen y pueden aparecer hoyos más pequeños de naturaleza altamente inestable con períodos de duración generalmente cortos (de horas a días) y ubicados en latitudes heliográficas medias y bajas. Debido a la alta conductividad del viento solar éste se lleva al campo magnético solar; el espacio que llenan el viento solar y el campo magnético se llama heliosfera y llega hasta ~ 94 UA, según la evidencia de la nave Viajero 1 (Stone, 2005)

Flujo Magnético Solar

En las regiones magnéticamente confinadas de la corona solar (que sería la corona sin hoyos), o regiones de campo magnético cerrado, donde las líneas de campo emergen desde la fotosfera, se enroscan, a través de la corona, y regresan a la fotosfera de nuevo, estas manifestaciones del campo magnético siguen el ciclo solar de 11 años de manchas solares. El campo magnético interplanetario (CMI) tiene su fuente en las regiones magnéticas abiertas del Sol, observacionalmente identificadas con los hoyos coronales. Como la distribución latitudinal, polaridades e intensidad del campo magnético de los hoyos coronales varía con el ciclo de manchas solares; es de esperarse que el CMI también muestre variaciones con el ciclo, así como lo hacen los indicadores de campo cerrado. Las medidas del magnetógrafo a bordo de la nave Ulysses en la década pasada, mostraron que la magnitud B_r de la componente radial del campo magnético interplanetario es esencialmente independiente de la latitud y longitud heliográficas (Smith y Balogh, 1996). De la conservación del flujo, se sigue que $B_r \sim \frac{\Phi_{abierto}}{4\pi r^2}$, donde r denota el radio heliocéntrico y $\Phi_{abierto}$ es la cantidad total de flujo abierto que cruza la superficie solar. Este resultado simplifica mucho el problema de la variación del campo magnético interplanetario pues se tiene una sencilla relación entre el parámetro $\Phi_{abierto}$ a la evolución del campo magnético fotosférico. En general el flujo de campo magnético abierto depende de la distancia radial r y la latitud del Sol λ , por lo que podemos descomponer los flujos magnéticos abiertos en total y, de alta y baja latitud.

Fulguraciones Solares

Una fulguración solar es básicamente un fenómeno explosivo que ocurre en las regiones coronales cuyos pies están en regiones activas de la fotosfera. Estas últimas están situadas en grupos de manchas solares. Cuando se observa una fotografía del Sol en rayos X, en la corona las regiones activas se aprecian como zonas muy brillantes debido a su alta temperatura de emisión. La posición de una fulguración en el disco solar es uno de los factores que se toman en cuenta para predecir si sus efectos causarían perturbaciones magnéticas en la Tierra. La energía de una fulguración se libera principalmente en forma de radiación y partículas de alta energía que alcanzan velocidades de hasta $\frac{1}{3}$ de la velocidad de la luz. La energía total liberada en una fulguración varía en el rango de 10^{28} a 10^{32} ergs integrada sobre las tres fases de la fulguración: fase precursora, fase principal y fase de recuperación (Klecker, 1991), si comparamos esta energía con la luminosidad del Sol 10^{33} ergs, vemos que es sólo diez veces menor.

Rayos Cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas subatómicas procedentes de fuera de la heliosfera que tienen una energía elevada debido a su gran velocidad. Fueron descubiertos cuando se comprobó que la conductividad eléctrica de la atmósfera terrestre se debía a la ionización causada por radiaciones de alta energía.

Las tres propiedades fundamentales de una partícula de rayos cósmicos son: su carga eléctrica, su masa en reposo y su energía. La energía depende de la masa en reposo y la velocidad. Los distintos métodos de detección de rayos cósmicos proporcionan información sobre una combinación determinada de estas propiedades. Alrededor del 87 % de los rayos cósmicos son protones (núcleos de hidrógeno), y aproximadamente el 12 % son partículas alfa (núcleos de helio). También hay elementos más pesados, pero en cantidades mucho menores. Los elementos restantes se dividen en elementos ligeros (litio, berilio y boro), medios (carbono, nitrógeno, oxígeno y flúor) y pesados (todos los demás elementos). Los elementos ligeros constituyen aproximadamente el 0.25 % de los rayos cósmicos. Teniendo en cuenta que estos elementos sólo representan alrededor

de una milmillonésima parte de toda la materia del Universo, se cree que los rayos cósmicos de elementos ligeros se deben en parte a la fragmentación de rayos cósmicos más pesados al colisionar con protones, algo que sucede necesariamente al atravesar el espacio interestelar.

La abundancia de elementos ligeros en los rayos cósmicos permite deducir que atraviesan antes de llegar a la Tierra una cantidad de materia equivalente a una capa de agua de 4 cm de espesor. Los elementos medios están presentes en los rayos cósmicos en una proporción aproximadamente 10 veces mayor a la del resto de la materia del Universo, y en el caso de los elementos pesados el factor es del orden de 100, lo que sugiere que al menos las fases iniciales de aceleración de los rayos cósmicos hasta las energías observadas se producen en regiones ricas en elementos pesados. Las energías de las partículas de los rayos cósmicos se miden en GeV por cada protón o neutrón del núcleo. La distribución de las energías nucleónicas de los rayos cósmicos tiene su máximo en 0.3 GeV, valor que corresponde a una velocidad de dos tercios de la velocidad de la luz; a energías mayores, la proporción de partículas es menor, aunque se han detectado indirectamente partículas de hasta 10^{11} GeV a través de la lluvia de partículas secundarias que se crea cuando colisionan con núcleos de la atmósfera. En nuestra galaxia, los rayos cósmicos suponen un promedio de 1 eV de energía por cada centímetro cúbico de espacio. Basta un campo magnético extremadamente débil para desviar los rayos cósmicos de una trayectoria rectilínea; un campo de 3×10^{-6} gauss, como el que se cree que existe en el espacio interestelar, basta para obligar a un protón de 1 GeV a describir una trayectoria curva con un radio de 10^6 años luz. Una partícula de GeV gira con un radio de 10^5 años luz, aproximadamente el tamaño de la galaxia. Por tanto, el campo magnético interestelar impide que los rayos cósmicos lleguen a la Tierra directamente desde su origen, y las direcciones de llegada tienen una distribución isotrópica (independiente de la dirección) incluso para las energías más altas.

En la década de 1950 se descubrieron ondas de radio procedentes del disco de la Vía Láctea y se interpretaron como radiación de sincrotrón debida a electrones de alta energía que giran en campos magnéticos interestelares. La intensidad del componente electrónico de los rayos cósmicos, aproximadamente el 1 % de la intensidad de los protones de la misma energía, coincide

con el valor deducido para el espacio interestelar en general a partir de las ondas de radio antes citadas. El origen de los rayos cósmicos sigue sin estar claro. El Sol emite rayos cósmicos de baja energía en los periodos en que se producen grandes fulguraciones solares, pero estos fenómenos son demasiado infrecuentes para explicar la mayor parte de los rayos cósmicos.

Las condiciones magnéticas que prevalecen en la heliósfera son distintas a medida que el ciclo solar evoluciona. Según el nivel de actividad del Sol, las irregularidades presentes en el medio interplanetario aumentarán o disminuirán a lo largo del ciclo solar de 11 años. Durante la fase de máximo solar, el campo magnético interplanetario es tal que sus muchas irregularidades provocan un efecto de apantallamiento para los rayos cósmicos en su viaje por la heliósfera. En la Figura 1.9 se muestran los tres últimos ciclos solares representados por el número de manchas, junto con la intensidad de la radiación cósmica registrada en la Tierra. Claramente se aprecia cómo, al aumentar el número de manchas, la intensidad de la radiación decrece y viceversa; la reducción total en el nivel de la radiación es alrededor del 20 %, con algunas diferencias de ciclo a ciclo.

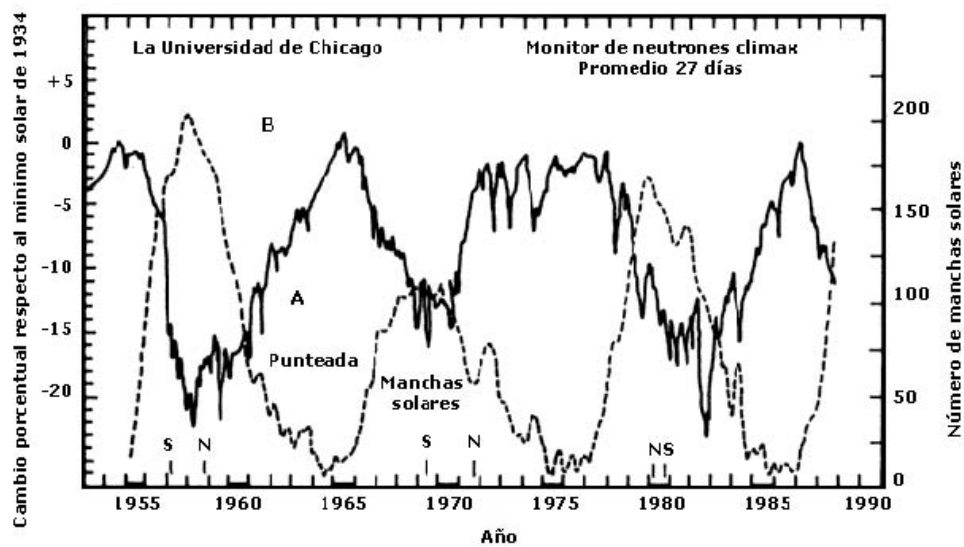


Figura 1.9: Intensidad de la radiación cósmica (línea continua) de 1953 a la fecha detectada en el monitor de climax, EUA, junto con el ciclo de manchas solares (línea punteada) para el mismo periodo.

Capítulo 2

Periodicidades de término medio en la actividad solar.

2.1. Introducción

Estudios acerca del comportamiento cíclico de la actividad solar han dado indicios de una periodicidad magnética de aproximadamente de 2 años. Por ejemplo durante el ciclo 22, el campo magnético polar tuvo una inversión de polaridad triple: de - a +, luego a - y posteriormente a +. Durante estas inversiones trivariacionales, la polaridad magnética de las regiones polares, se alterna con un periodo de 1.5 a 2.5 años (Waldmeier 1973; Makarov y Sivarman 1989; Benevolenskaya 1991). Periodicidades similares se encontraron en las variaciones del flujo en radio de 10.7 cm (Belmont, Darff & Utlad 1966), fulguraciones y áreas de manchas solares (Akioka et al. 1987). La componente de 2 años, que se considera de alta frecuencia al compararla con la de 22 años, tiene una intensidad de es sustancialmente mas débil que la de 22 años, y varía con el tiempo. La componente de 2 años apareció más claramete en el hemisferio norte en el ciclo 20 y en el hemisferio sur en el ciclo 21, aunque su valor fue más débil en el ciclo 22 según datos magnetográficos (Benevolenskaya 1996).

Periodicidades de alrededor de 1 o 2 años, llamadas también de término medio fueron descubiertas en la intensidad de rayos cósmicos galácticos (RCG) (Valdés-Galicia et al., 1996)

y también se encontraron en el área de hoyos coronales, emisiones solares de rayos X de larga duración (Antalová , 1994), velocidad del viento solar (Richardson et al., 1994; Mursula y Zieger, 2000) y en series del índice geomagnético *aa* extendidas sobre un período de 10 ciclos solares (Mursula et al., 2003). Las periodicidades magnéticas y de RCG de término medio aparecen con frecuencias de 1.3 y 1.7 años que se alternan en ciclos solares consecutivos. Los resultados referentes al índice *aa* son muy importantes en dos aspectos:

Extiende el comportamiento hallado a un intervalo de tiempo, más grande, y

Las cuasi periodicidades de 1.3 y 1.7 años de este índice parecen estar presentes durante tiempos de alta actividad solar y desaparecen en el periodo 1860-1920 cuando el Sol estaba extremadamente quieto.

Esto sugiere que las periodicidades de término medio podrían estar muy ligadas a la potencia del dínamo solar. Cadavid et al. (2005) realizaron un análisis de componentes independientes para estudiar las variaciones temporales y espaciales del campo solar axisimétrico a lo largo de 25 años. Encontraron que los campos polares y de altas latitudes presentan variaciones de 1 a 1.5 años mientras que los fenómenos de bajas y medias latitudes muestran 1, 1.3, 1.7 años de fluctuación. La cuasi periodicidades de término medio fueron también objeto de investigación en la velocidad del viento solar y en la intensidad del campo magnético heliosférico obtenidos por naves espaciales cerca de la Tierra y en la heliósfera exterior (Mursula y Vilppola.2004).

Las excursiones fuera de la eclíptica, realizadas por naves espaciales por la heliósfera exterior permitieron comparar la potencia de cada cuasi periodicidad a diferentes heliolatitudes. De acuerdo a los resultados la variación de 1.3 años podría ser asignada a la bajas latitudes y la de 1.7 años a medias latitudes, también se encontró que las dos cuasi periodicidades coexisten durante el ciclo solar 22 un resultado consistente con el de Valdés-Galicia et al. (1996) en el ciclo solar 20: Esto sugiere diferencias fundamentales entre ciclos magnéticos pares y nones. Las variaciones de término medio no siempre están presentes como parecen mostrar los resultados de Mursula et al (2003).

Se encontró un mínimo absoluto en la potencia de las periodicidades de término medio en ciclos previos al intervalo de ciclos de manchas solares muy débiles. Entonces un decremento similar de potencia de las periodicidades de medio término se puede esperar que ocurra antes de algún descenso de la actividad de largo plazo del sol (Mursula et al). La importancia que un período de actividad solar disminuido pudo haber tenido tanto en la Tierra como en los fenómenos heliosféricos, nos motiva a tratar de obtener señales precursoras de esta actividad disminuida, como la anteriormente descrita.. Las variaciones de 1.3 y 1.7 años años en el débil ciclo solar 23 observado en RCG, viento solar, y en la potencia del campo magnético heliosférico (Kato et al., 2003; Mursula y Vilpola, 2004) pueden ser considerada evidencia adicional en este sentido.

Los flujos magnético solares fueron considerados por Mendoza et al. (2006). Los resultados muestran que la periodicidad de medio término de 1.7 años está presente en todos los tipos de flujo analizado (total, cerrado, abierto, abierto en altas y en bajas latitudes, flujos) y siempre es la fluctuación dominante. Más aún tiene una fuerte tendencia a aparecer durante las fases descendentes de la actividad solar. Las fluctuaciones de alta frecuencia de todos estos flujos salvo el flujo abierto de alta latitud, están en fase con el ciclo de actividad de 11 años. Por otro lado el flujo de alta latitud tiende a estar presente siempre con el mismo nivel de fluctuación mostrando que este tipo de flujo aparece tanto en épocas de máximo solar y asociado a las regiones activas bipolares que son fuente del campo magnético de las regiones polares, como en el mínimo solar asociado a los hoyos coronales polares.

Estos hallazgos nos hacen pensar en una periodicidad básica, diferente del ciclo de 11 años. Si estas periodicidades de término medio están relacionadas con un comportamiento solar fundamental deben estar también presentes en otras manifestaciones de la actividad solar.

En este capítulo analizamos diferentes parámetros asociados a la actividad del Sol, como son los hoyos coronales, las emisiones de radio en 10.7 cm, manchas solares, rayos cósmicos, flujos

magnéticos, e índice de fulguraciones solares durante el periodo que abarcan los ciclos solares de 11 años 17 a 23, y daremos una interpretación de la ocurrencia y la potencia de los ciclos de término medio sobre todo aquellos cuasi bienales dentro de la teoría de un doble dínamo solar propuesta por Benevolenskaya (1998), que describiremos en seguida.

2.2. El doble ciclo magnético solar.

Benevolenskaya (1998) propone que existe un doble ciclo magnético, esto es, que los campos magnéticos son generados por la acción de 2 dínamos de Parker en la zona de convección. Según el modelo, existe una componente de baja frecuencia que es generada en la base de la zona de convección, la tacoclina, a causa de un cizallamiento de de gran escala en la dirección radial $\partial\Omega/\partial r$; donde Ω es la velocidad angular. La otra componente que es de alta frecuencia podría ser generada en regiones subsuperficiales a causa tanto de cizallamientos latitudinales $\partial\Omega/\partial\theta$ como de cizallamientos radiales. Las investigaciones recientes de la rotación del interior solar muestran que existe un significativo cizallamiento radial de la velocidad angular en de la zona subsuperficial de la zona de convección, junto con el gradiente latitudinal de la velocidad angular (Schou et al. 1998). (Ver Figura 2.1)

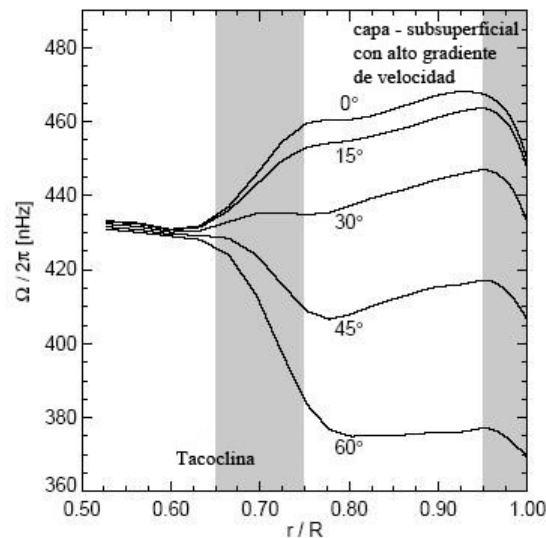


Figura 2.1: Cizallamiento de velocidades de rotación en el interior solar.

En este modelo por simplicidad, se usan los cizallamientos latitudinales para la generación de la componente de alta frecuencia. Se emplean coordenadas cartesianas, con x que denota la radial, y la azimutal, y z la latitudinal, se consideran soluciones axisimétricas. Se usan subíndices 1 y 2 para las componentes de alta y baja frecuencia respectivamente, y se omiten los paréntesis asociados de campo medio. En la base de la zona de la convección, la turbulencia es suprimida por un campo magnético fuerte (Parker 1993), y por lo tanto la difusividad en la primera capa η_1 podría ser menos que η_2 en la segunda (ver Figura 2.2)

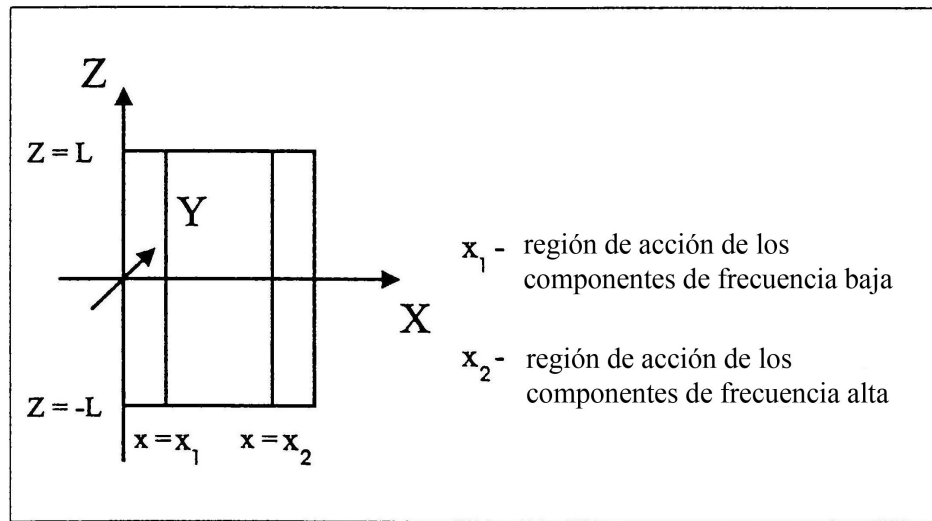


Figura 2.2: Regiones de acción del doble dínamo: x_1 región de acción de la componente de baja frecuencia, x_2 región de acción de la componente de alta frecuencia

El campo magnético promedio simétrico está descompuesto en sus partes toroidales y poloidales, y representado por la componentes poloidal del potencial vectorial A , y por la componente toroidal de intensidad del campo B . Estas características del campo magnético son descritas por dos sistemas de ecuaciones diferenciales no lineales cada una de ellas describiendo la evolución de dos fuentes diferentes de campo magnético. La ecuación para α_m la obtuvieron Kliorin y Ruzmaikin (1982) y puede ser escrita de manera general como $\frac{\partial \alpha_m}{\partial t} = -\nu \alpha_m + pAB$ donde $\nu > 0$ y $p < 0$ son parámetros que dependen de las propiedades de la turbulencia del plasma. Entonces en las dos regiones las expresiones son.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_1}{\partial t} &= (\alpha_{h1} + \alpha_{m1})B_1 + \sigma \Delta A_1 \\
\frac{\partial B_1}{\partial t} &= -\frac{\partial A_1}{\partial z} G + \sigma \Delta B_1 \\
\frac{\partial \alpha_{m1}}{\partial t} &= -\nu \alpha_{m1} + p A_1 B_1
\end{aligned} \tag{2.1}$$

y

$$\begin{aligned}
\frac{\partial A_2}{\partial t} &= (\alpha_{h2} + \alpha_{m2})B_2 + \sigma \Delta A_2 \\
\frac{\partial B_2}{\partial t} &= \frac{\partial A_2}{\partial z} G + \Delta B_1 \\
\frac{\partial \alpha_{m2}}{\partial t} &= -\nu \alpha_{m2} + p A_2 B_2
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Donde lo α_{h1} y α_{h2} son coeficientes proporcionales a la helicidad cinética $H = \int \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{u}) d^3\mathbf{r}$ en las dos regiones, y $\sigma = \eta_1/\eta_2$ es la tasa de difusividad en esas regiones.

Si las dos fuentes de campo magnético fueran independientes, entonces en el marco de este modelo, sería muy difícil de explicar las variaciones de las componentes de alta frecuencia del campo magnético y de la helicidad. Entonces se asume que el campo magnético de baja frecuencia erupcionado puede influir en las condiciones físicas de la región donde opera la componente de alta frecuencia, por medio de la modificación de la helicidad en esta zona. Esto permite que la componente de alta frecuencia varíe con el tiempo. En este caso la ecuación para la parte variable de α_{m2} (que es proporcional a la helicidad magnética: $H_m = \int \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} d^3\mathbf{r}$) en la región de generación de la componente de alta frecuencia se vuelve.

$$\frac{\partial \alpha_{m2}}{\partial t} = -\nu \alpha_{m2} + p(A_2 + aA_1)(B_2 + aB_1) \tag{2.3}$$

Donde el parámetro a representa la influencia de la componente de baja frecuencia del campo magnético, B_1 , en la helicidad de la región 2 donde se genera la componente de alta frecuencia. Adoptando la ecuación (2.3) y reduciendo los sistemas de ecuaciones (2.1) y (2.2) a ecuaciones

diferenciales ordinarias de acuerdo a Weiss et al. (1984), obtenemos sistemas acoplados de ecuaciones diferenciales ordinarias, que se resuelven numéricamente. Debido a que hay una periodicidad subyacente en todos los cálculos se usa este periodo como una unidad de relativa de tiempo, y se emplean las siguientes transformaciones.

$$t \rightarrow t' = \eta_2 k^2 t \alpha_0$$

$$\alpha_h \rightarrow \alpha'_h = \frac{\alpha_h}{\eta_2 k^2 t \alpha_0}$$

$$\sigma = \eta_1 / \eta_2$$

$$\alpha_m \rightarrow \alpha'_m = \frac{\alpha_m}{\eta_2 k^2 t \alpha_0}$$

$$G_z \rightarrow G'_z = \frac{G_z}{\eta_2 k t \alpha_0}$$

$$G_x \rightarrow G'_x = \frac{G_x}{\eta_2 k t \alpha_0}$$

Donde α_0 es el valor promedio característico de α y k es el numero de onda radial. G_z y G_x son números de dínamo en el modelo. Se escoge un periodo de 22 años como la unidad de tiempo.

2.2.1. Resultados del modelo.

Los siguientes fueron los resultados obtenidos por Benevolenskaya (1998, 1999)

En el caso desacoplado $a = 0$ el coeficiente α_m muestra la variación dominante de la frecuencia $f \approx 20$ (Figura 2.3) . debido a que nuestra unidad de frecuencia es de $1/22$ año⁻¹ esta frecuencia corresponde al periodo de 1 año . Los picos múltiples de baja frecuencia en la Figura 2.3 , a bajas frecuencias, representan el ruido no- lineal. El potencial vectorial total A, (Figura 2.3 c, y d) tiene 2 frecuencias principales $f \approx 1$ y $f \approx 11$, correspondientes a periodos de 22 años y 2 años respectivamente. La solución sin acoplamiento entre dos zonas de dínamo muestra entonces las variaciones cuasiperiódicas del campo magnético, pero no muestra el periodo correcto de la helicidad en la capa superior (1 año en lugar de 2). Con el acoplamiento,

cuando la componente de baja frecuencia del campo magnético generada en la base de la zona convectiva influye en la helicidad de la capa superior, las variaciones en la helicidad se vuelven más regulares y claramente muestran dos componentes con frecuencias $f \approx 20$ y $f \approx 10$ que corresponden a periodos de 11 y 2 años, de acuerdo a las observaciones (Figura 2.4, b). El campo magnético también tiene variaciones de 22 y 2 años con la segunda componente mucho más débil. Sin embargo las amplitudes de estas componentes en las variaciones de la helicidad son comparables, de acuerdo a las observaciones de Bao y Zhang (1998) . Cuando la influencia del modo de baja frecuencia se vuelve más fuerte (Figura 2.5), la componente de alta frecuencia en las variaciones de la helicidad decae. Esto podría explicar por que la componente de alta frecuencia varía considerablemente con la magnitud del ciclo principal de manchas solares. Las variaciones cuasi-bienales en la helicidad , se pueden explicar mediante la influencia de la componente de baja frecuencia del campo magnético en la helicidad de la capa superior.

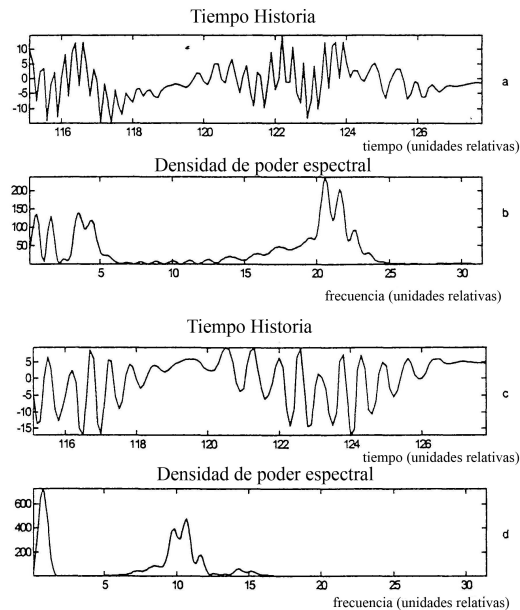


Figura 2.3: Caso desacoplado $a=0$. En los paneles a y b tenemos la helicidad magnética. En los paneles c y d tenemos el potencial vectorial total magnético A .

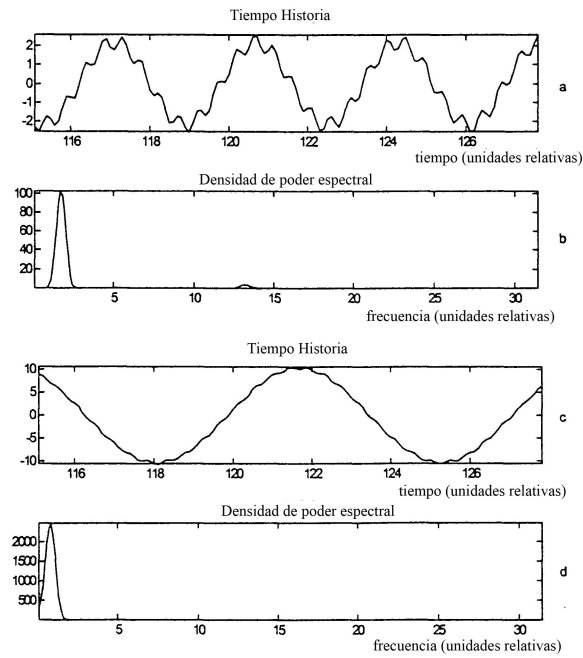


Figura 2.5: Caso acoplado $a=0.20$. En los paneles a y b tenemos la helicidad magnética, paneles c y d potencial vectorial total magnético A .

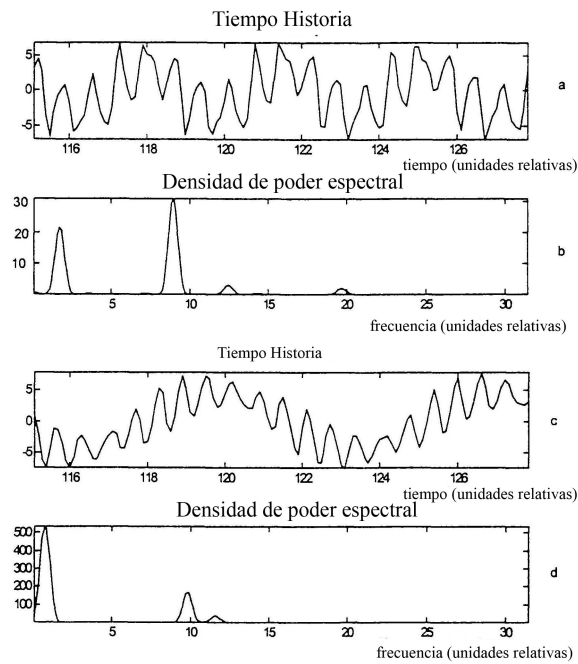


Figura 2.4: Caso acoplado con $a=0.17$. En los paneles a y b tenemos la helicidad magnética, paneles c y d potencial vectorial total magnético A .

Capítulo 3

Datos y Resultados

3.1. Datos y técnica de análisis

a) Se emplearon seis diferentes índices magnéticos los cuales se describen a continuación:

1. Se trabajó con la extrapolación del campo magnético fotosférico en la corona dado por Wang y Sheeley (2002), quienes usaron los mapas sinópticos de Carrington del observatorio de Mount Wilson y del Wilson Solar Observatory para el periodo 1971-1999 comprendiendo los ciclos solares 20 y 23, el análisis de periodos de término medio fue hecho por Mendoza et al., (2006), y lo tomamos para este estudio.
2. Para el área de hoyos coronales se trabajó con los datos mensuales de regiones de bajo brillo (Green corona-low-brightness) (GCLBR) de 1940-2004 (ciclos 17-22) como indicadores de área de hoyos coronales. La relación entre hoyos y la línea verde fue establecida desde tiempos del Skylab y confirmada después por muchos otros autores (Dorotovic,1996). GCLBR son atenuaciones en la línea de emisión de Fe XIV (5303 Å) sobre el limbo solar. Aunque puede haber mejores indicadores del área de hoyos coronales, como los rayos X suaves, no existen observaciones de más largo plazo de esas longitudes de onda. En el presente trabajo se obtuvieron sus periodicidades de término medio.

3. Los datos de emisión en radio de 10.7 cm de 1947 a 2005 (ciclos 17 a 23) fueron tomados de la página electrónica del National Geophysical Data Center (www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/getdata.html). También en este trabajo se obtuvieron las periodicidades de término medio correspondientes.
4. Las series de manchas solares es la serie de datos más larga de actividad solar directa que hay. Desde 1838 son compiladas por el Solar Influences Data Analysis Center (SIDC) en el Centro Mundial de Datos de Bélgica y constituyen un catálogo de índice de manchas solares. Se usaron las series mensuales para los ciclos 8-22 , como una referencia de un fenómeno bien insertado en la fotosfera y cuya evolución esta ciertamente ligada a los hoyos coronales y las emisiones de radio. Obtuvimos sus periodicidades de término medio
5. Los índices de fulguraciones solares globales, del hemisferio norte y hemisferio sur fueron calculados por el por T. Atac y A Ozguc del Observatorio Kandilli de la Universidad de Bogazici, en Estambul, Turquía (www.koeri.boun.edu.tr/astronomy/findex.html). Aquí se obtuvieron sus periodicidades de término medio.

Las series de rayos cósmicos se obtuvieron de la base de datos del Sodankyla Geophysical Observatory, en la dirección electrónica <http://cosmicrays oulu.fi>. y se obtuvieron sus periodicidades de término medio.

b) Método de Ondeletas

Para encontrar el tiempo de evolución de las frecuencias principales de las series de tiempo se aplico el método de ondeletas usando la ondeleta de Morlet (Torrance y Compo, 1998; Daubechies, 1990; Lau y Weng. 1995; Grinsted, Moore y Jevrejera, 2004). El análisis en ondeletas puede ser usado para analizar variaciones localizadas de potencia dentro de una serie de tiempo que puede ser estacionaria o no, a distintas frecuencias.

La ondeleta de Morlet consiste en exponencial compleja modulada por una Gaussiana:

$exp(i\omega_0/s)exp(-t^2/2s^2)$, donde t es el tiempo , s es la escala del ondeleta y ω_0 es la frecuencia adimensional. Se usa $\omega_0 = 6$ (Farge, 1992).

Las curvas con forma de U de las gráficas de ondeletas indican la influencia de efectos de frontera. Los tonos en gris o los colores (en el caso de gráficas en color) indican la potencia espectral que va de tonos muy oscuros o de poca potencia , hasta tonos muy claros o de potencia fuerte, o rojos en el caso de gráficas de ondeletas a color. Si esta encerrada dicha potencia en un contorno cerrado, indica un 95 % de confianza estadística. La incertidumbre en la posición de los picos mostrados en los paneles para la densidad de potencia espectral global, se obtiene del ancho máximo a altura media de los picos. Las curvas punteadas en el panel para la densidad de potencia espectral global indican un 95 % de nivel de confianza considerando un modelo de ruido rojo del parámetro $\log a = 0.72$ de acuerdo con Torrence y Compo (1998), cabe aclarar que este modelo específico de ruido se ha tomado arbitrariamente. Además, se separaron las series de tiempo en altas (<4 años) y bajas (>4 años) frecuencias. Para tener una mejor idea de la evolución de las variaciones de término medio se trabajó principalmente con las series en el rango de altas frecuencias. En los paneles superiores de la gráficas tenemos las serie de tiempo trabajadas y en algunos casos se presentan dichas series con una envolvente de 11 años.

3.2. Resultados

Respecto al acoplamiento de los dos dínamos, el criterio del modelo de Benevolenskaya nos dice que con acoplamiento nulo la periodicidad cuasi bienal estaría presente en el campo magnético, pero da valores equivocados de la helicidad . A valores pequeños del parámetro de acoplamiento a las periodicidades cuasi-bienales deberían ser potentes, pero a medida que el parámetro a de acoplamiento es mayor, las periodicidades cuasi-bienales se deben atenuar y deben ser más regulares.

Se hizo una clasificación de los índices de actividad magnética solar divididas en índices de campo abierto e índices de campo cerrado .

Usando el análisis de ondeletas global y ciclo a ciclo (ver figura 3.1 a 3.11) y los criterios anteriores hemos podido hacer una clasificación de la potencia y la ocurrencia de ciclos de periodo de término medio para los índices de actividad solar descritos arriba. El resumen de resultados esta en las Tablas 3.1 y 3.2 para las cuasi bienales que usamos para estudiar el acoplamiento de los dos dínamos, y las cuasi anuales, y en las tablas 3.3 y 3.4 .. Los índices ciclos analizados son del 17 al 23 que son para los que tenemos 2 o mas índices. Utilizamos una graduación ascendente de densidad de potencia espectral que va del 1 al 4 , con la letra A indicando la ausencia de las periodicidades

No de Ciclo Solar	17	18	19	20	21	22	23	Global
Manchas solares	1	2	A	4	3	4	3	2
Flujo en radio 10.7 cm	ND	3	A	2	2	3	4	2
Flujo magnético total	ND	ND	ND	2	4	2	ND	3
Flujo magnético cerrado	ND	ND	ND	3	4	1	1	3
Índice de fulguraciones (global)	ND	ND	ND	1	4	4	3	2
Índice de fulguraciones (hemisferio sur)	ND	ND	ND	1	4	4	3	2
Índice de fulguraciones (hemisferio norte)	ND	ND	ND	2	2	3	2	1

Tabla 3.1: Ocurrencia y potencia de periodicidades cuasi bienales en índices de campo cerrado. ND no datos; A, ausentes; 1, potencia muy débil; 2, potencia débil; 3, potencia media con 95 % de confianza; 4, periodicidad muy potente con 95 % de confianza. En la gráfica de densidad de potencia espectral para las gráficas de ondeletas globales; 1 muy abajo del limite de ruido rojo; 2, cerca del límite del ruido rojo; 3, en la frontera del ruido rojo; 4, muy arriba del ruido rojo.

No de Ciclo Solar	17	18	19	20	21	22	23	Global
Hoyos coronales	ND	4	A	4	4	3	ND	3
Rayos cósmicos	ND	ND	A	2	4	4	3	4
Flujo magnético abierto	ND	ND	ND	2	4	3	ND	2
Flujo magnético abierto en altas latitudes	ND	ND	ND	2	4	2	ND	3
Flujo magnético abierto en bajas latitudes	ND	ND	ND	2	3	4	ND	3

Tabla 3.2: Ocurrencia y potencia de periodicidades cuasi bienales en índices de campo abierto. Codificación igual que en la Tabla 3.1

Potencia de periodicidades cuasi anuales: Índices de campo magnético cerrado								
No de Ciclo Solar	17	18	19	20	21	22	23	Global
Manchas solares	4	4	4	1	3	1	3	3
Flujo en radio 10.7 cm	ND	3	4	2	4	4	4	4
Flujo magnético total	ND	ND	ND	4	4	2	ND	4
Flujo magnético cerrado	ND	ND	ND	3	3	2	ND	4
Índice de fulguraciones (global)	ND	ND	ND	A	2	2	3	3
Índice de fulguraciones (hemisferio sur)	ND	ND	ND	A	4	4	3	2
Índice de fulguraciones (hemisferio norte)	ND	ND	ND	A	2	2	4	2

Tabla 3.3: Ocurrencia y potencia de periodicidades cuasi anuales en índices de campo cerrado. Codificación igual que en la Tabla 3.1

Potencia de periodicidades cuasi anuales: Índices de campo magnético abierto								
No de Ciclo Solar	17	18	19	20	21	22	23	Global
Hoyos coronales	ND	4	1	3	4	4	ND	3
Rayos cósmicos	ND	ND	1	1	3	4	1	3
Flujo magnético abierto	ND	ND	ND	3	4	3	ND	4
Flujo magnético abierto en altas latitudes	ND	ND	ND	3	4	3	ND	4
Flujo magnético abierto en bajas latitudes	ND	ND	ND	3	3	3	ND	3

Tabla 3.4: Ocurrencia y potencia de periodicidades cuasi anuales en índices de campo abierto. Codificación igual que en la Tabla 3.1

Del análisis de los gráficas de ondeletas y las tablas de índices podemos inferir los siguientes resultados:

- Las periodicidades de término medio mas persistentes, ciclo a ciclo, son las cuasi-anuales y las cuasi-bienales.
- Las periodicidades cuasi bienales aparecen solas o concurrentemente con las cuasi anuales. Las periodicidades cuasi bienales, no aparecen en todos los ciclos solares y cuando aparecen, no siempre tienen la misma potencia. Aun cuando dichas periodicidades están en algunos casos por debajo del ruido rojo, no quiere decir que estas no existan , sino que están atenuadas, además de que debemos de tomar en cuenta que el modelo de ruido es arbitrario. Otro factor para tomarlas en cuenta y usar su potencia como criterio es su persistencia a lo largo de muchos ciclos, como se puede ver en los ondeletas globales.

- Las periodicidades cuasi-anales aparecen, pero podría deberse a que la potencia de las cuasi-bienales esta atenuada.. En el ciclo 20 la periodicidad cuasi anual estuvo ausente en los 3 índices de fulguraciones solares.
- Las periodicidades cuando aparecen lo hacen entre el máximo y las fase descendente del ciclo.
- En el ciclo 19 la periodicidad cuasi bienal esta ausente o es mucho muy débil como , la contraparte cuasi anual es muy potente en índices de campo cerrado, pero no es tan potente en índices de campo abierto.
- Las periodicidades cuasi anuales estuvieron ausentes en el ciclo en fulguraciones solares en el ciclo 20. En estos indicadores en general, hay mayor potencia de la periodicidad cuasi bienal en el hemisferio sur salvo en el ciclo 20 donde es un poco más fuerte en el hemisferio norte.
- Usando los criterios ya expuestos y en el marco de la hipótesis de un doble dínamo solar, podemos clasificar los acoplamientos por ciclo como sigue:
 1. Ciclo 17 Acoplamiento fuerte periodicidades cuasi-bienales muy débiles en manchas. Hay pocos datos
 2. Ciclo 18 Acoplamiento medio, con presencia de cuasi-bienales de potencia media en manchas, aunque fuerte en hoyos coronales.
 3. Ciclo 19 No hubo una presencia de periodicidades cuasi-bienales. Se da el acoplamiento más alto de todos los ciclos
 4. Ciclo 20 Presencia media de cuasi bienales, hay acoplamiento ligero a medio. En los índices de fulguraciones no hubo periodicidades cuasi bienales.
 5. Ciclo 21 Con periodicidades cuasi-bienales de potentes a muy potentes, implica un acoplamiento ligero
 6. Ciclo 22 Presencia cuasi bienal fuerte; acoplamiento ligero.

7. Ciclo 23 Parece ser medianamente acoplado pero menos que el ciclo 22. Aún faltan datos

Como un resultado adicional, pero dependiente de un mayor análisis ya que faltarían mas datos para establecer una causalidad, observamos que cuando la potencia de la periodicidad de 1.3 y la de 1.7 años esta fuertemente anticorrelacionada como en el ciclo de 19 y 22 en manchas solarmente, estos ciclos tienen una prominente brecha de Gnevishhev en manchas solares o presentan la inversión trivariacional de polaridades.

La teoría de Benvolenskaya es un avance importante para comprender y/o modelar las periodicidades cuasi-bienales. Sin embargo del análisis de tiempo frecuencia, hemos observado la persistencia de las periodicidades de 1.3 años, que no son necesariamente modeladas por esta teoría. No obstante esta teoría podría ser la base de un nuevos modelos fenomenológicos que incluyeran las periodicidades cuasi anuales, que estuvieran enriquecidas con mas “ingredientes”, surgidos de las observaciones, como seria la circulación meridional.

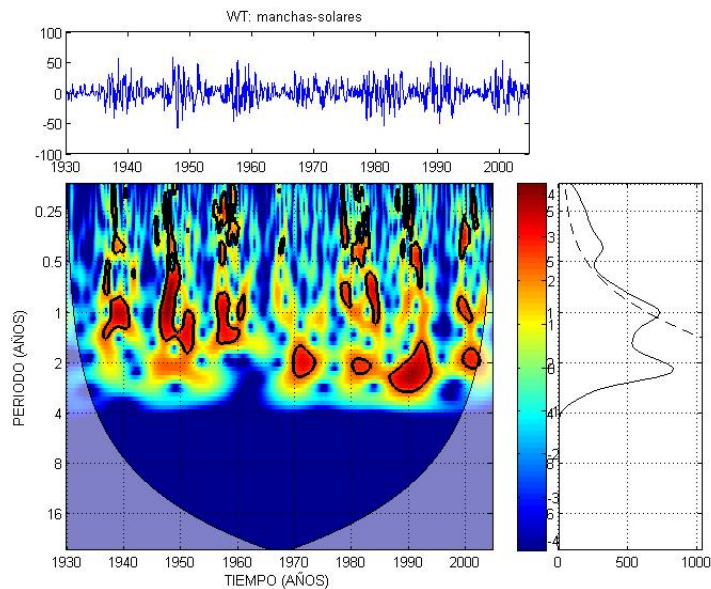


Figura 3.1: Ondeletas globales manchas solares. Panel izquierdo: análisis espectral, Interpretación de tonos y codificación: A, periodicidad ausente color muy oscuro sin contornos; 1, periodicidad con potencia muy débil color menos oscuro sin contornos; 2, periodicidad con potencia débil color claro sin contornos; 3, periodicidad potencia media con 95 % de confianza color mas claro con contorno negro ; 4, periodicidad muy potente con 95 % de confianza color muy claro con contorno negro. Panel derecho : Ondeleta global, la línea quebrada indica el nivel de ruido rojo global.

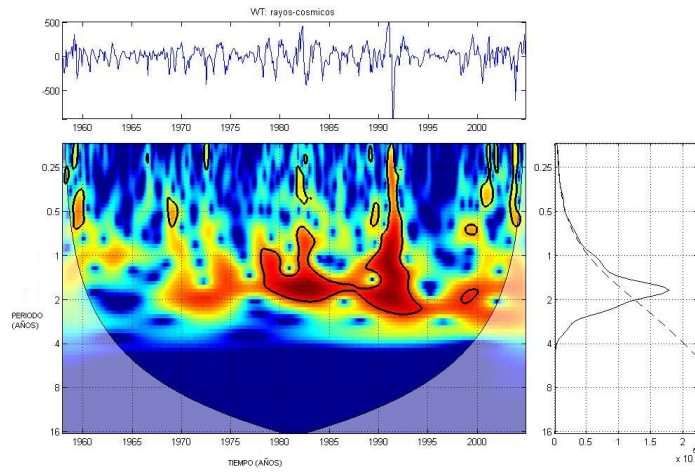


Figura 3.2: Ondeletas rayos cósmicos. Interpretación: igual que en la figura 3.1

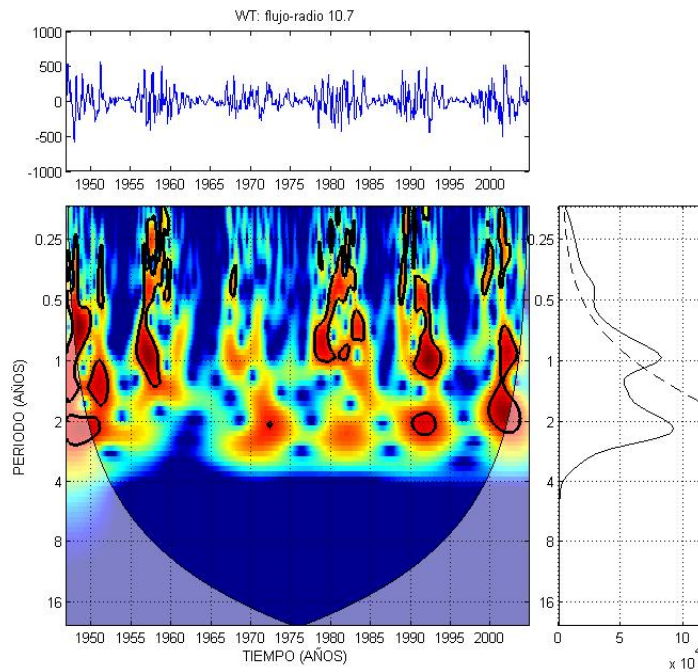


Figura 3.3: Ondeletas radio 10.7. Interpretación: igual que en la figura 3.1

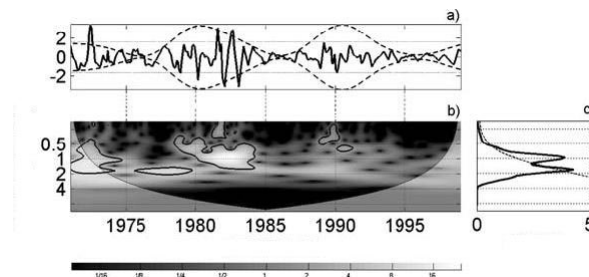


Figura 3.4: Ondeletas flujo cerrado Interpretación: igual que en la figura 3.1

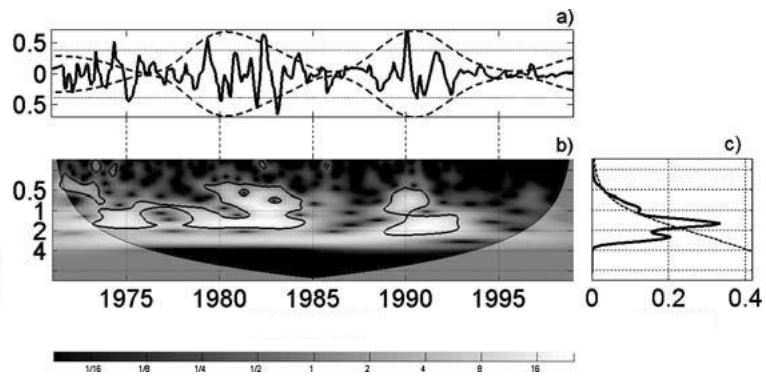


Figura 3.5: Ondeletas flujo abierto. Interpretación: igual que en la figura 3.1

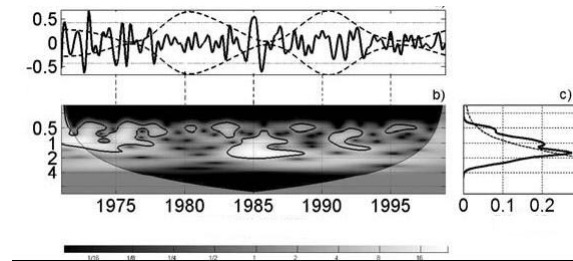


Figura 3.6: Ondeletas flujo abierto de altas latitudes. Interpretación: igual que en la figura 3.1

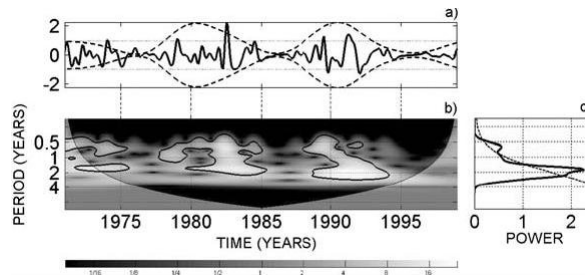


Figura 3.7: Ondeletas flujo abierto de bajas latitudes. Interpretación: igual que en la figura 3.1

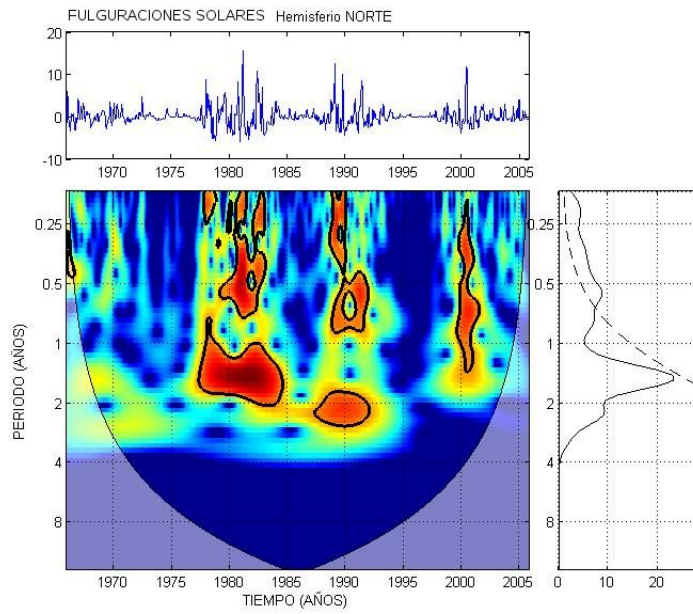


Figura 3.8: Ondeletas Fulguraciones hemisferio norte. Interpretación: igual que en la figura 3.1

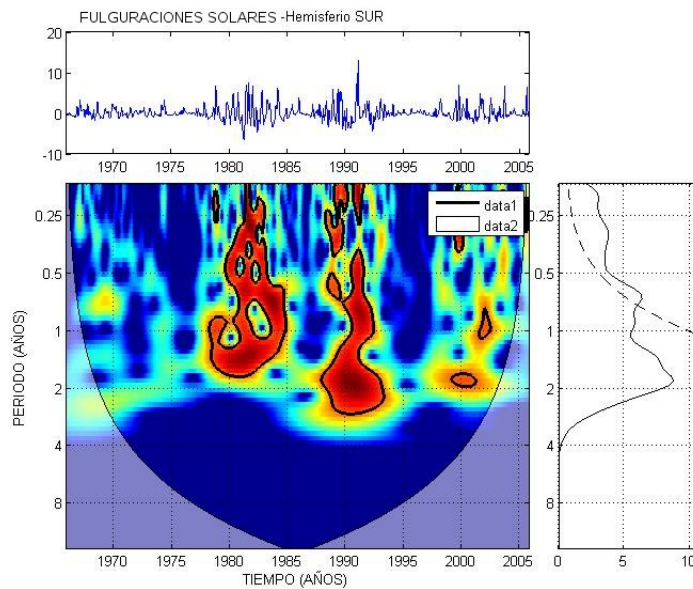


Figura 3.9: Ondeletas fulguraciones solares hemisferio sur. Interpretación: igual que en la figura 3.1

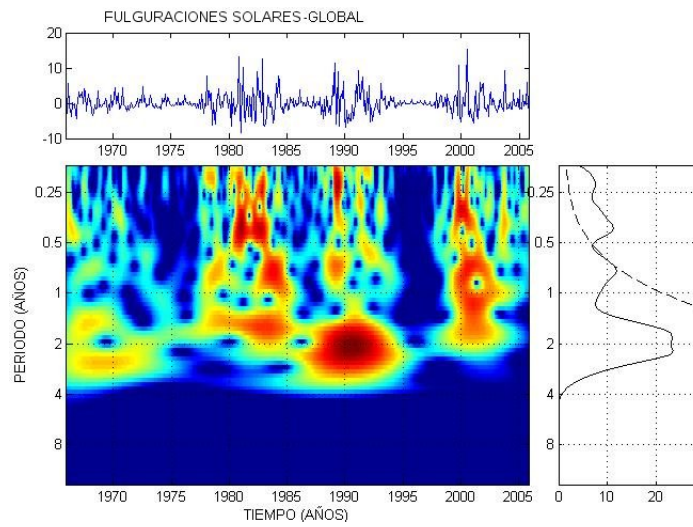


Figura 3.10: ondeletas Fulguraciones solares total (HN+HS). Interpretación: igual que en la figura 3.1

Capítulo 4

Conclusiones y trabajos futuros

Resultados finales y conclusiones

Las periodicidades globales principales en todos los índices son 1.3 y 1.7.

En el ciclo 17, el acoplamiento es fuerte con periodicidades cuasi-bienales ausentes o muy atenuadas. En el ciclo 18, el acoplamiento fuerte, aún con menor presencia de cuasi bienales que en el ciclo 17 . En el ciclo 19 no hubo una presencia de periodicidades cuasi bienales, por lo que es el de acoplamiento mas alto de todos los ciclos. En el ciclo 20 hay presencia moderada de periodicidades cuasi bienales, acoplamiento ligero a medio. El ciclo 21 tuvo periodicidades cuasi bienales de potentes a muy potentes, implica un acoplamiento ligero. El ciclo 22 tuvo un acoplamiento ligero, aunque un poco mayor que el ciclo 21. El ciclo 23 parece tener un acoplamiento ligero aunque mayor que el 21 y 22, faltando datos para tener una mayor certeza.

Así los ciclos se ordenaron por intensidad de acoplamiento como sigue:

$$19 > 17 > 18 > 20 > 23 > 22 > 21$$

Las periodicidades cuando aparecen, van del máximo a la fase descendente a lo largo del ciclo de 11 años.

En fulguraciones solares, las periodicidades bienales están diferenciadas por hemisferio, la periodicidad cuasi bienal parece ser mas fuerte en el ciclo 20 en el hemisferio norte, en el 21 es mas

fuerte en el hemisferio sur, en el 22 aparece en los 2 hemisferios pero mas fuerte en el hemisferio sur, lo que parece reproducir los magnetogramas por hemisferio. (Benevolenskaya1996), y en general siempre en mas potente el hemisferio sur en estas periodicidades .

En el ciclo 20 las periodicidades cuasi bienales estuvieron ausentes en todos los índices de fulguraciones solares.

Trabajos Futuros

1. Seguir con el análisis de los indicadores de actividad solar por medio de la técnica de ondeletas.
2. Reproducir (resolver las ecuaciones) el modelo del doble ciclo magnético, usando parámetros solares mas actualizados
3. Tratar de reproducir las periodicidades de termino medio cuasi anuales incluidas, por medio del mismo modelo fenomenológico, pero agregando mas “ingredientes” por ejemplo circulación meridional.
4. Podríamos extender nuestro análisis a estrellas de tipo solar para buscar periodicidades prominentes de medio término, y establecer similitudes y correlaciones acerca de la física de las zona convectivas de dichas estrellas y el propio Sol.

Bibliografía

- [1] Akioka, M., et al., Sol. Phys. 112, 1987.
- [2] Antalová, A., Adv. Space Res. 14, 721, 1994.
- [3] Antia, H.M., Chitre, S.M., Thompson, M.J., A&A 360, 335, 2000.
- [4] Babcock, H.W., ApJ 133, 572, 1961
- [5] Bao, S. & Zhang, H., ApJ., 496, L43, 1998.
- [6] Belmont, A. D., Darff, D. C., & Ultad, M. S. , J. Atmos. Sci. 23, 314, 1966.
- [7] Busby, P., A&G, 45, 4.7, 2004.
- [8] Benevolenskaya, E.E., Sol. Phys. 161, 1, 1995.
- [9] Benevolenskaya, E.E., Sol. Phys. 191, 247, 2000.
- [10] Cadavid, A.C., Lawrence, J.K., McDonald, D.P., Ruzmaikin., A. Sol. Phys. 226, 2005.
- [11] Cattaneo F, and Hughes D W., A&G 42 318, 2001.
- [12] Charbonneau, P. Living Rev. Solar Phys., 2, 2005.
- [13] Daubechies, I. IEEE Trans Inform. Theory 36,901, 1990.
- [14] Dikpati, M., Charbonneau, P., ApJ 518, 508, 1999.
- [15] Dikpati M, Gilman P., ApJ 559, 428, 2001.
- [16] Dikpati, M., Cally, P.S., Gilman, P.A., ApJ 610, 597, 2004.

- [17] Dorotovic, I., Sol Phys. 167, 419, 1996.
- [18] de Toma, G., White, O.R., Chapman, Walton, S.R., Preminger, D.G., Cookson, A.M. ApJ. 609, 1140, 2004.
- [19] Fan, Y., Living Rev, Sol. Phys., 1, Irsps-2004-1.
- [20] Bonano, A., et al., A&A, 390, 673, 2003.
- [21] Ferriz-Mas A. et al. 1994 A&A 289, 949, 1994.
- [22] Gilman, D.L., Fugliste, E.J., Mitchell, J.R.J., Atmos. Sci. 20, 1963.
- [23] Grinsted, A., Moore, J., Jevrejera, S., Nonlinear Process. Geophy. 11, 561, 2004.
- [24] Hathaway D. H., ApJ, 460,1027, 1996
- [25] Howard, R., & LaBonte, B. J., Sol. Phys. 74, 131, 1981.
- [26] Hudgins, L., Friehe, C.A., Mayer, M.E., Phys. Rev. Lett. 71, 3279, 1993.
- [27] Kato, C., Munakata, K., Yasue, S., Inoue, K., McDonald, F.B. J., Geophys. Res. 108, 1367, 2003.
- [28] Kleorin, N. I., & Ruzmaikin, A. A., Magnitnaya Hidrodinamika, 2, 17, 1982.
- [29] Lau, K.M., Weng, H.Y., Bull. am. Meteor. Soc., 76, 2391, 1995.
- [30] Leighton, R. B., 1969 ApJ, 156, 1, 1969.
- [31] Mendoza, B., Velasco, V.M., Valdés-Galicia, J.F. Sol. Phys. 233, 2006.
- [32] Mursula, K., Vilppola, J.H., Sol. Phys. 221, 337, 2004.
- [33] Mursula, K., Zieger, B. Adv. Space Res. 25, 1939, 2000.
- [34] Mursula, K., Zieger, B., Vilppola, J.H., Sol. Phys. 212, 201, 2003.
- [35] Osorio, J. Tesis de Licenciatura, 2006.

- [36] Parker, E N., ApJ 122, 293 1955.
- [37] Parker, E. N. , ApJ, 408, 707 1993.
- [38] Proctor, M., EAS Publications Series, 21, 241, 2006.
- [39] Ramírez, J.G. Tesis Doctoral, 2004.
- [40] Richardson J.D., Paulerena, K.I.,Belcher, J.W., Lazarus, A.J. Geophys. Res.Lett. 21, 1559, 1994
- [41] Schou, J. et al., ApJ. 505, 390 1998.
- [42] Spiegel E. A., Zahn J.P A&A, 265, 106, 1992.
- [43] Steenbeck M et al. Zeitscr. Naturforsch. 21a 369 76,1966.
- [44] Thelen J.C. MNRAS 315, 155, 2000
- [45] Torrence, Ch., Compo, G.P. Bull., Am. Met. Soc. 79, 61, 1998.
- [46] Torrence, C., Webster, P. J. Clim. 12, 2679, 1999.
- [47] Valdés-Galicia, J.F., Otaola, J., Pérez-Enríquez, R., Solar Phys. 169, 409, 1996.
- [48] Waldmeier, M., Sol. Phys. 28, 389 1973.
- [49] Wang, Y., M., Nash, A.G., Sheeley Jr., N.R., 245, 712, 1989.
- [50] Wang, Y.M., Sheeley Jr., N.R., ApJ. 375, 761,1991.
- [51] Weiss, N. O., Cattaneo, F., & Jones, C. A., Geophys. Astrophys. Fluid. 1984.