

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

**Análisis de las variaciones bruscas del Campo Magnético
Terrestre de origen interno y su interpretación a partir de
modelos conceptuales**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Alicia González López

Directoras

María Luisa Osete López
Saioa Arquero Campuzano

Madrid

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS



TESIS DOCTORAL

Análisis de las variaciones bruscas del Campo Magnético Terrestre de origen interno y su interpretación a partir de modelos conceptuales

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTORA

PRESENTADA POR

Alicia González López

DIRECTORAS

María Luisa Osete López
Saioa Arquero Campuzano

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

PROGRAMA DE DOCTORADO EN FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**Análisis de las variaciones bruscas del Campo
Magnético Terrestre de origen interno y su
interpretación a partir de modelos conceptuales**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTORA

PRESENTADA POR

Alicia González López

DIRECTORAS

María Luisa Osete López

Saioa Arquero Campuzano

Agradecimientos

Siempre que ha llegado a mis manos una tesis lo primero que hago es dedicar unos minutos a leer los agradecimientos. Aunque lo más probable es que no conozca a ninguna de las personas que aparecen, es importante valorar los apoyos que ha tenido el futuro doctor o doctora a lo largo de estos años. Si eres como yo, te presento a la gente que me ha mantenido a flote cuando yo no sabía nadar.

A mis directoras de tesis, por estar siempre ahí y por su infinita paciencia. Con estos años “extraños”, y a pesar de la distancia física, trabajar con ellas ha sido un placer. A Marisa, por querer sacar siempre lo mejor de mí y por guiarme para conseguirlo. A Saioa, por instarme a debatir y a superarme y por el apoyo emocional en los momentos más duros. Muchas gracias a ambas por aceptar trabajar conmigo estos cuatro años.

A las personas que han colaborado conmigo en esta tesis de una u otra forma. A Javi Pavón por ayudarnos a sacar adelante y mejorar los trabajos publicados; a Marta Folgueira por ese primer año debatiendo sobre la rotación terrestre. Y a Michel por introducirme en el mundo de la investigación desde el TFG y estar siempre dispuesto a ayudarme.

No puedo olvidarme de Lucía, que si algún problema ha tenido solución ha sido gracias a ella. Voy a echar de menos nuestras charlas. A Salva por estar siempre dispuesto a ayudarnos y enseñarnos los secretos del departamento. Y a Modes, porque siempre alegraba el despacho cuando entraba.

Al departamento de Física de la Tierra y Astrofísica, por brindarnos un espacio cómodo donde poder trabajar a gusto y sentirlo como nuestra segunda casa.

A mis compañeros, el Dr. Alberto y la Dra. Mer. Aunque el teletrabajo haya impedido esas comidas y sobremesas largas, cuando volvían a ocurrir era como si el tiempo no hubiese pasado. Siempre recordaré con mucho cariño los primeros años de doctorado con vosotros. Y a Pablo, que ha pasado de compañero a amigo en un tiempo récord. Gracias por las escapaditas a tomar el fresco aunque hiciese más calor fuera que dentro.

A mis chicas, Carol, Raquel y Merche. No concibo esta tesis sin ellas porque han sido el salvavidas siempre. Nos hemos aguantado en lo bueno y en lo malo y espero que a pesar de que nuestros caminos ahora tomen vías diferentes seamos capaces de seguir cuidándonos. Estoy segura de que no habría llegado a escribir esto si no fuese por vosotras.

A mi familia, mis tíos Paco y Charo y mi prima, pero hermana, Ana. Por preocuparse siempre de que estuviese bien y animarme a cuidarme. Ellos son en parte responsables de que llegase hasta mi psicóloga Elena que me ha ayudado a comprenderme y a cuidarme como debía y no hacía.

EL grupo (con mayúsculas): Miry, Vicky, Carmen, Bego, María, Antony, Richi, Toñín, Diego, Rodrigo y José. Nos hemos visto crecer, madurar, equivocarnos y volvernos a levantar. En todos los acontecimientos ahí estamos de alguna u otra forma. Somos la pequeña gran familia que hemos elegido. Muchas gracias por estar también por y para mí, aunque a veces desaparezca. Espero que sigáis muchos años a mi lado.

Y como no a mi Ange. 12 años juntas y espero que vengan muchos más, porque crecer a tu lado es una de las mejores cosas que me ha pasado. No sería la persona que soy hoy si no fuese por ti, ¡además ahora con Javi, hacemos el tándem perfecto! Celebremos todos nuestros éxitos y estemos juntos en los fracasos, como hemos hecho hasta ahora y como espero hagamos siempre.

A Ignacio, que llegó en uno de los años más duros de trabajo. Mi lugar de paz donde, aunque me costara, podía desconectar. Gracias por hacerme reír aunque no tuviese fuerzas y confiar en que podía hacerlo. Las semanas y los meses se hicieron más fáciles cuando tú apareciste.

Y a mi hogar. Gracias a mis pequeños, Bogie y Mitchi, que me acompañaban las noches en vela escribiendo y me hacían sonreír con sus “cucamonadas”. Y por supuesto, a los más importantes, a mis padres José y Consuelo. Por confiar en mí, por animarme a seguir cuando creía que ya no podía, por aguantar mis humores cambiantes, mi alegría y mi desesperación, por aceptar y apoyarme en todas las decisiones que he tomado y tomaré. Esto no habría sido posible sin vuestro incondicional apoyo y cariño.

Esta Tesis Doctoral ha sido financiada por el Ministerio de Educación, Cultura y Deporte a través de su programa de Ayudas para la Formación de Profesorado Universitario (FPU17/03635) y por los proyectos CGL2017-92285-EXP, CGL2017-87015-P y PID2020-117105RB-I00 concedidos por el Ministerio de Ciencia e Innovación y el Ministerio de Universidades.

ÍNDICE

Agradecimientos	I
Listado de siglas y abreviaturas	XI
Resumen	1
Abstract.....	5
Capítulo 1. Introducción.....	9
1.1. Introducción y Motivación.....	9
1.2. Objetivos.....	16
1.3. Estructura de la Tesis.....	18
Capítulo 2. Fundamentos, Antecedentes y Estado Actual del Tema.....	21
2.1. Introducción al Campo Magnético Terrestre. Fundamentos.....	21
2.1.1. Fuentes del Campo Geomagnético	21
2.1.2. Desarrollo del campo geomagnético en armónicos esféricos... 24	
2.1.3. El Campo Geomagnético en el pasado. Datos Paleomagnéticos y Arqueomagnéticos..... 29	
2.1.4. Reconstrucciones Paleomagnéticas..... 32	
2.2. Inversiones y excursiones del Campo Geomagnético	41
2.3. Anomalías del Campo Geomagnético en los últimos milenios ..	46
2.3.1. La Anomalía del Atlántico Sur..... 46	
2.3.2. La Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo	50
2.4. Variaciones rápidas del campo geomagnético principal: jerks..	52
2.4.1. Jerks Geomagnéticos	54
2.4.2. Jerks Arqueomagnéticos o <i>arqueojerks</i>	56

2.5. Tiempos característicos en las variaciones del campo geomagnético principal.....	59
2.6. El Dipolo Excéntrico como aproximación del Campo Geomagnético	62
2.7. Modelos conceptuales para el estudio del Campo Geomagnético Principal.....	67
Capítulo 3. Metodología	71
3.1. Descomposición en armónicos esféricos del campo geomagnético.....	71
3.1.1. Aproximación dipolar y términos no dipolares: el dipolo excéntrico	72
3.1.2. Energía del campo geomagnético	73
3.2. Herramientas para el análisis frecuencial.....	74
3.2.1. Transformada de Fourier y Periodograma.....	74
3.2.2. Empirical Mode Decomposition (EMD)	75
3.2.3. Análisis de <i>wavelets</i>	79
3.3. Herramientas para el análisis de los <i>jerks</i> arqueomagnéticos ...	81
3.3.1. Movimiento del polo e intensidad del campo dipolar	82
3.3.2. Razón cuadrupolo-dipolo y distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico.....	83
3.3.3. Movimiento azimutal del campo geomagnético en el CMB: Obtención de los gráficos Tiempo-Longitud	84
3.4. Herramientas para el análisis de <i>jerks</i> geomagnéticos: aceleración secular del campo radial en el CMB	86
Capítulo 4. Modelos conceptuales para describir las variaciones más importantes del Campo Geomagnético Principal	89
4.1. Modelo pulso – decaimiento	90
4.2. Modelo de 360-dipolos en anillo (360-DRM)	95

Capítulo 5. Variaciones extremas del Campo Geomagnético: Inversiones y Excursiones	101
5.1. Evolución del Dipolo Excéntrico durante inversiones y excursiones del Campo Geomagnético.....	102
5.1.1. Transición Matuyama-Brunhes	105
5.1.2. Las excursiones Laschamp y Mono Lake	107
5.1.3. Discusión: diferencias y similitudes en el desplazamiento del dipolo excéntrico durante inversiones y excursiones.....	114
5.2. Evolución de la posición del dipolo excéntrico con el modelo de dipolos en anillo. Relación con características del CMB	115
5.2.1. Modelado de la transición de polaridad Matuyama-Brunhes ...	117
5.2.2. Modelado de la excursión Laschamp	122
5.2.3. El modelo 360-DRM y la estructura del CMB	126
Capítulo 6. Análisis frecuencial de las variaciones del Campo Geomagnético durante el Holoceno.....	131
6.1. Análisis de frecuencias de las variaciones del campo geomagnético en los últimos 10.000 años	132
6.1.1. Energía total	133
6.1.2. Energía dipolar	140
6.1.3. Energía no dipolar. Campo cuadrupolar y octupolar.....	146
6.2. Discusión.....	152
Capítulo 7. Modelado de la Variación Paleosecular de largo periodo. Pulso y decaimiento del Dipolo Axial	157
7.1. Las variaciones de largo periodo del dipolo axial durante los últimos 10.000 años.....	158
7.2. Modelo de pulso-decaimiento del dipolo axial durante los últimos 10.000 años.....	160

7.3. Expansión del modelo pulso-decaimiento para los últimos 30.000 años	165
Capítulo 8. Anomalías más importantes del Campo Geomagnético en los últimos 4.000 años.....	177
8.1. Anomalía del Atlántico Sur (SAA)	180
8.1.1. Análisis de frecuencias de los últimos 2.000 años.....	180
8.1.2. Evolución del dipolo excéntrico durante los últimos 2.000 años	184
8.1.3. Modelado de la SAA con el 360-DRM	188
8.2. Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (LIAA).....	192
8.2.1. Análisis de frecuencias del último milenio antes de la Era Común	192
8.2.2. Evolución del dipolo excéntrico durante el último milenio antes de la Era Común.....	197
8.2.3. Modelado de la LIAA con el 360-DRM.....	200
8.3. Discusión.....	204
Capítulo 9. Jerks arqueomagnéticos y jerks geomagnéticos	211
9.1. Jerks arqueomagnéticos.....	212
9.1.1. Cambios direccionales de los últimos 3.000 años y energía dipolar. Extensión a los últimos 10.000 años.....	213
9.1.2. Evolución del dipolo excéntrico en los últimos 10.000 años y relación energía no dipolar-energía dipolar	218
9.1.3. Cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético en el CMB.....	224
9.1.4. Discusión: los jerks arqueomagnéticos.....	236
9.2. Jerks geomagnéticos	243
9.2.1. Contenido en frecuencias de la aceleración secular del campo radial en el CMB	244

9.2.2. Posible relación entre los <i>jerks</i> geomagnéticos y la Anomalía del Atlántico Sur	247
Capítulo 10. Conclusiones y Perspectivas Futuras	251
10.1. Conclusiones	251
10.2. Perspectivas Futuras.....	256
10.3. Publicaciones relacionadas con la Tesis.....	258
Referencias	261
ANEXO I. Desarrollo de las expresiones del dipolo excéntrico	A1
ANEXO II. Geometrías más complejas del 360-DRM para reproducir la inversión, excursión y anomalías del Campo Geomagnético	A5
Inversión de polaridad Matuyama-Brunhes	A5
Excursión de Laschamp.....	A8
Anomalía del Atlántico Sur (SAA)	A11
Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (LIAA)	A11
ANEXO III. Resultados del análisis de frecuencias.....	A13
ANEXO IV. Método EMD. Descomposición en IMFs de las variaciones del campo geomagnético	A23
Energía Total ($n = 1-5$).....	A24
Energía Dipolar ($n = 1$).....	A26
Dipolo Axial.....	A28
Dipolo Ecuatorial.....	A31
Energía No Dipolar ($n = 2-5$).....	A33
Energía Cuadrupolar ($n = 2$)	A36
Energía Octupolar ($n = 3$)	A38

ANEXO V. Resultados del análisis de frecuencias para el campo dipolar	A41
ANEXO VI. Análisis de frecuencias en familias de geodinamo	A45
ANEXO VII. Movimiento del polo geomagnético en los últimos 10.000 años	A49
ANEXO VIII. Deriva del campo geomagnético según el CALS7k.2.....	A53

Listado de siglas y abreviaturas

360-DRM	Modelo de 360 dipolos en anillo (<i>360-Dipole Ring Model</i>)
μT	Microteslas
a.C.	Antes de Cristo
ACF	Función de Autocorrelación (<i>Autocorrelation Function</i>)
B_r	Componente radial del campo geomagnético (Campo radial)
CMB	Límite manto-núcleo (<i>Core Mantle Boundary</i>)
CMT	Campo Magnético Terrestre
COI	Cono de Influencia (<i>Cone Of Influence</i>)
d.C.	Después de Cristo
DFT	Transformada de Fourier Discreta (<i>Discrete Fourier Transform</i>)
DRM	Magnetización Remanente Deposicional (<i>Depositional Remanent Magnetization</i>)
EMD	<i>Empirical Mode Decomposition</i>
FFT	<i>Fast Fourier Transform (Transformada rápida de Fourier)</i>
GCM	Modelo de Circulación Global (<i>Global Circulation Model</i>)
GPTS	Escala de tiempo de Polaridad Geomagnética (<i>Geomagnetic Polarity Timescale</i>)
ICB	Límite núcleo externo-núcleo interno (<i>Inner Core Boundary</i>)
IGRF	Modelo Internacional de Campo Geomagnético de Referencia (<i>International Geomagnetic Reference Field</i>)
IMF	Función de Modo Intrínseco (<i>Intrinsic Mode Function</i>)
ka	“Hace miles de años” (<i>kiloyages</i>)
LIAA	Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (<i>Levantine Iron Age Anomaly</i>)

LLSVPs	Provincias de baja velocidad sísmica (<i>Large Low-Shear-Velocity Provinces</i>)
LOD	Longitud del Día (<i>Length Of the Day</i>)
Ma	“Hace Millones de años” (<i>Million ages</i>)
DM	Momento Dipolar (<i>Dipole Moment</i>)
M-B	Matuyama-Brunhes
NFP	Parche de flujo de polaridad normal (<i>Normal Flux Patch</i>)
nT	Nanoteslas
pDRM	Magnetización Remanente Post-Deposicional (<i>post-Depositional Remanent Magnetization</i>)
PSD	Densidad de Poder Espectral (<i>Power Spectra Density</i>)
PSV	Variación Paleosecular (<i>Paleosecular Variation</i>)
RFP	Parche de flujo de polaridad invertida (<i>Reversed Flux Patch</i>)
RSS	Suma cuadrática de residuos (<i>Residual Sum of Squares</i>)
SA	Aceleración Secular (<i>Secular Acceleration</i>)
SAA	Anomalía del Atlántico Sur (<i>South Atlantic Anomaly</i>)
SCHA	Análisis Armónico en Casquetes Esféricos (<i>Spherical Cap Harmonic Analysis</i>)
SHA	Análisis en Armónicos Esféricos (<i>Spherical Harmonic Analysis</i>)
SV	Variación Secular (<i>Secular Variation</i>)
TL	Tiempo-Longitud
TRM	Magnetización Termorremanente (<i>Termoremanent Magnetization</i>)
VADM	Momento Dipolar Axial Virtual (<i>Virtual Axial Dipole Moment</i>)
VGP	Polo Geomagnético Virtual (<i>Virtual Geomagnetic Pole</i>)
WPA	Anomalía del Pacífico Oeste (<i>West Pacific Anomaly</i>)

Resumen

Una de las características más importantes del campo magnético terrestre (CMT) es su variabilidad temporal. El campo geomagnético de origen interno, aquel generado por la convección en el núcleo externo de la Tierra, presenta variaciones del orden del año, como son los *jerks* geomagnéticos, hasta los miles de años durante las transiciones de polaridad. En medio de estas variaciones extremas se encuentra la variación secular del CMT, con tiempos característicos que van desde el año hasta los cientos o miles de años. La variación secular es una variación suave pero presenta ocasionalmente impulsos, como los *jerks* geomagnéticos y arqueomagnéticos. Además, regionalmente se observan valores anómalos del campo que evolucionan temporalmente: las anomalías magnéticas, como la Anomalía del Atlántico Sur (SAA) o la Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (LIAA).

Las variaciones del campo geomagnético están directamente relacionadas con los procesos físicos que tienen lugar en el núcleo externo de la Tierra. Conocer cómo ha evolucionado el CMT permite entender cómo ha sido el desarrollo del planeta y saber más sobre su estructura interna. La construcción de modelos geomagnéticos basados en el registro del CMT es una de las formas de estudiar su evolución. En la actualidad los datos que usan estos modelos (o reconstrucciones) provienen de satélites y observatorios en tierra (reconstrucciones geomagnéticas). Mientras que para los últimos siglos se recurre a registros históricos, y para épocas anteriores, a secuencias de datos paleomagnéticos y arqueomagnéticos que posibilitan las reconstrucciones paleomagnéticas o paleorreconstrucciones.

El objetivo general de esta Tesis Doctoral titulada *Análisis de las variaciones bruscas del Campo Magnético Terrestre de origen interno y su interpretación a partir de modelos conceptuales* es investigar las variaciones más importantes del campo geomagnético de origen interno, desde las transiciones de polaridad a los *jerks*. Se utilizan diferentes reconstrucciones y

paleorreconstrucciones del campo geomagnético para abordar los siguientes objetivos: I) Estudiar las posibles ventajas del uso del dipolo excéntrico en el estudio de las variaciones bruscas del campo geomagnético (transiciones de polaridad, excursiones, anomalías y *arqueojerks*); II) Determinar si hay periodos característicos en la variación secular del campo geomagnético durante los últimos 10.000 años; III) Desarrollar modelos conceptuales capaces de explicar las variaciones más importantes del CMT; IV) Identificar los *jerks* arqueomagnéticos ocurridos durante los últimos milenios; y V) Investigar la frecuencia de los *jerks* geomagnéticos y su posible relación con la SAA.

Al utilizar el dipolo excéntrico para caracterizar la última transición de polaridad y las últimas excursiones se ha obtenido un patrón distintivo común: las trayectorias seguidas por el dipolo excéntrico están confinadas geográficamente (entre los 0°E-20°E/180°E-200°E). A partir de un sencillo modelo conceptual basado en 360 dipolos puntuales iguales distribuidos en un anillo ecuatorial (360-DRM) se ha podido reproducir esa trayectoria, obteniendo información sobre las regiones en las que comenzó a desestabilizarse el CMT. Esas regiones coinciden con las zonas del límite manto-núcleo (CMB) en las que el flujo de calor es más bajo.

El análisis frecuencial de la energía total del CMT para los últimos 10.000 años llevado a cabo en cuatro paleorreconstrucciones ha permitido identificar cinco periodos característicos de variabilidad del campo: 6.000-7.000 años, ~2.000 años, 1.000-1.400 años, ~800 años y 250-400 años. La ausencia de tiempos característicos en la ventana entre los ~2.000 y los 6.000-7.000 años permite hacer una separación en variaciones de largo (variaciones con periodos mayores a los ~6.000 años) y corto periodo (variaciones con periodos menores a los ~6.000 años) para los últimos 10.000 años. Estando las variaciones de larga tendencia dominadas por el dipolo axial.

Con un modelo conceptual basado en un mecanismo de difusión (exponencial decreciente) y un mecanismo de refuerzo/pulso (una distribución normal asimétrica) se pueden reproducir los tramos de crecimiento y decrecimiento del dipolo axial (correspondientes a la variación de largo periodo). Los tiempos de difusión obtenidos son coherentes con los esperados para la

difusión del término dipolar. El mecanismo de difusión contrarresta entre el 50% y el 70% del refuerzo aportado por el pulso.

Respecto a las anomalías estudiadas, el análisis de frecuencias indica que un periodo de ~200-250 años está presente durante su ocurrencia. El desplazamiento del dipolo excéntrico se aleja de las regiones en las que la intensidad del CMT es menor como ocurre en la SAA y se acerca a las regiones de mayor intensidad cuando la anomalía es positiva, como durante la LIAA. En el caso de la SAA se observa, además, que su desplazamiento actual tiende hacia el mismo meridiano que el observado durante las excursiones analizadas (~180°E), pero que todavía está lejos de alcanzar su máximo alejamiento. La reproducción de las anomalías con el 360-DRM es más compleja que en el caso de las transiciones de polaridad, pero es posible reproducir a grandes rasgos la geometría del campo durante estos eventos.

Para el estudio de los *jerks* arqueomagnéticos se han considerado tres criterios identificativos que involucran diferentes componentes del campo geomagnético (dipolo, dipolo y cuadrupolo o términos sin simetría axial). Los resultados permiten identificar 7 *arqueojerks* en los últimos 4.000 años: 1000±100 a.C.; 700-550 a.C.; ~250 a.C.; ~200 d.C.; 500±100 d.C.; ~800 d.C.; y 1200-1400 d.C. Con este estudio todavía no es posible concluir qué mecanismos físicos generan estos eventos pero es evidente que la variación paleosecular experimenta estos impulsos.

Finalmente, para el estudio de los *jerks* geomagnéticos se ha realizado un análisis frecuencial sobre la aceleración secular del campo radial en el CMB, cuyos pulsos se relacionan con la ocurrencia de *jerks* geomagnéticos. Los periodos obtenidos (3-4 años, 6-7 años y 10-11 años), se comparan con los del ritmo de expansión del área de la SAA siendo coincidentes dos de ellos: el de 3-4 años y el de 10-11 años. Esto sugiere una relación en el proceso físico (oscilatorio) que genera ambos fenómenos o que la SAA es especialmente sensible a fenómenos que se producen en el núcleo de la Tierra y que se propagan hasta la superficie, facilitando su detección.

Abstract

The time variability of the Earth's magnetic field is one of its most important characteristics. The internal contribution of the geomagnetic field is generated by the convection in the outer core. It has a broad spectrum of temporal variability from one year, the geomagnetic *jerks*, to thousands of years, during the polarity transitions. The secular variation of the geomagnetic field is between those extreme variations with characteristic times between years and several hundred or thousand years. Usually, the secular variation presents smooth changes but occasionally impulses are registered in its trend, such as the geomagnetic and archeomagnetic jerks. Furthermore, anomalous values of the geomagnetic field are observed locally at the surface. These regions are called magnetic anomalies, such as the South Atlantic Anomaly (SAA) and the Levantine Iron Age Anomaly (LIAA).

The variability of the geomagnetic field is correlated with the physical processes in the outer core. Knowing how the geomagnetic field has evolved allows us to better understand Earth's evolution and internal structure. For that purpose, in Geomagnetism we develop geomagnetic field models based on present or past data. Nowadays, the data are recorded by satellites and ground observatories, while in last centuries the data are obtained from historical information. For ancient times, paleomagnetic and archeomagnetic data enable the construction of paleomagnetic reconstructions of the geomagnetic field.

The main objective of this Thesis entitled *Analysis of the abrupt variations of the Earth's Magnetic Field of internal origin and their interpretation using conceptual models* is to investigate the most important variations of the geomagnetic field from internal origin. We use different reconstructions and paleo-reconstructions of the geomagnetic field to achieve the following specific objectives: I) Analyzing the potential advantages of the eccentric dipole to study abrupt changes in the geomagnetic field (polarity transitions, excursions, magnetic anomalies, and archeomagnetic jerks); II) Searching the characteristic

periods of the paleosecular variation for the last 10,000 years; III) Developing conceptual models able to explain the most important variations of the geomagnetic field; IV) Identifying the last archeomagnetic jerks; and V) Studying the periodicities of the geomagnetic jerks occurrence and its possible relation to the SAA extension.

A suggesting common pattern of the displacement of the eccentric dipole center has been found during the last polarity transition and excursions: the paths are constrained in a longitude sector between 0°E - 20° / 180°E - 200°E . These paths can be reproduced by using a conceptual model based on 360 equal punctual dipoles along an equatorial ring (360-DRM). The model allows us to obtain information about the regions where the instabilities of the geomagnetic field started, which match with regions of low heat flux at the Core-Mantle Boundary (CMB).

The frequency analysis carried over the total energy of the geomagnetic field for the last 10,000 years estimated from four selected paleoreconstructions shows five characteristic periods: 6,000-7,000 years, $\sim 2,000$ years, 1,000-1,400 years, ~ 800 years, and 250-400 years. The gap between $\sim 2,000$ years and 6,000-7,000 separates the variability of the field into two terms: the long-term (variations with periods over 6,000-7,000 years) and the short-term variations (with periods below 6,000-7,000 years). Long-term variations are dominated by the axial dipole.

A conceptual model based on the contribution of a diffusion mechanism (an exponential decay) and a reinforcement/pulse mechanism (a skewed normal function) can be used to reproduce the observed long-term growths and decreases of the axial dipole. The diffusion times show a similar order of magnitude that the ones used in numerical dynamo simulations for dipole diffusion times. The diffusion mechanism takes between 50% and 70% of the geomagnetic field provided by the pulse.

Regarding the two magnetic anomalies, the LIAA and the SAA, we can highlight that a characteristic period of around 200-250 years is observed during their occurrence. The eccentric dipole moves away from the SAA (where the intensity of the geomagnetic field is anomalously low) and it moves towards the

region of the LIAA (where the intensity of the geomagnetic field is anomalously high). Nowadays, the eccentric dipole is affected by the SAA. Its movement is reaching longitudes near the ones observed during the last excursions ($\sim 180^\circ\text{E}$). However, the offset of the eccentric dipole field nowadays is far from the displacement recorded during these excursions. Reproducing anomalies with the 360-DRM is more complex than when studying reversals and excursions. But, it is still possible to reproduce the geometry of the geomagnetic field during these events.

Archeomagnetic jerks are studied by using three criteria proposed by different authors. Different contributions to the geomagnetic field are involved in these criteria: the dipole field, dipole and quadrupole fields, and non-axisymmetric terms. We propose the occurrence of 7 archeomagnetic jerks in the last 4,000 years: at 1000 ± 100 BCE; 700-550 BCE; ~ 250 BCE; ~ 200 CE; 500 ± 100 CE; ~ 800 CE; and at 1200-1400 CE. It is clear that the paleosecular variation registers impulses in its trend, but the origin of these variations remains unclear.

Finally, a frequency analysis has been carried out on the secular acceleration of the radial geomagnetic field in the CMB. The impulses revealed are correlated with the occurrence of geomagnetic jerks. Characteristic periods are found of 3-4 years, 6-7 years, and 10-11 years. The 3-4 and 10-11 year periods seem to match with the periods detected in the acceleration of the areal extent of the SAA. This result suggests a common oscillatory physical process in the CMB that generates both events. Or it could be related to the fact that the SAA is more sensitive to phenomena occurring in the core that propagates to the surface, facilitating their detection.

Capítulo 1. Introducción

1.1. Introducción y Motivación

El campo geomagnético es una parte fundamental del sistema terrestre. Protege al planeta desviando las partículas energéticas del medio interplanetario lo que permite el desarrollo de la vida como se conoce hoy en día. La existencia de campo magnético es una de las características necesarias en la búsqueda de vida en otros planetas ya que es una indicación de que el planeta está “vivo” en el sentido de que existen dinámicas internas que lo mantienen. En el caso de la Tierra, la presencia de un núcleo externo fluido con elementos cargados, en el que se generan corrientes convectivas, favorece la existencia del Campo Magnético Terrestre (CMT).

Además de esta contribución interna principal, al CMT contribuyen también otros campos magnéticos de menor magnitud, como los creados por la materia imanada, los campos inducidos, o los campos de origen externo.

La variabilidad del CMT es una de sus características más importantes, abarcando rangos temporales por debajo del segundo hasta millones de años (Figura 1.1).

Las variaciones más rápidas (frecuencias entre 1 y 10^5 Hz, zona sombreada en verde de la Figura 1.1) detectadas en el campo geomagnético tienen un origen antropogénico, provocadas por las instalaciones eléctricas, o por fenómenos atmosféricos como los relámpagos que generan el efecto de resonancia de Schumann (Constable, 2015). Las variaciones con periodos entre el año y los segundos se deben a cambios en el campo externo (zona sombreada en azul de la Figura 1.1), principalmente por corrientes inducidas en la ionosfera o modulaciones de la magnetosfera para hacer frente al viento solar incidente. Estas variaciones están relacionadas con el estado de actividad del Sol, y con la

posible ocurrencia de tormentas geomagnéticas si el viento solar enriquecido de partículas energéticas impacta e interacciona con el CMT.

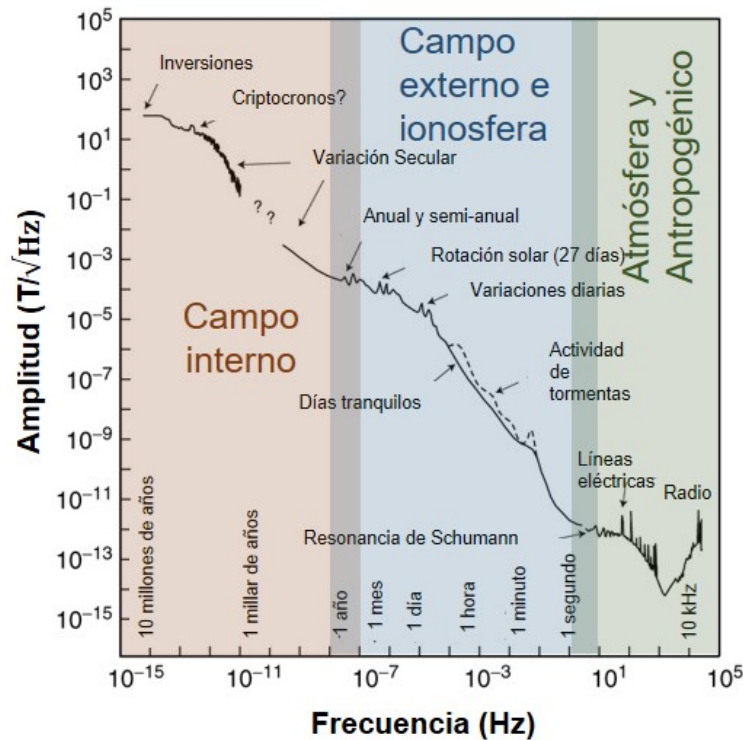


Figura 1.1. Espectro de amplitud de las variaciones del campo geomagnético. Las zonas sombreadas indican las fuentes que provocan esas variaciones en función de la frecuencia. Modificado de Constable y Constable (2004).

Esta Tesis se centra en las variaciones de origen interno (zona sombreada en naranja de la Figura 1.1), que son las más lentas que se observan en el CMT. Están regidas por los cambios en los flujos de convección del núcleo externo y su interacción con el límite manto-núcleo, CMB del inglés *Core-Mantle Boundary* (Amit *et al.*, 2010a, 2011), con tiempos característicos desde los meses, con los *jerks* geomagnéticos, hasta los millones de años, con las inversiones de polaridad.

Las inversiones de polaridad son el caso más extremo de variación del campo geomagnético de origen interno y una de las características más importantes del CMT. En general, se requiere del orden de miles de años para que se establezca la nueva polaridad del campo (inversión) o para volver al estado inicial (excursión). Una vez establecido el cambio de polaridad esta puede permanecer constante durante tiempos típicos del orden de cien mil años

(subcronos), un millón de años (cronos) o decenas de millones de años (supercronos). En los últimos 160 millones de años las inversiones se han sucedido de media cada 500.000 años pero sin una periodicidad definida (Constable y Korte, 2006).

Todavía no se conoce con certeza cuáles son los mecanismos físicos que tienen lugar en la convección del núcleo que disparan la ocurrencia de estos eventos. Para investigarlo se recurre a los modelos de geodinamo, que tratan de reproducir el comportamiento del campo geomagnético a partir de simulaciones numéricas con las ecuaciones de la magnetohidrodinámica. El hito más destacado en los estudios de la geodinamo se produjo en 1995 con el primer modelo capaz de reproducir una inversión de polaridad (Glatzmaier y Roberts, 1995). Aunque se ha avanzado mucho en esta rama de la geofísica en las últimas décadas, aún no se ha conseguido un modelo de geodinamo con parámetros físicos verosímiles (dentro del orden de magnitud de los terrestres) que reproduzca el patrón de inversiones observado (Glatzmaier y Roberts, 1995; Kageyama y Sato, 1995; Christensen y Aubert, 2006; Amit *et al.*, 2010b; Wicht y Sanchez, 2019). Estas simulaciones numéricas requieren de un alto coste computacional, por lo que para estudiar determinados aspectos de la variabilidad del campo geomagnético se recurre a modelos conceptuales más simples que ayuden posteriormente a simplificar las ecuaciones de la magnetohidrodinámica. Aunque estos modelos no buscan reproducir con exactitud los procesos físicos que se producen en el núcleo externo, sí que pretenden constreñir los mecanismos más importantes que tienen lugar en el núcleo terrestre, al menos de una forma cualitativa. En esta Tesis se han desarrollado dos modelos conceptuales sencillos.

Generalmente, el CMT principal se aproxima (en primer grado) al campo magnético generado por un dipolo geocéntrico inclinado con respecto al eje de rotación de la Tierra, ya que describe el 90% del campo geomagnético total en la superficie terrestre. El desarrollo en armónicos esféricos del CMT permite estudiar sus diferentes contribuciones, por grados armónicos, y estudiar si es viable considerar aproximaciones de mayor grado que el dipolo geocéntrico, como por ejemplo el dipolo excéntrico, que tiene en cuenta la contribución del dipolo (primer término del desarrollo) y también la del cuadrupolo (segundo

término del desarrollo). Aunque la estructura dominante del campo principal es fundamentalmente dipolar, durante las transiciones de polaridad el término dipolar disminuye su intensidad siendo superado en ocasiones por términos de mayor grado (no dipolares). De forma tradicional, las transiciones de polaridad han sido estudiadas a partir de la trayectoria de los polos geomagnéticos virtuales (VGPs, del inglés *Virtual Geomagnetic Poles*) que parten de considerar una estructura dipolar del campo geomagnético. En esta Tesis se han investigado otras aproximaciones al estudio de las transiciones de polaridad.

Las fluctuaciones del CMT del rango entre el año y los cientos de años se consideran variación secular, SV del inglés *Secular Variation* (Jackson y Finlay, 2015). Cuando se estudia la variación en épocas más antiguas se distingue con el nombre de variación paleosecular, PSV del inglés *Paleosecular Variation*, que abarca desde las decenas de años hasta los miles de años. Tanto la SV como la PSV hacen referencia a cambios globales, direccionales o de intensidad, que se observan en el campo geomagnético. Ambas presentan unas variaciones suaves, pero en ocasiones se registran impulsos, cambios más bruscos (*jerks* arqueomagnéticos o geomagnéticos).

Las variaciones de origen interno del CMT más rápidas se corresponden a los *jerks* geomagnéticos. Estos eventos se identifican como cambios bruscos en la primera derivada de la evolución del campo geomagnético, generalmente suave, con una duración entre los 6 y los 12 meses y que parecen ocurrir de forma periódica cada 3-4 años (ver, por ejemplo, Pavón-Carrasco *et al.*, 2021a). Los *jerks* geomagnéticos son un fenómeno que se observa en la SV del campo geomagnético, es decir en su derivada temporal.

Dentro de la PSV del campo geomagnético se han observado eventos que cambian su tendencia de manera brusca. Es el caso de los *jerks* arqueomagnéticos (o *arqueojerks*) definidos por primera vez por Gallet *et al.* (2003). Todavía no se conoce cuál es el proceso físico que explica este cambio de tendencia, generando cierta controversia en su propia definición (Gallet *et al.* 2003, 2005, 2009; Dumberry y Finlay, 2007; Manda y Olsen, 2009). Estos impulsos de la variación secular y paleosecular han sido investigados en este trabajo.

Además, en la variabilidad del campo geomagnético también destaca la ocurrencia de eventos anómalos regionales. Ocurren en zonas del planeta donde el valor de campo geomagnético es anormalmente bajo o alto en superficie. Actualmente, y desde hace al menos un milenio (Tarduno *et al.*, 2015; Terra-Nova *et al.*, 2017; Campuzano *et al.*, 2019), está presente en el océano Atlántico Sur una de estas anomalías, conocida como la SAA (del inglés *South Atlantic Anomaly*), con valores en la intensidad del campo por debajo de los que se esperarían para esa latitud. La monitorización de esta anomalía es importante, ya que una región con una menor intensidad del campo geomagnético implica una menor protección frente a las partículas energéticas del espacio que impactan contra la Tierra. Además, se ha relacionado su presencia con una disminución continuada del término dipolar del campo geomagnético (Finlay *et al.*, 2016), lo que ha llevado a preguntarse si podría ser un indicador de una transición de polaridad futura (ver, por ejemplo, De Santis *et al.*, 2013; Pavón-Carrasco y De Santis, 2016). Por otro lado, también se tienen registros arqueomagnéticos que indican valores anormalmente elevados en la intensidad del campo y cambios direccionales rápidos durante el primer milenio antes de la Era Común en la región de Oriente Próximo. Esta anomalía es conocida como la LIAA, por las siglas en inglés de *Levantine Iron Age Anomaly*. Estos eventos anómalos del CMT han sido tratados en esta Tesis. Comprender cómo han surgido y evolucionado estas anomalías puede aportar una información valiosa sobre la estructura interna del planeta y la interacción entre el manto y el núcleo externo.

Debido al régimen de convección caótico en el núcleo externo no se puede predecir la evolución futura del campo geomagnético. Sin embargo, conocer más sobre las características de la SV en el pasado (PSV) y sus posibles patrones o tiempos característicos es clave para entender el funcionamiento del CMT pasado, actual y futuro. En este trabajo se analizan las variaciones del campo y del paleocampo a partir de reconstrucciones y paleorreconstrucciones geomagnéticas.

Para investigar el amplio espectro de la variabilidad del campo geomagnético es necesario tener información sobre su comportamiento en el pasado. Las medidas directas solo cubren unos 400 años, que no son suficientes

para estudiar las variaciones con tiempos característicos de miles de años. Es necesario, por tanto, recurrir al registro del campo geomagnético que quedó grabado en materiales que incluyen minerales con propiedades ferromagnéticas como sedimentos marinos o lacustres y rocas volcánicas (paleomagnetismo) o en el material arqueológico calentado (arqueomagnetismo). Estos materiales adquirieron una magnetización remanente en presencia de un antiguo campo magnético y permanecen magnéticamente grabados hasta que son sometidos a un proceso de desimanación en el laboratorio. A partir de diferentes técnicas puede extraerse del material información direccional y/o de intensidad del campo geomagnético en épocas anteriores al periodo instrumental.

No obstante, y a pesar de los esfuerzos realizados en las últimas décadas, hay que señalar que la distribución de datos paleomagnéticos y arqueomagnéticos no es homogénea en el planeta, lo que provoca una falta de información en algunas regiones, especialmente del hemisferio sur. Esta heterogeneidad en la distribución de datos del pasado del campo geomagnético no solo es espacial, sino que también es temporal. En el caso de los datos arqueomagnéticos un 95% se encuentra en el hemisferio norte y solo un 35% tiene edades anteriores a la Era Común (Brown *et al.*, 2021). Cuando se trabaja con reconstrucciones paleomagnéticas, deben tenerse en cuenta estas limitaciones, además de las propias incertidumbres del dato introducidas en el proceso de laboratorio y en su datación temporal.

Pese a las limitaciones mencionadas en el párrafo anterior, las reconstrucciones del campo geomagnético en el pasado son las herramientas más valiosas que se tienen hoy en día para estudiar el comportamiento del campo en el pasado ya sea a nivel regional o a nivel global. Las paleorreconstrucciones se construyen a partir de un proceso de inversión de los datos incluyendo matrices de regularización espacial y temporal que tratan de minimizar los problemas causados por la falta de homogeneidad en la distribución de los datos.

En esta Tesis se utilizan diferentes reconstrucciones paleomagnéticas y geomagnéticas para analizar la variabilidad temporal de origen interno del CMT desde las transiciones de polaridad hasta los *jerks* geomagnéticos. Con ellas como herramienta, se busca contestar preguntas clave en el estudio de las

variaciones del campo geomagnético que han motivado el desarrollo de esta Tesis. Entre ellas destacamos las siguientes: ¿Es la trayectoria seguida por el polo geomagnético virtual la mejor herramienta para describir el comportamiento del campo geomagnético durante una inversión de polaridad o durante una excursión?; ¿el comportamiento del dipolo excéntrico aporta algo nuevo en el estudio de las variaciones extremas del campo geomagnético?; ¿es consistente la trayectoria seguida por el dipolo excéntrico durante eventos extremos como las transiciones de polaridad o las anomalías geomagnéticas?; ¿pueden los modelos conceptuales sencillos ayudar a visualizar la geometría que subyace a los eventos extremos (por ejemplo, a partir de un anillo de dipolos ecuatoriales)?; ¿tiene la variación paleosecular durante el Holoceno (últimos 14.000 años) tiempos característicos?; ¿se pueden diferenciar distintos regímenes de fluctuación en la variación paleosecular del Holoceno?; ¿es posible utilizar modelos matemáticos simples para investigar los impulsos que ha experimentado el campo geomagnético durante el Holoceno?; ¿qué es un *jerk* arqueomagnético?; ¿son compatibles las diferentes definiciones de *jerk* arqueomagnético planteadas en la literatura?; ¿qué definición se ajusta mejor al fenómeno observado?; ¿hay otros eventos del campo geomagnético que presentan periodicidades similares a la de los *jerks* geomagnéticos?; ¿puede existir una relación entre los mecanismos subyacentes?

Esta Tesis pretende arrojar luz sobre todas estas preguntas relacionadas con las variaciones del campo geomagnético. Conocer cómo ha sido la evolución del CMT en el pasado es esencial para comprender mejor cómo podría ser su evolución futura, pero, además, es una fuente de información fundamental sobre la estructura de la Tierra. La relación entre la convección en el núcleo externo y el mantenimiento del campo geomagnético permite inferir órdenes de magnitud de conductividad, viscosidad y velocidades de flujo en el núcleo externo. También permite una mejor comprensión de la interacción manto-núcleo, puesto que la capa límite entre ambas regiones, el CMB, es fundamental para explicar las anomalías del campo geomagnético que se observan en superficie.

1.2. Objetivos

Para intentar dar respuesta a las preguntas planteadas en la sección anterior, se presentan a continuación los objetivos concretos propuestos en la Tesis Doctoral.

Objetivo 1: Estudiar las posibles ventajas del uso del dipolo excéntrico en el análisis de la última inversión de polaridad y de las últimas excursiones

El análisis de estos eventos extremos del campo geomagnético se realizará a partir de tres paleorreconstrucciones que cubren las épocas de ocurrencia de la última inversión de polaridad (Matuyama-Brunhes) y las últimas excursiones (Laschamp y Mono Lake). Se determinará la evolución del dipolo excéntrico y se comparará con un modelo conceptual desarrollado para este trabajo basado en 360 dipolos puntuales ecuatoriales en anillo (360-DRM). Con ello se pretende ahondar en el conocimiento de la geometría del campo durante las transiciones de polaridad y dar valor al dipolo excéntrico como herramienta de estudio en estos eventos frente al uso de los VGPs.

Objetivo 2: Determinar los periodos característicos de la SV en los últimos 10.000 años y diferenciar entre variaciones de larga y corta tendencia

Se realizará un análisis de frecuencias sobre la energía del campo geomagnético (total y de sus componentes) calculada a partir de seis paleorreconstrucciones que cubren diferentes intervalos temporales del Holoceno y de los últimos 30.000 años. Para ello se aplicarán tres técnicas ampliamente utilizadas en los análisis de frecuencias: la transformada de Fourier, el *Empirical Mode Decomposition* y el análisis de *wavelets*. Los resultados obtenidos permiten identificar variaciones de largo y corto periodo para la ventana de los últimos 10.000 años.

Objetivo 3: Reproducir las variaciones de larga tendencia del campo geomagnético con un modelo conceptual de “pulso-decaimiento”

Una vez definidas las series de variaciones de largo periodo en la intensidad del dipolo durante el Holoceno se reproducirán con un sencillo modelo conceptual basado en una exponencial decreciente (representante de la difusión del campo geomagnético) y una función pulso basada en una distribución normal

sesgada (representante de un mecanismo de refuerzo). Se buscará con este modelo conceptual identificar tiempos de difusión del dipolo y determinar cuál es el aporte del “pulso” o mecanismo de refuerzo que evita que el campo geomagnético tienda a desaparecer.

Objetivo 4: Determinar las características de las anomalías del campo geomagnético en los últimos milenios: LIAA y SAA

Se analizarán dos paleorreconstrucciones globales del campo geomagnético que abarcan la ocurrencia de la LIAA y la SAA y se emplearán las herramientas desarrolladas en esta Tesis para su análisis. Se buscará si existen periodos característicos que puedan estar asociados con la presencia de estas anomalías, se estudiará la evolución del dipolo excéntrico durante estos eventos y se reproducirán las anomalías con el modelo conceptual de 360 dipolos en anillo. Estos últimos apartados permitirán comparar la SAA con las transiciones de polaridad y con las excursiones.

Objetivo 5: Periodicidad de los *jerks* geomagnéticos y su relación con otros fenómenos del campo geomagnético

A partir de las herramientas de análisis frecuencial utilizadas en la Tesis, se realizará un estudio de la aceleración de la componente radial del campo geomagnético en el CMB donde se podrán identificar los *jerks* geomagnéticos. Los resultados se compararán con el ritmo de crecimiento de la expansión del área de la SAA ya que se observa cierto acuerdo entre ambos fenómenos, por lo que se discutirán los posibles procesos físicos comunes entre ambas características del campo geomagnético.

Objetivo 6: Investigar qué es un *jerk* arqueomagnético a partir de las diferentes definiciones propuestas en la literatura

Con la intención de acercarse a los *jerks* arqueomagnéticos (o *arqueojerks*) al nivel de entendimiento actual de los *jerks* geomagnéticos, se aplicarán las diferentes formas de identificar a los *arqueojerks* que se han propuesto en las últimas décadas a cuatro paleorreconstrucciones que abarcan el Holoceno: a partir de cambios bruscos de la curva de variación secular y del movimiento del polo geomagnético; a partir del máximo alejamiento del dipolo excéntrico al

centro de la Tierra; y a partir de los cambios en la deriva del campo geomagnético en el CMB. Los resultados de los diferentes criterios de identificación se compararán entre sí, señalando los principales impulsos del paleocampo.

1.3. Estructura de la Tesis

Esta Tesis está dividida en 10 Capítulos. El primero de ellos, que corresponde al presente Capítulo, es una introducción al tema con los motivos que han llevado a estudiar cada uno de los objetivos planteados.

A continuación, se encuentra el Capítulo 2 dedicado a presentar los fundamentos del campo geomagnético y los antecedentes y el estado actual del conocimiento sobre las variaciones del campo geomagnético que se abordan en esta Tesis.

El Capítulo 3 engloba las metodologías empleadas en la Tesis. Las expresiones utilizadas para la determinación del dipolo excéntrico, las técnicas empleadas para el análisis de frecuencias y otras herramientas utilizadas en el análisis de las variaciones del campo geomagnético.

Los Capítulos del 4 al 9 incluyen los resultados de este trabajo. En el Capítulo 4 se presentan los modelos conceptuales que se han desarrollado en la Tesis: el modelo pulso-decaimiento para explicar los crecimientos del campo dipolar durante el Holoceno y el modelo de 360 dipolos en anillo (360-DRM) que permite analizar la evolución del CMT durante las transiciones de polaridad, las excursiones y las principales anomalías geomagnéticas de los últimos milenios (la LIAA y la SAA). En el Capítulo 5 se analizan la última inversión de polaridad y las dos últimas excursiones a partir de la evolución del dipolo excéntrico calculado mediante las paleorreconstrucciones que cubren esos eventos. Los resultados se reproducen con el 360-DRM para conocer más sobre la geometría del CMT durante estos eventos. El Capítulo 6 incluye el análisis de frecuencias de las variaciones del CMT para los últimos 10.000 años mediante el uso de las tres técnicas de análisis de frecuencias seleccionadas. En el Capítulo 7 se hace uso de los resultados del Capítulo anterior para analizar en detalle las variaciones de largo periodo del campo dipolar axial en los últimos 10.000 años y su reproducción con el modelo pulso-decaimiento que permite evaluar los

mecanismos de difusión y refuerzo que tienen lugar. Además, el estudio se amplía a los últimos 30.000 años. En el Capítulo 8 se centra el estudio en las anomalías geomagnéticas de la LIAA y de la SAA a partir de dos paleorreconstrucciones que cubren su ocurrencia. Se analiza tanto el contenido en frecuencias en esos periodos como la evolución del dipolo excéntrico que se reproduce con el 360-DRM. Finalmente, en el Capítulo 9 se investigan las diferentes definiciones propuestas para los *jerks* arqueomagnéticos y se estudia la frecuencia de ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos en las últimas décadas y su relación con la SAA.

La Tesis finaliza con el Capítulo 10 donde se incluyen las Conclusiones de este trabajo y las Perspectivas Futuras, así como la lista de publicaciones a las que ha dado lugar esta Tesis.

Tabla 1.1. Esquema de la estructura de la Tesis Doctoral.

Capítulo	Objetivo	Contenido
1		Introducción
2		Fundamentos, Antecedentes y Estado Actual del Tema
3		Metodología empleada: <ul style="list-style-type: none"> - Expresiones del dipolo excéntrico - Técnicas de análisis de frecuencias - Otras herramientas utilizadas
4		Modelos conceptuales: <ul style="list-style-type: none"> - Pulso-decaimiento - 360-DRM
5	Objetivo 1	Inversiones y excursiones del CMT a partir del dipolo excéntrico. Reproducción con el 360-DRM
6	Objetivo 2	Análisis de frecuencias del CMT en los últimos 10.000 años
7	Objetivo 3	Variaciones de larga tendencia para los últimos 10.000 y 30.000 años y reproducción con el modelo pulso-decaimiento
8	Objetivo 4	Estudio de las anomalías geomagnéticas LIAA y SAA <ul style="list-style-type: none"> - Contenido en frecuencias - Dipolo excéntrico y reproducción con el 360-DRM
9	Objetivo 5 Objetivo 6	<i>Jerks</i> arqueomagnéticos y <i>jerks</i> geomagnéticos
10		Conclusiones, Perspectivas Futuras y Publicaciones relacionadas

Capítulo 2. Fundamentos, Antecedentes y Estado Actual del Tema

El estudio del CMT tanto en el pasado como en el presente es fundamental para la plena comprensión de la estructura y dinámica de nuestro planeta. En este Capítulo se resumen las principales características del campo geomagnético, haciendo hincapié en aquellas que se abordan en esta Tesis Doctoral.

2.1. Introducción al Campo Magnético Terrestre. Fundamentos

En esta sección se presenta una breve introducción al campo geomagnético, sus fuentes, su descripción matemática y su variabilidad temporal. También se recogen las bases de los estudios paleomagnéticos y arqueomagnéticos que permiten conocer la evolución del campo geomagnético en el pasado. Se presentan, además, las principales reconstrucciones paleomagnéticas utilizadas en esta Tesis que permiten analizar las variaciones más importantes del campo geomagnético en el pasado.

2.1.1. Fuentes del Campo Geomagnético

El CMT se constituye a partir de varias fuentes siendo la principal y más importante la convección de metales en forma iónica en el núcleo externo. Esta región del planeta se encuentra a una profundidad entre 2.900 km y 5.100 km (3.480 km de radio) entre el manto, y el núcleo interno. La superficie de separación entre el núcleo interno y el externo es el ICB (del inglés *Inner Core Boundary*), mientras que el CMB es la separación entre el núcleo externo y el manto. Al campo magnético originado en el núcleo externo se le denomina

“Campo Principal”, y tiene un valor relativamente bajo en la superficie terrestre, del orden de los 10^4 nanoteslas (nT).

El material en el núcleo externo se encuentra en estado fluido con una composición basada en metales pesados, principalmente hierro y níquel (Merrill *et al.*, 1996). Debido a los contrastes de temperatura entre el núcleo interno y el manto, a la alta conductividad del fluido y a la rotación terrestre, en el núcleo externo se generan corrientes de convección que mueven las cargas (iones de metales pesados) generando un campo magnético. Aunque el problema no es lineal y las turbulencias juegan un papel importante en el mantenimiento del campo geomagnético, de forma genérica se puede decir que la convección se organiza según el Teorema de Proudman-Taylor en columnas paralelas al eje de rotación. El fluido asciende o desciende por las columnas trazando espirales y describiendo un movimiento geostrófico (cuasi bidimensional). Las columnas de convección se encuentran rodeando al núcleo interno, en la región exterior al cilindro tangente (cilindro con mismo radio que el núcleo interno, ver Figura 2.1).

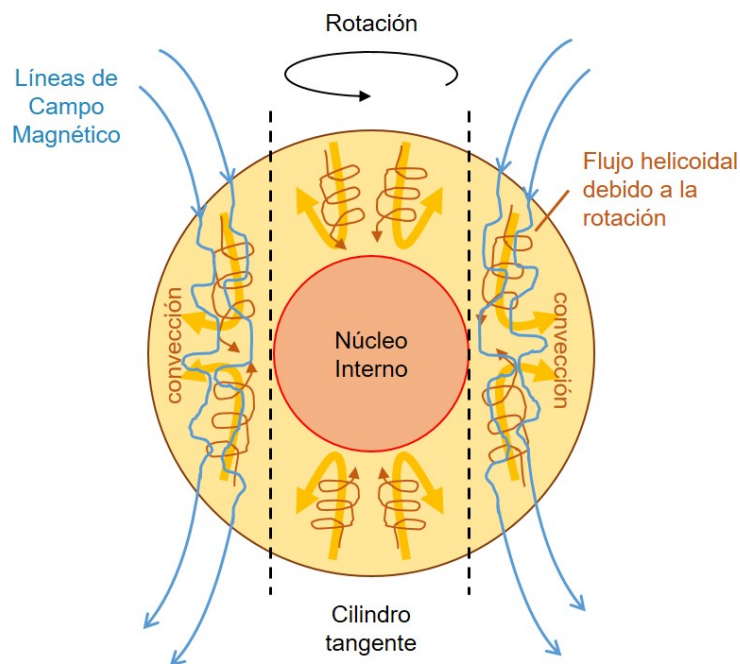
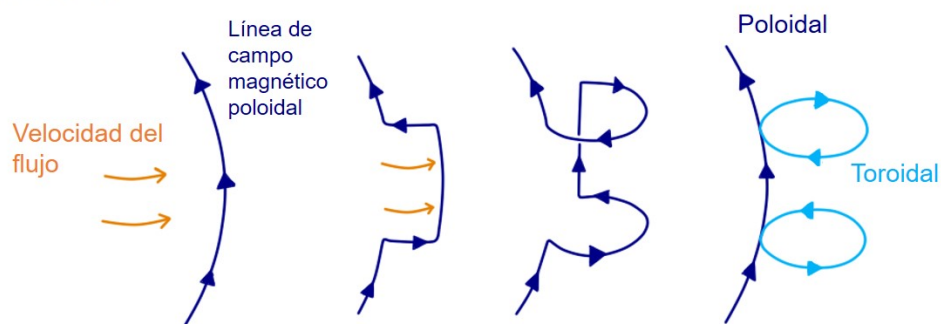


Figura 2.1. Esquema simplificado del régimen de convección (líneas naranjas) en el núcleo externo de la Tierra que genera el campo geomagnético. Las líneas azules representan las líneas de campo geomagnético. En la figura se indica también la localización del cilindro tangente (líneas discontinuas negras) y el núcleo interno (círculo rojo).

Como el núcleo externo es un buen conductor, las líneas de campo son arrastradas por el movimiento del fluido (aproximación de flujo congelado) y distorsionadas por los efectos α y ω (Figura 2.2). Ambos efectos son necesarios para el mantenimiento del campo geomagnético ya que generan las componentes poloidal y toroidal del campo. El término poloidal es el que se observa en superficie, mientras que el término toroidal, que está confinado en el núcleo, es necesario para explicar el mantenimiento del CMT. El campo toroidal es la componente peor definida porque no se puede acceder directamente a ella. El efecto ω (Figura 2.2a) genera campo toroidal a partir de la rotación diferencial en el núcleo que arrastra las líneas de campo poloidales (por la aproximación de flujo congelado). De forma contraria, el efecto α (Figura 2.2b) es el responsable de la generación de campo poloidal a partir del toroidal, donde por efectos de turbulencia y de ascensión del fluido del núcleo externo, el campo toroidal se deforma enroscándose, dando lugar a la componente poloidal (Merrill *et al.*, 1996).

a) Efecto ω



b) Efecto α

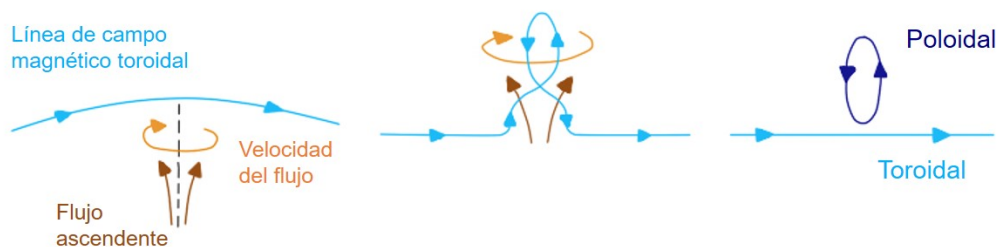


Figura 2.2. Representación esquemática del **a)** efecto ω y **b)** efecto α que explican la creación de campo toroidal (líneas azul claro) y poloidal (líneas azul oscuro), respectivamente, a partir de la interacción con el campo de velocidades del flujo (líneas naranjas y marrones). Adaptada de Merrill *et al.* (1996).

Esta interacción entre los campos de velocidades y el campo geomagnético es tal que se origina un mecanismo de tipo dinamo que mantiene el campo geomagnético (la geodinamo). Los modelos numéricos que resuelven las ecuaciones de la magnetohidrodinámica para simular la geodinamo son muy complejos y necesitan una fuerte potencia de cálculo. En los últimos años se han desarrollado importantes avances en los estudios de geodinamo pero aún existen muchos problemas por resolver (ver, por ejemplo, Wicht y Sanchez, 2019). Para más información sobre el origen y mantenimiento del campo principal consultar por ejemplo el Volumen 5 de *Treatise of Geophysics* (Schubert, 2015).

Aunque las principales fuentes de campo geomagnético se encuentren en el interior de la Tierra, el CMT también está constituido de otras fuentes tanto internas como externas. La existencia de materiales ferromagnéticos en la corteza terrestre (por encima de la isoterma de Curie), generan el denominado campo local. Por otra parte, el movimiento de partículas cargadas en la ionosfera y magnetosfera generan el campo externo. Y las corrientes inducidas en la corteza y manto originan los campos inducidos. Estas fuentes apenas representan un 1% de la intensidad del campo geomagnético total (Kono, 2015).

2.1.2. Desarrollo del campo geomagnético en armónicos esféricos

Un campo magnético en el vacío se describe a partir de las expresiones de Maxwell:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_q}{\varepsilon_0} \quad [2.1]$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad [2.2]$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad [2.3]$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad [2.4]$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico, ρ_q es la densidad de carga eléctrica, ε_0 es la permeabilidad eléctrica del vacío ($8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m), \mathbf{B} es la inducción magnética, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío ($4\pi \cdot 10^{-7}$ T·m/A), y \mathbf{J} es la densidad de corriente eléctrica. Estas expresiones se modifican ligeramente en presencia de materia (Merrill *et al.*, 1996). En la región comprendida entre la superficie

terrestre y la ionosfera no hay fuentes de campo magnético, por lo que la ecuación [2.4] se reduce a:

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0. \quad [2.5]$$

De forma que \mathbf{B} se puede expresar como la divergencia de un potencial escalar:

$$\mathbf{B} = -\nabla \cdot V. \quad [2.6]$$

Si la expresión de \mathbf{B} según [2.6] se sustituye en la ecuación [2.2], aplicando las propiedades de divergencias y rotacionales, se obtiene la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 V = 0. \quad [2.7]$$

En coordenadas esféricas (r, θ, λ) , siendo r la distancia radial desde el centro de coordenadas, θ la colatitud y λ la longitud, la resolución de [2.7] para el caso de la Tierra toma la forma de:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rV) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} = 0. \quad [2.8]$$

Que puede ser resuelta mediante el método de separación de variables como:

$$V(r, \theta, \lambda) = U(r)P(\theta)Q(\lambda). \quad [2.9]$$

Para una resolución más detallada consultar el sección 2.2 de Merrill *et al.* (1996). La solución general a la ecuación de Laplace es:

$$V(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \right) (a_n^m \cos(m\lambda) + b_n^m \sin(m\lambda)) P_{nm} \cos(\theta), \quad [2.10]$$

donde A_n , B_n , a_n^m y b_n^m son constantes, P_{nm} son los polinomios asociados de Legendre, n y m son el grado y el orden del desarrollo en armónicos, respectivamente. El desarrollo en armónicos esféricos del campo geomagnético permite, además, su separación en campo interno, V_{int} (el término A_n se hace cero dado que si no hay fuentes externas V debe hacerse cero en el infinito), y externo, V_{ext} (el término B_n se hace cero porque V debe ser finito para un $r = 0$, si no hay fuentes internas).

En geomagnetismo, esta solución se particulariza introduciendo el radio medio terrestre ($a = 6731.2$ km) para normalizar las distancias y cambiando los polinomios asociados de Legendre por los semi-normalizados de Schmidt, P_n^m (Chapman y Bartels, 1940). El resultado se muestra en la ecuación [2.11]. Los nuevos coeficientes ($g_n^m, h_n^m, G_n^m, H_n^m$) se denominan los “coeficientes de Gauss”, que tienen dimensiones de campo magnético. La expresión del potencial más utilizada en geomagnetismo distingue según las fuentes de campo internas (V_{int}) o externas (V_{ext}):

$$\begin{aligned}
 V(r, \theta, \lambda) &= V_{int}(r, \theta, \lambda) + V_{ext}(r, \theta, \lambda) \\
 V_{int}(r, \theta, \lambda) &= a \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \quad [2.11] \\
 V_{ext}(r, \theta, \lambda) &= a \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^n \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (G_n^m \cos m\lambda + H_n^m \sin m\lambda).
 \end{aligned}$$

Cuando se reconstruye el CMT, los coeficientes de Gauss se eligen para conseguir el mejor ajuste con el campo geomagnético \mathbf{B} . Los observables pueden ser las componentes cartesianas del campo X, Y, Z u otros elementos de un campo vectorial (Figura 2.3). En geomagnetismo el sistema cartesiano se elige de la siguiente manera: el eje X indica el norte geográfico, el eje Y está orientado al este geográfico y el eje Z al nadir, es decir, vertical en sentido hacia el centro de la Tierra. Aunque por tradición y desarrollo histórico, también se utilizan los elementos del campo, como el módulo del vector \mathbf{B} o intensidad de campo magnético (F); el ángulo que forma el campo con el plano horizontal llamado inclinación (I); y el ángulo que forma la proyección horizontal del vector campo (H) con el norte geográfico (conocido como la declinación, D).

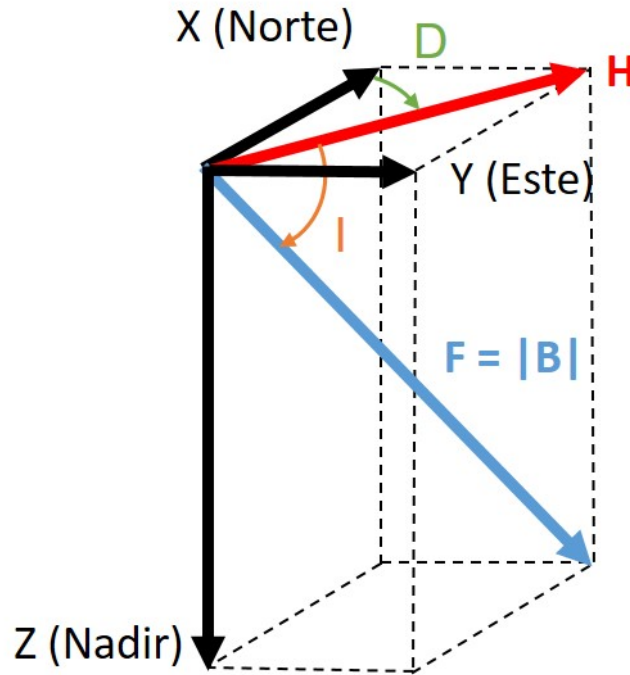


Figura 2.3. Componentes del vector campo geomagnético en el sistema cartesiano y su relación con los elementos magnéticos declinación (D), inclinación (I) e intensidad (F). El vector azul (B) representa el campo geomagnético y el vector rojo (H) es su proyección sobre el plano horizontal.

C.F. Gauss (1777-1855) calculó los primeros grados de estos coeficientes en 1839 (Glassmeier y Tsurutani, 2014) a partir de 83 valores de promedio anual de campo geomagnético seleccionados de los mapas de declinación, inclinación e intensidad disponibles en aquella época. Escogió puntos distribuidos por todo el planeta en intervalos regulares de 30° en longitud y en las latitudes 0° , 20° , 40° y 60° tanto norte como sur, demostrando que la fuente principal de campo geomagnético es de origen interno, puesto que G_n^m y H_n^m eran despreciables.

En la actualidad, se sigue utilizando el análisis en armónicos esféricos desarrollado por Gauss para describir el campo geomagnético, aunque la disponibilidad de datos en todo el planeta es actualmente muy grande gracias a las constelaciones de satélites equipados con magnetómetros y los datos que proporcionan observatorios geomagnéticos en tierra. Con estas observaciones, e incorporando las nuevas facilidades de computación disponibles, se realizan modelos del campo geomagnético principal, que aportan los valores de los coeficientes de Gauss y su evolución temporal. Uno de los más utilizado por la comunidad científica es el modelo de referencia del campo geomagnético, IGRF

(del inglés, *International Geomagnetic Reference Field*) publicado por la IAGA (*International Association of Geomagnetism and Aeronomy*) cada 5 años. El IGRF incluye los coeficientes de Gauss y su variación secular desde 1900 hasta la actualidad con un paso temporal de 5 años. Actualmente, se encuentra en la decimotercera generación, el IGRF-13 (Alken *et al.*, 2021).

Con estos modelos del campo geomagnético y la mayor disponibilidad y mejor distribución de datos, se ha observado que el campo de origen interno está bien resuelto hasta grado $n = 13$:

$$V_{principal}(r, \theta, \lambda) = a \sum_{n=1}^{13} \left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda). \quad [2.12]$$

En primera aproximación, el campo geomagnético se puede considerar como un dipolo geocéntrico inclinado (primer grado armónico del desarrollo). Ese primer término es el denominado campo dipolar, que representa el 90% del campo geomagnético en la superficie. Generalmente, se utiliza el momento dipolar, DM (del inglés *Dipole Moment*) para estudiar este término, ya que es proporcional a su intensidad. Cuando el momento dipolar se calcula en un único punto de la superficie de la Tierra se denomina momento dipolar virtual, VDM (del inglés, *Virtual Dipole Moment*). En la Figura 2.4 se representa el poder espectral (Capítulo 3 ecuación [3.4]) de cada grado armónico en superficie y en el CMB hasta grado $n = 13$ para el IGRF-13. Puede comprobarse la predominancia del término dipolar en superficie, mientras que en el CMB, a pesar de que el término dipolar también es el más importante, el resto de grados armónicos son relevantes también.

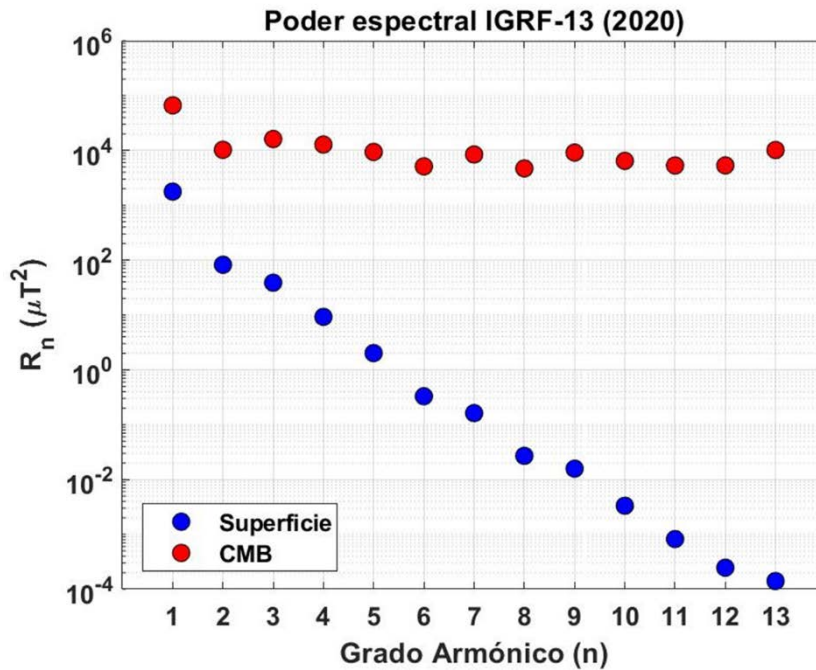


Figura 2.4. Poder espectral de cada grado armónico del campo geomagnético según el IGRF-13 (Alken et al., 2021) para el año 2020 en superficie (azul) y en el CMB (rojo).

Más recientemente, se han generado modelos de CMT que cubren ventanas temporales mucho más cortas pero que permiten estudiar en detalle más características del campo geomagnético (incluyendo otras fuentes de campo). De estos modelos, los más utilizados en la actualidad que utilizan datos de satélites y de observatorios son la familia de modelos CHAOS, cuya versión más actual es el CHAOS-7 (Finlay *et al.*, 2020) y sus actualizaciones. El CHAOS-7 recoge la evolución del CMT desde el 1999 a la actualidad basándose en los datos de las constelaciones satelitales de *Swarm*, *CHAMP*, *SAC-C* y *Ørsted* y en sus versiones más recientes incluyendo también datos del *CryoSat-2*.

2.1.3. El Campo Geomagnético en el pasado. Datos Paleomagnéticos y Arqueomagnéticos

La capacidad de los minerales ferromagnéticos de retener la información del campo magnético que actuó durante su formación o durante procesos termoquímicos posteriores, permite conocer el estado y evolución del CMT en el pasado. Para reconstruir el pasado del CMT es necesario conocer la edad en la que el campo geomagnético quedó grabado en los materiales geológicos y arqueológicos y que la estabilidad de los minerales magnéticos sea la adecuada. Esta es la base del paleomagnetismo (para más información, consultar, por

ejemplo, Butler, 1998). Los registros paleomagnéticos permiten determinar, por ejemplo, que el CMT tiene una edad aproximada de $4,2 \cdot 10^9$ años (Tarduno *et al.*, 2020).

Los minerales con propiedades ferromagnéticas presentes en las rocas orientan sus momentos magnéticos en presencia de un campo magnético, como es el CMT. La teoría de Néel (Néel, 1955), válida para granos de un solo dominio magnético (monodominio), permitió explicar la remanencia magnética presente en rocas ígneas.

El alineamiento promedio en torno al CMT de los momentos magnéticos ocurre entre la temperatura de Curie (por encima de la cual el mineral se comportaría como un paramagnético) y la temperatura de bloqueo. Por debajo de esa temperatura, la información magnética quedará grabada en el grano magnético y no variará a no ser que se someta a un nuevo calentamiento por encima de la temperatura de Curie o a un fuerte campo magnético. Este fenómeno se conoce como magnetización termorremanente, TRM del inglés *Thermoremanent Magnetization* (ver para más información, Butler, 1998) y se da en rocas ígneas pero también en estructuras y materiales arqueológicos que hayan sido sometidos a altas temperaturas como hornos, cerámicas, ladrillos, hogares, etc. El estudio de este tipo de materiales da lugar a la disciplina del arqueomagnetismo, que ha permitido obtener información importante y de buena calidad del campo geomagnético en los últimos milenios (ver, por ejemplo, Genevey *et al.*, 2008; Brown *et al.*, 2015).

Para recuperar la información magnética se somete al material a diferentes técnicas de laboratorio (ver, por ejemplo, Thellier y Thellier, 1959) de cuyo análisis puede extraerse la dirección del campo geomagnético (D , I) y la intensidad (F). En los casos en los que se sospeche que el material haya sufrido desplazamientos con respecto a la situación en la que adquirió la imanación, solo podrá determinarse la intensidad (paleointensidad).

El principal problema de los datos basados en la TRM es su distribución espacial y temporal. Por un lado, los registros volcánicos se encuentran en lugares muy limitados y en tiempos muy concretos, marcados por las regiones volcánicas y las erupciones que tuviesen lugar. Por otro lado, los registros

arqueomagnéticos están sesgados hacia el hemisferio norte donde hay una mayor investigación de yacimientos arqueológicos, especialmente en Europa (Korte *et al.*, 2018; Brown *et al.*, 2021).

Para compensar la falta de cobertura espacial y temporal de los datos termorremanentes, también se pueden utilizar registros sedimentarios. En este caso, el mecanismo de adquisición de la remanencia se basa en la alineación de las partículas magnéticas en presencia de un campo magnético durante el proceso de sedimentación o durante la reorganización de las partículas en el lecho marino, lacustre o fluvial antes de la compactación del sedimento (ver, por ejemplo, Egli y Zhao, 2015). La magnetización adquirida es la magnetización remanente deposicional (DRM, del inglés *Depositional Remanent Magnetization*) o post-deposicional (pDRM).

Los núcleos sedimentarios permiten un registro casi continuo de los valores del campo geomagnético. Sin embargo, la velocidad de sedimentación es un factor limitante ya que la adquisición de la remanencia magnética no es instantánea como en el caso de la TRM. Esto provoca que las variaciones temporales del campo geomagnético que se recuperan de este tipo de datos estén más suavizadas, impidiendo resolver variaciones rápidas. Además, los registros sedimentarios tienen varias limitaciones como posibles problemas en los valores de inclinación (*inclination shallowing*, Anson y Kodama, 1987) o que la imanación presenta un cierto retraso (Tauxe, 1993) o que solo pueden aportar paleointensidades relativas (ver, por ejemplo, Tarduno, 1990; Tauxe y Yamazaki, 2015). En algunos casos, la paleointensidad relativa se puede correlacionar y corregir a partir de los valores de paleointensidad absoluta obtenidos de registros termorremanentes coetáneos a los estratos sedimentarios (Turner *et al.*, 2015).

Los registros de campo geomagnético a partir de la TRM o la DRM son medidas indirectas, obtenidas en el laboratorio. Las medidas directas comienzan en los siglos XVI-XVII con el registro de la dirección del campo geomagnético en los diarios de bitácora de los navegantes durante las expediciones entre Europa y América y alrededor del planeta (ver, por ejemplo, Jonkers *et al.*, 2003). Sin embargo, las medidas directas de la intensidad de campo geomagnético no llegaron hasta 1833, cuando C.F. Gauss ideó el primer magnetómetro que medía intensidades absolutas. A partir de mediados del siglo XIX, Gauss junto con A.

von Humboldt (1769-1859) y Wilhem Weber (1804-1891) expandieron una red de observatorios magnéticos que registraban de forma continuada las componentes del vector del campo geomagnético (Udías, 2004), siendo las primeras medidas instrumentales de observatorio. Actualmente, se completan con el registro continuo que realizan las diferentes constelaciones de satélites dotadas de magnetómetros que orbitan alrededor del planeta, como se ha mencionado anteriormente.

El conjunto de medidas directas e indirectas del campo geomagnético se recogen y actualizan mediante la colaboración internacional en diferentes bases de datos. Algunas de las más utilizadas por la comunidad de paleomagnetismo son MagIC (<https://www2.earthref.org/MagIC>), GEOMAGIA50 (Brown *et al.*, 2015) y ArcheoInt (Genevey *et al.*, 2008).

2.1.4. Reconstrucciones Paleomagnéticas

A partir de las bases de datos paleomagnéticas y arqueomagnéticas se puede reconstruir el campo geomagnético en el pasado mediante modelos que utilizan la misma idea del desarrollo en armónicos esféricos que propuso Gauss en 1839. En el caso de los modelos globales de CMT se utiliza la técnica del análisis de armónicos esféricos sobre la esfera, SHA, del inglés *Spherical Harmonic Analysis*, mientras que para reconstrucciones regionales del campo geomagnético se utilizan casquetes esféricos, SCHA, del inglés *Spherical Cap Harmonic Analysis* (Haines, 1985). El resultado del modelo es un conjunto de coeficientes de Gauss hasta un grado máximo, escogido en el proceso de modelado, que reproduce el potencial del campo geomagnético según el desarrollo en armónicos esféricos.

Los primeros modelos del campo geomagnético en el pasado utilizaron datos históricos para reconstruir los últimos 400 años de su evolución. El primer modelo de campo geomagnético, el *ufm1*, alcanzó hasta 1840 (Bloxham y Jackson, 1992), año en el que se disponía tanto de la dirección como de la intensidad del campo por medidas directas. Posteriormente, Jackson *et al.* (2000) ampliaron el modelo (denominado *gufm1*) hasta 1590 aunque no disponían de valores de intensidad, por lo que extrapolaron el promedio de la derivada temporal del dipolo axial (g_1^0) entre 1850 y 1990, con un valor de 15

nT/año, para épocas anteriores al 1840. Más tarde, Gubbins *et al.* (2006) utilizando datos arqueomagnéticos recalculó el valor del g_1^0 y, finalmente Finlay (2008) introdujo datos de paleointensidad para los años entre 1590 y 1840 y evaluó a partir de la estadística Bayesiana qué variación del g_1^0 sería más probable que hubiese experimentado el campo geomagnético durante esa época, obteniendo un valor medio de 2,74 nT/año.

Para reconstruir el campo geomagnético más antiguo es necesario utilizar medidas indirectas obtenidas de materiales arqueológicos, coladas volcánicas y/o sedimentos.

Las paleorreconstrucciones abarcan diferentes ventanas temporales, desde los últimos milenios, todo el Holoceno, últimos millones de años o épocas en las que han ocurrido eventos del campo geomagnético de especial relevancia (como transiciones de polaridad o excursiones). Para las épocas más antiguas los datos disponibles son registros sedimentarios y limitados registros volcánicos. Cuanto más próximo a la actualidad existe una mayor disponibilidad de datos, ya que se incorporan los registros arqueomagnéticos.

La metodología matemática utilizada para la reconstrucción del CMT en el pasado ha ido mejorando y avanzando desde el 1998 con la primera paleorreconstrucción de Hongre *et al.* (1998). Las primeras paleorreconstrucciones mostraban la evolución en ventanas temporales discretas sin aportar una evolución continuada en el tiempo (por ejemplo, Hongre *et al.*, 1998; Constable *et al.*, 2000). En 2003, Korte y Constable (2003) publicaron la primera paleorreconstrucción que utilizaba una base de funciones *b-splines* cúbicos (De Boor, 2001) para lograr la continuidad temporal en los últimos 3.000 años. Estas funciones, $B(t)$, son polinomios cúbicos (grado 3) que permiten modelar la evolución temporal de los coeficientes de Gauss, g_n^m y h_n^m , de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}g_n^m(t) &= \sum_q^Q g_{n,q}^m B_q(t), \\h_n^m(t) &= \sum_q^Q h_{n,q}^m B_q(t),\end{aligned}\tag{2.13}$$

donde Q es el número de *b-splines* que se utilicen, que marca el número de nodos temporales seleccionados (*knot points* en inglés) y, por tanto, la resolución temporal de la paleorreconstrucción. De esta forma, los coeficientes de Gauss obtenidos en el modelo son una combinación lineal de los coeficientes de los polinomios *b-splines* que se definen por intervalos temporales (función definida a trozos).

Las medidas indirectas del campo geomagnético aportan su dirección (declinación e inclinación) y su intensidad. Al contrario que las coordenadas, X, Y, Z del vector campo magnético, estos valores no pueden ser expresados como una combinación lineal de los coeficientes de Gauss, por lo que se hace necesario relacionarlos mediante una función no lineal:

$$\mathbf{d} = f(\mathbf{m}) + \boldsymbol{\varepsilon}, \quad [2.14]$$

donde \mathbf{d} es el vector de datos (D, I, F), f la función que los relaciona con los coeficientes de Gauss buscados organizados en el vector \mathbf{m} , y $\boldsymbol{\varepsilon}$ es un vector que recoge las diferencias entre lo observado (datos) y el modelo que se está creando. La ecuación [2.14] se resuelve para obtener el vector \mathbf{m} mediante un proceso de inversión. Dependiendo de la técnica de modelado puede ser un ajuste iterativo por mínimos cuadrados a partir de una solución inicial escogida (ver, por ejemplo, Gubbins y Bloxham, 1985; Panovska *et al.*, 2015) o mediante un proceso iterativo bayesiano que busca el mejor ajuste a partir de unas determinadas condiciones de contorno (Leonhardt y Fabian, 2007; Arneitz *et al.*, 2019).

Por otro lado, debido a la distribución heterogénea de los datos tanto espacial como temporal, se hace necesario imponer una regularización al modelo. La regularización se hace en el espacio y en el tiempo. En primer lugar, la regularización espacial consiste en una minimización de la disipación Óhmica en el CMB, que a su vez minimiza la energía a esa profundidad permitiendo el estudio del CMT en esa región (Gubbins, 1975). En segundo lugar, la regularización temporal minimiza la segunda derivada del campo radial (componente $-Z$) en el CMB integrada para todo el intervalo del modelo, de manera que se fuerza a que las variaciones del campo geomagnético que reproduzca el modelo sean suaves. Ambas regularizaciones incluyen factores de

amortiguamiento que se escogen buscando el mejor compromiso entre el ajuste a los datos y la geometría del modelo, buscando que sea lo más realista posible.

Con el CALS3k.1 dio comienzo la familia de paleorreconstrucciones CALS (*Continuos Archeomagnetic and Lake Sediment model*) que utilizaban datos arqueomagnéticos, volcánicos y registros sedimentarios (Korte y Constable, 2003, 2005, 2011; Korte *et al.*, 2009a). El procedimiento que se sigue en estas paleorreconstrucciones es el más extendido en la actualidad para el modelado del campo geomagnético en el pasado. Se ha ido refinando con la incorporación de incertidumbres en los coeficientes de Gauss (Korte *et al.*, 2009a, 2011), incorporando solo datos termorremanentes, como el SHA.DIF.14k (Pavón-Carrasco *et al.*, 2014a), o dando un peso a los datos utilizados en función de su calidad, como hace la familia SHAWQ (Campuzano *et al.*, 2019; Osete *et al.*, 2020).

En esta Tesis se han seleccionado un total de diez paleorreconstrucciones globales (Tabla 2.1): seis para estudiar la variación paleosecular del campo geomagnético durante los últimos milenios, una paleorreconstrucción que abarca los últimos 100.000 años y tres paleorreconstrucciones que permiten estudiar el comportamiento del campo geomagnético durante la última inversión de polaridad y las últimas excursiones. La Tabla 2.1 resume las principales características de las paleorreconstrucciones usadas. A continuación se detalla brevemente algunas características de estas paleorreconstrucción. Para más información sobre cada una de ellas, se refiere al lector a la publicación original.

Capítulo 2. Fundamentos, Antecedentes y Estado Actual del Tema

Tabla 2.1. Resumen de las características de las paleorreconstrucciones globales utilizadas en esta Tesis. En “Tipo de dato” se utiliza “Sed.” para registros sedimentarios; “Volc.” para datos volcánicos; y “Arqueo.” para datos arqueomagnéticos. En “Validez temporal”, “ka” hace referencia a miles de años en el pasado. “Std Coef.” hace referencia a si la paleorreconstrucción incluye la incertidumbre (normalmente dada como una desviación estándar) para sus coeficientes de Gauss. En el caso del BIGMUDI4k es posible calcularlo con los datos que aportan los autores pero no está incluida en la publicación (se indica con “Sí*”)

Modelo	Validez temporal	Tipo de dato	Resolución temporal	N máximo	Std Coef.	Referencia
PREVIO AL HOLOCENO						
IMMAB4	(795 – 765) ka	Sed. / Volc.	~200 años	4	No	Leonhardt y Fabian (2007)
IMOLEe	(45 – 35) ka	Sed. / Volc.	Variable (2-100 años)	5	No	Leonhardt <i>et al.</i> (2009)
LSMOD.2	(50 – 30) ka	Sed. / Volc.	50 años	10	No	Korte <i>et al.</i> (2019)
GGF100k	Últimos 100 ka	Sed. / Volc. / Arqueo.	200 años	10	No	Panovska <i>et al.</i> (2018)
DURANTE EL HOLOCENO						
SHA.DIF.14k	12000 a.C. – 1900 d.C.	Volc. / Arqueo.	50 años	10	Sí	Pavón-Carrasco <i>et al.</i> (2014)
CALS10k.2	8000 a.C. – 2000 d.C.	Sed. / Volc. / Arqueo.	40 años	10	No	Constable <i>et al.</i> (2016)
CALS7k.2	5000 a.C. – 1950 d.C.	Sed. / Volc. / Arqueo.	~53 años	10	No	Korte y Constable (2005)
BIGMUDI4k	2000 a.C. – 2000 d.C.	Volc. / Arqueo. / Hist.	~27 años	8	Sí*	Arneitz <i>et al.</i> (2019)
SHAWQ2k	100 a.C. – 1900 d.C.	Volc. / Arqueo.	25 años	10	Sí	Campuzano <i>et al.</i> (2019)
SHAWQ-Iron Age	1300 a.C. – 0	Volc. / Arqueo.	25 años	10	Sí	Osete <i>et al.</i> (2020)

Las paleorreconstrucciones IMMAB4, IMOLEe y BIGMUDI4k utilizan la aproximación bayesiana en la elaboración del modelo. Realizan un proceso iterativo en el que parten de un modelo obtenido a partir de una selección de registros, en la siguiente iteración se compara el modelo inicial con un nuevo registro y se adapta el modelo, y así sucesivamente (para más detalles sobre este proceso se refiera al lector a Leonhardt y Fabian, 2007).

El IMMAB4 reconstruye el periodo temporal comprendido entre el 795 ka y el 765 ka en el que se produce la última inversión de campo geomagnético, la transición Matuyama-Brunhes (ver sección 2.2). La disponibilidad de datos de esa época es escasa, utilizando para la construcción del modelo 3 registros sedimentarios y 1 registro volcánico y, como registros adicionales para la iteración, otros 13 registros sedimentarios. El IMMAB4 se expande hasta grado armónico $n = 4$, con una resolución temporal variable en torno a los 200 años, siendo máxima en la mitad de la transición de polaridad. Es la primera paleorreconstrucción de calidad que analiza una transición de polaridad del campo geomagnético.

Por otro lado, la paleorreconstrucción IMOLEe fue desarrollada para analizar la excursión de Laschamp en torno al 41 ka (desde 45 ka a 35 ka). Utiliza la misma metodología que el IMMAB4, incorporando 5 registros sedimentarios y 1 registro volcánico para su construcción, con un grado máximo del desarrollo en armónicos esféricos de $n = 5$. La resolución temporal es variable (entre 2 y 100 años, aproximadamente) a lo largo de la ventana temporal que da una mayor densidad de nodos en torno a 41 ka para cubrir mejor la ocurrencia de la excursión que en los extremos temporales.

La última de las paleorreconstrucciones que utiliza la aproximación bayesiana es el modelo BIGMUDI4k, que abarca los últimos 4.000 años. Es la primera paleorreconstrucción que invierte de forma simultánea registros volcánicos, arqueomagnéticos e históricos, disponibles en la base de datos HISTMAG (Arneitz *et al.*, 2017a). Sobre los datos arqueomagnéticos y volcánicos más recientes se realizó un filtrado en función de la desviación que mostraban con los datos históricos (Arneitz *et al.*, 2017b), excluyendo un ~30% de los datos disponibles. El BIGMUDI4k tiene una expansión en armónicos hasta grado $n = 8$ y un paso temporal de ~27 años. No se fuerza a coincidir con el *gufm1* en los

últimos 400 años porque ya incorpora datos históricos, pero presenta una buena concordancia con él. En la publicación de este modelo se incluyen 500 conjuntos de coeficientes de Gauss, calculados siguiendo el mismo procedimiento que en IMMAB4 e IMOLEe, y un modelo final que se obtuvo como el valor medio. A partir de considerar la desviación estándar de esos 500 modelos se han determinado las incertidumbres de los coeficientes de Gauss usadas en esta Tesis.

El resto de paleorreconstrucciones utilizadas en esta Tesis realizan un proceso de inversión iterativo por ajuste de mínimos cuadrados en el que se imponen regularizaciones temporales y espaciales. Cada uno de ellos selecciona un método para la inversión y unos parámetros de amortiguamiento dentro de la regularización en función de la distribución de los datos. Se realiza una selección *a priori* de la geometría del campo geomagnético, generalmente se utiliza un modelo sencillo: un campo dipolar axial con un momento dipolar promedio. A partir de este modelo sencillo comienza el proceso iterativo de ajuste a los datos. Para todas estas paleorreconstrucciones el valor inicial elegido es $g_1^0 = -30 \mu\text{T}$.

El GGF100k es la paleorreconstrucción más extensa que se ha utilizado en este trabajo, abarcando los últimos 100.000 años. Hace uso de todos los posibles registros magnéticos, en su mayoría sedimentarios, excluyendo aquellos datos volcánicos y arqueomagnéticos cuya edad no se hubiese obtenido por métodos radiométricos. Al cubrir una ventana temporal tan amplia, la resolución temporal es la menor de todos los modelos utilizados, con nodos cada 200 años. En el desarrollo armónico se han incluido los coeficientes de Gauss hasta grado $n = 10$. Recientemente se ha publicado una versión actualizada de este modelo, el GGFSS70 (Panovska *et al.*, 2021), que solo utiliza una selección de 9 registros sedimentarios considerados de buena calidad. Sin embargo, la limitación en el número de datos provoca que la ventana temporal que abarca sea menor que la del GGF100k, limitándose al periodo entre 70 ka y 15 ka, que no incluye el Holoceno pero sí las excursiones de Laschamp (~41 ka) y Mono Lake (~34 ka). Por una cuestión de tiempo, esta versión actualizada del GGF100k no ha podido ser analizada en esta Tesis.

El modelo LSMOD.2 es otra paleorreconstrucción diseñada con el objetivo específico del estudio de las últimas excursiones del CMT. Desarrollada con el mismo proceso que el GGF100k pero con una selección de datos de mejor

calidad, el LSMOD.2 cubre 20.000 años, de 50 a 30 ka, incorporando 10 registros sedimentarios y 12 volcánicos. Solo uno de ellos se encuentra en el hemisferio sur ya que el resto no cumplían los estándares de calidad impuestos por los autores. Por ello, se debe ser conservador a la hora de analizar las variaciones del campo geomagnético en esa región según esta paleorreconstrucción. La resolución temporal es mucho mejor que en el GGF100k, con nodos cada 50 años y una expansión en armónicos hasta $n = 10$.

De la familia de las paleorreconstrucciones CALS, se han utilizado dos de ellas: el modelo CALS7k.2 y la más reciente que mayor tiempo abarca, el modelo CALS10k.2. El primero de ellos reproduce el campo geomagnético para los últimos 7.000 años, mientras que el segundo lo hace para los últimos 10.000 años. Ambos se expanden hasta el grado armónico $n = 10$, con una resolución temporal máxima de 40 años en el CALS10k.2 y de ~53 años en el CALS7k.2. A partir del año 1600 d.C. regulariza las variaciones de su modelo con las del *gufm1* (creado a partir de datos históricos e instrumentales). En ambos casos el uso de datos sedimentarios aporta un mayor número de datos direccionales que de paleointensidad, lo que provoca que haya una tendencia a reconstruir mejor las variaciones direccionales del campo geomagnético. La selección de los datos se hace en función de sus incertidumbres, considerando valores umbrales diferentes para la declinación, inclinación e intensidad. La incertidumbre temporal se tuvo en cuenta aumentando la propia incertidumbre direccional o de intensidad del dato.

El SHA.DIF.14k es también un modelo global que abarca en su totalidad el Holoceno ajustándose al *gufm1* en los últimos 400 años. Sin embargo, se diferencia del CALS10k.2 en que no incluye datos sedimentarios evitando el suavizado que generan al reconstruir las variaciones del campo geomagnético. En el SHA.DIF.14k se hace una selección de los datos eliminando aquellos considerados *outliers*, es decir, que difieren de un valor umbral establecido. En este caso, se eliminaron aquellos datos cuya incertidumbre fuera tres veces superior al promedio de las incertidumbres de todos los datos. Se eliminaron también los datos con incertidumbres en la datación superiores a 500 años (para los últimos 6.000 años) o 750 años (para épocas anteriores). El modelo SHA.DIF.14k aporta incertidumbres en los coeficientes de Gauss mediante un

método de *bootstrapping*. Este procedimiento consiste en la realización de un número alto de modelos para los que en cada uno de ellos se han perturbado ligeramente los datos de entrada según su incertidumbre. De todos los modelos realizados se obtiene un valor medio (el modelo final) y una desviación estándar que representa la incertidumbre de los coeficientes de Gauss. El modelo se desarrolla hasta grado armónico $n = 10$ y su paso temporal es de 50 años.

Finalmente, se ha trabajado también con la familia de paleorreconstrucciones *SHAWQ* (Campuzano *et al.*, 2019; Osete *et al.*, 2020). Reciben ese nombre por utilizar el análisis en armónicos esféricos (*SHA*) y realizar un pesado de calidad de los datos utilizados (*WQ: Weighting Quality*). Utilizan exclusivamente datos basados en la TRM (arqueomagnéticos y volcánicos). Los datos que se incluyen en el proceso de modelado se clasifican en función de: 1) el tipo estudio realizado en el laboratorio para obtener la información magnética (que afecta principalmente a la paleointensidad); y 2) el número de especímenes utilizados para calcular el valor promedio. Sobre esa clasificación, y teniendo en cuenta sus incertidumbres, se les añade un mayor peso en el proceso de modelado a aquellos datos que se consideren de calidad (10 alta calidad; 1 baja calidad). Además, se realiza un filtrado de los *outliers* siguiendo lo explicado en el modelo *SHA.DIF.14k* y se eliminan los datos con incertidumbres temporales superiores o iguales a 250 años. Al añadir un pesado a los datos de alta calidad, el modelo tiende ajustarse mejor a esos valores frente a otros de peor calidad que también son incorporados en el proceso de modelado. La reconstrucción *SHAWQ2k*, no regulariza con el *gufm1* en los últimos 400 años como sí hacen los modelos *SHA.DIF.14k* y el *CALS10k.2*. Las dos paleorreconstrucciones de la familia *SHAWQ* utilizadas en esta Tesis proporcionan los coeficientes de Gauss hasta $n = 10$ junto con su incertidumbre, siguiendo el mismo proceso explicado en el *SHA.DIF.14k*. Para la familia *SHAWQ* el paso temporal es de 25 años.

Estas paleorreconstrucciones son una selección de todas las disponibles actualmente. Solo se ha trabajado con paleorreconstrucciones globales, que han sido escogidas en función de su extensión temporal, por ser las más actualizadas y por utilizar diferentes criterios de elección de las bases de datos. Otras paleorreconstrucciones globales a destacar son: la familia *pfm9k.** de Nilsson *et*

al. (2014) para los últimos 9.000 años; para los últimos 3.000 años la familia de A^*_FM de Licht *et al.* (2013); otros modelos que cubren el Holoceno como la familia HFM (Panovska *et al.*, 2015; Constable *et al.*, 2016); para el periodo histórico entre 1400 d.C. y 1900 d.C. el modelo BIGMUDIH.1 de Arneitz *et al.* (2021); además del resto de paleorreconstrucciones pertenecientes a la familia CALS (Korte y Constable, 2003, 2005, 2011; Korte *et al.*, 2009a).

2.2. Inversiones y excursiones del Campo Geomagnético

Los registros paleomagnéticos han permitido conocer que la polaridad del campo geomagnético no ha sido siempre igual a la actual. Las primeras observaciones de este fenómeno fueron realizadas por David (1904) y Brunhes (1906) en coladas volcánicas que presentaban una magnetización remanente de sentido opuesto al campo geomagnético actual. Posteriores estudios paleomagnéticos y la posibilidad de datar radiométricamente las rocas dio lugar de forma paulatina a la creación de una escala de tiempo de polaridad geomagnética, GPTS, del inglés *Geomagnetic Polarity Timescale* (Figura 2.5). La propuesta aceptada para los últimos 5 millones de años es la de Cande y Kent (1995), por la cual los últimos cronos magnéticos son (Figura 2.5b): Brunhes (polaridad normal, comenzó hace $\sim 0,78$ Ma y se mantiene hasta la actualidad); Matuyama (polaridad invertida, entre 0,8 y 2,6 Ma); Gauss (polaridad normal, entre 2,6 Ma y 3,3 Ma) y Gilbert (polaridad invertida, desde los 5 Ma hasta los 3,3 Ma). La escala de inversiones del CMT es continua para los últimos ~ 160 millones de años gracias al registro que proporcionan las anomalías magnéticas oceánicas, que se explican por la TRM adquirida durante la creación de nueva corteza oceánica (Gee y Kent, 2015). La extensión de la escala de inversiones del campo geomagnético hacia periodos anteriores se realiza a partir de estudios magnetoestratigráficos en secuencias sedimentarias bien controladas estratigráficamente (ver, por ejemplo, Osete *et al.*, 2007; Gradstein *et al.*, 2020).

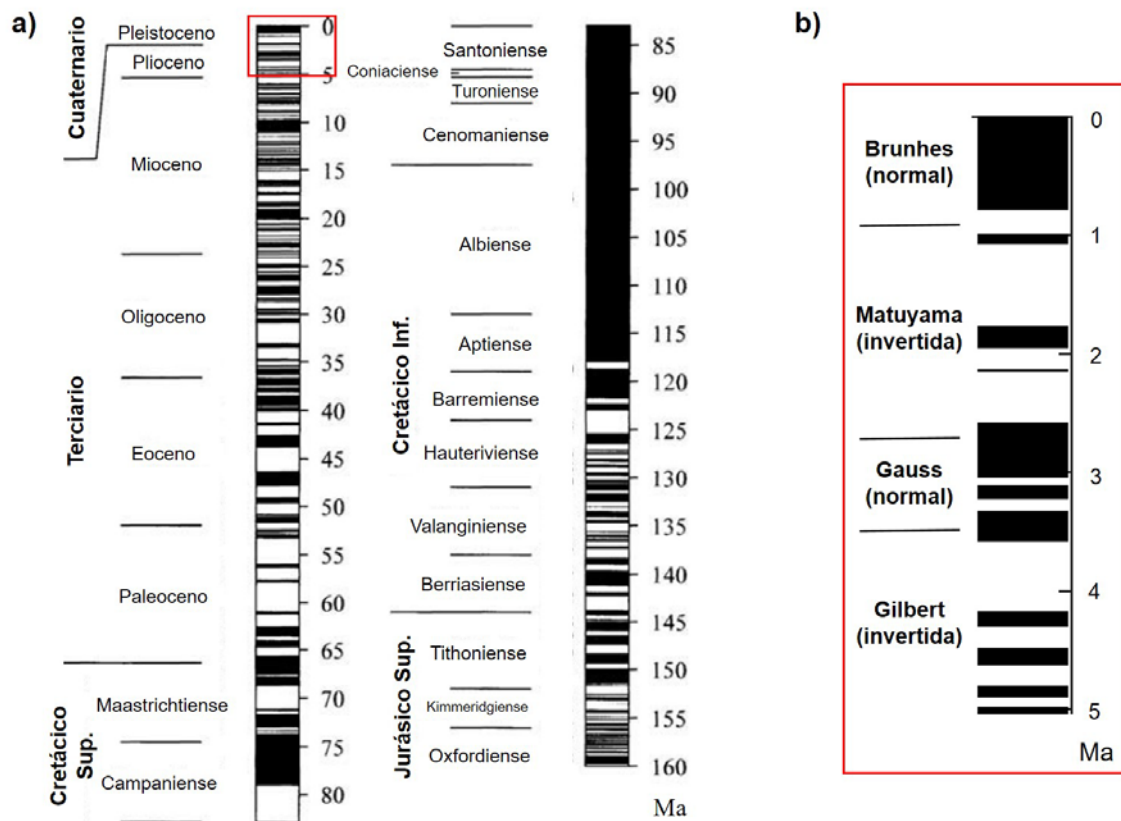


Figura 2.5. a) Escala de tiempo de polaridad geomagnética (GPTS) para los últimos 160 millones de años (Ma). Adaptada de Merrill et al. (1996). **b)** Detalle de los últimos 5 millones de años indicando el nombre de los cronos magnéticos con su polaridad entre paréntesis.

La polaridad actual se denomina “normal”, y es en la que el polo norte magnético se encuentra en el sur geográfico. La inversa se denomina “polaridad invertida”. Inicialmente, se propuso que los cambios de polaridad ocurrían con una periodicidad concreta de en torno al millón de años (Cox *et al.*, 1963), pero esta hipótesis se descartó tras la obtención de nuevos registros que mostraban que habían ocurrido largos periodos temporales sin cambios de polaridad (supercronos). Por ejemplo, durante el Cretácico se observa un periodo de en torno a los 40 millones de años (83 -120,6 Ma) en los que la polaridad normal fue estable. Los registros actuales no señalan que haya una polaridad dominante frente a la otra (Opdyke y Channell, 1996).

Durante una transición de polaridad los datos paleomagnéticos indican grandes cambios direccionales. La herramienta que se ha utilizado hasta el momento para estudiar el campo transicional es la trayectoria seguida por los VGP. El VGP indica la localización del polo geomagnético (es decir, de un

campo dipolar equivalente) que se observa desde una posición geográfica concreta (donde se encuentra el dato paleomagnético). Durante la transición el campo dipolar pierde relevancia frente a los términos no dipolares (Figura 2.6). Globalmente, se observa el decrecimiento en la intensidad del campo geomagnético varios miles de años antes de la transición, alcanzando reducciones de en torno al 25% de su valor pre-transición en la mitad del proceso (Merrill *et al.*, 1996). Después del mínimo la recuperación del campo geomagnético se produce de forma mucho más rápida que su caída (Valet *et al.*, 2005).

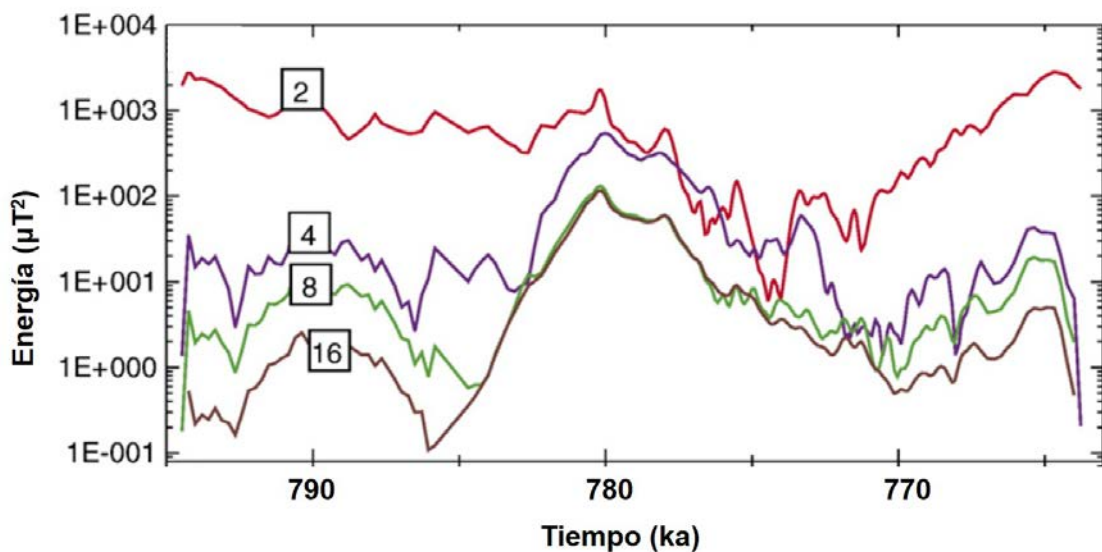


Figura 2.6. Evolución de la energía de las componentes del campo geomagnético en la superficie terrestre durante la transición de polaridad Matuyama-Brunhes según la paleorreconstrucción IMMAB4: el dipolo (2, rojo); el cuadrupolo (4, morado); el octupolo (8, verde) y el hexadecupolo (16, marrón). Adaptada de Leonhardt y Fabian (2007).

En la última transición de polaridad, hace ~780 mil años (ka) y denominada Matuyama-Brunhes, se ha observado a partir de diferentes registros que las trayectorias de los VGPs siguieron dos caminos preferentes: por el continente americano y su antipodal por el este del continente asiático (ver, por ejemplo, Laj *et al.*, 1991; Caminha-Maciel y Ernesto, 2020). Laj *et al.* (1991) identificó esta geometría (Figura 2.7) en los registros de varias transiciones de polaridad (~1,8 Ma, ~6,5 Ma y ~11 Ma) y en la excursión de Blake (~115-120 ka). Estas regiones coinciden con provincias de alta velocidad sísmica en el CMB (Figura 2.8).

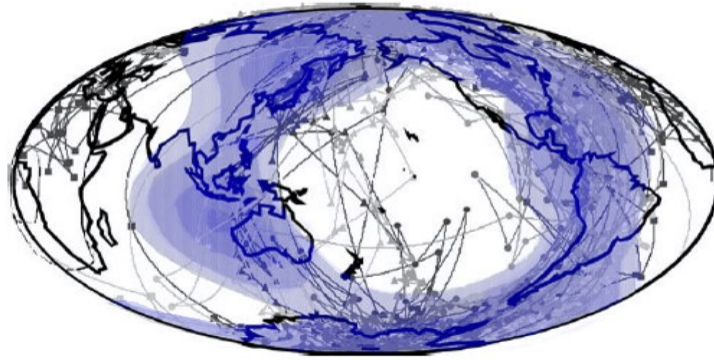


Figura 2.7. Caminos preferentes de los VGPs según registros sedimentarios estudiados por Laj et al. (1991) para varias transiciones de polaridad (~1,8 Ma, ~6,5 Ma y ~11 Ma) y la excursión de Blake (115-120 ka). Las zonas azules se corresponden con regiones de mayor velocidad sísmica en el manto inferior. Adaptada de Gubbins y Herrero-Bervera (2007).

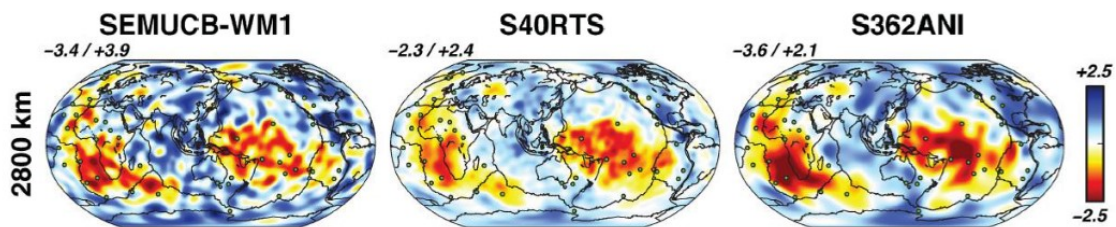


Figura 2.8. Variaciones globales de la velocidad de las ondas S en el manto inferior (a una profundidad de 2.800 km) con respecto al modelo PREM (Dziewonski y Anderson, 1981) según los modelos de tomografía sísmica SEMUCB-WM1 (French y Romanowicz, 2014), S40RTS (Ritsema et al., 2011) y S362ANI (Kustowski et al., 2008). En rojo se indican las regiones con velocidad inferior y en azul las regiones con velocidad superior respecto al PREM. Para más información sobre estos modelos se refiere al lector a las referencias citadas. Adaptada de (French y Romanowicz, 2014).

Se han propuesto varias teorías que relacionan las provincias sísmicas en el CMB con la geometría del campo, por ejemplo asociado a los cambios de conductividad en el manto inferior (Costin y Buffet, 2004), o con una mayor generación de parches de flujo de campo geomagnético (Gubbins y Coe, 1993), o por el efecto del flujo de calor en el mantenimiento del CMT (Gubbins y Sarson, 1994). Sin embargo, esta teoría está en debate ya que no en todos los eventos de transiciones de polaridad se observa el mismo patrón y se ha puesto en duda la calidad de los sedimentos con los que se realizaron los estudios (ver, por ejemplo, Langereis et al., 1992; Valet et al., 2016). Además, los VGPs podrían

no ser una buena aproximación para estudiar estos eventos, ya que representan el polo de un campo dipolar cuando el término dipolar colapsa teniendo más relevancia los términos no dipolares.

Para considerar que la inversión de polaridad es estable, deben pasar al menos entre 1.000 y 10.000 años en los que el término g_1^0 , el equivalente a un campo dipolar axial, mantenga su signo cambiado. Los registros magnéticos indican que han ocurrido otro tipo de eventos, denominados excursiones, en los que la dirección de los VGP se desvía a latitudes cercanas al ecuador (menores en valor absoluto a 45°) y la intensidad del campo geomagnético disminuye, e incluso la polaridad puede llegar a invertirse completamente, pero el cambio de polaridad se revierte (Gubbins, 1999). A estos eventos se los denomina excursiones geomagnéticas. Durante la polaridad actual, la época de Brunhes, se han registrado al menos 7 excursiones correctamente documentadas a partir de sedimentos (Laj y Channell, 2015). Las excursiones más recientes tuvieron lugar hace ~ 34 ka, Mono Lake, y ~ 41 ka, Laschamp.

Tanto el proceso de inversión de polaridad como el de excursión no se comprenden en su totalidad. La fuerte disminución en la intensidad del dipolo observada podría venir provocada por el colapso de las células de convección. Este colapso podría venir dado por una inestabilidad que las hace disminuir y evolucionar hacia un régimen de convección de polaridad contraria (Olson *et al.*, 2011), o bien que las columnas convectivas dejan de ser simétricas con respecto al eje de rotación (por el Teorema de Proudman-Taylor) debido a una inestabilidad que asciende desde el ICB (Aubert *et al.*, 2008a).

Según algunos estudios de simulaciones numéricas de geodinamo, para que la inversión se desarrolle el cambio de polaridad debe hacerse efectivo en el núcleo interno. Si esto no ocurre, la nueva polaridad sería inestable (ver, por ejemplo, Amit *et al.*, 2010b). Esto ha dado lugar a que algunos autores señalen que las excursiones pueden ser consideradas inversiones de polaridad abortadas (ver, por ejemplo, Cox *et al.*, 1975; Hoffman, 1981; Valet *et al.*, 2008).

Lo que sí parece determinante en ambos casos es la aparición de parches de flujo inversos, RFPs (*Reversed Flux Patches*) en el CMB y su posterior crecimiento o desaparición. Estos parches son regiones del CMB donde la

polaridad del campo radial es contraria a la que le correspondería por latitud según el campo dipolar. Con la polaridad actual, el campo radial en el hemisferio norte es de signo negativo (las líneas de campo entran al interior de la Tierra y por tanto, van en contra de la dirección radial), mientras que en el hemisferio sur el signo del campo radial es positivo (las líneas de campo salen de la Tierra siguiendo la dirección radial). La generación de los RFPs está relacionada con estructuras del campo toroidal que ascienden desde el núcleo externo e interactúan con el CMB (Wicht y Olson, 2004; Aubert *et al.*, 2008b; Olson *et al.*, 2009).

2.3. Anomalías del Campo Geomagnético en los últimos milenios

A las singularidades más importantes del campo geomagnético se las denomina anomalías del CMT. Estas anomalías están asociadas a patrones no dipolares del campo geomagnético. En las regiones afectadas se registran valores de intensidad del campo inusualmente altos o bajos con respecto al campo medio dipolar.

Las dos anomalías más importantes del CMT durante los últimos milenios son la anomalía del Atlántico Sur (SAA, del inglés *South Atlantic Anomaly*, también conocida como SAMA de *South Atlantic Magnetic Anomaly*) y la Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo, (LIAA, del inglés *Levantine Iron Age Anomaly*).

2.3.1. La Anomalía del Atlántico Sur

Actualmente, la intensidad de campo geomagnético está decreciendo globalmente. Desde el inicio de la toma de medidas directas de campo geomagnético, en 1840 d.C., se ha registrado una caída en la intensidad del dipolo axial de 16 nT/año (Finlay *et al.*, 2016). Las reconstrucciones del CMT, como el SHAWQ2k (Campuzano *et al.*, 2019), muestran para los últimos 2.000 años que este decrecimiento está presente desde el año 50 d.C. (Figura 2.9).

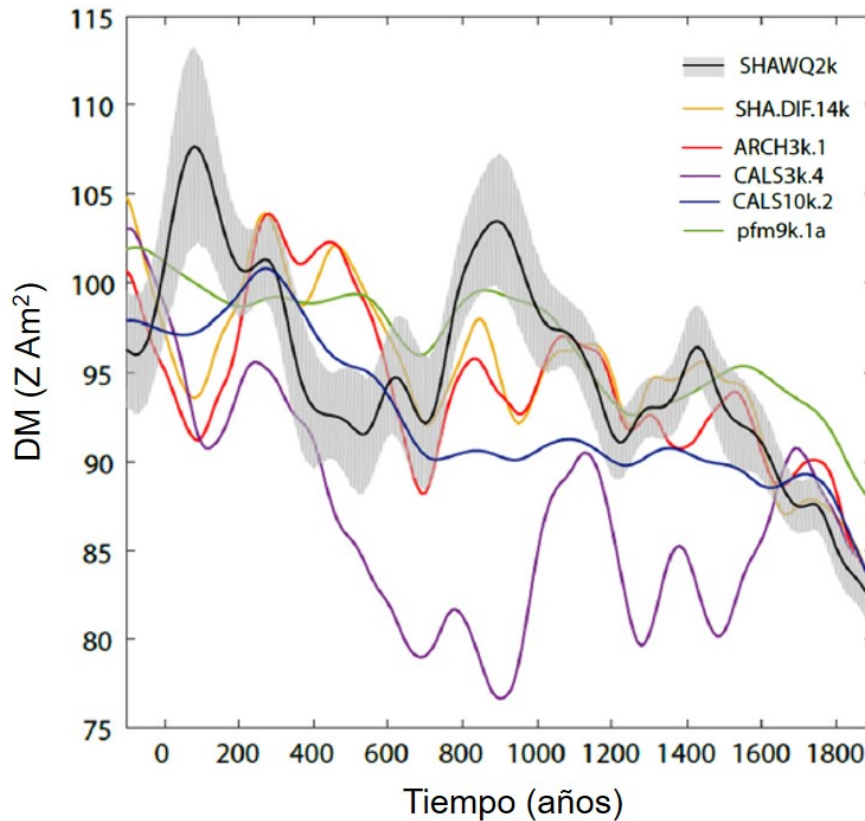


Figura 2.9. Evolución del momento dipolar (DM) según diferentes paleorreconstrucciones (ver leyenda en la figura) para los últimos 2.000 años. Adaptada de Campuzano et al. (2019).

Esta tendencia podría estar relacionada con la presencia de una región con valores anormalmente bajos de intensidad de campo geomagnético en el sur del océano Atlántico, la SAA, cuyo origen se encuentra en dos parches de flujo invertido, RFPs, en el CMB (Figura 2.10b), uno bajo la región sudafricana que en los últimos años se está reforzando y otro bajo Sudamérica (Gubbins *et al.*, 2006; Finlay *et al.*, 2016; Pavón-Carrasco y De Santis, 2016; Terra-Nova *et al.*, 2017; Campuzano *et al.*, 2019; Amit *et al.*, 2021). Una de las formas de estudiar la SAA es a través de su extensión en superficie. En De Santis et al. (2012) se delimita por la isolínea de intensidad igual a 32.000 nT (línea blanca en la Figura 2.10a), abarcando longitudes desde los 40°E hasta los 160°W y latitudes entre los 15°S y los 45°S, aproximadamente, con su centro sobre Brasil. Se han planteado otras maneras de delimitar su extensión como la propuesta por Amit *et al.* (2021) que considera un valor umbral dependiente del valor del dipolo axial. Independientemente de la definición para su extensión, en las últimas décadas

ha continuado expandiéndose hacia el Pacífico, con un desplazamiento hacia el oeste de su valor mínimo de 0,18%/año (Pavón-Carrasco y De Santis, 2016).

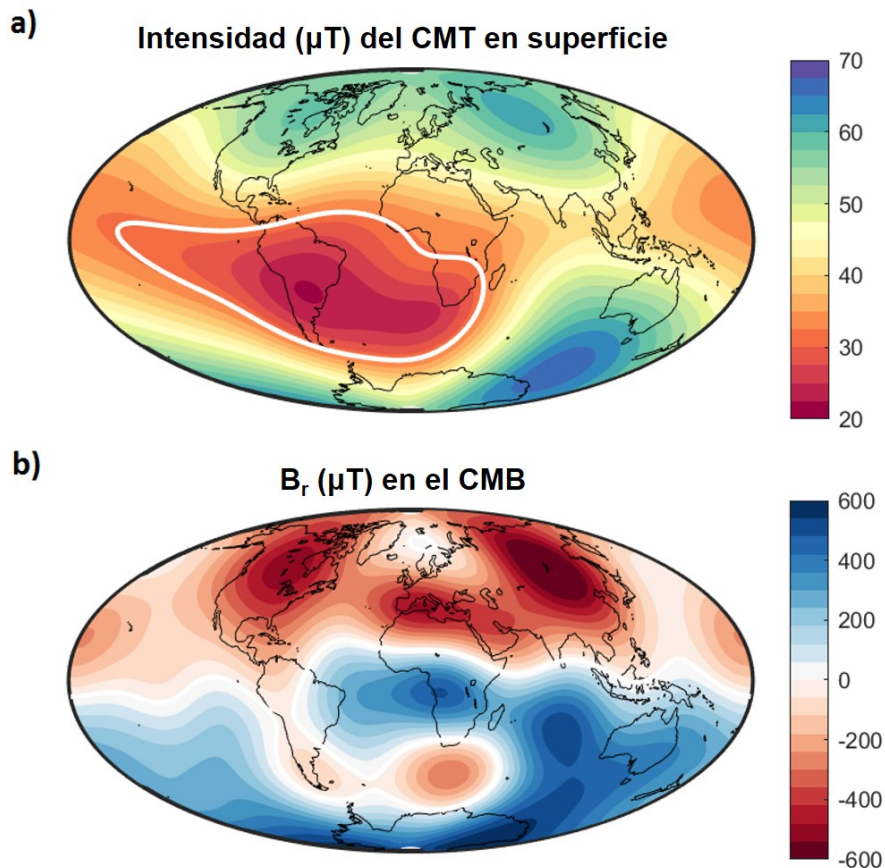


Figura 2.10. **a)** Intensidad del campo geomagnético en superficie (calculada hasta $n = 13$) y **b)** campo radial (hasta $n = 6$) en el CMB, para el 1 de enero de 2020 según el modelo geomagnético CHAOS-7.2. En **a)** se indica con línea blanca la isolínea de 32.000 nT que define la SAA según De Santis et al. (2012). Adaptada de Campuzano et al. (2021).

Debido a que una disminución de la intensidad del CMT prolongada en el tiempo es una característica propia de las transiciones de polaridad, la SAA se ha considerado como un posible precursor de un futuro evento de cambio de polaridad (ver, por ejemplo, De Santis *et al.*, 2013; Pavón-Carrasco y De Santis, 2016). No obstante, los valores de intensidad del CMT actuales están lejos de encontrarse en el orden de magnitud previo a una transición de polaridad (Brown *et al.*, 2018) y se han alcanzado valores más bajos que los actuales en los últimos 10.000 años de los que el campo geomagnético se ha recuperado (ver Capítulo 6 de esta Tesis, Figura 6.1). Además, estudios recientes plantean que la SAA es una anomalía recurrente del campo geomagnético (Shah *et al.*, 2016; Trindade *et al.*, 2018; Engbers *et al.*, 2020; Nilsson *et al.*, 2022;), con una periodicidad de

~1.300 años (Nilsson *et al.*, 2022) y en ninguno de los casos estudiados dio lugar a transiciones de polaridad tras su aparición.

La persistencia de las anomalías de baja intensidad que aparecen en esa región podría estar relacionada con la morfología del CMB y el patrón del flujo térmico (Gubbins, 2003). Tarduno *et al.* (2015) propusieron un mecanismo que explicaba la mayor facilidad de generación de RFPs en esa zona relacionado con la provincia de baja velocidad sísmica presente en el CMB bajo Sudáfrica: en el límite de esas provincias sísmicas el campo toroidal que asciende es más propenso a perturbarse dando lugar a estructuras de pequeña escala capaces de revertir la polaridad en esa región. Las provincias de baja velocidad sísmica se relacionan, en primera aproximación, con un material más caliente (Amit *et al.*, 2015; Hernlund y McNamara, 2015) por lo que la diferencia de calor entre núcleo externo y manto sería menor, dando un flujo de calor más bajo en la región (Figura 2.11). En esas circunstancias las líneas de campo magnético se dispersarían dando lugar a un campo geomagnético más débil o incluso invertido (Terra-Nova *et al.*, 2016). Esto es coherente con los resultados de los modelos de geodinamo que atribuyen una mayor importancia al patrón de flujo de calor en el CMB que a su topografía (Terra-Nova *et al.*, 2019).

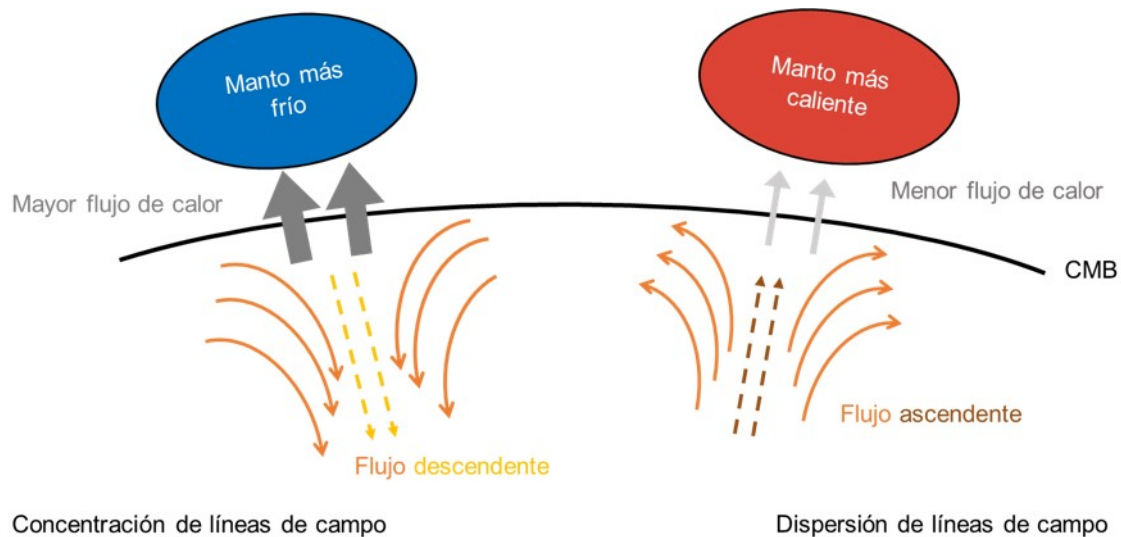


Figura 2.11. Representación esquemática de la relación entre flujo de calor en el CMB y la concentración (izquierda) o dispersión (derecha) de líneas de campo geomagnético que generan un campo geomagnético más fuerte o más débil (incluso invertido), respectivamente. Adaptada de Terra-Nova *et al.* (2019).

Según Campuzano et al. (2019) la presencia de la SAA en el CMB se identifica a partir del año 950 d.C. aproximadamente, algo anterior a la propuesta inicial de Tarduno et al. (2015) que situaba su origen en torno al año 1300 d.C. El modelo que desarrollaron (Campuzano *et al.*, 2019), el SHAWQ2K, indica que el RFP inicial emerge en el océano Índico en torno al año 700 d.C. y que deriva al suroeste entre 1200 d.C. y 1400 d.C. situándose bajo el continente africano. A partir de 1400 d.C. el RFP se aísla y continúa su deriva al oeste, observándose desde 1900 d.C. como dos RFPs diferentes: uno en Sudáfrica y otro en Sudamérica (Figura 2.10b). Este último parece estar disminuyendo, primando el RFP africano que se encuentra en una región de menor flujo térmico (Terra-Nova *et al.*, 2017).

Recientemente, se ha propuesto la emergencia de una nueva región de baja intensidad de campo geomagnético en el Pacífico, denominada *West Pacific Anomaly* (WPA), identificada por ser una región con mayor frecuencia de auroras a latitudes fuera del óvalo auroral. Además, la WPA se encuentra en una zona de baja velocidad sísmica del CMB, la provincia de baja velocidad sísmica del Pacífico, por lo que podría tener un origen y evolución parecido a la SAA (He *et al.*, 2021).

2.3.2. La Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo

Si la SAA era una anomalía asociada a valores bajos de la intensidad del campo en superficie, el campo geomagnético en los últimos milenios también ha mostrado un episodio con valores anómalamente altos de intensidad, como es el caso de la LIAA. Se identificó por primera vez en el trabajo de Ben-Yosef *et al.* (2009) mediante el estudio arqueomagnético de las escorias de una mina de cobre datada entre el siglo XII y IX antes de Cristo. En este trabajo, se denominó a la anomalía como *spike* geomagnético. Posteriormente, Shaar *et al.* (2016) describieron la anomalía en detalle a partir del estudio de nuevos materiales arqueológicos en la zona de Oriente Próximo datados en el primer milenio antes de Cristo. Los resultados de paleointensidad indicaban dos picos en torno a 1050 a.C. y 700 a.C. (Figura 2.12) que se alejaban mucho de los valores de intensidad del CMT esperados en la región según las paleorreconstrucciones (Davies y Constable, 2017). Además de las rápidas fluctuaciones en intensidad, también

se observaron variaciones direccionales bruscas (Shaar *et al.*, 2016; Ben-Yosef *et al.*, 2017).

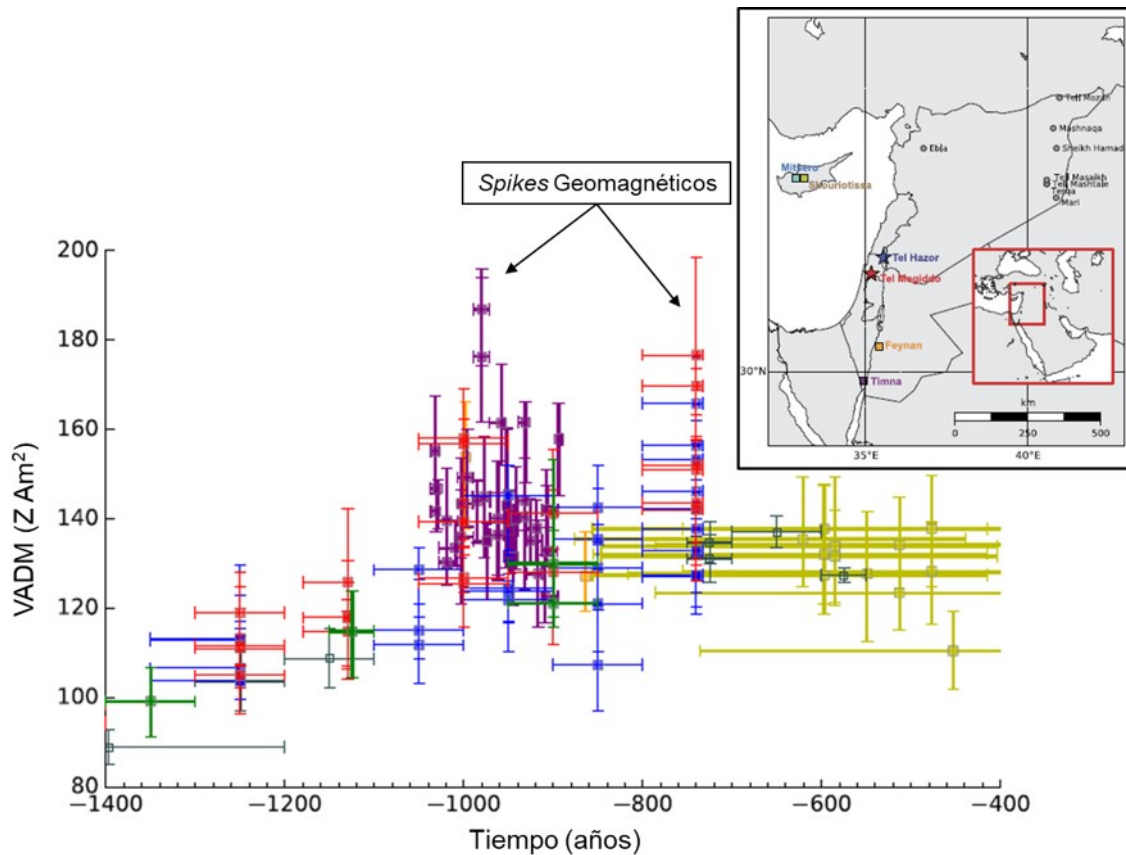


Figura 2.12. Momento dipolar axial virtual (VADM) calculado a partir de datos arqueomagnéticos en las regiones indicadas en el mapa (Oriente Próximo) según los colores. Adaptada de Shaar *et al.* (2016).

Los valores tan elevados en la intensidad de campo, hasta 3 veces superiores a los actuales (Ben-Yosef *et al.*, 2009), han suscitado el interés de la comunidad científica, ya que los actuales modelos de geodinamo no son capaces de predecir tales variaciones (ver, por ejemplo, Livermore *et al.*, 2014). Reevaluaciones posteriores indican valores locales del campo algo inferiores, pero aun así muy anómalos ya que duplican el campo actual (Shaar *et al.*, 2016). Estudios posteriores han encontrado valores altos de intensidad no solo en la región de Oriente Próximo, sino también en Turquía (Ertepinar *et al.*, 2012), en el Cáucaso (Shaar *et al.*, 2017) o en el mediterráneo oriental (Rivero-Montero *et al.*, 2021). En China se observan valores anómalos en torno a 1400 a.C. (Cai *et al.*, 2017) y en Iberia se encuentran también valores altos del campo (aunque no tan extremos) en torno al año 750 a.C. (Molina-Cardín *et al.*, 2018; Osete *et al.*,

2020). Algunos autores han considerado que la LIAA migró hacia el oeste o noroeste (Davies y Constable, 2017; Molina-Cardín *et al.*, 2018), mientras que otros trabajos consideran que se expandió y desapareció en torno al año 400-200 a.C. *in situ* (Korte y Constable, 2018).

Osete *et al.* (2020) presentaron una paleorreconstrucción global centrada en la época de desarrollo de la LIAA, el SHAWQ-Iron Age. Este modelo del CMT, que permite evaluar el campo radial en el CMB, indica la existencia de un parche de flujo normal, NFP (del inglés *Normal Flux Patch*) bajo la península Arábiga en torno al año 950 a.C. que estaría relacionado con la expresión de la LIAA en superficie. Este parche se expandió hacia el noroeste, al mismo tiempo que se redujo en intensidad, hasta llegar a Iberia en torno a 750 a.C. Su intensidad aumentó de nuevo entre 600 a.C. y 500 a.C. dando lugar a un máximo de intensidad registrado en superficie en ~500 a.C. A partir de este máximo, la anomalía en el CMB se debilita y tiende a desaparecer *in situ* en torno al año 350 a.C.

Según Davies y Constable (2017) la región responsable de la LIAA en superficie abarca ~60° de longitud, lo que indica que el NFP en el CMB podría tener una extensión de entre 8° y 22° en longitud. Posteriores estudios parecen sugerir una extensión de la anomalía algo mayor (ver, por ejemplo, Rivero-Montero *et al.*, 2021).

2.4. Variaciones rápidas del campo geomagnético principal: jerks

Las variaciones más rápidas de origen interno observadas en el CMT son los *jerks* geomagnéticos, que son cambios bruscos en la tendencia de la variación secular del campo geomagnético, que generalmente se caracteriza por cambios suaves (Mandea *et al.*, 2010). Los *jerks* geomagnéticos se detectan en los registros de las componentes del campo geomagnético como un cambio en la pendiente de la variación secular con forma de “V” o “^” y fueron identificados por primera vez en los años 70 con los trabajos de Courtillot *et al.* (1978) y Malin *et al.* (1983). Este último trabajo es el que le dio nombre, considerando *jerk* como una “sacudida” o “cambio brusco”. También se pueden identificar los *jerks*

geomagnéticos a partir de la aceleración secular o segunda derivada de las componentes del CMT, donde se observa un salto o discontinuidad (Figura 2.13).

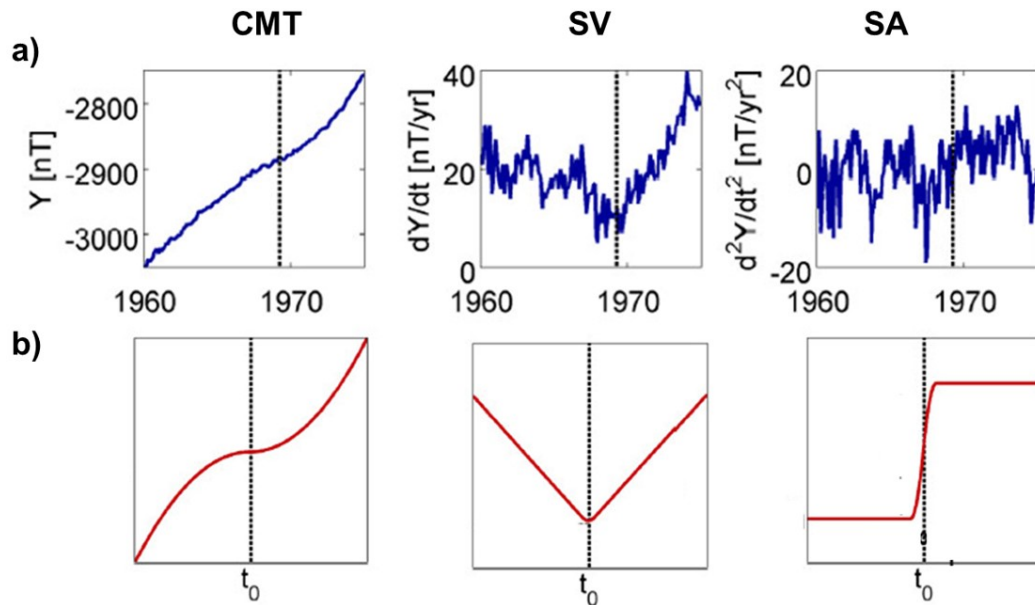


Figura 2.13. De izquierda a derecha representación de la variación del campo magnético terrestre (CMT) en su componente Y, su derivada primera (variación secular, SV) y su derivada segunda (aceleración secular, SA) durante la ocurrencia del jerk geomagnético de 1969 detectado en **a)** las medias mensuales del observatorio de Eskdalemuir en Reino Unido y **b)** su representación esquemática. Adaptada de (Brown y Macmillan, 2018).

Por otra parte, los estudios paleomagnéticos han puesto de manifiesto que, si bien la mayor parte de la variación paleosecular es una variación lenta y de tendencia continua, de vez en cuando se producen cambios bruscos en dicha tendencia, observándose variaciones importantes en la dirección de las curvas de variación paleosecular y en la intensidad (Figura 2.14). Gallet *et al.* (2003) denominaron a estos cambios bruscos *jerks* arqueomagnéticos (o *arqueojerks*), por su analogía con las “sacudidas” de la SV en los *jerks* geomagnéticos. Sin embargo, ni el orden de magnitud de estas variaciones ni su origen son comunes, por lo que no pueden deberse al mismo mecanismo físico (Mandea y Olsen, 2009).

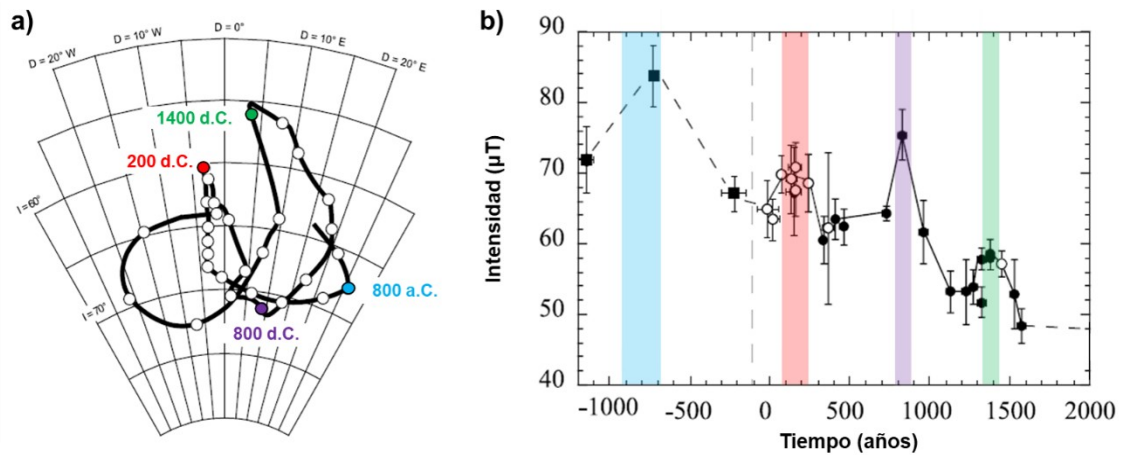


Figura 2.14. a) Variación en la dirección del campo geomagnético a partir de la representación de declinación frente a inclinación y b) arqueointensidad en Europa (relocalización de los datos en París, Francia) para los últimos 3.000 años. Adaptada de Gallet et al. (2003).

2.4.1. Jerks Geomagnéticos

Los primeros autores en identificar el fenómeno de los *jerks* geomagnéticos fueron Courtillot *et al.* (1978) y Malin *et al.* (1983) al observar un cambio brusco en las medias anuales de las componentes del campo geomagnético registradas en los observatorios. En concreto, este cambio se observaba con claridad en la componente este (Y) del CMT, ya que es la menos afectada por las variaciones del campo externo (Pinheiro *et al.*, 2011; Torta *et al.*, 2015). Este fue el primer *jerk* geomagnético aceptado: el *jerk* de 1969. Desde entonces se han identificado la ocurrencia de otros 8 *jerks* geomagnéticos: en 1978 (Alexandrescu *et al.*, 1996), 1991 (Nagao *et al.*, 2001), 1999 (Mandea y Macmillan, 2000), 2003 (Olsen y Mandea, 2008), 2007 (Olsen *et al.*, 2009; Chulliat *et al.*, 2010), 2011 (Chulliat y Maus, 2014), 2014 (Torta *et al.*, 2015) y 2017 (Hammer *et al.*, 2021). Recientemente, también se han encontrado indicios de un nuevo *jerk* geomagnético entre 2019 y 2020 (Pavón-Carrasco *et al.*, 2021a).

Debido a que se trata de variaciones rápidas, se necesita tener una gran cobertura temporal y espacial de datos para poder identificarlos. Por ello, es difícil encontrar estas variaciones en épocas anteriores al siglo XX, aunque se han propuesto 4 casos a partir de series de datos regionales de declinación del campo geomagnético: en 1870, 1750, 1730 y 1700 (Alexandrescu *et al.*, 1997; Korte *et al.*, 2009b). Para los primeros años del siglo XX, anterior al de 1969 que está bien definido, se ha propuesto la ocurrencia de otros 6 *jerks* geomagnéticos:

1901, 1913, 1925, 1932, 1949 y 1958 (Mandea *et al.*, 2010). Algunos de ellos solo se registraron de forma local aunque la mayoría fueron detectados en diferentes partes del planeta pero no simultáneamente. Esta parece ser una característica de los *jerks* geomagnéticos (Brown *et al.*, 2013), que puede llegar a observarse en diferentes partes del mundo con desfases de meses hasta algo más de un año.

La búsqueda de *jerks* geomagnéticos se ha hecho clásicamente identificando la forma de “V” o “Λ” en la primera derivada de la componente Y del campo geomagnético o como un salto brusco en su segunda derivada. Sin embargo, se han planteado otros métodos para su estudio, por ejemplo: mediante un análisis de *wavelets* (Alexandrescu *et al.*, 1996); a partir del ajuste de la SV con funciones de Slepian (Stewart y Whaler, 1992; Nagao *et al.*, 2001; Kim y von Frese, 2013); o por técnicas de predicción no lineales (Qamili *et al.*, 2013). Además, en las últimas décadas gracias a la monitorización satelital del campo geomagnético ha sido posible identificar con más fiabilidad la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos. Los detectados en este milenio parecen seguir una periodicidad de en torno a los 3-4 años (Campuzano *et al.*, 2021).

Su carácter periódico parece sugerir la relación con algún fenómeno oscilante en el núcleo externo o CMB. Chulliat *et al.* (2010) y Chulliat y Maus (2014) observaron que los *jerks* geomagnéticos del 2003, 2005 y 2007 habían tenido lugar entre máximos de aceleración secular del campo en el CMB, lo que relacionaba su origen con flujos en el núcleo externo y su interacción en el CMB. En 2019, Kloss y Finlay (2019) propusieron un modelo de flujo que reproducía estas aceleraciones a través de cambios alternos en el flujo no-azimutal a bajas latitudes. Este comportamiento puede explicarse en las simulaciones de geodinamo mediante la propagación de ondas de Alfvén en el CMB (Aubert y Finlay, 2019; Aubert *et al.*, 2022). Las ondas de Alfvén son un tipo de oscilación magnetohidrodinámica, torsional y cuasi-geostrófica, que se propaga por las líneas de campo magnético provocada por la tensión entre ellas (Roberts, 2015). Esta onda tiene una periodicidad subdecadal, compatible con los periodos de 3-4 años para la ocurrencia de los *jerks*. Además, que su origen provenga de un fenómeno oscilatorio que se propaga por el CMB explicaría el por qué los *jerks* geomagnéticos no se observan simultáneamente en todas las regiones del

planeta. Aunque también se debe tener en cuenta que su detección en la superficie de la Tierra está afectada por las condiciones de conductividad del manto en la región, ya que el manto actúa como un filtro evitando que se llegue a observar en superficie (Alexandrescu *et al.*, 1996; Nagao *et al.*, 2003).

No obstante, el mecanismo concreto que provoca esas aceleraciones en el flujo está todavía en debate (ver, por ejemplo, Aubert, 2018; Pinheiro *et al.*, 2019) pudiendo estar producidas por otro tipo de ondas magnetohidrodinámicas, como las ondas de Magneto-Coriolis (Gillet *et al.*, 2022).

Para conocer más sobre este fenómeno es interesante indagar en otras posibles relaciones que los *jerks* geomagnéticos pueden tener con otras características u observables. En Mandeau *et al.* (2010) puede encontrarse un resumen de los estudios que relacionan los *jerks* geomagnéticos con: la posición de los polos magnéticos; la SAA; la nutación libre del núcleo; cambios en el eje de rotación; y variación de la longitud del día (LOD, del inglés *Length Of the Day*), entre otros. Los trabajos que relacionan el LOD con los *jerks* geomagnéticos parecen relacionar el fenómeno ondulatorio en el CMB con el causante de pares de fuerzas entre el manto y núcleo que varían el ritmo de rotación del planeta. La propia ocurrencia de *jerks* geomagnéticos se refleja en cambios en la LOD, que presenta una periodicidad de 8,6 años (Holme y De Viron, 2013; Duan y Huang, 2020).

2.4.2. Jerks Arqueomagnéticos o arqueojerks

Aunque hay muchas evidencias de la existencia de impulsos (*jerks*) en la variación paleosecular todavía no hay una definición clara del *jerk* arqueomagnético, ni se conoce qué provoca esta variación.

Se han propuesto varias maneras de definir e identificar estas variaciones del campo geomagnético:

- 1) Propuestas basadas en el estudio de los cambios direccionales y variaciones coetáneas de intensidad.

La primera definición de *jerk* arqueomagnético fue propuesta por Gallet *et al.* (2003) a partir del análisis de la curva de PSV de Francia (Figura 2.14). Según estos autores, los cambios direccionales ocurrían al mismo tiempo que máximos

en la intensidad del campo geomagnético. Los autores propusieron 4 *arqueojerks* en los últimos 3 milenios: en 800 a.C., 200 d.C., 800 d.C. y ~1400 d.C. En un trabajo posterior (Gallet *et al.*, 2005) añadieron otros dos posibles *jerks*: en ~500-600 d.C. y ~1600 d.C.

Pavón-Carrasco *et al.* (2009) utilizaron esta definición para ampliar la búsqueda de *arqueojerks* a toda la región europea con la paleorreconstrucción regional SCHA.DIF.3k, encontrando cambios direccionales y máximos de intensidad en: 300 a.C., 300 d.C., 800 d.C., 1350 d.C., 1600 d.C. y un indicio de *arqueojerk* en el 1800 a.C.

Más recientemente Campuzano *et al.* (2019) han comparado la evolución del movimiento del polo geomagnético y magnético (cambios direccionales) con la intensidad del campo geomagnético en los últimos 2000 años. En este estudio, se observó otra relación: los cambios bruscos en la dirección del polo geomagnético parecen estar asociados con los mínimos en la intensidad del momento dipolar. Esto es, los cambios direccionales coincidirían con el inicio de un nuevo pulso del campo dipolar. Aunque formalmente estos autores no lo relacionaban con los *arqueojerks*, su análisis sugiere que la tendencia no homogénea de la PSV está asociada al campo dipolar. La relación encontrada por estos autores permitiría analizar los *jerks* arqueomagnéticos desde una perspectiva global y no local como se hace con las curvas de PSV.

2) Propuestas basadas en la asimetría del CMT.

Gallet *et al.* (2009) propusieron que los *jerks* arqueomagnéticos que habían identificado inicialmente en Gallet *et al.* (2003, 2005) tenían lugar en periodos en los que el CMT tenía una mayor asimetría hemisférica. Para analizar esos periodos de mayor asimetría recurrieron al dipolo excéntrico, buscando las épocas de mayor excentricidad, que ocurren cuando el campo cuadrupolar es relativamente mayor al dipolar (ver sección 2.6 sobre estudios y otros usos del dipolo excéntrico y 3.1.2 para su definición). Esta nueva forma de definir los *jerks* arqueomagnéticos permitía, además, enfocarlos desde una perspectiva global y no local, como había sido su primera aproximación.

Gallet *et al.* (2009), utilizando las paleorreconstrucciones CALS3k.2 y CALS7k.2 (Korte y Constable, 2005), identificaron los siguientes *arqueojerks*

para los últimos 3.000 años: 800 a.C., 500 a.C., 200 d.C., 500-600 d.C., 800 d.C. y 1400-1600 d.C. Posteriormente, Pavón-Carrasco et al. (2014) utilizaron esta definición y la aplicaron a la paleorreconstrucción global SHA.DIF.14k para determinar los *jerks* ocurridos en los últimos 10.000 años. Algunos de los *arqueojerks* identificados coincidían con los de Gallet et al. (2009): 800 a.C., 200 d.C., 800 d.C. y 1400-1600 d.C. y propusieron nuevos *jerks* en el 5000 a.C., 4700 a.C., 2800 a.C. y 1450 a.C.

3) Propuestas basadas en los cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético.

Según el análisis realizado por Dumberry y Finlay (2007) a partir de la paleorreconstrucción CALS7k.2 (Korte y Constable, 2005), los momentos en los que cambiaba el sentido de la deriva del campo geomagnético en el CMB coincidían con los *arqueojerks* sugeridos inicialmente por Gallet et al. (2003). Para analizar y resaltar esta característica del campo geomagnético es necesario realizar un filtrado del campo radial en el CMB (ver sección 3.3.2) y representarlo en un diagrama de Hovmöller, también llamado diagrama de tiempo-longitud (*T-L plot*). Con esta técnica, Dumberry y Finlay (2007) relacionaron tres cambios en la deriva E-W del campo geomagnético (a una latitud de 60°N) en torno a 200 d.C., 800 d.C. y 1400 d.C. con los *jerks* arqueomagnéticos detectados en los trabajos de Gallet et al. (2003). La coincidencia en los tiempos de estas observaciones llevó a Dumberry y Finlay (2007) a sugerir que los cambios bruscos observados en las curvas de variación secular sobre Europa estaban relacionados con los cambios en los movimientos azimutales en el CMB. Sin embargo, los cambios en el régimen de la deriva no son inmediatos, sino que necesitan de unos 100 años para poder identificar claramente la variación. Sus resultados son válidos para el hemisferio norte, y en concreto para Europa. En el hemisferio sur no encontraron cambios característicos en la deriva del campo, aunque pueden estar provocados por la falta de cobertura de esa región que tenía la paleorreconstrucción que utilizaron.

Este análisis de los movimientos azimutales del campo geomagnético en el CMB ha sido llevado a cabo recientemente por Nilsson et al. (2020) para los últimos 9.000 años, aunque en ese trabajo no se mencionan posibles *jerks* arqueomagnéticos identificados por este método. De hecho, sus resultados

(llevados a cabo con la paleorreconstrucción pfm9k.1a) destacan que en los últimos 4.000 años la deriva del campo ha sido predominantemente oeste en altas latitudes. Esto se opone al resultado de Dumberry y Finlay (2007), que en 60°N observan los cambios de tendencia que asocian a los *jerks* arqueomagnéticos.

2.5. Tiempos característicos en las variaciones del campo geomagnético principal

De la Figura 1.1 del espectro de amplitudes de las variaciones del campo geomagnético se pueden extraer algunos tiempos característicos del campo: desde el orden del año para los *jerks* geomagnéticos hasta los 0,5-1,0 Ma para las inversiones de polaridad. La variación secular del campo geomagnético se encuentra entre ambos extremos, con tiempos característicos entre las decenas y los miles de años.

Aunque en esencia las variaciones del campo geomagnético que se analizan no son un fenómeno periódico (salvo quizás los *jerks* geomagnéticos), parece que sí que podría haber ciertos patrones temporales dentro del rango de la variación secular. Esta información ayudaría a una mejor comprensión de la dinámica en el núcleo externo y de los mecanismos que dominan la variación secular.

Los estudios de geodinamo (ver, por ejemplo Amit *et al.*, 2010a, 2011) sugieren que la variación secular es el resultado de la convección caótica en el núcleo, lo que daría lugar a un espectro de variaciones continuo (Olson *et al.*, 2012). Sin embargo, en el límite manto-núcleo tienen lugar fenómenos que pueden alterar la convección, y por tanto la variabilidad del campo geomagnético, como la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en el CMB o la emergencia y evolución de parches de flujo (ver, por ejemplo, Dumberry y Bloxham, 2006; Aubert y Gillet, 2021).

Los primeros estudios de periodicidad del campo geomagnético se centraron en las variaciones de declinación e inclinación registradas en núcleos de sedimentos. Barton (1982, 1983) encontró rangos de periodicidad preferentes desde el orden de las décadas (60-70 años) hasta el de los miles de años (5.000-

8.000 años), a partir del análisis de los espectros de frecuencias de 9 registros sedimentarios que cubrían los últimos milenios y hasta ~600.000 años en los núcleos más profundos. Creer *et al.* (1990) fueron los primeros en aplicar en registros magnéticos técnicas clásicas para el estudio del contenido de frecuencias. Aplicaron la transformada de Fourier a series de direcciones del CMT y de paleointensidades relativas obtenidas de núcleos sedimentarios del Lac du Bouchet (Francia) que abarcan los últimos ~100.000 años. Sus resultados mostraban picos de amplitud en la transformada en torno a los periodos de 10.000 años en las variaciones de paleointensidad y de 20.000-40.000 años en las direccionales. Estos últimos periodos están relacionados con los ciclos de Milankovitch, apoyando la idea de que los movimientos orbitales de la Tierra afectan a la geodinamo (Malkus, 1968; Mathews *et al.*, 2002; Roberts *et al.*, 2003; Yokoyama y Yamazaki, 2000; Yamazaki y Oda, 2002; Thouveny *et al.*, 2008).

Los periodos de variación más largos del CMT identificados hasta el momento en registros sedimentarios datados en el Mesozoico (desde ~250 Ma hasta ~65Ma) y en el Paleozoico (desde ~540 Ma hasta ~250 Ma), son del orden de 200 millones de años (aproximadamente). Parece que esta periodicidad está asociada a una cierta secuencia de épocas en las que el campo dipolar tiene un valor más bajo (Hawkins *et al.*, 2021).

Los trabajos más recientes se han centrado en el estudio de las variaciones del campo geomagnético en el Holoceno. Nilsson *et al.* (2011) encontraron una periodicidad de 1.350 años en la inclinación del dipolo geocéntrico a partir de la reconstrucción del polo geomagnético en los últimos 9.000 años mediante 9 registros sedimentarios en diferentes localizaciones del planeta. Los autores realizaron un análisis conjunto de la transformada de Fourier y un análisis de *wavelets*. Por otra parte, Panovska *et al.* (2013) estudiaron cerca de 50 registros sedimentarios repartidos por la superficie de la Tierra mediante tres técnicas de análisis de frecuencias diferentes: la transformada de Fourier, el *Empirical Mode Decomposition* (EMD), y el análisis de *wavelets* (ver Capítulo 3). En la Figura 2.15 se muestra el tipo de análisis que realizaron estos autores sobre un registro sedimentario. El resultado conjunto de los tres métodos indicaba que no había ninguna evidencia de una periodicidad común, observada globalmente, en las direcciones o en la paleointensidad del campo geomagnético.

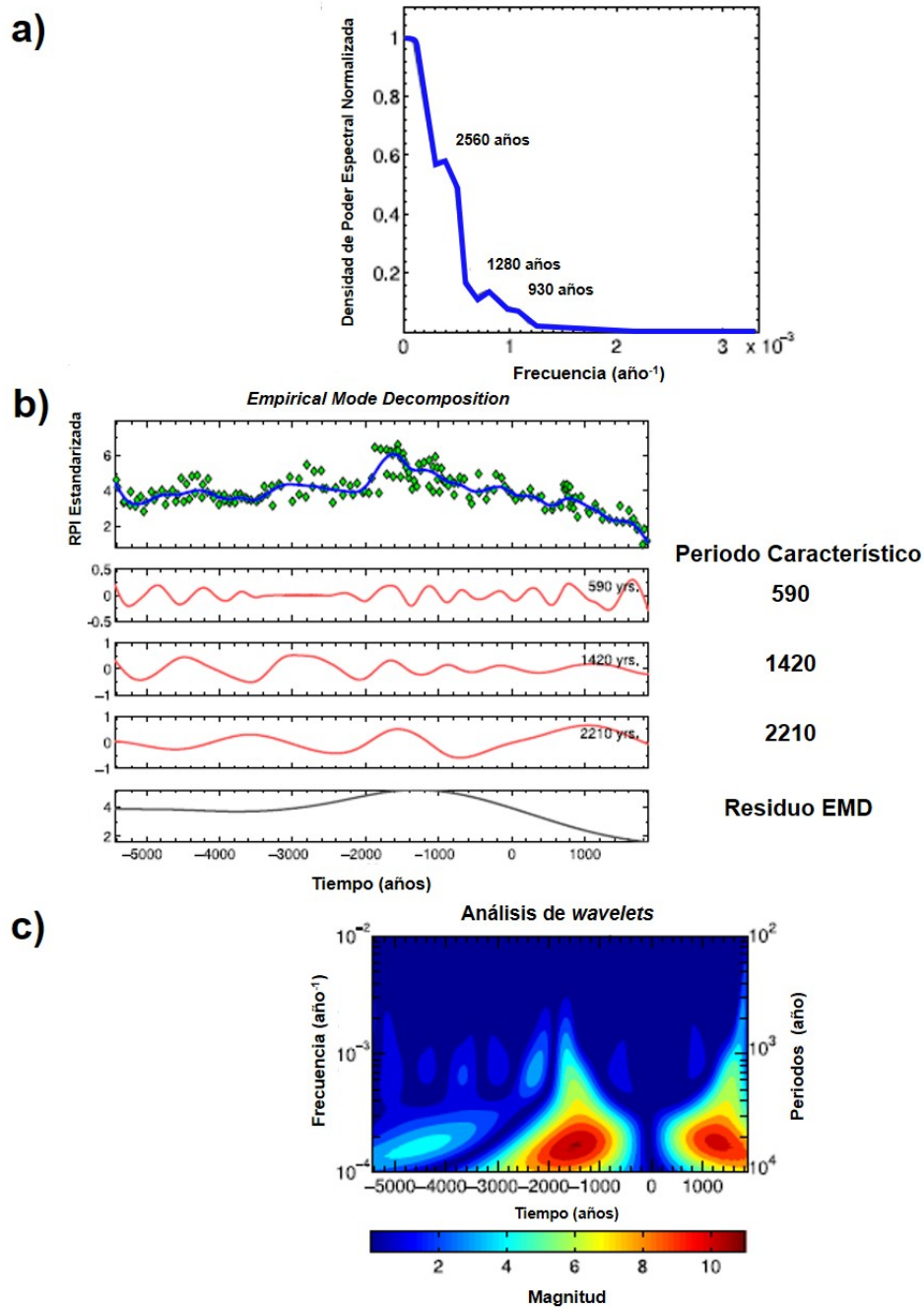


Figura 2.15. Resultados del análisis de frecuencias de la paleointensidad relativa (RPI, del inglés Relative Paleointensity) para un registro sedimentario del cabo Ghir (Marruecos) que abarca los últimos 7.000 años, aproximadamente. Se utilizaron las técnicas de **a)** la transformada de Fourier; **b)** el EMD; y **c)** el análisis de wavelets. Adaptada de Panovska et al. (2013).

Roberts *et al.* (2007) y Jackson y Mound (2010) tomaron las medidas directas de intensidad recogidas por observatorios y satélites para estudiar las variaciones decenales del CMT. Aplicaron el EMD a las series temporales de

intensidad y dirección, obteniendo un ciclo de ~60 años, relacionado con la variación en la longitud del día (Braginsky, 1970). Jackson y Mound (2010) ampliaron el estudio con el análisis de *wavelets*, detectando un periodo de 11,5 años, relacionado con el ciclo solar, y otros dos de ~30 años y ~160 años.

Hasta el momento, no se han realizado estudios sistemáticos de periodicidades del paleocampo utilizando paleorreconstrucciones globales. Aunque hay que señalar que Pavón-Carrasco *et al.* (2018) utilizaron dos paleorreconstrucciones globales para estudiar las periodicidades en la producción de radionúclidos cosmogénicos, la cual viene determinada por la relación entre estos radionúclidos y el campo magnético de la Tierra y el Sol (Usoskin *et al.*, 2016). En ese trabajo, los autores encontraron tres periodos característicos asociados al campo geomagnético para los últimos 10.000 años: en torno a los 800 años, 2.200 años y 6.000 años.

2.6. El Dipolo Excéntrico como aproximación del Campo Geomagnético

En las secciones anteriores de este Capítulo, se ha mencionado en varias ocasiones el dipolo excéntrico como herramienta de estudio del CMT. En primera aproximación, el campo geomagnético puede asemejarse a un dipolo geocéntrico inclinado correspondiente al grado armónico $n = 1$ del desarrollo en armónicos esféricos del potencial del campo (ecuación [2.12]). Si se consideran los términos del desarrollo hasta grado $n = 2$, es decir, incluyendo tanto el campo dipolar como el cuadrupolar, el campo geomagnético puede aproximarse a un dipolo excéntrico. Este dipolo tiene la misma inclinación que el dipolo geocéntrico, pero su centro está desplazado con respecto al sistema de referencia, considerado el centro de la Tierra (Figura 2.16). Fue definido por primera vez por Schmidt (1934) y Bartels (1936) como el mejor ajuste del campo geomagnético a un dipolo no geocéntrico.

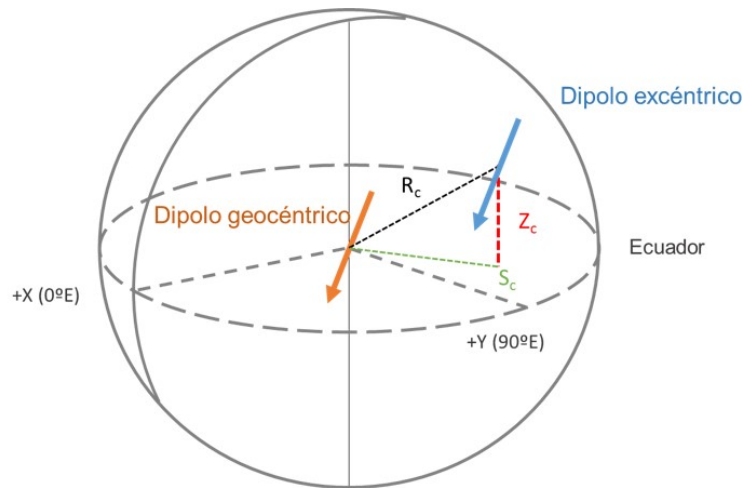


Figura 2.16. Representación esquemática de la posición y coordenadas del dipolo excéntrico (flecha azul) y su relación con el dipolo geocéntrico (flecha naranja).

Las expresiones utilizadas para calcular la posición del dipolo excéntrico en esta Tesis están basadas en el desarrollo propuesto por Fraser-Smith (1987) y Koochack y Fraser-Smith (2017) y se encuentran en el Capítulo 3 y el desarrollo matemático para obtenerlas en el Anexo I. En su propuesta derivan las coordenadas del dipolo excéntrico (X_C, Y_C, Z_C), minimizando los términos de segundo orden de una serie de Taylor del potencial creado por un dipolo no centrado (James y Winch, 1967). Estas expresiones se relacionan con los primeros ocho coeficientes de Gauss (ecuaciones [3.2] y [3.3], Capítulo 3).

Según el IGRF-13 (Alken *et al.*, 2021), el dipolo excéntrico en el año 2020 se sitúa en el hemisferio norte, a una distancia del plano ecuatorial de ~ 370 km, en la dirección del meridiano de $\sim 140^\circ\text{E}$ y con una distancia al centro de la Tierra de ~ 600 km.

El dipolo excéntrico ha sido considerado como centro de sistema de referencia en estudios sobre corrientes inducidas y magnetosfera (ver, por ejemplo, Nevalainen *et al.*, 2013; Laundal y Richmond, 2017). Sin embargo, el interés del dipolo excéntrico para esta Tesis es su uso para describir la asimetría del campo geomagnético y su relación con la estructura interna de la Tierra, para el estudio de sus variaciones más extremas (inversiones, excursiones y anomalías) y para analizar la ocurrencia de *jerks* arqueomagnéticos. Gallet *et al.* (2009) propusieron que los *arqueojerks* se producían cuando la asimetría del CMT era máxima. Para evaluarlo consideraban el máximo distanciamiento del

dipolo excéntrico del centro de la Tierra, que ocurría en la región con mayor intensidad de campo geomagnético. Es decir, observaron que el dipolo excéntrico se sitúa en el hemisferio de mayor generación de campo geomagnético (Gallet *et al.*, 2009).

La asimetría hemisférica ha sido también investigada por Finlay (2012). Este autor considera que la asimetría es consecuencia de la dicotomía del núcleo interno, sugiriendo que el ICB es también relevante para la geometría del campo geomagnético. Gracias a la sismología se conoce que el núcleo interno no tiene una estructura esférica, como se suele considerar en las simulaciones de geodinamo, sino que tiene una asimetría hemisférica. Actualmente, la anisotropía de las ondas sísmicas parece indicar que en la región comprendida entre los meridianos de 120°E y 300°E se está produciendo una mayor solidificación del núcleo interno (Frost *et al.*, 2021), lo que provoca una mayor convección en el núcleo externo, debido a la liberación de elementos ligeros (Alfe *et al.*, 2007). Por tanto, se esperaría que el dipolo excéntrico se encontrase de forma preferente en ese intervalo de longitudes.

Según Olson y Deguen (2012), el dipolo excéntrico se ha situado en el hemisferio este en los últimos siglos, al mismo tiempo que la intensidad del campo geomagnético se ha reducido notablemente. Sin embargo, durante los últimos 10.000 años, el promedio de la posición del dipolo excéntrico según las paleorreconstrucciones CALS3k.4b (Korte y Constable, 2011) y CALS10k.1b (Korte *et al.*, 2011) se encontró en el hemisferio oeste. Si se estudia aún más atrás en el tiempo, y utilizando las paleorreconstrucciones de Johnson y Constable (1995) y Hatekayama y Kono (2002), durante los últimos 5 millones de años parece que la localización predominante del dipolo excéntrico es el hemisferio oriental (Figura 2.17).

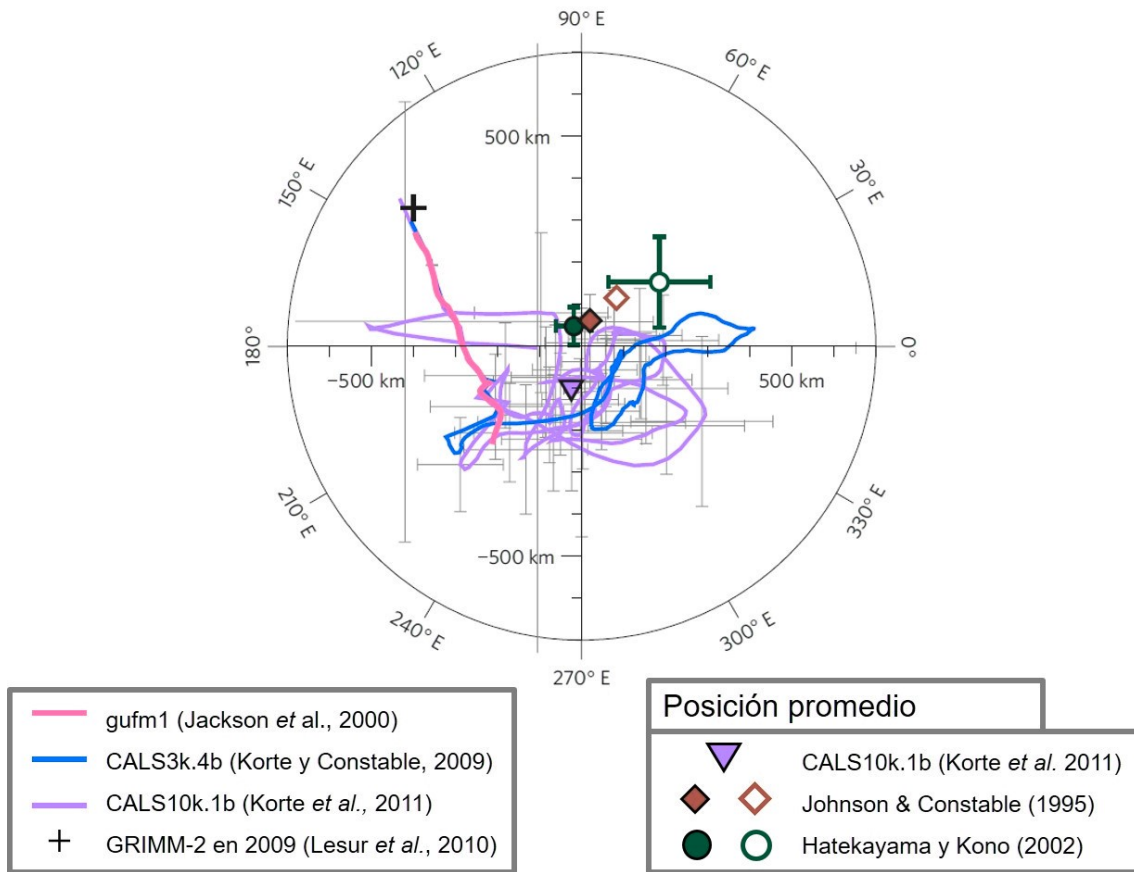


Figura 2.17. Evolución de la posición del dipolo excéntrico (líneas continuas) según las paleorreconstrucciones indicadas en la leyenda, posición para 2009 según el GRIMM-2 (Lesur *et al.*, 2010) y posición promediada temporalmente para los últimos cinco millones de años según los trabajos de Johnson y Constable (1995) y Hatekayama y Kono (2002). Los símbolos rellenos y huecos indican polaridad normal e invertida, respectivamente. Adaptada de Olson y Deguen (2012).

Olson y Deguen (2012) analizaron, a través de simulaciones numéricas de la geodinamo, cómo influía en la posición del dipolo excéntrico tanto el efecto de un núcleo interno de crecimiento asimétrico como diferentes patrones de flujo de calor en el CMB. Según sus simulaciones, la asimetría del núcleo interno puede causar una excentricidad en el campo geomagnético, marcando la localización del dipolo excéntrico la región de mayor solidificación del núcleo interno. A partir de estos resultados los autores concluyeron que durante los últimos diez milenios el crecimiento más rápido del núcleo interno se ha producido en el hemisferio oeste, produciéndose una reorientación reciente (últimos siglos) hacia el hemisferio oriental. Además, sugieren que durante los últimos cinco millones de años se han producido relocalizaciones de la región de mayor crecimiento del núcleo interno. Estos cambios podrían explicarse por la rotación del núcleo

interno (Aubert y Dumberry, 2011) o por la redistribución del material del núcleo interno que provocaría cambios de flujo (Alboussiere *et al.*, 2010; Monnereau *et al.*, 2010).

En el trabajo de Olson y Deguen (2012) también se abordó el estudio de un colapso del campo dipolar que produjo un cambio de polaridad del campo. Previo a la inversión, la energía del campo dipolar era alta, la excentricidad del campo geomagnético pequeña pero siempre confinada a la región de mayor solidificación del núcleo interno. Cuando el campo dipolar colapsó, la posición del dipolo excéntrico varió bruscamente hacia el hemisferio opuesto (antes de que predominara el carácter multipolar del campo) y, posteriormente, se produjo la inversión de polaridad. Cuando se estabilizó la polaridad, el dipolo excéntrico volvió a situarse en el hemisferio de mayor solidificación del núcleo interno.

En resumen, los resultados de estas simulaciones numéricas de Olson y Deguen (2012) indican que la posición del dipolo excéntrico está controlada por el patrón de flujo de calor del ICB y que no se ve afectado por las condiciones de contorno del CMB.

Si la localización del dipolo excéntrico está dominada por las condiciones que impone el núcleo interno podría contradecir la propuesta de Gallet *et al.* (2009), que asociaba la asimetría del campo geomagnético a la emergencia de RFPs en el CMB. Estos parches de flujo invertido debilitan, en conjunto, el campo geomagnético en un área y podrían estar generados por la interacción de las líneas de campo geomagnético con las heterogeneidades del CMB y con la diferencia de flujo de calor (Figura 2.11) (Terra-Nova *et al.*, 2019).

Es decir, se han propuesto dos posibles orígenes sobre el factor determinante de la localización y evolución del dipolo excéntrico. Por un lado Olson y Deguen (2012) consideran que es el ICB el que domina, mientras que, por otro lado, Gallet *et al.* (2009) sugieren que la asimetría del campo está determinada por las condiciones del CMB. No obstante, debe tenerse en cuenta que el estudio de Olson y Deguen (2012) está realizado sobre promedios de la posición del dipolo excéntrico, mientras que Gallet *et al.* (2009) consideran tiempos más cortos, asociados a los impulsos en la variación secular. Por último, Domingos *et al.* (2017) investigaron la evolución del dipolo excéntrico durante el

desarrollo actual de la SAA y observó que el dipolo excéntrico se desplazaba en la dirección contraria a la emergencia y movimiento de los RFPs responsables de la SAA.

2.7. Modelos conceptuales para el estudio del Campo Geomagnético Principal

Las simulaciones numéricas de la geodinamo tratan de explicar los mecanismos que tienen lugar en el interior de la Tierra que mantienen y dan forma al campo geomagnético (ver, por ejemplo, Glatzmaier y Roberts, 1995; Olson *et al.*, 1999; Wicht y Sanchez, 2019). Estas simulaciones requieren de un alto coste computacional, por lo que se han propuesto otras vías, como los modelos conceptuales, para explicar aspectos concretos del campo geomagnético (ver, por ejemplo, Rikitake, 1958; Schmitt *et al.*, 2001; Pétrélis *et al.*, 2009; Buffet *et al.*, 2013; Mori *et al.*, 2013; Morzfeld y Buffet, 2019; Molina-Cardín *et al.*, 2021).

Donde más esfuerzo se ha invertido en los modelos conceptuales es en la explicación de las transiciones de polaridad. A pesar de los avances en las simulaciones numéricas de la geodinamo, esta importante característica del campo geomagnético es difícil de reproducir en detalle mediante las simulaciones numéricas. En concreto, resulta especialmente complejo determinar la geometría observada durante las transiciones y la frecuencia de las mismas. Es decir, aún es insuficiente el conocimiento que se tiene de los mecanismos que dan lugar a las inversiones o excursiones del campo geomagnético (ver, por ejemplo, Amit *et al.*, 2010b; Olson *et al.*, 2010, 2011).

El modelo de “dominó” es un modelo conceptual, presentado por Mazaud y Laj (1989), que trata de reproducir las inversiones del campo geomagnético a partir de dipolos puntuales que interactúan entre sí. Esta idea parte de la geodinamo propuesta por Parker (1969), donde el núcleo externo está compuesto por un número finito de células convectivas fuera del cilindro tangente provocadas por la rotación del fluido en una capa esférica (teorema de Proudman-Taylor, ver sección 2.1) Cada una de esas columnas crearía un campo geomagnético (Nakamichi *et al.*, 2011) que vendría representado por un

dipolo puntual en el modelo “dominó”, que puede adquirir un sentido binario de -1 o +1, en función de la polaridad y con dirección siempre perpendicular al plano del ecuador.

Posteriormente, Mori *et al.* (2013), basándose en la propuesta de Mazaud y Laj (1989), propusieron un modelo con 8 dipolos puntuales que se distribuían en forma de anillo y que interactuaban entre sí, variando su inclinación hasta ser capaces de invertirse (Figura 2.18a). Según su modelo, la contribución de todos los dipolos dictaba la polaridad del campo, de forma que cuando la mayoría tomaba el valor de +1 se trataba de polaridad normal y -1 polaridad invertida. También se observó que las transiciones entre un estado y otro eran muy rápidas en comparación con la longitud total de la simulación. Cuando uno de los dipolos puntuales, por las interacciones aleatorias entre ellos, modificaba su polaridad, podía arrastrar a sus vecinos produciéndose una inversión de polaridad. Cuando eran los dipolos puntuales vecinos los que dominaban, obligaban a que el dipolo puntual invertido volviese a su polaridad original y se consideraba que se había producido una excursión.

Estos autores compararon su simulación con la ocurrencia de inversiones y excursiones durante los últimos 160 millones de años y observaron que la ley de potencias del poder espectral del campo geomagnético y el de su modelo eran cercanas (Figura 2.18b). Con este sencillo modelo se reproduce cualitativamente el patrón de inversiones de polaridad del campo geomagnético. Según los autores, los dipolos podrían representar las columnas de convección del núcleo externo.

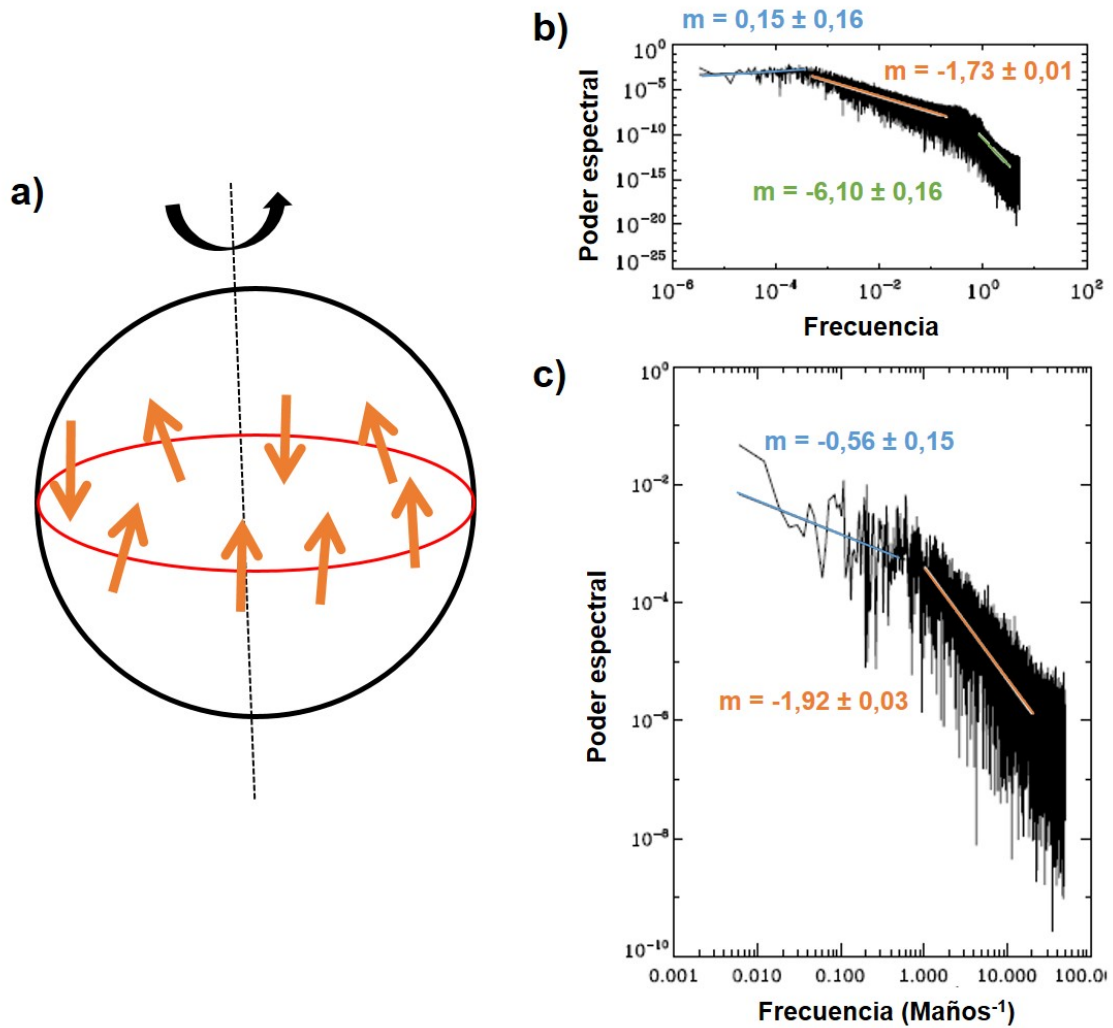


Figura 2.18. **a)** Representación esquemática del modelo de dominó de Mori et al. (2013); **b)** Espectro de potencias del registro de inversiones que produce el modelo de dominó; **c)** Espectro de potencias del registro de inversiones de los últimos 166 Ma según la GPTS de Cande y Kent (1995). Adaptada de Mori et al. (2013).

El modelo de Mori *et al.* (2013) se diseñó para analizar la frecuencia en la ocurrencia de inversiones, por lo que los autores no consideraban que pudiese utilizarse para la explicación de variaciones más cortas del campo, como la variación secular. Sin embargo, el trabajo de Duka *et al.* (2015) asegura que es posible estudiar la variación del campo dipolar axial mediante un modelo “dominó” si se considera que la interacción entre dipolos puntuales no se produce solo entre vecinos próximos, sino que existe una interacción global. Al seleccionar un rango concreto de los parámetros de su modelo reproducía bien (a excepción de algunos detalles), la SV de los últimos milenios dada por las paleorreconstrucciones CALS7k.2, CALS10k.1b y SHA.DIF.14k. Ese mismo

rango de parámetros también era capaz de explicar la variación del dipolo axial para épocas anteriores, aproximándose al registro de inversiones de campo geomagnético.

En resumen, el modelo de “dominó” es un sencillo modelo conceptual que trata de representar los mecanismos físicos que gobiernan el campo geomagnético. No obstante, tal y como indican Mori *et al.* (2013), se debe ser cauto al hacer interpretaciones magnetohidrodinámicas a partir de este sencillo modelo.

Recientemente Molina-Cardín *et al.* (2021) presentaron un modelo estocástico simple para explicar la variación asimétrica en la intensidad del campo dipolar durante una transición de polaridad. Esto es, caída lenta en el momento dipolar previo a la transición y rápida recuperación tras la inversión.

Por otra parte, se pueden extraer características del campo geomagnético investigando, por ejemplo, la evolución de ciertos parámetros físicos. Este es el caso del estudio de la evolución temporal de la energía del campo geomagnético que puede informar sobre los tiempos de difusión del campo (Filippi, 2016). Esta propuesta parte de la simplificación de la ecuación de la inducción del campo geomagnético (ver ecuación [4.1], Capítulo 4) si se considera que no hay término advectivo. En ese caso, la evolución temporal del campo geomagnético puede simplificarse a una exponencial decreciente, cuyo tiempo característico representaría el tiempo de difusión (Merrill *et al.*, 1996). Es decir, el tiempo en el que el campo geomagnético decaería por efectos óhmicos, provocados por la conductividad del manto, si no existiesen fuentes o mecanismos que lo regenerasen (Jones, 2015).

Estimar el tiempo de difusión del campo geomagnético es importante para las simulaciones de geodinamo, ya que estas deben abarcar varias veces el tiempo de difusión para poder reproducir correctamente los mecanismos que gobiernan la dinamo terrestre, esto es, la regeneración del campo y su difusión (Merrill *et al.*, 1996). Los tiempos de difusión son diferentes para cada componente del campo, siendo mayor para el campo dipolar con un orden de magnitud de entre 10.000 y 30.000 años según la conductividad considerada en el manto (Merrill *et al.*, 1996).

Capítulo 3. Metodología

En este Capítulo se presentan las diferentes metodologías empleadas en este trabajo para el análisis de las variaciones bruscas del campo geomagnético de origen interno. Tanto para el análisis como para las representaciones gráficas se ha utilizado el software de programación de Matlab con sus complementos predeterminados y, además, los siguientes complementos especializados: *Wavelet Toolbox*, *Signal Processing Toolbox*, *Optimization Toolbox*, *Mapping Toolbox*, *Image Processing Toolbox*, *DSP System Toolbox*, *Curve Fitting Toolbox* y *Econometrics Toolbox*.

En primer lugar, se describe la descomposición en armónicos esféricos haciendo especial hincapié en la aproximación de dipolo excéntrico utilizada en los Capítulos 5 y 8 aplicada a diferentes paleorreconstrucciones del campo geomagnético; en la siguiente subsección se encuentran detalladas las tres técnicas empleadas para el análisis frecuencial del campo geomagnético en los últimos milenios (Capítulos 6, 7, 8 y 9); y por último, la metodología utilizada para el estudio de los *jerks* geomagnéticos y arqueomagnéticos (Capítulo 9).

3.1. Descomposición en armónicos esféricos del campo geomagnético

En esta sección, se describen brevemente las dos primeras aproximaciones del campo principal: la dipolar y la definición del dipolo excéntrico. Además, se muestra cómo se determina a partir de los coeficientes de Gauss la energía de cada armónico. Para poder calcular las series temporales que describen la evolución de la energía total del campo geomagnético, así como la de sus diferentes contribuciones, a partir de las paleorreconstrucciones utilizadas en esta Tesis (sección 2.1.4). Estas series serán utilizadas en el análisis frecuencial (Capítulos 6-9).

3.1.1. Aproximación dipolar y términos no dipolares: el dipolo excéntrico

El desarrollo en armónicos esféricos (ver sección 2.1.2) permite realizar un análisis multipolar del Campo Principal. El primer término, grado $n = 1$, representa el campo producido por un dipolo que puede ser axial ($m = 0$) o inclinado ($m = 0, 1$), como expresa la ecuación [3.1]:

$$V_{n=1}(r, \theta, \lambda) = \frac{a^3}{r^2} (g_1^0 \cos \theta + g_1^1 \sin \theta \cos \lambda + h_1^1 \sin \theta \sin \lambda). \quad [3.1]$$

Los observables del campo geomagnético indican que la aproximación dipolar describe aproximadamente el 90% del campo geomagnético. El dipolo inclinado tiene actualmente su eje desviado del eje de rotación alrededor de $9,4^\circ$ según el IGRF-13 (Alken *et al.* 2021) aunque los datos históricos y paleomagnéticos indican que la orientación e inclinación del dipolo han ido variando a lo largo del tiempo.

Al añadir el siguiente término en el desarrollo en armónicos esféricos, se obtiene la contribución del cuadrupolo ($n = 2$). El siguiente término se corresponde con el octupolo ($n = 3$). El número de polos en esta expansión viene dado por 2^n , siendo n el grado del desarrollo.

Si se tienen en cuenta las primeras contribuciones, la dipolar y la cuadrupolar, se puede establecer una representación del campo geomagnético donde el mejor ajuste viene dado por un dipolo excéntrico. Schmidt (1934) y Bartels (1936) definieron el dipolo excéntrico como un dipolo que tiene la misma inclinación del dipolo centrado pero su centro se encuentra desplazado del centro de la Tierra. Autores posteriores (ver, por ejemplo, Sano, 1991; Lowes, 1994) consideran que puede haber mejores representaciones del dipolo excéntrico. Sin embargo, su propuesta es más compleja y solo mejora la representación del campo geomagnético un 10% respecto a lo que proponen Schmidt y Bartels (Koochack y Fraser-Smith, 2017).

Por ello, en esta Tesis se utilizarán las expresiones que indican la posición del dipolo excéntrico con respecto al centro de la Tierra (X_C, Y_C, Z_C) que Schmidt y Bartels derivaron en la forma que recoge Fraser-Smith (1987):

$$X_c = a \frac{L_1 - g_1^1 E}{3B_0^2}; Y_c = a \frac{L_2 - h_1^1 E}{3B_0^2}; Z_c = a \frac{L_0 - g_1^0 E}{3B_0^2}, \quad [3.2]$$

con

$$\begin{aligned} L_0 &= 2g_1^0 g_2^0 + (3)^{1/2} [g_1^1 g_2^1 + h_1^1 h_2^1] \\ L_1 &= -g_1^1 g_2^0 + (3)^{1/2} [g_1^0 g_2^1 + g_1^1 g_2^2 + h_1^1 h_2^2] \\ L_2 &= -h_1^1 g_2^0 + (3)^{1/2} [g_1^0 h_2^1 - h_1^1 g_2^2 + g_1^1 h_2^2] \\ E &= (L_0 g_1^0 + L_1 g_1^1 + L_2 h_1^1) / 4B_0^2 \\ B_0^2 &= (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2. \end{aligned} \quad [3.3]$$

De esta forma, la posición del dipolo excéntrico queda definida por los primeros 8 coeficientes de Gauss. El desarrollo matemático para obtener estas expresiones puede consultarse en el Anexo I.

3.1.2. Energía del campo geomagnético

En esta Tesis, se ha empleado la definición de Lowes (1974) que considera que la energía (o correctamente llamado espectro de potencia, *power spectrum*) de un grado armónico n puede calcularse como:

$$R_n = (n + 1) \sum_{m=0}^n (g_n^m)^2 + (h_n^m)^2 \quad [3.4]$$

donde g_n^m y h_n^m son los coeficientes de Gauss para grado n y orden m .

Esta definición permite no solo estudiar la energía de cada grado armónico por separado, sino también la contribución total de energía hasta el grado máximo deseado, mediante la suma para cada grado, como:

$$R_{Total} = \sum_{n=1}^N R_n. \quad [3.5]$$

En aquellas paleorreconstrucciones en las que sea posible se calculará también la incertidumbre de la energía siguiendo un método de Monte-Carlo. El método consiste en generar 5.000 conjuntos de coeficientes de Gauss aleatorios a partir de una distribución normal teniendo en cuenta el valor del coeficiente y su desviación estándar. Sobre cada uno de los conjuntos se aplica la ecuación [3.4] calculando después el valor medio y la desviación estándar que se corresponde con la incertidumbre a 1σ de probabilidad.

3.2. Herramientas para el análisis frecuencial

Para estudiar la evolución del campo geomagnético se han escogido tres técnicas utilizadas habitualmente en el análisis de frecuencias: 1) la transformada de Fourier representada en el periodograma; 2) el *Empirical Mode Decomposition* (EMD); y 3) el análisis de *wavelets*. Con estas técnicas se han analizado las series temporales de diferentes parámetros del campo geomagnético obtenidos de diferentes paleorreconstrucciones.

Se ha seguido un procedimiento similar al realizado por Panovska *et al.* (2013) pero empleando aquí paleorreconstrucciones globales del campo geomagnético en lugar de registros magnéticos locales. El análisis se ha realizado tanto sobre el campo dipolar como sobre el no dipolar, analizando también específicamente los términos cuadrupolares y octupolares. Para que los resultados proporcionados por diferentes modelos sean comparables, se ha considerado la energía total hasta $n = 5$.

Las series temporales que se procesan son finitas y discretas. Es decir, que abarcan un intervalo de tiempo determinado por la ventana temporal que cubre la paleorreconstrucción considerada y tienen una resolución temporal determinada por los nodos temporales (*knot points*) elegidos en el proceso de modelado, como se detalló en la sección 2.1.4.

3.2.1. Transformada de Fourier y Periodograma

Uno de los métodos más utilizados para estudiar el contenido de frecuencias de una serie temporal es el análisis de la densidad espectral a partir de una transformada de Fourier discreta (DFT, de sus siglas en inglés *Discrete Fourier Transform*). Para calcularla se utiliza el algoritmo de la transformada rápida de Fourier (FFT, del inglés *Fast Fourier Transform*). El término de periodograma fue acuñado por Arthur Schuster en 1898 (Schuster, 1898) y es la herramienta más usada para identificar las frecuencias más relevantes en función de su poder espectral (Oppenheim *et al.*, 1989). La densidad de poder espectral (PSD, de las siglas en inglés *Power Spectra Density*) estima la energía de una señal distribuida según sus diferentes frecuencias características (Stoica y Randolph, 2005). Se calcula según el método de Blackman y Tukey (1958)

comúnmente utilizado en el ámbito de las Ciencias de la Tierra, que la define como Trauth (2021):

$$PSD = \frac{|X_{xx}(f)|^2}{f_s}, \quad [3.6]$$

donde $X_{xx}(f)$ es la transformada de Fourier de la función de autocorrelación, y f_s es la frecuencia de muestreo de la señal.

El PSD se representa en el periodograma, donde el eje vertical indica el PSD y el eje horizontal las frecuencias. De esta forma, se podrán identificar las frecuencias características como aquellas con mayor PSD.

Para el cálculo del PSD se tienen en cuenta las incertidumbres de las series de datos, realizando un método de Monte-Carlo para obtener los valores de frecuencias características con un rango de error. En este caso, se toman 1.000 series perturbadas de la serie original siguiendo el mismo proceso que se explicó en la sección 3.1.2.

3.2.2. Empirical Mode Decomposition (EMD)

Un segundo método de análisis de frecuencias es el *Empirical Mode Decomposition* (EMD), ampliamente utilizado también en el estudio de series de datos finitas, no estacionarias y que representan procesos no lineales. En el ámbito de las Ciencias de la Tierra este método ha sido empleado en varias ocasiones (ver, por ejemplo, Roberts *et al.*, 2007; Jackson y Mound, 2010). Este trabajo sigue la metodología de Flandrin (2009).

Esta técnica se basa en la descomposición de una serie temporal en un número de nuevas funciones llamadas Funciones de Modo Intrínseco (en inglés *Intrinsic Mode Functions*, IMFs), que representan las diferentes frecuencias que están presentes en la señal. Estas IMFs son ortogonales entre sí, de forma que al ser sumadas junto con el residuo, se puede recuperar la serie original. El EMD fue propuesto por Huang *et al.* (1998) partiendo de una serie temporal X , donde $X(t)$ era representada como un número complejo $Z(t)$:

$$Z(t) = X(t) + iY(t) \quad [3.7]$$

e $Y(t)$ venía definida a partir de la transformada de Hilbert como:

$$Y(t) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X(t')}{t-t'} dt', \quad [3.8]$$

donde P es el valor principal de Cauchy¹.

De tal forma, que $Z(t)$ podía expresarse como:

$$Z(t) = a(t)e^{-i\theta(t)}, \quad [3.9]$$

con

$$a(t) = \sqrt{X(t)^2 + Y(t)^2}, \quad [3.10]$$

y siendo $\theta(t)$ el argumento de un número complejo:

$$\theta(t) = \arctan\left(\frac{Y(t)}{X(t)}\right). \quad [3.11]$$

A partir de $\theta(t)$ se definía la “frecuencia instantánea” como:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\theta(t)}{dt} \quad [3.12]$$

Esta variable tomaba un único valor para cada tiempo por lo que solo podría ser considerada en aquellas series denominadas “monocomponentes” (caracterizadas por tener una frecuencia única). Sin embargo, las series de datos reales con las que se trabaja en esta Tesis no presentan esa característica, por lo que se define la frecuencia instantánea como una banda estrecha de frecuencias (Schwartz *et al.*, 1996). Por tanto, aunque se parte de la definición a partir de la transformada de Hilbert, esta no puede ofrecer una descripción completa del contenido en frecuencias de la señal (Long *et al.*, 1995). Así, se implementó una forma empírica para descomponer la serie en nuevas series temporales con unas determinadas frecuencias características, el EMD (Huang *et al.*, 1998), que generaba nuevas series monocomponentes con las que sí se podría utilizar la definición anterior. El proceso es iterativo: 1) partiendo de la serie original X , se generan envolventes siguiendo los máximos y los mínimos locales de la señal de forma que su media, m , se resta de la serie original X ; 2) sobre esta nueva serie $h(t)$ se vuelve a realizar la media de las envolventes y se resta hasta conseguir una h' que cumpla los requisitos para ser considerada una

¹ El valor principal de Cauchy es un método matemático que permite asignar valores a integrales impropias para que estén definidas.

IMF (ver párrafo siguiente). Este proceso fue denominado como *shifting* por Huang *et al.* (1998) (Figuras 3.1 y 3.2); 3) esta primera IMF se resta a la serie original X obteniendo el residuo, que será la primera aproximación a la segunda IMF; 4) se repite todo el proceso de *shifting* hasta obtener una segunda IMF, y así sucesivamente; 5) finalmente, la función resultante de restar la última IMF será el residuo, que no presentará máximos ni mínimos locales e indicará la larga tendencia de la serie original.

Se ha comentado que el proceso de *shifting* se realiza hasta que la función h' cumple las condiciones para ser considerada IMF. Estas condiciones se resumen en dos: 1) el número de extremos (máximos o mínimos) es igual o difiere como máximo en 1 del número de veces que la función pasa por 0; 2) en cualquier punto el valor medio entre la envolvente definida por los máximos locales y la definida por los mínimos locales es cero. Así el *shifting* permite eliminar mínimos o máximos hasta que se cumple la primera condición y suavizar las amplitudes para cumplir la segunda.

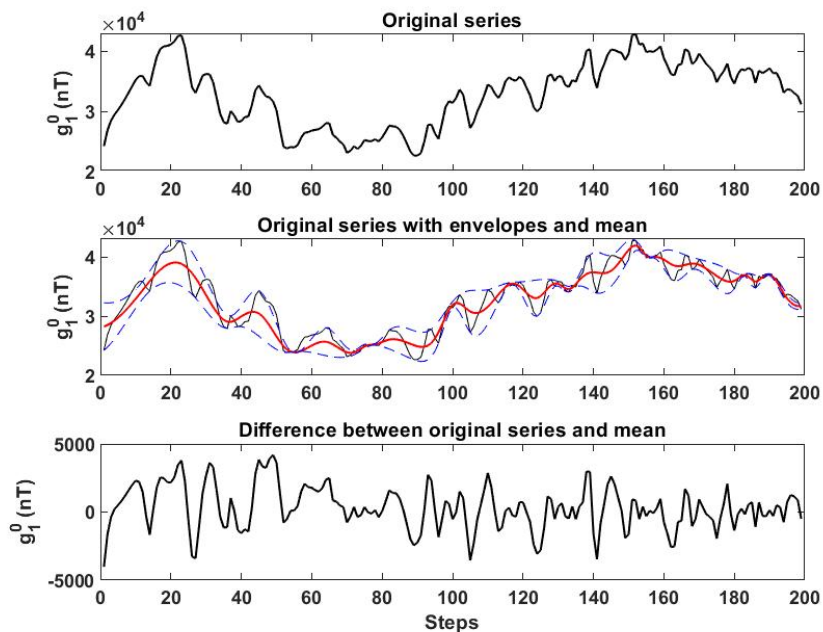


Figura 3.1. Proceso de obtención de la primera iteración para la IMF1 de una serie de coeficiente g_1^0 dada por la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k. En la última gráfica se realiza el proceso de *shifting* descrito en el texto. Nótese el cambio en la escala entre la serie original (arriba) y la última gráfica.

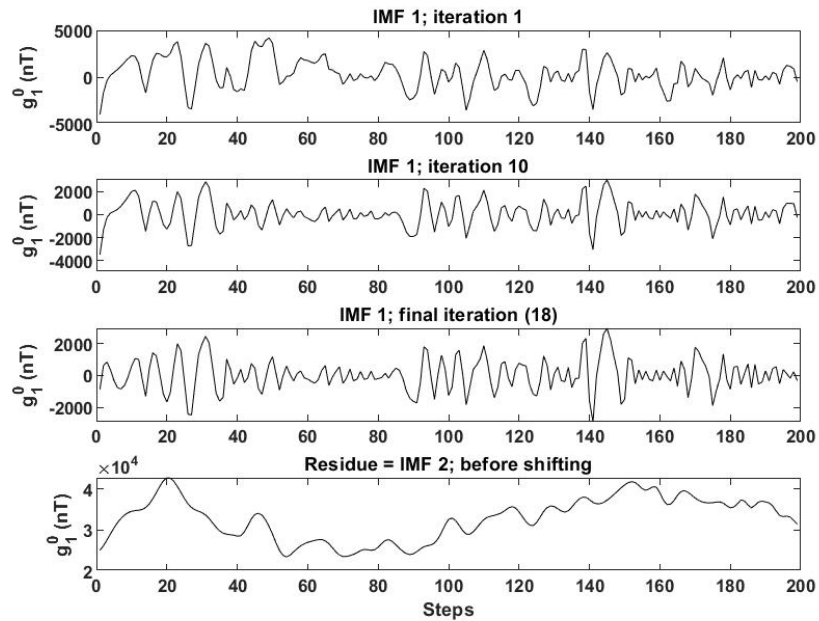


Figura 3.2. Diferentes iteraciones en el proceso de shifting para la obtención de la primera IMF partiendo del resultado mostrado en la Figura 3.1, panel inferior. El residuo (último panel) es la primera aproximación a la segunda IMF sobre la que se realiza de nuevo el proceso iterativo del shifting. Nótese las diferentes escalas en cada IMF y el residuo.

A cada una de las IMFs se le asocia una frecuencia característica relacionada con el concepto de frecuencia instantánea. Para definir los periodos característicos se utiliza el método descrito por Roberts *et al.* (2007) que hace uso de la función de autocorrelación (ACF, de sus siglas en inglés *Autocorrelation Function*). Para cada IMF se construye la ACF, de forma que si hay periodicidad en la ACF se observarán máximos o mínimos intercalados cuya amplitud deberá exceder el 95% del nivel de confianza. Estos extremos pueden relacionarse con la periodicidad p , de manera que el primer mínimo ocurre a $p/2$, el siguiente extremo será un máximo y ocurrirá en p , el siguiente será un mínimo que ocurrirá en $3p/2$ y así sucesivamente. De esta manera puede obtenerse el periodo característico p de la IMF.

Para obtener unos resultados más robustos se tienen en cuenta las incertidumbres de las series que se procesan con el EMD siguiendo un método de Monte-Carlo. El procedimiento es el mismo que el seguido en la transformada de Fourier y que se explicó en la sección 3.1.2.

3.2.3. Análisis de *wavelets*

El tercer método utilizado en esta Tesis es un análisis de *wavelets* de la energía de diferentes contribuciones del campo geomagnético. Las *wavelets* son una herramienta muy versátil que permite analizar, de forma cualitativa, la persistencia de las frecuencias características de la serie en el intervalo de tiempo analizado. Por ese motivo, desde principios de los años 80 han sido ampliamente utilizadas en los campos de la sismología y de la meteorología (ver, por ejemplo, Kumar y Foufoula-Georgiou, 1997; Torrence y Compo, 1997), pero también se han utilizado en el análisis del campo geomagnético, tanto a partir de datos paleomagnéticos (ver, por ejemplo, Guyodo *et al.*, 2000; Gurarii y Aleksyustin, 2009; Panovska *et al.*, 2013) como de magnetogramas (ver, por ejemplo, Mandrikova *et al.*, 2013).

En esencia, las *wavelets* son una transformación que se basa en el análisis espectral de Fourier que se realiza en una ventana ajustable y móvil a lo largo de la serie temporal. La transformada de *wavelets* W , se define como (Kumar y Foufoula-Georgiou, 1997):

$$W = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} X(t) \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \quad [3.13]$$

donde X es la serie temporal; ψ es la función *wavelets* que depende de a , el factor de dilatación, y de b , la traslación de la ventana desde el origen. De esta forma, el parámetro b permite analizar eventos muy localizados en el tiempo para los que a se ajusta en función de su frecuencia, teniendo así una ventana flexible que puede contraerse para variaciones de alta frecuencia o dilatarse para baja frecuencia dentro de la misma serie temporal (Kumar y Foufoula-Georgiou, 1997). Por tanto, aunque la frecuencia no aparezca explícitamente en la definición de *wavelets*, existe una relación $1/a$ con la escala de frecuencias, que podrá transformarse en periodos característicos. La expresión [3.13] hace referencia a una función *wavelet* continua como las empleadas en este trabajo. En ellas, los parámetros a y b pueden tomar valores continuos. Es posible definir una transformada *wavelet* discreta con solo considerar valores discretos de esos dos parámetros, que se relacionan según $b = nb_0 a_0^m$, con $b_0 > 0$, a_0^m un factor de dilatación fijo seleccionado *a priori*, y n un número entero.

Existe toda una gran familia de funciones *wavelets* (o funciones “*wavelets* madre”) de las que se puede escoger la más indicada en función de lo que se quiera resaltar en el análisis de frecuencias. Estas funciones deben cumplir dos requisitos: 1) que decaiga lo suficientemente rápido en comparación con la localización temporal de la frecuencia característica; y 2) que tenga media cero (Kumar y Foufoula-Georgiou, 1997). Las funciones más populares para realizar la transformada de *wavelets* continua son las “Mexican Hat” y la Morlet o Gabor (Figura 3.3). Para más información sobre las características de las *wavelets* se refiere al lector a Daubechies (1992).

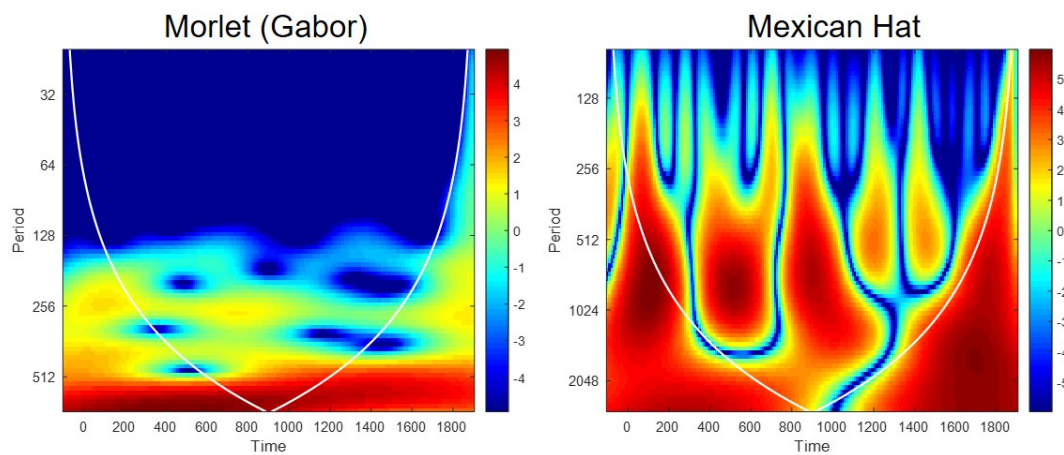


Figura 3.3. Comparativa entre un análisis de wavelets de la misma serie usando como “wavelets madre” una función Morlet (izquierda) y “Mexican Hat” (derecha) sobre la serie energía dipolar del campo geomagnético según la paleorreconstrucción SHAWQ2k. Nótese que las escalas son diferentes en ambas representaciones. La línea blanca indica el COI (ver texto para más detalles).

La Figura 3.3 muestra la representación que se usa para el análisis de *wavelets*, denominado *escalograma* que representa el cuadrado del módulo de los coeficientes de la *wavelet*, como si fuese equivalente a una medida de la energía (Flandrin, 1988). En esa misma figura también puede verse el Cono de Influencia (COI, de sus siglas en inglés *Cone of Influence*) que delimita la región del *escalograma* que es significativa al 95% de confianza. Las regiones del *escalograma* que se encuentren por debajo del COI (indicado en la Figura 3.3 como una línea blanca) pueden ser artificios matemáticos por el hecho de trabajar con series finitas.

En función del tipo de análisis que se vaya a realizar, se debe elegir la *wavelet* madre más adecuada en base a cuatro criterios: 1) ortogonalidad: si la *wavelet* es ortogonal será más indicada para analizar series con altas frecuencias, si la *wavelet* es no ortogonal, será más indicada para analizar variaciones continuas y más suaves; 2) compleja o real: si la *wavelet* es compleja se utilizará para analizar señales oscilatorias mientras que si la *wavelet* es real, se utilizará para señales que presentan discontinuidades; 3) anchura: este criterio es fundamental para aumentar o disminuir la resolución, de forma que si la *wavelet* es estrecha se aumentará la resolución en las frecuencias, mientras que si la *wavelet* es más ancha se obtendrá más resolución en el tiempo; 4) forma: si la *wavelet* es rectangular, entonces es adecuada para analizar series discretas; si la *wavelet* está basada en cosenos amortiguados, entonces se utilizará sobre series continuas.

En vista de estos requisitos, en esta Tesis se ha escogido la función *wavelets* de Morlet (o Gabor) para realizar todos los análisis de frecuencias que impliquen *wavelets*. Las características de esta función son: 1) no ortogonal, para detectar correctamente las variaciones del campo geomagnético que son suaves; 2) compleja ya que las variaciones de la energía del campo geomagnético no presentan discontinuidades; 3) su anchura es un compromiso para obtener correctas resoluciones en tiempo y frecuencias; y 4) su forma está basada en cosenos amortiguados en consonancia con la serie analizada que es continua.

3.3. Herramientas para el análisis de los *jerks* arqueomagnéticos

En el Capítulo 9 se estudia la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos y los *jerks* arqueomagnéticos (o *arqueojerks*). En el caso de los *arqueojerks*, como se comentó en la sección 2.4.1, no se dispone todavía de una definición precisa.

A partir de las paleorreconstrucciones globales se han analizado diferentes parámetros que podrían describir los cambios observados en la PSV: 1) cambios marcados en el movimiento del polo geomagnético coincidentes con mínimos o máximos de la intensidad de campo dipolar (Campuzano *et al.*, 2019); 2) máximos en la razón cuadrupolo-dipolo que coinciden con valores máximos de

distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico (Gallet *et al.*, 2009); y 3) cambios en el movimiento azimutal del campo geomagnético en el CMB (Dumberry y Finlay, 2007).

3.3.1. Movimiento del polo e intensidad del campo dipolar

El polo geomagnético se define como el punto en la superficie terrestre donde intersectaría el eje del dipolo inclinado (primera aproximación del campo geomagnético). No debe confundirse con el polo magnético, que tiene en cuenta todas las contribuciones del CMT y se define como la región de la superficie terrestre donde la inclinación registra un valor de $\pm 90^\circ$. En este estudio solo se utiliza el polo geomagnético, cuyas coordenadas (θ_0, λ_0) se calculan a partir de los tres primeros coeficientes de Gauss:

$$\tan \theta_0 = \frac{\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}}{g_1^0} \quad [3.14]$$

$$\tan \lambda_0 = \frac{h_1^1}{g_1^1}, \quad [3.15]$$

donde θ_0 se refiere a la colatitud, es decir 90° -latitud, y λ_0 la longitud. Se mostrarán los resultados solo para el polo boreal, ya que al tratarse de la aproximación dipolar los resultados son antipodales. Dada la polaridad normal actual, el polo boreal hace referencia al polo sur del dipolo, es decir, por donde entran las líneas de campo geomagnético (Figura 3.4)

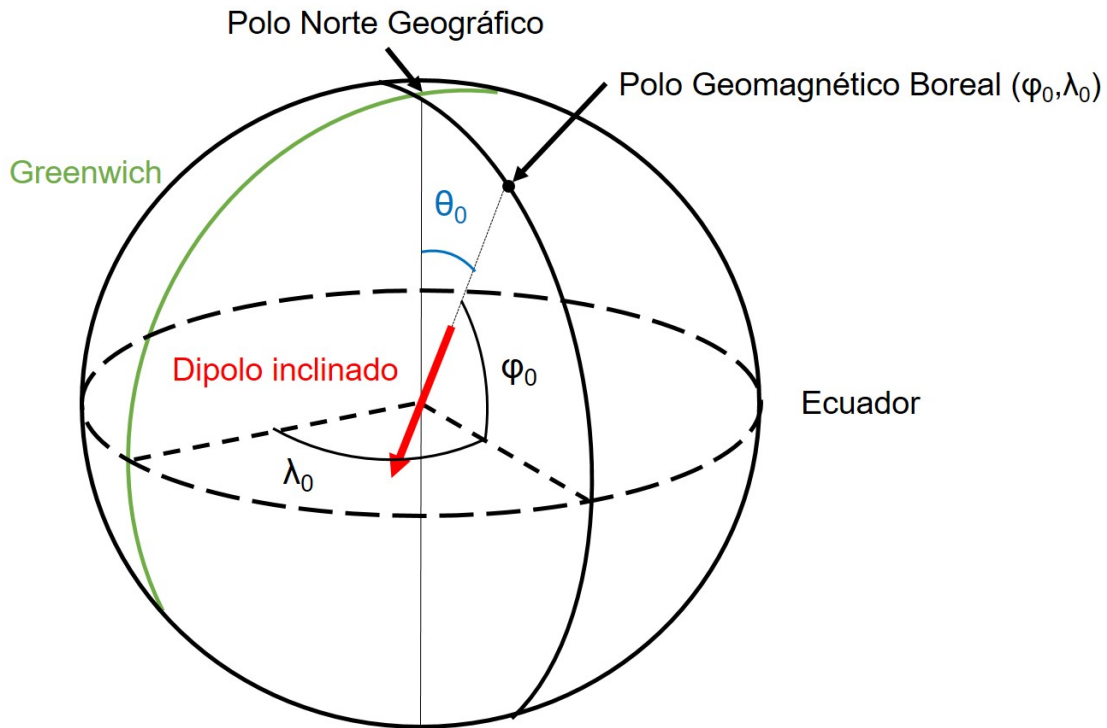


Figura 3.4. Posición del polo geomagnético boreal en relación con la dirección de la aproximación del campo geomagnético a un dipolo inclinado (rojo): φ_0 es la latitud del polo, λ_0 es su longitud y θ_0 la colatitud (90° -latitud).

Para evaluar la intensidad del campo dipolar se ha calculado la energía para $n=1$ según la expresión [3.4], que describe la energía del campo dipolar.

Para ver la relación con los *arqueojerks*, se comparan la evolución de la energía dipolar y la posición del polo geomagnético dada por distintas paleorreconstrucciones (Capítulo 9).

3.3.2. Razón cuadrupolo-dipolo y distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico

La distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico se calcula a partir de las ecuaciones [3.2] y [3.3] que se han presentado en la sección 3.1.1. A partir de las coordenadas (X_c, Y_c, Z_c) del dipolo excéntrico se determinan las distancias al centro de la Tierra: la radial, R_c , o su proyección en el plano ecuatorial, S_c :

$$R_c = \sqrt{(X_c)^2 + (Y_c)^2 + (Z_c)^2} \quad [3.16]$$

$$S_c = \sqrt{(X_c)^2 + (Y_c)^2}. \quad [3.17]$$

Para el estudio de los *jerks* arqueomagnéticos según la definición de Gallet *et al.* (2009) se considera la coincidencia de un máximo de distancia al centro de la Tierra, calculada como R_c , y un máximo en la relación entre energías del campo cuadrupolar y dipolar. Esta razón se calcula a partir de la ecuación [3.4] para cada grado:

$$\frac{\langle Q \rangle}{\langle D \rangle} = \frac{(2+1) \sum_{m=0}^2 (g_2^m)^2 + (h_2^m)^2}{(1+1) \sum_{m=0}^1 (g_1^m)^2 + (h_1^m)^2} \quad [3.18]$$

3.3.3. Movimiento azimutal del campo geomagnético en el CMB: Obtención de los gráficos Tiempo-Longitud

A continuación, se detalla la metodología seguida para la obtención del movimiento azimutal del campo radial, B_r , en el CMB y su representación en diagramas de Hovmöller (Hovmöller, 1949), que muestran la evolución temporal del B_r en longitud para una única latitud. También se les denomina gráficos TL (Tiempo-Longitud).

Para analizar la deriva del campo geomagnético y su posible relación con la ocurrencia de *arqueojerks* es necesario resaltar su movimiento azimutal en el CMB. Para ello, se realiza un procesado del B_r siguiendo el procedimiento propuesto por Finlay (2005), resumido de forma esquemática en la Figura 3.5. Este es el proceso que se ha seguido en esta Tesis y que también ha sido utilizado en artículos recientes que investigan la deriva del campo geomagnético (ver, por ejemplo, Dumberry y Finlay, 2007; Nilsson *et al.*, 2020).

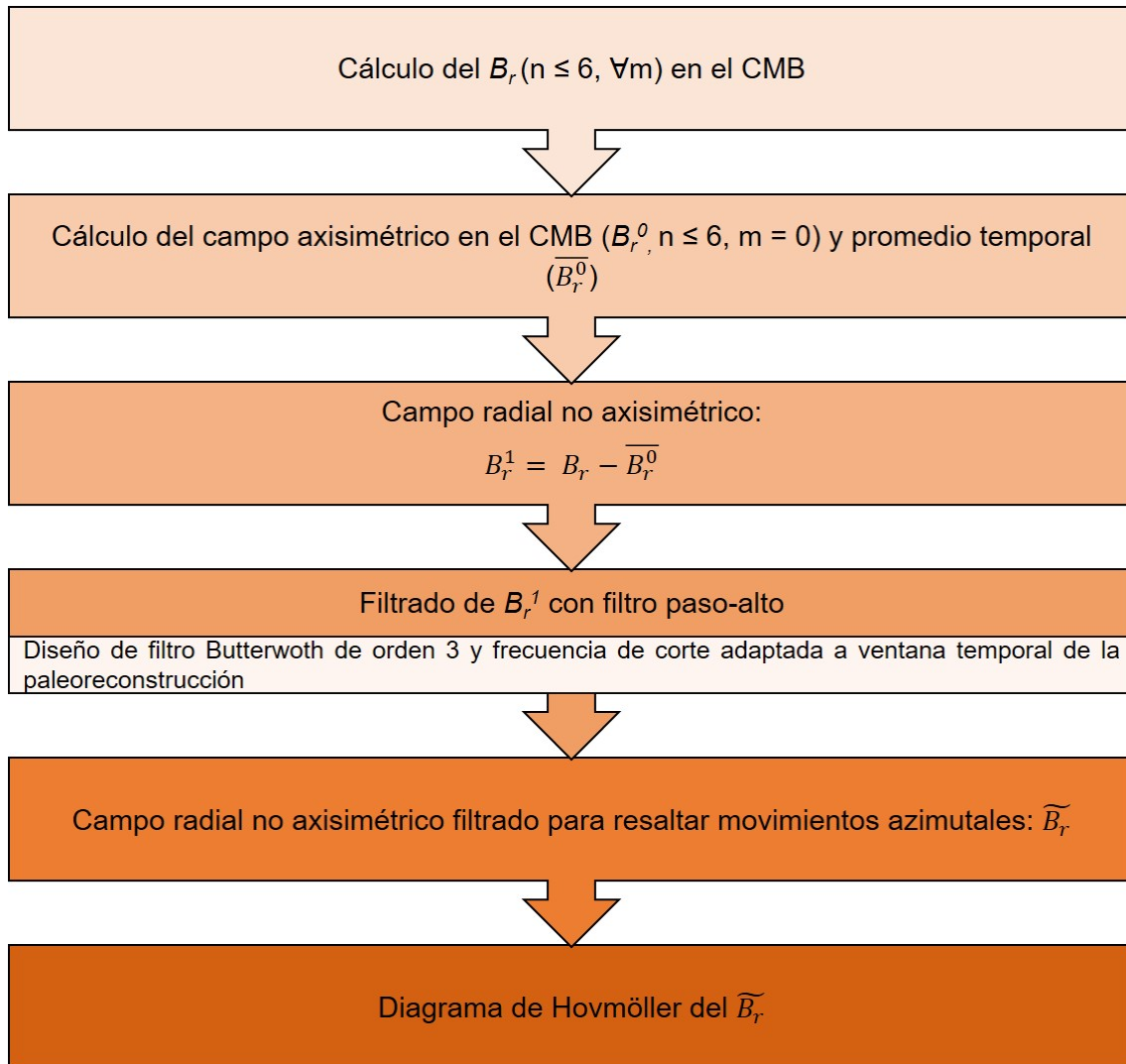


Figura 3.5. Esquema de la obtención y filtrado del campo radial no axisimétrico donde se resaltan los movimientos azimutales del campo geomagnético para estudiar su deriva este-oeste.

El B_r utilizado en este análisis se ha calculado hasta grado $n = 6$ en una franja longitudinal global a una latitud preseleccionada. El primer paso del procesado consiste en eliminar el promedio temporal del campo geomagnético axisimétrico para así resaltar los movimientos azimutales del campo. El campo axisimétrico es aquel dado por los términos del desarrollo en armónicos esféricos con orden $m = 0$, por lo que tras calcularlo se promedia en el tiempo y se resta del B_r total.

El campo radial resultante, B_r^1 , se considera libre de la componente axisimétrica pero no es suficiente para analizar correctamente el movimiento azimutal del campo geomagnético en el CMB. Es necesario realizar un filtrado de la serie para eliminar variaciones de gran longitud de onda que atenúan los

movimientos azimutales que se pretenden estudiar, más rápidos. Para eliminar estas componentes, se realiza un filtrado paso-alto con el filtro Butterworth (Butterworth, 1930) de orden 3 y una frecuencia de corte adecuada a la ventana temporal de la paleorreconstrucción que se quiera analizar. La selección de ese tipo de filtro, su orden y la magnitud de las frecuencias de corte se basa en el estudio realizado por Finlay (2005).

Aplicado el filtro a B_r^1 , se obtiene finalmente el campo radial no axisimétrico, el \tilde{B}_r , que resalta su componente azimutal y que es el que se representa en los diagramas de Hovmöller o de TL para diferentes latitudes (Capítulo 9).

3.4. Herramientas para el análisis de *jerks* geomagnéticos: aceleración secular del campo radial en el CMB

El análisis de los *jerks* geomagnéticos se ha realizado a partir de la evolución de la aceleración secular (SA, *Secular Acceleration*) del campo radial en el CMB, como propusieron Chulliat *et al.* (2010) y Chulliat y Maus (2014) (sección 2.4). En este apartado se explica cómo se ha obtenido esta variable a partir del modelo CHAOS, que usa datos de satélite (en concreto de la constelación *Swarm* de la Agencia Espacial Europea) y de observatorios en tierra siguiendo el procedimiento publicado en Campuzano *et al.* (2021).

Para analizar las variaciones del campo geomagnético en el CMB se utiliza la propia definición de “variación secular” como la derivada de la evolución temporal de la componente que se esté analizando (C). En este trabajo se utilizan las expresiones de derivadas finitas:

$$C_{t_{i+\frac{1}{2}}}^{\cdot} = \frac{C_{t_{i+1}} - C_{t_i}}{(t_{i+1} - t_i)}, \quad [3.19]$$

Realizando la segunda derivada de la evolución temporal, se obtiene la aceleración secular (Tozzi *et al.*, 2009):

$$C_{t_i}^{\ddot{}} = \frac{C_{t_{i-1}} - 2C_{t_i} + C_{t_{i+1}}}{(t_i - t_{i-1})(t_{i+1} - t_i)}. \quad [3.20]$$

En el análisis realizado en esta Tesis, se aplica al campo radial, B_r (componente $-Z$ del campo geomagnético), evaluado en el CMB y se calcula

también su promedio cuadrático. El campo radial se calcula hasta grado $n = 6$ a partir del modelo CHAOS-7.2 sintetizando valores en una malla regular de 10.239 puntos (N) sobre el CMB. En este caso se considera $t_{i-1} = t_i - 12$ meses y $t_{i+1} = t_i + 12$ meses en [3.20] para obtener variaciones más suaves. Por tanto, la aceleración secular se calculará como:

$$SABr_{j_i} = \frac{Br_{j_{t_{i-1}}} - 2Br_{j_{t_i}} + Br_{j_{t_{i+1}}}}{(t_i - t_{i-1})(t_{i+1} - t_i)}, \quad [3.21]$$

con $j = 1 \dots N$. El promedio cuadrático vendrá definido por:

$$\overline{SABr_i} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left(\frac{Br_{j_{t_{i-1}}} - 2Br_{j_{t_i}} + Br_{j_{t_{i+1}}}}{(t_i - t_{i-1})(t_{i+1} - t_i)} \right)^2. \quad [3.22]$$

Capítulo 4. Modelos conceptuales para describir las variaciones más importantes del Campo Geomagnético Principal

A lo largo de esta Tesis se han desarrollado dos modelos conceptuales sencillos que permiten analizar algunas de las características más importantes de la variación temporal del campo geomagnético: la presencia de pulsos en el campo magnético dipolar, la ocurrencia de inversiones y excursiones y la existencia de anomalías de fuerte carácter no dipolar. Por una parte, se ha desarrollado un modelo basado en una sucesión de pulsos y decaimientos con el que se han analizado las variaciones de largo periodo del campo dipolar axial en los últimos milenios. Y por otra, se ha realizado un modelo de 360 dipolos distribuidos en un anillo ecuatorial que pueden presentar polaridad normal o invertida y/o modificar su magnitud para reproducir el comportamiento del campo geomagnético durante las últimas inversiones y excursiones de polaridad, así como durante las anomalías geomagnéticas más importantes de los últimos 3000 años (la LIAA y la SAA).

En esta sección se detallan las características de ambos modelos, mientras que los resultados de los diferentes eventos modelados se presentan en los Capítulos 5, 6, 7 y 8 de esta Tesis. También se indica la potencialidad del uso de estos sencillos modelos, así como sus limitaciones.

4.1. Modelo pulso – decaimiento

Este modelo se encuentra publicado en:

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Characteristic periods of the paleosecular variation of the Earth's magnetic field during the Holocene from global paleoreconstructions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 312, 106656. DOI: **10.1016/j.pepi.2021.106656**

Desde que se tienen registros del campo geomagnético se ha observado una sucesión de momentos en los que predomina una tendencia general decreciente en la intensidad del campo (como ocurre en la actualidad) y otras épocas en las que domina una tendencia creciente del campo geomagnético (como ocurrió desde el Neolítico hasta el final de la Edad de Bronce). Esta variación se observa tanto a escalas temporales de cientos de años, como de miles de años, como se verá en el Capítulo 6 (Figura 6.1).

En el caso de las variaciones de mayor periodo (escalas de milenios), la difusión del campo geomagnético empieza a cobrar un papel relevante, tal y como muestran las simulaciones de geodinamo (ver, por ejemplo, Merrill *et al.*, 1996; Dormy *et al.* 2000; Terra-Nova *et al.*, 2016). Puesto que el campo geomagnético no ha desaparecido a pesar de esta difusión, debe haber un mecanismo que lo refuerce. Este balance entre creación – destrucción del campo geomagnético viene explicitado en la ecuación de inducción del campo geomagnético:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad [4.1]$$

donde \mathbf{v} es la velocidad y $1/\sigma\mu_0$ representa la difusividad magnética, siendo σ la conductividad eléctrica y μ_0 la permeabilidad magnética en el vacío. En esta Tesis se analizan las variaciones temporales de los últimos 10.000 años. Y uno de los parámetros analizados es la variación de larga longitud de onda del campo dipolar cuyos resultados se presentan en el Capítulo 5. Para realizar este estudio se ha propuesto un modelo basado en el balance de un término difusivo y uno

de refuerzo que reproduzca las observaciones dadas por las paleorreconstrucciones.

Para la definición del término difusivo del modelo, se ha utilizado la aproximación de Merrill *et al.* (1996). En el caso extremo en el que la advección del campo fuera 0, la evolución del campo geomagnético podría reducirse a una exponencial decreciente, obtenida de resolver la ecuación [4.1] con $\mathbf{v} = 0$ en el segundo término:

$$B = ke^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)}, \quad [4.2]$$

donde k es una constante y la variable τ se denomina tiempo característico de decaimiento y depende de la dimensión de la fuente de campo geomagnético y de la conductividad eléctrica del núcleo externo.

Los tiempos característicos de decaimiento son diferentes para cada grado armónico del campo geomagnético. Según Merrill *et al.* (1996) con una conductividad eléctrica entre 10^5 Sm^{-1} y 10^6 Sm^{-1} , los tiempos característicos de decaimiento del campo dipolar estarían comprendidos entre 5.000 y 50.000 años.

Por otro lado, los modelos más actuales de geodinamo expresan sus simulaciones en función de los tiempos de difusión magnética (ver, por ejemplo, Olson *et al.*, 2009), que se consideran que se encuentran en torno a los 200.000 años para el campo total. Este valor se estima que es 4 veces el tiempo de difusión del campo dipolar, entre 30.000 y 50.000 años (Olson, 2015). Estos valores son compatibles con la estimación de Merrill *et al.* (1996) a pesar de que su aproximación es muy extrema al considerar que no ocurre advección en el núcleo externo.

Para determinar el término de refuerzo del modelo se ha elegido una función que se pueda asimilar a un pulso. Se ha considerado la función descrita en la ecuación [4.3] que representa una distribución normal asimétrica (Ashour y Abdel-hameed, 2010) porque permite, a partir de la definición de sus parámetros, obtener una gran variedad de curvas para evaluar diferentes posibilidades del mecanismo de refuerzo. La ecuación que la describe es:

$$p(t) = Ae^{-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\alpha}{\sqrt{2}} \frac{t-\mu}{\sigma} \right) \right]. \quad [4.3]$$

En la ecuación [4.3], A es un factor que representa la intensidad del pulso (en unidades de campo / unidades de tiempo); erf es la función error; μ es el momento de tiempo en el que el pulso está localizado; σ es una medida de la anchura del pulso (no confundir con la conductividad eléctrica); y α es el parámetro de asimetría (Figura 4.1). Cuando α toma el valor 0 hay simetría y la función $p(t)$ toma la forma de una distribución gaussiana normal, donde μ y σ representarían el valor medio y la desviación típica, respectivamente.

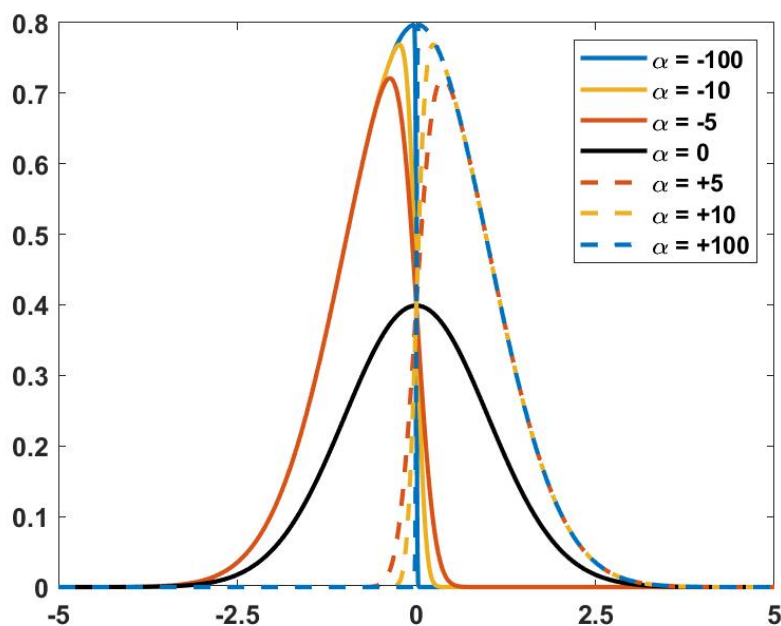


Figura 4.1. Representación esquemática del pulso asimétrico descrito por la ecuación [4.3]. Cada serie se calcula con los mismos parámetros a excepción del parámetro de asimetría α . La línea negra representa una distribución normal ($\alpha = 0$), las líneas continuas representan funciones asimétricas a la izquierda y las líneas discontinuas asimétricas a la derecha. Unidades arbitrarias.

En la Figura 4.1 se puede comprobar cómo varía la forma de la distribución en función del parámetro de asimetría. La variedad de familias que permite esta función, dando lugar a distribuciones que crecen más despacio de lo que decaen después ($\alpha < 0$) o viceversa ($\alpha > 0$), es una característica importante en el modelo, ya que ofrece una amplia posibilidad de formas para el mecanismo de refuerzo. A partir de ahora se denominará como pulso de largo periodo, o simplemente pulso a este mecanismo de refuerzo.

Una vez definidos los dos fenómenos que contribuyen al modelo, es decir, un refuerzo como un pulso [4.3] y un término difusivo [4.2], se establece la interacción entre ellos como representa el esquema de la Figura 4.2.

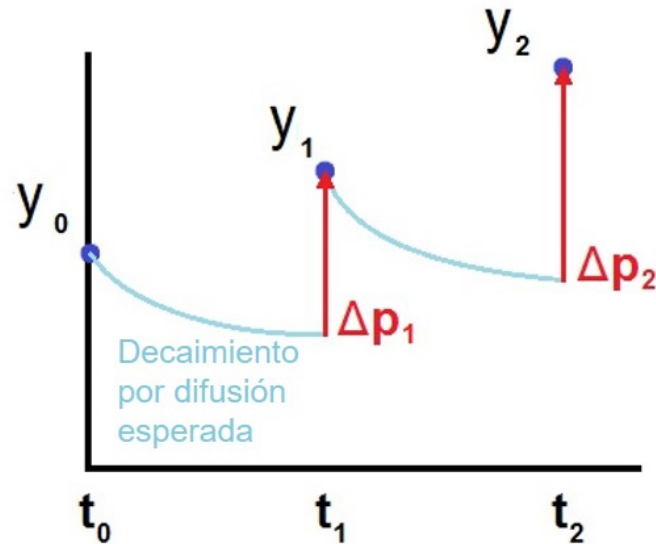


Figura 4.2. Representación esquemática de la formación de la serie sintética $y=y_0, y_1, y_2, \dots, y_n$, dada por el modelo pulso (rojo)-decaimiento (azul) que se comparará con las observaciones dadas por las paleorreconstrucciones (Capítulo 7). Unidades arbitrarias.

Entre dos tiempos sucesivos (t_0 y t_1) el campo dipolar axial se considera que disminuye desde un valor inicial, y_0 , siguiendo la difusión dada por [4.2]. El valor de campo para el tiempo t_1 , y_1 , se calcula sumando a la disminución lo que ha crecido el pulso [4.3], Δp_1 , en el intervalo de tiempo $t_0 - t_1$. Esta operación se repite para cada par de valores sucesivos de campo dipolar axial durante toda la serie. Finalmente, se compara el resultado (serie y) con las variaciones dadas por las paleorreconstrucciones.

El ajuste se realiza como un proceso iterativo, en el que se evalúa un espacio aleatorio de los parámetros ($y_0, \tau, A, \mu, \sigma, \alpha$) que definen las funciones [4.2] y [4.3]. Se realizan 10^6 combinaciones aleatorias que generan cada una de ellas una serie de pulso más decaimiento. Esta serie es comparada con las variaciones del campo dipolar axial obtenidas de las paleorreconstrucciones buscando con qué combinación de parámetros se obtiene una menor suma de los residuos al cuadrado (RSS, del inglés *Residual Sum of Squares*). Aquella serie pulso más decaimiento que lo obtenga se considera como el mejor ajuste y, por tanto, la mejor representación de la variación de largo periodo del campo

dipolar axial. El intervalo de confianza vendrá marcado por los valores más extremos de las series con RSS tales que sus probabilidades sumen un 95% del intervalo de confianza (Figura 4.3).

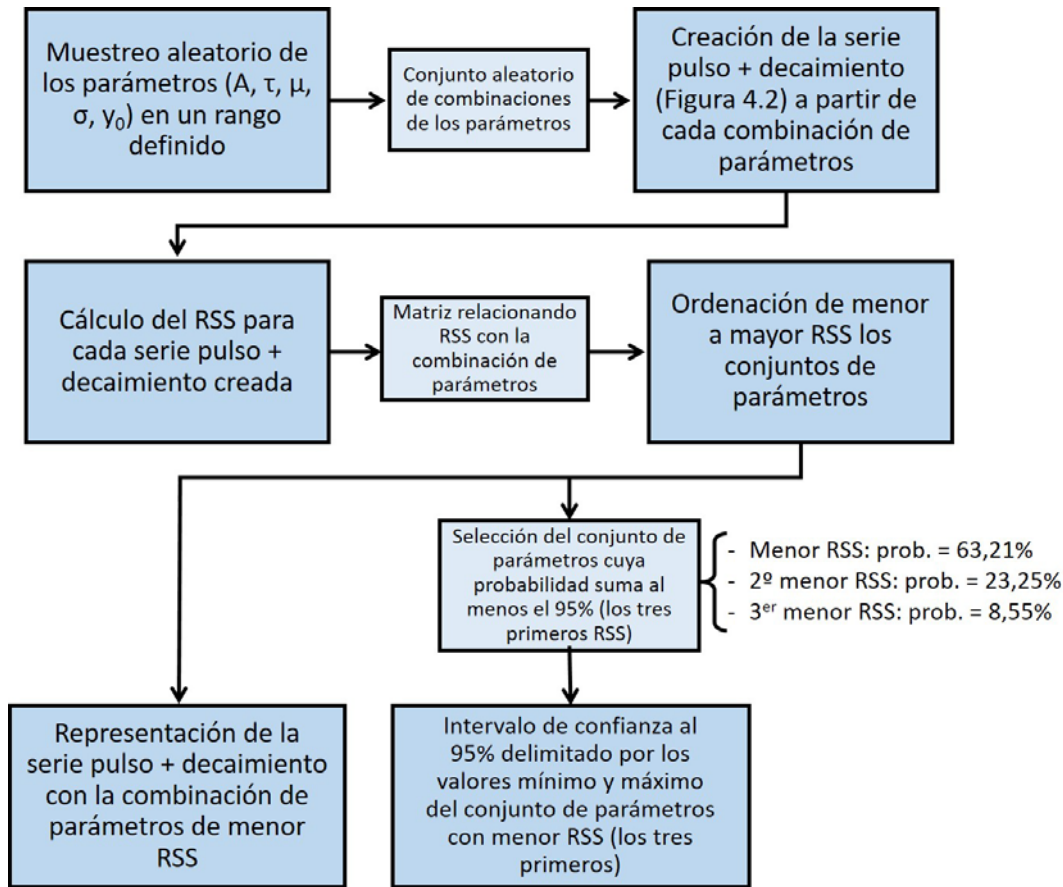


Figura 4.3. Esquema del proceso iterativo para la determinación del conjunto de parámetros más probables del modelo pulso-decaimiento.

De esta forma, el intervalo que se define presenta una estimación del rango de valores que toman los parámetros ($y_0, \tau, A, \mu, \sigma, \alpha$), donde los más relevantes para el análisis de las variaciones del campo dipolar axial serán el tiempo característico de decaimiento, τ , que se espera sea del orden de los tiempos de difusión estimados por la geodinamo, y el parámetro de asimetría de la distribución, α , que daría información sobre la forma del pulso de largo periodo que mantiene al campo dipolar axial.

Aunque este modelo es útil para describir la variación secular del campo geomagnético, debe tenerse en cuenta que no aporta información de los mecanismos que tienen lugar en la dinamo. La principal ventaja es que se trata de una herramienta de bajo coste computacional que permite visualizar

matemáticamente los impulsos que se superponen a la difusión del campo y analizar de forma cuantitativa cómo es la competencia entre ambos fenómenos. Sin embargo, el modelo actual no permite simular una sucesión de impulsos, teniendo que resetear las condiciones iniciales cada vez que se desee modelar un crecimiento-decrecimiento en la energía del CMT. Este es un aspecto que podría mejorarse en trabajos posteriores.

4.2. Modelo de 360-dipolos en anillo (360-DRM)

Este modelo se encuentra publicado en:

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Rivera, P., Pavón-Carrasco, F.J. (2021). Eccentric Dipole Evolution during the Last Reversal, Last Excursions, and Holocene Anomalies. Interpretation Using a 360-Dipole Ring Model. *Geosciences*, 11, 438. DOI: **10.3390/geosciences11110438**

El propósito de este modelo sencillo es reproducir las variaciones más significativas del campo geomagnético durante la última transición de polaridad, Matuyama-Brunhes, las últimas excursiones de Laschamp y de Mono Lake (Capítulo 5) y las anomalías más importantes del campo geomagnético de los últimos 3.000 años (Capítulo 8). En concreto, se utilizará para investigar la trayectoria seguida por el dipolo excéntrico durante estos eventos, así como reproducir el campo radial en el CMB,

La idea conceptual de este modelo de dipolos en anillo, denominado *360-Dipole Ring Model* 360-DRM (Figura 4.4), parte del modelo dominó de Mori *et al.* (2013), descrito en la sección 2.7 de esta Tesis. Se considera un conjunto de 360 dipolos puntuales de igual magnitud, colocados en un anillo cerca del límite núcleo interno y externo, ICB. Se tiene en cuenta la aproximación, también utilizada por Mori *et al.* (2013), que, según el teorema de Proudman-Taylor (ver sección 2.1), los dipolos podrían representar, en primera aproximación, las columnas de convección del núcleo externo.

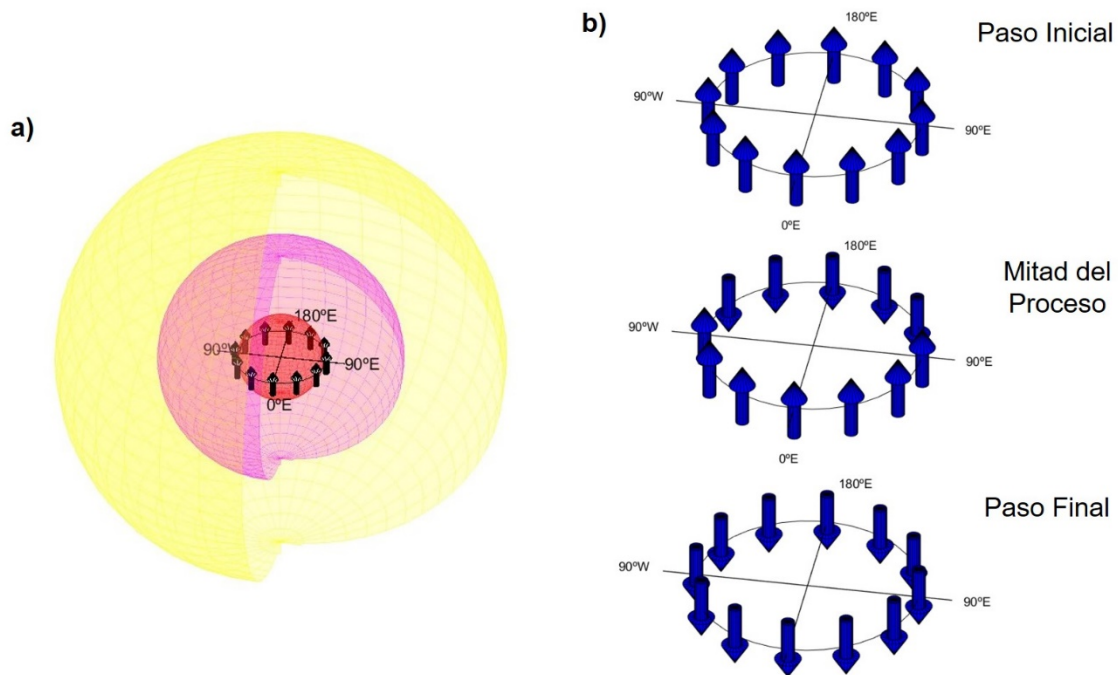


Figura 4.4. a) Representación esquemática de la distribución de los dipolos en anillo del 360-DRM cerca del ICB. En rojo se representa el núcleo interno, en rosa el núcleo externo y en amarillo el manto. **b)** Ejemplo de transición de los dipolos para el caso de una inversión que comenzase a invertirse en 180°E. Se representan solo 12 dipolos de los 360 utilizados.

Por simplicidad, en el 360-DRM no hay interacción aleatoria entre dipolos como ocurría en el modelo de Mori et al. (2013), por lo que no puede considerarse un típico modelo dominó. Las interacciones están establecidas *a priori* considerando que las perturbaciones comienzan en un dipolo previamente seleccionado y se propagan tanto a derecha como a izquierda del anillo. Si se permite que se propague a todos los dipolos estará representando una inversión, mientras que si se decide pararlo y volver al estado inicial se representaría una excursión. Cuándo y dónde comenzar o parar la modificación de los dipolos depende exclusivamente de las condiciones impuestas inicialmente. Para determinar estas condiciones se han utilizado parámetros derivados de las paleorreconstrucciones, como la energía total del campo, el movimiento del dipolo excéntrico o la geometría del campo radial en el CMB.

Para calcular la posición del dipolo excéntrico sintético del 360-DRM deben obtenerse los coeficientes de Gauss asociados al modelo y utilizar las expresiones [3.2] y [3.3]. Para ello, primero se calcula el campo magnético sintético generado por los 360 dipolos a cada paso de la simulación, considerado

como la suma de campo magnético (\mathbf{B}) que crea cada uno de los dipolos (\mathbf{m}_i) situados en \mathbf{r}'_i en un punto \mathbf{r} . Se realiza este cálculo sobre una malla uniformemente distribuida de 1500 puntos en la superficie terrestre:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{360} \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3(\mathbf{r}-\mathbf{r}'_i)\mathbf{m}_i \cdot (\mathbf{r}-\mathbf{r}'_i)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_i|^5} - \frac{\mathbf{m}_i}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_i|^3} \right) \quad [4.4]$$

Para poder obtener los coeficientes de Gauss es necesario obtener las componentes del campo geomagnético (X, Y, Z) en cada punto de la malla, según la relación:

$$\begin{aligned} X &= -B_\theta \\ Y &= B_\lambda, \\ Z &= -B_r \end{aligned} \quad [4.5]$$

donde (B_r, B_θ, B_λ) son las componentes del vector \mathbf{B} obtenido de [4.4] en coordenadas esféricas. De esta manera también se obtiene el valor del campo radial, B_r , en el CMB como la componente $-Z$ evaluada a un radio de 3.480 km desde el centro de la Tierra. El B_r se representa en mapas para estudiar la geometría del campo geomagnético que genera el 360-DRM.

La relación entre (X, Y, Z) y los coeficientes de Gauss se puede expresar de forma matricial como:

$$D = M \cdot G, \quad [4.6]$$

donde D son las componentes del campo geomagnético en cada punto de la malla regular; G es la matriz de los coeficientes de Gauss hasta grado $n = 10$; y M la matriz que relaciona las componentes del campo geomagnético con los coeficientes de Gauss y que depende de las coordenadas geográficas de cada punto donde se evalúe en la malla regular. Para cada paso del modelo se realiza una inversión por mínimos cuadrados, de forma que los coeficientes de Gauss pueden obtenerse como: (Whaler y Gubbins, 1981):

$$G = (M^t \cdot M)^{-1} M^t \cdot D \quad [4.7]$$

Para determinar la evolución del campo geomagnético se calcula un modelo en cada paso temporal que se define como el cambio (inversión o variación de la magnitud) en un dipolo, si es el paso inicial o final, o dos dipolos, si es la propagación de la perturbación. Para relacionar la escala temporal del

modelo con la escala temporal de las paleorreconstrucciones se ha utilizado como referencia la evolución de la energía total del campo. De manera que a partir de un valor concreto, escogido arbitrariamente y de los tiempos extremos de las series de la energía (tanto de las paleorreconstrucciones, $t_{inicial}^{paleo}$ y t_{final}^{paleo} , como del 360-DRM, $t_{inicial}^{360-DRM}$ y $t_{final}^{360-DRM}$), se establece la equivalencia entre sus pasos temporales. El tiempo de referencia en las paleorreconstrucciones se ha tomado en las inversiones y excursiones como el tiempo en el que se da el mínimo de energía ($t_{mín. Energía}^{paleo}$) y en la anomalía positiva analizada (la LIAA) como el tiempo al que se da el máximo de energía ($t_{máx. Energía}^{paleo}$). El cálculo para cada valor de tiempo en el modelo 360-DRM ($t_n^{360-DRM}$) en los casos de la inversión y de la excursión se hace a partir de la siguiente relación:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{si } n < \text{mitad proceso,} \\ \text{si } n = \text{mitad proceso,} \\ \text{si } n > \text{mitad proceso,} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} t_n^{360-DRM} = t_{inicial}^{paleo} + \frac{t_{mín. Energía}^{paleo} - t_{inicial}^{paleo}}{\# \text{ nodos temporales}} \\ t_n^{360-DRM} = t_{mín. Energía}^{paleo} \\ t_n^{360-DRM} = t_{mín. Energía}^{paleo} + \frac{t_{final}^{paleo} - t_{mín. Energía}^{paleo}}{\# \text{ nodos temporales}} \end{array} \quad [4.8]$$

donde “mitad proceso” hace referencia al paso del 360-DRM cuando mitad de los dipolos disponibles para el cambio han sido modificados y “# nodos temporales” es el número de pasos en la paleorreconstrucción entre esos dos tiempos, que depende de su resolución temporal. Para el caso de una anomalía positiva sería equivalente, cambiando el tiempo de la paleorreconstrucción para el cuál ocurre el mínimo de energía ($t_{mín. Energía}^{paleo}$) por el del máximo de energía ($t_{máx. Energía}^{paleo}$) en [4.8]. Los valores $t_{inicial}^{paleo}$ y t_{final}^{paleo} no tienen por qué coincidir con el primer y último tiempo que abarque la paleorreconstrucción. En el caso de que no hubiese un valor extremo de la energía que tomar como referente, como es el caso del estudio de la SAA, el tiempo del 360-DRM se calcularía directamente como:

$$t_n^{360-DRM} = t_{inicial}^{paleo} + \frac{t_{final}^{paleo} - t_{inicial}^{paleo}}{\# \text{ nodos temporales}} \quad [4.9]$$

Otro factor utilizado para condicionar el 360-DRM ha sido comparar la geometría del campo geomagnético tanto en superficie como en el CMB con lo obtenido de las paleorreconstrucciones. En especial, se ha analizado el

desarrollo y evolución de los parches de flujo (normales o invertidos) en el CMB que ocurren durante los eventos geomagnéticos analizados. Finalmente, el último factor ha sido la comparación de las trayectorias del dipolo excéntrico sintético calculado del 360-DRM con las dadas por las paleorreconstrucciones.

Hay que tener en cuenta que el 360-DRM tiene importantes limitaciones. Por ejemplo, se consideran dipolos puntuales para representar toda una columna de convección, razón por la que se establece la localización del anillo cerca del ICB. Sin embargo, es arbitrario, ya que carece de un significado físico real. Tampoco es posible simular el movimiento vertical del dipolo excéntrico ya que se han establecido los dipolos en un anillo ecuatorial. A pesar de todo esto, y aunque el 360-DRM es un modelo muy simple, permite extraer importante información sobre aspectos geométricos y temporales de las inversiones, excursiones y anomalías.

Capítulo 5. Variaciones extremas del Campo Geomagnético: Inversiones y Excursiones

Una de las características más importantes del campo geomagnético interno es que puede invertir su polaridad. En este Capítulo se estudian estas variaciones extremas del campo magnético principal: las inversiones y las excursiones.

El análisis se realiza a partir de la información proporcionada por las reconstrucciones paleomagnéticas que cubren la última inversión ocurrida hace 780 mil años y las últimas excursiones registradas, hace 41 y 34 mil años. En el apartado 5.1 de este Capítulo se describe la evolución del dipolo excéntrico durante estos eventos, determinado a partir de las paleorreconstrucciones, y en el 5.2 se presentan los resultados utilizando el modelo 360-DRM desarrollado en esta Tesis.

Los resultados principales de este Capítulo se encuentran en:

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Rivera, P., Pavón-Carrasco, F.J. (2021). Eccentric Dipole Evolution during the Last Reversal, Last Excursions, and Holocene Anomalies. Interpretation Using a 360-Dipole Ring Model. *Geosciences*, 11, 438. DOI: **10.3390/geosciences11110438**

5.1. Evolución del Dipolo Excéntrico durante inversiones y excursiones del Campo Geomagnético

Utilizando los primeros coeficientes de Gauss ($n = 1$ y $n = 2$) de las paleorreconstrucciones IMMAB4 (Leonhardt y Fabian, 2007), IMOLEe (Leonhardt *et al.*, 2009), LSMOD.2 (Korte *et al.*, 2019), GGF100k (Panovska *et al.*, 2018), se puede determinar la evolución del dipolo excéntrico utilizando las ecuaciones [3.2] y [3.3] durante la inversión de polaridad Matuyama-Brunhes y las excursiones de Laschamp y Mono Lake.

Lo primero que resulta sorprendente es el patrón que sigue la posición del centro del dipolo excéntrico durante estos eventos extremos del campo geomagnético (Figura 5.1). En todos los casos estudiados, el centro del dipolo excéntrico sufre un alejamiento del centro de la Tierra siguiendo un patrón meridional, situado la mayor parte del tiempo en un sector meridional entre 0°E - 20°E y 180°E - 200°E (sombreado amarillo en Figura 5.1). Las paleorreconstrucciones IMMAB4 (azul) y LSMOD.2 (verde) presentan periodos temporales en los que el dipolo excéntrico tiene su centro fuera del radio del CMB (radio de la circunferencia representada). Esto ocurre en los mínimos de energía cuando los términos de grado superior a 2 cobran mayor relevancia provocando que la aproximación al dipolo excéntrico deje de tener sentido para ese intervalo. La localización media del dipolo excéntrico durante toda la ventana temporal de las paleorreconstrucciones se encuentra también en torno a ese sector (Figura 5.1b). Incluso aunque en la paleorreconstrucción GGF100k (en morado en la Figura 5.1) no se observe con claridad la excursión de Laschamp (ver sección 2.1.4) la evolución del dipolo excéntrico parece también estar confinada.

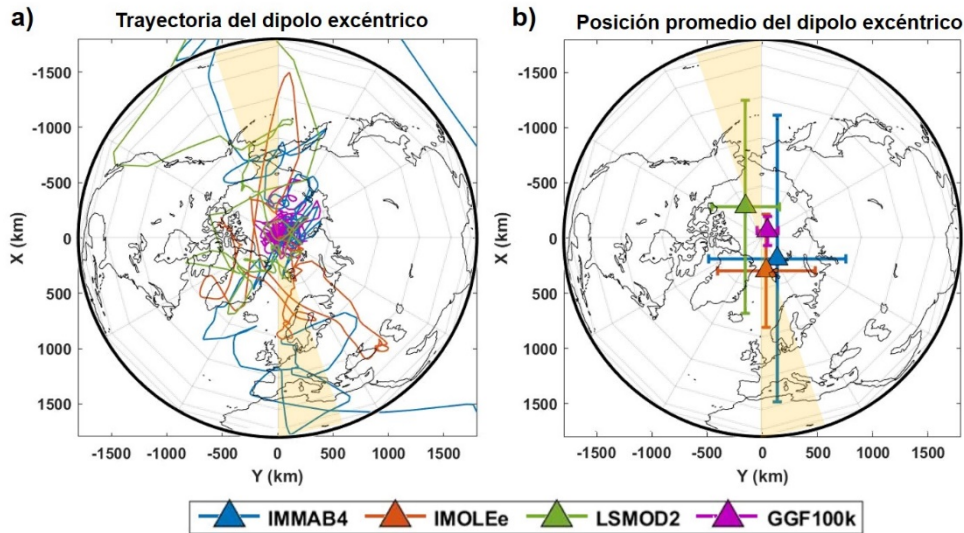


Figura 5.1. a) Evolución y **b)** posición promedio (triángulos) del dipolo excéntrico en el plano ecuatorial para las paleorreconstrucciones GGF100k (morado), IMMAB4 (azul), IMOLEe (naranja) y LSMOD.2 (verde). En amarillo se delimita el sector 0°E - 20°E y 180°E - 200°E . Se ha tomado como referencia el radio de 1.700 km. X e Y se corresponden con los ejes cartesianos geocéntricos contenidos en el plano ecuatorial (X positivas 0°E , Y positivas 90°E). Las líneas de costa se han representado como referencia.

Esta consistencia en la trayectoria del dipolo excéntrico lleva a preguntarse si podría ser una herramienta útil para el estudio de inversiones y excursiones. Hasta el momento, el análisis de estos eventos se había centrado en el estudio de las trayectorias de los VGPs. Es decir, lo que se representa son los polos geomagnéticos (aproximación dipolar) vistos desde diferentes puntos de la superficie terrestre durante las transiciones de polaridad. Los estudios previos realizados (ver, por ejemplo, Laj *et al.*, 1991; Caminha-Maciel y Ernesto, 2020) indican que, durante las últimas inversiones, los VGPs parecen desplazarse por unas longitudes fijas (meridianos): por el continente americano y su opuesto. Sin embargo, estas trayectorias preferentes no se observan en todos los casos: por ejemplo, en la excursión Blake sí se observa la trayectoria de los VGPs por el continente americano y el meridiano opuesto (Tric *et al.*, 1991; Osete *et al.*, 2012), pero no ocurre lo mismo durante la excursión de Laschamp (Leonhardt *et al.*, 2009), que parece concentrada en el hemisferio Atlántico. Por el contrario, sí que parecen consistentes las trayectorias seguidas por el centro del dipolo excéntrico durante la última inversión y excursión (Figura 5.1a).

En el CMB estos hemisferios preferentes se corresponden con regiones de diferentes velocidades de propagación de las ondas sísmicas (Figura 5.2). Así el continente americano y Asia oriental se identifica, en el CMB, con zonas donde la velocidad sísmica es mayor que la media global, es decir, se trata de regiones “frías” del CMB (Garnero *et al.*, 2007; French y Romanowicz, 2014; Hernlund y McNamara, 2015). Por el contrario, los hemisferios atlántico/africano y pacífico se corresponden con las denominadas regiones de baja velocidad sísmica (LLSVPs, del inglés *Large Low-Shear-Velocity Provinces*), en las que las velocidades de propagación de las ondas sísmicas son inferiores a la media y se corresponden con zonas “calientes” del CMB. Globalmente las trayectorias seguidas por el dipolo excéntrico parecen estar controladas por las características del CMB.

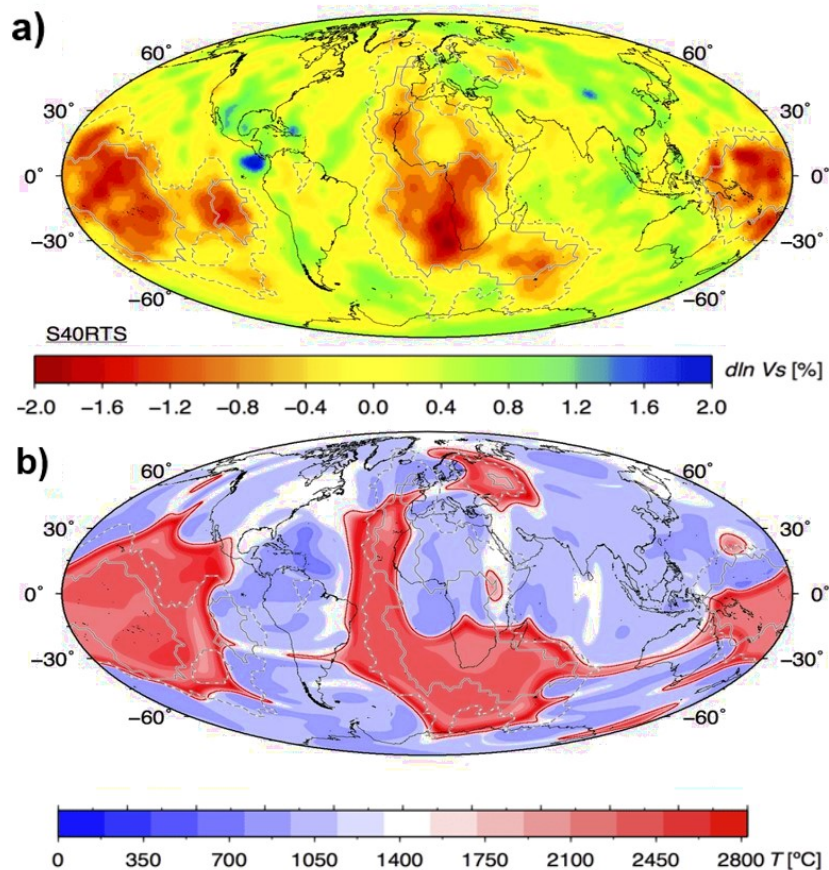


Figura 5.2. **a)** Variaciones globales de la velocidad de las ondas S en el manto inferior (a una profundidad de 2.677 km) con respecto al modelo PREM (Dziewonski y Anderson, 1981) según el modelo de tomografía sísmica S40RTS (Ritsema *et al.*, 2011). En rojo se indican las regiones con velocidad inferior y en azul las regiones con velocidad superior respecto al PREM; **b)** Temperatura del manto inferior (a una profundidad de 2.677 km) calculada a partir de modelos de flujo del manto constreñidos por reconstrucciones tectónicas. Adaptada de Flament *et al.* (2017).

Vista la importancia que parece tener el CMB durante las transiciones de polaridad, el análisis de la componente radial del campo geomagnético, B_r , en el CMB, podría, también, aportar información valiosa. De hecho, la representación en mapas del B_r permite estudiar la evolución de los diferentes parches de flujo del campo geomagnético en la superficie del CMB. La emergencia y desplazamiento de estos parches dan más información acerca de las características físicas y dinámicas de las interacciones entre el manto y el núcleo externo durante estos eventos.

5.1.1. Transición Matuyama-Brunhes

Para el caso de la transición Matuyama-Brunhes, en adelante M-B (Figura 5.3a-b), el alejamiento del dipolo excéntrico del centro de la Tierra, calculado a partir de la paleorreconstrucción IMMAB4, comienza en torno al año -780 ka (miles de años antes del presente) y se desplaza hacia el continente africano, siguiendo aproximadamente el meridiano de 20°E. Cuando se produce el mínimo de energía (Figura 5.3c), calculada hasta $n = 4$ (grado máximo de esta paleorreconstrucción), en torno al -775 ka y el -773,5 ka, la aproximación al dipolo excéntrico deja de tener sentido ya que los términos de grado superior a 2 tienen mayor relevancia, como se comentó en la Figura 5.1a.

La recuperación del campo geomagnético parece comenzar en el -772 ka, cuando la energía comienza a aumentar y la posición del dipolo excéntrico se acerca al centro de la Tierra siguiendo el meridiano de 200°E, aproximadamente.

Es decir, el dipolo excéntrico se aleja del centro de la Tierra, situándose su centro en un sector comprendido entre el meridiano 0°E – 20°E antes del cambio de polaridad (triángulos en la Figura 5.3a-b) y regresa al centro por el mismo meridiano, pero por el hemisferio opuesto, es decir, 180°E-200°E (círculos en la Figura 5.3a-b). Para estudiar la trayectoria seguida por el dipolo excéntrico en el eje vertical, se representa también un corte según el meridiano 20°E-200°E (Figura 5.3b). La trayectoria, sin tener en cuenta aquellos puntos relacionados con el mínimo de energía donde grados de orden superior a 2 tienen mayor influencia, presenta una inclinación de unos 23°, desplazándose hacia el hemisferio sur al inicio y volviendo por el hemisferio norte en la recuperación.

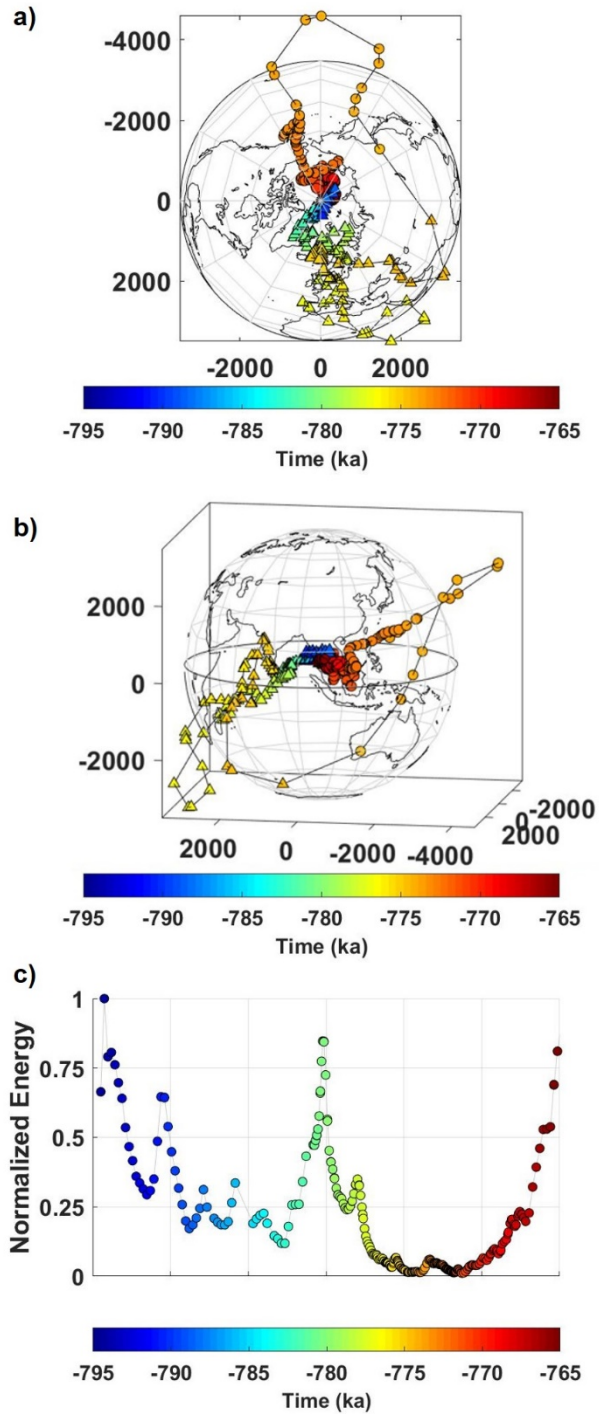


Figura 5.3. Evolución de la posición del dipolo excéntrico **a)** proyección polar norte; **b)** proyección según el meridiano 20°E-200°E; **c)** evolución de la energía total normalizada del campo calculada hasta $n = 4$ durante la transición Matuyama-Brunhes según la paleorreconstrucción IMMAB4. En **a)** y **b)** los triángulos indican los tiempos de polaridad invertida y los círculos la polaridad normal. Las líneas de costa se representan como referencia. El radio de la esfera en **a)** y **b)** es el del CMB.

La componente radial del campo geomagnético se ha calculado hasta grado $n = 4$ (Figura 5.4). Puede observarse cómo a partir del -774 ka la intensidad

de campo geomagnético disminuye notablemente (en el mínimo de la energía total en la Figura 5.3a). Al inicio de la paleorreconstrucción, el signo del B_r en cada hemisferio es contrario a la polaridad actual, con valores positivos en el hemisferio norte y negativos en el hemisferio sur. Los primeros parches de signo contrario (negativos en el hemisferio norte, y positivos en el hemisferio sur) comienzan a surgir en torno al -777,5 ka (Figura 5.4). Estos parches de flujo de campo inverso se expanden durante unos 7.000 años aproximadamente, abarcando todo el hemisferio y dando lugar al cambio de polaridad, como puede verse en el mapa del -765 ka, donde el valor negativo del B_r domina ahora el hemisferio norte y el valor positivo el hemisferio sur.

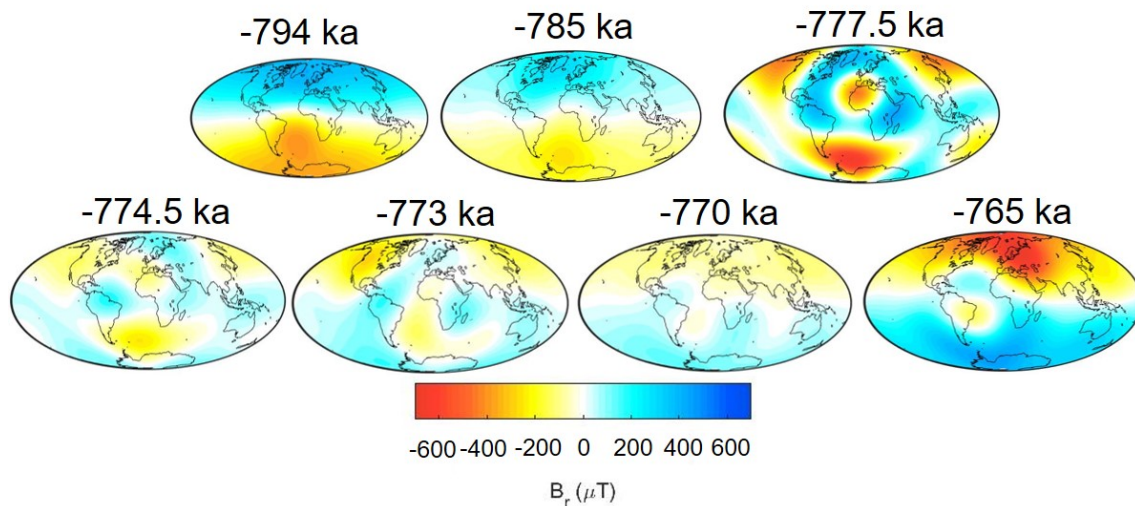


Figura 5.4. Mapas para tiempos seleccionados de campo radial (B_r calculado hasta $n = 4$) en el CMB para la inversión M-B según la paleorreconstrucción IMMAB4.

5.1.2. Las excursiones Laschamp y Mono Lake

Durante la excursión Laschamp el dipolo excéntrico se aleja del centro de la Tierra en dirección al sector Pacífico, en torno al meridiano de 180°E según las dos paleorreconstrucciones utilizadas, el IMOLEe y el LSMOD.2 (Figuras 5.5 y 5.6). A diferencia del caso de la inversión, después de la excursión el dipolo excéntrico regresa al centro de la Tierra por el mismo sector. Este comportamiento se observa también durante la excursión de Mono Lake con la paleorreconstrucción LSMOD.2 (Figura 5.6, columna derecha)

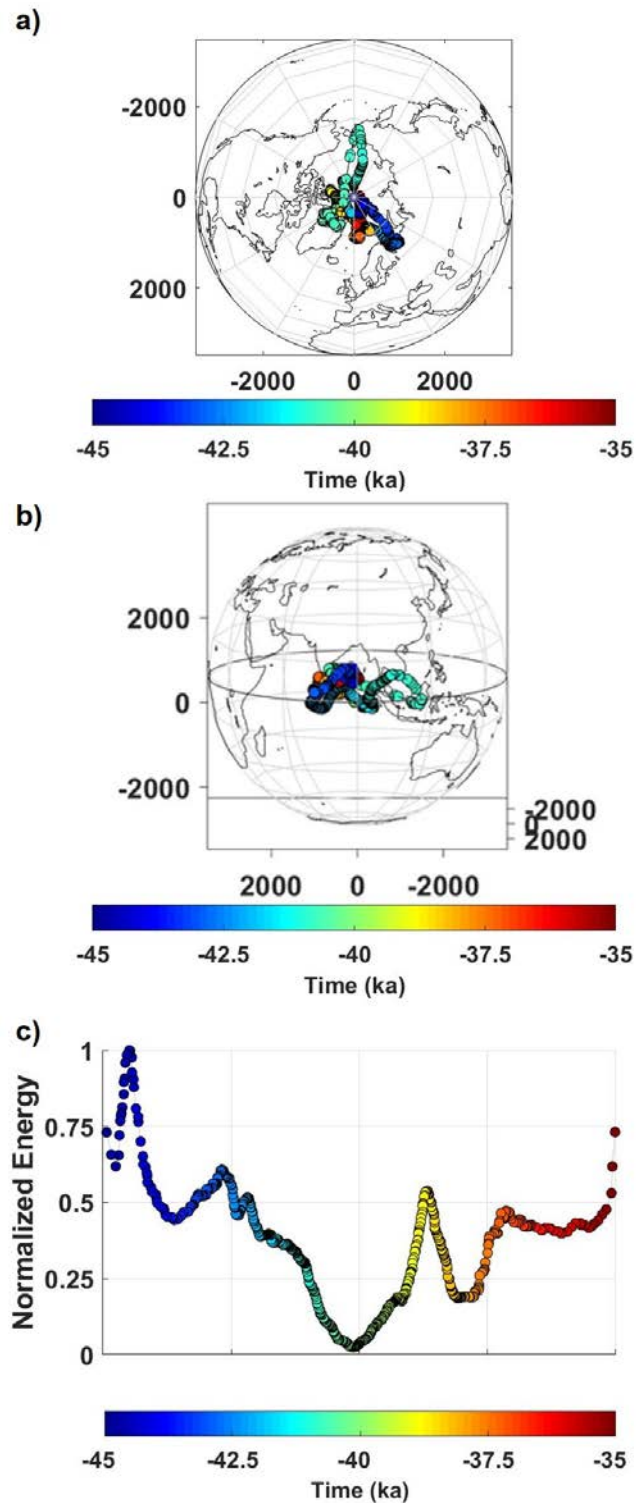


Figura 5.5. Evolución de la posición del dipolo excéntrico **a)** proyección polar norte; **b)** proyección según el meridiano 0°E - 180°E ; **c)** evolución de la energía total normalizada del campo calculada hasta $n = 5$ durante la excursión de Laschamp según la paleorreconstrucción IMOLEe. Las líneas de costa se representan como referencia. El radio de la esfera en **a)** y **b)** es el del CMB.

Las principales diferencias entre ambas paleorreconstrucciones no están en la dirección de desplazamiento del dipolo excéntrico sino en su magnitud, mucho mayor en la paleorreconstrucción LSMOD.2. Además, esta paleorreconstrucción sugiere un desplazamiento vertical notable del centro del dipolo excéntrico hacia el hemisferio norte (Figura 5.6b). En el caso del IMOLEe (Figura 5.5b), también se observa un desplazamiento promedio del dipolo excéntrico hacia el hemisferio norte, pero en mucha menor medida que en el LSMOD.2.

Se observan también otras diferencias entre las paleorreconstrucciones LSMOD.2 e IMOLEe. En intervalos temporales previos a la excursión, entre el -45 ka y el -42,5 ka, el IMOLEe registra un desplazamiento del dipolo excéntrico hacia el meridiano 45°E que LSMOD.2 no registra.

La discrepancia entre las paleorreconstrucciones también es notable en la evolución de la energía (calculada hasta $n = 5$ en ambos modelos). El IMOLEe registra un pico máximo en torno al -44 ka que no se observa en la energía calculada a partir del LSMOD.2. También es diferente la época en la que se alcanza el mínimo de energía, siendo en el LSMOD.2 ligeramente anterior (en torno al -41 ka) al IMOLEe (cercano al -40 ka). Esto puede deberse al método de datación de los sedimentos que se ha realizado en cada paleorreconstrucción, pero que en cualquier caso entra dentro de las incertidumbres temporales que consideran los autores.

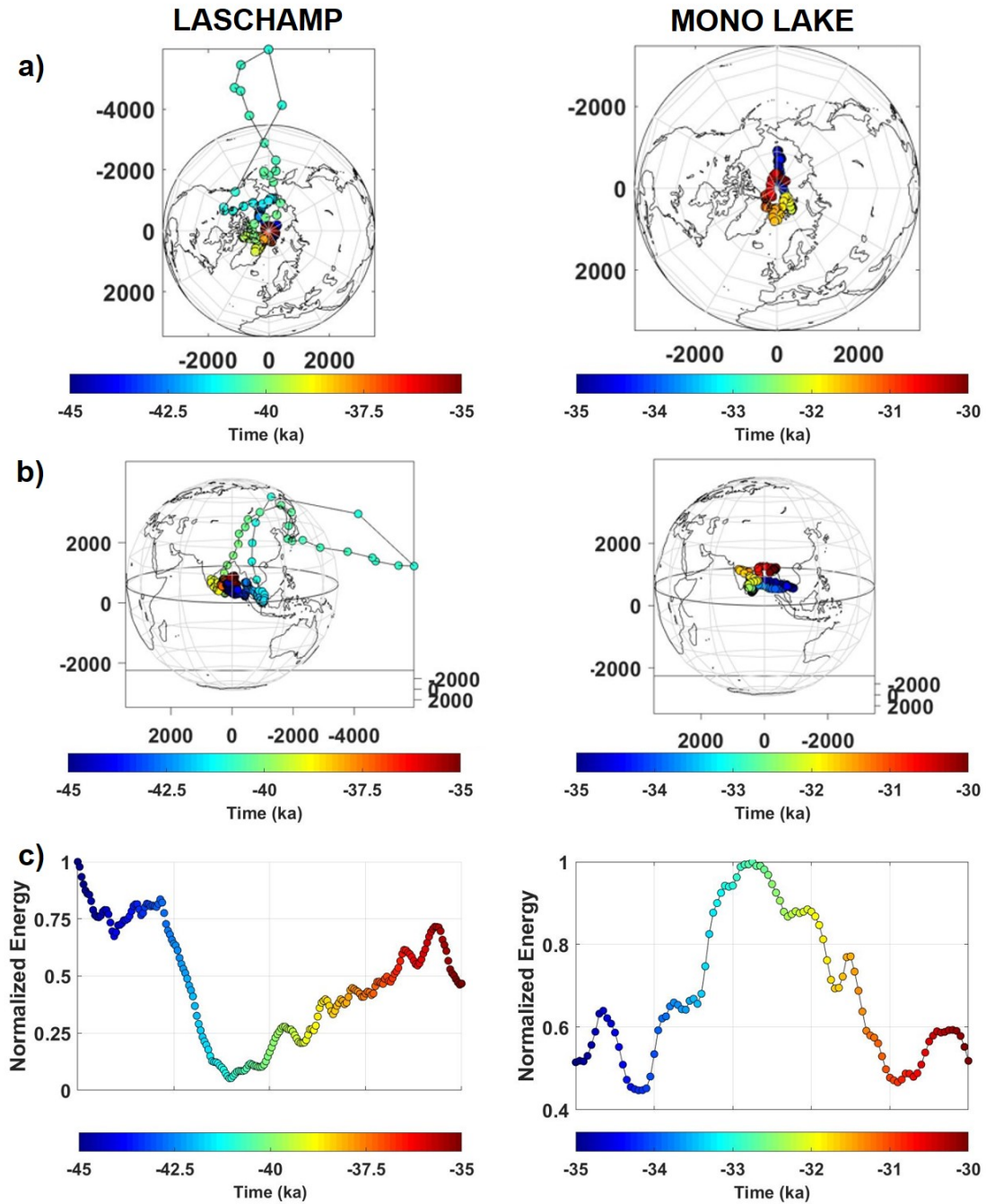


Figura 5.6. Evolución de la posición del dipolo excéntrico **a)** proyección polar norte y **b)** proyección según el meridiano 0°E-180°E; **c)** evolución de la energía total normalizada del campo calculada hasta $n = 5$ durante la excursión de Laschamp (izquierda) y Mono Lake (derecha) según la paleorreconstrucción LSMOD.2. Nótese la diferencia en la escala de color (escala de tiempo) entre Laschamp y Mono Lake. Las líneas de costa se representan como referencia. El radio de la esfera en **a)** y **b)** es el del CMB.

En la evolución del B_r en el CMB (Figuras 5.7 y 5.8), calculado hasta $n = 5$, también hay diferencias, especialmente en las regiones de emergencia de parches de signo contrario al predominante en cada hemisferio. Ambas paleorreconstrucciones en el -45 ka muestran la polaridad normal, con el hemisferio norte de signo negativo para el B_r . El primer lóbulo de signo contrario aparece en torno al -43,5 ka en ambas paleorreconstrucciones por América del Norte, que se va intensificando en los años sucesivos. El lóbulo de signo invertido que se observa sobre Asia en LSMOD.2 para el -42 ka no aparece en el IMOLEe hasta el -41 ka y es de menor magnitud. En estos años también se observa un lóbulo de signo negativo que se expande desde el hemisferio norte hacia el hemisferio sur en la región de Oceanía y el Pacífico. En el -35 ka, cuando se considera finalizada la excursión de Laschamp, el IMOLEe muestra un mapa de B_r típico del campo dipolar, mientras que en el LSMOD.2 se observa todavía un parche de signo contrario al predominante en el Atlántico Norte, cerca de la costa este de Norteamérica, que podría estar relacionado con la posterior ocurrencia de la excursión de Mono Lake que esta paleorreconstrucción sí recoge.

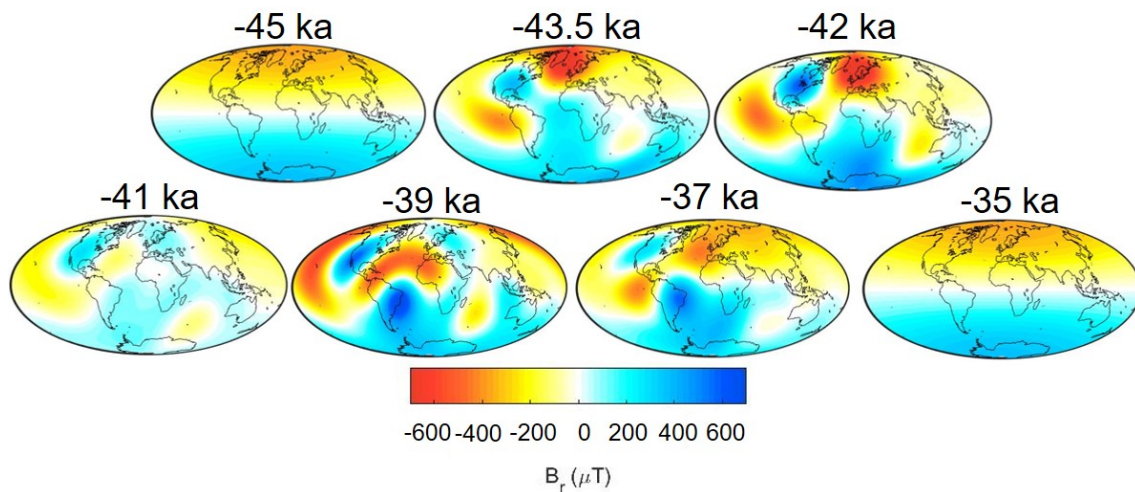


Figura 5.7. Mapas para tiempos seleccionados de campo radial (B_r calculado hasta $n = 5$) en el CMB para la excursión de Laschamp según la paleorreconstrucción IMOLEe.

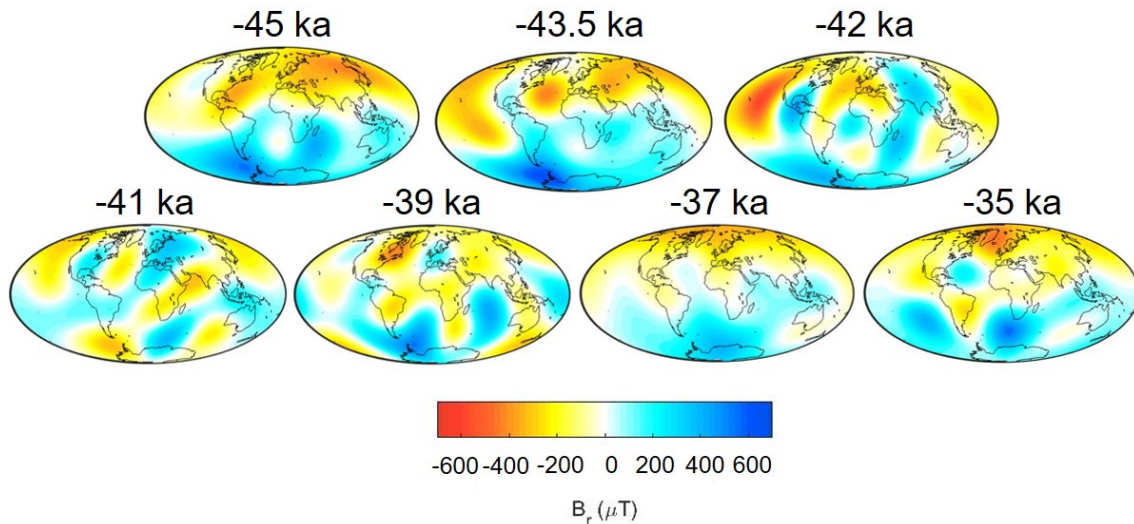


Figura 5.8. Mapas para tiempos seleccionados de campo radial (B_r calculado hasta $n = 5$) en el CMB para la excursión de Laschamp según la paleorreconstrucción LSMOD.2.

Como se ha mencionado anteriormente, también se ha estudiado la paleorreconstrucción GGF100k a pesar de que los autores del LSMOD.2, de publicación posterior, desaconsejaban su uso para investigar en detalle las últimas excursiones de polaridad. En este caso, la distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico es mucho menor que la calculada por las anteriores reconstrucciones del campo (nótese que el radio en las Figura 5.9a-b es el del ICB, como referencia, y no el CMB como en las anteriores figuras), encontrándose durante los cien mil años en el hemisferio norte, como muestra la Figura 5.9b con la proyección lateral por el meridiano de 330°E . En cuanto a la dirección de alejamiento, el centro del dipolo excéntrico se desplaza también hacia el sector Pacífico, pero no sigue un patrón tan claramente meridional. A partir de esta paleorreconstrucción no se observa que el desplazamiento del dipolo excéntrico sea un rasgo singular de la excursión de Laschamp. Por otra parte, la excursión Mono Lake no es observable ni como un cambio identificable en la trayectoria del dipolo excéntrico ni como una disminución importante en la energía total del campo geomagnético, como sí puede apreciarse con el LSMOD.2. En definitiva, coincidimos con los autores de la paleorreconstrucción LSMOD.2 en que el GGF100k no tiene la suficiente resolución como para investigar en detalle las últimas excursiones del campo geomagnético.

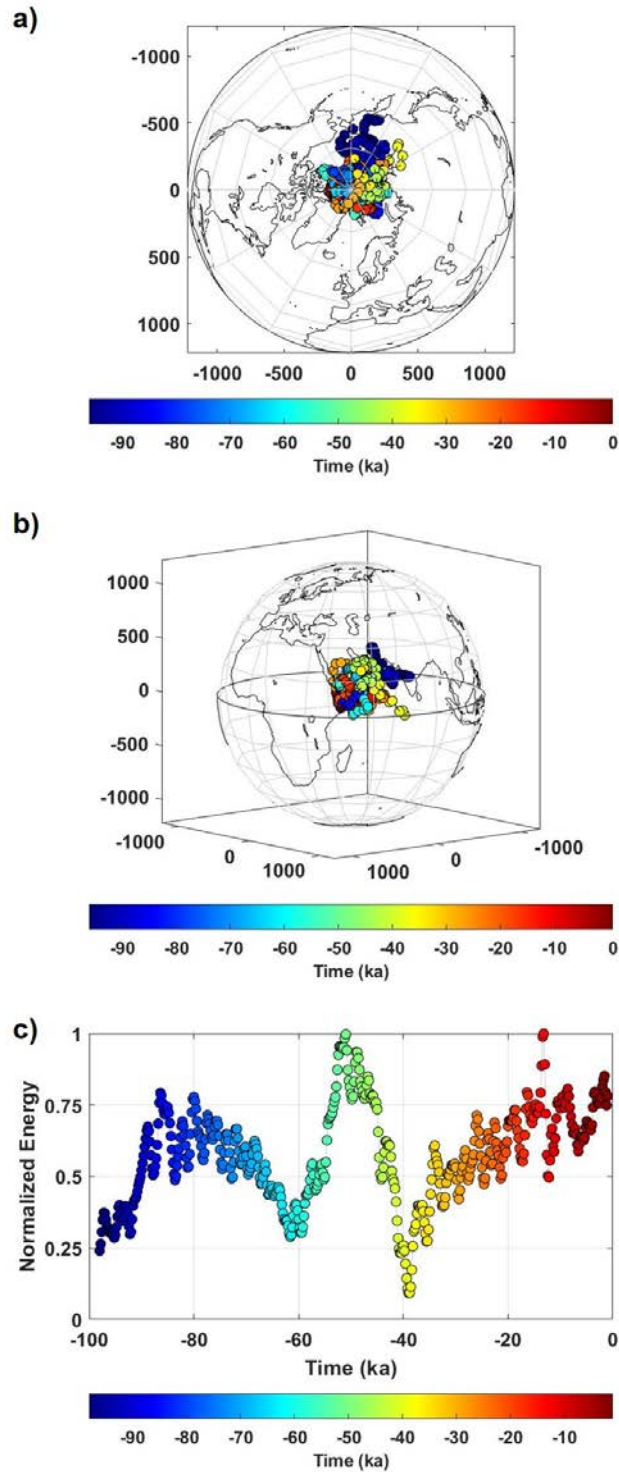


Figura 5.9. Evolución de la posición del dipolo excéntrico **a)** proyección polar norte; **b)** proyección según el meridiano de 330°E; **c)** evolución de la energía total normalizada del campo calculada hasta $n = 5$ durante los últimos 100 mil años según la paleorreconstrucción GGF100k. Las líneas de costa se representan como referencia. El radio de la esfera en **a)** y **b)** es el del ICB.

5.1.3. Discusión: diferencias y similitudes en el desplazamiento del dipolo excéntrico durante inversiones y excursiones

Como resumen de esta sección se puede destacar que tanto durante la inversión M-B como durante las últimas excursiones de polaridad las posiciones del dipolo excéntrico se alejan del centro de la Tierra siguiendo un patrón claramente meridional, estando confinadas en un sector entre 0°E-20°E/180°E-200°E). El caso de la inversión de polaridad M-B comienza a alejarse hacia el sector Atlántico volviendo al centro de la Tierra por el sector Pacífico, mientras que cuando no hay cambio de polaridad, en las excursiones, el camino de alejamiento previo al mínimo de energía y su recuperación se realiza siempre por el sector Pacífico. El comportamiento observado durante la excursión Mono Lake es similar al observado durante la excursión Laschamp, aunque de menor escala.

Resulta especialmente relevante este comportamiento geométrico tan sencillo y común en los últimos eventos extremos analizados, ya que, además, son observados usando dos paleorreconstrucciones diferentes. Las trayectorias comunes tanto para la inversión como durante las últimas excursiones contrastan con lo analizado en estudios previos mediante los VGPs, como se ha comentado al inicio del Capítulo. Según los resultados de esta Tesis parece que, dado que el campo dipolar prácticamente colapsa durante la inversión y disminuye mucho durante la excursión, puede no ser lo más adecuado representar los VGPs durante estos eventos extremos. Por el contrario, la trayectoria seguida por el dipolo excéntrico parece ser coherente y estar confinada meridionalmente en los últimos episodios, tanto en la transición M-B como en las dos últimas excursiones. Además, el uso del dipolo excéntrico puede tener un significado más intuitivo para analizar estos eventos, como se verá en la sección 5.2.

Finalmente, la representación del B_r en el CMB permite identificar la emergencia de lóbulos o parches de flujo invertido que evolucionan expandiéndose dando lugar al cambio de polaridad (como se observa en la Figura 5.4) en la inversión M-B, o se desvanecen, como ocurre durante la excursión de Laschamp (Figuras 5.7 y 5.8). En el caso de la inversión M-B, antes del mínimo de energía, se identifican en el hemisferio norte (en -777,5 ka) dos parches de flujo invertido predominantes: en el hemisferio atlántico, centrado en

el noroeste de África, y en el hemisferio pacífico, que se acaba extendiendo por todo el hemisferio norte. En el caso de la excursión de Laschamp, el patrón no es tan claro y se han encontrado importantes diferencias entre las dos paleorreconstrucciones utilizadas. A pesar de estas diferencias, los parches de flujo invertido aparecen en las mismas regiones de Norteamérica y de Asia, aunque a distintos tiempos (pero dentro de la incertidumbre temporal de las propias paleorreconstrucciones) y con una evolución ligeramente diferente tanto en expansión como en magnitud.

5.2. Evolución de la posición del dipolo excéntrico con el modelo de dipolos en anillo. Relación con características del CMB

El comportamiento sistemático de la evolución del dipolo excéntrico observado durante los eventos extremos analizados es sugerente. Para intentar aportar una visión cualitativa del posible origen de este comportamiento se ha diseñado en este trabajo un modelo de 360 dipolos en anillo: el 360-DRM (presentado en la sección 4.2) que trata de reproducir el desplazamiento del dipolo excéntrico durante estos eventos extremos.

En primer lugar, se realizaron pruebas sintéticas con este modelo (Figura 5.10). Los resultados obtenidos indican que la posición del dipolo excéntrico se aleja de aquellas regiones en las que los dipolos del modelo han sido invertidos o disminuido su intensidad, desplazándose por tanto a las regiones donde se mantenía más tiempo el sentido del campo magnético predominante. Puede comprobarse en la Figura 5.10 (donde en la proyección ecuatorial la línea roja indica los dipolos que han sido invertidos) que en el momento *A* el dipolo excéntrico se desplaza hacia el hemisferio pacífico puesto que los dipolos que se han invertido se encuentran entre 300°E y 60°E (hemisferio atlántico), siendo el primero en invertirse el que se encuentra en 0°E. Las inversiones de sectores de dipolos originan, además, en el CMB, parches de flujo invertido, como puede comprobarse en la última columna de la Figura 5.10. En la mitad del proceso (momento *B*) se observan dos parches de flujo invertido, uno en el hemisferio sur y otro en el norte, provenientes de la evolución del que había comenzado a desarrollarse en la longitud de 0°E por donde había empezado la simulación a

invertirse. Más avanzado el proceso (situación C), los parches de flujo anómalo dominan casi todo el CMB. El campo tiene casi la polaridad opuesta y la posición del centro del dipolo excéntrico retorna gradualmente al centro de la Tierra.

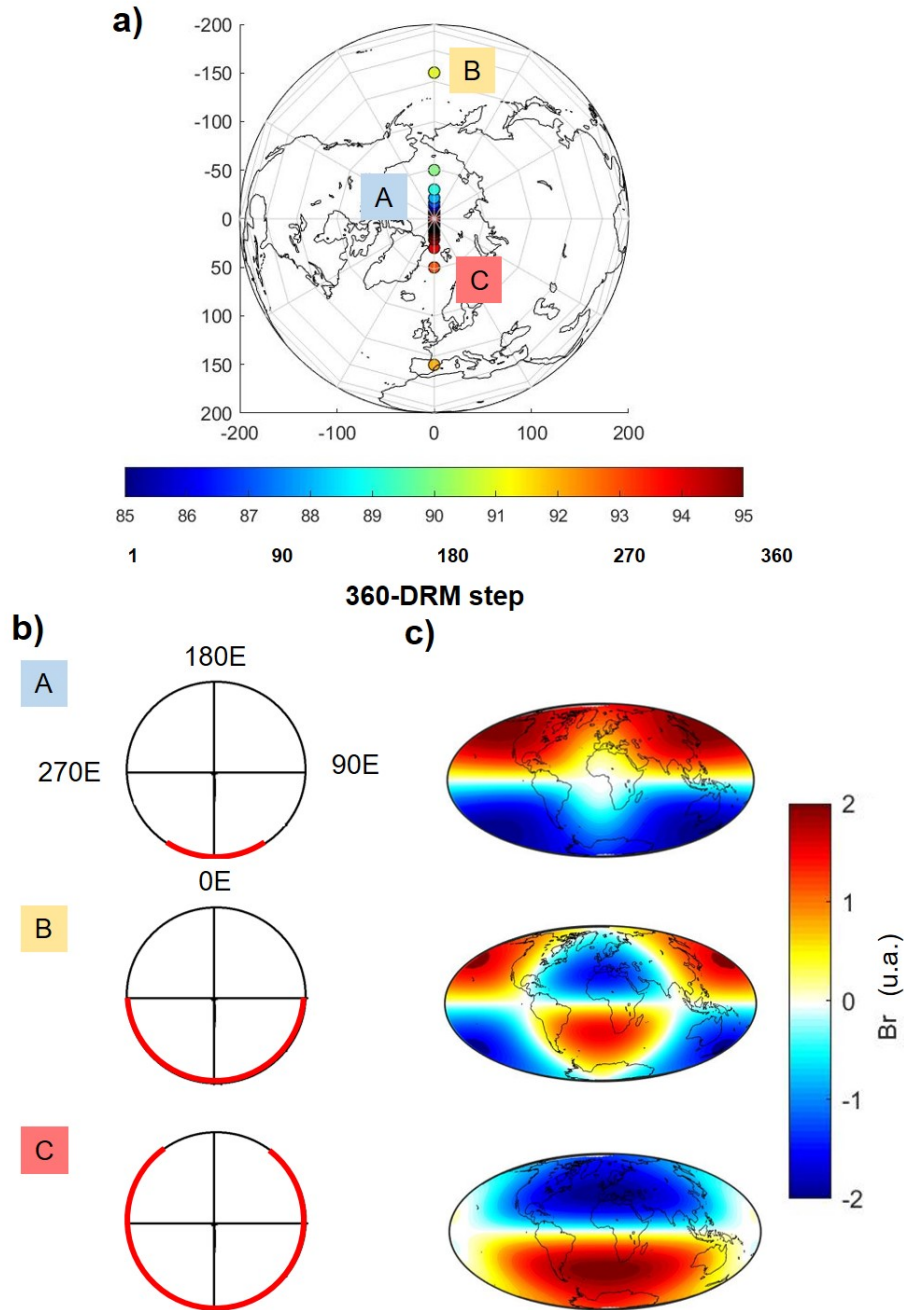


Figura 5.10. Representación esquemática del efecto de los dipolos invertidos en el 360-DRM. **a)** la evolución del dipolo excéntrico, indicando tres momentos (A-inicio, B-mitad del proceso, C-final); **b)** el anillo de dipolos marcando en rojo aquellos que han sido invertidos a cada momento; **c)** el mapa de B_r (unidades arbitrarias) en el CMB para cada momento donde se observan los parches de flujo contrario que originan los dipolos invertidos en el 360-DRM.

La ruptura de la simetría en el campo geomagnético ha sido estudiada desde la geodinamo como uno de los posibles mecanismos que favorecen el desarrollo de transiciones de polaridad (Amit *et al.*, 2010b), cuyo origen podría venir de los cambios en las columnas convectivas en el núcleo externo (Aubert *et al.*, 2008b), que generan parches de polaridad contraria en el CMB (Wicht y Olson, 2004). Los dipolos que conforman el 360-DRM podrían representar de forma cualitativa estas columnas, si se cumple la condición del teorema de Proudman-Taylor por el que la convección de un cuerpo rotante, como el núcleo externo de la Tierra, se organiza en formas de columnas con orientación paralela al eje de rotación y en un régimen cuasi-geostrófico (Mori *et al.*, 2013).

Por tanto, el uso del dipolo excéntrico es una herramienta interesante para evaluar la asimetría del campo geomagnético, y junto con el 360-DRM poder relacionar las variaciones de polaridad de los dipolos del modelo con variaciones en las columnas de convección del núcleo externo.

5.2.1. Modelado de la transición de polaridad Matuyama-Brunhes

En el caso de la transición M-B se observa en la Figura 5.3 un desplazamiento del dipolo excéntrico hacia el continente africano, lo que indicaría que los primeros dipolos en invertirse se encuentran en el sector pacífico. Cuando la inversión prospera y la polaridad dominante pasa de ser invertida a normal, la posición del dipolo excéntrico se desplaza al sector pacífico donde ahora domina la nueva polaridad, disminuyendo en distancia al centro de la Tierra según se completa la inversión, siguiendo el meridiano en torno a 190°E (entre 180°E-200°E).

Con el 360-DRM se puede reproducir todo este proceso comenzando a invertir los dipolos por la longitud de 190°E y finalizando la inversión en el dipolo localizado en la longitud 10°E. Esta disposición del modelo se representa en la Figura 5.11b como un círculo azul (polaridad invertida), que comienza a cambiar a rojo (polaridad normal) desde un dipolo situado en 190°E, indicado como un triángulo negro, y la dirección de propagación de la inversión con las flechas. En la Figura 5.11a-b puede observarse cómo la dirección y el sentido de la posición del dipolo excéntrico es similar al calculado con el modelo IMMAB4, pero considerando un único meridiano como aproximación. A pesar de ser un modelo

muy simplificado, se reproduce bien el comportamiento observado por el dipolo excéntrico según la paleorreconstrucción. Nótese que, con este sencillo modelo, en el que los dipolos se sitúan en el ecuador, no es posible evaluar los desplazamientos verticales del dipolo excéntrico. Por ello, el 360-DRM es simétrico y en las Figuras 5.11 y 5.12 solo se muestra una proyección, la polar norte. Con respecto a la energía, el 360-DRM reproduce la caída más lenta y recuperación más rápida que también se observa en la energía de la paleorreconstrucción IMMAB4 y que es una característica de las inversiones de polaridad (Valet *et al.*, 2005).

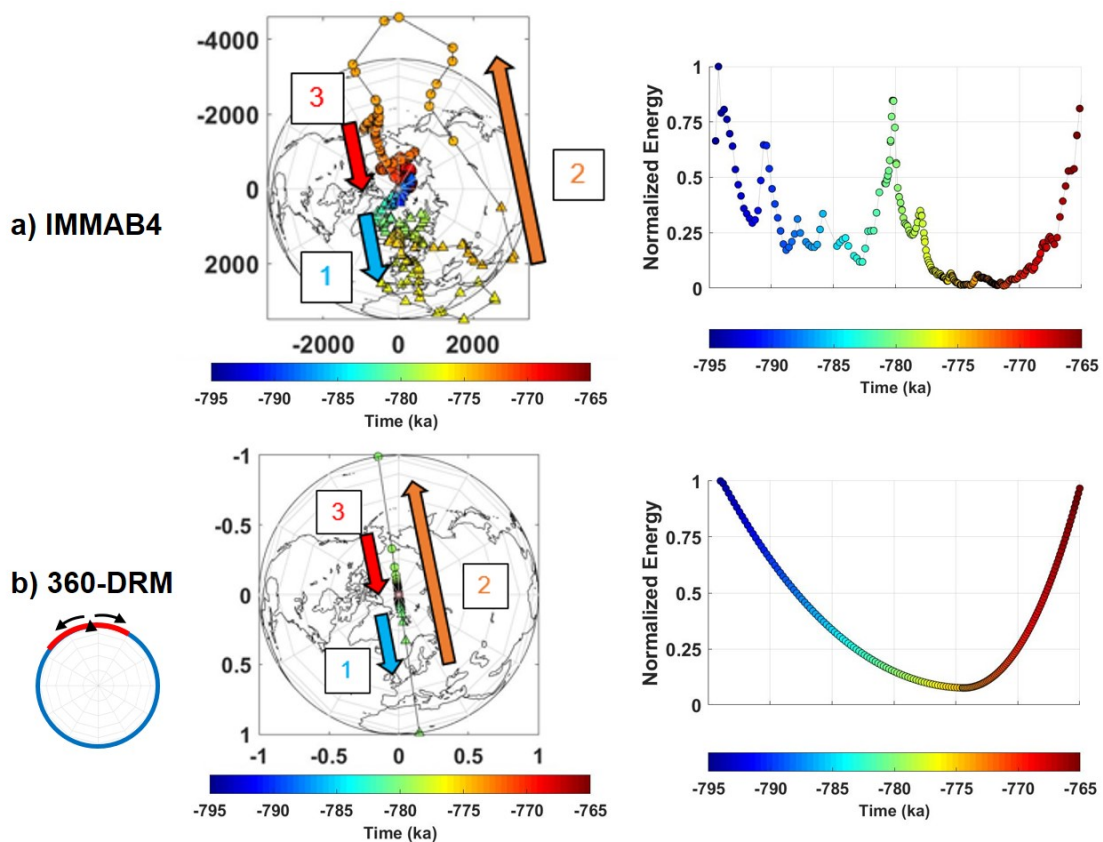


Figura 5.11. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y energía total normalizada (calculada hasta $n = 4$) para: **a)** la paleorreconstrucción IMMAB4 y **b)** el 360-DRM. Los triángulos en la posición del dipolo excéntrico se corresponden a periodos con polaridad invertida (Matuyama) y las circunferencias con polaridad normal (Brunhes). En **a)** la circunferencia tiene el radio del CMB (en km), mientras que en **b)** es adimensional. En ambos casos las líneas de costa se representan como referencia y las flechas indican el sentido de la trayectoria del dipolo excéntrico. La circunferencia azul-roja en **b)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: el primer dipolo invertido en el 360-DRM (triángulo negro), la dirección de propagación (flechas negras) y el cambio de polaridad (azul anterior y rojo nueva polaridad).

La asimilación entre el paso del 360-DRM y el tiempo de la paleorreconstrucción está explicada en la sección 4.2, ecuación [4.8]. Partiendo del valor mínimo de energía en la paleorreconstrucción y en el modelo 360-DRM se establece el punto de referencia a partir del cual se toma el intervalo previo a la inversión con 90 pasos del modelo y el intervalo posterior con los 90 restantes (ya que el total de pasos es 180, al invertirse en cada paso dos dipolos del modelo). El dipolo excéntrico calculado a partir del 360-DRM (Figura 5.11b) muestra que durante prácticamente todo el intervalo se encuentra en el centro de la Tierra y que el cambio en el sentido se produce en unos 10 pasos antes y después del mínimo de energía. Para ver mejor este movimiento se representa en la Figura 5.12 la escala temporal entre -775.6 ka al -774 ka del 360-DRM, donde se puede comprobar cómo, al inicio, el dipolo excéntrico se desplaza por el meridiano de 10°E (flecha azul), pasa al hemisferio Pacífico justo en el mínimo de energía (flecha naranja) y vuelve al centro de la Tierra de forma radial en la longitud de 190°E (flecha roja). Al comparar con la trayectoria del dipolo excéntrico calculada con la paleorreconstrucción IMMAB4 es evidente la simplificación del movimiento que supone el uso de un modelo tan sencillo como el 360-DRM. No obstante, el sentido del desplazamiento y el sector longitudinal en el que ocurren ambas trayectorias es coincidente.

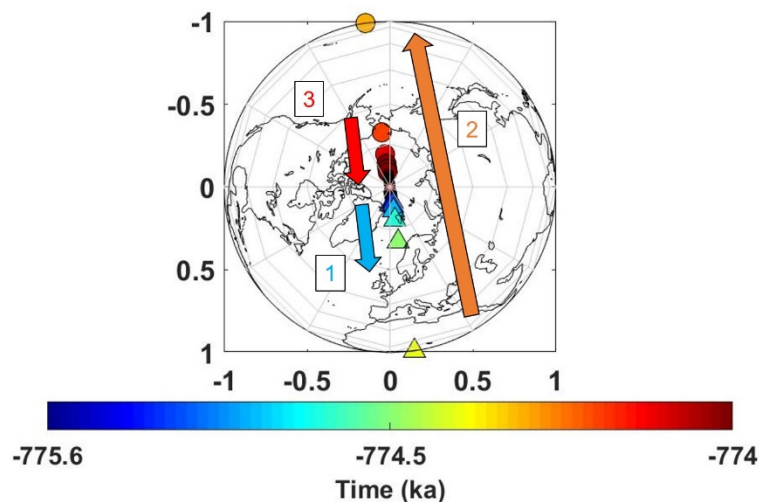


Figura 5.12. Evolución del dipolo excéntrico proyectada sobre el plano ecuatorial según el 360-DRM para el periodo temporal equivalente entre -775.6 ka y -774 ka. La circunferencia es adimensional y se representan las líneas de costa como referencia. Las flechas indican el sentido de la trayectoria del dipolo excéntrico.

En el CMB el 360-DRM genera un parche de polaridad invertida en ambos hemisferios a medida que los dipolos van invirtiéndose. En la Figura 5.13 solo se muestra el hemisferio norte por la simetría ecuatorial del modelo. Puesto que el primer dipolo en invertirse es el de la posición 190°E es donde comienza a observarse la generación de un parche de flujo negativo (naranja) en -785 ka, que se va expandiendo por el Pacífico (“P-RFP” en la Figura 5.13) a medida que se van invirtiendo los dipolos de esa región (color rojo en la circunferencia bajo los mapas de B_r). Esta evolución es coincidente con lo que se observa según el IMMAB4 a partir del -777,5 ka. Sin embargo, el parche con B_r negativo en el Atlántico “A-RFP” en la Figura 5.13 no se reproduce con la disposición seleccionada de dipolos invertidos en el 360-DRM. Tanto la paleorreconstrucción como el 360-DRM finalizan en el -765 ka con un B_r negativo predominante en el hemisferio norte, correspondiente a una polaridad normal.

Es destacable que la paleorreconstrucción sugiere que la inversión involucra un mecanismo algo más complejo que el sencillo modelo 360-DRM. Por ejemplo, indica que un sector del hemisferio atlántico/africano también se invierte junto con el del sector pacífico y que la disposición de estos parches no es simétrica. Uno de los RFP, el P-RFP se sitúa más próximo al cilindro tangente, mientras que el A-RFP se encuentra más alejado. Este tipo de comportamiento no es reproducible con un modelo tan simétrico como el 360-DRM. No obstante, el modelo sí reproduce el RFP que acaba imponiendo la polaridad contraria: el del hemisferio pacífico.

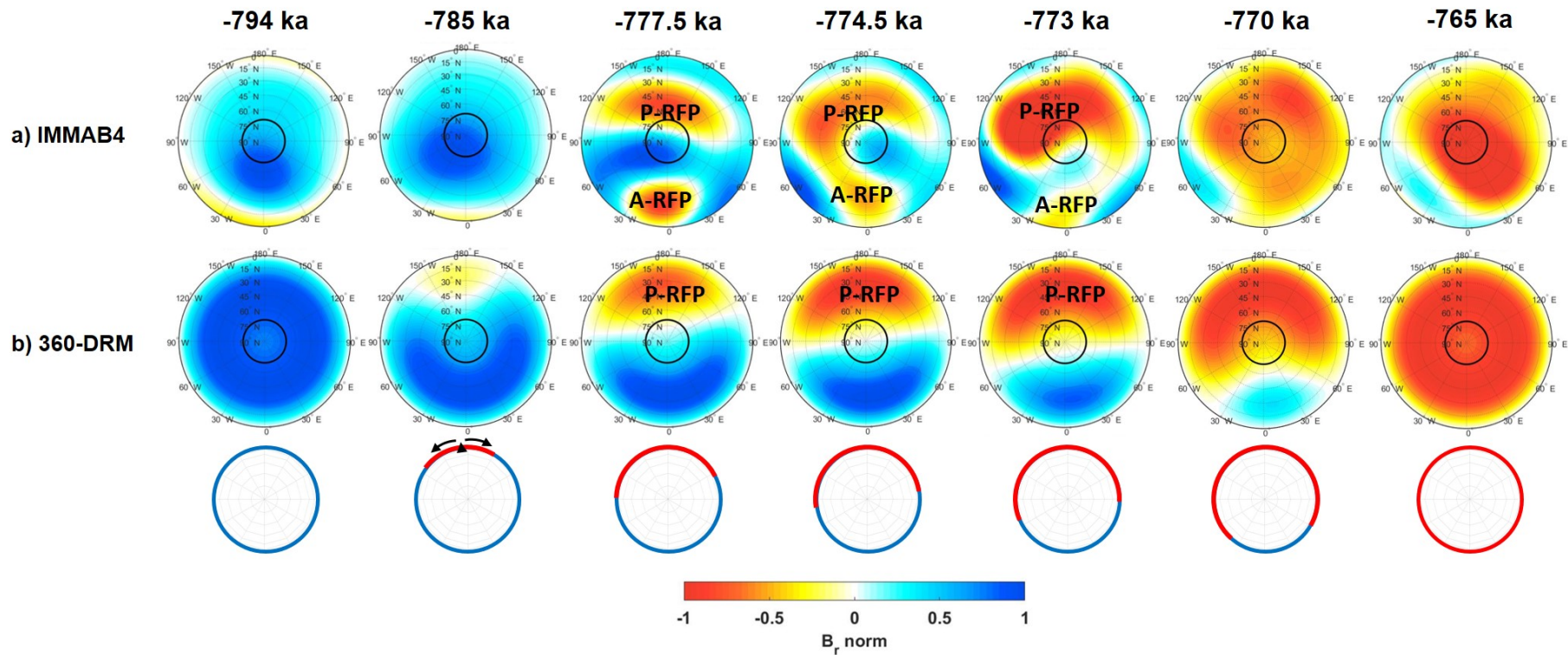


Figura 5.13. Mapas para tiempos seleccionados del campo radial normalizado (calculado hasta $n = 4$) en el CMB en el hemisferio norte (0°E situado en la parte inferior de la proyección) para la transición M-B según **a)** la paleorreconstrucción IMMAB4 y **b)** el 360-DRM. La circunferencia negra dentro de los mapas indica el cilindro tangente y “P-RFP” o “A-RFP” parches de flujo invertido en el Pacífico y en el Atlántico, respectivamente (ver texto). En **b)** se presenta con la circunferencia azul-roja los dipolos que han cambiado su polaridad a la nueva (roja), donde el primer dipolo que cambia (triángulo negro) y la dirección de propagación con flechas negras, vienen indicados en la circunferencia bajo el mapa de -785 ka.

5.2.2. Modelado de la excursión Laschamp

Las excursiones se han reproducido con el 360-DRM considerando que pueden asimilarse a una inversión abortada (Cox *et al.*, 1975; Valet *et al.*, 2008; ver Capítulo 2). De manera que, si en el caso de la inversión todos los dipolos del anillo se invertían, para la excursión solo la mitad de ellos lo harán, volviendo después a su estado inicial de forma sucesiva según lo dispuesto en el modelo. Este proceso conlleva el cambio de 180 dipolos en 90 pasos (45 para la inversión y otros 45 para la vuelta al estado inicial) puesto que en cada paso se invierten dos dipolos del 360-DRM.

En el caso de la excursión de Laschamp y también de Mono Lake (Figura 5.6), el dipolo excéntrico se desplaza en torno al meridiano de 180°E. Para reproducirlo con el 360-DRM se establece que la inversión de los dipolos comience en 0°E y se propague hasta 90°E y 270°E (representado como el círculo rojo y azul de la Figura 5.14c, siendo la parte roja la polaridad normal y la azul la polaridad invertida). Es decir, todo el sector Atlántico se invertiría mientras que el Pacífico no, lo que es coherente con un desplazamiento del dipolo excéntrico hacia la región donde la polaridad dominante perdura más tiempo (Figura 5.14c). Con esta disposición se consigue un desplazamiento del dipolo excéntrico modelado hacia el sector Pacífico que vuelve después del mínimo de energía por el mismo meridiano al centro de la Tierra (Figura 5.14c). Para hacer la asimilación de tiempos entre las paleorreconstrucciones y el 360-DRM se ha considerado el mínimo de energía del LSMOD.2, que ocurre en el -39.1 ka. No obstante, solo se diferencia con el mínimo según el IMOLEe en menos de 300 años que entra dentro de la incertidumbre temporal de estas paleorreconstrucciones. La evolución de la energía total muestra un decaimiento más rápido que la recuperación posterior al mínimo, que el 360-DRM también reproduce (Figura 5.14c), lo que contrasta con el patrón observado durante las últimas inversiones. ¿Puede ser una característica propia de las excursiones? Es una pregunta que permanece abierta a la espera de futuros trabajos.

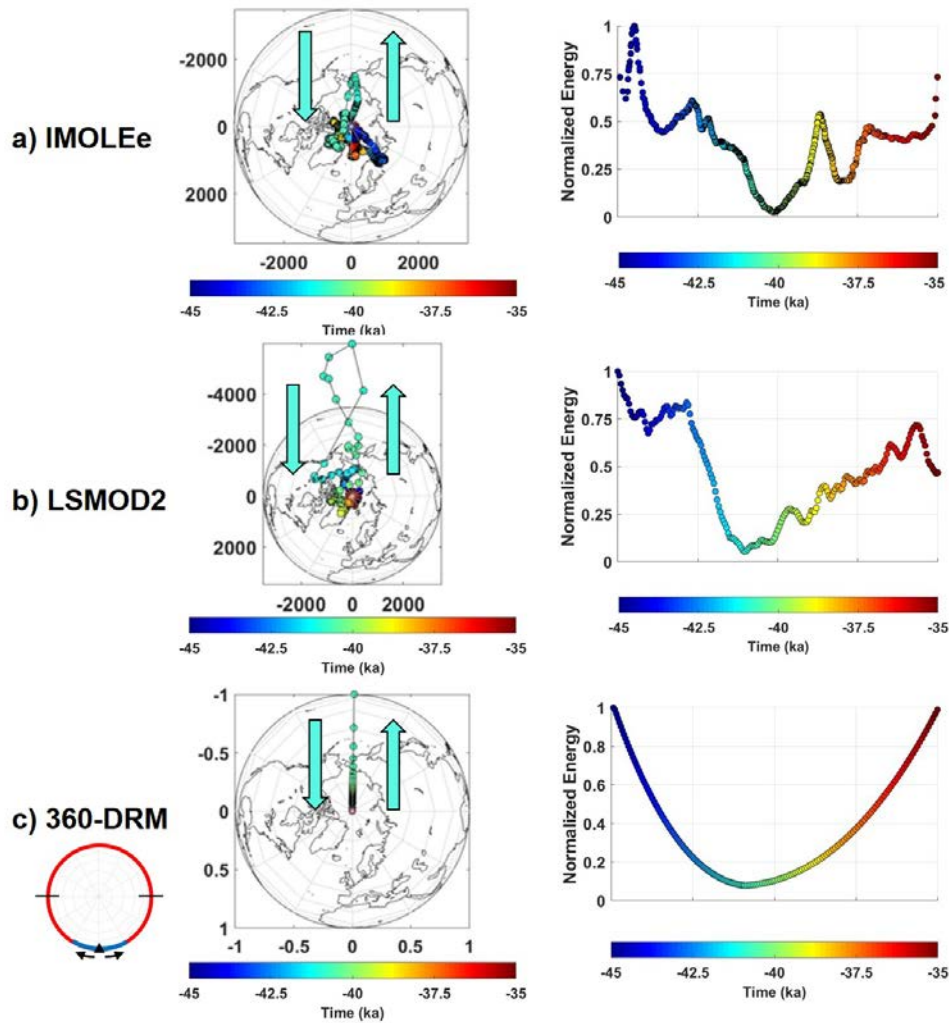


Figura 5.14. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y energía total normalizada (calculada hasta $n = 5$) para: **a)** la paleorreconstrucción IMOLEe; **b)** la paleorreconstrucción LSMOD.2 y **c)** el 360-DRM. En **a)** y **b)** la circunferencia tiene el radio del CMB (en km), mientras que en **c)** es adimensional. En ambos casos las líneas de costa se representan como referencia y las flechas indican el sentido de la trayectoria del dipolo excéntrico. La circunferencia azul-roja en **c)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: el primer dipolo invertido en el 360-DRM (triángulo negro), la dirección de propagación (flechas negras) y hasta donde alcanza (líneas negras en 90°E y 270°E), con la polaridad invertida en azul (ver texto).

La disposición de dipolos que cambian en el 360-DRM genera en los mapas de B_r en el CMB un parche de polaridad invertida centrado en el meridiano 0°E por donde se comienzan a invertir los dipolos del 360-DRM (Figura 5.15). Este parche se expande de forma simétrica hacia el hemisferio este y oeste, aunque se ha denominado en la Figura 5.15c como “E-RFP” puesto que abarca una región más similar al parche “E-RFP” que se observa con ambas

paleorreconstrucciones (IMOLEe y LSMOD.2), entre 330°E y 90°E, aproximadamente. El parche de polaridad invertida que se desarrolla tanto en el IMOLEe (Figura 5.15a) como en el LSMOD.2 (Figura 5.15b) en el hemisferio oeste, “W-RFP”, se sitúa en el sector pacífico entre 240°E y 300°E, y no puede reproducirse con el 360-DRM en la disposición de dipolos invertidos seleccionados. En el -41 ka es el momento en el que los parches de flujo invertido tienen mayor magnitud tanto en las paleorreconstrucciones como en el 360-DRM. A partir de esa edad la intensidad disminuye, observándose parches de flujo invertido más pequeños aún en el hemisferio norte que van desapareciendo hasta el -35 ka en el IMOLEe. En el modelo LSMOD.2 siguen apareciendo dos parches de flujo invertido en torno al 290°E y 330°E y entre el 90°E y el 150°E. Esta diferencia puede deberse a que el LSMOD.2 también registra la excursión de Mono Lake ya que su ventana temporal abarca más tiempo que la del IMOLEe que finaliza en el -35 ka. Esto es coherente con la recuperación de la energía después del mínimo, que es mayor en el IMOLEe que en LSMOD.2 (Figura 5.14a-b). El 360-DRM finaliza con la vuelta a la polaridad inicial, siendo los mapas del inicio (-45 ka) y del final (-35 ka) iguales (Figura 5.15c) ya que todos los dipolos del 360-DRM tienen el mismo sentido en ambos momentos.

De nuevo en estos casos, la disposición de los flujos del B_r en el CMB sugiere que está involucrado un mecanismo algo más complejo que lo que indica el sencillo modelo 360-DRM. Incluso es destacable que las dos paleorreconstrucciones muestren geometrías de los RFPs diferentes. En cualquier caso, también aquí suelen aparecer dos lóbulos de RFP en las paleorreconstrucciones mientras que según el 360-DRM solo aparece una región con RFP. Aunque se han planteado configuraciones más complejas utilizando el modelo 360-DRM, que reproducen mejor los RFPs en el CMB al mismo tiempo que reproducen el desplazamiento del dipolo excéntrico, pensamos que esto podría dar lugar a una investigación futura. ¿Hasta dónde es realista complicar el modelo?, ¿es este tipo de configuración simple la más adecuada o se podrían introducir más grados de libertad? De momento, en esta Tesis se presenta el modelo más simple. En el Anexo II se muestran algunas de las geometrías más complejas que también se han investigado.

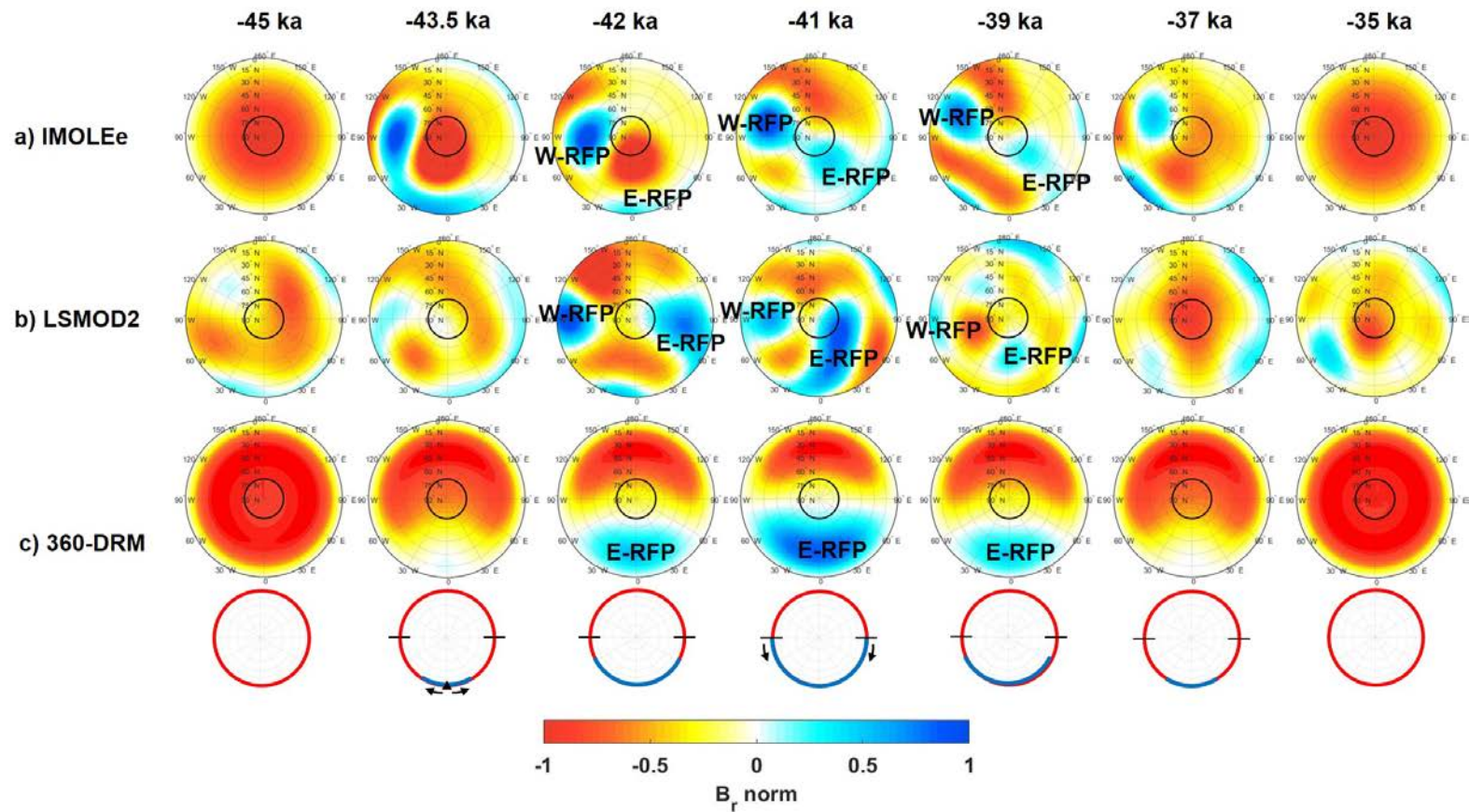


Figura 5.15. Mapas para tiempos seleccionados de campo radial normalizado (calculado hasta $n = 5$) en el CMB en el hemisferio norte (0°E situado en la parte inferior de la proyección) para la excursión Laschamp según **a)** la paleorreconstrucción IMOLEe, **b)** la paleorreconstrucción LSMOD.2 y **c)** el 360-DRM. La circunferencia negra dentro de los mapas indica el cilindro tangente y “E-RFP” o “W-RFP” parches de flujo invertido en el hemisferio este y oeste, respectivamente (ver texto). En **c)** se presenta con la circunferencia azul-roja los dipolos que han cambiado su polaridad (azul), donde el primer dipolo que cambia (triángulo negro) y la dirección de propagación con flechas negras, vienen indicados en la circunferencia bajo el mapa de -43,5 ka.

5.2.3. El modelo 360-DRM y la estructura del CMB

Dando por válida la aproximación de que las columnas de convección en el núcleo externo pueden ser representadas por dipolos, como por ejemplo los del modelo 360-DRM, la evolución del dipolo excéntrico sería una fuente de información de por dónde han comenzado a desestabilizarse las columnas de convección (que han dado lugar a parches de flujo invertido) y que luego han evolucionado en transiciones de polaridad, abortadas o no.

Esa desestabilización podría venir dada por las condiciones de contorno del CMB. La heterogeneidad de la región que delimita manto y núcleo externo (denominada capa D", a una profundidad de ~2891,5 km) es fundamental para el mantenimiento de la geodinamo (ver, por ejemplo, Takahashi *et al.*, 2008). Su estructura se ha estudiado generalmente de forma indirecta a partir de la información sísmica (ver, por ejemplo, Dziewonski, 1984; Romanowicz, 2003; Lay, 2015). Las observaciones indican la presencia de regiones del CMB por las que las ondas sísmicas viajan a menor velocidad que la media, los denominados LLSVPs. En concreto, son dos amplias regiones identificadas bajo el océano Pacífico y bajo el suroeste del continente africano (Figura 5.2). La diferenciación de estas zonas se considera en torno a los meridianos de 120°E y de 290°E, donde se registran velocidades sísmicas superiores a la media (Dehant *et al.*, 2022). Los cambios en la velocidad de propagación de las ondas sísmicas pueden deberse (entre otros factores como el cambio composicional o de fase) a contrastes térmicos. Al atravesar regiones más cálidas la velocidad de propagación se reduce y aumenta en las regiones más frías. Si esta asociación es correcta, las LLSVPs podrían estar relacionadas con regiones de mayor temperatura que la media de su entorno, mientras que, en regiones de subducción profunda, donde la litosfera subducida tendría menor temperatura que el entorno, se observan velocidades de propagación mayores a la media (Garnero *et al.*, 2007; Hernlund y McNamara, 2015).

Si la relación entre las velocidades sísmicas y la temperatura fuese correcta, existirá también una relación entre las provincias de baja velocidad sísmica y el flujo térmico a través del CMB, ya que en las regiones de las LLSVPs, supuestamente más cálidas, el flujo de calor será menor. Es decir,

cuanto mayor sea la temperatura en el manto inferior menor diferencia térmica existirá entre manto y núcleo externo y por tanto menor flujo de calor.

En la Figura 5.16 se representa el flujo de calor según un modelo de circulación global, GCM (*Global Circulation Model*) diseñado por Zhong y Rudolph (2015). Estos modelos reproducen la convección de calor en el manto mediante la reconstrucción de la historia térmica del CMB, teniendo en consideración tres factores: 1) un modelo estructural del manto (perfil de densidades, transiciones de fase, fuentes de calor y condiciones de contorno térmicas); 2) la viscosidad, temperatura, composición y deformación del manto; y 3) los valores de la velocidad en superficie determinada a partir de reconstrucciones de las placas tectónicas (Olson, 2016).

El GCM representado corresponde a la actualidad. Las regiones de menor flujo térmico (en azul en la Figura 5.16) se encuentran principalmente bajo el océano Pacífico (120°E a 240°E, aproximadamente) y en el océano Atlántico Sur y parte occidental de África. Al haber un menor contraste con la temperatura del núcleo externo, se podría considerar estas regiones predominantemente más calientes que el resto y por tanto, con velocidades de propagación menores que la media. Esta suposición es coherente con la localización de las LLSVPs (Dehant *et al.*, 2022).

Por otro lado, en las regiones con mayor flujo de calor (regiones más marrones en la Figura 5.16) se concentran las líneas de campo magnético (ver, por ejemplo, Gubbins, 2003), que estarían asociadas según Olson y Christensen (2002) con *downwellings*, movimientos de convección en el núcleo externo desde el CMB hacia el ICB. De forma contraria, los *upwellings*, movimientos de convección desde el ICB al CMB que dispersan las líneas de campo geomagnético, parecen estar relacionados con regiones de menor flujo de calor, pudiendo ser los causantes del inicio de anomalías en el CMB (Terra-Nova *et al.*, 2019).

Considerando la aproximación de que los dipolos del 360-DRM representan las columnas de convección del núcleo externo (Mori *et al.*, 2013), aquellos dipolos en regiones de mayor flujo de calor serán más estables, como si estuviesen fijados. Por el contrario, en las regiones de menor flujo térmico, es

decir, áreas asociadas con las LLSVPs, sería más probable que se diese la desestabilización. Precisamente eso es lo que indica el 360-DRM: los primeros dipolos en invertirse (donde empieza a desestabilizarse el campo geomagnético) para la transición M-B y para la excursión de Laschamp se encuentran en regiones de bajo flujo térmico (Figura 5.16, los cuadrados indican el primer dipolo invertido). También es válido para la excursión de Mono Lake puesto que el dipolo excéntrico sigue el mismo patrón que en la excursión de Laschamp (Figura 5.6).

En esta comparativa entre el 360-DRM y el flujo de calor según el GCM, se presupone que el mapa de flujo de calor actual en el CMB (su geometría) no ha variado significativamente en los últimos 780 mil años, ya que está relacionado con la topografía de la capa D'' que es estable en tiempos geológicos (Hernlund y McNamara, 2015).

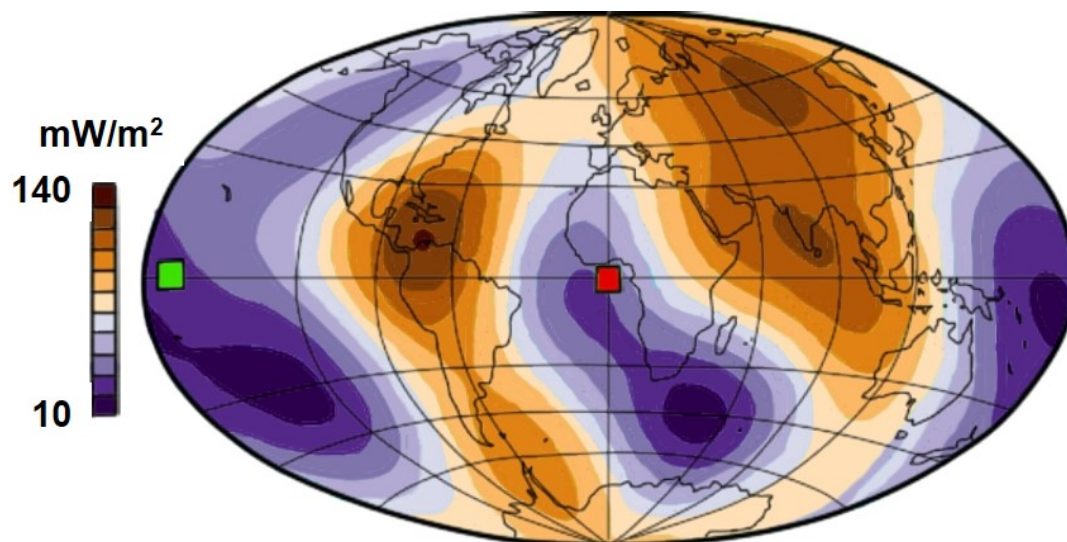


Figura 5.16. Flujo de calor en el CMB en la actualidad según el Modelo de Circulación Global, GCM, desarrollado por Zhong y Rudolph (2015). Los cuadrados rojo y verde indican la posición en longitud del primer dipolo en invertirse en el 360-DRM para el caso de la inversión M-B (verde) y de la excursión Laschamp (rojo). Adaptada de Olson (2016).

A pesar del diseño simple del modelo 360-DRM, sus resultados son muy interesantes y ponen en valor el análisis de la evolución del dipolo excéntrico. Su desplazamiento permite conocer dónde comienza la desestabilización en eventos extremos, al menos en los casos estudiados, teniendo en cuenta que se desplaza alejándose de esas regiones.

No obstante, debe tenerse en cuenta que el modelo 360-DRM y el análisis realizado no pretende reproducir características cuantitativas del campo geomagnético, solo cualitativas en términos de la geometría del campo.

Capítulo 6. Análisis frecuencial de las variaciones del Campo Geomagnético durante el Holoceno

En este Capítulo se analiza la variabilidad del campo geomagnético durante el Holoceno utilizando varias paleorreconstrucciones que describen la PSV durante los últimos 10.000 años. Para este estudio se aplican los métodos de análisis de frecuencias descritos en el Capítulo 3.

En la primera sección del Capítulo (6.1) se presentan los resultados del análisis de frecuencias utilizando las paleorreconstrucciones seleccionadas. En la sección 6.2 se realiza una discusión y resumen de los resultados obtenidos.

Las paleorreconstrucciones utilizadas están detalladas en el Capítulo 2 (sección 2.1.4). Las de mayor extensión temporal son las series de PSV obtenidas de los modelos SHA.DIF.14k (Pavón-Carrasco *et al.*, 2014) y CALS10k.2 (Constable *et al.*, 2016) que cubren los últimos 14.000 y 10.000 años, respectivamente. Aunque en este análisis se ha limitado en el SHA.DIF.14k a los últimos 10.000 años para comparar mejor los resultados de las dos paleorreconstrucciones.

Por otro lado, también se trabaja con dos paleorreconstrucciones que no cubren completamente la ventana temporal del Holoceno sino los últimos miles de años: el BIGMUDI4k (Arneitz *et al.*, 2019), para los últimos 4.000 años, y el SHAWQ2k (Campuzano *et al.*, 2019), que abarca desde el año 100 a.C. a 1900 d.C. Como se explicó en la sección 2.1.4 sobre reconstrucciones paleomagnéticas, los modelos que tienen una mayor cobertura temporal (SHA.DIF.14k y CALS10k.2) tienen menor resolución debido fundamentalmente a las bases de datos utilizadas, que condicionan el modelado temporal a través

de la elección de los nodos de la base de *b-splines* y el factor de suavizado introducido en la regularización (para más detalles sobre el proceso de modelado global del campo geomagnético ver la sección 2.1.4). Para poder realizar un estudio más detallado de las variaciones de menor periodo del campo geomagnético se emplean los modelos BIGMUDI4k y SHAWQ2k. Estas últimas paleorreconstrucciones son, además, más recientes e incluyen nuevos datos paleomagnéticos que no estaban disponibles cuando se publicaron el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2.

Los resultados presentados en este Capítulo se encuentran en:

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Characteristic periods of the paleosecular variation of the Earth's magnetic field during the Holocene from global paleoreconstructions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 312, 106656. DOI: [10.1016/j.pepi.2021.106656](https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106656)

6.1. Análisis de frecuencias de las variaciones del campo geomagnético en los últimos 10.000 años

Los coeficientes de Gauss de las distintas paleorreconstrucciones permiten realizar un análisis de frecuencias de diferentes parámetros del campo geomagnético. Para este estudio se ha analizado la energía, utilizando la ecuación [3.4] y [3.5]. En concreto se ha analizado el contenido en frecuencias de: la energía total del campo; la energía del campo dipolar y la del no dipolar; y la energía de los términos cuadrupolar y octupolar. Además, se han separado los términos asociados al dipolo axial y al dipolo ecuatorial.

Los métodos de análisis de frecuencias empleados, transformada de Fourier, EMD y análisis de *wavelets*, están descritos en el Capítulo 3 de esta Tesis. Estas técnicas se han empleado para realizar el estudio exhaustivo de las diferentes contribuciones del campo geomagnético. El EMD permite, además, la separación de las variaciones del campo en corto y largo periodo; y junto con el

análisis de *wavelets*, muestran de manera muy visual las frecuencias características y su prevalencia y persistencia en diferentes tramos temporales.

6.1.1. Energía total

Se ha limitado el análisis de la energía total del campo geomagnético hasta el grado $n = 5$ del desarrollo en armónicos esféricos (calculada a partir de la expresión [3.5]), ya que los grados superiores no tienen la resolución suficiente para el análisis frecuencial que se quiere llevar a cabo en este estudio a pesar de que las propias paleorreconstrucciones puedan tener una mayor expansión armónica (ver Licht *et al.*, 2013) para un análisis de la significancia del grado máximo de la expansión de armónicos esféricos).

En la Figura 6.1 se muestra la evolución de la energía total del campo (la suma de energías desde el grado $n = 1$ al $n = 5$) durante los últimos 10.000, 4.000 y 2.000 años según las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas (SHA.DIF.14k, CALS10k.2, BIGMUDI4k y SHAWQ2k). Sobre estas cuatro series se ha realizado el análisis de frecuencias por los tres métodos mencionados.

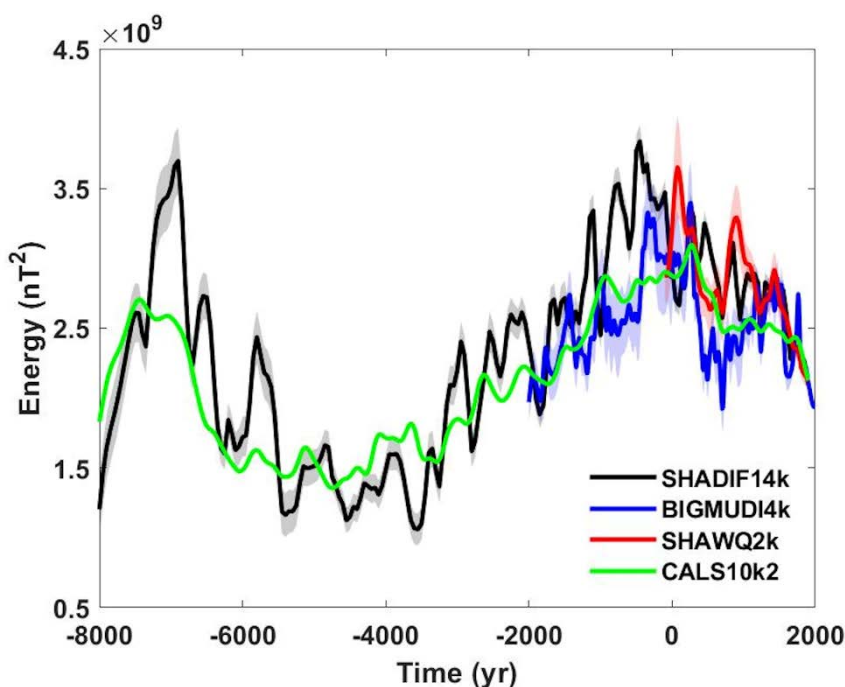


Figura 6.1. Evolución de la energía total del campo geomagnético (hasta grado $n = 5$) en la superficie terrestre según las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas (ver leyenda) junto con su desviación estándar (excepto para el CALS10k.2 que no aporta incertidumbres para los coeficientes de Gauss).

Como se puede observar de la inspección directa de la Figura 6.1, se observa una tendencia de larga longitud de onda (en las series derivadas de los modelos SHA.DIF.14k y CALS10.k) que se superpone a oscilaciones más rápidas que recogen las cuatro series.

En la Figura 6.2 se muestran los resultados de los diferentes análisis efectuados: a) Resultados del análisis de Fourier, representados en un periodograma, b) los periodos característicos con sus incertidumbres, obtenidos de las IMFs a partir del EMD, y c) los resultados del análisis de *wavelets* .

A partir del periodograma se han identificado las frecuencias características de las series, que son aquellas que tienen un mayor poder espectral. En esta Tesis se hablará en términos de periodos (y tiempos característicos) y no de frecuencias, ya que es la magnitud más intuitiva, siendo la utilizada en los otros dos métodos de análisis, por lo que su comparación resulta más cómoda.

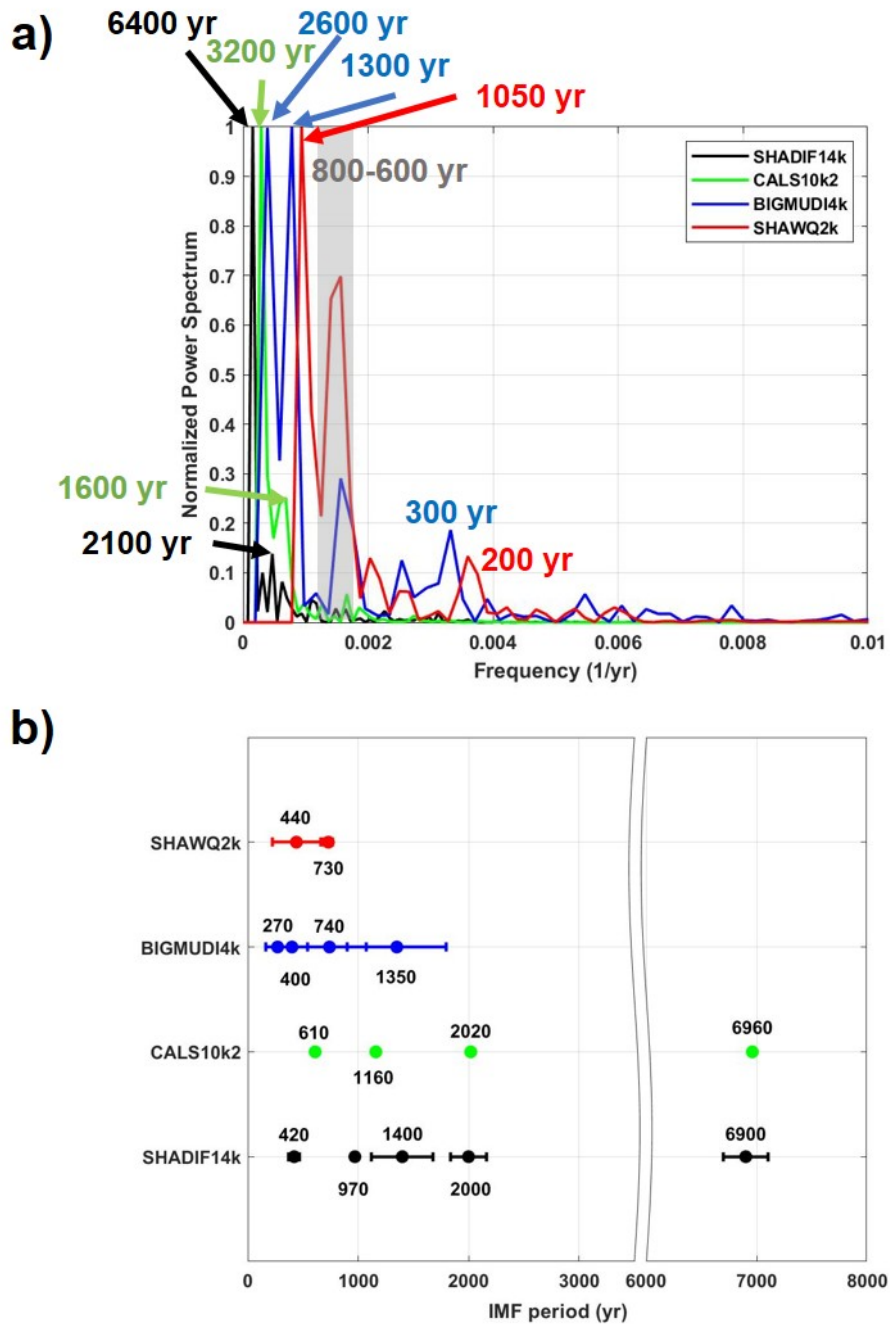


Figura 6.2. (Continúa en la siguiente página)

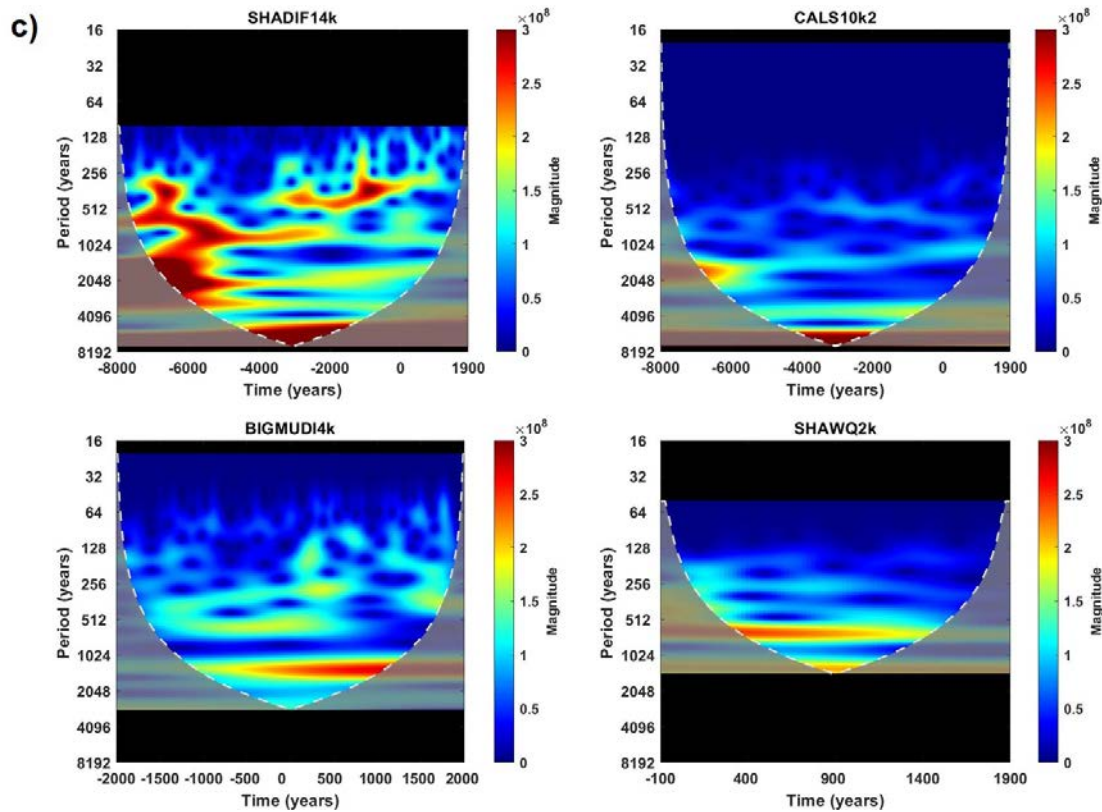


Figura 6.2. Análisis de frecuencias de la energía total: **a)** Periodograma. Las bandas de error asociadas a esta representación tienen valores demasiado bajos como para ser apreciables en la figura. La columna gris indica las frecuencias comunes entre las cuatro paleorreconstrucciones entre $\sim 1,70 \cdot 10^{-3}$ y $\sim 1,25 \cdot 10^{-3}$ años⁻¹ (periodos entre 600 y 800 años, ver el texto) **b)** Periodos característicos de las IMFs con una banda de error a 1σ de probabilidad (excepto CALS10k.2 que no da las incertidumbres de sus coeficientes de Gauss) obtenidas a partir del EMD. El salto entre ~ 2.000 y ~ 6.500 años en la figura indica la separación clara entre largo y corto periodo para el campo geomagnético de los últimos 10.000 años (ver el texto). Pueden consultarse los valores cuantitativos en el Anexo III, Tabla AIII.1. **c)** Análisis de wavelets sobre: SHA.DIF.14k (arriba izquierda); CALS10k.2 (arriba derecha); BIGMUDI4k (abajo izquierda); SHAWQ2k (abajo derecha). Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que las wavelets no tiene resolución suficiente como para detectar resultados (COI).

En la Figura 6.2a observamos que el primer pico de frecuencias, con el periodo correspondiente más alto, se identifica en la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k con un valor aproximado de 6.400 años ($\sim 1,56 \cdot 10^{-4}$ años⁻¹). El siguiente periodo es detectado tanto por el SHA.DIF.14k como por el CALS10k.2 con un valor de 3.200 – 3.400 años ($\sim 3,13 \cdot 10^{-4}$ yr⁻¹). Los siguientes periodos más bajos ya son detectados también por el BIGMUDI4k y el SHAWQ2k, ya que al tener una menor ventana temporal no son capaces de detectar variaciones con

periodos tan altos. En el BIGMUDI4k los dos primeros picos de frecuencia tienen igual valor de poder espectral, correspondiente a periodos en torno a ~ 2.600 ($\sim 3,91 \cdot 10^{-4}$ años $^{-1}$) y ~ 1.300 años ($\sim 7,81 \cdot 10^{-4}$ años $^{-1}$). Para el SHAWQ2k el primer periodo detectado es el de mayor valor de poder espectral en torno a los 1.050 años ($\sim 9,37 \cdot 10^{-4}$ años $^{-1}$) que también está presente en el SHA.DIF.14k y en el CALS10k.2 pero con menor poder espectral. En la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k se identifican, además, periodos de ~ 2.100 años ($\sim 4,69 \cdot 10^{-4}$ años $^{-1}$) y de ~ 1.600 años ($\sim 6,25 \cdot 10^{-4}$ años $^{-1}$) coincidente con el CALS10k.2 y muy próximos a los identificados en el BIGMUDI4k.

Los picos más relevantes para periodos inferiores a 1.000 años tienen bajo poder espectral en las paleorreconstrucciones más extensas (SHA.DIF.14k y CALS10k.2) en comparación con las más cortas (BIGMUDI4k y SHAWQ2k). Este hecho es coherente con las propias paleorreconstrucciones: las que abarcan más tiempo presentan peor resolución en la corta escala, pero pueden resolver periodos de mayor longitud, mientras que las paleorreconstrucciones que abarcan menor tiempo no podrán resolver periodos mayores a su ventana temporal y tienen mayor resolución en la pequeña escala. En el corto periodo destaca un rango de tiempos característicos entre 600 y 800 años ($\sim 1,70 \cdot 10^{-3}$ y $\sim 1,25 \cdot 10^{-3}$ años $^{-1}$) que es detectable en las cuatro paleorreconstrucciones lo que es especialmente relevante. El último periodo que se puede identificar de forma significativa en el CALS10k.2 está en torno a los 540 años ($\sim 1,86 \cdot 10^{-3}$ años $^{-1}$), englobado en el rango de los 600 años por el margen de precisión. Mientras que para el SHA.DIF.14k el último tiempo característico según el periodograma está en torno a los 440 años ($\sim 2,27 \cdot 10^{-3}$ años $^{-1}$). Las series basadas en los modelos BIGMUDI4k y SHAWQ2k todavía registran valores altos de poder espectral en este rango de periodos, pudiendo identificarse un pico común entre ambas paleorreconstrucciones entre los 200 y los 300 años ($0,003$ - $0,005$ años $^{-1}$). Estas dos paleorreconstrucciones continúan marcando periodos significativos por debajo de los 100 años ($0,01$ años $^{-1}$) donde se ha cortado el eje X del periodograma, dado que se considera que pueden ser artefactos matemáticos relacionados con la separación entre los nodos temporales utilizados en la construcción de los modelos.

En la Figura 6.2b se recoge un resumen de los resultados empleando el segundo método que se ha utilizado en este trabajo, el EMD. En la figura se representan los periodos característicos de cada una de las IMFs (ver Anexo IV) obtenidas a partir del EMD con una banda de error de probabilidad 1σ , resultante de realizar el procedimiento de Monte-Carlo (ver Capítulo 3 para más detalles sobre el procedimiento y Anexo III, Tabla AIII.1 para los valores de incertidumbre).

Como es previsible, el periodo mayor detectado (entre 6.000 y 7.000 años) solo se observa en las paleorreconstrucciones de mayor cobertura temporal, el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2. Es importante señalar, además, la ausencia de periodos significativos entre los ~2.000 años y los ~6.500 años, que permite establecer una diferenciación entre variaciones de corto periodo (periodos inferiores a los 2.000 años) y variaciones de largo periodo (periodos superiores a los 6.500 años), al menos para este intervalo temporal de 10.000 años. Los resultados obtenidos por este método son coherentes con los obtenidos mediante el análisis de Fourier. El resultado más significativo es que las cuatro paleorreconstrucciones presentan periodos característicos en el intervalo de los 600-1.000 años. En concreto, en tres de ellas (CALS10k.2, BIGMUDI4k y SHAWQ2k), los periodos característicos se restringen a los 600-800 años. Mientras que los resultados que aporta el SHA.DIF.14k dan periodos ligeramente mayores con un valor de 970 ± 30 años (ver Tabla AIII.1 del Anexo III)

El tercer método empleado en este trabajo es el análisis de *wavelets* (Figura 6.2c) que permite identificar la presencia de periodos característicos en intervalos temporales. Los periodos más altos detectados con esta metodología (a partir del SHA.DIF.14k y del CALS10k.2) se sitúan en una banda entre los 7.000 y los 8.000 años, lo que coincide con los análisis previos. Estos periodos parecen estar presentes durante toda la ventana temporal, aunque solo son estadísticamente significativos entre 4000 a.C. y 2000 a.C. como indica el Cono de Influencia (COI) de la *wavelet*.

Un periodo de ~1.500 años es detectado por las paleorreconstrucciones CALS10k.2 y BIGMUDI4k, en este último con la mayor magnitud durante prácticamente todo el intervalo, y sugerido en la paleorreconstrucción SHAWQ2k, pero fuera del COI. También se observa un periodo en torno a los

2.000 años en las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k, CALS10k.2 y BIGMUDI4k aunque es difícilmente diferenciable del anterior en el análisis de *wavelets*. No obstante, los resultados del EMD (Figura 6.2b) los catalogan como periodos independientes, excepto en el BIGMUDI4k que no se detecta.

Las variaciones con periodos comprendidos entre los 600 y los 800 años se identifican en las cuatro paleorreconstrucciones utilizadas en el análisis de *wavelets*. Resultados que coinciden con obtenidos a partir del EMD y la transformada de Fourier. Esta variación se observa claramente en el modelo SHAWQ2k, pero solo es tenuemente observada en el CALS10k.2 y de manera discontinua durante la ventana temporal. El periodo característico de 600-800 años puede identificarse a lo largo de los 10.000 años en el SHA.DIF.14k, con mayor magnitud en los primeros 6.000 años. En el caso del BIGMUDI4k, su magnitud disminuye a prácticamente cero a partir del año 1000 d.C., aunque en el SHAWQ2k aparece como predominante en toda su ventana temporal: los últimos 2.000 años.

Finalmente, se puede identificar un tiempo característico comprendido entre los 250 y los 400 años en todas las paleorreconstrucciones excepto en el CALS10k.2. Este periodo parece tener especial relevancia entre 3000 a.C. y 0 en el SHA.DIF.14k y se atenúa en las paleorreconstrucciones de BIGMUDI4k y SHAWQ2k a partir de 1000 d.C.

Al aplicar este tercer método se observa que los periodos altos tienen mayor magnitud (colores rojos oscuros), dificultando la detección e interpretación de los periodos más cortos, de menor intensidad (colores azulados), lo que es especialmente relevante en los modelos de mayor rango temporal (como el CALS10k.2 y el SHA.DIF.14k). Cuantitativamente, con el análisis mediante el EMD puede obtenerse el porcentaje de contribución de cada una de las IMFs obtenidas a la señal original (Peel *et al.*, 2005), explicado en detalle en el Anexo III. Esos resultados (Tabla AIII.7) indican la dominancia del largo periodo (con un 58,5% y 36,8 para el SHA.DIF.14k y CALS10k.2, respectivamente) como muestra el análisis de *wavelets*. Es por ello que la separación entre largo y corto periodo detectada tanto en el análisis de Fourier como en el EMD es de gran importancia, puesto que permite filtrar las variaciones de largo periodo para

resaltar las de corto periodo. Estos filtros se aplicarán en las secciones siguientes.

6.1.2. Energía dipolar

El campo dipolar representa cerca del 90% del campo geomagnético en la superficie, por lo que apenas hay diferencias en las frecuencias encontradas entre la energía total del campo y la energía del campo dipolar. La evolución de la energía dipolar (Figura AV.1) así como la representación de los resultados obtenidos por los tres métodos empleados (Figura AV.2), pueden consultarse en el Anexo V y en formato tabla en el Anexo III, por lo que en este apartado se centra el análisis de *wavelets* en las variaciones de corto periodo, aplicando la separación indicada en la sección anterior. No obstante, al igual que para la energía total del campo geomagnético, son las variaciones de largo periodo (con valores en torno a los 7.000 años, aproximadamente) las que parecen dominar el contenido en frecuencias, mostrándose con la mayor magnitud en el análisis de *wavelets* (Figura AV.2b) y con porcentaje más alto de contribución en las IMFs del EMD, con valores de 51% y 36,8% para el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2, respectivamente (Tabla AIII.7, Anexo III).

En la Figura 6.3 se presentan los resultados del análisis de *wavelets* cuando se han filtrado las variaciones de largo periodo, resaltándose así las de corto periodo. Para la obtención de esta serie “filtrada”, que se denominará de aquí en adelante como “variaciones de corto periodo”, se han sumado todas las IMFs del EMD a excepción de la de mayor periodo (~7.000 años) y el residuo, para los casos de las paleorreconstrucciones de mayor cobertura temporal (SHA.DIF.14k y CALS10k.2). En el caso de las paleorreconstrucciones que abarcan un menor intervalo temporal (BIGMUDI4k y SHAWQ2k) se han sumado todas sus IMFs (sin considerar el residuo ya que en este término estarían contenidos restos de las variaciones de largo periodo), puesto que todos los periodos que aparecen en las IMFs están por debajo del salto temporal que separa el largo y el corto periodo. Este proceso de filtrado se lleva a cabo también en las siguientes subsecciones para las diferentes contribuciones del campo geomagnético que se estudian. El efecto del filtrado se observa claramente al comparar la Figura AV.2b con la Figura 6.3.

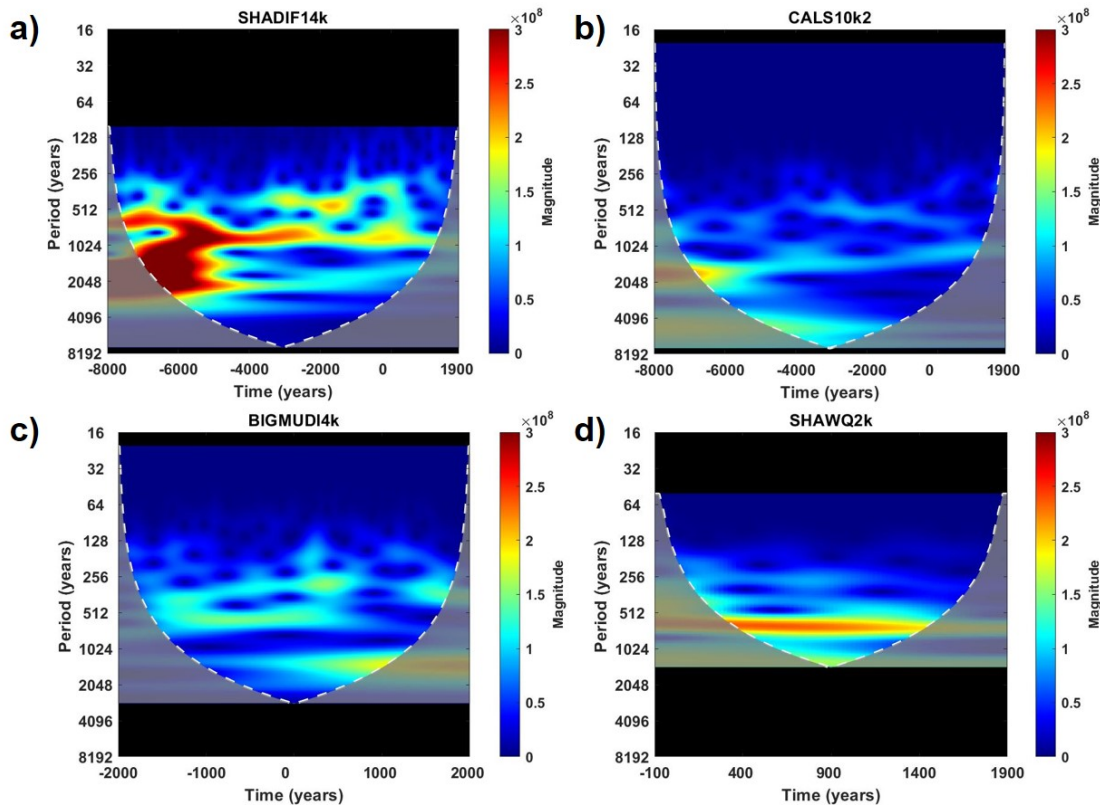


Figura 6.3. Análisis de wavelets de las variaciones de corto periodo de la energía dipolar del campo geomagnético para: **a)** SHA.DIF.14k; **b)** CALS10k.2; **c)** BIGMUDI4k; **d)** SHAWQ2k. Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que la wavelet no tiene resolución suficiente como para detectar resultados (fuera del COI).

El filtrado del largo periodo favorece que se acentúen periodos de menor intensidad especialmente en las paleorreconstrucciones de mayor intervalo temporal, el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2, mientras que desaparecen los de largo periodo o disminuyen su intensidad. Al filtrar la serie en el CALS10k.2 se observa mejor que en la Figura 6.2c la variación con un tiempo característico de en torno a los 1.000-1.500 años, cuyo periodo va decreciendo en los últimos 4.000 años. El periodo en torno a los 800 años está presente en el SHA.DIF.14k durante todo el intervalo de 10.000 años. En el SHAWQ2k el periodo de 600-800 años parece ser el periodo dominante, mientras que en el caso del BIGMUDI4k, ese periodo es claramente visible hasta 500-1000 d.C., donde empieza a perder intensidad en pro de un periodo algo mayor (~1.000 años).

Los menores periodos que se observan ocurren en torno a los 250-400 años según las paleorreconstrucciones BIGMUDI4k y SHAWQ2k (en toda su

ventana temporal) y en el SHA.DIF.14k va perdiendo intensidad en épocas recientes, difuminándose a partir de 500 d.C.

En este punto, en el que se han analizado los resultados del campo dipolar (similares a los del campo total), cabe preguntarse si existen diferencias entre las variaciones del dipolo axial y del dipolo ecuatorial. Para responder a esto, se ha realizado el mismo análisis de frecuencias pero aplicado a la serie de variaciones del valor absoluto del coeficiente de Gauss g_1^0 (dipolo axial) y a la serie del dipolo ecuatorial calculado como $\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$. Nótese que en este caso no se estudia la energía asociada a cada una de las componentes (nT^2) sino las componentes en sí mismas (nT). La evolución temporal de las componentes se muestra en la Figura 6.4 y los resultados para su análisis de frecuencias por los tres métodos empleados (transformada de Fourier, EMD y análisis de *wavelets*) se muestran en la Figura 6.5.

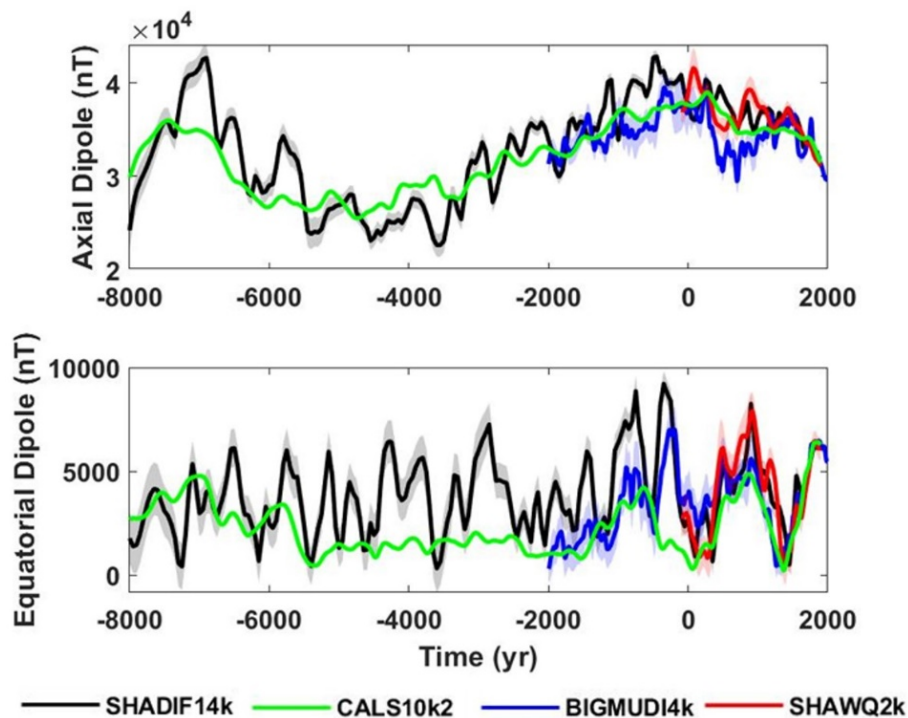


Figura 6.4. Evolución del dipolo axial (valor absoluto del coeficiente de Gauss g_1^0) y del dipolo ecuatorial ($\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$) en la superficie terrestre según las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas junto con su desviación estándar (excepto CALS10k.2).

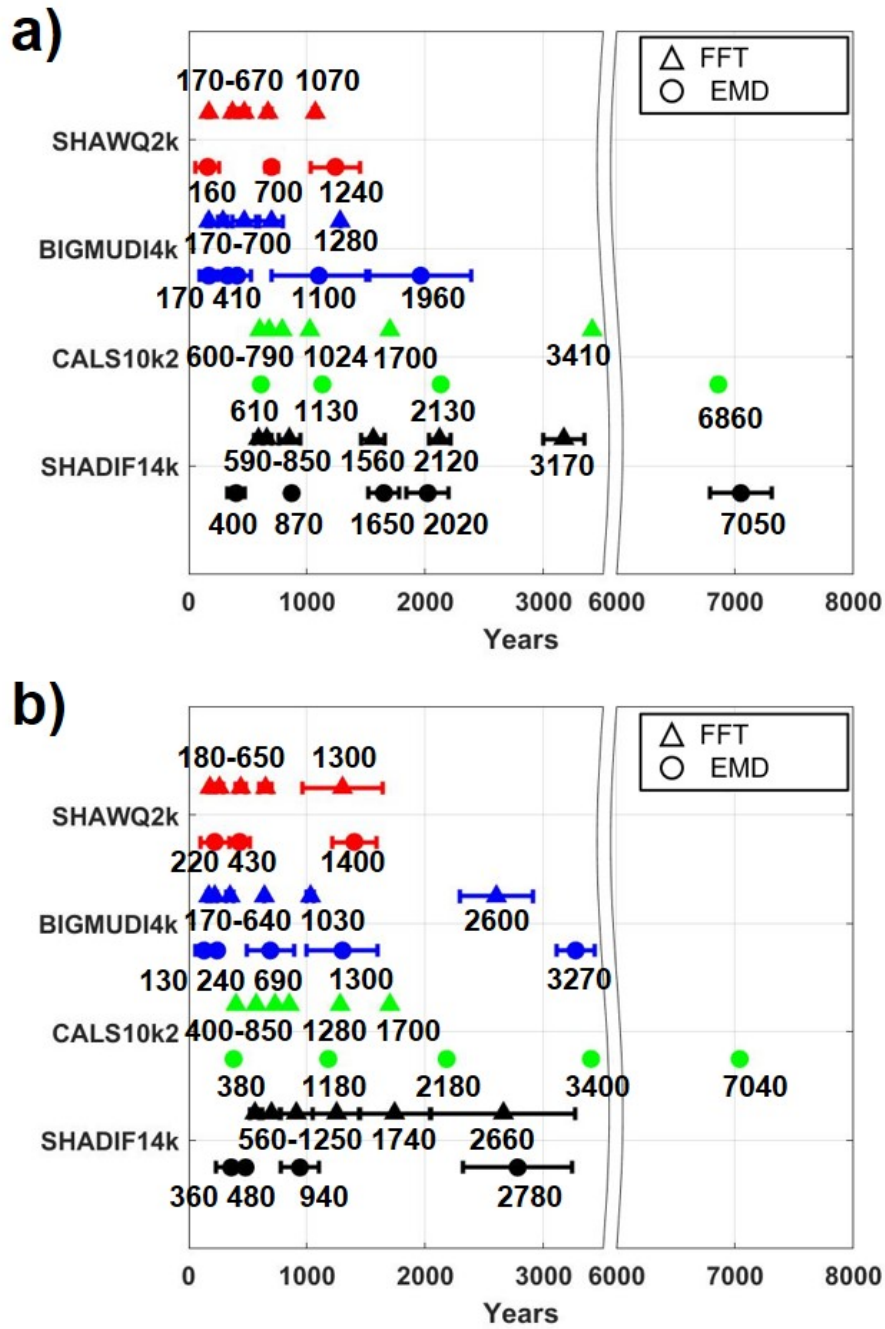


Figura 6.5. (Continúa en la siguiente página).

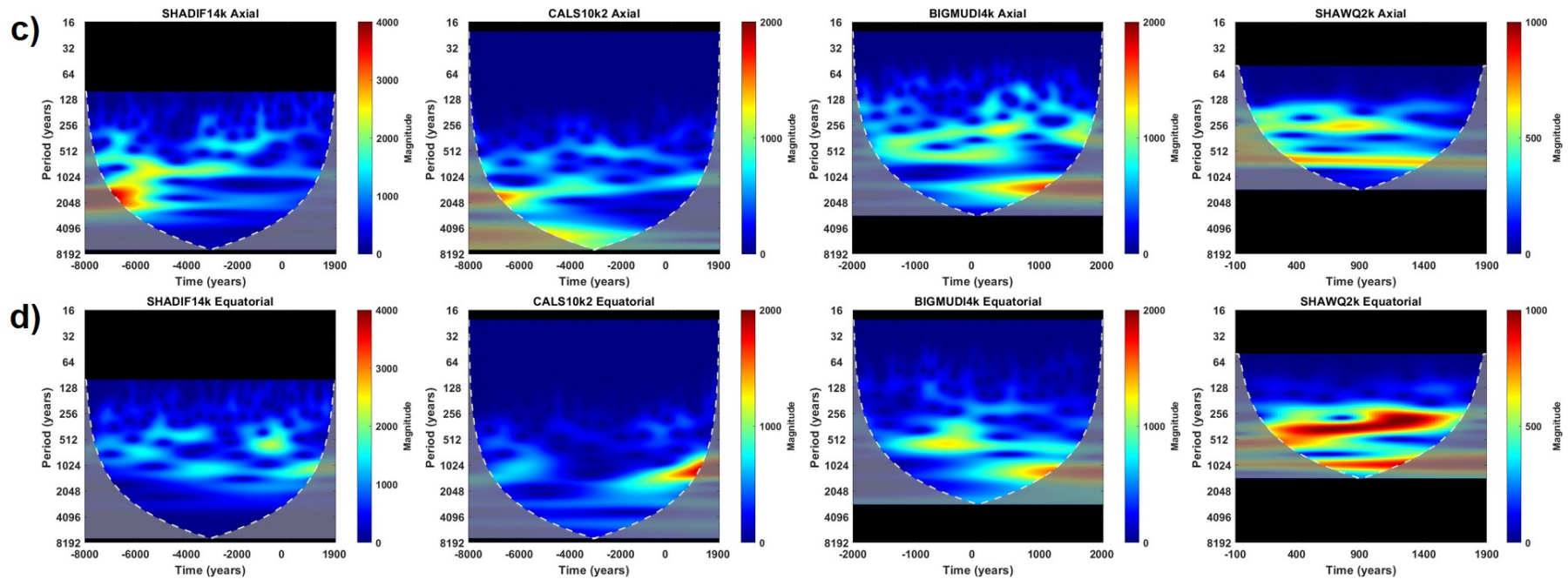


Figura 6.5. Periodos característicos (en años) de la transformada de Fourier (triángulos) y de las IMFs obtenidas del EMD (círculos) para la **a)** componente axial y **b)** ecuatorial del campo dipolar para cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas. Se indica la incertidumbre obtenida por el método de Monte-Carlo excepto para el CALS10k.2 puesto que no proporciona información sobre la incertidumbre de sus coeficientes de Gauss. Pueden consultarse los valores cuantitativos en el Anexo III, Tabla AIII.3. **c)** Análisis de wavelets de las variaciones de corto periodo para el dipolo axial y **d)** para el dipolo ecuatorial según las paleorreconstrucciones (de izquierda a derecha): SHA.DIF.14k; CALS10k.2; BIGMUDI4k; SHAWQ2k. Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que la wavelet no tiene resolución suficiente como para detectar resultados (fuera del COI).

La Figura 6.4 ya sugiere que la variación de largo periodo corresponde fundamentalmente al dipolo axial, lo que se confirma con los resultados del EMD mostrados en la Figura 6.5a-b, donde tanto SHA.DIF.14k como CALS10k.2 presentan un periodo superior a los 6.000 años en esta componente. Aunque el CALS10k.2 también presenta un periodo en torno a esos valores para el dipolo ecuatorial, el análisis cuantitativo del porcentaje de aportación de cada IMF en el EMD (Tabla AIII.7, Anexo III) indica que el largo periodo es el predominante en el dipolo axial (58,8% y 29,9% para el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2, respectivamente, mientras que en el ecuatorial del CALS10k.2 solo representa un 16,4%). Además, en el CALS10k.2 se observa que es el periodo en torno a los 1.000-1.400 años el que tiene más relevancia en el dipolo ecuatorial (34,1%).

En la Figura 6.5c-d se muestran los resultados del análisis de *wavelets* filtrando la componente de largo periodo para resaltar las variaciones de corto periodo. El periodo en torno a los 1.000-1.400 años parece estar presente tanto en el dipolo axial como en el ecuatorial para las paleorreconstrucciones CALS10k.2, BIGMUDI4k y SHAWQ2k, siendo más relevante en el término axial para todo el intervalo según el CALS10k.2 pero más importante en el ecuatorial en los últimos 2.000 años, algo que también se observa en el SHAWQ2k. Si se comparan los porcentajes de aportación de las IMFs con ese periodo característico (1.000-1.400 años) son más dominantes en el dipolo ecuatorial en todas las paleorreconstrucciones (Tabla AIII.7, Anexo III).

El periodo de 600-800 años (presente en todas las paleorreconstrucciones) parece más relevante en el dipolo axial. En el caso del modelo SHAWQ2k, quizás el modelo mejor determinado de todos por ser el más reciente e incluir más datos (además de un pesado por calidad), este periodo de ~700 años se observa solo en el dipolo axial y es el periodo más importante. Según este modelo, el dipolo ecuatorial tiene dos variabilidades importantes, una en torno a 1000 años, y otra más rápida (entre 500 y 250 años) cuyo tiempo característico disminuye en tiempos más recientes.

6.1.3. Energía no dipolar. Campo cuadrupolar y octupolar

Se analiza en esta sección la energía no dipolar, es decir, desde el grado $n = 2$ a $n = 5$. Se hace hincapié en los grados $n = 2$ y $n = 3$, que representan el campo cuadrupolar y octupolar, respectivamente, puesto que son los que más contribuyen a la energía no dipolar según el espectro de potencias del campo geomagnético (Figura 2.4).

La Figura 6.6 muestra la evolución de la energía no dipolar según las cuatro paleorreconstrucciones utilizadas. Debe tenerse en cuenta que la escasez de datos en los primeros milenios disminuye notablemente la resolución que consiguen las paleorreconstrucciones de larga ventana temporal (SHA.DIF.14k y CALS10k.2) para armónicos distintos al dipolo. En el caso del SHA.DIF.14k se observa cómo las variaciones y el valor de la energía del campo no dipolar son pequeños hasta aproximadamente el año 3000 a.C. Debe interpretarse como un problema de resolución, más que como una variación real del propio campo geomagnético. En el caso de la paleorreconstrucción CALS10k.2, la energía del campo no dipolar es baja en toda la ventana temporal, pero presenta una variabilidad similar. El diferente comportamiento de estos modelos en los cuatro primeros milenios analizados (desde 8000 a.C. a 4000 a.C.) se debe, probablemente, al tipo de datos que se utilizan en su construcción. El CALS10k.2 dispone de un mayor número de datos en este intervalo temporal y mejor resolución espacial, puesto que incorpora datos sedimentarios. Esto provoca que tenga mayor resolución para determinar el campo no dipolar, pero, como se ha mencionado anteriormente, el uso de ese tipo de datos impide resolver bien los periodos cortos.

Los modelos de menor ventana temporal (el BIGMUDI4k y el SHAWQ2k) presentan dos máximos en la energía del campo no dipolar en los últimos dos milenios, el primero se produce en torno a 100-200 d.C. y el segundo en torno al año 1400 d.C.

Todas las paleorreconstrucciones muestran un mínimo en la energía del campo no dipolar en torno al año 1800 d.C. seguido de un importante aumento que dura hasta la actualidad.

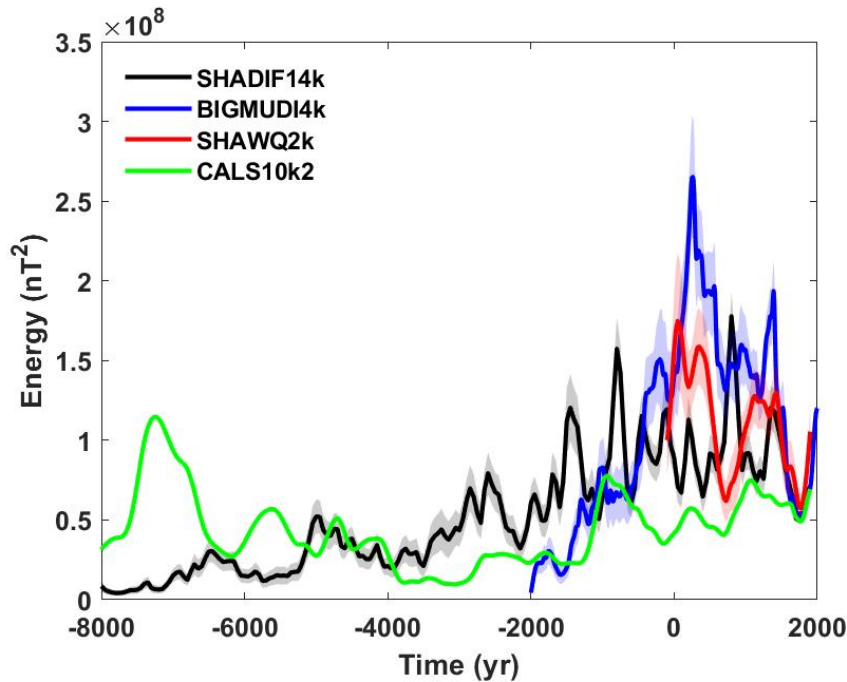


Figura 6.6. Evolución de la energía no dipolar del campo geomagnético en la superficie terrestre según las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas (ver leyenda) junto con su desviación estándar (excepto para el CALS10k.2).

Los resultados del análisis de frecuencias por los tres métodos se resumen en la Figura 6.7. Solamente en el CALS10k.2 se detecta un periodo de larga tendencia con la técnica del EMD (Figura 6.7a), con valor de 7.710 años, que permite establecer un salto entre las variaciones de corto y largo periodo como se hizo para la energía total del campo geomagnético. Sin embargo, cuantitativamente, su aportación a la variabilidad de la energía no dipolar es la de menor porcentaje de entre el resto de las IMFs identificadas por el EMD, con un valor del 2,2% (Tabla AIII.8). Este resultado es esperable ya que el largo periodo domina en el dipolo, y en concreto en el dipolo axial. El SHA.DIF.14k no es capaz de detectar periodos de ese orden por su baja variabilidad y resolución en tiempos anteriores al año 4000 a.C., como se ha comentado anteriormente. Los periodos característicos mayores, a excepción del comentado en 7.710 años en el CALS10k.2, están en torno a los 3.000 años en el SHA.DIF.14k y el BIGMUDI4k. Después, se encuentran en el SHA.DIF.14k, el CALS10k.2 y el BIGMUDI4k periodos coincidentes del orden de los 2.000 años y de los 1.000-1.200 años, incluyendo también el SHAWQ2k. Las variaciones más rápidas se encuentran en el orden de los 200-300 años, difícilmente distinguibles de periodos del orden de 500-600 años en el BIGMUDI4k y SHAWQ2k.

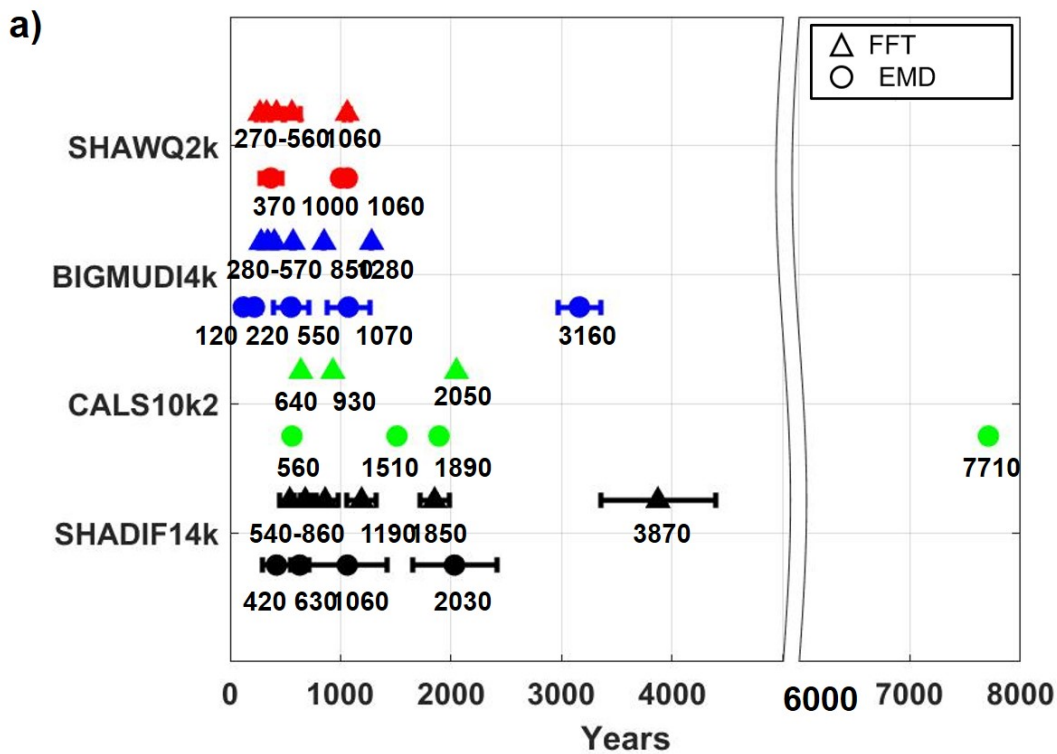


Figura 6.7. (Continúa en la siguiente página).

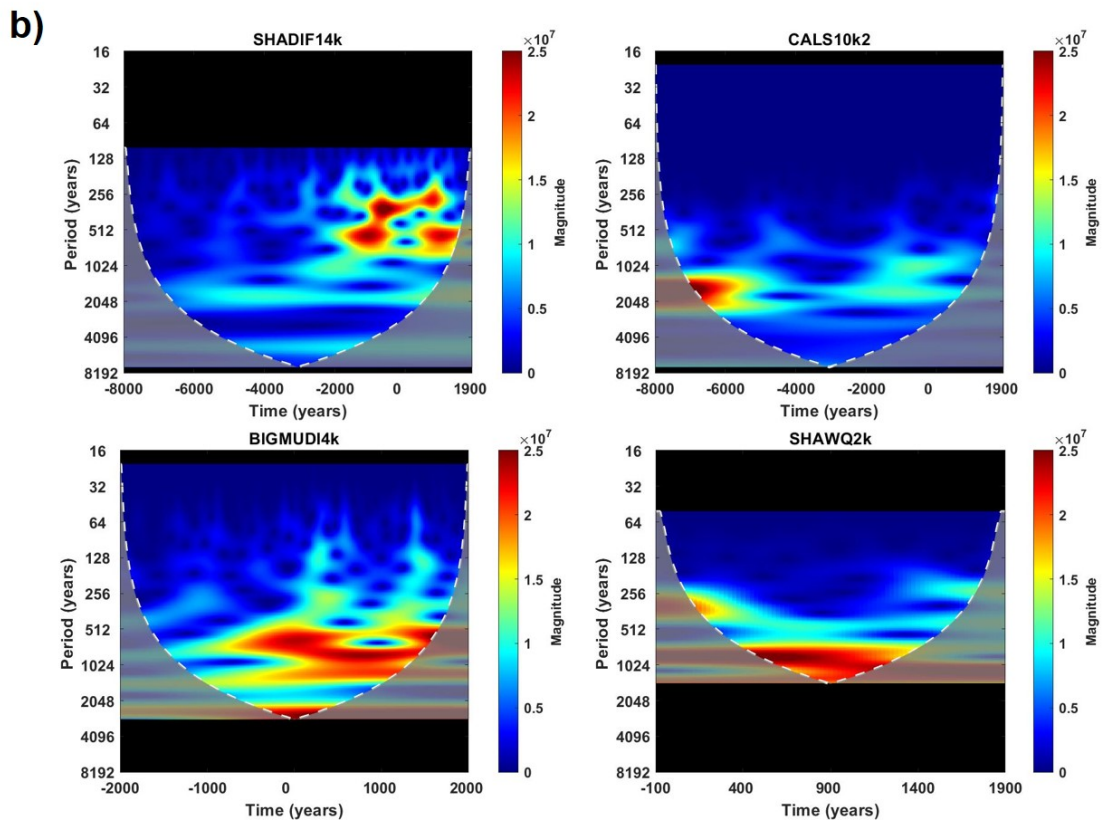


Figura 6.7. a) Periodos característicos (en años) de la transformada de Fourier (triángulos) y las IMFs obtenidas del EMD (círculos) para la energía del campo no dipolar (calculada desde $n = 2$

hasta $n = 5$) para cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas. Se indica la incertidumbre obtenida por el método de Monte-Carlo excepto para el CALS10k.2 puesto que no proporciona información sobre la incertidumbre de sus coeficientes de Gauss. Pueden consultarse los valores cuantitativos en el Anexo III, Tabla AIII.4. **b)** Análisis de wavelets de la energía no dipolar del campo geomagnético para: SHA.DIF.14k (arriba izquierda); CALS10k.2 (arriba derecha); BIGMUDI4k (abajo izquierda); SHAWQ2k (abajo derecha). Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que las wavelets no tienen resolución suficiente como para detectar resultados (COI).

El análisis de *wavelets* (Figura 6.7b) indica que las variaciones del campo no dipolar son fundamentalmente de corto periodo. Aunque se detectan algunos periodos altos en el SHA.DIF.14k y en el CALS10k.2 (en torno a los 6.000 y 8.000 años, respectivamente) éstos quedan fuera del COI y presentan una magnitud inferior a las de corto periodo. Esto contrasta con lo observado en el campo dipolar (Figura AV.2) donde los periodos más intensos están relacionados con los largos periodos.

En todas las representaciones se observa un tiempo característico entre los 1.000 y 2.000 años. De hecho, en el CALS10k.2 es la única banda destacable. En el SHA.DIF.14k, además de esta banda continua, en torno a 2000 a.C. se observan varios periodos en torno a 250-500 años de alta magnitud superpuestos en el tramo entre 1000 a.C. y 500 d.C., que, además, parecerían indicar un ligero desplazamiento hacia tiempos característicos de menor periodo para épocas más recientes. En el modelo BIGMUDI4k parecen también estar presentes tiempos característicos de en torno a 800 años.

También se ha realizado un análisis frecuencial de las dos componentes que más influencia tienen en el campo no dipolar: el cuadrupolo y el octupolo. Los resultados obtenidos mediante los tres métodos se resumen en la Figura 6.8, donde el salto entre bajo y largo periodo se encuentra entre los ~5.000 y ~7.000 años, aunque teniendo en cuenta las incertidumbres, se ha marcado en la gráfica entre 5.500 y 6.000 años. Por tanto, en los términos del cuadrupolo y del octupolo del campo geomagnético puede seguir considerándose el corto periodo en los últimos 10.000 años como aquellas variaciones con periodo característico menor a los 6.000-7.000 años, como se estableció en la energía total y en la energía dipolar y en la no dipolar.

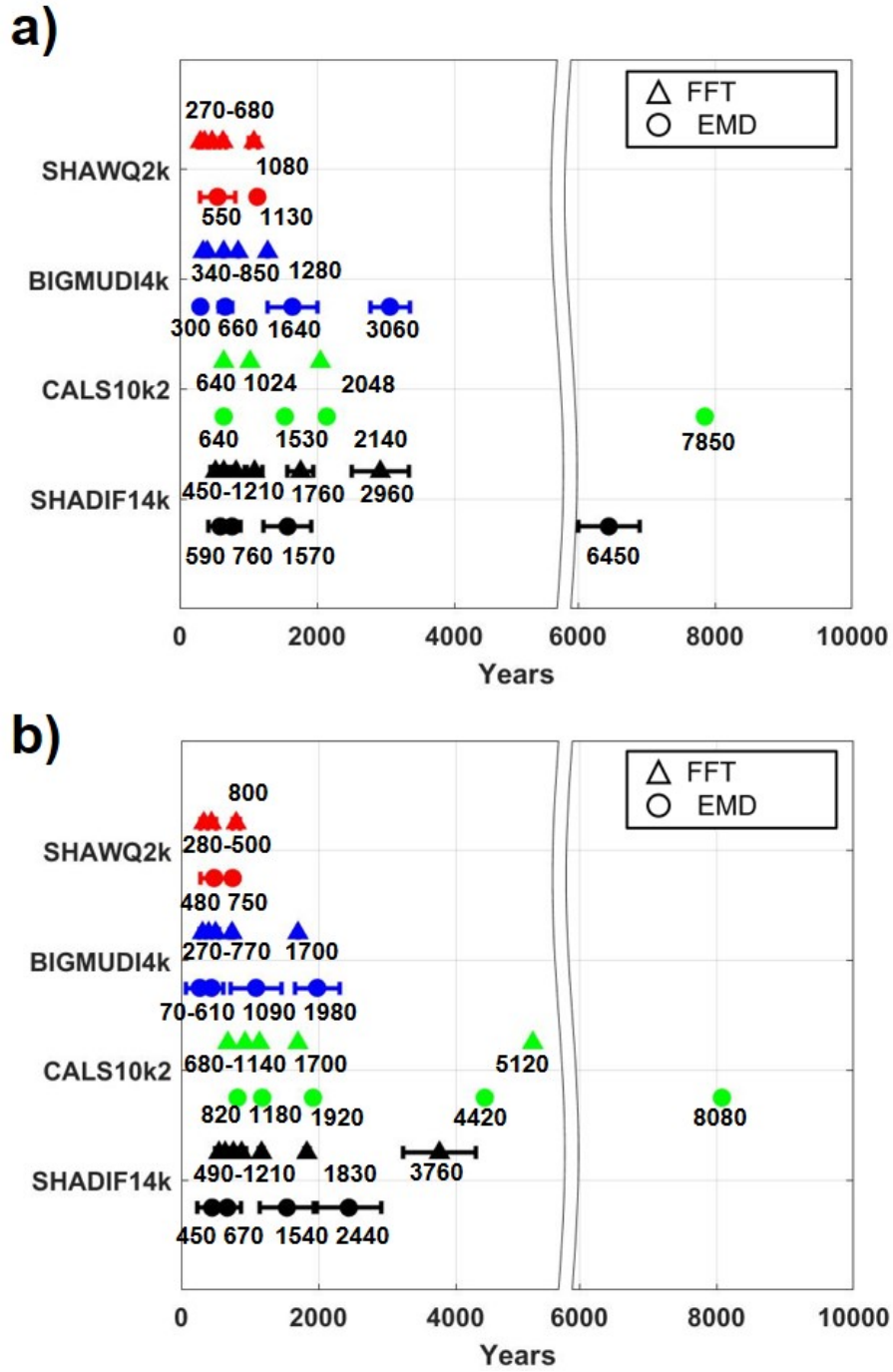


Figura 6.8. (Continúa en la siguiente página).

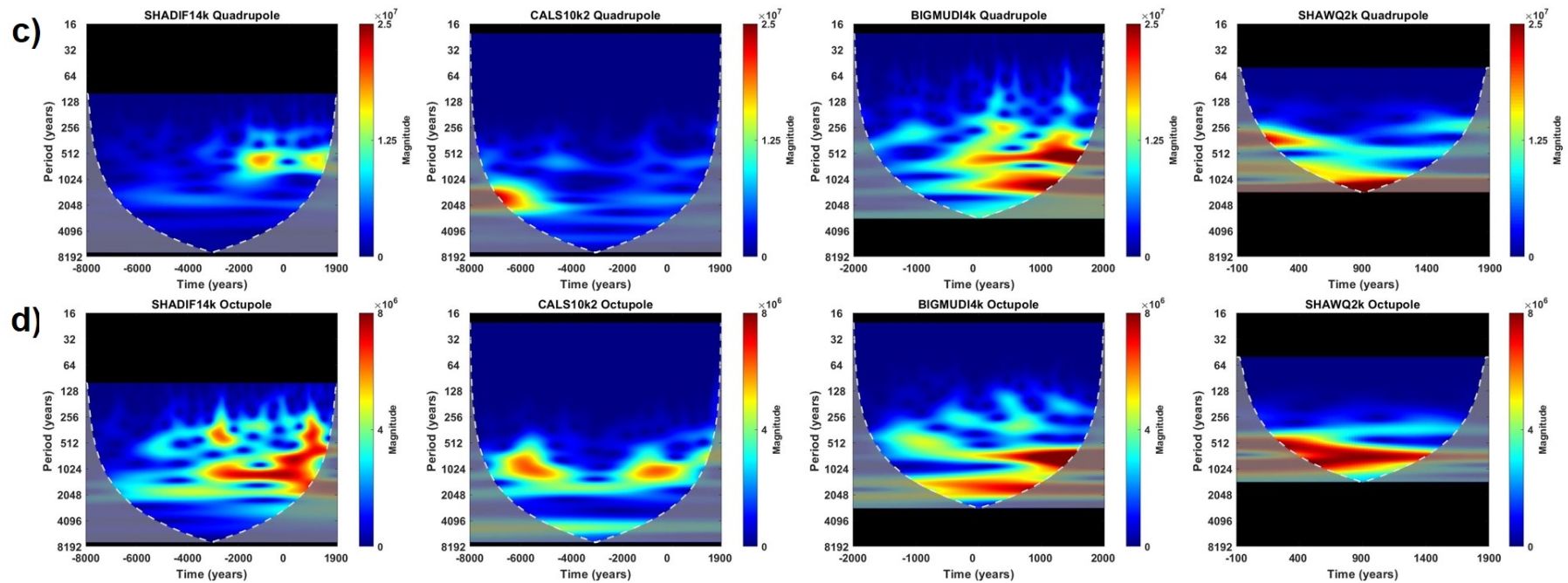


Figura 6.8. Periodos característicos (en años) de la transformada de Fourier (triángulos) y de las IMFs obtenidas del EMD (círculos) para **a)** el cuadrupolo y **b)** el octupolo para cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas. Se indica la incertidumbre obtenida por el método de Monte-Carlo excepto para el CALS10k.2 puesto que no proporciona información sobre la incertidumbre de sus coeficientes de Gauss. Pueden consultarse los valores cuantitativos en el Anexo III, Tablas AIII.5 y AIII.6. **c)** Análisis de wavelets del corto periodo para el cuadrupolo y **d)** el octupolo según las paleorreconstrucciones seleccionadas (de izquierda a derecha) SHA.DIF.14k; CALS10k.2; BIGMUDI4k; SHAWQ2k. Debe tenerse en cuenta la diferencia en la escala de magnitudes entre el cuadrupolo y el octupolo. Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que la wavelet no tiene resolución suficiente como para detectar resultados (fuera del COI).

Tanto SHA.DIF.14k como CALS10k.2 detectan en la energía del cuadrupolo una variación de largo periodo, en torno a 7.000 años (Figura 6.8a), periodos que ya se observaban en el estudio del campo dipolar y del no dipolar en el caso del CALS10k.2. Sin embargo, su aportación cuantitativa analizada a partir del porcentaje de representación de cada IMF es muy baja, con solo un 9% y 3,5% en SHA.DIF.14k y CALS10k.2, respectivamente (Tabla AIII.8, Anexo III).

En el análisis de *wavelets* del corto periodo (Figura 6.8c-d) debe tenerse en cuenta la diferencia en la escala entre las magnitudes del cuadrupolo y del octupolo, siendo la primera de mayor magnitud y por tanto la componente que tiene más relevancia en la energía del campo no dipolar.

La variabilidad del campo cuadrupolar presenta unos periodos de 600-800 años y de 1.200-1.500 años en los últimos cuatro milenios. La única paleorreconstrucción que no muestra claramente estos tiempos característicos es el CALS10k.2.

El campo octupolar presenta una variación en torno a los 2.000 años, observable en todas las paleorreconstrucciones que tienen suficiente resolución temporal como para detectarla (Figura 6.8d). Es decir, el modelo SHAWQ2k, que abarca los últimos 2.000 años no es capaz de detectarla.

6.2. Discusión

El análisis frecuencial conjunto (utilizando las tres metodologías) de la energía del campo geomagnético obtenida a partir de las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas permite definir algunos de los patrones temporales y tiempos característicos de la variación secular del campo geomagnético durante el Holoceno: en torno a los 6.000-7.000 años, ~2.000 años, 1.000-1.400 años, 600-800 años y 250-400 años. Este análisis es la primera vez que se lleva a cabo de forma sistemática utilizando diferentes paleorreconstrucciones, ya que anteriores trabajos habían realizado los análisis de frecuencias sobre series de datos paleomagnéticos (ver, por ejemplo, Barton, 1982, 1983; Creer *et al.*, 1990; Nilsson *et al.*, 2011; Panovska *et al.*, 2013). Solo el trabajo de Pavón-Carrasco *et al.* (2018) había realizado un análisis de frecuencias sobre paleorreconstrucciones pero enfocado a la producción de

radionúclidos cosmogénicos y sin realizar la descomposición por componentes del campo geomagnético.

Cabe destacar, en primer lugar, la existencia de un salto en el contenido frecuencial entre los periodos de ~2.000 años y los ~7.000 años, lo que permite diferenciar entre variaciones de largo periodo (superiores a los 6.000-7.000 años) y corto periodo (inferiores a ~6.000 años). La variación de largo periodo, por el rango de validez temporal de las paleorreconstrucciones utilizadas, se ha definido solo en los modelos SHA.DIF.14k y CALS10k.2. Esta variación tiene un periodo en torno a los 7.000 años, siendo el de mayor intensidad en el análisis de *wavelets* de la energía total (Figura 6.2). Además, está presente fundamentalmente en el campo dipolar (Figura AV.2), y en concreto en la componente axial según el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2 (Figura 6.5a, Tabla AIII.7). Este es uno de los resultados más interesantes del análisis, ya que indicaría que las variaciones de largo periodo están dominadas por el dipolo axial. En el Capítulo 7 se hará uso de este resultado para analizar en detalle las variaciones de largo periodo a partir de la componente del dipolo axial.

Por otro lado, en el corto periodo, se han identificado cuatro periodos característicos: en torno a los 2.000 años, entre 1.000 y 1.400 años, entre 600 y 800 años y entre 250 y 450 años. Además, el análisis frecuencial aplicado al desarrollo multipolar del campo geomagnético permite comprobar que estos periodos están presentes en todas las componentes en menor o mayor relevancia en algún momento de su ventana temporal. En el término dipolar y octupolar destaca la contribución del periodo de 600-800 años durante prácticamente todo el intervalo en las cuatro paleorreconstrucciones (Figuras 6.3 y 6.8d), mientras que en el cuadrupolo (en los últimos 4.000 años) predomina el periodo de 1.000-1.400 años, especialmente visible en las dos paleorreconstrucciones más actuales, el BIGMUDI4k y el SHAWQ2k (Figura 6.8c).

El hecho de que el periodo de 600-800 años sea observable en todas las paleorreconstrucciones y sea relevante en el campo dipolar y octupolar lleva a preguntarse si existe una relación en las periodicidades de estas componentes del campo. Puesto que tanto el campo dipolar como el octupolar están dominados por su componente armónica zonal ($m = 0$, es decir, g_1^0 y g_3^0) se ha

analizado si se mantenía la presencia de este periodo en el resto de coeficientes con suma de grado y orden impar ($n + m$ impar). Este tipo de agrupaciones de los coeficientes por la suma de sus grados y órdenes fue propuesta para categorizarlos según la simetría que presentan con respecto al ecuador y relacionarlos con el efecto α de la geodinamo. Por ello reciben el nombre de familias de geodinamo antisimétricas, si la suma es impar, o simétricas, si la suma es par (Roberts, 1971; Gubbins y Zhang, 1993; Merrill *et al.*, 1996). Por tanto, los coeficientes de Gauss g_1^0 y g_3^0 corresponden a la familia de geodinamo antisimétrica. Utilizando los coeficientes de Gauss hasta grado $n = 5$ aportados por la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k se ha aplicado el análisis de *wavelets* que se presenta en el Anexo VI. Los coeficientes pertenecientes a la familia de geodinamo antisimétrica distintos del g_1^0 y g_3^0 no presentan en ninguna de las tres técnicas empleadas un periodo de 600-800 años relevante. Esto puede ser debido a la disminución de resolución para términos de grados más altos en las paleorreconstrucciones o a que carezcan de esta periodicidad. Con los datos actuales no se puede concluir que exista una correlación entre periodos y familias de geodinamos, pero si la disponibilidad de datos aumenta y las paleorreconstrucciones mejoran su resolución en esos términos, sería una característica interesante para investigar, ya que indicaría la presencia de periodos característicos en el efecto α que se deberían tener en cuenta en las simulaciones de geodinamo.

La variación de unos 2.000 años de periodo se detecta en la energía total del campo geomagnético proporcionada por las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k, CALS10k.2 y BIGMUDI4k. Una periodicidad en torno a los 2.200 años fue identificada por Pavón-Carrasco *et al.* (2018) en la producción de radionúclidos cosmogénicos inferida de las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2, que es coherente con los resultados aquí presentados.

El periodo de 1.000-1.400 años también se observa incluso en la paleorreconstrucción más corta, el SHAWQ2k, donde se identifica un periodo en torno a los 1.000 años. En las cuatro paleorreconstrucciones se observa que este periodo es relevante en el cuadrupolo pero sobre todo en el dipolo ecuatorial, lo que podría estar relacionado con las variaciones periódicas de alrededor de 1.350 años en la inclinación del dipolo observadas por Nilsson *et al.* (2011).

Finalmente, el menor de los periodos detectados con un valor de entre 250 y 400 años es claramente visible en las paleorreconstrucciones más próximas a la actualidad y de más corta ventana temporal (BIGMUDI4k y SHAWQ2k) debido a que están construidas a partir de bases de datos con mejor resolución espacio-temporal. Una de las ventajas más importantes del análisis de *wavelets* es que permite evaluar en qué intervalos temporales está presente cada periodo. Este periodo de 250-400 años aparece de forma puntual tanto en la energía del campo total como en el resto de términos en la mayoría de las paleorreconstrucciones. La intermitencia de su aparición parece sugerir una relación con la ocurrencia de anomalías magnéticas, como la SAA, especialmente en el caso del SHAWQ2k. Esta posible relación será estudiada en detalle en el Capítulo 8 junto con otra paleorreconstrucción, el SHAWQ-Iron Age (Osete *et al.*, 2020) que abarca el periodo de la LIAA.

Capítulo 7. Modelado de la Variación Paleosecular de largo periodo. Pulso y decaimiento del Dipolo Axial

En el Capítulo 6 se observó la existencia de una variación de largo periodo que afectaba fundamentalmente al campo dipolar axial con un tiempo característico de en torno a los 6.000-7.000 años.

En este Capítulo se realiza un modelo sencillo que describe la evolución del término de larga tendencia más importante de la PSV del campo geomagnético durante el Holoceno a partir de las paleorreconstrucciones de SHA.DIF.14k y CALS10k.2 (Figura 7.1). Este modelo, llamado modelo de pulso-decaimiento, se describe en detalle en el Capítulo 4.

Para investigar si el mecanismo de refuerzo (pulso) del campo geomagnético ha sido similar en épocas anteriores se analizan las variaciones del campo después de la excursión de Laschamp con la paleorreconstrucción GGF100k (Panovska *et al.*, 2018), que abarca los últimos 100.000 años (ver sección 2.1.4 para más detalles sobre esta paleorreconstrucción).

El modelo de pulso-decaimiento del dipolo axial y los resultados para los últimos 10.000 años están recogidos en la publicación:

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Characteristic periods of the paleosecular variation of the Earth's magnetic field during the Holocene from global paleoreconstructions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 312, 106656. DOI: [10.1016/j.pepi.2021.106656](https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106656)

7.1. Las variaciones de largo periodo del dipolo axial durante los últimos 10.000 años

En la Figura 7.1 se muestra la variación del valor absoluto del dipolo axial durante el Holoceno según las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2. Se puede observar la tendencia de largo periodo con un valor característico en torno a los 6.000-7.000 años, superpuesta a otras variaciones de corto periodo. Puesto que la PSV de largo periodo durante el Holoceno parece estar asociada al dipolo axial geocéntrico (ver Capítulo 6), en este análisis se considera únicamente esta contribución del campo geomagnético. Se ha decidido tomar el valor absoluto del campo dipolar axial, $|g_1^0|$, para una mejor comparación con las variaciones de la energía del campo geomagnético representadas en la Figura 6.1.

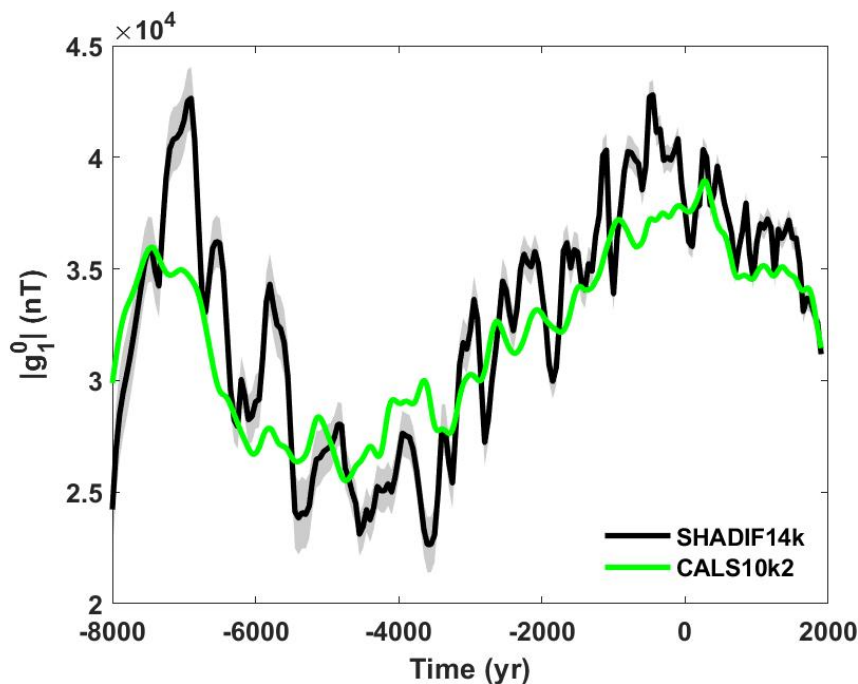


Figura 7.1. Evolución del valor absoluto del campo dipolar axial ($|g_1^0|$) según la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k (negro) y CALS10k.2 (verde). En el SHA.DIF.14k se incluye la incertidumbre del coeficiente (sombreado gris) mientras que en el CALS10k.2 no, ya que no están disponibles las incertidumbres de sus coeficientes de Gauss.

Este Capítulo se centra en el análisis de largo periodo, por lo que se filtra la señal como se indicó en el Capítulo 6 a partir de los resultados del EMD, sumando las IMFs con mayor periodo característico en el dipolo axial ($7.050 \pm$

260 años en el caso de SHA.DIF.14k y 6.860 años en el caso del CALS10k.2, ver Figura 6.5a y Tabla AIII.3 del Anexo III) y el residuo. La serie obtenida se representa en la Figura 7.2, que se puede comparar con la variación del coeficiente sin filtrar en la Figura 7.1. Los máximos y mínimos de la serie filtrada y sin filtrar ocurren en tiempo similares (máximos en torno a 7000 a.C. y entre 500 a.C. y 100 a.C.; el mínimo en torno a 5000-4500 a.C.). No obstante, los valores de $|g_1^0|$ difieren entre la serie sin filtrar y solo la de largo periodo, lo que indica que los valores pico se alcanzan gracias a variaciones de menor periodo.

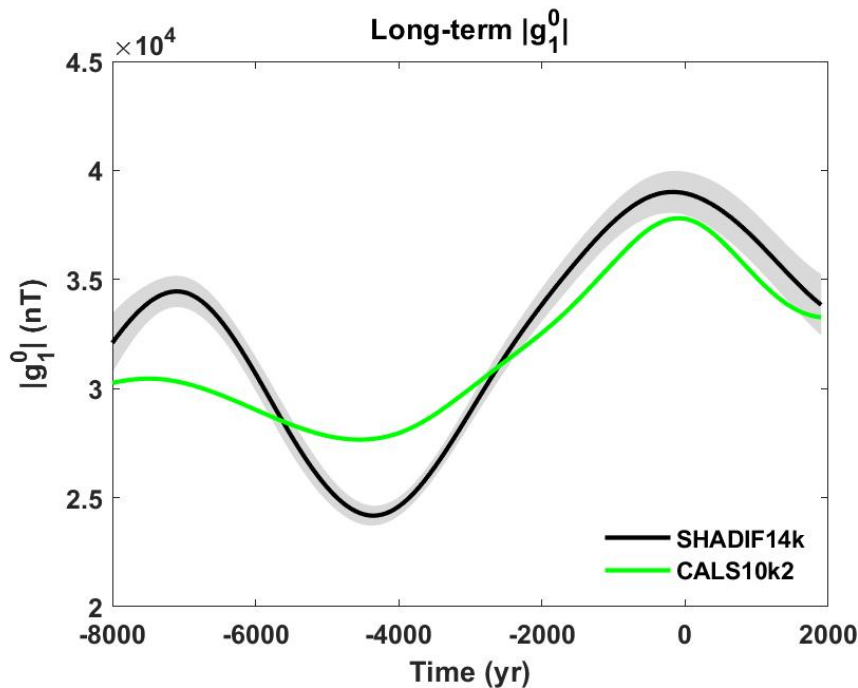


Figura 7.2. Variaciones de largo periodo (serie filtrada) del valor absoluto del campo dipolar axial ($|g_1^0|$) en los últimos 10.000 años según la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k (negro), con su barra de error, y CALS10k.2 (verde) sin barra de error ya que la paleorreconstrucción original no proporcionaba las incertidumbres de los coeficientes de Gauss.

Las variaciones de largo periodo presentan la misma tendencia en las dos paleorreconstrucciones. Las diferencias entre ambas pueden deberse al uso de distintas bases de datos ya que en la paleorreconstrucción CALS10k.2 se incorporan registros sedimentarios que provocan un suavizado de las variaciones y proporcionan intensidades relativas, que quizás no estén adecuadamente corregidas. Esto es especialmente relevante en épocas más antiguas donde la falta de datos arqueomagnéticos, en comparación con épocas más actuales, suaviza más la serie y esto afecta al EMD.

Como se ha mencionado anteriormente, las dos paleorreconstrucciones presentan un mínimo del dipolo axial (recuérdese que es en valor absoluto) en torno a 5000-4500 a.C. y dos máximos, uno en torno a 8000-7000 a.C. y otro más reciente en torno a 500-100 a.C. Este último máximo del dipolo axial da paso a una tendencia decreciente del campo geomagnético observada también hoy en día, con un ritmo de decaimiento de -2.5 ± 0.5 nT/año según el SHA.DIF.14k y de -2.7 ± 0.5 nT/año según el CALS10k.2. Actualmente, según el IGRF-13 desde el año 1900 d.C. el dipolo axial decae a un ritmo promedio algo superior, de ~ 18 nT/año (Alken *et al.*, 2021). Este valor es el resultado de la superposición de la caída del largo periodo con variaciones de corto periodo, por lo que no es extraño que difiera de los valores obtenidos a partir de la Figura 7.2.

El comportamiento decreciente observado entre el primer máximo y el mínimo se ve contrarrestado por algún mecanismo de refuerzo capaz de compensarlo y superarlo, de forma que el campo geomagnético crece hasta un valor máximo (el segundo máximo en torno a 500-100 a.C.) y vuelve a decaer. A continuación, se presenta un sencillo modelo de pulso-decaimiento que permite analizar los mecanismos responsables del decaimiento y del refuerzo del campo dipolar observado en las variaciones de largo periodo.

7.2. Modelo de pulso-decaimiento del dipolo axial durante los últimos 10.000 años

Para tratar de reproducir la tendencia de largo periodo observada en los últimos 10.000 años se ha diseñado el modelo de pulso-decaimiento, explicado en el Capítulo 4. Este modelo describe un crecimiento y decrecimiento de largo periodo mediante el efecto combinado de una tendencia decreciente, representada por una exponencial decreciente (ecuación [4.2]), y de un pulso, como una distribución normal asimétrica (ecuación [4.3]). En concreto el modelo se aplica al último crecimiento-decrecimiento observado en las series de largo periodo del dipolo axial de las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2 (Figura 7.2), desde el año 5000-4500 a.C. hasta el final de la ventana temporal. No se modela el crecimiento-decrecimiento anterior (entre 8000-7000 a.C. y 5000-4500 a.C.) puesto que está peor definido el crecimiento en el CALS10k.2 y

la calidad y cobertura de los datos disminuye cuánto más antigua sea la edad, pudiendo provocar un excesivo suavizado en el procesado previo con el EMD, como se ha comentado anteriormente.

El modelo pulso-decaimiento tiene 6 parámetros libres ($y_0, \tau, A, \mu, \sigma, \alpha$), de los cuales τ y α definen los mecanismos seleccionados de difusión (la exponencial decreciente) y de refuerzo (la distribución normal asimétrica), por lo que se consideran los más relevantes para el análisis.

Como paso previo, se llevaron a cabo dos simulaciones para establecer los rangos entre los que varían los parámetros libres. En una primera simulación se permitió que el modelo recorriese rangos no cerrados de los parámetros, para después concretar en intervalos donde se observan los menores RSS. Sin embargo, algunos de los parámetros como el valor inicial, y_0 , o la localización del centro del pulso, μ , se pueden acotar desde el principio con las representaciones del largo periodo (Figura 7.2): y_0 debe encontrarse en el orden de los $2,2 \cdot 10^4$ - $2,7 \cdot 10^4$ nT, mientras que μ está entre -4.000 y 1.000. Este primer barrido indicó que el pulso debía tener asimetría a la izquierda ($\alpha < 0$) en ambas paleorreconstrucciones para poder reproducir las variaciones de largo periodo. Es decir, el mecanismo de refuerzo crece más despacio de lo que decae después (Figura 4.1).

En la siguiente simulación se limitó el rango de α a valores negativos obteniendo un rango de bajo valor de RSS entre los -30 y los -10, indicando pulsos asimétricos a la izquierda pero con una caída no brusca. Esta forma es coherente con lo observado ya que durante el decaimiento debe dominar la difusión marcada por la exponencial decreciente, mientras que el pulso tiene más presencia antes del máximo haciendo frente a la difusión.

La Tabla 7.1 recoge los resultados de los parámetros τ y α para el mejor ajuste tras 10^6 iteraciones. Se indica el rango al 95% de probabilidad de los resultados, obtenido como se recoge en la sección 4.1, Figura 4.3. El modelo con los resultados del mejor ajuste se representa junto con las variaciones de largo periodo de cada paleorreconstrucción en la Figura 7.3.

Tabla 7.1. Valores para el mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento, estimados al 95% de probabilidad, para los parámetros tiempo de decaimiento, τ (en años), y parámetro de asimetría de la distribución normal asimétrica, α .

Paleorreconstrucción		τ (años)	α
SHA.DIF.14k	Mejor ajuste	14.900	-10,5
	Rango al 95% de probabilidad	[13.300,15.700]	[-11,8, -10,5]
CAL10K.2	Mejor ajuste	12.200	-13,5
	Rango al 95% de probabilidad	[11.500, 13.000]	[-23,8, -12,0]

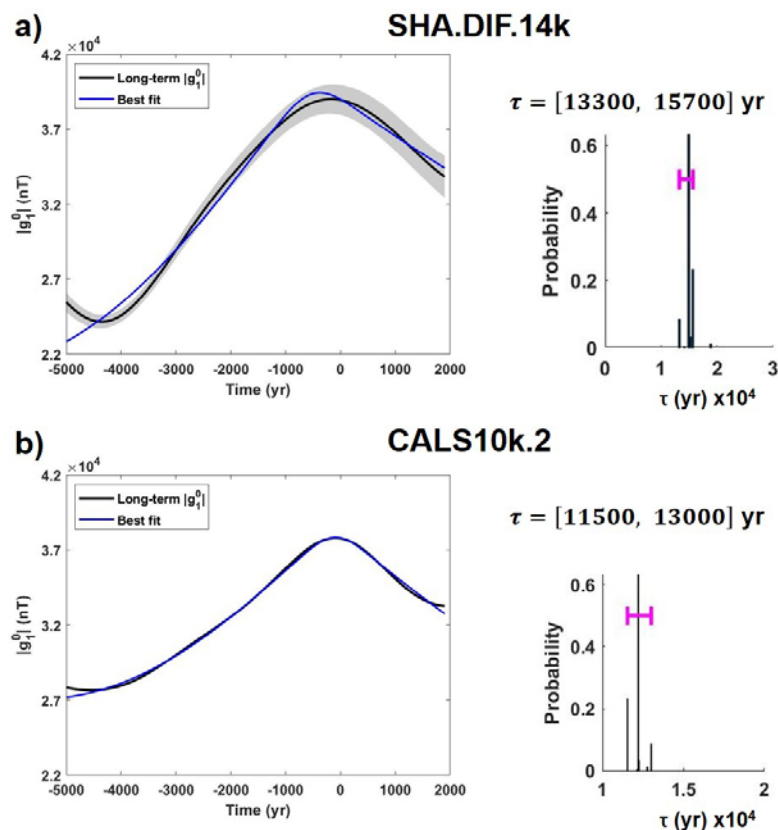


Figura 7.3. Mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento (azul) a la larga tendencia del dipolo axial geocéntrico en valor absoluto para **a)** SHA.DIF.14k y **b)** CALS10k.2. En la figura también se representan los valores más probables de tiempos de decaimiento (τ) obtenidos mediante el método iterativo del modelo pulso-decaimiento y el valor del intervalo de confianza al 95%.

Si se considerase únicamente el pulso, se puede obtener el valor máximo necesario que alcanza para hacer frente a la difusión y qué valor de campo dipolar axial se hubiese alcanzado sin la presencia de la difusión (Figura 7.4a). El pulso máximo se encuentra entre los 6-8 nT/año ocurriendo en 1400 a.C. y en 800 a.C. para las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2, respectivamente (Figura 7.4b).

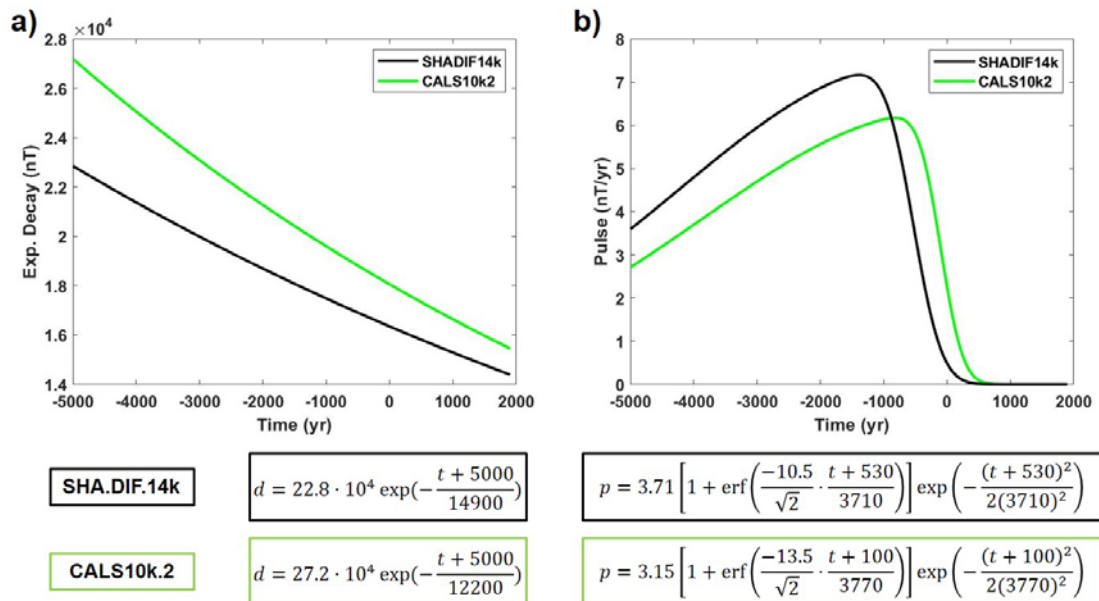


Figura 7.4. a) Exponencial decreciente (representante del mecanismo de difusión) y **b)** forma del pulso (como mecanismo de refuerzo) según el modelo pulso-decaimiento para las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k (negro) y CALS10k.2 (verde). Se presentan las ecuaciones de cada una de las funciones (exponencial decreciente d y pulso p) debajo de cada figura con el color asociado a cada paleorreconstrucción

Para obtener el valor de campo dipolar axial que se habría alcanzado es necesario evaluar el pulso acumulado en la ventana temporal en la que está presente (Figura 7.5a). Puede observarse en la Figura 7.5a una asíntota horizontal en torno al valor máximo que ocurre cuando el pulso tiende a cero y, por tanto, donde domina la difusión y empieza el decrecimiento del largo periodo (Figura 7.4b). La diferencia entre el mínimo y máximo observados en la larga tendencia del $|g_1^0|$ según las paleorreconstrucciones (Figura 7.4c) es de ~10.000 nT en el CALS10k.2 y de ~15.000 nT en el SHA.DIF.14k. Si no existiese la difusión, el mecanismo de refuerzo provocaría que el dipolo axial alcanzase valores entre los 20.000 y los 30.000 nT en las épocas entre el mínimo y el máximo (entre 5000-4500 a.C. y 500-100 a.C.), como se observa en la Figura

7.5a del pulso acumulado. Estos valores son el doble que lo que crece el $|g_1^0|$ entre mínimo y máximo. Considerando el modelo pulso-decaimiento como una buena aproximación de la explicación de la dinámica en las variaciones del largo periodo, estos resultados sobre el pulso indicarían que el mecanismo de difusión compensa al menos el 50% de lo que aporta el mecanismo de refuerzo.

El reflejo de este mecanismo en la dinámica del campo geomagnético vendría dado por un incremento global de la advección, tal y como indica la ecuación de la inducción que se ha tomado como base de este modelo conceptual. Sin embargo, los procesos físicos que favorecen la ocurrencia de este impulso en la advección no pueden determinarse a partir de este modelo simple siendo necesario recurrir las simulaciones de geodinamo, objetivo que podría ser abordado en el futuro.

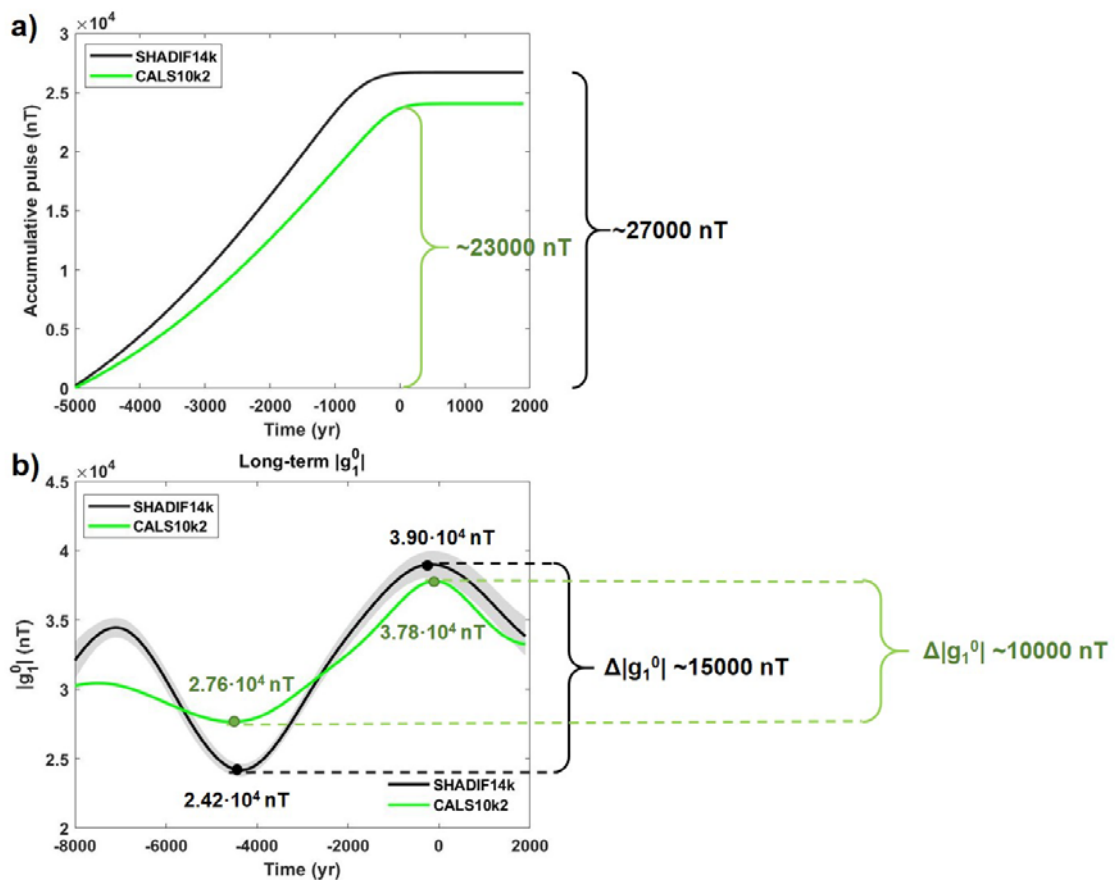


Figura 7.5. a) Incremento del $|g_1^0|$ según el mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento si la difusión del campo geomagnético no estuviese presente en el intervalo temporal estudiado; **b)** variaciones de largo periodo del valor absoluto del campo dipolar axial ($|g_1^0|$) indicando sus valores en el mínimo y máximo y la diferencia entre esos puntos, para cada paleorreconstrucción (ver leyenda).

Por otro lado, se puede analizar qué pasaría con el campo dipolar axial si no estuviese presente el mecanismo de refuerzo. La difusión del campo geomagnético (Figura 7.4a), representada como una exponencial decreciente, tiene valores de tiempo de decaimiento en torno a los 11.000-15.000 años, superior en la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k que en el CALS10k.2. Estos valores de τ son del mismo orden de magnitud que los considerados por Merrill *et al.* (1996) entre 5.000 y 50.000 años, aunque ligeramente inferiores a los utilizados en los modelos de geodinamo para el tiempo de difusión del campo geomagnético dipolar, estimados entre 30.000 y 50.000 años (Olson, 2015).

Según el modelo pulso-decaimiento el campo geomagnético, al menos en su componente dipolar axial, perdería el 99% de su intensidad entre 56.000 y 69.000 años (en función de la paleorreconstrucción) desde el momento en el que la difusión domina en el modelo y si no ocurriese otro pulso. Sin embargo, parece que el mecanismo de refuerzo visto como un pulso, se sucede en el tiempo para mantener el campo geomagnético y sería improbable que no ocurriese en los próximos siglos. Para analizar cómo ha sido la ocurrencia de estos pulsos en el pasado se recurre a la paleorreconstrucción GGF100k en la siguiente sección.

7.3. Expansión del modelo pulso-decaimiento para los últimos 30.000 años

Para investigar la validez del modelo pulso-decaimiento, se estudian anteriores eventos de crecimiento-decrecimiento del dipolo axial. Para ello, como ya se ha mencionado, se ha utilizado la paleorreconstrucción GGF100k (Panovska *et al.*, 2018) que cubre los últimos 100.000 años (Figura 7.6a). Para eliminar el posible efecto de las excursiones del campo geomagnético (analizadas en el Capítulo 5) se ha focalizado el estudio a los últimos 30.000 años después de la ocurrencia de las últimas excursiones de Laschamp y Mono Lake (Figura 7.6b). En la Figura 7.6b se representan también las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k (negro) y CALS10k.2 (verde), junto con su variación de largo periodo (rojo y rosa, respectivamente) como referencia. La principal diferencia entre esas paleorreconstrucciones y el GGF100k es la magnitud del coeficiente de Gauss. En el GGF100k el rango de valores entre los

que se encuentra el $|g_1^0|$ es de entre $\sim 2,4 \cdot 10^4$ nT y $3,6 \cdot 10^4$ nT, mientras que el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2 alcanzan valores superiores, hasta los $4,3 \cdot 10^4$ nT. Otra diferencia importante, y que afecta a los resultados de la descomposición en largo y corto periodo, es la menor variabilidad del GGF100k frente al SHA.DIF.14k o CALS10k.2. Esto se debe principalmente a que al tiempo abarcado por el modelo de 100.000 años, por lo que el espaciado de los nodos temporales es mayor y, por otra parte, a la regularización utilizada (ver sección 2.1.4 para más información sobre esta paleorreconstrucción). Además, también hay que señalar que los datos en los que se basa el modelo GGF100k son sedimentarios en su mayoría, lo que produce un suavizado del registro. Es por ello por lo que la resolución del modelo GGF100k es mucho menor que la de las paleorreconstrucciones con ventana temporal más corta.

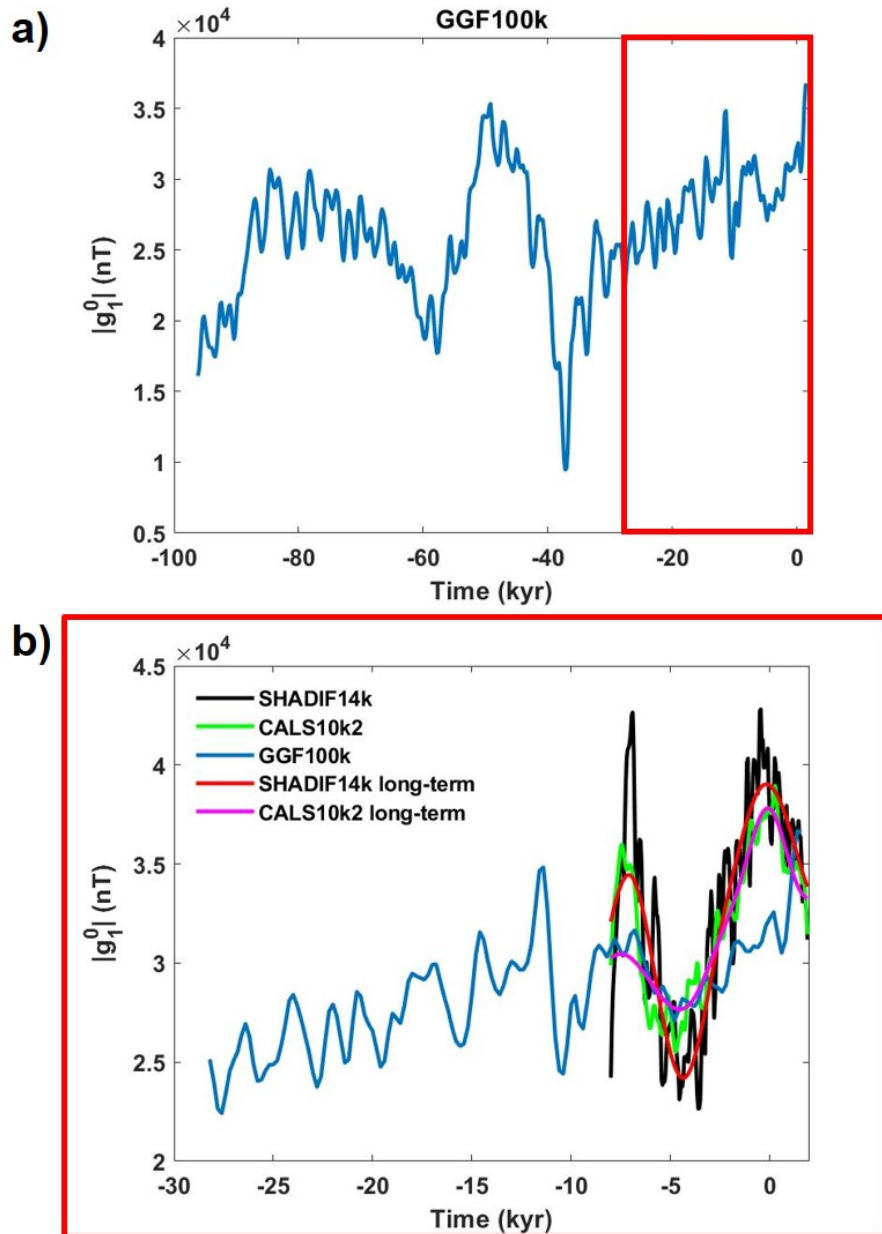


Figura 7.6. Evolución del campo dipolar axial en valor absoluto ($|g_1^0|$) según **a)** la paleorreconstrucción GGF100k para los últimos 100.000 años; **b)** las paleorreconstrucciones GGF100k (azul), SHA.DIF.14k (negro) y CALS10k.2 (verde) para los últimos 30.000 años después de la ocurrencia de las excursiones de Laschamp y Mono Lake junto con la larga tendencia del SHA.DIF.14k (rojo) y del CALS10k.2 (magenta). El recuadro rojo en **a)** indica el intervalo temporal que se amplía en **b)**.

El GGF100k presenta un incremento del $|g_1^0|$ a partir de 600 d.C. que no es compatible con lo indicado por las otras paleorreconstrucciones y con la tendencia decreciente del campo geomagnético actual (Finlay *et al.*, 2016; Campuzano *et al.*, 2019). Por ello, se ha restringido el análisis de este modelo hasta 600 d.C.

Para aplicar el modelo de pulso-decaimiento es necesario realizar el filtrado de las variaciones de corto periodo. Para ello, se realiza el EMD sobre la serie del $|g_1^0|$ del GGF100k para los últimos 30.000 años mostrada en la Figura 7.6b. Los resultados de las IMFs obtenidas se muestran en la Figura 7.7 con los periodos característicos de cada una de ellas.

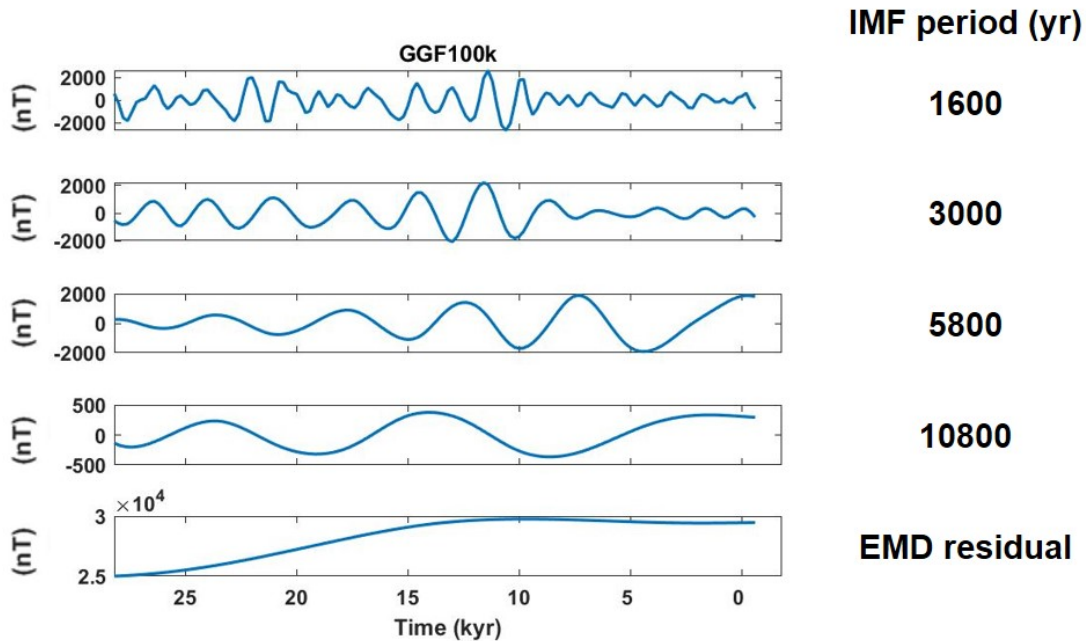


Figura 7.7. IMFs y residuo, resultantes de aplicar el EMD a la serie del campo dipolar axial (en valor absoluto) de la paleorreconstrucción GGF100k para los últimos 30.000 años (Figura 7.6b, serie azul). Se indica a la derecha el valor de los periodos característicos de cada una de las IMFs obtenidas.

Se realiza también el análisis de *wavelets* para tener dos métodos de análisis de frecuencias con los que comprobar los resultados. En la Figura 7.8 se muestra el resultado tanto para la variación del coeficiente $|g_1^0|$ como la de la energía del campo dipolar, que son muy similares, como era de esperar, aunque la magnitud tiene varios órdenes de diferencia.

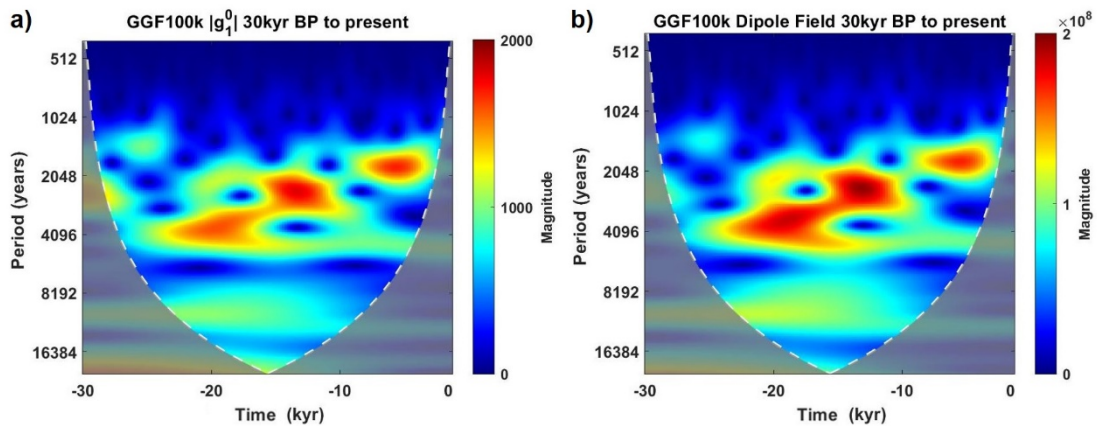


Figura 7.8. Análisis de wavelets de las variaciones: **a)** del campo dipolar axial; y **b)** de la energía del dipolo según la paleorreconstrucción GGF100k para los últimos 30.000 años.

Como se ha comentado al inicio de la sección, la paleorreconstrucción GGF100k tiene menor resolución para resolver periodos cortos, siendo el de menor valor en torno a los 1.600 años según el EMD, que según el análisis de *wavelets* tiene mayor intensidad a partir del año 12000 a.C. Por otro lado, el GGF100k es capaz de detectar periodos superiores a los 10.000 años que no son visibles en las paleorreconstrucciones de SHA.DIF.14k y de CALS10k.2, puesto que son mayores que su ventana temporal. Es el caso del periodo de 10.800 años dado por el EMD que aparece presente en todo el intervalo temporal según el análisis de *wavelets*, aunque no es el más relevante de todos. El periodo de en torno a los 5.000-6.000 años parece ser el dominante, especialmente entre los años 25000 y 15000 a.C. A partir de 15000 a.C. y hasta el 10000 a.C. aproximadamente, el periodo dominante es el de ~3.000 años.

Es destacable que el largo periodo identificado en el dipolo axial de las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2, del orden de 6.000-7.000 años (Figura 6.5a), no se identifica claramente en el GGF100k, aunque podría asimilarse al periodo de 5.800 años detectado con el GGF100k. La falta de incertidumbres de este modelo impide conocer si los resultados son compatibles.

Para analizar las variaciones de largo periodo en los últimos 30.000 años a partir del GGF100k se ha considerado la construcción de la serie a partir del residuo del EMD, la IMF con mayor periodo característico y, además, la IMF con el periodo característico de 5.800 años. De esta forma, la variación de largo periodo para los últimos 30.000 años es asimilable a la analizada para los últimos

10.000 años con las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2 (Figura 7.9).

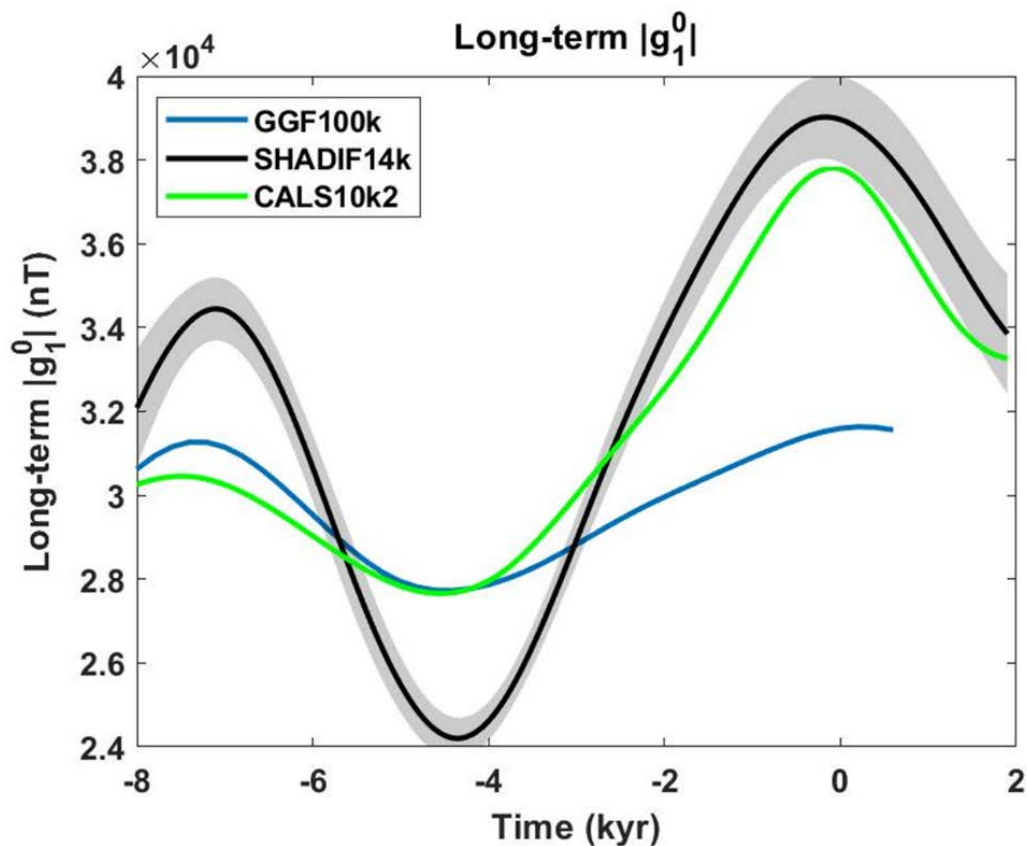


Figura 7.9. Variaciones de largo periodo del valor absoluto del campo dipolar axial ($|g_1^0|$) en los últimos 10.000 años según la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k (negro), con su barra de error, CALS10k.2 (verde) y GGF100k (azul) sin barra de error ya que estas dos paleorreconstrucciones no proporcionaban las incertidumbres de los coeficientes de Gauss.

La serie de variaciones de largo periodo para los últimos 30.000 años se presenta en la Figura 7.10, indicando con barras verticales y números los diferentes periodos de crecimiento-decrecimiento de la serie: 1) 26400 a.C. – 21000 a.C.; 2) 21000 a.C. – 15200 a.C.; 3) 15200 a.C. – 10000 a.C.; 4) 10000 a.C. – 4400 a.C. La serie se corta en 600 d.C. sin llegar a mostrar el decrecimiento que se observaba en SHA.DIF.14k y CALS10k.2 desde el año 100 a.C. Por ello, con el GGF100k no puede reproducirse el modelo pulso-decaimiento para el periodo 5000 a.C.-1900 d.C. como se hizo en la sección 7.2 con el SHA.DIF.14k y CALS10k.2. Sin embargo, sí se pueden analizar los pulsos anteriores.

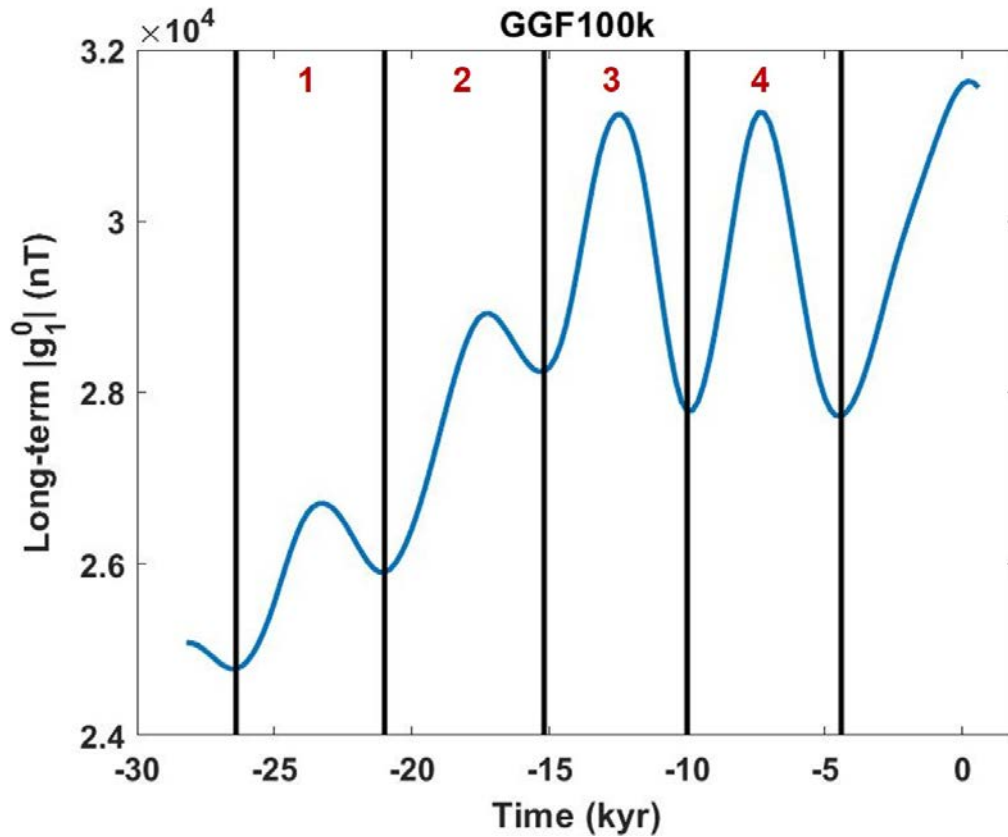


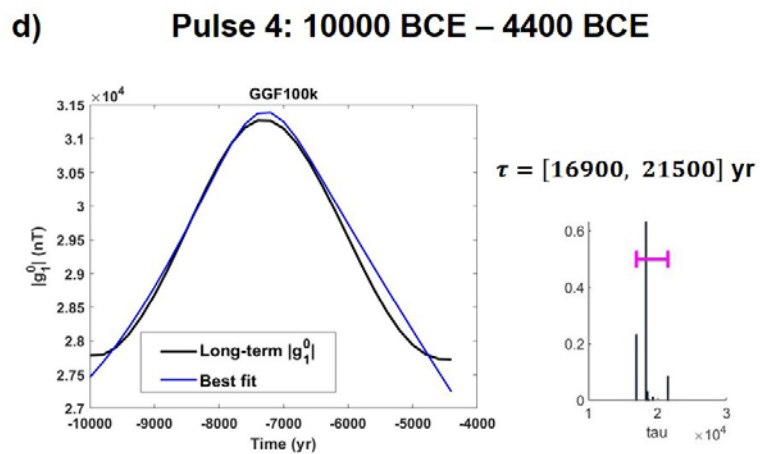
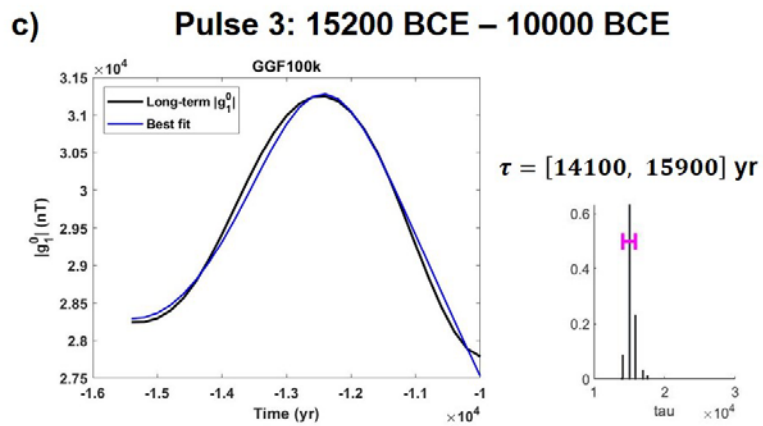
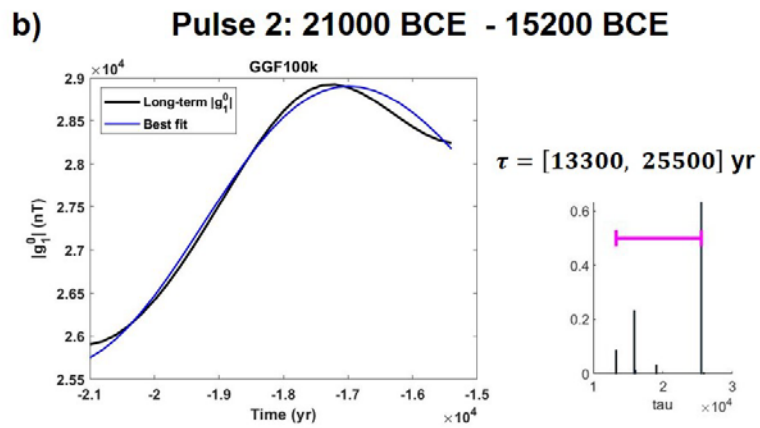
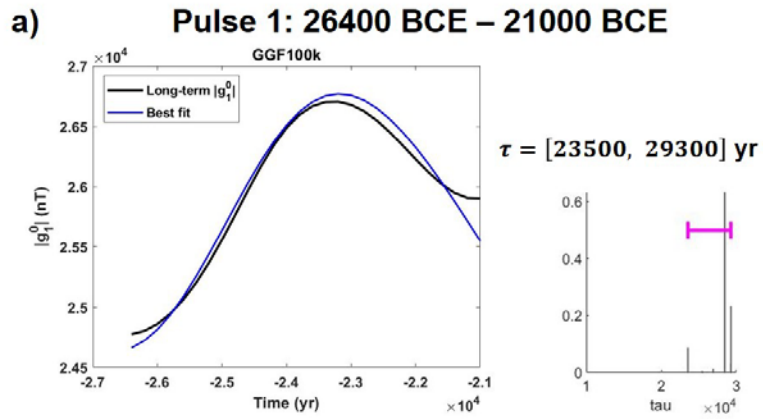
Figura 7.10. Variaciones del largo periodo del dipolo axial (en valor absoluto) para los últimos 30.000 años según la paleorreconstrucción GGF100k. Cada región identificada por un número rojo hace referencia al intervalo temporal en el que actúa un pulso diferente (ver texto).

Utilizando el modelo de pulso-decaimiento en cada una de las ventanas temporales definidas en la Figura 7.10 (tomadas entre mínimos consecutivos), se representa el mejor ajuste para los cuatro pulsos, por separado, en la Figura 7.11 y los valores de los parámetros τ y α en la Tabla 7.2.

Capítulo 7. Variaciones de largo periodo del campo dipolar axial

Tabla 7.2. Valores para el mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento y su incertidumbre, estimada al 95% de probabilidad, para los parámetros tiempo de decaimiento, τ (en años), y parámetro de asimetría de la distribución normal asimétrica, α , en cada uno de los cuatro pulsos según el GGF100k en los últimos 30.000 años.

(Pulso)		τ (años)	α
Intervalo temporal			
(1)	Mejor ajuste	28.500	0,55
26400 a.C.	Rango al 95% de probabilidad	[23.500, 29.300]	[-2,90, 3,70]
21000 a.C.			
(2)	Mejor ajuste	25.500	0,02
21000 a.C.	Rango al 95% de probabilidad	[13.300, 25.500]	[-1,37, 0,72]
15200 a.C.			
(3)	Mejor ajuste	15.100	-3,45
15200 a.C.	Rango al 95% de probabilidad	[14.100, 15.900]	[-9,32, -3,45]
10000 a.C.			
(4)	Mejor ajuste	18.300	-8,04
10000 a.C.	Rango al 95% de probabilidad	[16.900, 21.500]	[-9,48, -8,04]
4400 a.C.			



Los resultados indican que los tiempos de decaimiento son todos del mismo orden de magnitud (Tabla 7.2), entre ~13.000 y ~30.000 años, ligeramente superiores a los observados con el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2 para los últimos milenios, pero más cercanos a los valores usados en la geodinamo: entre 30.000 y 50.000 años. La forma del pulso es diferente para los pulsos 1 y 2 de crecimiento-decrecimiento observados, donde se obtienen α cercanos al 0, identificando el pulso como simétrico. En los pulsos 3 y 4, la forma es asimétrica hacia la izquierda como se observaba con el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2 para el intervalo a partir de 5000 a.C., aunque con valores de α (en valor absoluto) menores. Es decir, que la caída después del máximo del pulso es menos abrupta. Esta diferencia podría deberse al mayor suavizado de los datos para épocas más antiguas puesto que la densidad de datos para reproducir la variabilidad del campo geomagnético es menor y se habrían incluido un mayor número de datos sedimentarios. O también podría ser que el campo dipolar aún se estuviese recuperando tras la última excursión (Mono Lake, ~34 ka). Además, en los pulsos 1 y 2 el tramo decreciente es menor que en los pulsos 3 y 4, por lo que según el modelo de pulso-decaimiento el pulso sería todavía relevante durante la caída, después del máximo de $|g_1^0|$. Esto se observa bien en la Figura 7.12, donde el pulso acumulado (es decir, lo que habría aumentado el $|g_1^0|$ en el intervalo temporal si la difusión no estuviese presente) en los casos 1 y 2 no alcanza una asíntota horizontal, como sí lo hace en los casos 3 y 4. Si se comparan estas gráficas con el crecimiento observado en la larga tendencia del $|g_1^0|$ en la Figura 7.10 entre mínimo y máximo consecutivo, como se hizo en la Figura 7.5 para el SHA.DIF.14k y CALS10k.2, se observa que la difusión contrarresta más de la mitad, entre un 63% y un 70%, de lo que aporta el mecanismo de refuerzo en todos los casos excepto en el pulso 4 que es de un 55% (Tabla 7.3), más próximo a lo obtenido para el último crecimiento-decrecimiento de la larga tendencia del dipolo axial según el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2.

Figura 7.11. Mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento (azul) a la larga tendencia del dipolo axial en valor absolutos para **a)** el primer pulso; **b)** segundo pulso; **c)** tercer pulso; y **d)** cuarto pulso identificados en la Figura 7.10 según la paleorreconstrucción GGF100k para los últimos 30.000 años (BCE se corresponde con Before Common Era). En la figura también se representan los valores más probables de tiempos de decaimiento (τ) obtenidos mediante el modelo pulso-decaimiento y el valor del intervalo de confianza al 95%.

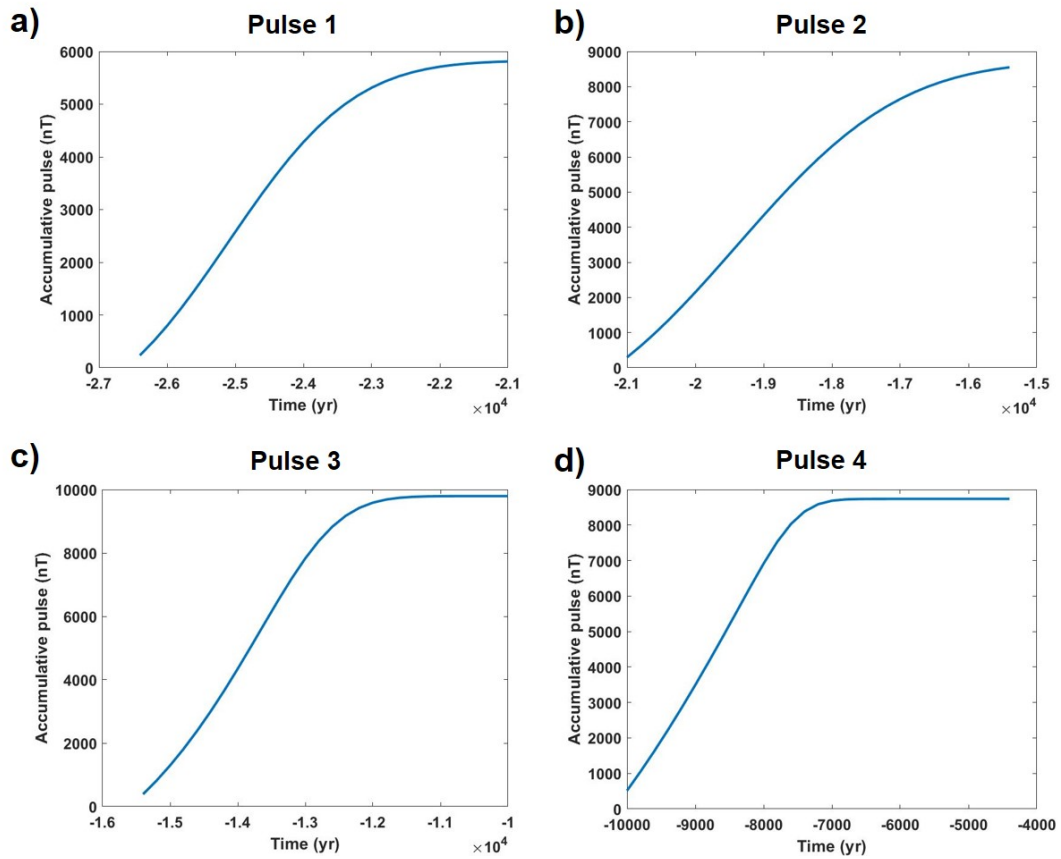


Figura 7.12. Incremento del $|g_1^0|$ según el mejor ajuste del modelo pulso-decaimiento para cada pulso definido en la Figura 7.10 si la difusión del campo geomagnético no estuviese presente en cada intervalo temporal considerado.

Tabla 7.3. Comparativa entre el crecimiento observado en la larga tendencia del $|g_1^0|$ según la paleorreconstrucción GGF100k y lo que crecería si la difusión del campo geomagnético no estuviese presente en ese intervalo de tiempo.

Pulso	Crecimiento en la larga tendencia del $ g_1^0 $ observada en GGF100k (nT)	Crecimiento en la larga tendencia del $ g_1^0 $ si no hubiese difusión (nT)
1	~2.000	~5.500
2	~3.000	~8.500
3	~3.000	~10.00
4	~4.000	~9.000

Para cada uno de los pulsos puede calcularse cuál hubiese sido el tiempo necesario para que el campo geomagnético, al menos en su componente dipolar axial, hubiese perdido el 99% de su intensidad. En los dos pulsos 1 y 2, con tiempos de difusión más altos, el dipolo axial habría requerido de 120.000-130.000 años para disminuir al 99% su intensidad. Mientras que para los pulsos 3 y 4 el tiempo necesario habría sido de 70.000-85.000 años, más próximo al rango de tiempo obtenido en el pulso de la sección anterior.

Estos resultados validan el uso del modelo simple del pulso-decaimiento para obtener información acerca de los tiempos de difusión en el largo periodo y del mecanismo de refuerzo del campo geomagnético que lo contrarresta, con un bajo coste computacional. Sin embargo, hay que tener en cuenta que es un modelo limitado que solo puede reproducir un tramo de crecimiento-decrecimiento cada vez, y no una sucesión de ellos, como con el GGF100k. En un trabajo futuro, se podrán investigar posibles mejoras sobre las condiciones iniciales para evitar este problema.

Capítulo 8. Anomalías más importantes del Campo Geomagnético en los últimos 4.000 años

En este Capítulo se presenta el análisis de las dos anomalías más importantes de origen interno del campo geomagnético observadas en los últimos cuatro milenios: la Anomalía del Atlántico Sur y la Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo. Ambas fueron descritas en detalle en la sección 2.3 del Capítulo 2, pero se presenta aquí un breve resumen de sus principales características.

La SAA se caracteriza por ser una región del campo geomagnético donde se encuentran valores anómalamente bajos de intensidad. Cubre una extensión en superficie que se encuentra entre África y Sudamérica (entre los 15°S y 45°S en latitud y 160°W a 40°E en longitud) que ha ido creciendo desde, al menos, el año 1400 d.C. (Tarduno *et al.*, 2015; Pavón-Carrasco y De Santis, 2016; Campuzano *et al.*, 2019). La SAA está relacionada con dos parches de flujo inverso, RFPs, en el CMB. Actualmente, uno se encuentra bajo Sudáfrica y el otro bajo la Patagonia. Este último RFP está disminuyendo en intensidad mientras que se incrementa el de Sudáfrica (Pavón-Carrasco y De Santis, 2016; Terra-Nova *et al.*, 2017). Asociada a la presencia de esta anomalía se está produciendo una disminución global de la energía del campo dipolar (Finlay *et al.*, 2016), llegando incluso a estudiarse como un posible precursor de una futura transición de polaridad (Pavón-Carrasco y De Santis, 2016). Sin embargo, esta es una teoría controvertida ya que, como se vio en el Capítulo 6, se han observado épocas en los últimos milenios (por ejemplo, durante el Neolítico)

donde el campo geomagnético alcanzaba intensidades menores a la actual y no se produjo un cambio de polaridad. Por otra parte, la SAA se ha propuesto como una anomalía recurrente de la región que no ha dado lugar a transiciones de polaridad las últimas veces que emergió (ver, por ejemplo, Trindade *et al.*, 2018; Engbers *et al.*, 2020; Nilsson *et al.*, 2022).

Por otro lado, la LIAA hace referencia a dos picos de intensidad y variaciones rápidas en la dirección del CMT registrados en ~1050 a.C. y ~700 a.C. en la zona de Oriente Próximo (Ben-Yosef *et al.*, 2009; Shaar *et al.*, 2016). Esta variación anómala recibió el nombre de *spike* geomagnético por Ben-Yosef *et al.* (2009). Osete *et al.* (2020) desarrollaron un modelo global de campo geomagnético, el SHAWQ-Iron Age, que abarca desde el año 1300 a.C. hasta el año 0 que ha permitido relacionar la LIAA con un parche de flujo normal, NFP, situado bajo la península Arábiga en torno al año 950 a.C. y que se expandió hasta llegar a Iberia en el año 600-500 a.C. Actualmente, existe un debate sobre si la LIAA derivó al noroeste u oeste (Davies y Constable, 2017; Molina-Cardín *et al.*, 2018) o creció y disminuyó en intensidad y en extensión pero sin una importante deriva en su posición (Korte y Constable, 2018). Tampoco está claro si se sucedieron dos eventos de máximo de intensidad, el regional correspondiente a la LIAA (con varias posibles oscilaciones) y otro posterior en ~500 a.C. teniendo este máximo un carácter más amplio (Osete *et al.*, 2020; Rivero-Montero *et al.*, 2021).

En este Capítulo se utilizan las paleorreconstrucciones SHAWQ-Iron Age (desde 1300 a.C. a 0) y SHAWQ2k (desde 100 a.C. a 1900 d.C.) para analizar ambas anomalías. La evolución de la energía del campo geomagnético total (hasta grado $n = 5$) se muestra en la Figura 8.1. Aunque ambas paleorreconstrucciones hayan sido creadas con la misma metodología, las bases de datos son diferentes por lo que no se pueden acoplar como un solo modelo global desde 1300 a.C. a 1900 d.C. No obstante, como puede observarse en la Figura 8.1, los valores de la energía son compatibles entre 100 a.C. y 0 teniendo en cuenta la incertidumbre de ambas paleorreconstrucciones.

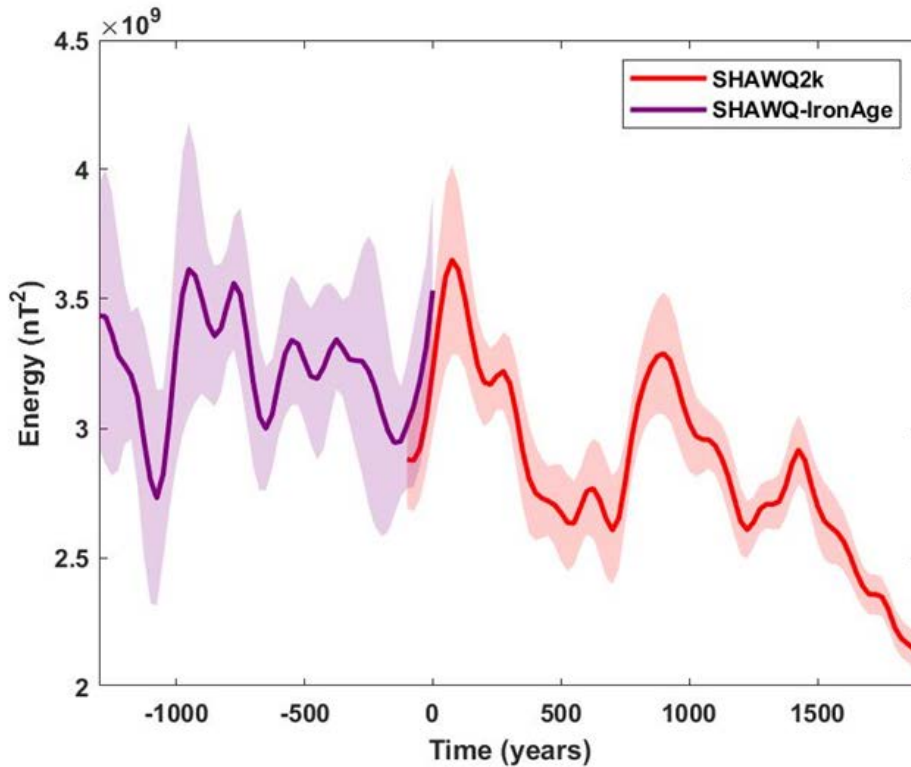


Figura 8.1. Evolución de la energía total del campo geomagnético (hasta grado $n = 5$) en la superficie para las paleorreconstrucciones SHAWQ-Iron Age (morado) desde 1300 a.C. hasta el año 0 y para SHAWQ2k (rojo) desde 100 a.C. hasta 1900 d.C. Se indica la incertidumbre de la energía, a partir de los coeficientes de Gauss, con barras de error a 1σ sombreadas del color correspondiente a cada paleorreconstrucción.

En los primeros 1.400 años de la Figura 8.1, la energía del campo geomagnético sigue una tendencia constante, con picos en torno a 900 a.C. y 700 a.C., relacionados con la LIAA, un conjunto de máximos menores entre 500 a.C. y 200 a.C. y otro máximo en 100 d.C. A partir de ese último máximo el SHAWQ2k muestra una tendencia decreciente en la energía total del campo, con máximos relativos en 900 d.C. y en 1400 d.C. Esta tendencia de caída de la energía podría estar relacionada con la expansión de la SAA según Tarduno *et al.* (2015) y Campuzano *et al.* (2019).

A continuación, se presenta el análisis de frecuencias y la evolución del dipolo excéntrico de cada paleorreconstrucción, haciendo hincapié en las épocas de presencia de estas anomalías, así como el modelado de las anomalías utilizando el 360-DRM.

8.1. Anomalía del Atlántico Sur (SAA)

Los resultados que se presentan a continuación para la SAA están recogidos en las siguientes publicaciones:

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Characteristic periods of the paleosecular variation of the Earth's magnetic field during the Holocene from global paleoreconstructions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 312, 106656. DOI: [10.1016/j.pepi.2021.106656](https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106656)

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Rivera, P., Pavón-Carrasco, F.J. (2021). Eccentric Dipole Evolution during the Last Reversal, Last Excursions, and Holocene Anomalies. Interpretation Using a 360-Dipole Ring Model. *Geosciences*, 11, 438. DOI: [10.3390/geosciences11110438](https://doi.org/10.3390/geosciences11110438)

8.1.1. Análisis de frecuencias de los últimos 2.000 años

De la Figura 8.1 se ha destacado la tendencia decreciente que muestra la energía total del campo geomagnético desde el año ~50 d.C. A esta tendencia se le superpone una variación de menor periodo que muestra ligeros impulsos que dan lugar a máximos relativos de energía en torno a ~900 d.C. y ~1400 d.C.

Los análisis de frecuencias llevados a cabo en la paleorreconstrucción SHAWQ2k se presentaron en detalle en el Capítulo 6, aunque se recuerdan aquí los resultados más importantes. Por una parte, los resultados del EMD sugieren la existencia de dos periodicidades o tiempos característicos de variabilidad de la energía total del campo geomagnético: el primero de (440 ± 210) años y el segundo de (730 ± 40) años (Figura 6.2b y Tabla AIII.1 del Anexo III). Por otra parte, el análisis de *wavelets* indica que las variaciones de la energía total y de la energía del dipolo son prácticamente iguales. Tanto en la energía total (Figura 8.2a) como en la energía dipolar (Figura 8.2b) predomina una clara banda de tiempos característicos en torno a los 600-700 años. Este periodo es predominante durante prácticamente todo el intervalo de validez del modelo, aunque va perdiendo intensidad a partir de 900-1000 d.C., momento de

emergencia de la SAA según Campuzano *et al.* (2019). Esta periodicidad está asociada al dipolo axial (Figura 8.2c).

En la energía total del campo, se insinúa también otro tiempo característico superior a los 1.100 años fuera del COI y un periodo más pequeño (en torno a 250 años) y de menor intensidad (azul claro) que se difumina también en torno a 900-1000 d.C. Este periodo parece ser relevante en el dipolo axial para una época en torno a 900 d.C., perdiendo intensidad a partir de ~1000 d.C.

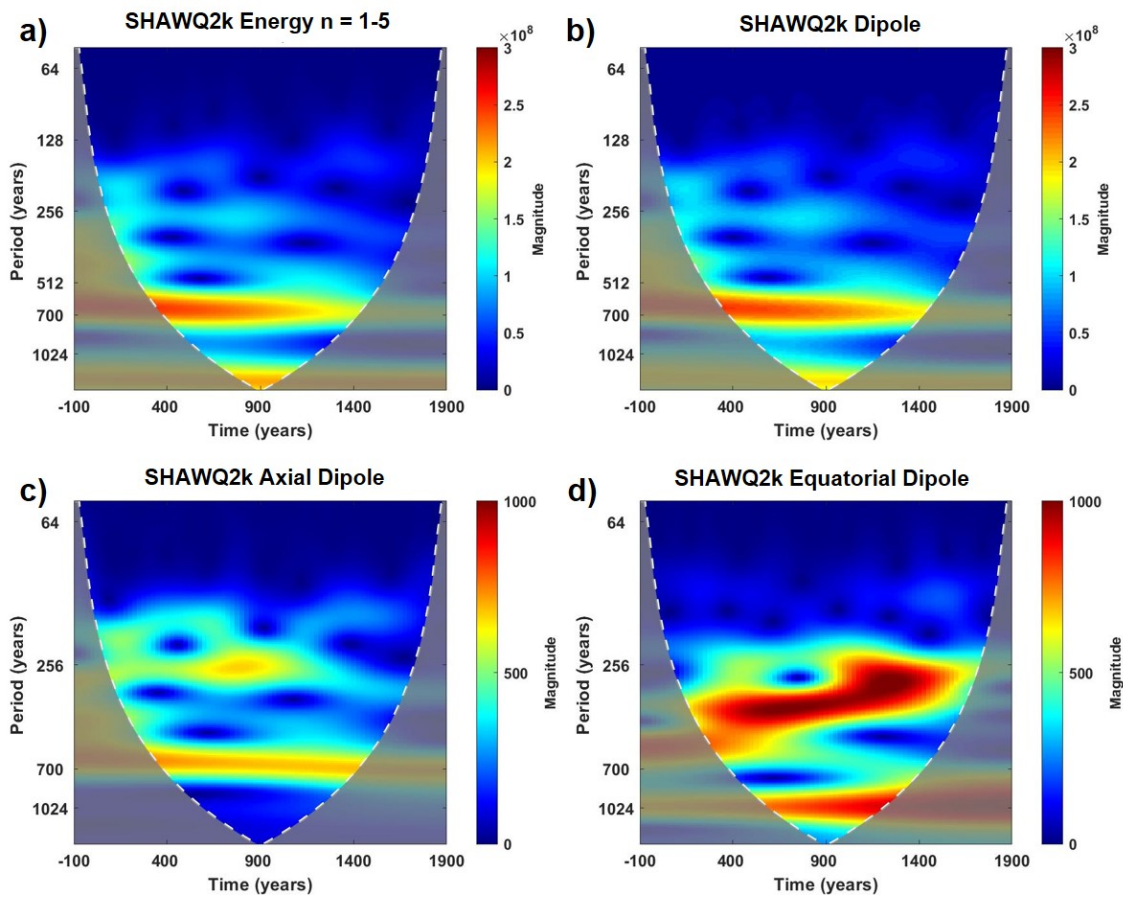


Figura 8.2. Análisis de wavelets para la paleorreconstrucción SHAWQ2k de: **a)** la energía total del campo (calculada hasta $n = 5$); **b)** la energía del campo dipolar; **c)** el dipolo axial (g_1^0); **d)** el dipolo ecuatorial ($\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$). Nótese el cambio de escala en la magnitud entre el análisis de energías (**a** y **b**) y el de coeficientes de Gauss (**c** y **d**).

En el dipolo ecuatorial es llamativa la presencia de un periodo en torno a los 600 años cuyo periodo disminuye con el tiempo. Es decir, la variación asociada a un tiempo característico de alrededor de 400-500 años (430 ± 90 años según el EMD), en 400 d.C., se va acelerando con el tiempo llegando a una variabilidad en torno a los 250 años en 900 d.C. También se observa una

variación de largo periodo (~1000 años) en todo el intervalo, aunque solo puede asegurarse su presencia entre 600 d.C. y 1200 d.C. por las limitaciones del COI.

Lo más significativo del análisis de *wavelets* del campo no dipolar y sus dos primeras componentes, cuadrupolo y octupolo (Figura 8.3), es que no se observa un periodo bien definido sino una banda ancha de frecuencias con tiempos característicos en torno a los 700 y los 1.500 años. Parece que el periodo más largo está asociado al cuadrupolo, mientras que las variaciones del octupolo tendrían periodos inferiores (del orden de los 700 años). Aparte del término dominante de largo periodo, está también presente un periodo de menor intensidad en torno a los 400-500 años que parece estar asociado al término cuadrupolar. Con respecto a los periodos cortos, aunque no parece que estén bien representados, parecen cobrar cierta importancia en los tiempos más recientes con un periodo de ~250 años a partir de 1400 d.C.

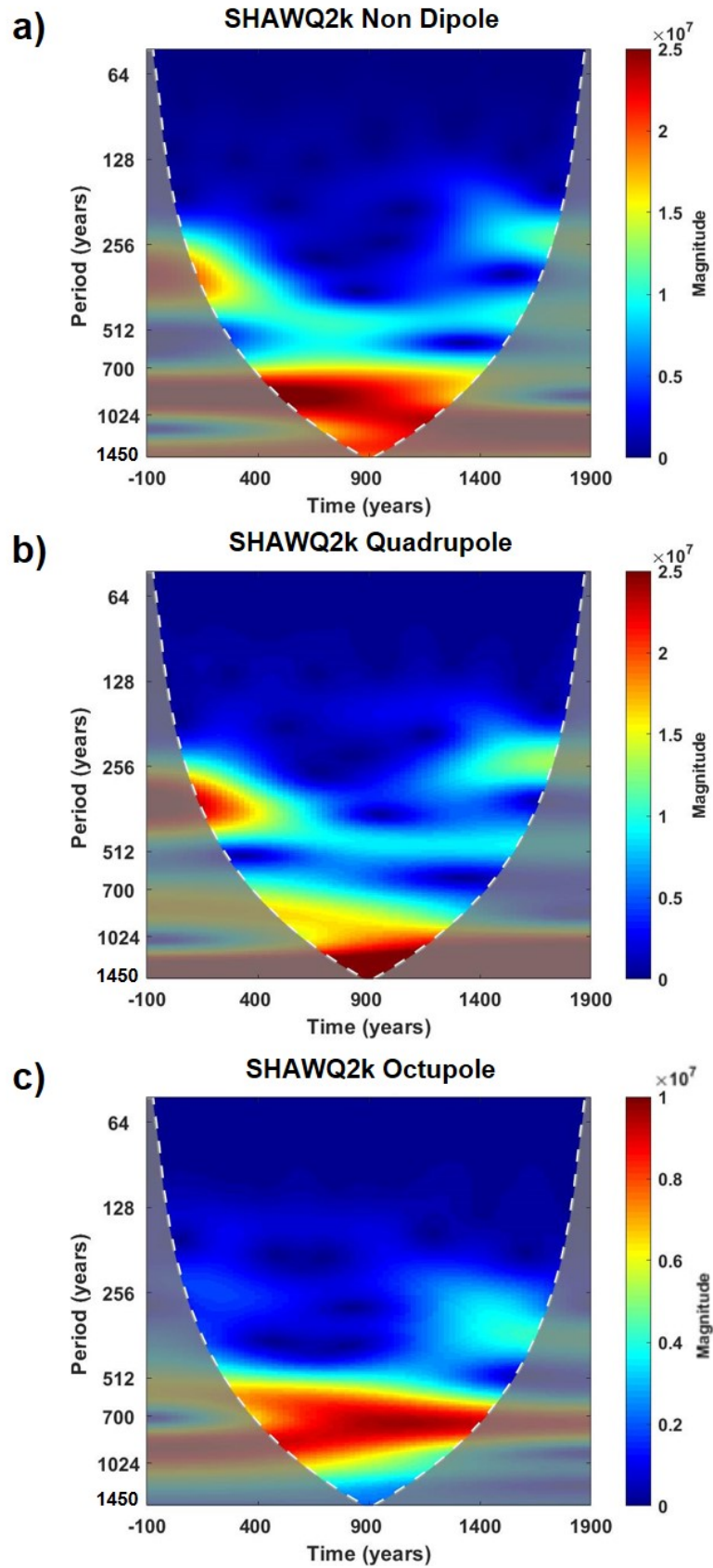
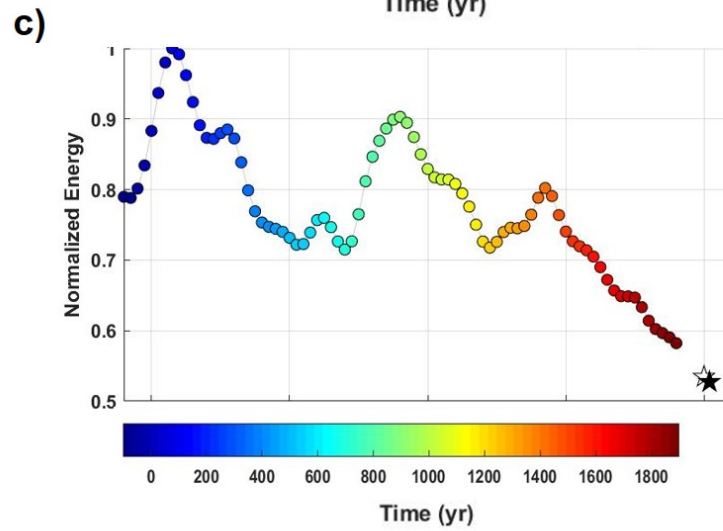
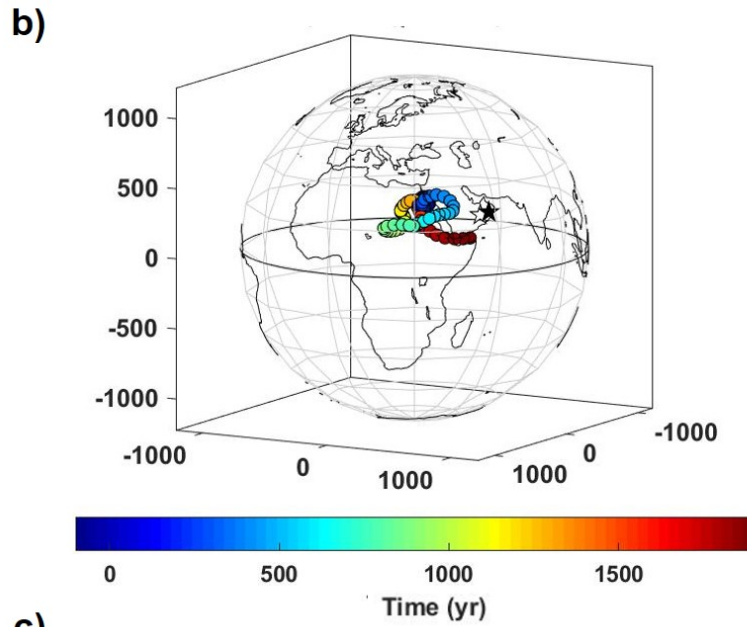
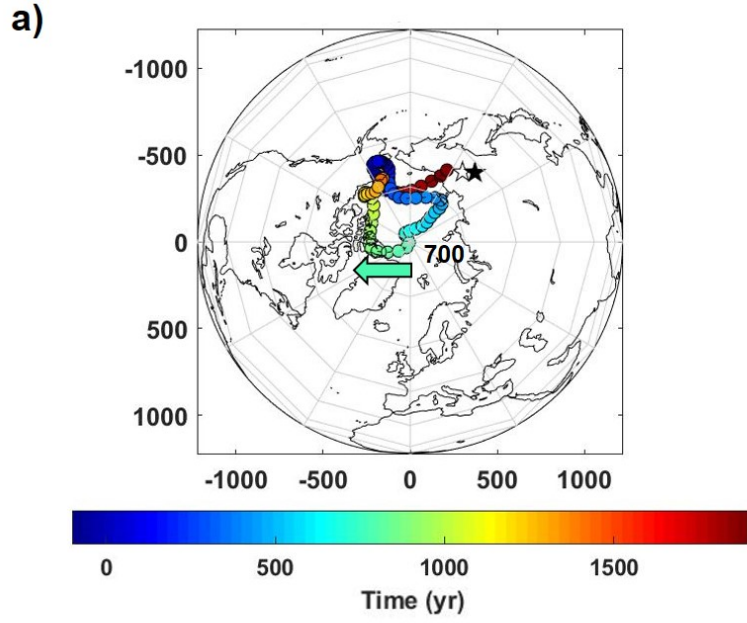


Figura 8.3. Análisis de wavelets para la paleorreconstrucción SHAWQ2k de: **a)** la energía no dipolar ($n = 2 - 5$); **b)** la energía del campo cuadrupolar; **c)** la energía del campo octupolar. Nótese el cambio de escala en la magnitud entre la energía cuadrupolar y octupolar.

En resumen, durante los últimos dos milenios el dipolo axial tiene una variabilidad muy bien definida en este modelo, con un tiempo característico de en torno a los 700 años. Periodo que parece compartir con el octupolo y que en la componente dipolar axial parece perder intensidad coincidiendo con la emergencia de la SAA según Campuzano *et al.* (2019). Mientras que la variación más importante del dipolo ecuatorial (500-600 años) se acelera con el transcurso del tiempo y va perdiendo intensidad a partir del año 1400 d.C. Además, el dipolo ecuatorial es responsable de un término de largo periodo con tiempos característicos del orden de 1.000 años. El corto periodo parece tener un cambio de tendencia en torno a 1400 d.C., visible en la energía no dipolar.

8.1.2. Evolución del dipolo excéntrico durante los últimos 2.000 años

El dipolo excéntrico ha sido utilizado hasta ahora en esta Tesis (Capítulo 5) como herramienta para estudiar inversiones de polaridad y excursiones. Puesto que la SAA ha sido propuesta por algunos autores como un posible precursor de una transición de polaridad, en esta sección se analiza cómo ha sido la evolución de la posición del dipolo excéntrico en los últimos 2.000 años, a partir de las ecuaciones [3.2] y [3.3]. En la Figura 8.4 se representa la localización del centro del dipolo excéntrico y la evolución de la energía total según la paleorreconstrucción SHAWQ2k. Se incluyen los datos del IGRF-13 (Alken *et al.*, 2021) para los años 2000 (estrella blanca) y 2020 (estrella negra).



El dipolo excéntrico en el año 100 a.C. se encuentra en el hemisferio oeste a una longitud de $\sim 210^\circ\text{E}$. Su distancia al centro de la Tierra disminuye hasta el año 700 d.C. aproximadamente, donde comienza a desviarse por el meridiano de 270°E (flecha verde Figura 8.4a). En ese periodo temporal comienza a emerger el RFP relacionado con la SAA en el océano Índico (Figura 2.10b), situado en el hemisferio opuesto aproximadamente al del desplazamiento del dipolo. Esta RFP evoluciona migrando al oeste, mientras que el dipolo se desplaza hacia el este, llegando a alcanzar la longitud de 150°E según el IGRF-13 en 2020. Se puede observar en la proyección polar cómo el meridiano de 150°E es el opuesto a la región donde actualmente se centra la SAA, confirmándose lo visto en el Capítulo 5 de que el dipolo excéntrico se desplaza hacia regiones de mayor campo magnético, o lo que es lo mismo, en la dirección contraria de las anomalías que disminuyen la intensidad del campo. Con respecto a la proyección lateral, se observa que durante todo el intervalo el centro del dipolo excéntrico se sitúa en el hemisferio norte. El mayor alejamiento del dipolo excéntrico respecto al centro de la Tierra tiene lugar al principio de la ventana temporal en torno a 100 a.C.-100 d.C. con un valor de 550 km. Actualmente, ha superado ligeramente ese valor según el IGRF-13, encontrándose el centro del dipolo excéntrico a 570 km del centro de la Tierra. Los resultados obtenidos son similares a los obtenidos en otros trabajos recientes (Domingos *et al.*, 2017, 2019).

Figura 8.4. Evolución de la posición del dipolo excéntrico según la paleorreconstrucción SHAWQ2k. Se incluyen los datos del IGRF-13 para los años 2000 d.C. (estrella blanca) y 2020 d.C. (estrella negra). Se muestra **a)** proyección polar norte; **b)** proyección lateral según el meridiano de 120°E - 300°E ; y **c)** evolución de la energía total (hasta $n = 5$) normalizada. Las líneas de costa se representan como referencia en longitud. El radio de la esfera en **a)** y en **b)** es el del ICB. En **a)** se indica el año 700 d.C. donde el dipolo excéntrico está más próximo al centro de la Tierra y comienza a desviarse hacia el hemisferio occidental (flecha verde).

Comparando la trayectoria del dipolo excéntrico durante la SAA y durante las transiciones de polaridad estudiadas en el Capítulo 5, no puede asegurarse que sigan la misma evolución, aunque hay tendencias que parecerían sugerirlo. El dipolo excéntrico se encuentra en el sector Pacífico durante estos últimos 2.000 años, como se observaba en las excursiones de Laschamp y Mono Lake, pero la distancia del dipolo excéntrico al centro de la Tierra está lejos de alcanzar los valores observados en estos eventos (del orden de miles de km). La velocidad a la que el dipolo excéntrico se aleja de la Tierra en los últimos 120 años (según el modelo IGRF-13) ha sido aproximadamente constante, con un valor de $\sim 2,1$ km/año (Figura 8.5). Si la SAA siguiera expandiéndose *in situ*, sin migrar, es de esperar que el dipolo excéntrico se desplazase en torno a los 150°E - 180°E y su distancia al centro de la Tierra fuera creciendo. Nótese que el sector en torno a 180°E , es por el que se desplazó el dipolo excéntrico durante las excursiones de Laschamp y Mono Lake en el mínimo de intensidad, según las paleorreconstrucciones IMOLEe y LSMOD.2. Este comportamiento del dipolo excéntrico es, en principio, compatible con la emergencia de una excursión según lo observado en Laschamp y Mono Lake.

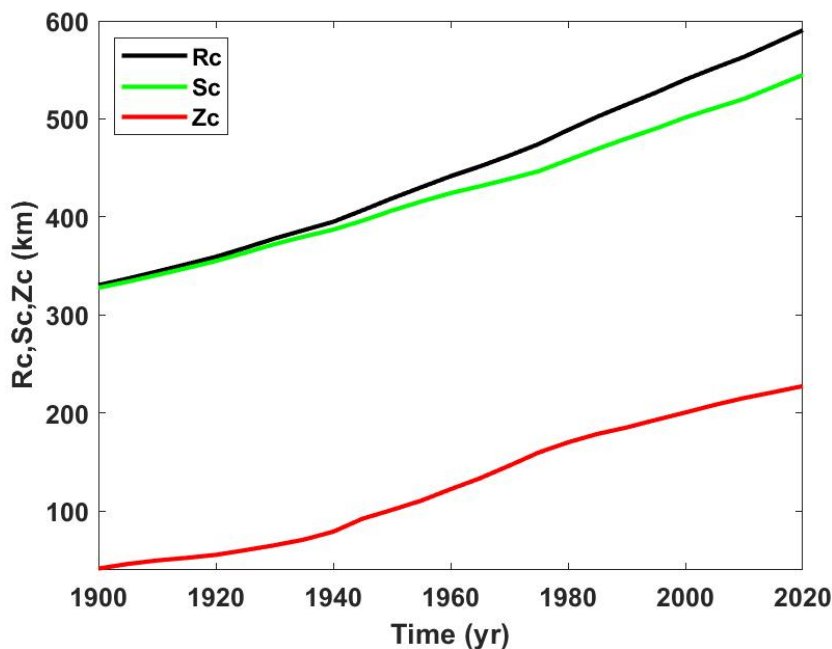


Figura 8.5. Evolución de la distancia del dipolo excéntrico al centro de la Tierra, medido de forma radial (R_c , negro), en el plano ecuatorial (S_c , verde) o en la vertical (Z_c , rojo), según el IGRF-13 para los últimos 120 años.

8.1.3. Modelado de la SAA con el 360-DRM

Como se vio en el Capítulo 5, la inversión de varios dipolos en el modelo 360-DRM generaba regiones de campo radial invertido (el equivalente a los RFPs del CMB). Se sabe que la SAA está relacionada con la existencia de dos RFPs en el CMB localizados en la actualidad bajo Sudáfrica y la Patagonia en Sudamérica, como puede observarse en la Figura 2.10b (ver, por ejemplo, Campuzano *et al.*, 2019). Para modelar la SAA con el 360-DRM se considera el intervalo a partir de 700 d.C., 200 años antes de la edad propuesta de emergencia del RFP, hasta 1900 d.C.

Debido a la simplicidad del modelo, resulta difícil reconstruir la deriva al oeste entre 700 d.C. y 1900 d.C. del RFP inicial. Por ello, el análisis se ha centrado en el aumento de la anomalía, simplificando la trayectoria del dipolo excéntrico. Se ha considerado el promedio del desplazamiento producido desde 700 d.C. hasta 1900 d.C. (Figura 8.6a), tomando como referencia el meridiano situado en 150°E de longitud. Nótese que este es el meridiano en el que se sitúa el dipolo excéntrico en la actualidad. Para reproducir el movimiento del dipolo excéntrico se ha establecido una ratio de cambio de 5 dipolos invertidos que duplican su magnitud cada 100 años en un sector de 60° en longitud. El sector está centrado en el meridiano de 330°E, por el que se empezarían a invertir los dipolos, tanto hacia el oeste (hasta 300°E) como hacia el este (hasta 0°E). El esquema utilizado se muestra en la Figura 8.6b, con el triángulo y segmentos negros en la circunferencia naranja-verde (polaridad normal-invertida, respectivamente).

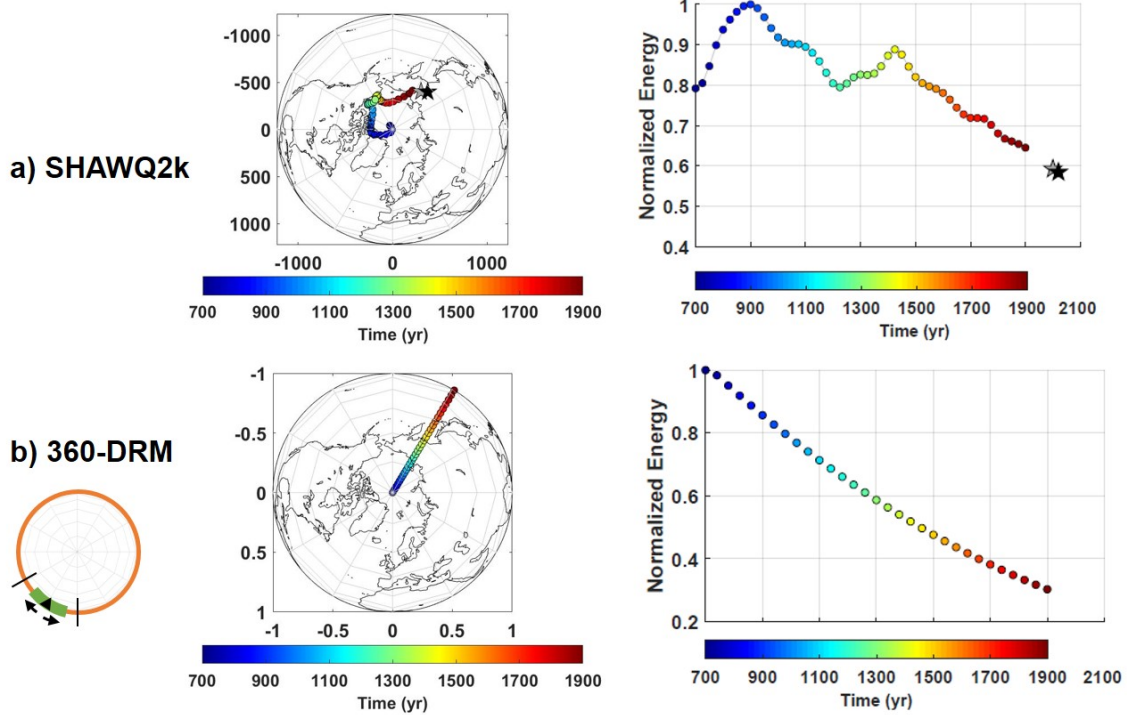


Figura 8.6. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y la energía total normalizadas (hasta $n = 5$) para: **a)** la paleorreconstrucción SHAWQ2k desde 700 d.C. a 1900 d.C. junto con el IGRF-13 para los años 2000 (estrella blanca) y 2020 (estrella negra); **b)** el 360-DRM. En **a)** la posición del dipolo excéntrico se da en km, con el radio de la circunferencia el del ICB, mientras que en **b)** es adimensional. En ambas figuras se representan las líneas de costa como referencia. La circunferencia naranja en **b)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: el primer dipolo invertido en 330°E (triángulo negro), la dirección de propagación (flechas negras), el límite del sector (segmento negro) y el cambio de polaridad (naranja /normal y verde invertido).

La energía del 360-DRM sigue una tendencia decreciente, como la mostrada por el SHAWQ2k, pero sobreestimando el decrecimiento en un 46% en 1900 d.C.

Los mapas de B_r en el CMB se calculan hasta grado $n = 6$ para evitar los efectos de menor escala temporal de los términos superiores que están peor definidos y se ven más afectados por los parámetros del modelo. Los mapas muestran cómo la inversión de un sector de 60 dipolos con el doble de magnitud en el 360-DRM es capaz de generar dos parches de flujo invertido, uno en cada hemisferio: N-RFP para el hemisferio norte y S-RFP para el hemisferio sur (Figura 8.7). Tienen simetría ecuatorial provocada por la simplicidad del diseño del 360-DRM. Estos dos RFPs también se observan en la paleorreconstrucción

SHAWQ2k (Figura 8.7a). Ha sido necesario considerar que los dipolos invertidos duplicaran su magnitud para poder reproducir la emergencia de los RFPs en el CMB con el 360-DRM. El Anexo II incluye los resultados de considerar solo la inversión de los dipolos del sector $300^{\circ}\text{E}-0^{\circ}\text{E}$, donde no se observa claramente el RFP al final del intervalo (Figura AII.5).

Según la paleorreconstrucción SHAWQ2k, el S-RFP, relacionado con la evolución de la SAA en superficie, comienza su emergencia en torno al año 900 d.C. bajo la península Arábiga, se desplaza hacia el suroeste y se aísla en torno a 1500 d.C. bajo Sudáfrica. Por otro lado, el N-RFP se identifica en la paleorreconstrucción SHAWQ2k en torno a 1500 d.C. y sigue una trayectoria hacia el polo norte durante los siguientes 400 años. Como se ha comentado anteriormente, ninguna de estas migraciones puede ser reproducida en detalle con el 360-DRM, pero es muy destacable que la geometría de los RFPs sugerida por el modelo 360-DRM es muy similar a la obtenida de la paleorreconstrucción SHAWQ2k al final de la ventana, en el año 1900 d.C.

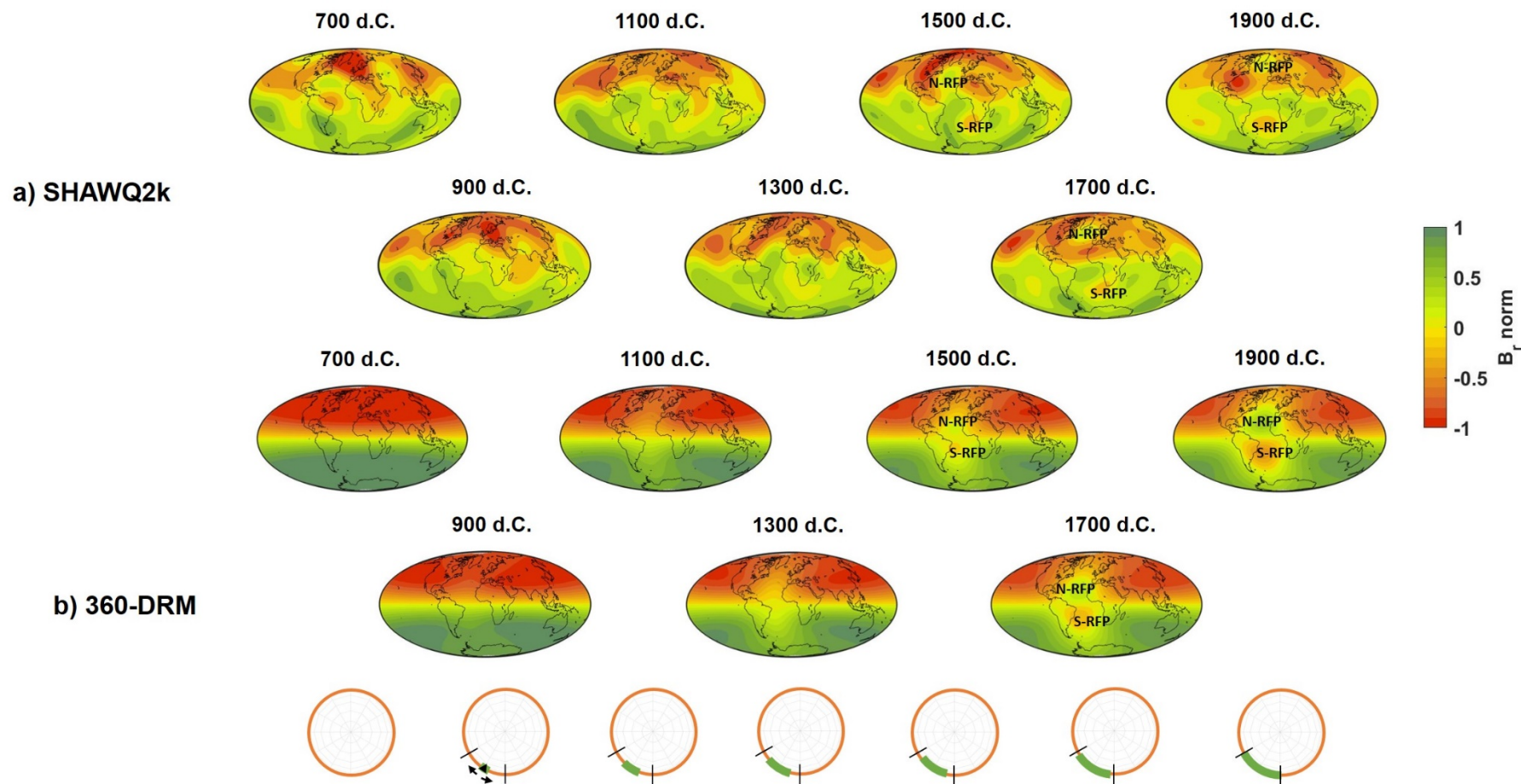


Figura 8.7. Representación del campo radial normalizado (para todo el intervalo y calculado hasta $n = 6$) en el CMB para tiempos concretos según **a)** la paleorreconstrucción SHAWQ2k y **b)** el 360-DRM invirtiendo los dipolos en un rango entre 60°W y 0°E comenzando el cambio en 30°W . Las circunferencias naranjas bajo los mapas de B_r indican qué dipolos se han invertido (línea verde más gruesa) y por cuál ha comenzado el cambio con el triángulo negro y cómo se propaga el cambio en la segunda circunferencia.

8.2. Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (LIAA)

A continuación se exponen los resultados del análisis realizado sobre las variaciones del campo geomagnético entre el año 1300 a.C. y el cambio de Era, utilizando para ello la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age (Osete *et al.*, 2020). Como se ha mencionado, en este intervalo temporal tiene lugar la mayor anomalía positiva del campo geomagnético ocurrida en los últimos cuatro milenios: la LIAA. Las técnicas utilizadas en esta sección son las descritas en el Capítulo 6.

El análisis del dipolo excéntrico durante la LIAA está recogido en la siguiente publicación:

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Rivera, P., Pavón-Carrasco, F.J. (2021). Eccentric Dipole Evolution during the Last Reversal, Last Excursions, and Holocene Anomalies. Interpretation Using a 360-Dipole Ring Model. *Geosciences*, 11, 438. DOI: **10.3390/geosciences11110438**

8.2.1. Análisis de frecuencias del último milenio antes de la Era Común

Los resultados del análisis de frecuencias realizado sobre la energía total del campo (hasta grado $n = 5$) utilizando la transformada de Fourier, el EMD y el análisis de *wavelets* se recogen en la Figura 8.8. Como se puede observar, los periodos característicos detectados por estos tres métodos son consistentes entre sí. En el Anexo III se pueden consultar las incertidumbres de los periodos identificados con la transformada de Fourier y con el EMD.

En el análisis de *wavelets* (Figura 8.8c) el periodo característico más relevante es el de (470 ± 50) años, dado por el EMD, que está presente durante los 1.300 años de duración del modelo, aunque es más significativo en épocas anteriores a 600 a.C. El periodo de ~ 200 años se identifica fundamentalmente entre 1000 a.C. y 700 a.C. aproximadamente, época de ocurrencia de los dos picos de intensidad que caracterizan la LIAA, y desaparece bruscamente en torno a 550 a.C.

Por otro lado, el periodo de (920 ± 110) años sugerido por el análisis de EMD y la transformada de Fourier no se puede detectar con el análisis de *wavelets* debido a que la resolución de este método para una señal de 1.300 años de duración no resuelve periodos mayores a los 900 años, que quedan fuera del COI. Al igual que con el SHAWQ2k, debido al pequeño rango temporal que abarca el modelo no es necesaria la separación entre largo y corto periodo en el análisis de *wavelets* (ver Capítulo 6 para más detalles).

Puesto que esta paleorreconstrucción no se analizó en detalle en el Capítulo 6 se presentan ahora los resultados del análisis de frecuencias para las diferentes componentes del campo geomagnético: energía dipolar, dipolo axial y dipolo ecuatorial (Figura 8.9), energía no dipolar y energía del cuadrupolo y del octupolo (Figura 8.10). En el Anexo IV se incluyen las IMFs obtenidas del EMD y en el Anexo III se recogen los valores de los periodos característicos con sus incertidumbres. El dipolo axial y el dipolo ecuatorial presentan las mismas periodicidades que el campo dipolar según el EMD (Figura 8.9a). El análisis de *wavelets* permite ver en qué momentos tiene mayor o menor relevancia cada una de ellas (Figuras 8.9c-d).

El periodo en torno a los ~400 años, también detectado en la energía total (Figura 8.8c), es el predominante en el dipolo axial. Pero su intensidad va perdiendo relevancia con el tiempo (Figura 8.9c). Curiosamente, a partir del año 800 a.C., con la LIAA ya presente, la relevancia que pierde este tiempo característico en el dipolo axial la gana en el dipolo ecuatorial (Figura 8.9d). El análisis de *wavelets* de esta componente no diferencia el periodo de ~400 años del periodo de ~700 años, observándose como una banda rojo intenso entre las periodicidades de 400 y 700 años (Figura 8.9d). El menor periodo detectado, del orden de 200 años, tiene relevancia en la misma ventana temporal para el campo dipolar total y para el dipolo axial (en 800-600 a.C. aproximadamente, cuando se observan los picos de la LIAA), pero en la componente ecuatorial no se observa ningún signo de esta variabilidad hasta el año 400 a.C., aproximadamente.

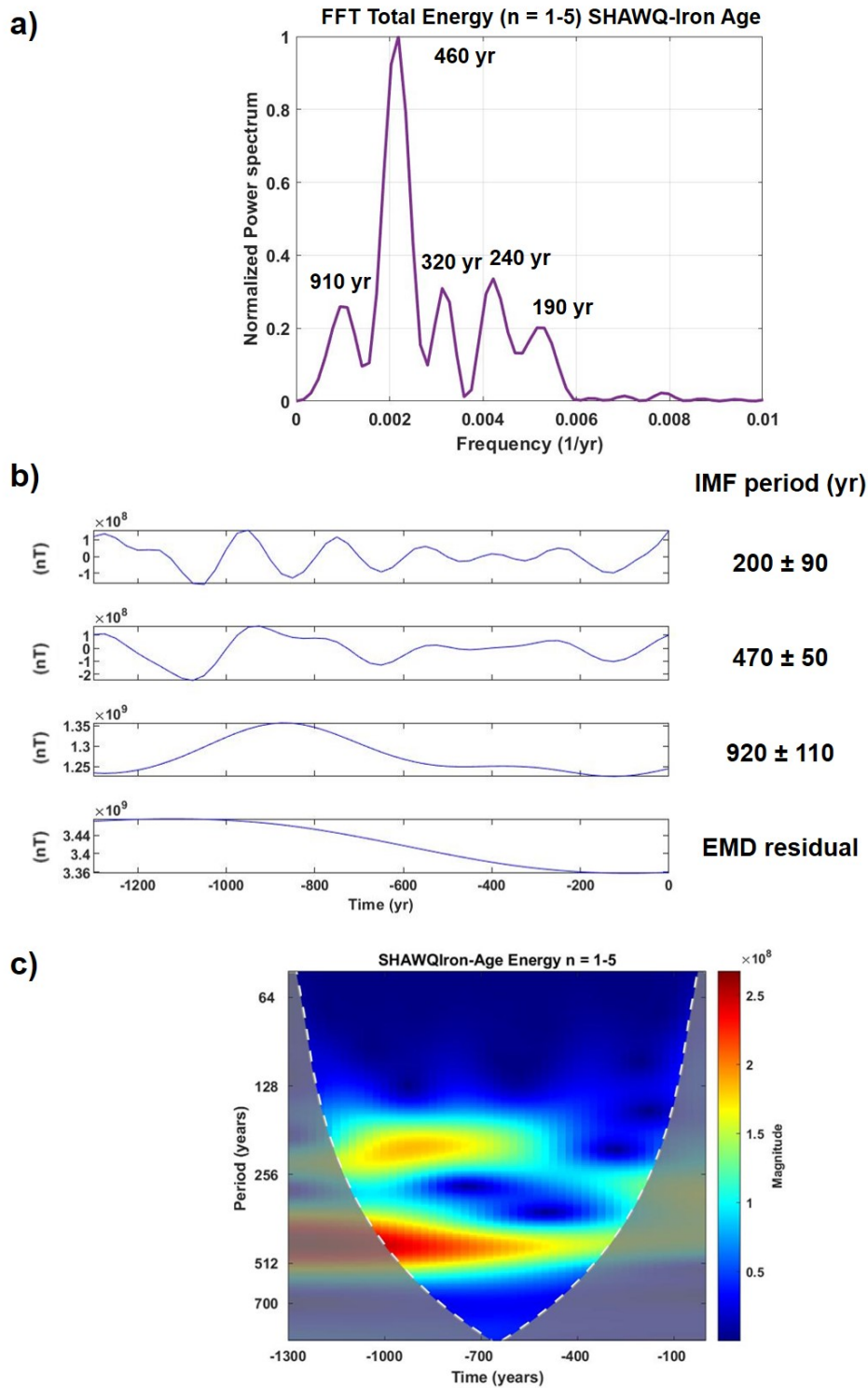


Figura 8.8. Análisis de frecuencias para la energía total del campo geomagnético (hasta grado $n = 5$) según la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age aplicando: **a)** el periodograma que representa el resultado de la transformada de Fourier con el valor en periodos (años) para cada pico (ver Tabla AIII.1, Anexo III, para sus incertidumbres); **b)** el EMD donde cada gráfica es una IMF y el residuo, indicando los periodos característicos de cada una con su incertidumbre; **c)** el análisis de wavelets.

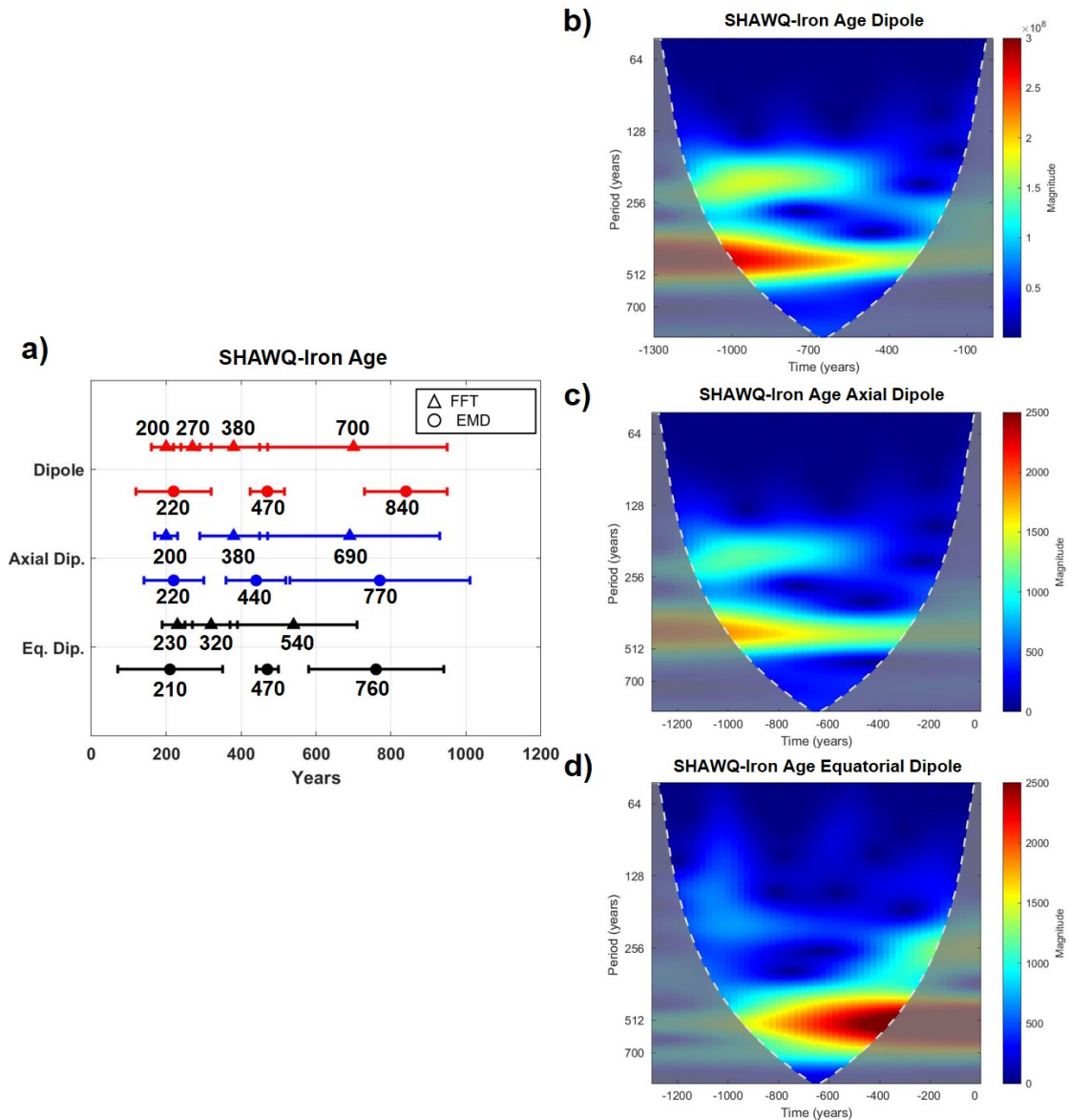


Figura 8.9. Análisis de frecuencias de la energía del campo dipolar (Dipole), dipolo axial (Axial Dip.) y dipolo ecuatorial (Eq. Dip.) según el SHAWQ-Iron Age: **a)** Periodos característicos según la transformada de Fourier (triángulos) y de las IMFs (círculos) dadas por el EMD (ver Tabla AIII.2 y AIII.3 del Anexo III para sus incertidumbres); análisis de wavelets de: **b)** energía del campo dipolar; **c)** dipolo axial; **d)** dipolo ecuatorial.

Con respecto al campo no dipolar destaca también el periodo en torno a los ~400 años, al igual que ocurría en el campo total, cuya intensidad va disminuyendo con el tiempo (Figura 8.10b).

En el cuadrupolo se observa la presencia del periodo de menor magnitud, 200-400 años, a partir de 500 a.C., que en el análisis de *wavelets* (Figura 8.10c) se considera como un único tiempo característico pero que tanto la transformada

de Fourier como el EMD son capaces de diferenciar en dos frecuencias diferentes, en torno los 200 y los 400 años (Figura 8.10a). Los resultados del análisis de *wavelets* sobre el octupolo solo indican una gran banda de frecuencias con periodos entre 400 y 700 años (Figura 8.10d). Sin embargo, teniendo en cuenta el resultado del EMD se puede considerar que esa banda está centrada en torno a los 500 años.

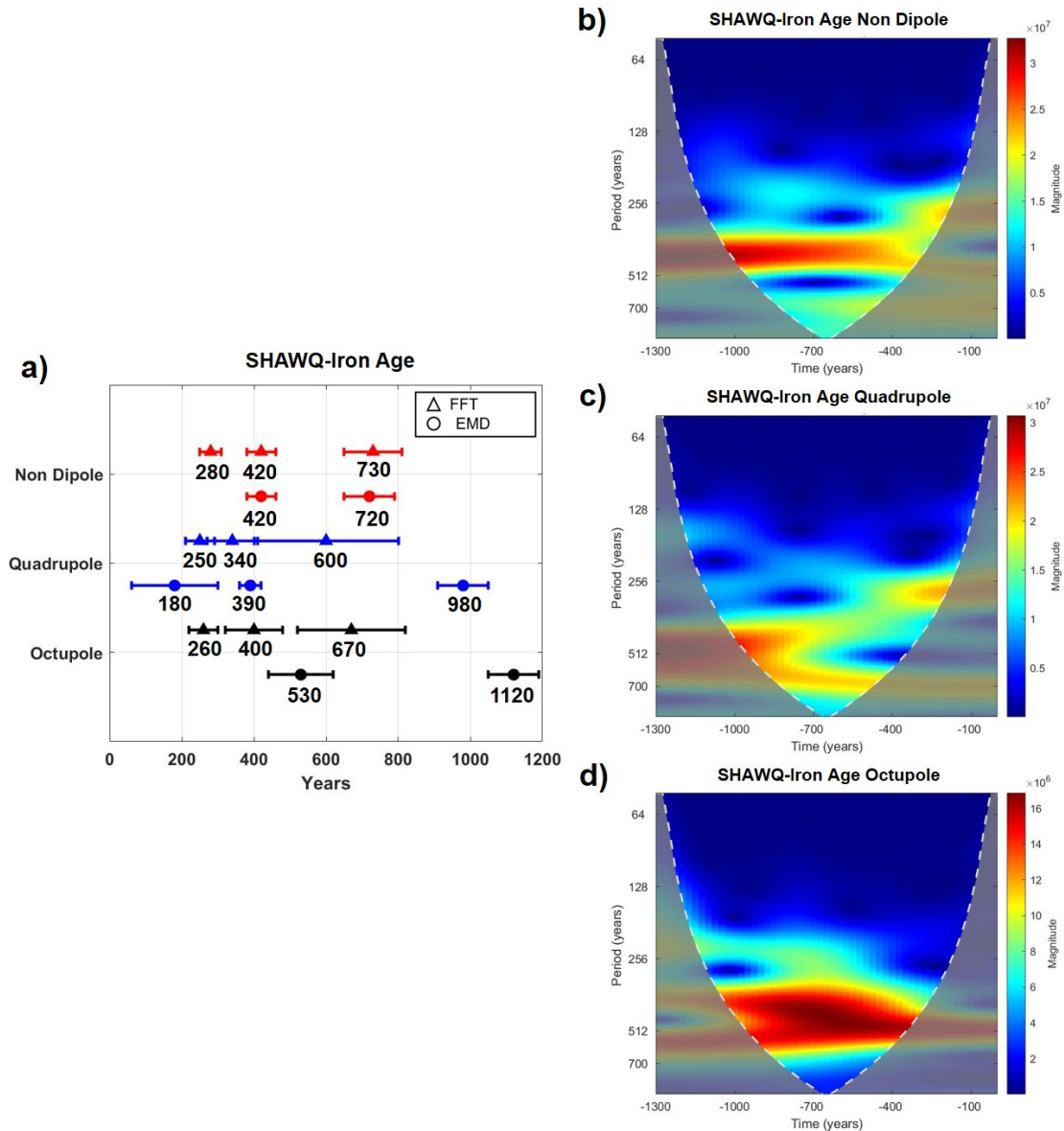


Figura 8.10. Análisis de frecuencias de la energía del campo no dipolar (Non Dipole), cuadrupolo (Quadrupole) y octupolo (Octupole) según el SHAWQ-Iron Age: **a)** Periodos característicos según la transformada de Fourier (triángulos) y de las IMFs (círculos) dadas por el EMD (ver Tabla AIII.4-AIII.6 del Anexo III para sus incertidumbres); análisis de wavelets de: **b)** energía del campo no dipolar; **c)** cuadrupolo; **d)** octupolo.

Además de estas frecuencias, los resultados del EMD parecen sugerir la existencia de una componente de mayor periodo, del orden de 1.000 años, tanto en el cuadrupolo como en el octupolo.

En resumen, parece que la existencia de la LIAA altera ligeramente el patrón de frecuencias observado en el campo geomagnético durante el primer milenio anterior al cambio de Era.

8.2.2. Evolución del dipolo excéntrico durante el último milenio antes de la Era Común

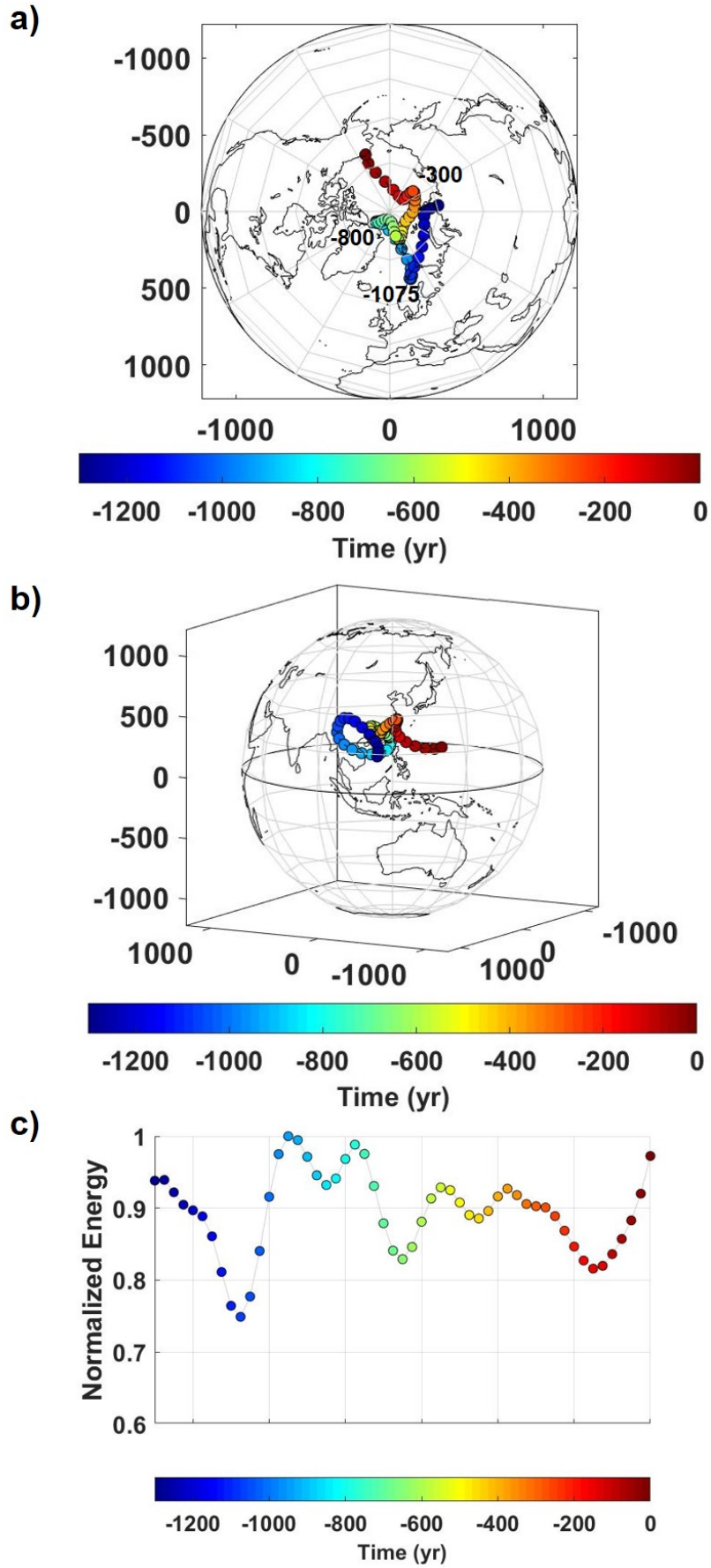
En el periodo de ocurrencia de la LIAA el campo geomagnético aumentó su intensidad en una región concreta del planeta, pero también afectó a la energía total, según la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age (Figura 8.1). Así, la LIAA podría considerarse como una anomalía opuesta a la SAA, relacionada con un parche de flujo de polaridad normal anómalo en el CMB (un NFP), en lugar de los parches de flujos invertidos (RFPs) asociados a la SAA.

En esta sección se estudia la trayectoria del dipolo excéntrico durante la evolución de la LIAA. En la Figura 8.11 se presenta esta evolución entre 1300 a.C. y el cambio de Era. Al inicio del intervalo temporal, el centro del dipolo excéntrico está alejado del centro de la Tierra una distancia de 350 km. Desde entonces, la distancia aumenta hasta alcanzar su valor máximo en 1075 a.C. con un valor de 570 km situándose en la longitud de 18° E. A partir de esta época, el dipolo excéntrico emprende el regreso hacia el centro de la Tierra, siguiendo una trayectoria situada entre los meridianos de 10°E y 20°E. Llegando a encontrarse a una distancia inferior a los 200 km del centro de la Tierra en torno al año 800 a.C. A partir de ~700 a.C. el dipolo excéntrico vuelve a alejarse del centro de la Tierra siguiendo aproximadamente la misma trayectoria meridional, ahora en el hemisferio opuesto entre las longitudes de 180°E y 200°E. Cerca del cambio de Era, en el tiempo 0 de la paleorreconstrucción, el dipolo excéntrico se sitúa a 440 km del centro de la Tierra y a una longitud de 203°E (Figura 8.11a). Al igual que en los últimos 2.000 años, el dipolo excéntrico tiene su centro en el hemisferio norte entre el año 1300 a.C. y el cambio de Era (Figura 8.11b).

Es de destacar la coherencia direccional de la posición del dipolo excéntrico observada entre las paleorreconstrucciones SHAWQ-Iron Age y SHAWQ2k durante el intervalo temporal en el que ambas se solapan, aunque los valores exactos de su posición difieren ligeramente. Como se ha comentado al inicio de este Capítulo, estas diferencias son debidas a las diferentes bases de datos utilizadas en la creación de cada paleorreconstrucción. No obstante, la dirección del dipolo excéntrico sí es compatible entre ambas paleorreconstrucciones, encontrándose en torno al año 0 en la longitud de $\sim 200^\circ\text{E}$ (Figura 8.11a).

La distancia máxima del dipolo excéntrico al centro de la Tierra tiene lugar en 1075 a.C., previo a los dos picos de intensidad que caracterizan la LIAA, en ~ 1050 a.C. y ~ 700 a.C. De hecho, el momento de mayor distancia al centro de la Tierra coincide con el mínimo de la energía total (Figura 8.11c), o visto desde otra perspectiva, con el inicio del pulso de la energía asociado a la LIAA. Durante la ocurrencia de los dos picos, el dipolo excéntrico está acercándose al centro de la Tierra siguiendo una trayectoria en torno al meridiano de 20°E hasta el año ~ 850 a.C., con una velocidad aproximada de $2,1$ km/año. No obstante, previo a la ocurrencia de los *spikes*, el dipolo excéntrico se encuentra en el hemisferio este, en longitudes entre 20°E y 90°E , región en la que domina la presencia del NFP responsable según algunos autores de la LIAA. Los últimos años del SHAWQ-Iron Age, muestran cómo el dipolo excéntrico se aleja del centro de la Tierra hacia el hemisferio Pacífico, sobre todo a partir del año ~ 300 a.C. (puntos rojos de la Figura 8.11a)

Aunque el desplazamiento del dipolo excéntrico no es tan sencillo como en los casos de la inversión o excursión analizados en el Capítulo 5, sí que se sigue observando un patrón meridional situado entre los meridianos 0°E - 180°E / 20°E - 200°E .



8.2.3. Modelado de la LIAA con el 360-DRM

Hasta ahora, el 360-DRM se ha utilizado para analizar transiciones de polaridad o anomalías provocadas por RFPs (la SAA). En todos esos casos los dipolos que se modificaban en el 360-DRM se invertían. Para intentar reproducir la LIAA con ese modelo, los dipolos deben aumentar su magnitud y permanecer con la misma polaridad para poder reproducir un NFP en el CMB. Sin embargo, las limitaciones del 360-DRM para un intervalo temporal corto, de menos de 200 años entre los dos máximos de energía (Figura 8.11c), dificultan una reproducción detallada. Por ello, es necesario considerar tendencias promediadas y simplificadas. En este trabajo se ha considerado un único máximo que tiene lugar en 975 a.C. como compromiso entre la reproducción del desplazamiento del dipolo excéntrico, cuyo máximo desplazamiento tiene lugar en 1075 a.C., y la evolución de la energía con el primer máximo en 950 a.C.

Al igual que ocurría en el estudio de la SAA, tampoco es posible reproducir con la configuración del 360-DRM varios segmentos de la trayectoria del dipolo excéntrico. Puesto que el desplazamiento después del máximo de distancia respecto al centro de la Tierra ocurre durante la época de la LIAA y lo hace siguiendo un único meridiano ($\sim 20^\circ\text{E}$), se escoge reproducir este movimiento con el 360-DRM (Figura 8.12). Para ello, se delimita un sector en longitud entre 10°E y 30°E , centrado en 20°E , en el que se modificarán los dipolos del 360-DRM aumentándolos en magnitud por un factor de 5. Este es un valor arbitrario, pero es necesario considerar este valor mínimo de aumento para que sea posible observar la generación de un NFP en los mapas de campo radial en el CMB según el modelo (Figura 8.13b).

Figura 8.11. Evolución de la posición del dipolo excéntrico según la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age. Se muestra **a)** proyección polar norte; **b)** proyección lateral según el meridiano de 20°E - 220°E ; **c)** evolución de la energía total (hasta $n = 5$) normalizada. Las líneas de costa se representan como referencia en longitud. El radio de la esfera en **a)** y en **b)** es el del ICB.

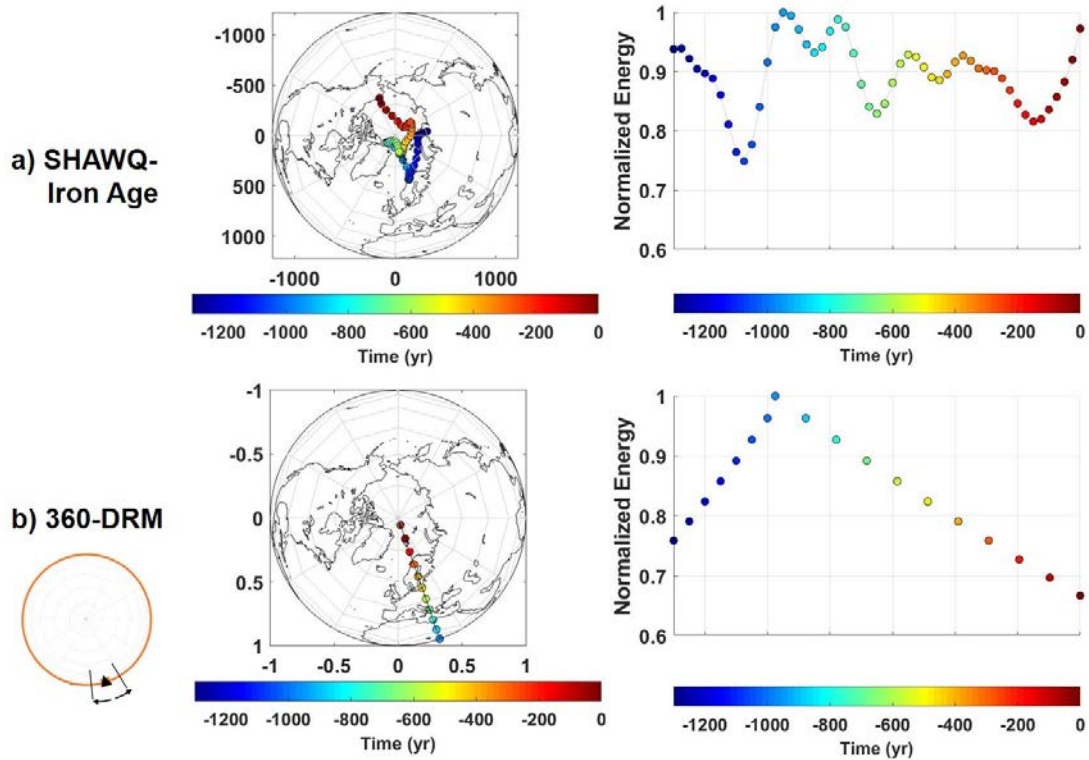


Figura 8.12. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y la energía total normalizadas (hasta $n = 5$) para: **a)** la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age; y **b)** el 360-DRM. En **a)** la posición del dipolo excéntrico se da en km, con el radio de la circunferencia del ICB, mientras que en **b)** es adimensional. En ambas figuras se representan las líneas de costa como referencia. La circunferencia naranja en **b)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: el primer dipolo aumentado en 20°E (triángulo negro), la dirección de propagación (flechas negras), el límite del sector (segmento negro).

Al diferencia del resto de las simulaciones realizadas con el 360-DRM, para esta reproducción se parte de un conjunto de 5 dipolos ya aumentados por un factor 5 en el paso 0 del modelo, es decir, en el equivalente a 1300 a.C. Con esta configuración el dipolo excéntrico modelado del 360-DRM ya se encuentra a una cierta distancia del centro de la Tierra en el inicio, como ocurre en el SHAWQ-Iron Age. La distancia del dipolo excéntrico al centro de la Tierra se va incrementando hasta llegar a su máximo en 975 a.C., cuando todos los dipolos en el sector 10°E - 30°E han sido aumentados. El ritmo de aumento es de 2 dipolos cada 100 años. A partir de 975 a.C. los dipolos vuelven a su magnitud inicial, sin pasar por un estado intermedio, a un ritmo de 1 dipolo cada 100 años hasta el año 0, donde todos los dipolos del 360-DRM son homogéneos y, por tanto, el dipolo excéntrico se encuentra en el centro del sistema de referencia.

Esta recuperación es lo que se observa claramente en la Figura 8.12b, siguiendo el meridiano de 20°E. En la energía se puede comprobar cómo la recuperación sucede a un ritmo más lento que el proceso de aumento de magnitud de los dipolos entre 1300 a.C. y 975 a.C.

La elección de prolongar el 360-DRM hasta el año 0 se debe a la comparación entre mapas de B_r en el CMB (Figura 8.13), ya que en el año 0 es el momento en el que el SHAWQ-Iron Age muestra una geometría del B_r más próxima a la producida por un campo dipolar, que es la que genera el 360-DRM en su posición sin perturbar. En la Figura 8.13a se observa cómo el campo radial en el CMB en 1300 a.C. ya indica la presencia de un NFP, que se ha denominado A-NFP, de *Arabian Normal Patch Flux*, puesto que aparece bajo la península Arábiga. Este parche de flujo está acompañado de un RFP en el hemisferio norte que el 360-DRM no es capaz de reproducir. Sin embargo, sí que muestra el NFP del hemisferio sur que se observa en Sudáfrica, también presente en la paleorreconstrucción.

El A-NFP comienza a observarse en el 360-DRM (Figura 8.13b) a partir de ~1150 a.C., y crece en intensidad y expansión hasta 975 a.C. 1000 a.C. es el año en el que mayor intensidad presenta el A-NFP según el SHAWQ-Iron Age. A partir de ahí, aumenta en extensión pero disminuyendo su intensidad y migrando ligeramente hacia el noroeste juntándose con un lóbulo de polaridad normal proveniente del polo norte. El 360-DRM no muestra esa unión, pero sí la expansión y disminución de intensidad hasta el año 575 a.C., aproximadamente. La geometría del campo radial se recupera paulatinamente según el 360-DRM hasta alcanzar la generada por un campo dipolar en el año 0 cuando todos los dipolos del anillo son iguales en magnitud y sentido.

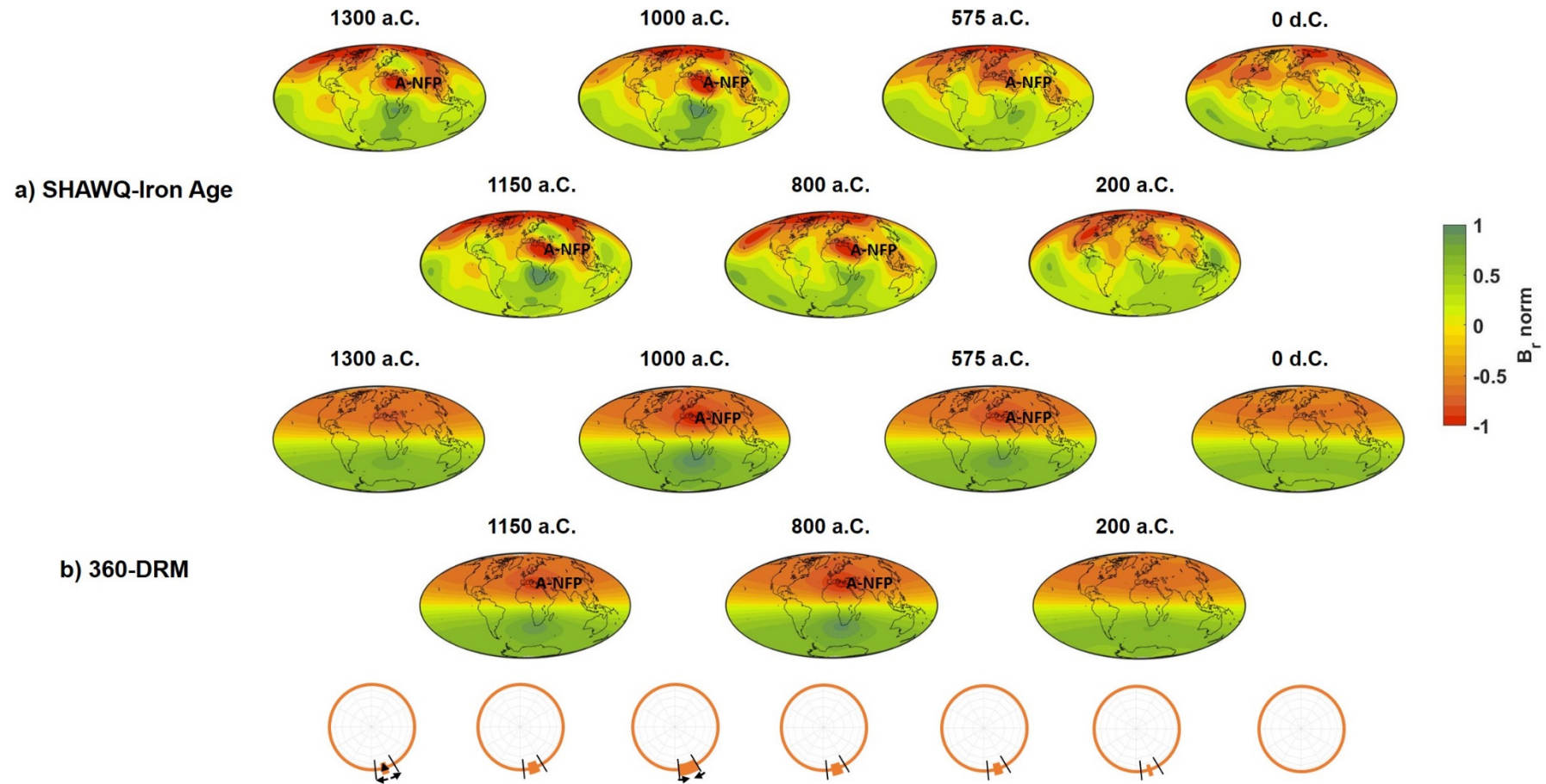


Figura 8.13. Representación del campo radial normalizado (para todo el intervalo y calculado hasta $n = 6$) en el CMB para tiempos concretos según: **a)** la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age y **b)** el 360-DRM invirtiendo los dipolos en un rango entre 10°E y 30°E comenzando el cambio en 20°E . Las circunferencias naranjas bajo los mapas de B_r indican qué dipolos han aumentado un factor 5 su magnitud (línea naranja más gruesa), por cuál ha comenzado el cambio con el triángulo negro y cómo se propaga el cambio en la primera circunferencia.

8.3. Discusión

Las paleorreconstrucciones SHAWQ-Iron Age y SHAWQ2k dan la imagen más detallada, de las disponibles, de las variaciones del campo geomagnético en los últimos ~3.000 años. Las variaciones que se han obtenido con el análisis de frecuencias son compatibles con aquellas dadas por otras paleorreconstrucciones de mayor cobertura temporal como el SHA.DIF.14k, el CALS10k.2 y el BIGMUDI4k (Capítulo 6). En concreto, estas paleorreconstrucciones destacan un periodo en torno a los 400 años presente durante los 3.000 años y uno en torno a los 700 años más relevante en los últimos dos milenios. Además, con el SHAWQ-Iron Age también se identifica una periodicidad en torno a los 200 años, que podría ser coherente con la variación de 250-400 años que se observó en otros modelos como el SHAWQ2k y el BIGMUDI4k.

Es importante señalar que en el análisis frecuencial se observan variaciones de corto periodo que podrían estar relacionadas con las anomalías investigadas. Esto parece especialmente relevante en el caso de la LIAA, ya que la variabilidad de corto periodo (~200 años) se diluye en torno a 550 a.C., después del último pico de intensidad asociado a la anomalía. En el caso de la SAA los resultados señalan la desaparición de los periodos cortos en el campo dipolar cuando se aíslan los lóbulos de flujo inverso de la anomalía (en torno a 1400 d.C. A partir de esa época las variaciones de corto periodo parecen emerger en el campo no dipolar.

Al cubrir el SHAWQ-Iron Age los años inmediatamente anteriores a los del SHAWQ2k, se puede realizar un estudio conjunto de la evolución de los periodos característicos a partir de la Figuras 8.2, 8.3, 8.8, 8.9 y 8.10. En el caso de la energía total, resultado válido también para la energía del campo dipolar por su similitud, se observa una tendencia de aumento de los periodos característicos. A partir del año 100 a.C., los periodos dominantes pasan de estar en torno a los 400 años a dominar en torno a los 700 años, especialmente en el dipolo axial donde está muy bien definido este periodo.

El movimiento del dipolo excéntrico en el intervalo desde 1300 a.C. a 2020 d.C. (incluyendo las posiciones calculadas a partir del IGRF-13 para 2000 d.C. y

2020 d.C.) muestra una relación con la emergencia y evolución de las dos anomalías analizadas en el Capítulo. En el caso de la LIAA se observa que el dipolo excéntrico tiende a situarse en la región de mayor intensidad del campo y se desplaza en sentido contrario según la LIAA se va desvaneciendo. En el caso de la SAA, como se trata de una anomalía negativa el dipolo excéntrico se sitúa en la región opuesta a la anomalía, como también han señalado otros trabajos (Domingos *et al.*, 2017, 2019). La deriva hacia el oeste de la SAA se manifiesta como una cierta deriva hacia el este del dipolo excéntrico.

Como se vio en el Capítulo 5 con el sencillo modelo 360-DRM (Figura 5.9) el dipolo excéntrico se desplaza hacia las regiones de mayor intensidad del campo y en sentido opuesto cuando se trata de anomalías negativas. Es decir, el desplazamiento del dipolo excéntrico se produce en la dirección de mayor asimetría del campo geomagnético. Este resultado es coherente con la propuesta de Gallet *et al.* (2009). En el CMB, las anomalías positivas estarían asociadas a regiones de alto flujo magnético (NFPs) mientras que las negativas a regiones con bajo flujo magnético o con flujo invertido (RFPs).

En el caso de la LIAA, el campo geomagnético presenta una mayor intensidad en el hemisferio este, región en la que se encuentra el dipolo excéntrico entre 1300 a.C. y 600 a.C. Por el contrario, la asimetría del campo geomagnético durante el desarrollo de la SAA cambia de hemisferio durante su evolución, virando del hemisferio este al oeste por el sector Atlántico. Esto se ve de forma opuesta en el dipolo excéntrico, encontrándose su localización en el hemisferio oeste al inicio de la emergencia del RFP, reflejo de la SAA en el CMB, en ~900 d.C., y desplazándose hacia el hemisferio este por el sector Pacífico cuando la SAA migra hacia el oeste por el Atlántico. Actualmente, el dipolo excéntrico ha alcanzado la máxima distancia al centro de la Tierra de los últimos 3.000 años, con una distancia al centro de la Tierra de 570 km, según el IGRF-13. Aun así, este valor está muy lejos del desplazamiento observado previo a la inversión de polaridad Matuyama-Brunhes o la excursión de Laschamp, donde se superan 1.000 km de desplazamiento del dipolo excéntrico al centro de la Tierra. Incluso en la excursión de Mono Lake, de menor repercusión que la de Laschamp, el dipolo excéntrico se desplazó ~970 km del centro de la Tierra.

Aunque el orden de magnitud del desplazamiento actual no coincide con el registrado en las últimas transiciones de polaridad, lo que sí tienen en común la SAA y las excursiones estudiadas es la región en la que se desplaza el dipolo excéntrico: el hemisferio Pacífico en torno al meridiano de 180°E (Figura 8.14).

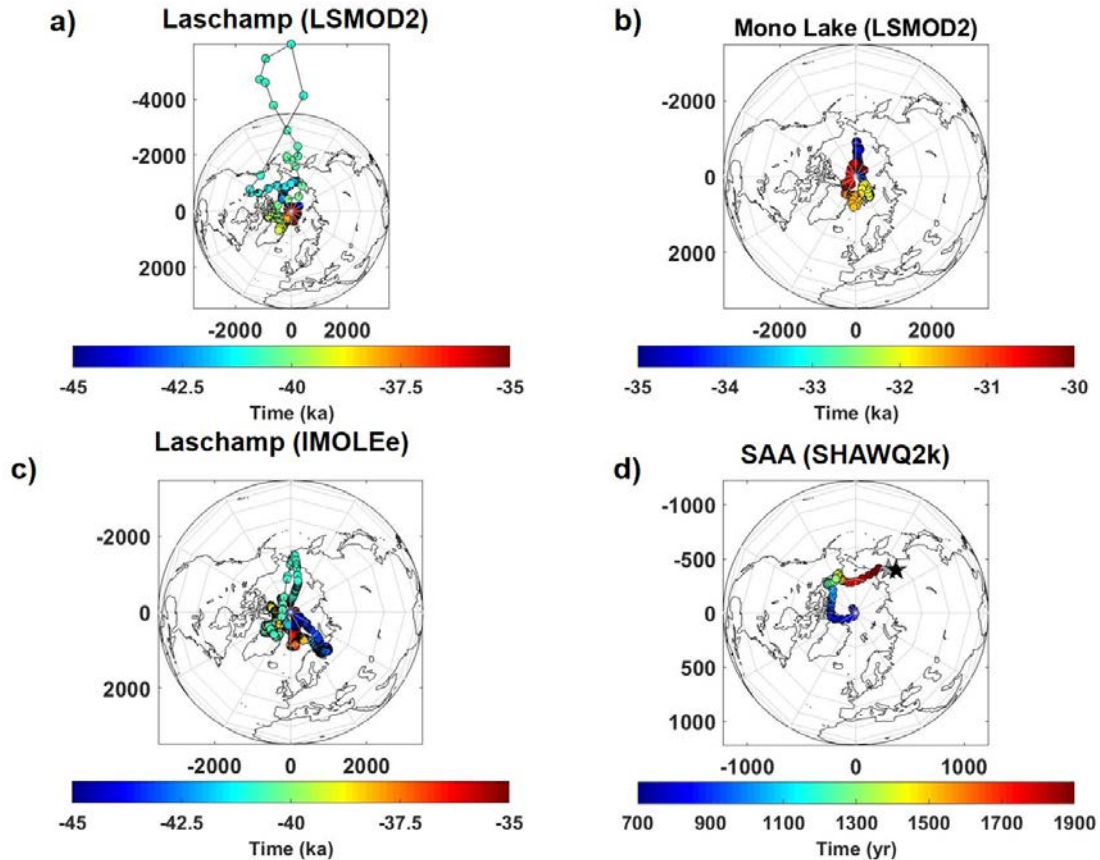


Figura 8.14. Comparativa de la evolución del dipolo excéntrico entre las dos últimas excursiones de **(a)** Laschamp y **(b)** Mono Lake según la paleorreconstrucción LSMOD.2 y **(c)** Laschamp según la paleorreconstrucción IMOLEe) y **(d)** la ocurrencia de la Anomalía del Atlántico Sur y la actualidad según la paleorreconstrucción SHAWQ2k y el modelo geomagnético IGRF-13.

El sencillo modelo 360-DRM permite identificar en qué regiones del CMB comienza el cambio en la geometría del campo geomagnético, ya sea con la inversión de determinados dipolos (que generan un RFP) o con el aumento en magnitud de un sector de dipolos (que producen un NFP). En el caso de las dos anomalías investigadas, se conoce por trabajos anteriores (ver, por ejemplo, Davies y Constable, 2017; Terra-Nova *et al.*, 2017; Campuzano *et al.*, 2019; Osete *et al.*, 2020) dónde se localiza la emergencia de esos parches de flujo anómalos, de manera que el 360-DRM se ha configurado teniendo en cuenta esa información. No obstante, hay que señalar que, debido a la sencilla

geometría del modelo, un anillo de dipolos con simetría ecuatorial, no puede reproducir en detalle la evolución de los parches de flujo del CMB y tampoco el desplazamiento en el hemisferio norte-sur del dipolo excéntrico. Ha sido necesario, por tanto, simplificar el modelo a una única región fija donde aumentan los dipolos y/o se invierten de polaridad, lo que genera un único par de parches simétricos con respecto al ecuador que aumentan y disminuyen *in situ*. Además, en el caso de la SAA, era necesario invertir un número de dipolos mínimo para observar un parche en el CMB comparable en geometría con los dados por las paleorreconstrucciones. Para la LIAA también se realizaron pruebas para determinar un valor umbral de aumento en la intensidad de los dipolos para reproducir el NFP en el CMB. Los resultados de las pruebas realizadas se incluyen en el Anexo II, Figuras AII.5 y AII.6.

Además de las simplificaciones mencionadas, la mayor limitación que hemos encontrado con el 360-DRM es no poder reproducir el desplazamiento hacia el oeste de la SAA observado en época histórica y tampoco detallar las altas fluctuaciones de intensidad asociados a la LIAA (con sus dos máximos característicos). Por lo que quizás el 360-DRM sea excesivamente sencillo para investigar las anomalías del campo geomagnético. Incluso considerar el dipolo excéntrico como aproximación al campo geomagnético puede no ser adecuado, pues las anomalías regionales están asociadas a grados armónicos superiores al cuadrupolo.

Lo que es relevante es que el desplazamiento del dipolo excéntrico parece estar confinado en ciertas regiones, que podrían estar asociadas a la estructura térmica del CMB (ver Capítulo 5). En el caso de la SAA, el dipolo excéntrico parece estar confinado en la región Pacífica, lo que sitúa al RFP responsable en el hemisferio Africano-Atlántico (ver Figuras 8.4 y 8.7); el mismo cuadrante donde parece estar situada la NFP asociada a la LIAA. Por otra parte, es en la región ecuatorial Atlántica donde la variación paleosecular ha sido más intensa en época histórica (Jackson *et al.*, 2000). En la Figura 8.15 se localizan los primeros dipolos que son modificados en el 360-DRM para ambas anomalías sobre el mapa de flujo de calor en el CMB obtenido según el GCM de Zhong y Rudolph (2015), detallado en la sección 5.2.3. Ambos se encuentran en regiones de menor flujo de calor (zonas azules en la Figura 8.15), aunque en el caso de la

LIAA está en el límite de una región de mayor flujo. De hecho, si se considera esa longitud, pero en la latitud correspondiente al Oriente Próximo se observa que es una región de mayor flujo de calor, que estaría relacionado de forma análoga a un mayor reforzamiento del campo geomagnético, que sería coherente con esta anomalía. También en el caso de la SAA hay que tener en cuenta que el primer dipolo modificado del 360-DRM no es donde comenzó la emergencia de la anomalía, como se ha comentado con anterioridad y han estudiado trabajos como Tarduno *et al.* (2015), Terra-Nova *et al.* (2017) y Campuzano *et al.*, (2019). No obstante, sí se observa que la región bajo el continente africano por donde se desarrolla la anomalía a partir de ~700 d.C. (Figura 8.7) es una zona de bajo flujo térmico.

Debe tenerse en cuenta que para el estudio de las anomalías con el 360-DRM ha sido necesario simplificar la trayectoria del dipolo excéntrico sin poder reproducir los movimientos de los parches de flujo del CMB, por lo que la identificación entre el primer dipolo modificado y el flujo de calor en estos casos no aporta tanta información como en las inversiones y excursiones (Capítulo 5).

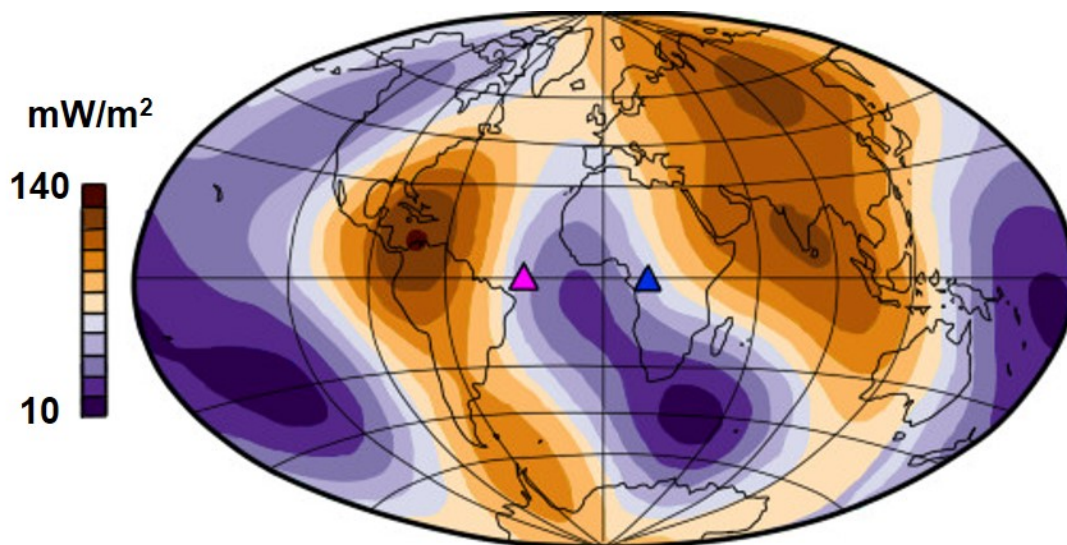


Figura 8.15. Flujo de calor en el CMB en la actualidad según el Modelo de Circulación Global desarrollado por Zhong y Rudolph (2015). Los triángulos rosa y azul indican la posición de los dipolos invertidos y/o aumentados en el modelo 360-DRM para el caso de la SAA (rosa) y de la LIAA (azul). Adaptada de Olson (2016).

El papel que juega el CMB en la estructuración del campo geomagnético y su variabilidad temporal es un tema aún abierto y de gran interés. Los resultados

obtenidos en esta Tesis parecen avalar la relevancia de la estructura del CMB en las variaciones bruscas investigadas. Esta información puede ser muy útil y puede ayudar a esclarecer el origen de las anomalías del campo geomagnético.

Capítulo 9. Jerks arqueomagnéticos y jerks geomagnéticos

En este último Capítulo se analizan los dos tipos de variaciones temporales más rápidas del campo geomagnético de origen interno: los *jerks* geomagnéticos y los *jerks* arqueomagnéticos (o *arqueojerks*).

Los *jerks* geomagnéticos constituyen la variación más rápida del campo de origen interno. Están definidos como cambios bruscos en la variación secular del campo geomagnético y su origen parece estar relacionado con la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en el CMB (Aubert y Finlay, 2019; Aubert *et al.*, 2022) que tienen una periodicidad en torno a los 3-4 años (sección 2.4).

Por analogía con los *jerks* geomagnéticos, se definió el concepto de *jerk* arqueomagnético como un impulso en la variación paleosecular o un cambio de tendencia en dicha variación. El término fue propuesto inicialmente a partir del análisis de la curva de variación paleosecular de Francia, centrada en París (Gallet *et al.*, 2003). Estos impulsos en la variación paleosecular han sido observados tanto en curvas de PSV locales como en paleorreconstrucciones globales o regionales. Pero, a día de hoy, no hay una definición precisa de los *jerks* arqueomagnéticos, ni se conoce qué es lo que genera esta variación del campo geomagnético, habiéndose propuesto diversas formas de identificar este fenómeno.

En la primera sección de este Capítulo se utilizan diferentes propuestas utilizadas por la comunidad científica (sección 2.4) para identificar los posibles *arqueojerks* que han ocurrido en los últimos milenios. Para investigar este fenómeno se han utilizado las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k, CALS7k.2, CALS10k.2, SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age. En la última parte de este Capítulo, se analiza en detalle la periodicidad de los últimos *jerks* geomagnéticos con las

herramientas de análisis frecuencial utilizadas en este trabajo. Además, se estudia su relación con la anomalía del Atlántico Sur.

9.1. Jerks arqueomagnéticos

En este apartado se incluyen los análisis orientados a la identificación de los *jerks* arqueomagnéticos ocurridos en los últimos milenios utilizando paleorreconstrucciones del campo geomagnético. Como se ha mencionado anteriormente, de momento no hay un consenso científico sobre cómo definir estos impulsos en la variación paleosecular. Se han realizado tres análisis basados en los criterios de identificación de *arqueojerks* propuestos en la literatura:

1) Cambios direccionales asociados a variaciones en la intensidad. Este criterio de identificación está basado en la propuesta inicial de Gallet *et al.* (2003) que relacionaba cambios en la curva de PSV de Francia con máximos en la intensidad del campo geomagnético. Pavón-Carrasco *et al.* (2009) consideraron esta propuesta, aplicándola a las curvas sintéticas obtenidas con el modelo regional SCHA.DIF.3k. Por otra parte, Campuzano *et al.* (2019) analizaron el movimiento del polo magnético y geomagnético y compararon los cambios direccionales que experimentaron estos polos con variaciones en la intensidad del campo dipolar, encontrando la relación contraria: las variaciones direccionales de los polos geomagnéticos parecen estar relacionadas con mínimos de intensidad, que los autores interpretaron como asociados al inicio de un nuevo pulso del campo dipolar pero que no relacionaron de manera explícita con los *arqueojerks*.

2) Valores máximos en la distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico relacionados con máximos en la ratio de la energía cuadrupolo-dipolo (Gallet *et al.*, 2009). Este criterio fue utilizado también por Pavón-Carrasco *et al.* (2014) para los últimos 8.000 años utilizando el modelo SHA.DIF.14k. En esta Tesis se aplica este criterio a las paleorreconstrucciones utilizadas para describir el campo geomagnético en los últimos milenios y se analiza, además, si el criterio de identificación

propuesto también es válido utilizando la ratio campo no dipolar/campo dipolar.

3) Cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético en el CMB. Una aproximación diferente es la realizada por Dumberry y Finlay (2007). Estos autores analizaron los cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético en el CMB a partir de la paleorreconstrucción CALS7k.2 y relacionaron los cambios que encontraron con los *jerks* arqueomagnéticos. En este trabajo se amplía el estudio analizando las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k, CALS10k.2, SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age.

9.1.1. Cambios direccionales de los últimos 3.000 años y energía dipolar. Extensión a los últimos 10.000 años

La primera descripción de jerk arqueomagnético se realizó a escala local por Gallet *et al.* (2003) a partir del análisis de las variaciones observadas en la curva de variación paleosecular de Francia. Estos autores propusieron la existencia de *arqueojerks* en 800 a.C., 200 d.C., 800 d.C. y en torno al 1400 d.C. Pavón-Carrasco *et al.* (2009) a partir del modelo regional europeo SCHA.DIF.3k encontraron que los *arqueojerks* son coherentes a escala continental (europea) y propusieron un número algo más elevado de candidatos a *jerks*: 300 a.C., 300 d.C., 800 d.C., 1350 d.C., 1600 d.C. y un indicio de *arqueojerk* en 1800 a.C., aunque según indican los autores algunos de los cambios de curvatura o de máximos de intensidad podrían ser un artefacto producido por inestabilidades de la paleorreconstrucción. A partir de estos análisis la cuestión que se abrió a discusión es si estos impulsos del campo geomagnético están asociados al campo dipolar y tienen, por tanto, un carácter global, o están involucrados también los términos no dipolares.

A partir de las paleorreconstrucciones globales se puede analizar el movimiento del polo magnético y geomagnético (sección 3.3.1). Para los últimos 2.000 años, Campuzano *et al.* (2019) observaron cambios bruscos en la dirección del movimiento del polo geomagnético relacionados con mínimos del momento dipolar, pudiendo indicar que el inicio de un nuevo impulso en la intensidad del campo dipolar provocase el cambio en la tendencia del movimiento del polo geomagnético. En esta sección, se investigan en más

detalle estos cambios que podrían derivar en una nueva definición de los *arqueojerks* asociados al campo dipolar.

La Figura 9.1 muestra la evolución del polo geomagnético en el hemisferio norte para los últimos 2.000 años según la paleorreconstrucción SHAWQ2k. Pueden identificarse varias épocas en las que se produce un cambio brusco (flechas de la Figura 9.1) en la tendencia de variación del polo geomagnético: los cambios más abruptos se producen entre 200-300 d.C., en 500 d.C., y en torno a 1200 d.C. (flechas naranjas); y cambios de tendencia menores (ligeras cúspides) en 900 d.C., y en torno a 1400-1500 d.C. (flechas verdes).

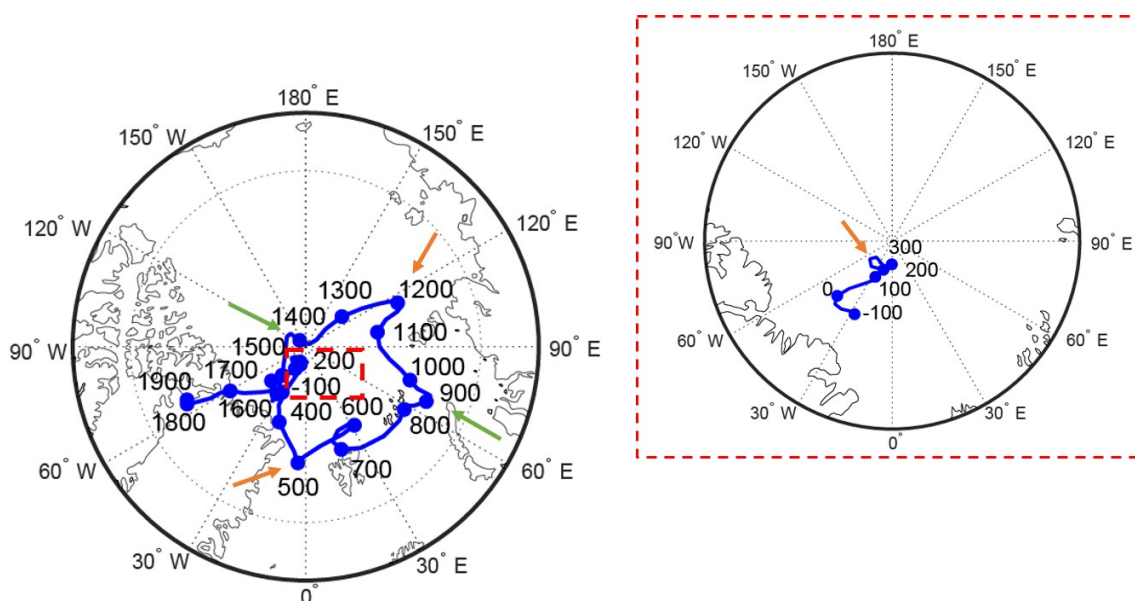


Figura 9.1. Movimiento del polo geomagnético en el hemisferio norte (entre 70°N y 90°N) según la paleorreconstrucción SHAWQ2k entre 100 a.C. y 1900 d.C. En la figura de la derecha se amplía el movimiento de los primeros 400 años de la paleorreconstrucción (entre 80°N y 90°N). Las flechas naranjas indican cambios bruscos en la tendencia del movimiento del polo geomagnético y las flechas verdes un cambio algo menor (ver comentarios en el texto).

Entre 100 a.C. y 350 d.C., el polo geomagnético se sitúa próximo al polo geográfico, la desviación del dipolo respecto al eje de rotación es inferior a 5°, disminuyendo esta desviación desde 100 a.C. hasta 250 d.C., aproximadamente, cuando se produce un cambio brusco que vuelve a alejarlo del eje de rotación de la Tierra hacia el hemisferio Atlántico. La inclinación del eje del dipolo aumenta hasta el año 500 d.C., llegando a alcanzar valores de ~10°. A partir de ese momento, el movimiento del polo cambia bruscamente hacia el hemisferio oriental. Si se considera un movimiento global promedio (Figura 9.2a, flechas

naranjas), desde 500 d.C. a 1200 d.C. el polo geomagnético describe un movimiento en el que la longitud del polo va aumentando progresivamente hacia el Este (en un movimiento antihorario) sin grandes cambios de tendencia, encontrándose en el año 500 d.C. en 80°N , 356°E y en el 1200 d.C. en 81°N , 115°E . Aunque una inspección más detallada podría sugerir que el movimiento entre 500 d.C. y 1200 d.C. se podría separar en dos partes: entre 500 d.C. y 900 d.C. por un lado, y entre 900 d.C. y 1200 d.C. (ver flechas verdes en la Figura 9.2a). La inclinación del dipolo en torno a 900 d.C. es la mayor de la ventana temporal estudiada con un valor de $\sim 11,5^{\circ}$, superior al valor actual de $9,4^{\circ}$ según el IGRF-13 (Alken *et al.*, 2021) para el año 2020. Después del año 1200 d.C. la tendencia de movimiento del polo geomagnético experimenta otro cambio importante: el polo geomagnético se acerca al eje de rotación siguiendo aproximadamente el meridiano 120°E y continúa su trayectoria hacia Groenlandia incrementando la inclinación del dipolo hasta un valor de $\sim 11^{\circ}$ en 1900 d.C. Durante esta migración, en torno a 1350 d.C. el polo se sitúa en el punto más cercano al eje de rotación.

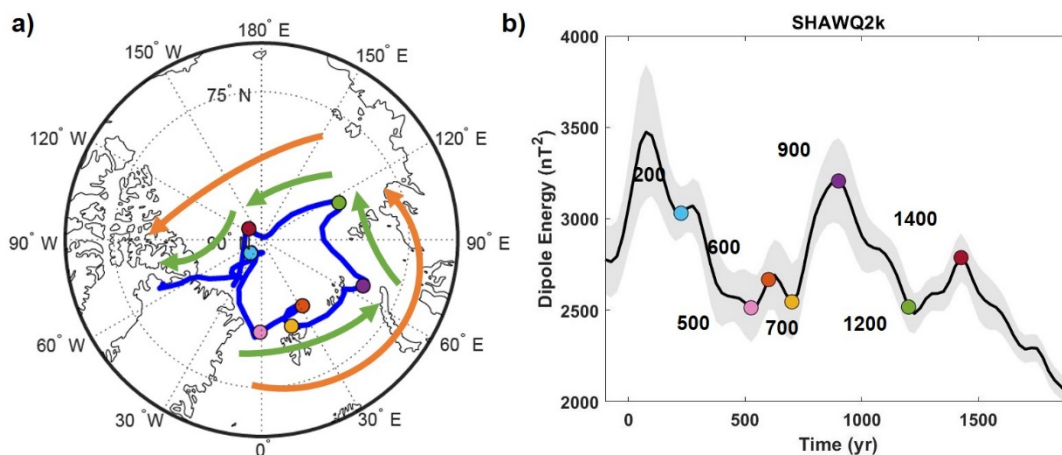


Figura 9.2. Comparativa entre **a)** el movimiento del polo geomagnético en el hemisferio norte y **b)** la energía del dipolo con su incertidumbre al 95% según la paleorreconstrucción SHAWQ2k. Los puntos de ambas figuras indican cambios en la tendencia del polo geomagnético, que coinciden con extremos relativos en la energía dipolar. En **a)** las flechas naranjas dividen el movimiento del polo geomagnético en círculos máximos (dos partes) y las flechas verdes en cuatro partes (ver texto).

La comparativa de la Figura 9.2 parece sugerir una relación de los cambios en el movimiento del polo geomagnético (Figura 9.2a) con variaciones en la energía del dipolo (Figura 9.2b). Cuando se considera un movimiento medio

global, que podría promediarse con círculos máximos (flechas naranjas de la Figura 9.2a) parece que el cambio en la tendencia es coincidente con los mínimos de la energía dipolar, como observaron Campuzano *et al.* (2019), que ocurren en 200 d.C. (punto azul claro), 500 d.C. (punto rosa) y 1200 d.C. (punto verde).

Sin embargo, si se considera que el modelo SHAWQ2k es suficientemente preciso, el movimiento del polo geomagnético podría subdividirse en segmentos más cortos (flechas verdes) en tiempos relacionables con máximos de la energía del dipolo: en 900 d.C. (punto morado) y en 1400 d.C. (punto granate). Entre 600 d.C. y 700 d.C. el polo geomagnético parece describir un pequeño bucle con dos cambios que podrían estar asociados con un máximo en 600 d.C. y un mínimo en 700 d.C. (puntos naranja y amarillo, respectivamente). Por el contrario, el primer máximo observado en la energía del dipolo en el año 75 d.C. no parece correlacionarse con cambios importantes del polo geomagnético (Figura 9.2). Hay que señalar, no obstante, que estos cambios son menores y podrían entrar dentro de la incertidumbre del modelo y del cálculo, por lo que se consideran como más representativos aquellos encontrados considerando círculos máximos en: 200 d.C., 500 d.C. y 1200 d.C.

A continuación, se analizan los 1.300 años anteriores mediante la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age (Figura 9.3). Desde 1300 a.C. hasta 1075 a.C. el polo se encuentra en el hemisferio pacífico, entre las longitudes de 180°E-240°E. A partir de esta época el polo geomagnético se mueve rápidamente hacia el hemisferio Este, situándose en promedio en una latitud de ~84°N y longitud en torno a los 90°E, entre 900 a.C. y 700 a.C. Hay que señalar que este intervalo temporal se corresponde con la aparición de la LIAA. En 700-650 a.C. el polo geomagnético se desplaza hacia el polo geográfico manteniéndose en esta región hasta 400 a.C. aproximadamente. A partir de entonces se desplaza hacia el meridiano de 300°E. En torno al año 200 a.C. el polo invierte su movimiento y se desplaza hacia el polo geográfico hasta el año 0. Los tres cambios bruscos destacados (puntos de colores en la Figura 9.3a) están próximos a la ocurrencia de mínimos en la energía del dipolo (Figura 9.3b). Aunque la relación no es tan clara como en el caso de los dos últimos milenios, se encuentra dentro de la incertidumbre de la paleorreconstrucción.

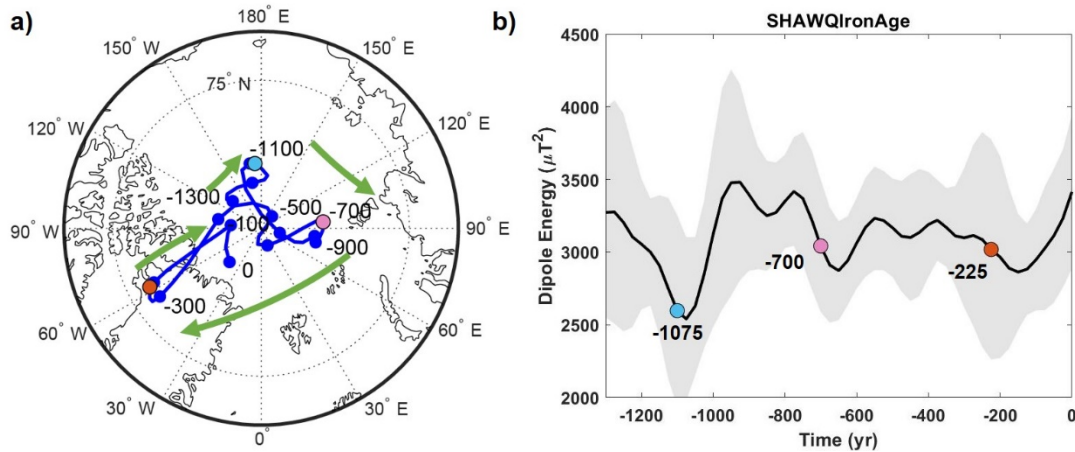


Figura 9.3. Comparativa entre **a)** el movimiento del polo geomagnético en el hemisferio norte y **b)** la energía del dipolo con su incertidumbre al 95% según la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age. Los puntos de ambas figuras indican cambios en la tendencia del polo geomagnético y el valor de la energía dipolar en esa época.

Algunos de los cambios en el movimiento del polo geomagnético son coincidentes con los *arqueojerks* identificados por Gallet *et al.* (2003) aunque se observan ligeras diferencias. Por ejemplo, el *arqueojerk* que Gallet *et al.* (2003) sitúan en torno a 800 a.C. se corresponde con un amplio máximo de energía dipolar en el modelo SHAWQ-Iron Age. Sin embargo, según este modelo los cambios direccionales serían dos, uno en torno a 1075-1050 a.C. y otro en torno a 700-650 a.C. Debe tenerse en cuenta que la información disponible hace 20 años era escasa para el primer milenio a.C. En concreto aún no se había identificado la existencia de la LIAA (Ben-Yosef *et al.*, 2009), ni sus características y tampoco se conocía cómo afectaba la anomalía al continente europeo (ver, por ejemplo, Osete *et al.*, 2020). Por otra parte, el *arqueojerk* identificado por Gallet *et al.* (2003) en el 200 d.C. está claramente asociado a un cambio en el sentido del desplazamiento del polo geomagnético según el modelo SHAWQ2k, pero el de 1400 d.C. estaría asociado a un cambio menor. Por último, Gallet *et al.* (2003) también señalaron un posible *arqueojerk* a partir de la curva de variación paleosecular en 800 d.C., también observado por Pavón-Carrasco *et al.* (2009), que podría estar relacionado con el cambio, también menor, del polo geomagnético en 900 d.C.

Los resultados para el SHAWQ2k y el SHAWQ-Iron Age también muestran coincidencia con otros *arqueojerks* identificados según este criterio de identificación con el SCHA.DIF.3k de Pavón-Carrasco *et al.* (2009), si se

considera el margen de incertidumbre de los modelos. Además de los ya comentados, que son comunes con Gallet *et al.* (2003, 2005), a partir de la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age se identifica un cambio direccional en torno a 225 a.C. que es compatible con el *jerk* arqueomagnético propuesto en 300 a.C. por Pavón-Carrasco *et al.* (2009).

Este mismo análisis se ha realizado para las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2. Según este criterio de identificación de *jerks* arqueomagnéticos se pueden encontrar once *arqueojerks* en el SHA.DIF.14k en: ~7100 a.C.; ~5800 a.C.; ~4800 a.C.; ~4200 a.C.; ~3600 a.C.; ~3300 a.C.; ~1400 a.C.; 800-900 a.C.; 200-300 d.C.; ~900 d.C.; y ~1600 d.C. En el CALS10k.2 se identifican siete en: ~7000 a.C.; ~5800 a.C.; ~4600 a.C.; ~3600 a.C.; ~1700 a.C.; ~600 a.C.; y 200-300 d.C. Las gráficas para estas dos paleorreconstrucciones se incluyen en el Anexo VII.

Del estudio realizado se observa que hay una clara relación entre los cambios en la tendencia de la variación secular del campo dipolar y las variaciones en el momento dipolar. Pero no se observa una completa correspondencia entre los *arqueojerks* definidos por Gallet *et al.* (2003) y las variaciones direccionales y de intensidad del campo dipolar obtenidas a partir de las paleorreconstrucciones. Esto podría implicar que los *jerks* están asociados al campo no dipolar, que la definición inicial de Gallet *et al.* (2003) era imprecisa, o bien que su base de datos era aún incompleta.

9.1.2. Evolución del dipolo excéntrico en los últimos 10.000 años y relación energía no dipolar-energía dipolar

Gallet *et al.* (2009) añadieron una nueva forma de identificar a los *jerks* arqueomagnéticos relacionada con la asimetría hemisférica del campo geomagnético evaluada a partir del dipolo excéntrico. A diferencia de su propuesta inicial, este nuevo criterio de identificación es global, por lo que puede evaluarse fácilmente a partir de paleorreconstrucciones. Se trata de una notable diferencia respecto a la propuesta inicial de estos autores que identificaban los *jerks* arqueomagnéticos como fenómenos locales a partir de las curvas regionales de variación paleosecular. Pero, a diferencia del análisis de

Campuzano *et al.* (2019), estos autores consideran que en los impulsos del campo magnético existe una componente no dipolar.

El dipolo excéntrico, como se ha visto en Capítulos anteriores de esta Tesis, está definido por los coeficientes de Gauss de grado $n = 1$ y $n = 2$ (ecuaciones [3.2] y [3.3]), lo que significa que tanto el dipolo como el cuadrupolo son relevantes para su construcción. Gallet *et al.* (2009) establecieron con su estudio que los *arqueojerks* tenían lugar cuando se registraba un máximo en la distancia del dipolo excéntrico (R_c) al centro de la Tierra que coincidiese con valores máximos en la ratio entre la energía del cuadrupolo y del dipolo (ecuaciones [3.16] y [3.18]). Al tratarse de una relación entre las energías de dos términos del campo geomagnético, los máximos podrían venir dados por un mínimo de la energía dipolar o por un máximo del cuadrupolo, aunque se debe tener en cuenta la diferencia de casi un orden de magnitud entre las energías de cada término.

Siguiendo este criterio, en los últimos tres milenios según la paleorreconstrucción CALS7k.2 (Korte y Constable, 2005) habrían ocurrido cuatro *arqueojerks* en 500 a.C., 200 d.C., 800 d.C. y en torno a 1400 d.C.; que son coincidentes con los que detectaron Gallet *et al.* (2003) a partir de la curva paleosecular de Francia, a excepción del ocurrido en 500 a.C.; y no se detecta el observado en la PSV en 800 a.C.

Pavón-Carrasco *et al.* (2014) realizaron el mismo análisis propuesto por Gallet *et al.* (2009) utilizando la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k y ampliando la búsqueda de *arqueojerks* a los últimos 10.000 años. En este trabajo se identificaron los siguientes *arqueojerks*: en 5000 a.C., en 4700 a.C., en 2800 a.C., en 1450 a.C., en 800 a.C., en 200 d.C., en 800 d.C. y en 1400 d.C. Los tres últimos son coherentes con lo estudiado por Gallet *et al.* (2009) con la paleorreconstrucción CALS7k.2 y el detectado en 800 a.C. por Gallet *et al.* (2003).

En esta sección se aplica este criterio de identificación para las paleorreconstrucciones CALS10k.2, SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age. Se incluyen también los resultados para el SHA.DIF.14k, con el que se ha trabajado en otros Capítulos de la Tesis (Figuras 9.4 y 9.5).

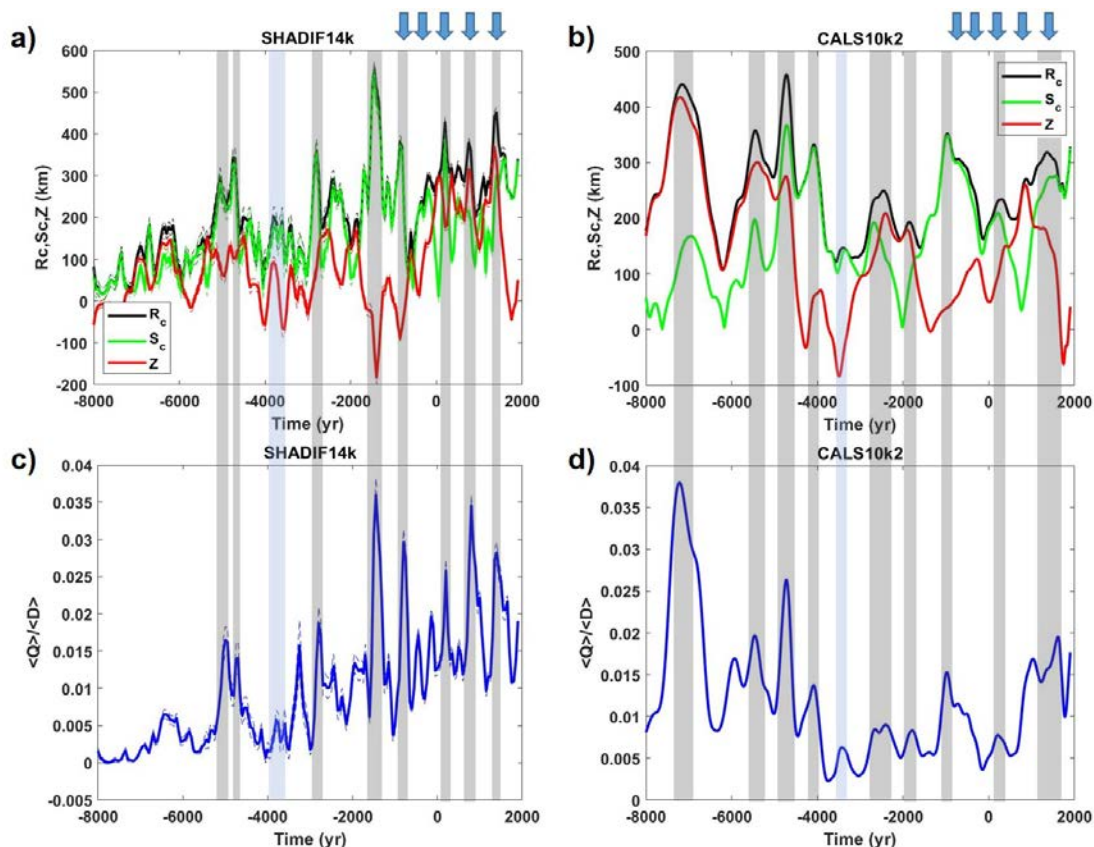


Figura 9.4. Evolución temporal de los parámetros del dipolo excéntrico: R_c , distancia radial al centro de la Tierra; S_c distancia ecuatorial al centro de la Tierra; y Z_c distancia vertical respecto al plano ecuatorial (a y b); ratio de la energía entre el cuadrupolo y el dipolo (c y d) según las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k, con su incertidumbre en línea discontinua, (a y c) y CALS10k.2 (b y d). Las barras grises indican tiempos de coincidencia entre máximos de R_c y $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$ y las barras azules señalan máximos relativos coincidentes pero de menor relevancia que los de las barras grises. Las flechas azules indican la ocurrencia de arqueojerks según Gallet et al., (2009).

En el caso del SHA.DIF.14k, se identifican los dos *arqueojerks* en 5000 a.C. y en 4700 a.C. En torno a 2800 a.C. y 1450 a.C. se detectan otros dos máximos coincidentes y los siguientes se corresponden con los propuestos por Gallet et al. (2009), indicados con flechas azules en la parte superior de la Figura 9.4. En total, se pueden identificar ocho *arqueojerks* con esta paleorreconstrucción siguiendo el criterio de Gallet et al. (2009), en la que se observan los máximos simultáneamente para el R_c y para el $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$. Estos resultados son coherentes con los presentados en el trabajo de Pavón-Carrasco et al. (2014). Se puede sugerir otro posible *arqueojerk* en torno a 3750 a.C. a partir de la visualización de varios máximos relativos seguidos aunque de menos intensidad (barra azul).

No obstante, Pavón-Carrasco *et al.* (2014) también indicaron tres eventos con un máximo de $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$ pero no de R_c en 200 a.C., 450 a.C. y 3250 a.C.

Por otro lado, los resultados obtenidos a partir de la paleorreconstrucción CALS10k.2 sugieren la existencia de nueve *arqueojerks*, de los cuales los identificados en ~ 2700 a.C., ~ 1700 a.C. y ~ 1400 d.C. no coinciden de forma precisa con los obtenidos a partir del SHA.DIF.14k. Con respecto al resto de posibles *jerks* arqueomagnéticos, se identifican dos anteriores al año 5000 a.C. en torno a 7200 a.C. y 5500 a.C. Este último podría considerarse coincidente con el *arqueojerk* en 5000 a.C. detectado por el SHA.DIF.14k si se tienen en cuenta las diferencias en las bases de datos utilizadas en las paleorreconstrucciones. También podría asemejarse el *arqueojerk* detectado en el CALS10k.2 en 1000 a.C. con el identificado en el SHA.DIF.14k y por Gallet *et al.* (2009) en 800 a.C. Por último, se encuentra un *jerk* arqueomagnético en torno a 4100 a.C. Al igual que en SHA.DIF.14k también hay una sucesión de máximos relativos de pequeña magnitud en torno a 3750 a.C. que podrían sugerir otro *arqueojerk* (barra azul).

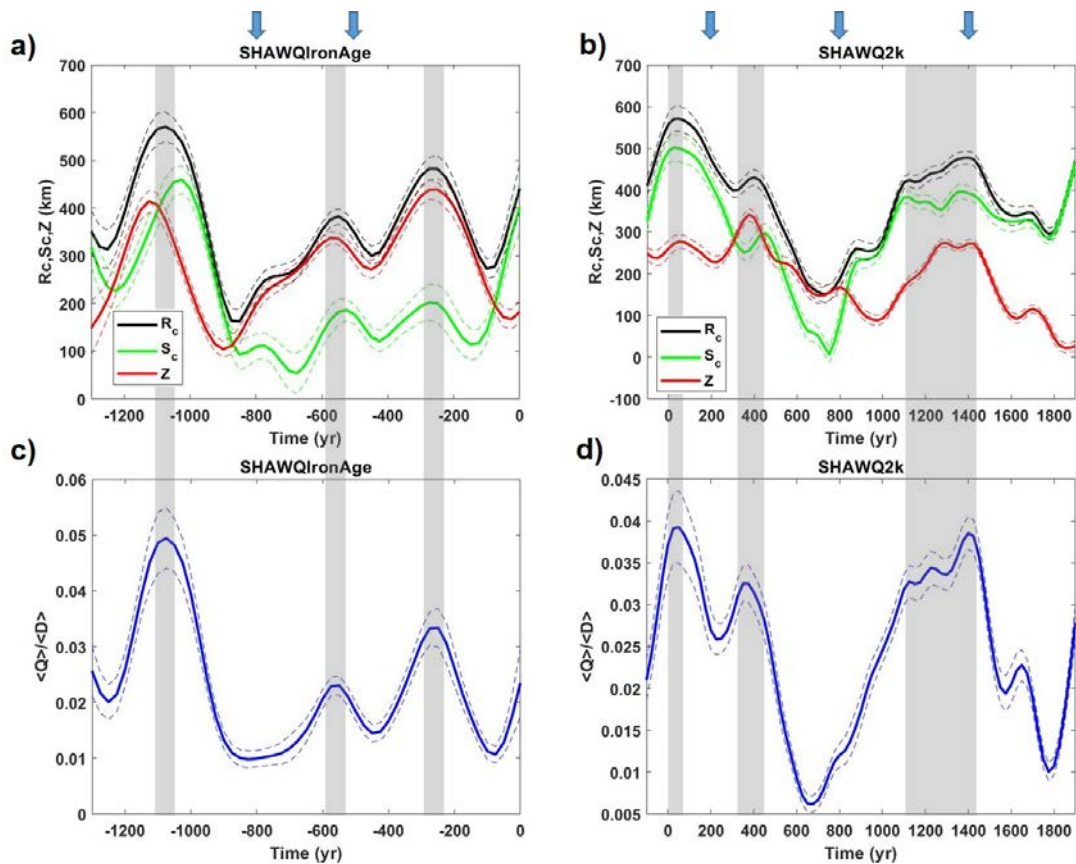


Figura 9.5. Evolución temporal de los parámetros del dipolo excéntrico: R_c , distancia radial al centro de la Tierra; S_c distancia ecuatorial al centro de la Tierra; y Z_c distancia vertical respecto al plano ecuatorial (**a** y **b**); ratio de la energía entre el cuadrupolo y el dipolo (**c** y **d**) según las paleorreconstrucciones SHAWQ-Iron Age (**a** y **c**) y SHAWQ2k (**b** y **d**), con sus incertidumbres en línea discontinua. Las barras grises indican tiempos de coincidencia entre máximos de R_c y $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$. Las flechas azules indican la ocurrencia de arqueojerks según Gallet et al. (2009).

Utilizando las paleorreconstrucciones SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age se ha estudiado en detalle el intervalo temporal entre 1300 a.C. y 1900 d.C. (Figura 9.5). El SHAWQ-Iron Age cubre una ventana temporal pequeña, de tan solo 1300 años. Sin embargo, se pueden identificar tres máximos que cumplen las condiciones de *arqueojerk* según el criterio estudiado en esta sección (barras grises) que ocurren en ~1075 a.C., en ~550 a.C. y en ~250 a.C. El *jerk* arqueomagnético de ~550 a.C. parece ser coherente con el propuesto por Gallet et al. (2009), indicado con la segunda flecha azul en la parte superior de la Figura 9.5a en 500 a.C.

Entre 1100 d.C. y 1400 d.C. el dipolo excéntrico muestra un máximo relativo en su distancia al centro de la Tierra coincidente con un máximo en $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$, aunque el mayor valor en ambos casos se registra en torno a 1400 d.C. Esta época sería compatible con el propuesto por Gallet et al, (2003, 2009) marcado como la última flecha azul en Figura 9.5b. Esta paleorreconstrucción muestra otros dos picos coincidentes en la ratio de energía cuadrupolo-dipolo y en el R_c del dipolo excéntrico: en ~50 d.C. y ~400 d.C. Destaca que en torno al año 700-800 d.C., época propuesta como posible *arqueojerk* por Gallet et al. (2009) y observado en el SHA.DIF.14k, se detecte un mínimo tanto en la ratio de energía cuadrupolo-dipolo como en la distancia al centro de la Tierra del dipolo excéntrico (R_c).

Hasta ahora se ha seguido el criterio de identificación aportado por Gallet et al. (2009) que utilizaba como relación entre energías únicamente la aportación del cuadrupolo por ser el término no dipolar mejor definido en la paleorreconstrucción que utilizó en su estudio, el CALS7k.2 (Korte y Constable, 2005). A continuación, se analizan los resultados obtenidos cuando se consideran términos de orden superior y se calcula la ratio entre energía no dipolar y energía dipolar. La Figura 9.6 muestra las diferencias entre considerar la relación entre el total de la contribución no dipolar respecto a la energía dipolar

o únicamente considerar la contribución del cuadrupolo ($\langle END \rangle / \langle D \rangle$ rojo y $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$ azul, respectivamente). En todos los casos los valores de esta relación son superiores para $\langle END \rangle / \langle D \rangle$, ya que la energía de todos los términos no dipolares es mayor que solo la del término cuadrupolar. Con respecto a la ocurrencia de máximos, no se observan grandes diferencias, lo que indica que la mayor contribución energética al campo no dipolar proviene del cuadrupolo. Excepto en el CALS10k.2 (Figura 9.6b) que presenta un máximo en $\langle END \rangle / \langle D \rangle$ en torno a 5500 a.C. que no se detecta en $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$, y en el SHAWQ-Iron Age (Figura 9.6c), donde el máximo de $\langle Q \rangle / \langle D \rangle$ que se observaba en ~ 550 a.C. se produce antes en la $\langle END \rangle / \langle ED \rangle$, en torno a ~ 700 a.C. Al considerar la definición de $\langle END \rangle / \langle ED \rangle$ el *arqueojerk* en torno a 550 a.C., que era compatible con el propuesto por Gallet *et al.* (2009), no se detectaría.

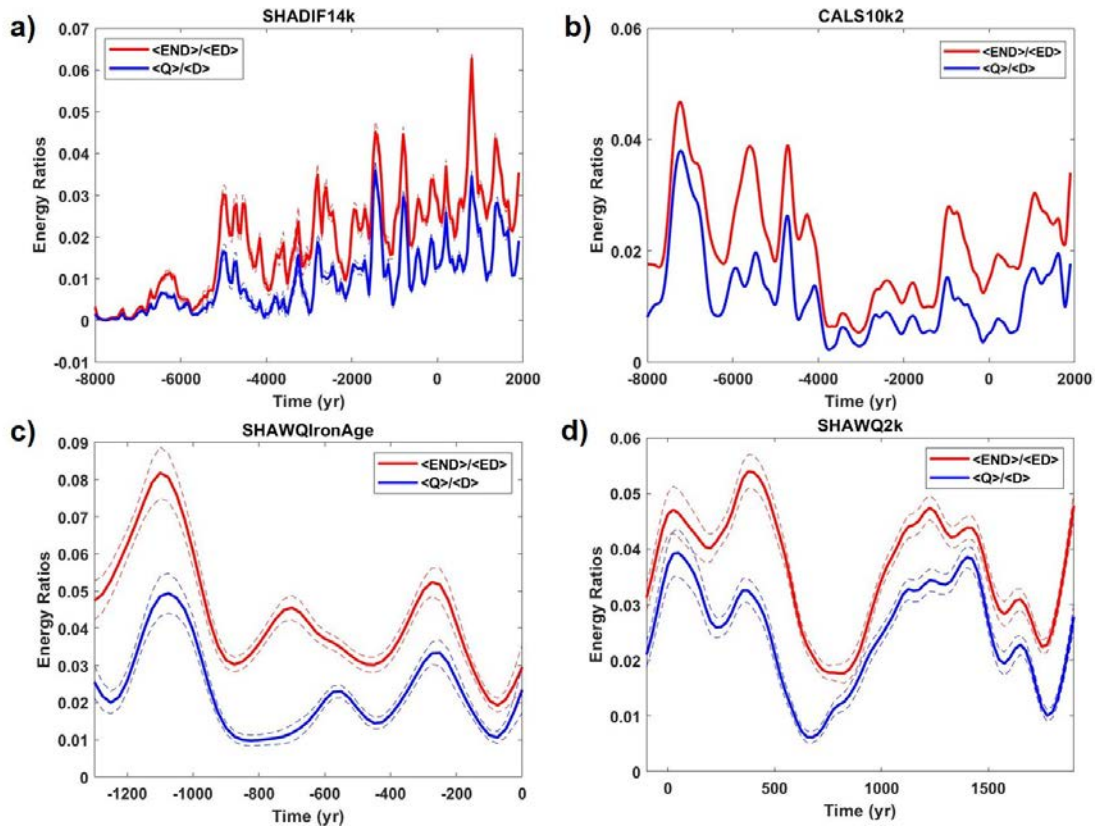


Figura 9.6. Evolución temporal de las ratio de energía entre términos no dipolares y dipolares (rojo) y la energía del cuadrupolo y dipolo (azul), para las cuatro paleorreconstrucciones utilizadas. Las incertidumbres se muestran en línea discontinua. Nótese la diferencia en la escala vertical entre las paleorreconstrucciones **a)** SHA.DIF.14k; **b)** CALS10k.2; **c)** SHAWQ-Iron Age; **d)** SHAWQ2k.

9.1.3. Cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético en el CMB

Otra forma de entender los *jerks* está relacionada con la deriva del campo geomagnético. En esta sección se representan los diagramas Tiempo-Longitud (TL), también conocidos como diagramas Hovmöller (sección 3.3.3), para analizar la deriva del campo geomagnético en el CMB según varias paleorreconstrucciones. Según Dumberry y Finlay (2007) la ocurrencia de *jerks* arqueomagnéticos podría asociarse con cambios en el sentido de la deriva del campo (hacia el oeste o hacia el este). El análisis que se ha realizado en esta Tesis se ha hecho de forma cualitativa. Para realizar un estudio cuantitativo se podrían emplear técnicas como la transformada de Radon, utilizada por Dumberry y Finlay (2007). Pero esto se deja para posibles trabajos futuros orientados al estudio detallado de la deriva del campo geomagnético.

En el Anexo VIII se muestran los resultados obtenidos empleando el mismo modelo que utilizaron Dumberry y Finlay (2007), el modelo CALS7k.2, y siguiendo la misma metodología y filtrado de la componente radial del campo geomagnético en el CMB, \tilde{B}_r (ver sección 3.3.3, Figura 3.5). Como era de esperar, los resultados obtenidos son idénticos (sección 2.4).

Para las paleorreconstrucciones de mayor ventana temporal, las basadas en los modelos CALS10k.2 (sucesor del modelo CALS7k.2) y SHA.DIF.14k, se ha considerado una frecuencia de corte de 2.000 años siguiendo las indicaciones de Finlay (2005) y Dumberry y Finlay (2007). Mientras que las frecuencias de corte utilizadas en las paleorreconstrucciones más cortas, SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age (con ventanas temporales de 2.000 y 1.300 años), han sido de 600 y 400 años, respectivamente. La elección de estos valores está basada en los resultados del análisis de frecuencias realizado en el Capítulo 6 de esta Tesis. Se han llevado a cabo varias pruebas referentes tanto a la frecuencia de corte como al grado armónico máximo considerado para el cálculo del \tilde{B}_r , con la intención de resaltar las variaciones en los diagramas de Hovmöller. Finalmente, se escogieron las frecuencias indicadas y un grado armónico máximo $n = 6$, para evitar el efecto de términos superiores que no están tan bien definidos y pueden estar afectados por la parametrización de la paleorreconstrucción.

En la Figura 9.7 se presentan los diagramas de Hovmöller del campo radial procesado en el CMB para distintas latitudes del hemisferio norte según la paleorreconstrucción CALS10k.2. Aunque esta paleorreconstrucción tiene buena cobertura espacial y temporal por incluir datos sedimentarios, se ha decidido centrar el análisis en el hemisferio norte puesto que es donde mejor definidas están todas las reconstrucciones del campo geomagnético al disponer de más datos y poder así comparar los resultados. Como se ha mencionado a lo largo de esta Tesis, debe tenerse en cuenta que el hecho de incluir datos sedimentarios suaviza notablemente la variación paleosecular (Capítulo 2).

Como se observa en la Figura 9.7, a altas latitudes los lóbulos de \tilde{B}_r se desplazan de forma longitudinal, no apreciándose una deriva del campo. A medida que se baja en latitud, se puede observar un predominio del movimiento de los lóbulos hacia el oeste (indicado en la Figura 9.7 a 50°N con línea negra discontinua). A bajas latitudes los lóbulos se van atenuando, por lo que se centra el análisis en latitudes medias, que es donde tenemos una mejor cobertura de datos. La tendencia dominante de desplazamiento de los lóbulos hacia el oeste está más marcada en el hemisferio occidental y parece estar presente durante todo el intervalo temporal hasta el año 500-1000 d.C. en el que se observa un movimiento hacia el este (Figura 9.7 a 50°N, línea verde discontinua). Entre el año 3000 y el año 1000 a.C. también se observan algunos lóbulos con deriva hacia el este, pero la tendencia no es suficientemente clara. Para periodos anteriores a 3000 a.C. solo se observan tendencias de deriva hacia el oeste. Se ha calculado también una velocidad media en la deriva del campo geomagnético. La velocidad de deriva hacia el este se encuentra en torno a los 0,2°/año, mientras que las derivas hacia el oeste tienen velocidades entre los 0,1°/año y los 0,15°/año.

Estas observaciones indicarían la presencia de un *arqueojerk* en torno a 500-1000 d.C. según el criterio de identificación de Dumberry y Finlay (2007).

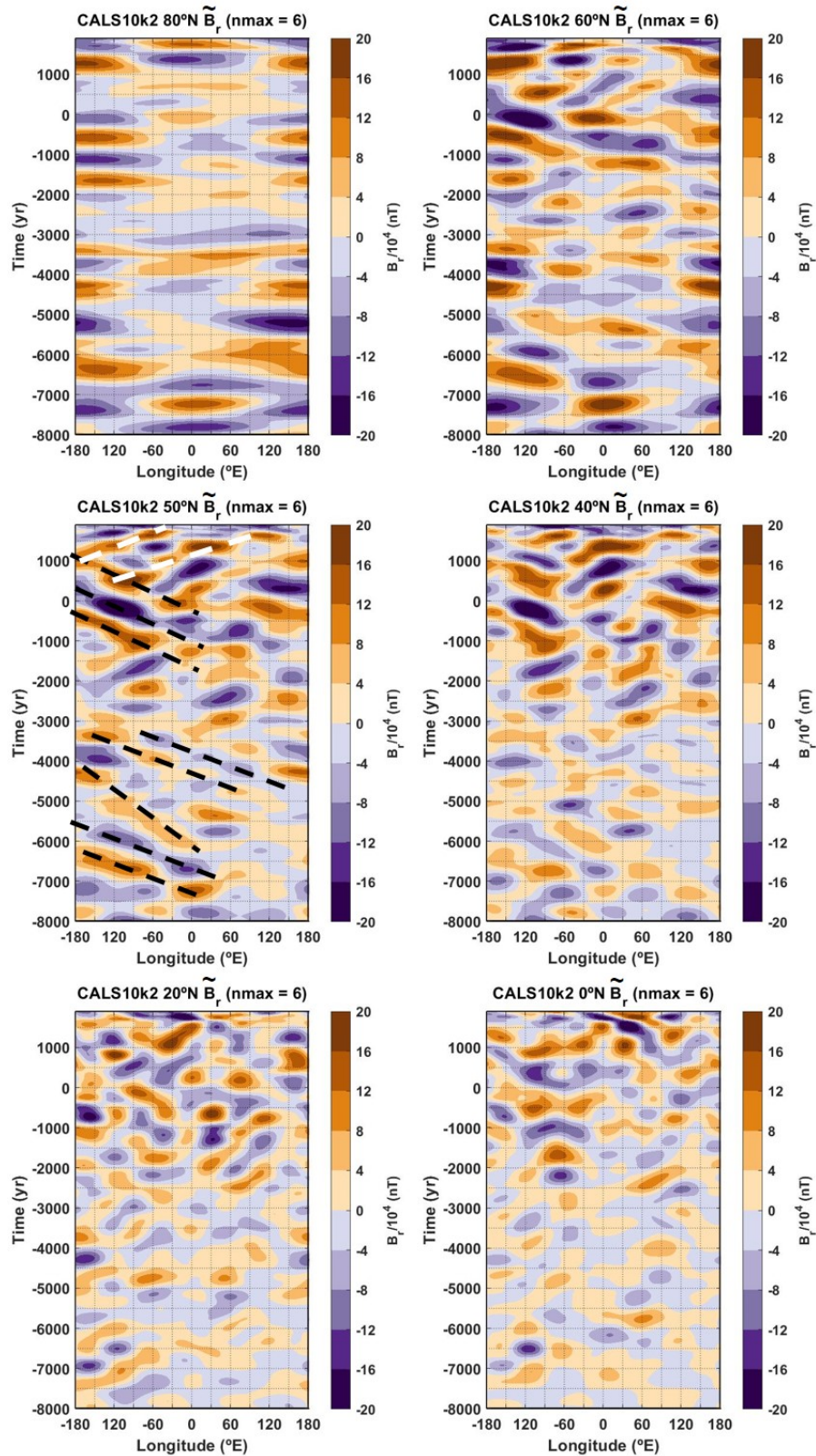


Figura 9.7. Diagramas de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el CALS10k.2 a diferentes latitudes (de arriba abajo y de izquierda a derecha): 80°N, 60°N, 50°N, 40°N, 20°N y ecuador (0°). A 50°N se remarcan con líneas discontinuas los movimientos azimutales más predominantes del campo radial (ver texto).

En el análisis realizado sobre la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k (Figura 9.8), que cubre la misma ventana temporal que la del CALS10k.2, se observan los mismos patrones longitudinales a altas latitudes y los lóbulos más discontinuos en el ecuador. Para latitudes medias, entre los 40°N y los 60°N se pueden identificar movimientos azimutales del \tilde{B}_r , pero algo peor definidos que los obtenidos a partir del modelo CALS10k.2. La tendencia general en los últimos 3.000 años parece ser predominantemente hacia el oeste, y más clara en el hemisferio oriental (Figura 9.8 a 50°N, líneas discontinuas negras), donde se sitúa la mayor información arqueomagnética. La velocidad de deriva estimada es de $\sim 0,2^\circ/\text{año}$. Entre 3000 a.C. y 1500 a.C. se observan desplazamientos hacia el este (Figura 9.8 a 50°N, líneas discontinuas blancas) con velocidades de $\sim 0,2^\circ/\text{año}$. No se observa un patrón claro en épocas anteriores. La escasez de registros arqueomagnéticos en periodos anteriores a 4000 a.C., hace que el modelo SHA.DIF.14k tenga poca resolución para determinar la deriva del campo.

Siguiendo el criterio de Dumberry y Finlay (2007) a partir del cambio en la tendencia del movimiento azimutal del \tilde{B}_r , podría identificarse un *arqueojerk* en torno a 1500 a.C., resultado compatible con el encontrado en la sección anterior (a partir del dipolo excéntrico) cuando se analizó esta paleorreconstrucción (SHA.DIF.14k).

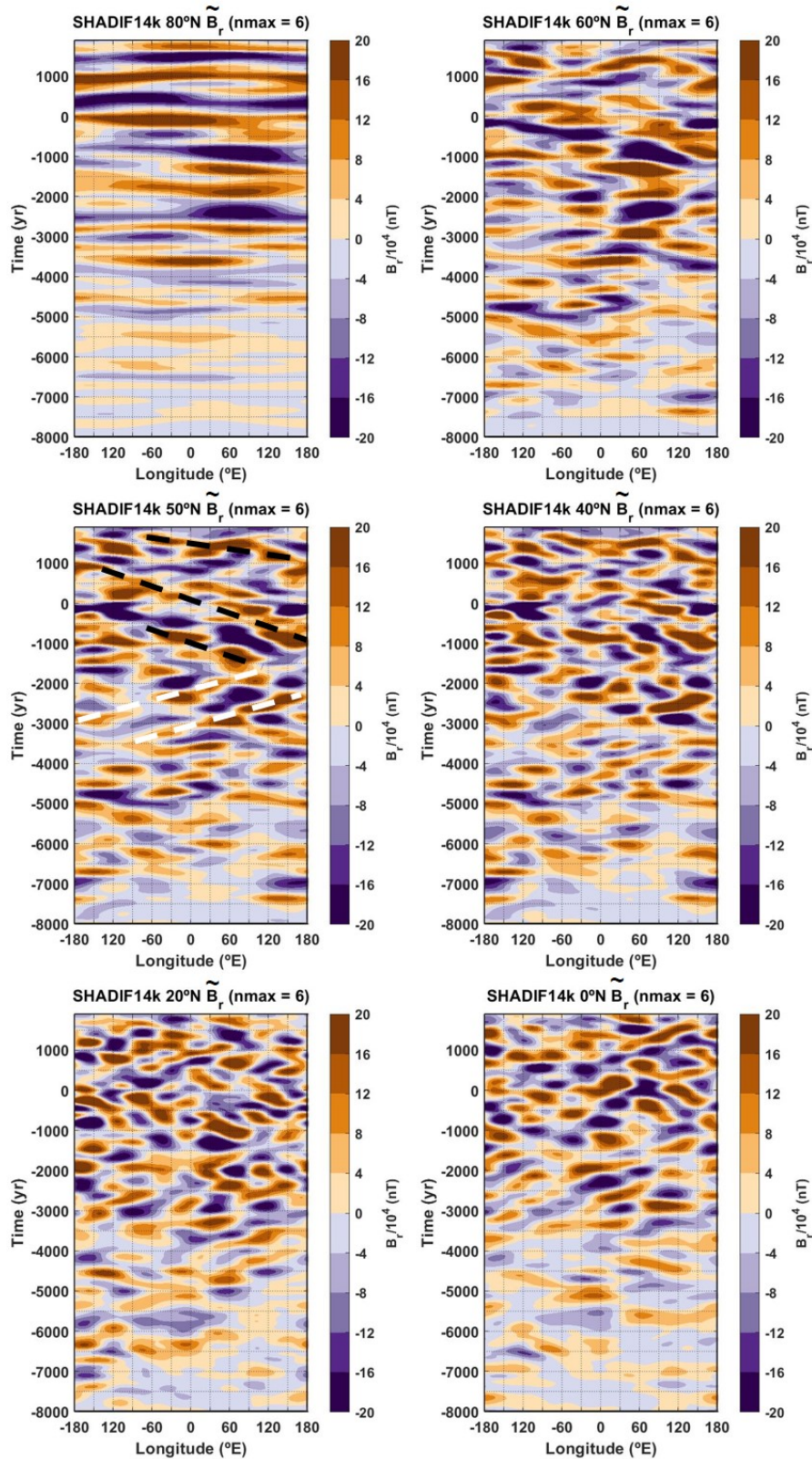


Figura 9.8. Diagramas de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el SHA.DIF.14k a diferentes latitudes (de arriba abajo y de izquierda a derecha): 80°N, 60°N, 50°N, 40°N, 20°N y ecuador (0°). A 50°N se remarcan con líneas discontinuas los movimientos azimutales más predominantes del campo radial (ver texto).

En torno al año 1000 a.C. tuvo lugar la LIAA (Capítulos 2 y 8). Para investigar más en detalle esta anomalía magnética se utiliza la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age (Figura 9.9). Entre los 60°N y los 40°N, el diagrama de Hovmöller presenta unos claros lóbulos positivos (color naranja) que migran hacia el este. La velocidad de deriva de estos lóbulos a una latitud de 50°N es de unos 0,5°/año. En concreto, la zona de emergencia de esta anomalía se encuentra centrada en torno a los 30°N y 35°E, en la zona de Oriente próximo. Por ello, se ha procesado también el diagrama de Hovmöller a 30°N (Figura 9.10). Para esta latitud el diagrama de Hovmöller señala una migración hacia el este (línea blanca discontinua) desde un poco antes del año 1000 a.C., que se pierde en la región de Oriente Próximo en torno a 500 a.C., o que interfiere con una tendencia de lóbulos orientados hacia el oeste.

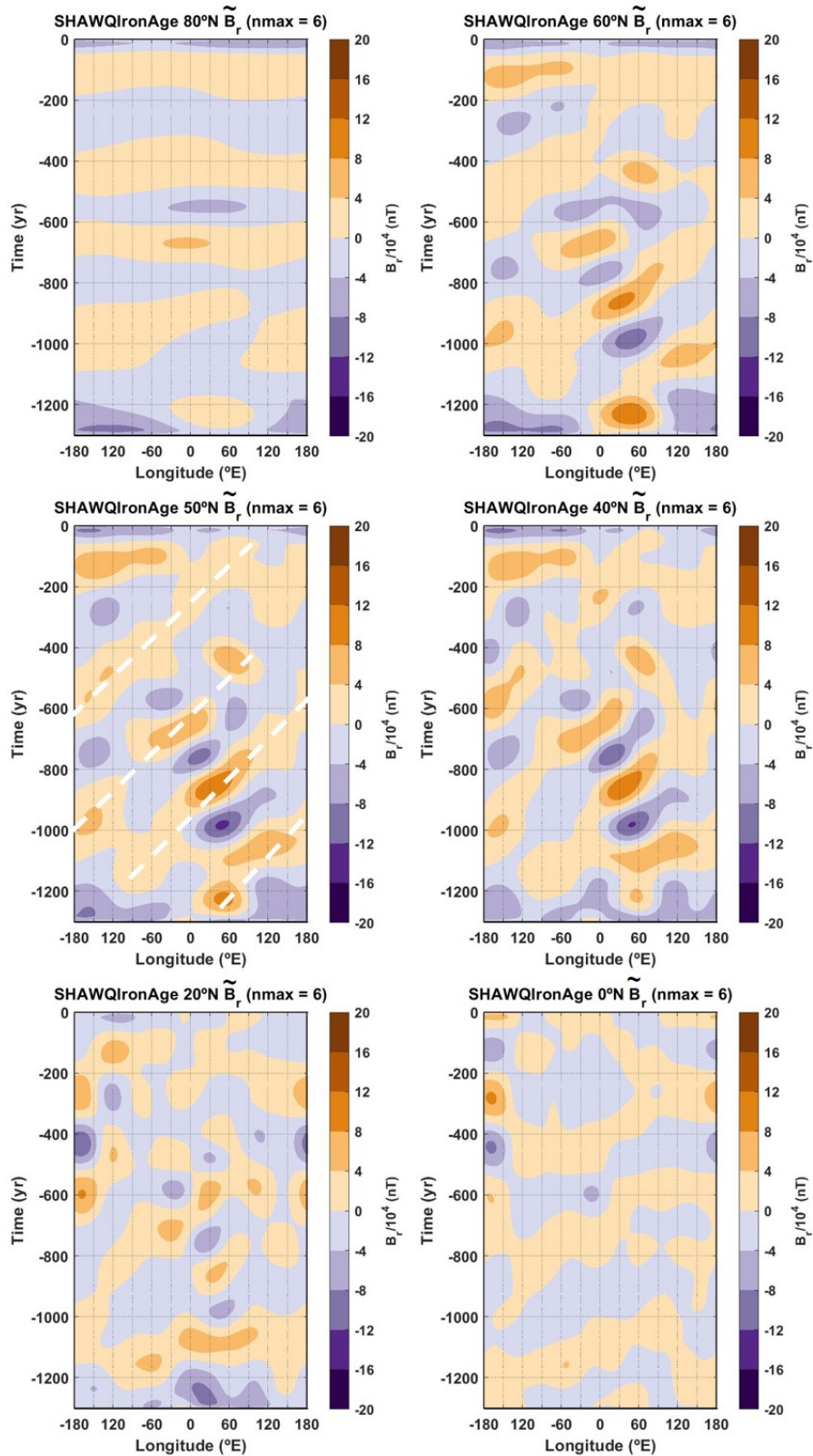


Figura 9.9. Diagramas de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el SHAWQ-Iron Age a diferentes latitudes (de arriba abajo y de izquierda a derecha): 80°N, 60°N, 50°N, 40°N, 20°N y ecuador (0°). A 50°N se remarcan con líneas discontinuas los movimientos azimutales más predominantes del campo radial (ver texto).

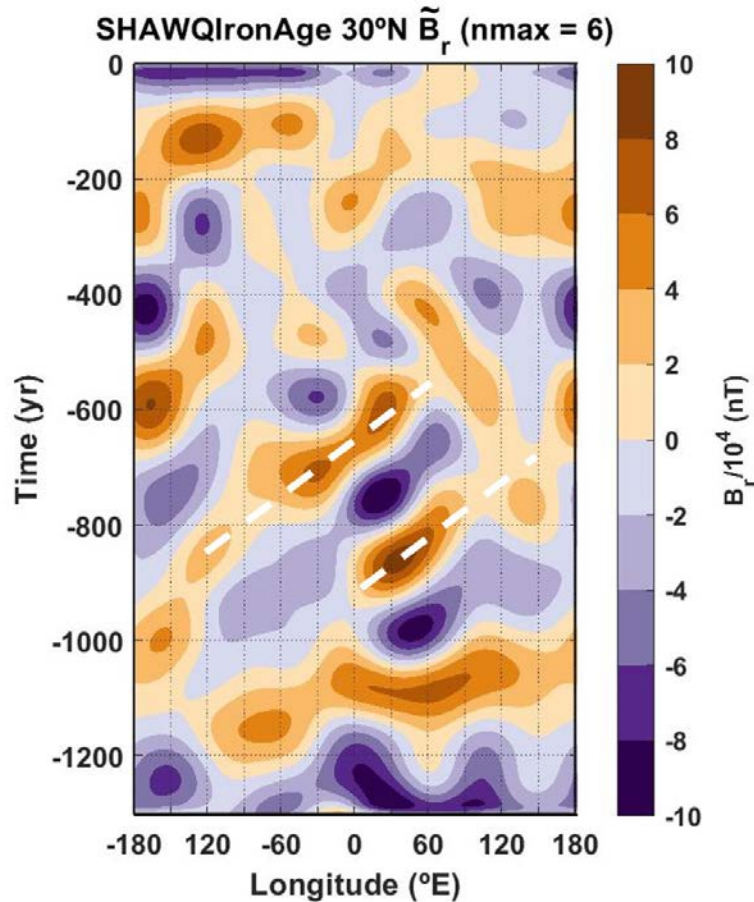


Figura 9.10. Diagrama de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el SHAWQ-Iron Age para la latitud de 30°N , cerca de la región de emergencia de la LIAA. Las líneas discontinuas blancas remarcan la deriva este de los lóbulos (ver texto). Nótese el cambio en la escala de colores respecto a la Figura 9.9.

En estudios anteriores centrados en la región del mediterráneo (Molina-Cardín *et al.*, 2018) o en Europa (Pavón-Carrasco *et al.*, 2021b), se ha observado que los máximos de intensidad del campo geomagnético observados en superficie asociados a la LIAA migraban hacia el oeste. Incluso propuestas basadas en paleorreconstrucciones globales sugerían una deriva hacia el noroeste (ver, por ejemplo, Davies y Constable, 2017). Aunque también hay otras propuestas que indican que la migración aparente de la LIAA corresponde a una extensión más o menos *in situ* de la anomalía o una migración ligera (Korte y Constable, 2018; Osete *et al.*, 2020; Rivero-Montero *et al.*, 2021) y que la observación parcial de la anomalía en una determinada región produce una migración aparente debido a su extensión.

Contrariamente a todas estas propuestas, los diagramas Hovmöller representados en las Figuras 9.9 y 9.10 sugieren una migración de los lóbulos en el CMB hacia el este en la región y tiempo de la LIAA (líneas discontinuas blancas). En la región central del diagrama (entre las longitudes 60°W y 60°E) la orientación este de los lóbulos se pierde en torno a 500-600 a.C. Dejando paso a una tenue orientación de los lóbulos hacia el oeste. Mientras que en la parte izquierda de la figura (longitudes 120-180°E) se mantiene la clara orientación este de los lóbulos.

Es indudable que aún se necesita mejor cobertura espacial (fundamentalmente cubriendo la región asiática) y temporal para definir la evolución de la LIAA y poder llegar a entender este fenómeno.

La tendencia de deriva hacia el este se observa en el hemisferio oriental durante el siguiente milenio según el SHAWQ2k, con una velocidad ligeramente inferior de $\sim 0,35^\circ/\text{año}$ (Figura 9.11 a 50°N, líneas discontinuas blancas). Sin embargo, en el hemisferio occidental se comienza a observar una tendencia oeste a partir del año ~ 700 d.C. que luego domina a partir del año 1000 d.C., con velocidades de en torno a $0,45^\circ/\text{año}$ (Figura 9.11 a 50°N, líneas discontinuas negras). Al igual que en el resto de paleorreconstrucciones, estas derivas son más claras en latitudes medias, entre los 40°N y los 60°N, aunque en el SHAWQ2k también hay una marcada tendencia al este a 20°N restringida en el hemisferio oriental desde 100 a.C. a 600 d.C. (Figura 9.11 a 20°N, líneas discontinuas blancas) que sigue siendo observable en el ecuador, pero más difuminada. El cambio de tendencia de este a oeste observada con esta paleorreconstrucción ocurre en torno al año 700 d.C., que podría ser compatible con los cambios observados en torno al año 700 en la sección anterior y con el *jerk* arqueomagnético en 800 d.C. propuesto por Gallet *et al.* (2009). A partir de esa época se identifica a latitudes medias un patrón de deriva hacia el oeste en el hemisferio occidental.

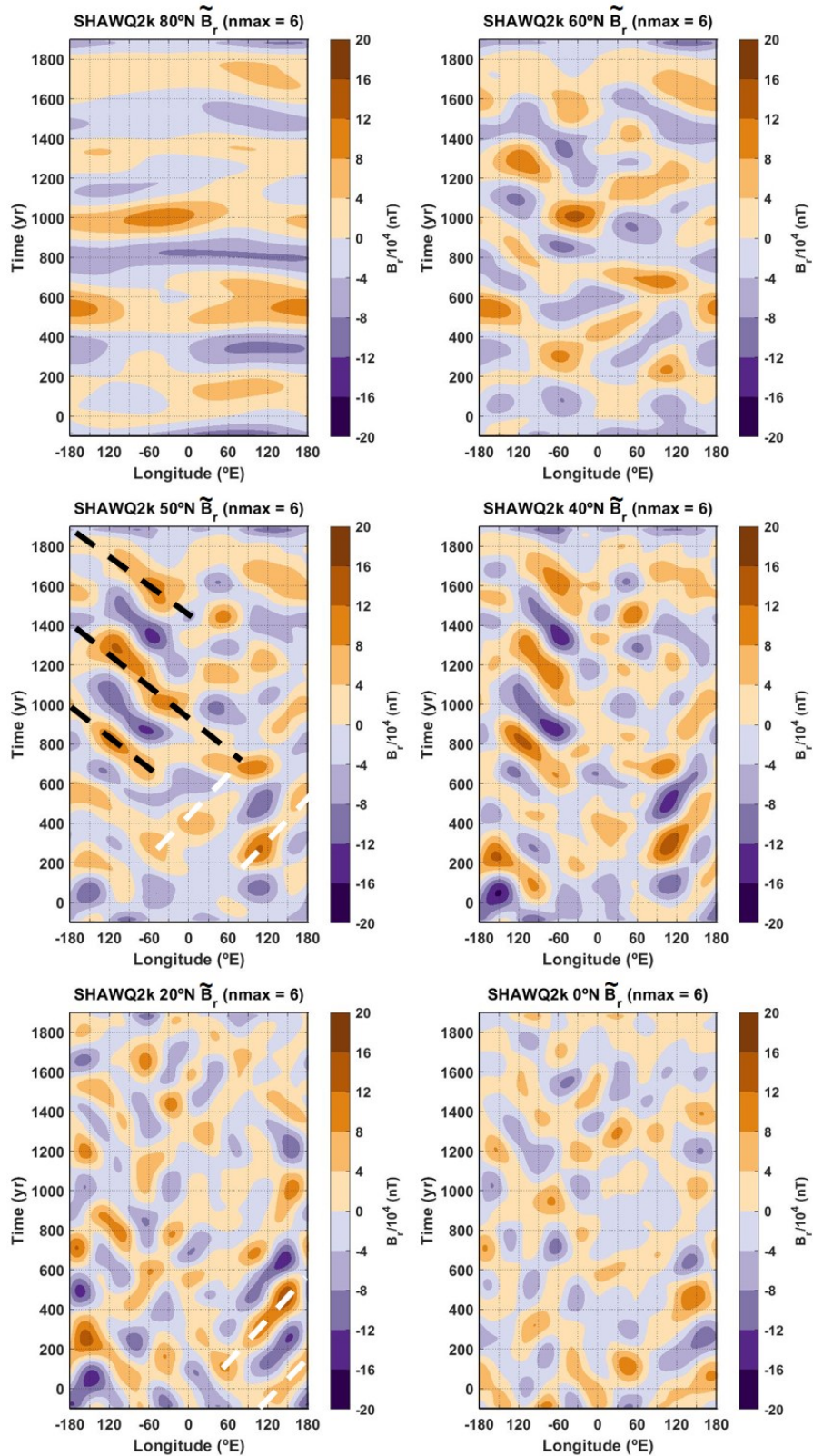


Figura 9.11. Diagramas de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el SHAWQ2k a diferentes latitudes (de arriba abajo y de izquierda a derecha): 80°N, 60°N, 50°N, 40°N, 20°N y ecuador (0°). A 50°N y 20°N se remarcan con líneas discontinuas los movimientos azimutales más predominantes del campo radial (ver texto).

Puesto que la paleorreconstrucción SHAWQ2k se realizó enfocada al análisis de la emergencia y evolución de la SAA (Capítulos 2 y 8), se han representado también los diagramas de Hovmöller del \tilde{B}_r para el hemisferio sur entre las latitudes de 20°S y 50°S (Figura 9.12), para comprobar si los movimientos azimutales del campo radial en el CMB son coherentes con la deriva al oeste que describe esta anomalía.

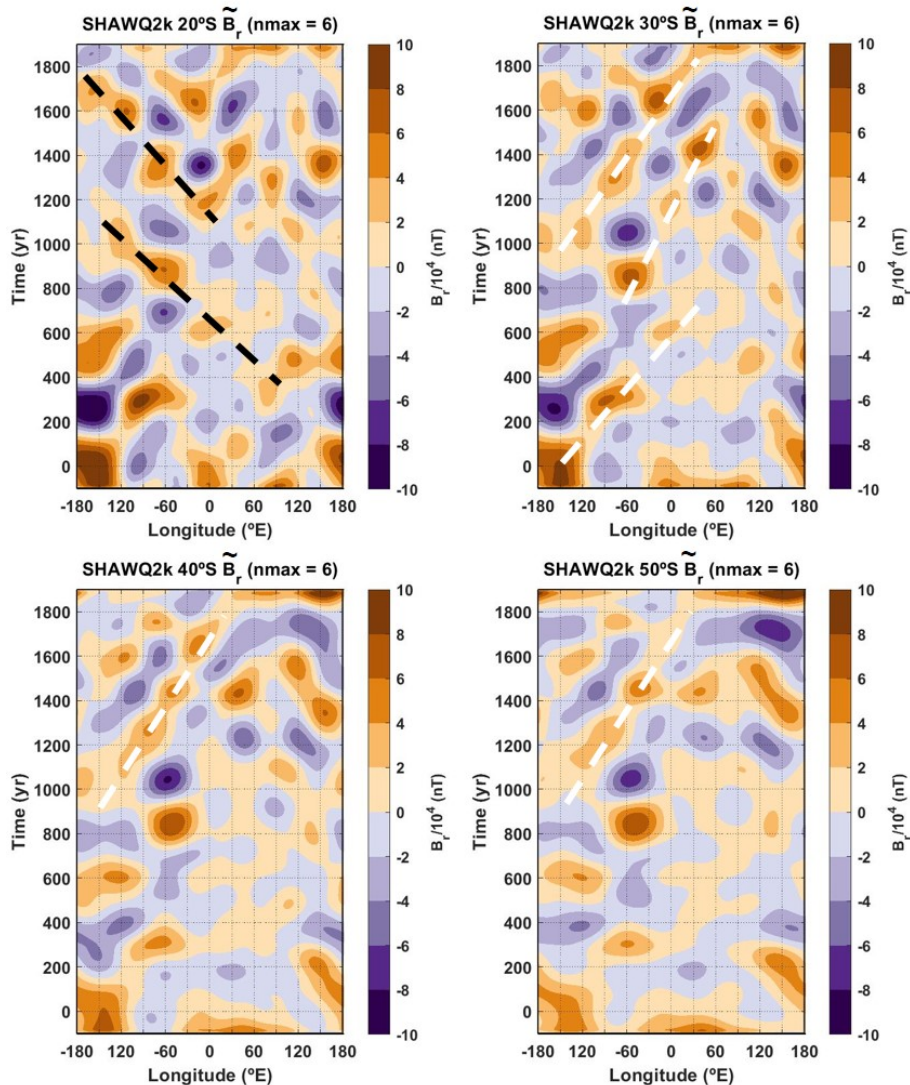


Figura 9.12. Diagrama de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el SHAWQ2k para las latitudes (de arriba abajo y de izquierda a derecha): 20°S, 30°S, 40°S y 50°S, en la región de la SAA. Se remarcan con líneas discontinuas los movimientos azimutales más relevantes. Nótese el cambio en la escala de colores respecto a la Figura 9.11.

La Figura 9.12 solo muestra una deriva al oeste en la latitud de 20°S (líneas discontinuas negras), desde 400 d.C. hasta 1800 d.C., con dos lóbulos más

marcados, uno entre 900 d.C. y 1100 d.C. y otro entre 1200 d.C. y 1800 d.C., ambos con una velocidad de en torno a $0,3^\circ/\text{año}$. Estos lóbulos podrían estar relacionados con el desplazamiento de la SAA desde el continente africano hacia el continente americano entre 1200 d.C. y 1400 d.C. (Campuzano *et al.*, 2019). En latitudes más al sur no se observa una deriva al oeste, siendo predominante un movimiento azimutal del campo radial hacia el este (líneas discontinuas blancas), con velocidades en torno a los $0,15^\circ/\text{año}$. La relación, por tanto, entre la evolución de las anomalías y del movimiento azimutal de los flujos del B_r en el CMB no parece sencilla.

Vistos los resultados de las cuatro paleorreconstrucciones analizadas, no se puede establecer una clara conexión entre los impulsos en la variación paleosecular observados en superficie y los cambios en la deriva del campo geomagnético en el CMB, como sugerían Dumberry y Finlay (2007) a partir de la paleorreconstrucción CALS7k.2.

Además, al comparar los mismos intervalos temporales en distintas paleorreconstrucciones se obtienen resultados contradictorios. Por ejemplo, en el último milenio solo el modelo CALS10k.2 muestra derivas predominantemente este del \tilde{B}_r , mientras que en el SHA.DIF.14k y SHAWQ2k predomina el movimiento hacia el oeste. Esta deriva hacia el oeste es compatible con lo observado en el modelo geomagnético *gufm1* para los últimos 400 años (Jackson *et al.*, 2000), que, según el estudio de Finlay y Jackson (2003) para latitudes medias, se obtenía un desplazamiento al oeste del flujo azimutal con velocidades de $\sim 0,27^\circ/\text{año}$. Orden de magnitud similar al estimado a partir del modelo SHA.DIF.14k.

Sería esperable que tanto el modelo SHA.DIF.14k como el CALS10k.2 mostrasen la deriva al oeste puesto que ambos constriñen el modelo con el *gufm1* para los últimos 400 años y, sin embargo, solo el SHA.DIF.14k lo muestra claramente. Por otra parte, el modelo SHAWQ2k también presenta esa deriva hacia el oeste a pesar de no incluir datos magnéticos históricos, aunque con una velocidad de deriva superior a la estimada por (Finlay y Jackson, 2003), de $\sim 0,45^\circ/\text{año}$. Esta relación podría indicar que la deriva hacia el este del último milenio en el CALS10k.2 esté influenciada por la inclusión de registros

sedimentarios en su generación, que ni SHA.DIF.14k ni SHAWQ2k incluyen (ver sección 2.1.4).

Las diferencias entre los resultados aportados por diferentes paleorreconstrucciones también son notables en épocas anteriores. Destaca especialmente la deriva al este observada entre 1000 a.C. y 500 d.C. por la familia de paleorreconstrucciones SHAWQ que no se observa ni en el modelo SHA.DIF.14k ni en el CALS10k.2. Esta deriva puede estar influenciada por la presencia de la LIAA, ya que los SHAWQ incluyen más datos magnéticos de esa región que los disponibles en el momento de generación del SHA.DIF.14k y del CALS10k.2. Pero incluso estas dos paleorreconstrucciones tampoco comparten la tendencia general en épocas anteriores a 1000 a.C., mostrando el CALS10k.2 una deriva oeste y el SHA.DIF.14k una deriva este. En tiempos anteriores al año 4000 a.C. la identificación de algún tipo de tendencia en cualquiera de las dos paleorreconstrucciones es compleja debido al menor número de registros paleomagnéticos.

Llegados a este punto cabe preguntarse hasta qué punto las paleorreconstrucciones disponibles hasta el momento tienen la suficiente precisión como para determinar coherentemente los movimientos azimutales del flujo del campo magnético en el CMB. Las paleorreconstrucciones que aportan resultados más coherentes entre sí y con los modelos históricos (en las épocas de solapamiento) son los modelos SHAWQ. Lo que podría indicar que, por ahora, son estos modelos los que mejor constriñen estos flujos en el CMB.

9.1.4. Discusión: los *jerks* arqueomagnéticos

La variación paleosecular experimenta cambios bruscos de tendencia pero, aún no hay un consenso en la comunidad científica sobre lo que es un *jerk* arqueomagnético. Identificarlo correctamente implica, en cierta manera, sugerir su origen.

En la Figura 9.13 se resumen los *jerks* arqueomagnéticos que se obtendrían según los tres planteamientos analizados en esta Tesis, junto con los primeros *jerks* propuestos por Gallet *et al.* (2003, 2009) y Pavón-Carrasco *et al.* (2009). Los detectados por Pavón-Carrasco *et al.* (2014) a partir del modelo SHA.DIF.14k por el criterio de identificación 2, basado en la distancia al centro

de la Tierra del dipolo excéntrico y la energía de campo, coinciden con los determinados en este trabajo y se indican como SHA.DIF.14k (flechas de color claro). En esta figura se representan conjuntamente los resultados del SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age y se denominan como “Familia SHAWQ”.

Cuando se analizan los resultados de la Figura 9.13 hay que tener en cuenta que en cada criterio de identificación están involucrados diferentes componentes de la variación paleosecular. En el primer criterio, movimiento del polo geomagnético, se está considerando solo la variación del campo dipolar, mientras que al hablar de asimetrías del campo geomagnético se involucra al dipolo excéntrico (segundo criterio) y se está incorporando al cuadrupolo, el término más relevante del campo no dipolar. Por otra parte, en el tercer criterio, cuando se analiza el flujo azimutal, se están eliminando las variaciones de los términos axiales del campo. Por ello, es factible que los posibles *arqueojerks* identificados con los diferentes criterios puedan no coincidir.

Existen algunas diferencias en la información que aportan las distintas paleorreconstrucciones utilizadas, que se encuentran dentro de lo esperado y están provocadas principalmente por las diferentes bases de datos usadas en la generación de los modelos. Como se ha comentado anteriormente en esta Tesis, la paleorreconstrucción CALS10k.2 incluye datos sedimentarios que el SHA.DIF.14k y la familia SHAWQ no consideran. Esto hace que las variaciones del campo geomagnético reproducidas por el CALS10k.2 sean suaves, obteniendo un menor número de *arqueojerks* con este modelo que con los demás utilizados en el estudio. Los datos termomagnéticos reproducen instantáneas del campo, por lo que los modelos generados a partir de estas bases de datos (SHA.DIF.14k y la familia SHAWQ) presentan mayor variabilidad y, por tanto, son potencialmente más capaces de detectar un número mayor de *arqueojerks*.

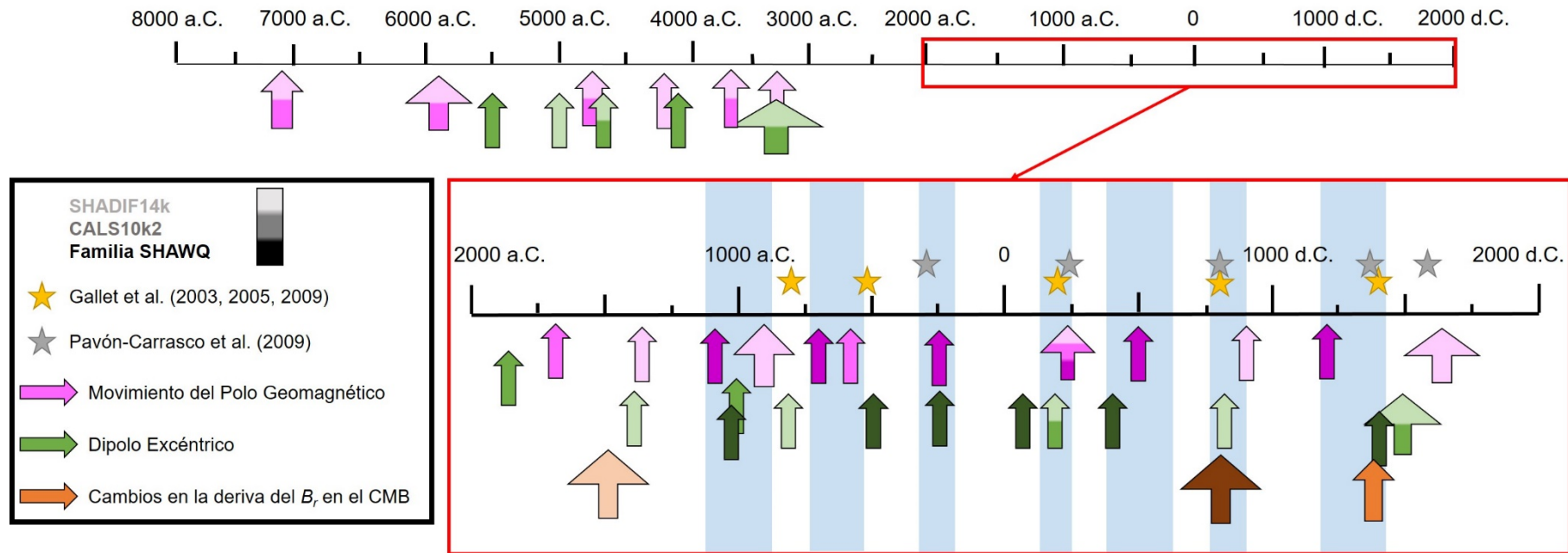


Figura 9.13. Resumen esquemático de la ocurrencia de jerks arqueomagnéticos identificados según los tres criterios identificativos analizados en cada subsección: 1) a partir de cambios bruscos en el movimiento del polo geomagnético (flechas de tonos rosas, sección 9.1.1); 2) a partir de momentos de máxima distancia del centro de la Tierra del dipolo excéntrico y máximos en la ratio de energía cuadrupolo-dipolo (flechas de tonos verdes, sección 9.1.2); y 3) a partir de cambios en la deriva este-oeste del campo radial en el CMB (flechas de tonos naranjas, sección 9.1.3). La intensidad en los colores hace referencia a cada paleorreconstrucción: claro para el SHA.DIF.14k, intermedio para el CAL510k.2 y oscuro para la familia SHAWQ (SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age). Aquellas flechas con más de un tono indicarán la coincidencia de resultados entre paleorreconstrucciones. El tamaño de la cabeza de la flecha da una estimación de incertidumbre. Las estrellas se corresponden con jerks arqueomagnéticos identificados en otros trabajos: en amarillo los dados por Gallet et al. (2003, 2005, 2009) y las grises los incluidos en el trabajo de Pavón-Carrasco et al. (2009). Los intervalos azules se corresponden con los seis arqueojerks propuestos (ver texto). Nótese que se ha el cambio en la escala para la línea temporal desde el año 8000 a.C. al año 2000 a.C. y la línea temporal desde el año 2000 a.C. al año 2000 d.C., para diferenciar mejor los arqueojerks ocurridos en los últimos 4.000 años (remarcado con un cuadrado rojo).

También hay que considerar que el modelo SHA.DIF.14k tiene una amplia cobertura temporal, pero fue publicado en el año 2014 (Pavón-Carrasco *et al.*, 2014a) por lo que no incluye los datos más recientes. Entre ellos, la ausencia más notable son los datos que caracterizan a la LIAA. Por otra parte, la familia de paleorreconstrucciones SHAWQ son más completas porque incluyen datos arqueomagnéticos más recientes y la cobertura espacial de los datos es mejor, además de incluir criterios de calidad en su procesado. Sin embargo, solo cubren los últimos 4.000 años.

Teniendo todos estos factores en consideración, a continuación se analizan las variaciones bruscas del paleocampo separándolo en dos periodos: el intervalo de 8000 a.C. a 1500 a.C. y los últimos 3.500 años.

Los cambios producidos en épocas anteriores al año 2000 a.C. se han estudiado mediante las dos paleorreconstrucciones disponibles de mayor cobertura temporal, el SHA.DIF.14k y el CALS10k.2. En ese periodo temporal el número de datos magnéticos es mucho más escaso que para épocas más recientes, lo que dificulta la identificación de *arqueojerks*. Sin embargo, se puede observar una cierta coherencia entre ambas paleorreconstrucciones, para los dos primeros criterios utilizados. En torno a 4700 a.C. se produce un cambio brusco en la trayectoria del polo geomagnético junto con un máximo desplazamiento en el dipolo excéntrico. Lo mismo ocurre en torno a 3200 a.C. y 4200 a.C., pero este último solo observado en el modelo SHA.DIF.14k. Por lo que se puede considerar que en estas épocas se han producido grandes cambios en la variación paleosecular que afecta tanto al campo dipolar como a la posición del dipolo excéntrico. Es decir, son posibles candidatos de *arqueojerks*. Es muy probable que hayan sucedido otros eventos importantes (en torno a 7000 a.C. y a 5500-6000 a.C., por ejemplo) pero quizás los modelos disponibles no tengan aún la fiabilidad requerida como para proponerlos como *arqueojerks*.

A continuación, se indican los cambios más importantes detectados en los últimos 3.500 años, periodo en el que se dispone de más información, utilizando las paleorreconstrucciones de mayor detalle (la familia de modelos SHAWQ). Estos cambios pueden ser considerados como *jerks* arqueomagnéticos.

El cambio más notable se produce en torno al año 1000 ± 100 a.C. cuando se genera una fuerte asimetría del campo geomagnético asociada a la presencia de la LIAA (Capítulo 8). Esta variación fue primeramente asociada a un *jerk* por Gallet *et al.* (2003) que situó el evento en torno a 800 a.C. Posteriormente esta anomalía fue definida como un *spike* geomagnético (Shaar *et al.*, 2016) puesto que el impulso en la intensidad del campo geomagnético en la región de Oriente Próximo fue muy alto, duplicando el valor del momento dipolar, estimado localmente, a los valores actuales. Como se ha visto en el Capítulo 2, esta anomalía del campo está caracterizada por dos grandes impulsos en torno a 1050 a.C. y 700 a.C. y a partir de esta época la anomalía se va desvaneciendo.

El dipolo excéntrico presenta un máximo de alejamiento respecto al centro de la Tierra en 1075 a.C. (Figura 9.5a), encontrándose en el meridiano 20°N (en la región de la LIAA) y en el hemisferio norte (Figura 8.11). Mientras que el polo geomagnético se encuentra en el hemisferio contrario ($\sim 180^{\circ}\text{E}$) (Figura 9.3). A partir de ese momento y hasta el año 700 a.C. el polo geomagnético se desplaza hacia el hemisferio asiático, hacia la zona origen de la LIAA. Y el centro del dipolo excéntrico se dirige hacia el centro de la Tierra. Por tanto, en torno a 1000 ± 100 a.C. se propone que ha tenido lugar un *jerk* arqueomagnético.

Poco después, en torno a 700 a.C., el polo geomagnético que se encuentra en el meridiano $\sim 90^{\circ}\text{E}$ (Figura 9.3) comienza a derivar hacia el continente americano por el meridiano de 120°E . La posición del dipolo excéntrico se sitúa en el meridiano de 20°E (Figura 8.11), situándose a una distancia del centro de la Tierra de ~ 400 km en 600 a.C. (máximo relativo de R_c) cuando se produce un pequeño aumento en la relación entre la energía del cuadrupolo y la energía dipolar (Figura 9.5). En el CMB desaparece la marcada deriva hacia el este del flujo azimutal en torno a 550 a.C. Se sugiere, por tanto, que en el periodo 700-550 a.C. se ha producido un nuevo *jerk* arqueomagnético.

En el periodo comprendido entre el año 1000 a.C. y 700-550 a.C. se observa una marcada deriva de los flujos azimutales hacia el este en el CMB (Figura 9.10). Esta deriva, que parece estar relacionada con el efecto de la LIAA, se diluye en torno a 550 a.C.

En torno a 250 a.C. el campo experimenta un nuevo impulso (*jerk*) y el polo geomagnético invierte su movimiento, regresando hacia el eje de rotación prácticamente por el mismo meridiano por el que se alejó en torno a 300°E (Figura 9.3), mientras que el dipolo excéntrico que se encuentra a una distancia del centro de la Tierra de ~500 km (máximo relativo de R_c) en la dirección del meridiano de ~140°E (hemisferio norte) cambia de trayectoria desplazándose hacia el meridiano 200°E (Figura 8.11). Este impulso del campo no tiene un claro reflejo en el patrón del flujo azimutal en el CMB (Figura 9.9).

Alrededor del año 200 d.C. tiene lugar un nuevo *jerk* arqueomagnético que produce una clara variación en la trayectoria del polo geomagnético. El polo geomagnético que estaba aproximándose al eje de rotación desde el meridiano 330°E, invierte bruscamente su trayectoria desplazándose nuevamente hacia el hemisferio atlántico (Figura 9.1). Sin embargo, en el dipolo excéntrico se observa un mínimo en la relación cuadrupolo-dipolo y no se registra un máximo en la distancia del dipolo excéntrico al centro de la Tierra. Este cambio tampoco produce un claro cambio en el patrón del flujo azimutal en el CMB, aunque a partir de esta época se observa una cierta coherencia en la deriva de los flujos del campo hacia el este.

El siguiente *jerk* arqueomagnético propuesto se encuentra en 500 ± 100 d.C. En torno a 400 d.C. el dipolo excéntrico experimenta un máximo relativo en su desplazamiento en la dirección 150°E (Figura 8.4). El cambio en la trayectoria del polo geomagnético se produce en torno al año 500 d.C. cuando el polo que seguía un desplazamiento hacia el hemisferio atlántico cambia de movimiento y se dirige hacia el continente asiático (Figura 9.2). Quizás asociado a este evento, pero ligeramente más tarde (en torno a 600-800 d.C.), parece producirse un cierto cambio en el patrón del flujo azimutal del campo según la paleorreconstrucción SHAWQ2k (Figura 9.11).

En torno al año 800 d.C. Gallet *et al.* (2003) y Pavón-Carrasco *et al.* (2009) proponen un *arqueojerk* que no es observado en la familia SHAWQ salvo por una ligera variación en las trayectorias del dipolo y del centro del dipolo excéntrico, pero no asociadas a importantes variaciones energéticas. El dipolo excéntrico, que se desviaba del centro de la Tierra siguiendo el meridiano 270°E cambia de trayectoria desplazándose hacia el hemisferio pacífico. Aunque este

cambio no está asociado a variaciones en la relación entre la energía del cuadrupolo y del dipolo. Mientras que el polo geomagnético, que presenta su mayor distancia con respecto al eje de rotación en torno a 900 d.C., cuando está situado en el hemisferio 60°E, continúa su deriva alrededor del eje de rotación en sentido antihorario, pero acercándose ligeramente hacia el polo geográfico (Figura 9.1, flecha verde). Esta variación en la trayectoria no está asociada a un mínimo de la energía dipolar sino a un máximo. Por tanto, estos cambios no cumplen todos los requisitos de las dos primeras propuestas de identificación de *jerks* arqueomagnéticos. Sin embargo, sí que parece producirse un ligero cambio en el patrón de deriva de los flujos azimutales en el CMB (Figura 9.11), y es a partir de esta época cuando se produce una clara deriva hacia el oeste de estos flujos, que continúa, según el modelo SHAWQ hasta la actualidad. En resumen, aunque no cumple todos los requisitos de *arqueojerk*, sí que se puede considerar que existe un cambio en la variación paleosecular en torno a 800 d.C.

El último *arqueojerk* detectado por la familia de modelos SHAWQ se produce alrededor del año 1200 d.C. cuando se estudia el cambio en la dirección del polo geomagnético. El polo geomagnético situado en el hemisferio asiático (120°E) se mueve hacia el hemisferio americano (Figura 9.2) siguiendo el meridiano 120°E-300°E. Este cambio tiene su reflejo también en la posición del dipolo excéntrico y en la relación entre la energía del cuadrupolo y la del campo dipolar (Figura 9.5), aunque la máxima desviación del dipolo excéntrico del centro de la Tierra se produce posteriormente (1400 d.C.), ya desde 1200 d.C. está apreciablemente alejado del centro de la Tierra. En el año 1200 d.C. el dipolo excéntrico se situaba en torno al meridiano de 210°E (Figura 8.5) y a partir de esta época el dipolo excéntrico deriva hacia el hemisferio oriental. La trayectoria seguida por el dipolo excéntrico se relaciona con el aislamiento y posterior crecimiento de la SAA (Capítulo 8, Figura 8.4). En este intervalo temporal cabe recordar que fue cuando Dumberry y Finlay (2007) sugirieron que existía un cambio en el patrón del flujo azimutal del campo geomagnético en 1400 d.C. al utilizar la paleorreconstrucción CALS7k.2, asociando este cambio a un *arqueojerk*. Este cambio se observa en el diagrama de Hovmöller derivado del modelo CALS10k.2 a 50°N (Figura 9.7). Sin embargo, no se observa en las

paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k (Figura 9.8) ni en el SHAWQ2k (Figura 9.11).

En resumen, existen evidencias claras de que la variación paleosecular experimenta impulsos (*jerks*), aunque aún no se disponga de un criterio claro de identificación de estos. En este trabajo se propone la ocurrencia de 7 de estos impulsos (en los últimos 3.500 años) en: 1000 ± 100 a.C., 700-550 a.C.; 250 a.C.; 200 d.C.; 500 ± 100 d.C.; 800 d.C.; y 1200-1400 d.C.

Sin embargo, aún se está lejos de entender el origen de estas sacudidas del campo geomagnético. ¿Qué domina estos impulsos, el campo dipolar, el campo no dipolar o las componentes no axiales? ¿Son significativos las diferentes posiciones entre el polo geomagnético y el dipolo excéntrico para identificar estos eventos? Serán necesarios más estudios sobre este fenómeno para poder alcanzar el mismo nivel de conocimiento que se tiene hoy en día sobre la naturaleza de los *jerks* geomagnéticos.

9.2. Jerks geomagnéticos

Como se ha mencionado anteriormente, los *jerks* geomagnéticos son cambios bruscos en la variación secular del campo magnético terrestre. Existen muchas técnicas para detectar *jerks* geomagnéticos pero uno de los métodos más utilizados es mediante la identificación de formas en “V” o “Λ” en la primera derivada de la componente horizontal, Y, del campo geomagnético (ver, por ejemplo, Pinheiro, 2011; Torta *et al.*, 2015). En las dos últimas décadas se han detectado 7 *jerks* geomagnéticos: el *jerk* de 1999 (Mandea y Macmillan, 2020), el de 2003 (Olsen y Mandea, 2008), el de 2007 (Olsen *et al.*, 2009; Chulliat *et al.*, 2010), el de 2011 (Chulliat y Maus, 2014), el de 2014 (Torta *et al.*, 2015), el de 2017 (Brown y Macmillan, 2018; Hammer, 2018; Whaler *et al.*, 2020) y el de 2019-2020 (Pavón-Carrasco *et al.*, 2021a). Chulliat *et al.* (2010) y Chulliat y Maus (2014) comprobaron que los *jerks* geomagnéticos ocurridos en el 2003, 2007 y 2011 parecían tener lugar entre dos máximos de la aceleración secular (SA) del campo en el CMB y ocurrían con una periodicidad de 3-4 años. En este apartado se analiza el contenido en frecuencias de la segunda derivada (aceleración) del campo radial en el CMB usando las tres metodologías empleadas en este trabajo

(ver sección 3.4), extendiendo el análisis a los *jerks* geomagnéticos detectados de los últimos 23 años.

Los resultados de este apartado forman parte de la publicación:

Campuzano, S.A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., **González-López, A.**, Qamili, E. (2021). South Atlantic Anomaly Areal Extent as a Possible Indicator of Geomagnetic *Jerks* in the Satellite Era. *Frontiers in Earth Science*, 8: 607049. DOI: **10.3389/feart.2020.607049**

9.2.1. Contenido en frecuencias de la aceleración secular del campo radial en el CMB

En la Figura 9.14a se representa el promedio espacial cuadrático de la aceleración secular del campo radial en el CMB (ecuación [3.22]). Esta serie temporal se ha obtenido a partir del modelo CHAOS-7.2 (Finlay *et al.*, 2020). Para calcular el B_r en el CMB se ha considerado hasta grado $n = 6$ y la segunda derivada se ha realizado a partir de derivadas finitas según la expresión [3.20]. Se ha tomado el paso temporal de las derivadas finitas como $t_{i+1} = t_i + 12$ meses y $t_{i-1} = t_i - 12$ meses para obtener variaciones más suaves. La SA muestra cinco máximos en el 1999,7; 2006,2; 2009,3; 2012,7; 2016,2; y 2019,0. Entre cada par de máximos se ha detectado un *jerk* geomagnético en los últimos 23 años de estudio, indicados con su incertidumbre con barras grises verticales en la Figura 9.14a. Esto es coherente con lo observado por Chulliat *et al.* (2010) y Chulliat y Maus (2014) para los *jerks* del 2003, 2007 y 2011 y se ha confirmado para el del 2014 y 2017. En el caso del *jerk* del 2019-2020, se intuye un nuevo pulso al final de la serie, pero no se puede confirmar todavía porque se encuentra en el límite de la cobertura temporal que abarca el modelo utilizado. La incertidumbre en la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos se ha calculado para cada caso teniendo en cuenta los tiempos de observación y el método de detección del *jerk* (los detalles pueden consultarse en la publicación de Campuzano *et al.*, 2021). Según estos resultados parece que los *jerks* geomagnéticos están asociados a impulsos en la aceleración secular del campo

geomagnético en el CMB, como han indicado también otros estudios más recientes (Kloss y Finlay, 2019; Pavón-Carrasco *et al.*, 2021a).

La pregunta ahora es ¿tiene los *jerks* geomagnéticos periodos característicos? ¿A qué se deben? Gracias a la relación entre la SA del campo geomagnético en el CMB y la ocurrencia de *jerks* geomagnéticos es posible estudiar el contenido en frecuencias que llevan asociados los *jerks*. A continuación, se analiza la componente en frecuencias de esta serie temporal (Figura 9.14a) para las últimas dos décadas utilizando las herramientas de análisis de frecuencias ya presentadas en esta Tesis (Figura 9.14b-d).

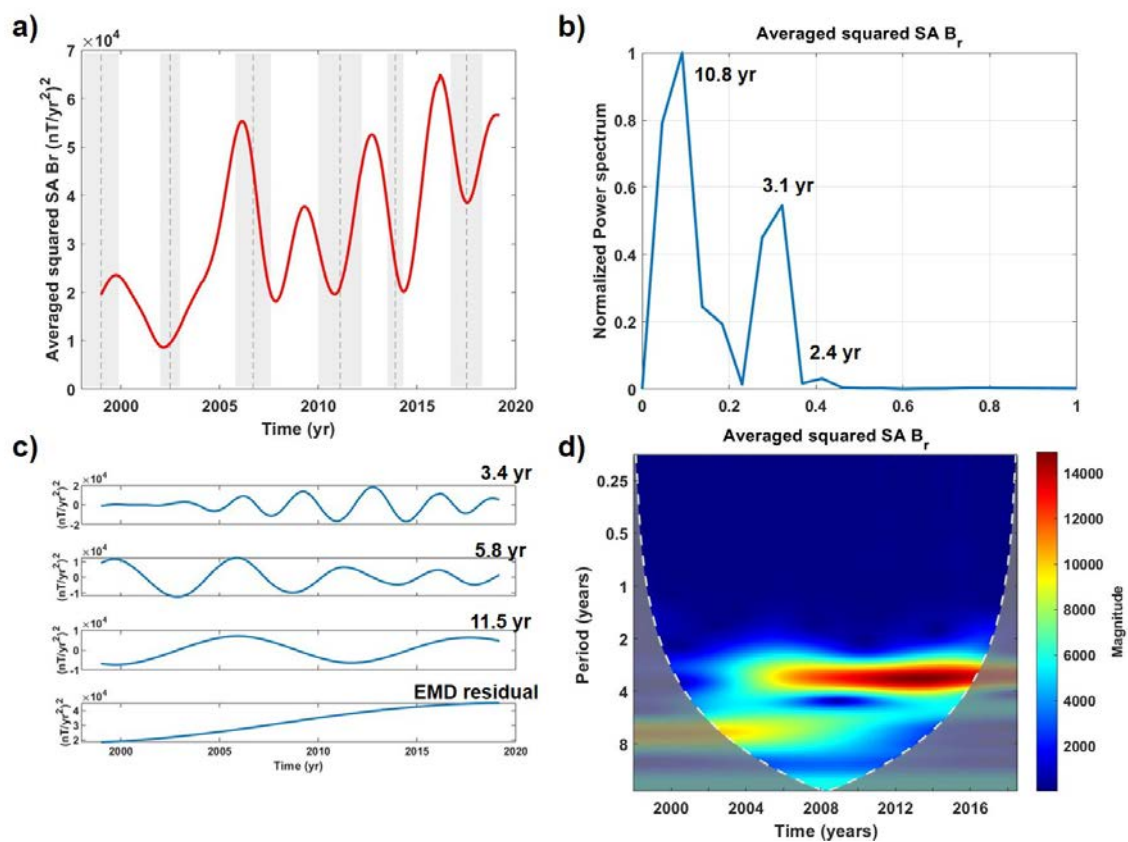


Figura 9.14. a) Aceleración secular del promedio espacial cuadrático del campo radial global en el CMB, calculado hasta grado $n = 6$ según el modelo geomagnético CHAOS-7.2. Las bandas grises indican la ocurrencia de jerks geomagnéticos con su incertidumbre (ver texto): 1999, $0 \pm 0,9$; 2002, $5 \pm 0,5$; 2006, $7 \pm 0,9$; 2011, $1 \pm 1,1$; 2013, $9 \pm 0,4$ y 2017, $5 \pm 0,8$ años. **b)** Transformada de Fourier representada en el periodograma; **c)** EMD indicando los periodos característicos de cada IMF y el residuo del proceso; **d)** análisis de wavelets, de la serie temporal en **a)**.

Los resultados del análisis por los tres métodos coinciden en periodos característicos en torno a los 11 años y los 3 años, siendo este último periodo el

más importante en el análisis de *wavelets* sobre todo a partir del año 2006. Esta periodicidad de 3 años ha sido también señalada por otros trabajos asociada con la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos de los últimos años (ver, por ejemplo, Pavón-Carrasco *et al.*, 2021).

El periodo en torno a 11 años está presente en el periodograma y en los resultados del EMD, pero no puede resolverse bien con el análisis de *wavelets*, quedando fuera del COI excepto para los años 2006 a 2010, donde está al límite de la resolución. Un periodo en torno a los 10-11 años fue propuesto por Aubert (2018) asociado a la llegada de ondas cuasi-geostróficas al CMB que pueden alterar al campo toroidal ascendente responsable de la generación de los RFPs en el CMB (Terra-Nova *et al.*, 2016).

En el análisis de *wavelets* se detecta un periodo en torno a los 6-7 años que podría ser compatible con la IMF del EMD con periodo característico de 5,8 años, pero que no tiene un pico correspondiente en el periodograma. Los estudios sobre rotación han sugerido que la ocurrencia de *jerks* geomagnéticos altera la longitud del día (LOD) con una periodicidad de 8,6 años (Holme y De Viron, 2013; Duan y Huang, 2020). Este valor es compatible con la periodicidad observada entre los 6-7 años en la serie de aceleración secular del campo radial.

El periodo de 2,4 años solo es detectado por la transformada de Fourier (periodograma) pero presenta un bajo poder espectral.

La propia periodicidad de este fenómeno sugiere que su origen en el interior de la Tierra pueda estar relacionado con un fenómeno oscilatorio. En concreto, se ha propuesto recientemente que la propagación de una onda cuasi-geostrófica en el CMB pueda ser la responsable de su generación y que sería compatible con que su detección no sea simultánea en todas las regiones del planeta (Kloss y Finlay, 2019). Las simulaciones numéricas han propuesto que esa onda cuasi-geostrófica sea una onda de Alfvén (Aubert y Finlay, 2019; Aubert *et al.*, 2022), que tiene una periodicidad subdecadal, compatible con la encontrada en el análisis de frecuencias realizado.

9.2.2. Posible relación entre los *jerks* geomagnéticos y la Anomalía del Atlántico Sur

Para entender mejor el origen de los jerks, una posibilidad es intentar encontrar relaciones con otros observables geofísicos. En la actualidad, la SAA es debida a la presencia de dos RFPs en el CMB situados bajo Sudamérica y Sudáfrica (Figura 2.10b). Estos RFPs se definen por tener un B_r con signo contrario al que le correspondería al hemisferio sur según la polaridad del campo actual, es decir, que son regiones con B_r negativo cuando en su entorno predomina un B_r positivo.

El área de extensión de la SAA se puede calcular en las últimas dos décadas como el área delimitada por la isolínea de 32.000 nT, como se muestra en la Figura 2.10a, siguiendo a De Santis *et al.* (2012). Partiendo de esta serie, se puede calcular el ratio de crecimiento de la SAA como la segunda derivada del área de extensión de la SAA siguiendo la ecuación [3.20] con $t_{i+1} = t_i + 6$ meses (Figura 9.15a). El periodograma (Figura 9.15b) muestra tres periodos relevantes, dos de ellos coincidentes con los resultados del EMD (Figura 9.15c), en torno a los 10 años y los 3-4 años. Este último periodo es el de mayor magnitud en el análisis de *wavelets* (Figura 9.15d) durante todo el intervalo siendo más próximo a los 4 años entre el 2000 y el 2008 y más cercano a los 3 años a partir de 2008. En el análisis de *wavelets* también se observa la persistencia del periodo en torno a los 10 años durante todo el intervalo aunque por el COI solo puede asegurarse con confianza entre el 2004 y el 2012.

Comparando los resultados de las Figuras 9.14 y 9.15, se observa que las series de la SA del B_r y la aceleración en la extensión del área de la SAA comparten periodos en torno a los 10-11 años y 3-4 años.

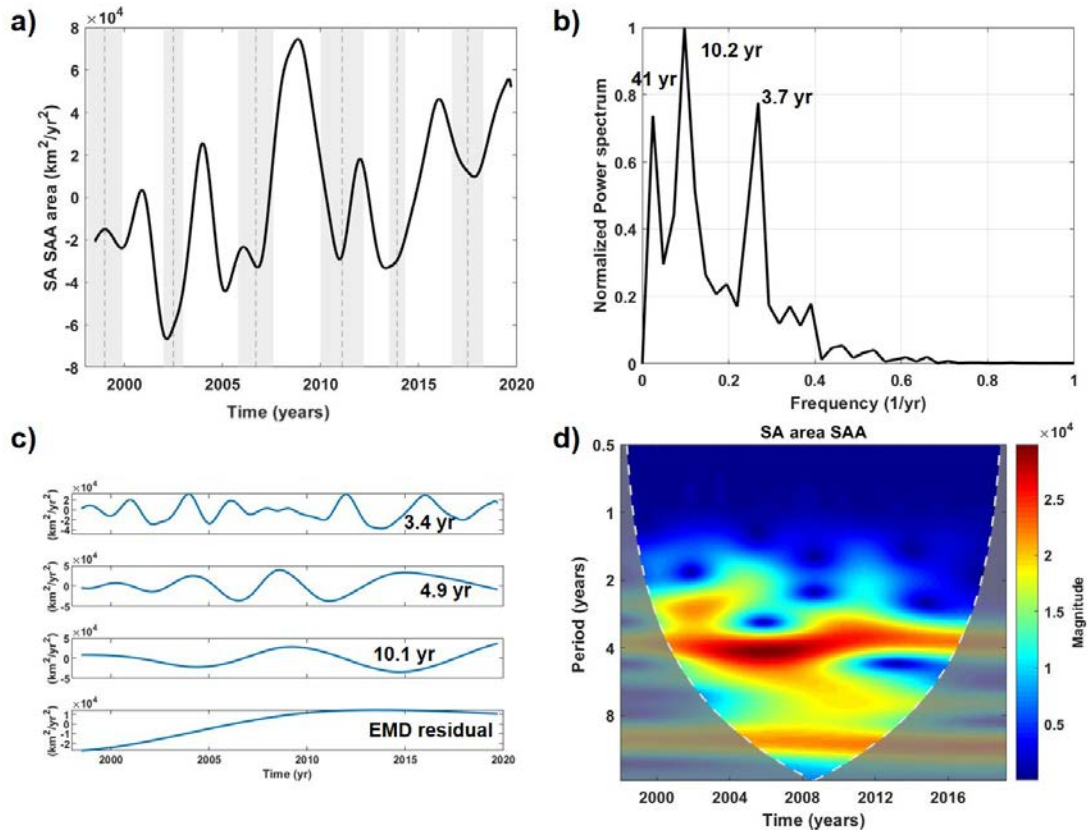


Figura 9.15. a) Segunda derivada de la extensión del área de la SAA para las últimas dos décadas según el modelo geomagnético CHAOS-7.2. **b)** Transformada de Fourier representada en el periodograma, **c)** EMD con periodos característicos de cada IMF y **d)** análisis de wavelets, de la serie temporal en **a)**.

Como se mencionó en la sección 9.2.1, el periodo en torno a los 10-11 años coincide con el propuesto por Aubert (2018) para la llegada de ondas cuasi-geostróficas al CMB.

El periodo de 3-4 años coincide con la periodicidad que se observa actualmente en los últimos *jerks* geomagnéticos documentados. Esto podría significar que existe una conexión entre estos impulsos y la expansión de la SAA y, por tanto, con el origen de los *jerks*. Debido a la propagación de ondas magnetohidrodinámicas en la superficie del CMB, se producen cambios en el flujo del núcleo externo que inducen variaciones rápidas en el campo geomagnético (Aubert y Finlay, 2019; Kloss y Finlay, 2019; Aubert *et al.*, 2022). Las ondas de Alfvén, que son las actualmente propuestas para explicar el origen de los *jerks*, son ondas cuasi-geostróficas que pueden llegar a alterar el campo toroidal en ascensión, que es el responsable de la generación de los RFPs en el CMB (Terra-Nova *et al.*, 2016). Es posible que la llegada de estas ondas

produzca un cambio en la aceleración del flujo en el CMB que coincida con un cambio de régimen de ascenso del campo toroidal. Esto podría observarse como un impulso en la SA del B_r en el CMB (Figura 9.14a) y un mínimo en la aceleración de expansión del área de los RFPs que producen la SAA en superficie (Figura 9.15a), desencadenando finalmente un jerk.

Otra posibilidad podría ser que la zona de la SAA, al ser un área con una intensidad magnética anómalamente baja, fuera particularmente sensible a fenómenos que tienen lugar en el núcleo de la Tierra y que se propagan hasta la superficie, facilitando su detección. Aún es necesario conocer mejor la dinámica del CMB y del núcleo terrestre para poder explicar la razón que podría unir los *jerks* geomagnéticos con la SAA.

Capítulo 10. Conclusiones y Perspectivas Futuras

En este Capítulo final se resumen las principales conclusiones obtenidas en esta Tesis de acuerdo con los objetivos planteados. Finalmente, se incluyen algunos comentarios sobre posibles investigaciones futuras que se pueden derivar de este trabajo y las publicaciones a las que ha dado lugar.

10.1. Conclusiones

Este trabajo se apoya en el uso de reconstrucciones del campo geomagnético para analizar diferentes aspectos de su variabilidad, demostrando la gran herramienta que son para el estudio del CMT en el pasado. Es importante que se continúen mejorando las bases de datos paleomagnéticos para poder desarrollar paleorreconstrucciones mejores y de mayor cobertura temporal.

Del estudio realizado sobre la evolución del dipolo excéntrico durante la última inversión de polaridad (Matuyama-Brunhes, M-B) y las últimas excursiones (Laschamp y Mono Lake) se extraen los siguientes resultados:

- 1) La trayectoria del dipolo excéntrico durante estos eventos se encuentra en un sector entre 0°E - 20°E y 180°E y 200°E . En la inversión M-B el dipolo excéntrico se aleja del centro de la Tierra por el hemisferio Atlántico por el meridiano en torno a 20°E y vuelve, después del mínimo de energía, por el hemisferio Pacífico siguiendo el meridiano opuesto (en torno a los 200°E). En cambio, durante las dos excursiones estudiadas, donde no se estabiliza un nuevo cambio de polaridad, el dipolo excéntrico se aleja y regresa al centro de la Tierra por el sector Pacífico, alrededor del meridiano de 180°E .

2) Se ha confirmado que el dipolo excéntrico tiende hacia el sector de mayor asimetría del campo geomagnético como propuso Gallet *et al.* (2009). En concreto, se desplaza a la región donde la polaridad dominante es más intensa. Por tanto, en el caso de transiciones de polaridad y excursiones el dipolo excéntrico se desplaza hacia el meridiano opuesto al que está iniciándose la transición o excursión, donde la polaridad dominante es más débil.

3) El estudio de las trayectorias del dipolo excéntrico y su modelización con el 360-DRM ha permitido identificar en qué regiones comenzó la desestabilización del campo geomagnético que dio lugar a estos eventos, si se considera la relación entre los dipolos del 360-DRM y las columnas convectivas del núcleo externo. Las regiones identificadas en el CMB se corresponden con zonas de flujo de calor más bajo, que es coherente con un campo geomagnético menos estable.

4) Se ha observado una coherencia en la trayectoria seguida por el dipolo excéntrico en la transición Matuyama-Brunhes y en las excursiones de Laschamp y Mono Lake, lo que indica que el dipolo excéntrico es una mejor herramienta para analizar estos eventos que la representación de los VGPs. Además, su trayectoria ya aporta información cualitativa sobre la geometría del campo geomagnético durante esos eventos.

El análisis de frecuencias aplicado a varias paleorreconstrucciones que cubren los últimos 10.000 años ha permitido:

1) Identificar cinco periodos característicos en la ventana temporal de los últimos 10.000 años: en torno a 250-400 años; 600-800 años; 1.000-1.400 años; 2.000 años; y 7.000 años.

2) La falta de periodos detectados en la energía total del campo geomagnético (hasta grado $n = 5$) entre los valores de ~2.000 años y 6.000-7.000 años permite diferenciar dos regímenes en las variaciones del campo geomagnético para los últimos 10.000 años: de corta y larga tendencia, donde las variaciones tienen periodos característicos inferiores o superiores a los 6.000-7.000 años, respectivamente.

3) A partir del EMD se ha podido analizar de forma separada las series de variaciones de corta y larga tendencia.

4) La variación de mayor periodo del dipolo axial es del orden de los 6.000-7.000 años cuando se analizan las paleorreconstrucciones que abarcan el Holoceno (SHA.DIF.14k y CALS10k.2), identificando dos episodios de pulso-decaimiento. Sin embargo, cuando se analizan los últimos 30.000 años (con la paleorreconstrucción GGF100k) se obtiene un periodo de en torno 5.800 años y uno superior alrededor de los 10.800 años.

Sobre el análisis de la larga tendencia del campo geomagnético se pueden destacar los siguientes resultados:

1) Su variación está dominada por el dipolo axial.

2) Su último crecimiento-decrecimiento (entre ~4500 a.C. y la actualidad) puede ser reproducido con un modelo conceptual basado en un mecanismo de difusión (exponencial decreciente) y un mecanismo de refuerzo (distribución normal asimétrica). Con este modelo de “pulso-decaimiento” se han obtenido tiempos de difusión del orden de los ~15.000 años, del orden de magnitud de los predichos por la teoría, aunque ligeramente inferiores que los utilizados en las simulaciones de la geodinamo. También se observa que la difusión contrarresta la mitad de lo que el mecanismo de refuerzo aporta a la intensidad del dipolo axial.

3) Para los últimos 30.000 años la larga tendencia se puede construir a partir de una serie con periodos característicos de 5.800 y 10.800 años, en la que se pueden identificar cuatro episodios de pulso-decaimiento similares al estudiado entre ~4500 a.C. y la actualidad.

4) Con el modelo “pulso-decaimiento” aplicado a esos cuatro pulsos se obtienen valores de tiempos de difusión entre 13.000 y 30.000 años compatibles con los dados por los modelos de la geodinamo pero superiores a los obtenidos para el último crecimiento-decrecimiento del Holoceno según el SHA.DIF.14k y CALS10k.2. El mecanismo de refuerzo en cada pulso es ligeramente diferente, donde el término difusivo

contrarresta entre un 55% y 70% de lo que aporta el mecanismo de refuerzo al dipolo axial.

Del análisis de las dos anomalías más importantes del campo geomagnético en los últimos milenios, la LIAA y la SAA, se pueden destacar varios resultados:

1) A partir del análisis de frecuencias se identifican periodos característicos con valores en torno a los 200 años en la época de ocurrencia de las anomalías. Gracias al análisis de *wavelets* se puede comprobar que es durante la ocurrencia de las anomalías cuando estos periodos característicos están presentes con mayor relevancia.

2) El desplazamiento del dipolo excéntrico durante la SAA es opuesto a la evolución de la anomalía, tendiendo hacia regiones cercanas al meridiano de 180°E, como se observó durante las excursiones de polaridad estudiadas, Laschamp y Mono Lake. Sin embargo, su distancia al centro de la Tierra aún dista de la calculada para esos eventos.

3) La reproducción de la trayectoria y formación de parches de flujo en el CMB con el 360-DRM ha resultado más compleja que en el caso de los eventos extremos (transiciones de polaridad y excursiones). Se debe promediar el desplazamiento del dipolo excéntrico para poder ser reproducido con la disposición actual del 360-DRM.

Finalmente, del análisis sobre las variaciones más rápidas analizadas en esta Tesis, los *jerks* arqueomagnéticos y los *jerks* geomagnéticos, se puede destacar:

1) En el caso de los *jerks* arqueomagnéticos aún no es posible determinar qué tipo de impulsos son y cuáles son los mecanismos involucrados. De los indicadores de *arqueojerks* propuestos, uno implica solo al campo dipolar (movimiento del polo geomagnético), otro incluye también al cuadrupolo (dipolo excéntrico), y el tercero involucra solo a los términos axiales del campo geomagnético (deriva de los movimientos azimutales). No obstante, la observación de estos fenómenos pone de manifiesto que la variación paleosecular sufre importantes cambios de tendencia.

2) Para los últimos 4.000 años se han identificado al menos 7 pulsos del campo geomagnético: 1000 ± 100 a.C.; 700-550 a.C.; 250 a.C.; 200 d.C.; 500 ± 100 d.C.; 800 d.C.; y en el 1200-1400 d.C.

3) La propuesta de Dumberry y Finlay (2007) de asociar la ocurrencia de *jerks* arqueomagnéticos con cambios en la deriva este-oeste del campo geomagnético no parece evidente. Además, el patrón observado del movimiento azimutal de los flujos de campo geomagnético en el CMB no es coherente entre las paleorreconstrucciones de mayor cobertura temporal (SHA.DIF.14k y CALS10k.2), observándose solo cierta coherencia entre la familia de paleorreconstrucciones SHAWQ. No todos los impulsos detectados utilizando los dos primeros criterios de identificación parecen involucrar movimientos azimutales del flujo del campo geomagnético en el CMB.

4) En el análisis de los *jerks* geomagnéticos se ha utilizado su relación con la aceleración del campo radial en el CMB. A partir de esa serie ha sido posible realizar un análisis de frecuencias en la que destacan tres periodos característicos: en torno a los 3-4 años, coincidente con la ocurrencia de *jerks* geomagnéticos en las últimas décadas; entre 6-7 años, compatible con la periodicidad detectada en el LOD; y en torno a los 10-11 años, del orden de magnitud de las ondas cuasi-geostróficas que se propagan en el CMB alterando el campo geomagnético.

5) El análisis de frecuencias sobre el ritmo de expansión del área de la SAA ha aportado periodos característicos comunes con la aceleración secular del campo radial en el CMB. En torno a los 3-4 años, asociado con la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos, y 10-11 años. Estos resultados apoyan la idea de que los *jerks* geomagnéticos estén provocados por ondas cuasi-geostróficas (como las ondas de Alfvén), que pueden llegar a alterar el campo toroidal en ascensión, responsable de la generación de los RFPs en el CMB, origen de la SAA en superficie.

10.2. Perspectivas Futuras

A lo largo de la Tesis se han ido planteado algunas posibles mejoras al trabajo aquí presentado o líneas de investigación que pueden derivarse de él. En esta sección se resumen los más importantes.

Los modelos conceptuales utilizados en este trabajo son una primera iteración de posibles modelos más sofisticados que consigan reproducir aspectos del campo geomagnético que los actuales no han podido lograr. En el caso del 360-DRM, la geometría de los dipolos en anillo utilizada da lugar a una simetría ecuatorial, que no es realista. Tampoco se puede reproducir la componente vertical de la posición del dipolo excéntrico. Estos problemas podrían resolverse si se considera que los dipolos pueden adquirir cierta inclinación y que no solo puedan encontrarse en estado perpendicular al plano del anillo. Además, podría investigarse si con esta configuración no solo es posible reproducir la geometría del campo sino también su magnitud.

Por otro lado, en el modelo de pulso-decaimiento para la larga tendencia podría investigarse la implementación de otras funciones que simulasen el mecanismo de refuerzo. Puesto que con el modelo actual solo pueden estudiarse por separado cada crecimiento-decrecimiento observado, sería interesante buscar una combinación de funciones que permitiese reproducir varios de estos procesos simultáneamente.

El análisis de frecuencias realizado ha permitido identificar periodos característicos en la energía del campo geomagnético para los últimos 10.000 años. Sería interesante ampliar el estudio a medida que se publiquen nuevas paleorreconstrucciones que cuenten con una mayor cantidad de datos. Los resultados podrían compararse con periodicidades detectadas en otros observables del planeta Tierra, como ya se ha hecho para la producción de radionúclidos cosmogénicos (Pavón-Carrasco *et al.*, 2018). En concreto, se podrían buscar relaciones con las variaciones de la rotación terrestre, ya que se ha visto una relación en el cambio del LOD con la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos.

El mecanismo físico responsable de los *jerks* arqueomagnéticos y su definición precisa siguen siendo un reto en el geomagnetismo. No está claro si los *arqueojerks* propuestos corresponden al mismo tipo de eventos o si se mezclan diferentes tipos de impulsos. En el caso del estudio de los cambios de la deriva del campo este-oeste sería conveniente profundizar en la identificación de estas variaciones a partir de técnicas que no sean meramente visuales. Por ello, las representaciones Hovmöller presentadas podrían ser procesadas a partir de la transformada de Radon que informa de la velocidad y dirección del movimiento azimutal del campo geomagnético.

La relación entre la SAA y los *jerks* geomagnéticos aún no está establecida. La coincidencia de variaciones asociadas a la ocurrencia de los *jerks* geomagnéticos y al ritmo de expansión de SAA podría deberse a una mayor sensibilidad de esa región para detectar estos cambios bruscos o por un proceso dinámico en el CMB común. Serán necesarios más trabajos sobre la dinámica del núcleo externo para poder conocer la unión entre ambos fenómenos.

Las variaciones del campo geomagnético a distintas escalas temporales y espaciales estudiadas en esta Tesis ponen de manifiesto el carácter caótico de la convección en el núcleo externo de la Tierra. A lo largo de la memoria se han planteado hipótesis sobre qué mecanismos rigen algunas de estas variaciones. Sin embargo, serán necesarios trabajos futuros que integren estos resultados con la dinámica del núcleo, por ejemplo, a partir de simulaciones de geodinamo, para identificar cuáles son esos procesos físicos y sus características.

10.3. Publicaciones relacionadas con la Tesis

Se han publicado tres artículos en revistas indexadas, dos de ellos como autora principal:

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Characteristic periods of the paleosecular variation of the Earth's magnetic field during the Holocene from global paleoreconstructions. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 312, 106656. <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2021.106656>

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Rivera, P., Pavón-Carrasco, F.J. (2021). Eccentric Dipole Evolution during the Last Reversal, Last Excursions, and Holocene Anomalies. Interpretation Using a 360-Dipole Ring Model. *Geosciences*, 11, 438. <https://doi.org/10.3390/geosciences11110438>

Campuzano, S.A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., González-López, A., Qamili, E. (2021). South Atlantic Anomaly Areal Extent as a Possible Indicator of Geomagnetic Jerks in the Satellite Era. *Frontiers in Earth Science*, 8: 607049. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.607049>

Congresos internacionales y nacionales:

González-López, A., Osete, M.L., Campuzano, S.A., Rivera-Pérez, P., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J. (2022). Analysis of the Last Reversal, Last Excursions and important Holocene Anomalies of the Geomagnetic Field using the Eccentric Dipole and a 360-Dipole Ring Model. Presentado oralmente por Rivera, P. en EGU2022. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu22-8344>

González-López, A., Campuzano, S.A., Rivera, P., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F. J., and Osete, M. L. (2021). Eccentric dipole of the geomagnetic field during the last reversal, last excursions, and the most significant Holocene anomalies. Charla solicitada EGU2021. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu21-4237>

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2021). Variaciones temporales de miles de años en la intensidad del dipolo axial geomagnético durante el Holoceno a partir de reconstrucciones paleomagnéticas. Presentación oral en el X Congreso Geológico de España.

González López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2020). Modeling the long-term of the geomagnetic field. Poster AGU Fall Meeting 2020.

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., Osete, M.L. (2020). Pulses and decay of the dipolar field during the Holocene. Display EGU2020. <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-449>

González-López, A., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Pavón-Carrasco, F.J., Osete, M.L. (2019). Decaimiento e impulsos del Campo Magnético Terrestre. Presentación Oral Maglber XI (Magnetismo en Iberia).

Referencias

- Alboussiere, T., Deguen, R. y Melzani, M. (2010). Melting-induced stratification above the Earth's inner core due to convective translation. *Nature*, 466, 744-747.
- Alexandrescu, M., Gilbert, D., Hulot, G., Le Mouél, J.L. y Saracco, G. (1996). Worldwide wavelet analysis of geomagnetic jerks. *Journal of Geophysical Research*, 101, 21975-21994.
- Alexandrescu, M., Courtillot, V. y Le Mouél, J. (1997). High-resolution secular variation of the geomagnetic field in western Europe over the last 4 centuries: Comparison and integration of historical data from Paris and London. *Journal of Geophysical Research*, 102, 20245-20258.
- Alfe, D., Gillian, M. y Price, G. (2007). Temperature and composition of the Earth's core. *Contemporary Physics*, 48(2), 63-80.
- Alken, P. *et al.* (2021). International Geomagnetic Reference Field: the thirteen generation. *Earth, Planets and Space*, 73(49).
- Amit, H., Aubert, J. y Hulot, G. (2010a). Stationary, oscillating or drifting mantle-driven geomagnetic flux patches? *Journal of Geophysical Research*, 115(B07108).
- Amit, H., Leonhardt, R. y Wicht, J. (2010b). Polarity Reversals from Paleomagnetic Observations and Numerical Dynamo Simulations. *Space Science Reviews*, 155, 293-335.
- Amit, H., Korte, M., Aubert, J., Constable, C.G. y Hulot, G. (2011). The time-dependence of intense archeomagnetic flux patches. *Journal of Geophysical Research*, 116(B12106).

- Amit, H., Deschamps, F. y Choblet, G. (2015). Numerical dynamos with outer boundary heat flux from probabilistic tomography-consequences for latitudinal distribution of magnetic flux. *Geophysical Journal International*, 203, 840-855.
- Amit, H., Terra-Nova, F., Lézin, M. y Tridade, R. (2021). Non-monotonic growth and motion of the South Atlantic Anomaly. *Earth, Planets and Space*, 73(38).
- Anson, G. y Kodama, K. (1987). Compaction-induced inclination shallowing of the post-depositional remanent magnetization in a synthetic sediment. *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 88(3), 673-692.
- Arneitz, P., Leonhardt, R., Schnepf, E., Heilig, B., Mayrhofer, F., Kovacs, P., Hejda, P., Valach, F., Vadasz, G., Hammer, C., Egli, R., Fabian, K. y Kompein, N. (2017a). The HISTMAG database: combining historical, archaeomagnetic and volcanic data. *Geophysical Journal International*, 210(3), 1347-1359.
- Arneitz, P., Egli, R. y Leonhardt, R. (2017b). Unbiased analysis of geomagnetic data sets and comparison of historical data with paleomagnetic and archeomagnetic records. *Reviews in Geophysics*, 55(1), 5-39.
- Arneitz, P., Egli, R., Leonhardt, R. y Fabian, K. (2019). A Bayesian iterative geomagnetic model with universal data input: self-consistent spherical harmonic evolution of the geomagnetic field over the last 4000 years. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 290, 57-75.
- Arneitz, P., Leonhardt, R., Egli, R. y Fabian, K. (2021). Dipole and Nondipole Evolution of the Historical Geomagnetic Field from Instrumental, Archeomagnetic and Volcanic Data. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(e2021JB022565).
- Ashour, S. y Abdel-hameed, M. (2010). Approximate skew normal distribution. *Journal of Advanced Research*, 1(4), 341-350.
- Aubert, J. (2018). Geomagnetic acceleration and rapid hydromagnetic wave dynamics in advanced numerical simulations of the geodynamo. *Geophysical Journal International*, 214, 531-547.

- Aubert, J., Amit, H., Hulot, G. y Olson, P. (2008a). Thermochemical flows couple the Earth's inner core growth to mantle heterogeneity. *Nature*, 454, 758-761.
- Aubert, J., Arnou, J. y Wicht, J. (2008b). The magnetic structure of convection-driven numerical dynamos. *Geophysical Journal International*, 172, 945-956.
- Aubert, J. y Dumberry, M. (2011). Steady and fluctuating inner core rotation in numerical geodynamo models. *Geophysical Journal International*, 184(162170).
- Aubert, J. y Finlay, C. (2019). Geomagnetic jerks and rapid hydromagnetic waves focusing at Earth's core surface. *Nature Geoscience*, 12, 393-398.
- Aubert, J. y Gillet, N. (2021). The interplay of fast waves and slow convection in geodynamo simulations nearing the Earth's core conditions. *Geophysical Journal International*, 225(3), 1854-1873.
- Aubert, J., Livermore, P.W., Finlay, C.C., Fournier, A. y Gillet, N. (2022). A taxonomy of simulated geomagnetic jerks. *Geophysical Journal International*, 231(1), 650-672.
- Bartels, J. (1936). The eccentric dipole approximating the Earth's magnetic field.. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, 41(3), 225-250.
- Barton, C. (1982). Spectral analysis of paleomagnetic time series and the geomagnetic spectrum. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 306, 203-209.
- Barton, C. (1983). Analysis of paleomagnetic time series - Technique and applications. *Geophysical Surveys*, 5(4), 335-368.
- Ben-Yosef, E., Tauxe, L., Levy, T.E., Shaar, R., Ron, H. y Najjar, M. (2009). Geomagnetic intensity spike recorded in high resolution slag deposit in Southern Jordan. *Earth and Planetary Science Letters*, 287(3-4) , 529-539.
- Ben-Yosef, E., Millman, M., Shaar, R., Tauxe, L. y Lipschits, O. (2017). Six centuries of geomagnetic intensity variations recorded by royal Judean

- stamped jar handles. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 114(9) , 2160-2165.
- Blackman, R. y Tukey, J. (1958). *The measurement of power spectra from the Point of View of Communications Engineering*. Dover(New York): Dover Publications.
- Braginsky, S. (1970). Torsional magnetohydrodynamic vibrations in the Earth's core and variations in length of the day. *Geomagnetism and Aeronomy*, 10(1).
- Bloxham, J. y Jackson, A. (1992). Time-dependent mapping of the magnetic field at the core-mantle boundary. *Journal of Geophysical Research*, 97, 19537-19563.
- Brown, W., Mound, J. y Livermore, P. (2013). Jerks abound: an analysis of geomagnetic observatory data from 1957 to 2008. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 223, 62-76.
- Brown, M., Donadini, F., Frank, U., Panovska, S., Nilsson, A., Korhonen, K., Schuberth, M., Korte, M. y Constable, C.G. (2015). GEOMAGIA50.v3: 2. A new paleomagnetic database for lake and marine sediments. *Earth Planets Space*, 67(70).
- Brown, W. y Macmillan, S. (2018). *Geomagnetic jerks during the Swarm era and impact on IGRF-12*. Viena: EGU2018.
- Brown, M., Korte, M., Holme, R., Wardinski, I. y Gunnarson, S. (2018). Earth's magnetic field is probably not reversing. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(20), 5111-5116.
- Brown, M., Hervé, G., Korte, M. y Genevey, A. (2021). Global archaeomagnetic data: The state of the art and future challenges. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 318(106766).
- Brunhes, B. (1906). Recherches sur le direction d'aimantation des roches volcaniques. *Journal of Physics: Theories and Applications*, 5, 705-724.

- Buffet, B., Ziegler, L. y Constable, C. (2013). A stochastic model for paleomagnetic field variations. *Geophysical Journal International*, 195, 86-97.
- Butler, R. (1998). *Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes*. Edición Electrónica.
- Butterworth, S. (1930) On the Theory of Filter Amplifiers. *Experimental Wireless and the Wireless Engineer*, 7, 536-541.
- Cai, S., Jin, G., Tauxe, L., Deng, C.L., Qin, H.F., Pan, Y.X. y Zhu, R.X. (2017). Archaeointensity results spanning the past 6 kiloyears from eastern China and implications for extreme behaviors of the geomagnetic field. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 114, 39-44.
- Caminha-Maciel, G. y Ernesto, M. (2020). Kinematics of the Virtual Geomagnetic Poles during the Brunhes-Matuyama times. *Geological Society, London, Special Publications*, 497(1), 193-204.
- Campuzano, S.A., Gómez-Paccard, M., Pavón-Carrasco, F.J. y Osete, M.L. (2019). Emergence and evolution of the South Atlantic anomaly revealed by the new paleomagnetic reconstruction SHAWQ2k. *Earth and Planetary Science Letters*, 512, 17-26.
- Campuzano, S.A., Pavón-Carrasco, F.J., De Santis, A., González-López, A. y Qamili, E. (2021). South Atlantic Anomaly Areal Extent as a Possible Indicator of Geomagnetic Jerks in the Satellite Era. *Frontiers in Earth Science*, 8(607049).
- Cande, S. y Kent, D. (1995). Revised calibration of the geomagnetic polarity timescale for the Late Cretaceous and Cenozoic. *Journal of Geophysical Research*, 100, 6093-6095.
- Chapman, S. y Bartels, J. (1940). *Geomagnetism, Vols. 1 and 2*. Primera ed. Oxford: Oxford University Press.
- Christensen, U. y Aubert, J. (2006). Scaling properties of convection-driven dynamos in rotating spherical shells and application to planetary magnetic fields. *Geophysical Journal International*, 166, 97-114.

- Chulliat, A., Thébault, E. y Hulot, G. (2010). Core field acceleration pulse as a common cause of the 2003 and 2007 geomagnetic jerks. *Geophysics Research Letters*, 37(L07301).
- Chulliat, A. y Maus, S. (2014). Geomagnetic secular acceleration, jerks, and a localized standing wave at the core surface from 2000 to 2010. *Journal of Geophysical Research Solid Earth*, 119, 1531-1543.
- Constable, S. (2015). Geomagnetic Induction Studies. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier, 220-250.
- Constable, C.G., Johnson, C. y Lund, S. (2000). Global geomagnetic field models for the past 3000 years: transient or permanent flux?. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, 358, 991-1008.
- Constable, C.G. y Constable, S. (2004). Satellite Magnetic Field Measurements: Applications in Studying the Deep Earth. En: R. Sparks y C. Hawkesworth, edits. *The State of the Planet: Frontiers and Challenges in Geophysics*. Washington DC: American Geophysical Union, 147-160.
- Constable, C.G. y Korte, M. (2006). Is the Earth's magnetic field reversing?. *Earth and Planetary Science Letters*, 246, 1-15.
- Constable, C.G., Korte, M. y Panovska, S. (2016). Persistent high paleosecular variation activity in southern hemisphere for at least 10000 years. *Earth and Planetary Science Letters*, 453, 78-86.
- Costin, S. y Buffet, B. (2004). Preferred reversal paths caused by a heterogeneous conducting layer at the base of the mantle. *Journal of Geophysical Research*, 109(B06101).
- Courillot, V., Ducruix, L. y Le Mouél, J. (1978). Sur une accélération récente de la variation séculaire du champ magnétique terrestre. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 287, 1095-1098.
- Cox, A., Doell, R. y Dalrympie, G. (1963). Geomagnetic polarity epochs and Pleistocene geochronometry. *Nature*, 198, 1049-1051.

-
- Cox, A., Hillhouse, J. y Fuller, M. (1975). Paleomagnetic Records of Polarity Transitions, Excursions and Secular Variation. *Reviews of Geophysics*, 13(3), 185-189.
- Creer, K., Thouveny, N. y Blunk, I. (1990). Climatic and geomagnetic influences on the lac du Bouchet paleomagnetic SV record through the last 110000 years. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 64(2-4), 314-341.
- Daubechies, I. (1992). *Ten Lectures on Wavelets*. Segunda ed. Philadelphia: Society of Industrial and Applied Mathematics.
- David, P. (1904). Sur la stabilité de la direction d'aimantation dans quelques roches volcaniques. *Comptes Rendus de l'Académie des Science*, 138, 41-42.
- Davies, C.J. y Constable, C.G. (2017). Geomagnetic spikes on the core-mantle boundary. *Nature Communications*, 8(15593).
- De Boor, C. (2001). *A Practical Guide to Splines*. Nueva York: Springer.
- De Santis, A., Qamili, E., Spada, G. y Gasperini, P. (2012). Geomagnetic South Atlantic Anomaly and global sea level rise: a direct connection?. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 74, 129-135.
- De Santis, A., Qamili, E. y Wu, L. (2013). Toward a possible next geomagnetic transition?. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 13, 3395-3403.
- Dehant, V., Campuzano, S.A., De Santis, A. y van Westrenen, W. (2022). Structure, Materials and Processes in the Earth's Core and Mantle. *Surveys in Geophysics*, 43, 263-302.
- Domingos, J., Jault, D., Pais, M. y Manda, M. (2017). The South Atlantic Anomaly throughout the solar cycle. *Earth and Planetary Science Letters*, 473, 154-163.
- Domingos, J., Pais, M., Jault, D. y Manda, M. (2019). Temporal resolution of internal magnetic field modes from satellite data. *Earth, Planets and Space*, 71(2).

- Dormy, E., Valet, J. y Courtillot, V. (2000). Numerical models of the geodynamo and observational constraints. *Geochemistry, Geophysics and Geosystems*, 1, 1037.
- Duan, P. y Huang, C. (2020). Intradecadal variations in length of day and their correspondence with geomagnetic jerks. *Nature Communications*, 11(2273).
- Duka, B., Peqini, K., De Santis, A. y Pavón-Carrasco, F.J. (2015). Using "domino" model to study the secular variation of the geomagnetic dipolar moment. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 242, 9-23.
- Dumberry, M. y Bloxham, J. (2006). Azimuthal flows in the Earth's core and changes in length of day at millennial timescales. *Geophysical Journal International*, 165, 32-46.
- Dumberry, M. y Finlay, C. (2007). Eastward and westward drift of the Earth's magnetic field for the last three millenia. *Earth and Planetary Science Letters*, 254, 146-157.
- Dziewonski, A. (1984). Mapping the lower mantle - Determination of lateral heterogeneity in P-velocity up to degree and order 6. *Journal of Geophysical Research*, 89, 5929-5942.
- Dziewonski, A. y Anderson, D. (1981). Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4), 297-356.
- Egli, R. y Zhao, X. (2015). Natural remanent magnetization acquisition in bioturbated sediment: General theory and implications for relative paleointensity reconstructions. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16(4), 995-1015.
- Engbers, Y., Biggin, A. y Bono, R. (2020). Elevated paleomagnetic dispersion at Saint Helena suggests a long-lived anomalous behaviour in the South Atlantic. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(31), 18258-18263.
- Ertepinar, P., Langereis, C.G., Biggin, A.J., Frangipane, M., Matney, T., Okse, T. y Engin, A. (2012). Archaeomagnetic study of five mounds from Upper

- Mesopotamia between 2500 and 700 BC: further evidence for an extremely strong geomagnetic field ca. 3000 years ago. *Earth and Planetary Science Letters*, 357, 84-89.
- Filippi, E. (2016). *Turbulent Diffusion of the Geomagnetic Field and Dynamo Theories*. Tesis Doctoral. Bologna: Universidad de Bologna.
- Finlay, C. (2005). *Hydromagnetic waves in the Earth's core and their influence on geomagnetic secular variation*. Tesis Doctoral. Leeds: Universidad de Leeds.
- Finlay, C. (2008). Historical variation of the geomagnetic axial dipole. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 170, 1-14.
- Finlay, C. (2012). Earth's eccentric magnetic field. *Nature Geoscience*, 5, 523-524.
- Finlay, C. y Jackson, A. (2003). Equatorially Dominated Magnetic Field Change at the Surface Earth's Core. *Science*, 300, 2084-2086.
- Finlay, C., Aubert, J. y Gillet, N. (2016). Gyre-driven decay of the Earth's magnetic dipole. *Nature Communications*, 7(10422).
- Finlay, C., Kloss, C., Olsen, N., Hammer, M.D., Toffner-Clausen, A.G. y Kuvshinov, A. (2020). The CHAOS-7 geomagnetic field model and observed changes in the South Atlantic Anomaly. *Earth, Planets and Space*, 72(156).
- Flament, N., Williams, S. y Müller, D. (2017). Origin and evolution of the deep thermochemical structure beneath Eurasia. *Nature Communications*, 8(14164).
- Flandrin, P. (1988). *Time-frequency and time-scale*. New York, IEEE, 77-80.
- Flandrin, P. (2009). *Matlab Toolbox: Empirical Mode Decomposition*. [En línea] Disponible en: <http://perso.ens-lyon.fr/patrick.flandrin/software2.html> [Último acceso: enero 2020].
- Fraser-Smith, A. (1987). Centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles, 1600-1985. *Reviews of Geophysics*, 25(1), 1-16.

- French, S. y Romanowicz, B. (2014). Whole-mantle radially anisotropic shear velocity structure from spectral-element waveform tomography. *Geophysical Journal International*, 199, 1303-1327.
- Frost, D., Lasbleis, M., Chandler, B. y Romanowicz, B. (2021). Dynamic history of the inner core constrained by seismic anisotropy. *Nature Geoscience*, 14, 531-535.
- Gallet, Y., Genevey, A. y Courtillot, V. (2003). On the possible occurrence of 'archaeomagnetic jerks' in the geomagnetic field over the past three millenia. *Earth and Planetary Science Letters*, 214, 237-242.
- Gallet, Y., Genevey, A. y Fluteau, F. (2005). Does Earth's magnetic field secular variation control centennial climate change?. *Earth and Planetary Science Letters*, 236, 339-347.
- Gallet, Y., Hulot, G., Chulliat, A. y Genevey, A. (2009). Geomagnetic field hemispheric asymmetry and archeomagnetic jerks. *Earth and Planetary Science Letters*, 284, 179-186.
- Garnero, E., Lay, T. y McNamara, A. (2007). Implications of lower-mantle structural heterogeneity for existence and nature of whole-mantle plumes. En: G. Foulger y D. Jurdy, edits. *Plates, plumes, and planetary processes*. Primera ed. Boulder(Colorado): Geological Society of America, 79-101.
- Gee, J. y Kent, D. (2015). Source of Oceanic Magnetic Anomalies and the Geomagnetic Polarity Timescale. En: G. Shubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Oxford: Elsevier, 419-455.
- Genevey, A., Gallet, Y., Constable, C.G., Korte, M. y Hulot, G. (2008). ArcheoInt: An upgraded compilation of geomagnetic field intensity data for the past ten millenia and its application to the recovery of the past dipole moment. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 9(4).
- Gillet, N., Gerick, F., Jault, D., Schwaiger, T., Aubert, J. y Istaş, M. (2022). Satellite magnetic data reveal interannual waves in Earth's core. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 119(13), e2115258119.

- Glassmeier, K. y Tsurutani, B. (2014). Carl Friedrich Gauss - General Theory of Terrestrial Magnetism - a revised translation of the German text. *History of Geo- and Space Sciences*, 5, 11-32.
- Glatzmaier, G. y Roberts, P. (1995). A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic reversal. *Nature*, 377, 203-208.
- Gradstein, F., Ogg, J., Schmitz, M. y Ogg, G. (2020). *Geologic Time Scale 2020*. Primera ed. Cambridge:Elsevier.
- Gubbins, D. (1975). Can the Earth's magnetic field be sustained by core oscillations?. *Geophysical Research Letters*, 2, 409-412.
- Gubbins, D. (1999). The distinction between geomagnetic excursions and reversals. *Geophysical Journal International*, 137, F1-F3.
- Gubbins, D. (2003). Thermal core-mantle interactions: theory and observations. En: V. Dehant, K. Creager, S. Karato y S. Zatman, edits. *Earth's Core: dynamics, structure and rotation*. Washington DC: AGU Geodynamics Series, American Geophysical Union.
- Gubbins, D. y Bloxham, J. (1985). Geomagnetic field analysis - III - Magnetic fields on the core-mantle boundary. *Geophysical Journal International*, 80(3), 695-713.
- Gubbins, D. y Coe, R. (1993). Longitudinally confined geomagnetic reversal paths from non-dipolar transition fields. *Nature*, 362, 51-53.
- Gubbins, D. y Zhang, K. (1993). Symmetry properties of the dynamo equations for paleomagnetism and geomagnetism. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 75, 225-241.
- Gubbins, D. y Sarson, G. (1994). Geomagnetic field morphologies from a kinematic dynamo model. *Nature*, 368, 51-55.
- Gubbins, D., Jones, A. y Finlay, C. (2006). Fall in Earth's magnetic field is erratic. *Science*, 312(5775), 900-902.
- Gubbins, D. y Hererro-Bervera, E. (2007). *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*. Primera ed. s.l.:Springer.

- Gurarii, G. y Aleksyustin, M. (2009). Wavelet analysis of paleomagnetic data: 3. Wavelet analysis of the basic series of archaeomagnetic data on the geomagnetic field intensity for the past 7500 years. *Izvestiya, Physics of the Solid Earth*, 45(6) , 527-538.
- Guyodo, Y., Gaillot, P. y Channel, J. (2000). Wavelet analysis of relative geomagnetic paleointensity at ODP Site 983. *Earth and Planetary Science Letters*, 184, 109-123.
- Haines, G. (1985). Spherical cap harmonic analysis. *Journal of Geophysical Research*, 90(B3), 2583-2591.
- Hammer, M.D. (2018). Local estimation of the Earth's core magnetic field. Tesis Doctoral. Kongens Lyngby: Universidad Técnica de Dinamarca.
- Hammer, M.D., Finlay, C. y Olsen, N. (2021). Applications for CryoSat-2 satellite magnetic data in studies of Earth's core field variations. *Earth, Planets and Space*, 73(73).
- Hatekayama, T. y Kono, M. (2002). Geomagnetic field model for the last 5 My: Time-averaged field and secular variations. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 133, 181-215.
- Hawkins, L.M.A, Grappone, J.M., Sprain, C.J., Saengduean, P., Sage, E.J., Thomas-Cunningham, S., Kugabalan, B. y Biggin, A.J. (2021). Intensity of the Earth's magnetic field: Evidence for a Mid-Paleozoic dipole low. *Proceedings of the National Academy of Science*, 118(34), e2017342118.
- He, F., Wei, Y., Maffei, S., Livermore, P.W., Davies, C.J., Mound, J., Xu, K., Cai, S. y Zhu, R. (2021). Equatorial auroral records reveal dynamics of the paleo-West Pacific geomagnetic anomaly. *Proceedings of the National Academy of Science*, 118(20), e2026080118.
- Hernlund, J. y McNamara, A. (2015). The Core-Mantle Boundary Region. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier, 461-519.
- Hoffman, K. (1981). Paleomagnetic excursions, aborted reversals and transitional fields. *Nature*, 294, 67-69.

-
- Holme, R. y De Viron, O. (2013). Characterization and implications of intradecadal variations in length of day. *Nature*, 499(7457), 202-204.
- Hongre, L., Hulot, G. y Khokhlov, A. (1998). An analysis of the geomagnetic field over the past 2000 years. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 106, 311-335.
- Hovmöller, B. (1949). The Trough-and-Ridge diagram. *Tellus*, 1(2).
- Huang, N., Shen, Z., Long, S., Wu, M., Shih, H., Zheng, Q., Yen, N., Tung, C. y Liu, H. (1998). The empirical mode decomposition and Hilbert spectrum for nonlinear and nonstationary time series analysis. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 454, 903-995.
- Jackson, A., Jonkers, A. y Walker, M. (2000). Four centuries of geomagnetic secular variation from historical records. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. A*, 957-990.
- Jackson, A. y Finlay, C. (2015). Geomagnetic Secular Variation and Its Applications to the Core. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier, 137-184.
- Jackson, L. y Mound, J. (2010). Geomagnetic variation on decadal time scales: what can we learn from empirical mode decomposition?. *Geophysical Research Letters*, 37(L14307).
- James, R. y Winch, D. (1967). The eccentric dipole. *Pure and Applied Geophysics*, 66, 77-86.
- Johnson, C.L. y Constable, C.G. (1995). The time-averaged geomagnetic field as recorded by lava flows over the last 5 Ma. *Geophysical Journal International*, 122, 489-519.
- Jones, C. (2015). Thermal and Compositional Convection in the Outer Core. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier, 116-156.
- Jonkers, A., Jackson, A. y Murray, A. (2003). Four centuries of geomagnetic data from historical records. *Reviews in Geophysics*, 41(2), 1006.

- Kageyama, A. y Sato, T. (1995). Computer simulation of magnetohydrodynamic dynamo. II.. *Physics of Plasmas*, 2, 1421-1431.
- Kim, H. y von Frese, R. (2013). Localized analysis of polar geomagnetic jerks. *Tectonophysics*, 585, 26-33.
- Kloss, C. y Finlay, C. (2019). Time-dependent low-latitude core flow and geomagnetic field acceleration pulses. *Geophysics Journal International*, 217(1), 140-168.
- Kono, M. (2015). Geomagnetism: An Introduction and Overview. En: G. Schubert, ed. *Teatrise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier, 1-30.
- Koochack, Z. y Fraser-Smith, A. (2017). An update on the centered and eccentric geomagnetic dipoles and their poles for the years 1980-2015. *Earth and Space Science*, 4(10), 626-636.
- Korte, M. y Constable, C.G. (2003). Continuous geomagnetic field for the past 3000 years. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 140, 73-89.
- Korte, M. y Constable, C.G. (2005). Continuous geomagnetic field models for the past 7 millennia II: CALS7K. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 6(2), Q02H16.
- Korte, M., Donadini, F. y Constable, C.G. (2009a). Geomagnetic field for 0-3 ka: 2. A new series of time-varying global models. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(Q06008).
- Korte, M., Manda, M. y Matzka, J. (2009b). A historical declination curve for Munich from different data sources. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 174, 161-172.
- Korte, M. y Constable, C.G. (2011). Improving geomagnetic field reconstructions 0-3 ka. *Physics of the Earth Planetary Interiors*, 188, 247-259.
- Korte, M., Constable, C.G., Donadini, F. y Holme, R. (2011). Reconstructing the Holocene geomagnetic field. *Earth and Planetary Science Letters*, 312, 497-505.

- Korte, M. y Constable, C.G. (2018). Archeomagnetic Intensity Spikes: Global or Regional Geomagnetic Field Features?. *Frontiers in Earth Science*, 6(17).
- Korte, M., Brown, M.C., Gunnarson, S.R., Nilsson, A., Panovska, S., Wardinski, I. y Constable, C.G. (2018). Refining Holocene geochronologies using paleomagnetic records. *Quaternary Geochronology*, 50, 47-74.
- Korte, M., Brown, M., Panovska, S. y Wardinski, I. (2019). Robust Characteristics of the Laschamp and Mono Lake Geomagnetic Excursions: Results from Global Field Models. *Frontiers in Earth Science*, 7(86).
- Kumar, P. y Foufoula-Georgiou, E. (1997). Wavelet analysis for geophysical applications. *Reviews of Geophysics*, 35(4), 97RG00427.
- Kustowski, B., Ekström, G. y Dziewonski, A. (2008). Anisotropic shear-wave velocity structure of the Earth's mantle: A global model. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(B6).
- Langereis, C., van Hoof, A. y Rochette, P. (1992). Longitudinal confinement of geomagnetic reversal paths as a possible sedimentary artefact. *Nature*, 358, 226-230.
- Laj, C., Mazaud, A. y Week, R. (1991). Geomagnetic reversal paths. *Nature*, 351, 447.
- Laj, C. y Channell, J. (2015). Geomagnetic Excursions. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Oxford: Elsevier, 343-376.
- Laundal, K. y Richmond, A. (2017). Magnetic Coordinate Systems. *Space Science Reviews*, 206, 27-59.
- Lay, T. (2015). The surge of great earthquake from 2004 to 2014. *Earth and Planetary Science Letters*, 409, 133-146.
- Leonhardt, R. y Fabian, K. (2007). Paleomagnetic reconstruction of the global geomagnetic field evolution during the Matuyama/Brunhes transition: Iterative Bayesian inversion and independent verification. *Earth and Planetary Science Letters*, 253, 172-195.

- Leonhardt, R., Fabian, K., Winklhofer, M., Ferk, A., Laj, C. y Kissel, C. (2009). Geomagnetic field evolution during the Laschamp excursion.. *Earth and Planetary Science Letters*, 278, 87-95.
- Lesur, V., Wardinski, I., Hamoudi, M. y Rother, M. (2010). The second generation of the GFZ internal magnetic model: GRIMM-2. *Earth, Planets and Space*, 62, 765-773.
- Licht, A., Hulot, G., Gallet, Y. y Thébault, E. (2013). Ensembles of low degree archeomagnetic field models for the past three millenia. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 224, 38-67.
- Livermore, P., Fournier, A. y Gallet, Y. (2014). Core-flow constraints on extreme archeomagnetic intensity changes. *Earth and Planetary Science Letters*, 387, 145-156.
- Long, S., Huang, N.E., Tung, C.C., Wu, M.L., Lin, R.Q., Mollo-Christensen, E. y Yuan, Y. (1995). The Hilbert techniques: an alterante approach for non-steady time series analysis. *IEEE Geoscience Remote Sensing Society Letters*, 3, 6-11.
- Lowes, F. (1974). Spatial power Spectrum of the Main geomagnetic field, and extrapolation to the Core. *Geophysics Journal of the Royal Astronomical Society*, 36(3), 717-730.
- Lowes, F. (1994). The geomagnetic eccentric dipole: facts and fallacies. *Geophysical Journal International*, 118(3), 671-679.
- Malin, S., Hodder, B. y Barraclough, D. (1983). Geomagnetic secular variation: a jerk in 1970. En: *Publicaciones del Observatorio del Ebro. Memoria. Roquetes: Observatori de l'Ebre*, 239-256.
- Malkus, W. (1968). Precessional torques as the cause of geomagnetism. *Science*, 160, 259-264.
- Mandea, M. y Macmillan, S. (2000). International geomagnetic reference field - the eighth generation. *Earth, Planets and Space*, 52, 1119-1124.
- Mandea, M. y Olsen, N. (2009). Geomagnetic and Archeomagnetic Jerks: Where Do We Stand? *Eos Transactions American Geophysical Union*, 90(24).

- Mandea, M., Holme, R., Pais, A., Pinheiro, K., Jackson, A. y Verbanac, G. (2010). Geomagnetic jerks: rapid core field variations and core dynamics. *Space Science Reviews*, 155, 147-175.
- Mandrikova, O., Bogdanov, V. y Solov'ev, I. (2013). Wavelet Analysis of Geomagnetic Field Data. *Geomagnetism and Aeronomy*, 53(2), 268-273.
- Mathews, P., Herring, T. y Buffet, B. (2002). Modeling the nutation and precession: New nutation series for nonrigid Earth and insights into the Earth's interior. *Journal of Geophysical Research*, 107(B4).
- Mazaud, A. y Laj, C. (1989). Simulation of geomagnetic polarity reversals by a model of interacting dipole sources. *Earth and Planetary Science Letters*, 92(3-4), 299-306.
- Merrill, R., McElhinny, M. y McFadden, P. (1996). *The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle*. Primera ed. San Diego(California): Academic Press.
- Molina-Cardín, A., Campuzano, S.A., Osete, M.L., Rivero-Montero, M., Pavón-Carrasco, F.J., Palencia-Ortas, A., Martín-Hernández, F., Gómez-Paccard, M., Chauvin, A., Guerrero-Suárez, S., Pérez-Fuentes, J.C., McIntosh, G., Catanzariti, G., Sastre Blanco, J.C., Larrazabal, J., Fernández Martínez, V.M., Álvarez Sanchís, J.R., Rodríguez-Hernández, J., Martín Viso, I., y Garcia I Rubert, D. (2018). Updated Iberian archeomagnetic catalogue: New full vector paleosecular variation curve for the last three millennia. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 19, 3637-3656.
- Molina-Cardín, A., Dinis, L. y Osete, M.L. (2021). Simple stochastic model for geomagnetic excursions and reversals reproduces the temporal asymmetry of the axial dipole moment. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(10), e2017696118.
- Monnereau, M., Calvet, M., Margerin, L. y Souriau, A. (2010). Lopsided growth of Earth's inner core. *Science*, 238, 1014-1017.
- Mori, N., Schmitt, D., Wicht, J., Ferriz-Mas, A., Mouri, H., Nakamichi, A. y Morikawa, M. (2013). Domino model for geomagnetic field reversals. *Physics Review E*, 87, 012108.

- Morzfeld, M. y Buffet, B. (2019). A comprehensive model for the kyr and Myr timescales for Earth's axial magnetic dipole field. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 26, 123-142.
- Nagao, H., Higuchi, T., Iyemori, T. y Araki, T. (2001). Automatic detection of geomagnetic jerks by applying a statistical time series model to geomagnetic monthly means. En: S. Arikawa y A. Shinohara, edits. *Progress in Discovery Science, Final Report of the Japanese Discovery Science Project*. s.l.:Springer, 360-371.
- Nagao, H., Iyemori, T., Higuchi, T. y Araki, T. (2003). Lower mantle conductivity anomalies estimated from geomagnetic jerks. *Journal of Geophysical Research*, 108(B5).
- Nakamichi, A., Mouri, H., Schmitt, D., Ferriz-Mas, A., Wicht, J. y Morikawa, M. (2011). Coupled spin models for magnetic variation of planets and stars. *Earth and Planetary Astrophysics: Geophysics*.
- Néel, L.(1955). Some theoretical aspects of rock-magnetism. *Advances in Physics*, 4, 191-243.
- Nevalainen, J., Usoskin, I. y Mishev, A. (2013). Eccentric dipole approximation of the geomagnetic field: Application to cosmic ray computations. *Advances in Space Research*, 52, 22-29.
- Nilsson, A., Muscheler, R. y Snowball, I. (2011). Millennial scale cyclicity in the geodynamo inferred from a dipole tilt reconstruction. *Earth and Planetary Science Letters*, 311, 299-305.
- Nilsson, A., Holme, R., Korte, M., Suttie, N. y Hill, M. (2014). Reconstructing Holocene geomagnetic variation: new methods, models and implications. *Geophysical Journal International*, 198(1), 229-248.
- Nilsson, A., Suttie, N., Korte, M., Holme, R. y Hill, M. (2020). Persistent westward drift of the geomagnetic field at the core-mantle boundary linked to recurrent high-latitude weak/reverse flux patches. *Geophysical Journal International*, 222(2), 1423-1432.

- Nilsson, A., Suttie, N., Stoner, J. y Muscheler, R. (2022). Recurrent ancient geomagnetic field anomalies shed light on future evolution of the South Atlantic Anomaly. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 119(24), e2200749119.
- Olsen, N. y Manda, M. (2008). Rapidly changing flows in the Earth's core. *Nature Geoscience*, 1(6), 390-394.
- Olsen, N., Manda, M., Sabaka, T. y Tøffner-Clausen, L. (2009). CHAOS-2 - a geomagnetic field model derived from one decade of continuous satellite data. *Geophysical Journal International*, 179(3), 1477-1487.
- Olson, P. (2015). Core Dynamics: An Introduction and Overview. En: *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford:Elsevier, 1-25.
- Olson, P. (2016). Mantle control of the geodynamo: Consequences of topdown regulation. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 17, 1935-1956.
- Olson, P., Christensen, U. y Glatzmaier, G. (1999). Numerical modeling of the geodynamo: Mechanisms of field generation and equilibration. *Journal of Geophysical Research*, 104(5), 10383-10404.
- Olson, P. y Christensen, U. (2002). The time averaged magnetic field in numerical dynamos with nonuniform boundary heat flow. *Geophysical Journal International*, 151, 809-823.
- Olson, P., Driscoll, P. y Amit, H. (2009). Dipole collapse and reversal precursors in a numerical dynamo. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 173, 121-140.
- Olson, P., Coe, R.S., Driscoll, P.E., Glatzmaier, G.A. y Roberts, P.H. (2010). Geodynamo reversal frequency and heterogeneous core-mantle boundary heat flow. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 180, 66-79.
- Olson, P., Glatzmaier, G. y Coe, R. (2011). Complex polarity reversals in a geodynamo model. *Earth and Planetary Science Letters*, 304, 168-179.
- Olson, P. y Deguen, R. (2012). Eccentricity of the geomagnetic dipole caused by lopsided inner core growth. *Nature Geoscience*, 5, 565-569.

- Olson, P., Christensen, U. y Driscoll, P.E. (2012). From superchrons to secular variation: A broadband dynamo frequency spectrum for the geomagnetic dipole. *Earth and Planetary Science Letters*, 319-320, 75-82.
- Opdyke, N. y Channell, J. (1996). *Magnetic Stratigraphy*. Primera ed. San Diego: Academic Press.
- Oppenheim, A., Schaffer, R. y Buck, J. (1989). *Discrete-Time Signal Processing*. Segunda ed. Upper Saddle River(New Jersey): Prentice-Hall.
- Osete, M.L., Gialanella, P.R., Gómez, J.J., Villalain, J.J., Goy, A. y Heller, F. (2007). Magnetostratigraphy of Early-Middle Toarcian expanded sections from the Iberian Range (central Spain). *Earth and Planetary Science Letters*, 259(3-4), 319-332.
- Osete, M.L., Martín-Chivelet, J., Rossi, C., Edwards, R.L., Egli, R., Muñoz-García, M.B., Wang, X., Pavón-Carrasco, F.J. y Heller, F. (2012). The Blake geomagnetic excursion recorded in radiometrically dated speleothem. *Earth and Planetary Science Letters*, 353-354, 173-181.
- Osete, M.L., Molina-Cardín, A.; Campuzano, S.A.; Aguilera-Arzo, G.; Barrachina-Ibáñez, A.; Falomir-Granell, F.; Oliver Foix, A.; Gómez-Paccard, M.; Martín-Hernández, F.; Palencia-Ortas, A.; Pavón-Carrasco, F.J. y Rivero-Montero, M., (2020). Two archaeomagnetic intensity maxima and rapid directional variation rates during the Early Iron Age observed at Iberian coordinates. Implications on the evolution of the Levantine Iron Age Anomaly. *Earth and Planetary Science Letters*, 533(116047).
- Panovska, S., Finlay, C. y Hirt, A. (2013). Observed periodicities and the spectrum of field variations in the Holocene magnetic records.. *Earth and Planetary Science Letters*, 379, 88-94.
- Panovska, S., Korte, M., Finlay, C. y Constable, C.G. (2015). Limitations in paleomagnetic data and modelling techniques and their impact on Holocene geomagnetic field models. *Geophysical Journal International*, 202, 402-418.
- Panovska, S., Constable, C.G. y Korte, M. (2018). Extending Global Continuous Geomagnetic Field Reconstructions on Timescales Beyond Human Civilization. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 19, 4757-4772.

- Panovska, S., Korte, M., Liu, J. y Nowaczyk, N. (2021). Global Evolution and Dynamics of the Geomagnetic Field in the 15-70 kyr Period Based on Selected Paleomagnetic Sediment Records. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 126(e2021JB022681).
- Parker, E. (1969). The occasional reversal of the geomagnetic field. *Astrophysics Journal*, 158, 815-827.
- Pavón-Carrasco, F.J., Osete, M.L., Torta, J.M. y Gaya-Piqué, L. (2009). A regional archeomagnetic model for Europe for the last 3000 years, SCHA.DIF.3k: Applications to archeomagnetic dating. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 10(3), Q03013.
- Pavón-Carrasco, F.J., Osete, M.L., Torta, J.M. y De Santis, A. (2014). A geomagnetic field model for the Holocene based on archaeomagnetic and lava flow data. *Earth and Planetary Science Letters*, 388, 98-109.
- Pavón-Carrasco, F.J. y De Santis, A. (2016). The South Atlantic Anomaly: the key for a possible geomagnetic reversal. *Frontiers Earth Science*, 4(40).
- Pavón-Carrasco, F.J., Gómez-Paccard, M., Campuzano, S.A., González-Rouco, J.F. y Osete, M.L. (2018). Multi-centennial fluctuations of radionuclide production rates are modulated by the Earth's magnetic field. *Scientific Reports*, 8(9820).
- Pavón-Carrasco, F.J., Marsal, S., Campuzano, S.A. y Torta, J.M. (2021a). Signs of a new geomagnetic jerk between 2019 and 2020 from Swarm and observatory data. *Earth, Planets and Space*, 73(175).
- Pavón-Carrasco, F.J., Campuzano, S.A., Rivero-Montero, M., Molina-Cardín, A., Gómez-Paccard, M. y Osete, M.L. (2021b). SCHA.DIF.4k: 4,000 Years of Paleomagnetic Reconstruction for Europe and Its Application for Dating. *Journal of Geophysical Research*, 126(e2020JB021237), 1-18.
- Peel, M., Amirthanathan, G.E., Pegram, G.G.S., McMahon, T.A. y Chiew, F.H.S. (2005). Issues with the Application of the Empirical Mode Decomposition Analysis. En: *MODSIM 2005 International Congress on Modelling*.

- Pétreilis, F., Fauve, S., Dormy, E. y Valet, J. (2009). A simple mechanism for the reversals of the Earth's magnetic field. *Physical Review Letters*, 102(14), 144503.
- Pinheiro, K., Jackson, A. y Finlay, C. (2011). Measurements and uncertainties of the occurrence time of the 1969, 1978, 1991, and 1999 geomagnetic jerks. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(Q10015).
- Pinheiro, K., Amit, H. y Terra-Nova, F. (2019). Geomagnetic jerk features produced using synthetic core flow models. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 291, 35-53.
- Qamili, E., De Santis, A., Isac, A., Manda, M., Duka, B. y Simonyan, A. (2013). Geomagnetic jerks as chaotic fluctuations of the Earth's magnetic field. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 14, 839-850.
- Rikitake, T. (1958). Oscillations of a system of disk dynamos. *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 54(1), 89-105.
- Ritsema, J., Deuss, A., van Heijst, H. y Woodhouse, J. (2011). S40RTS: a degree-40 shear-velocity model for the mantle from new Rayleigh wave dispersion, teleseismic traveltimes and normal-mode splitting function measurements. *Geophysical Journal International*, 184(3), 1223-1236.
- Rivero-Montero, M., Gómez-Paccard, M., Kondopoulou, D., Tema, E., Pavón-Carrasco, F.J., Aidona, E., Campuzano, S.A., Molina-Cardín, A., Osete, M.L., Palencia-Ortas, A., Martín-Hernández, F., Rubat-Borel, F. y Venturino, M. (2021). Geomagnetic field intensity changes in the Central Mediterranean between 1500 BCE and 150 CE: Implications for the Levantine Iron Age Anomaly evolution. *Earth and Planetary Science Letters*, 557(116732).
- Roberts, A., Winklhofer, M., Liang, W. y Horng, C. (2003). Testing the hypothesis of orbital (eccentricity) influence on Earth's magnetic field. *Earth and Planetary Science Letters*, 216(1-2), 187-192.
- Roberts, G. (1971). Spatially periodic dynamos. *Philosophical transactions of the Royal Society A*, 266, 535-558.

- Roberts, P. (2015). Theory of the Geodynamo. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford:Elsevier, 57-87.
- Roberts, P., Yu, Z. y Russel, C. (2007). On the 60-year signal from the core. *Geophysical y Astrophysical Fluid Dynamics*, 101(1), 11-35.
- Romanowicz, B. (2003). Global mantle tomography: progress status in the past 10 years. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 31, 303-328.
- Sano, Y. (1991). A best-fit eccentric dipole and the invariance of the Earth's dipole moment. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 43(10), 825-837.
- Schmidt, A. (1934). Der magnetische Mittelpunkt der Erde und seine Bedeutung. *Gerlands Beitrage Zur Geophysik*, 41, 346-458.
- Schmitt, D., Ossendrijver, M. y Hoyng, P. (2001). Magnetic field reversals and secular variation in a bistable geodynamo model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 125, 119-124.
- Schubert, G. (2015). *Treatise on Geophysics*. Segunda ed. Oxford: Elsevier.
- Schuster, A. (1898). On the investigation of hidden periodicities with application to a supposed 26 day period of meteorological phenomena. *Terrestrial Magnetism*, 3(1), 13-41.
- Schwartz, M., Bennett, W. y Stein, S. (1996). *Communications systems and techniques*. New York: McGraw-Hill.
- Shaar, R., Tauxe, L., Ron, H., Ebert, Y., Zuckerman, S., Finkelstein, I. y Agnon, A. (2016). Large geomagnetic field anomalies revealed in Bronze to Iron Age archeomagnetic data from Tel Megiddo and Tel Hazor, Israel. *Earth and Planetary Science Letters*, 442, 173-185.
- Shaar, R. Tauxe, L.; Goguitchaichvili, A.; Devidze, M.; Licheli, V. (2017). Further evidence of the Levantine Iron Age geomagnetic anomaly from Georgian pottery. *Geophysical Research Letters*, 44(5), 2229-2236.
- Shah, J., Koppers, A.A.P., Leitner, M., Leonhardt, R., Muxworthy, A.R., Heunemann, C., Bachtadse, V., Ashley, J.A.D. y Matzka, J. (2016). Paleomagnetic evidence for the persistence of recurrence of geomagnetic

- main field anomalies in the South Atlantic. *Earth and Planetary Science Letters*, 441, 113-124.
- Stewart, D. y Whaler, K. (1992). Geomagnetic disturbance fields: An analysis of observatory monthly means. *Geophysical Journal International*, 108, 215-223.
- Stoica, P. y Randolph, M. (2005). *Spectral Analysis of Signals*. Primera ed. Upper Saddle River(New Jersey): Pearson/Prentice-Hall.
- Takahashi, F., Tsunakawa, H., Matsushima, M., Mochizuki, N. y Honkura, Y. (2008). Effects of thermally heterogeneous structure in the lowermost mantle on the geomagnetic field strength. *Earth and Planetary Science Letters*, 272, 738-746.
- Tarduno, J. (1990). Absolute inclination values from deep sea sediments: a reexamination of the Cretaceous Pacific record. *Geophysics Research Letters*, 17(1), 101-104.
- Tarduno, J., Watkeys, M.K., Huffman, T.N., Cottrell, R.D., Blackman, E.G., Wendt, A., Scribner, C.A. y Wagner, C.L. (2015). Antiquity of the South Atlantic Anomaly and evidence for top-down control on the geodynamo. *Nature Communications*, 6(7865).
- Tarduno, J., Cottrell, R.D., Davis, W.J., Nimmo, F. y Bono, R.K. (2020). Paleomagnetism indicates that primary magnetite in zircon records a strong Hadean geodynamo. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(5), 2309-2318.
- Tauxe, L. (1993). Sedimentary records of relative paleointensity of the geomagnetic field: Theory and practice. *Reviews on Geophysics*, 31(3), 319-355.
- Tauxe, L. y Yamazaki, T. (2015). Paleointensities. En: G. Schubert, ed. *Treatise of Geophysics*. Segunda ed.:Elsevier , 461-509.
- Terra-Nova, F., Amit, H., Hartmann, G. y Trindade, R.I.F. (2016). Using archaeomagnetic field models to constrain the physics of the core:

- robustness and preferred locations of reversed flux patches. *Geophysical Journal International*, 206(3) , 1890-1913.
- Terra-Nova, F., Amit, H., Hartmann, G.A., Trindade, R.I.F. y Pinheiro, K.J. (2017). Relating the South Atlantic Anomaly and geomagnetic flux patches. *Physics of the Earth and Planetary Interiors* , 266 , 39-53.
- Terra-Nova, F., Amit, H. y Choblet, G. (2019). Preferred locations of weak surface field in numerical dynamos with heterogeneous core-mantle boundary heat flux: consequences for the South Atlantic Anomaly. *Geophysical Journal International*, 217(2) , 1179-1199.
- Thellier, E. y Thellier, O. (1959). Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. *Annals of Geophysics* , 15 , 285-376.
- Thouveny, N., Bourlès, D.L., Saracco, G., Carcaillet, J.T. y Bassinot, F. (2008). Paleoclimatic context of geomagnetic dipole lows and excursions in the Brunhes, clue for an orbital influence on the geodynamo?. *Earth and Planetary Science Letters* , 275, p. 269–284.
- Torrence, C. y Compo, G. (1997). A Practical Guide to Wavelet Analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1), 62-78.
- Torta, J.M., Pavón-Carrasco, F.J., Marsal, S. y Finlay, C. (2015). Evidence for a new geomagnetic jerk in 2014. *Geophysical Research Letters*, 42, 7933-7940.
- Tozzi, R., De Michelis, P. y Meloni, A. (2009). Geomagnetic jerks in the polar regions. *Geophysics Research Letters*, 36(L15304).
- Trauth, M. (2021). *MATLAB Recipes for Earth Sciences*. Quinta ed. Cham: Springer.
- Tric, E., Laj, C., Valet, J.P., Turcholka, P. y Guichard, F. (1991). The Blake geomagnetic event: transition geometry, dynamical characteristics and geomagnetic significance. *Earth and Planetary Science Letters*, 102, 1-13.
- Trindade, R.I.F., Jaqueto, P., Terra-Nova, F., Brandt, D., Hartmann, G.A.; Feinberg, J.M., Strauss, B.E., Novello, V.F., Cruz, F.W., Karmann, I.,

- Cheng, H. y Edwards, R.L. (2018). Speleotherm record of geomagnetic South Atlantic Anomaly recurrence. *Proceedings of the National Academy of Science*, 115(52), 13198-13203.
- Turner, G., Rasson, J. y Reeves, C. (2015). Observation and Measurement Techniques. En: G. Schubert, ed. *Treatise on Geophysics*. Oxford: Elsevier, 92-133.
- Udías, A. (2004). *Historia de la Física: De Arquímedes a Einstein*. Primera ed. Madrid: Síntesis.
- Usoskin, I.G., Gallet, Y., Lopes, F., Kovaltsov, G.A. y Hulot, G. (2016). Solar activity during the Holocene: the Hallstatt cycle and its consequence for grand minima and maxima. *Astronomy and Astrophysics*, 587(A150).
- Valet, J.P., Meynadier, L. y Guyodo, Y. (2005). Geomagnetic dipole strength and reversal rate over the past two million years. *Nature*, 435, 802-805.
- Valet, J.P., Plenier, G. y Herrero-Bervera, E. (2008). Geomagnetic excursions reflect an aborted polarity state. *Earth and Planetary Science Letters*, 274, 472-478.
- Valet, J.P., Maynadier, L., Quentin, S. y Thouveny, N. (2016). When and why sediments fails to record the geomagnetic field during polarity reversals. *Earth and Planetary Science Letters*, 453, 96-107.
- Waler, K. y Gubbins, D. (1981). Spherical harmonic analysis of the geomagnetic field: An example of a linear inverse problem. *Geophysical Journal International*, 65(3), 645-693.
- Wicht, J. y Olson, P. (2004). A detailed study of the polarity reversal mechanism in a numerical dynamo model. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 5(3), Q03H10.
- Wicht, J. y Sanchez, S. (2019). Advances in geodynamo modelling. *Geophysical y Astrophysical Fluid Dynamics*, 113(1-2), 2-50.
- Yamazaki, T. y Oda, H. (2002). Orbital influence on Earth's magnetic field: 100,000 year periodicity in inclination. *Science*, 295(5564), 2435-2439.

- Yokoyama, Y. y Yamazaki, T. (2000). Geomagnetic paleointensity variation with a 100 kyr quasi-period. *Earth and Planetary Science Letters*, 181(1-2), 7-14.
- Zhong, S. y Rudolph, M. (2015). On the temporal evolution of the long-wavelength mantle structure of the Earth since the Early Paleozoic. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 16, 1599-1615.

ANEXO I. Desarrollo de las expresiones del dipolo excéntrico

El desarrollo matemático para la obtención de estas expresiones parte de considerar la expansión de Taylor del potencial creado por un dipolo desplazado del centro de la Tierra que tiene la misma dirección que el dipolo geocéntrico (James y Winch, 1967). Si el potencial creado por un dipolo geocéntrico puede expresarse como:

$$V = \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{m} \cdot \nabla \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{m_x x}{r^3} + \frac{m_y y}{r^3} + \frac{m_z z}{r^3} \right), \quad [\text{Al.1}]$$

donde $\vec{m} = (m_x, m_y, m_z)$ es el vector momento magnético del dipolo geocéntrico, el potencial que genera un dipolo desplazado una distancia $\vec{\delta} = (X_C, Y_C, Z_C)$ del centro de la Tierra está dado por:

$$V_C = V - \vec{\delta} \cdot \nabla V + \frac{\delta^2}{2!} \nabla(\vec{\delta} \cdot \nabla V) + \dots \quad [\text{Al.2}]$$

Se puede reducir entonces la serie a los dos primeros términos, donde el primero es [Al.1] y el segundo se puede desarrollar como:

$$-\vec{\delta} \cdot \nabla V = -(X_C, Y_C, Z_C) \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \begin{pmatrix} \frac{m_x}{r^3} - \frac{3m_x x^2}{r^5} - \frac{3m_y xy}{r^5} - \frac{3m_z xz}{r^5} \\ \frac{m_y}{r^3} - \frac{3m_x xy}{r^5} - \frac{3m_y y^2}{r^5} - \frac{3m_z yz}{r^5} \\ \frac{m_z}{r^3} - \frac{3m_x xz}{r^5} - \frac{3m_y yz}{r^5} - \frac{3m_z z^2}{r^5} \end{pmatrix} \quad [\text{Al.3}]$$

Considerando la relación entre coordenadas cartesianas y esféricas, donde θ es la colatitud y λ la longitud (ver Figura 3.4):

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \lambda \\ y &= r \sin \theta \sin \lambda, \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \quad [\text{Al.4}]$$

la expresión [A1.3] puede expresarse, una vez desarrollada, como:

$$\begin{aligned}
 -\vec{\delta} \cdot \nabla V = & \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [m_x x_c (3 \sin^2 \theta \cos^2 \lambda - 1) + 3m_y x_c \sin^2 \theta \cos \lambda \sin \lambda + \\
 & 3m_z x_c \sin \theta \cos \theta \cos \lambda + 3m_x y_c \sin^2 \theta \cos \lambda \sin \lambda + m_y y_c (3 \sin^2 \theta \sin^2 \lambda - 1) + \\
 & 3m_z y_c \sin \theta \cos \theta \sin \lambda + 3m_x z_c \sin \theta \cos \theta \cos \lambda + 3m_y z_c \sin \theta \cos \theta \sin \lambda + \\
 & m_z z_c (3 \cos^2 \theta - 1)]. \quad \text{[A1.5]}
 \end{aligned}$$

Sobre esta expresión se realizan algunas variaciones y simplificaciones, de forma que aparezcan los polinomios semi-normalizados de Schmidt:

$$P_2^0(\cos \theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1); \quad P_2^1(\cos \theta) = \sqrt{3} \cos \theta \sin \theta; \quad P_2^2(\cos \theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \sin^2 \theta, \quad \text{[A1.6]}$$

y los senos y cosenos del ángulo doble:

$$\cos^2 \lambda = \frac{(1 + \cos 2\lambda)}{2}; \quad \sin^2 \lambda = \frac{(1 - \cos 2\lambda)}{2}; \quad \cos \lambda \sin \lambda = \frac{\sin 2\lambda}{2}, \quad \text{[A1.7]}$$

Así pues, el segundo término de la expansión de Taylor del potencial creado por un dipolo desplazado, teniendo en cuenta [A1.6] y [A1.7] y considerando para simplificar que $P_m^n(\cos \theta) = P_m^n$, se expresa como:

$$\begin{aligned}
 -\vec{\delta} \cdot \nabla V = & \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [(2m_z Z_c - m_x X_c - m_y Y_c) P_2^0 + \sqrt{3}(m_z X_c + m_x Z_c) P_2^1 \cos \lambda + \\
 & \sqrt{3}(m_z Y_c + m_y Z_c) P_2^1 \sin \lambda + \sqrt{3}(m_x X_c + m_y Y_c) P_2^2 \cos 2\lambda + \sqrt{3}(m_y X_c + \\
 & m_x Y_c) P_2^2 \sin 2\lambda]. \quad \text{[A1.8]}
 \end{aligned}$$

Esta expresión se compara con el término $n = 2$ del desarrollo en armónicos esféricos del campo geomagnético principal [2.12]:

$$V_2 = a \left(\frac{a}{r} \right)^3 [g_2^0 P_2^0 + g_2^1 P_2^1 \cos \lambda + h_2^1 P_2^1 \sin \lambda + g_2^2 P_2^2 \cos 2\lambda + h_2^2 P_2^2 \sin 2\lambda], \quad \text{[A1.9]}$$

de forma que identificando qué términos acompañan a los polinomios semi-normalizados de Schmidt, P_m^n , se puede identificar una relación con los coeficientes de Gauss de segundo orden:

$$\begin{aligned}
 g_2^0 &= \frac{\mu_0}{4\pi a^4} (2m_z Z_c - m_x X_c - m_y Y_c) \\
 g_2^1 &= \frac{\mu_0}{4\pi a^4} \sqrt{3} (m_z X_c + m_x Z_c) \\
 h_2^1 &= \frac{\mu_0}{4\pi a^4} \sqrt{3} (m_z Y_c + m_y Z_c) \quad . \\
 g_2^2 &= \frac{\mu_0}{4\pi a^4} \sqrt{3} (m_x X_c - m_y Y_c) \\
 h_2^2 &= \frac{\mu_0}{4\pi a^4} \sqrt{3} (m_x Y_c + m_y X_c).
 \end{aligned} \tag{AI.10}$$

Teniendo en cuenta la relación entre el momento magnético del dipolo geocéntrico y los primeros tres coeficientes de Gauss:

$$m_x = 4\pi \frac{a^3}{\mu_0} g_1^1 \quad m_y = 4\pi \frac{a^3}{\mu_0} h_1^1 \quad m_z = 4\pi \frac{a^3}{\mu_0} g_1^0, \tag{AI.11}$$

puede sustituirse [A.11] en [A.10] obteniendo una expresión en función de los coeficientes de Gauss de primer y segundo orden y la distancia $\vec{\delta}$:

$$\begin{aligned}
 g_2^0 &= \frac{1}{a} (2g_1^0 z_c - g_1^1 x_c - h_1^1 y_c) \\
 g_2^1 &= \frac{\sqrt{3}}{a} (g_1^0 x_c + g_1^1 z_c) \\
 h_2^1 &= \frac{\sqrt{3}}{a} (g_1^0 y_c + h_1^1 z_c) \\
 g_2^2 &= \frac{\sqrt{3}}{a} (g_1^1 x_c - h_1^1 y_c) \\
 h_2^2 &= \frac{\sqrt{3}}{a} (g_1^1 y_c + h_1^1 x_c).
 \end{aligned} \tag{AI.12}$$

Para obtener las expresiones de (X_c, Y_c, Z_c) en función de los coeficientes de Gauss, se realiza una optimización del sistema buscando para que valores de (X_c, Y_c, Z_c) se minimiza la expresión (S), con el método de mínimos cuadrados (Schmidt, 1934). La expresión S se construye igualando a 0 cada una de las expresiones de [AI.12] y sumándolas cuadráticamente. Se considera $a = 1$ por comodidad.

$$\begin{aligned}
 S &= [g_2^0 - 2g_1^0 z_c + g_1^1 x_c + h_1^1 y_c]^2 + [g_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0 x_c + g_1^1 z_c)]^2 + \\
 &[h_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0 y_c + h_1^1 z_c)]^2 + [g_2^2 - \sqrt{3}(g_1^1 x_c - h_1^1 y_c)]^2 + [h_2^2 - \sqrt{3}(g_1^1 y_c + h_1^1 x_c)]^2.
 \end{aligned} \tag{AI.13}$$

Sobre esta función S se calcula para cada componente del vector $\vec{\delta}$ la derivada parcial y se igualan a 0 para buscar los mínimos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial X_c} &= 2g_1^1(g_2^0 - 2g_1^0Z_c + g_1^1X_c + h_1^1Y_c) - 2\sqrt{3}g_1^0(g_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0X_c + g_1^1Z_c)) - \\ &2\sqrt{3}g_1^1(g_2^2 - \sqrt{3}(g_1^1X_c - h_1^1Y_c)) - 2\sqrt{3}h_1^1(h_2^2 - \sqrt{3}(h_1^1X_c + g_1^1Y_c)) = 0, \end{aligned} \quad [\text{AI.14}]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial Y_c} &= 2h_1^1(g_2^0 - 2g_1^0Z_c + g_1^1X_c + h_1^1Y_c) - 2\sqrt{3}g_1^0(h_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0Y_c + h_1^1Z_c)) + \\ &2\sqrt{3}h_1^1(g_2^2 - \sqrt{3}(g_1^1X_c - h_1^1Y_c)) - 2\sqrt{3}g_1^1(h_2^2 - \sqrt{3}(h_1^1X_c + g_1^1Y_c)) = 0, \end{aligned} \quad [\text{AI.15}]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial Z_c} &= -4g_1^0(g_2^0 - 2g_1^0Z_c + g_1^1X_c + h_1^1Y_c) - 2\sqrt{3}g_1^1(g_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0X_c + g_1^1Z_c)) - \\ &2\sqrt{3}h_1^1(h_2^1 - \sqrt{3}(g_1^0Y_c + h_1^1Z_c)) = 0. \end{aligned} \quad [\text{AI.16}]$$

Operando y simplificando las expresiones [AI.12-14] se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{cases} (3(g_1^0)^2 + 4(g_1^1)^2 + 3(h_1^1)^2)X_c + g_1^1h_1^1Y_c + g_1^0g_1^1Z_c = -g_1^1g_2^0 + \sqrt{3}g_1^0g_2^1 + \sqrt{3}g_1^1g_2^2 + \sqrt{3}h_1^1h_2^2 \\ g_1^1h_1^1X_c + (3(g_1^0)^2 + 3(g_1^1)^2 + 4(h_1^1)^2)Y_c + g_1^0h_1^1Z_c = -h_1^1g_2^0 + \sqrt{3}g_1^0h_2^1 - \sqrt{3}h_1^1g_2^2 + \sqrt{3}g_1^1h_2^2 \\ g_1^0g_1^1X_c + g_1^0h_1^1Y_c + (4(g_1^0)^2 + 3(g_1^1)^2 + 3(h_1^1)^2)Z_c = 2g_1^0g_2^0 + \sqrt{3}g_1^1g_2^1 + \sqrt{3}h_1^1h_2^1 \end{cases} \quad [\text{AI.17}]$$

Para simplificar, se introducen la notación B_0^2 , L_0 , L_1 , L_2 expresadas en la ecuación [3.3] de la Tesis:

$$\begin{aligned} L_0 &= 2g_1^0g_2^0 + (3)^{1/2}[g_1^1g_2^1 + h_1^1h_2^1] \\ L_1 &= -g_1^1g_2^0 + (3)^{1/2}[g_1^0g_2^1 + g_1^1g_2^2 + h_1^1h_2^2] \\ L_2 &= -h_1^1g_2^0 + (3)^{1/2}[g_1^0h_2^1 - h_1^1g_2^2 + g_1^1h_2^2] \\ B_0^2 &= (g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2. \end{aligned} \quad [\text{AI.18}]$$

De manera que el sistema de ecuaciones queda de la siguiente forma:

$$\begin{cases} L_0 = g_1^0g_1^1x_c + g_1^0h_1^1y_c + [(g_1^0)^2 + 3B_0^2]z_c \\ L_1 = [(g_1^1)^2 + 3B_0^2]x_c + g_1^1h_1^1y_c + g_1^0g_1^1z_c \\ L_2 = g_1^1h_1^1x_c + [(h_1^1)^2 + 3B_0^2]y_c + g_1^0h_1^1z_c \end{cases} \quad [\text{AI.19}]$$

Resolviendo el sistema de ecuaciones para (X_c, Y_c, Z_c) se obtienen las expresiones de la ecuación [3.2]:

$$X_c = a \frac{L_1 - g_1^1 E}{3B_0^2}; Y_c = a \frac{L_2 - h_1^1 E}{3B_0^2}; Z_c = a \frac{L_0 - g_1^0 E}{3B_0^2}, \quad [\text{AI.20}]$$

donde se ha multiplicado por el factor del radio medio terrestre, a , y se considera una nueva notación $E = (L_0g_1^0 + L_1g_1^1 + L_2h_1^1)/4B_0^2$.

ANEXO II. Geometrías más complejas del 360-DRM para reproducir la inversión, excursión y anomalías del Campo Geomagnético

El 360-DRM se ha utilizado para analizar eventos extremos del campo geomagnético (como la inversión de polaridad Matuyama-Brunhes o las excursiones de Laschamp y Mono Lake, Capítulo 5) y sus anomalías más recientes (la SAA y la LIAA, Capítulo 8). En la Tesis se han presentado las geometrías más simples del 360-DRM que eran capaces de reproducir con cierto grado de satisfacción tanto el desplazamiento del dipolo excéntrico como la generación de parches de flujo en el CMB. Sin embargo, durante el estudio se plantearon geometrías más complejas en las que se consideraban cambios en diferentes sectores del anillo de dipolos. Aunque este siguiente paso favorecía la reproducción de los parches de flujo invertido en el CMB y seguía siendo coherente con el desplazamiento del dipolo excéntrico, son necesarias mejoras en el 360-DRM que podrían estudiarse en una investigación futura.

En este Anexo se incluyen las pruebas realizadas utilizando varios sectores y/o factores de aumento/decrecimiento de los dipolos en anillo con el 360-DRM.

Inversión de polaridad Matuyama-Brunhes

Los mapas de campo radial en el CMB, calculados a partir de la paleorreconstrucción IMMAB4, indicaban la emergencia de dos RFPs en el hemisferio norte: uno centrado en el Pacífico (P-RFP) y otro en el Atlántico (A-RFP). Teniendo esto en cuenta, se establecen dos sectores en el 360-DRM uno centrado en 0°E con extensión de 60° en longitud; y otro centrado en 190°E que

se expande al resto de longitudes. En cada paso del 360-DRM se invierten dos dipolos hacia cada lado desde el inicial, como ocurría en el caso simple mostrado en la Tesis. Los resultados considerando estos dos sectores se muestran en la Figuras AII.1 y AII.2.

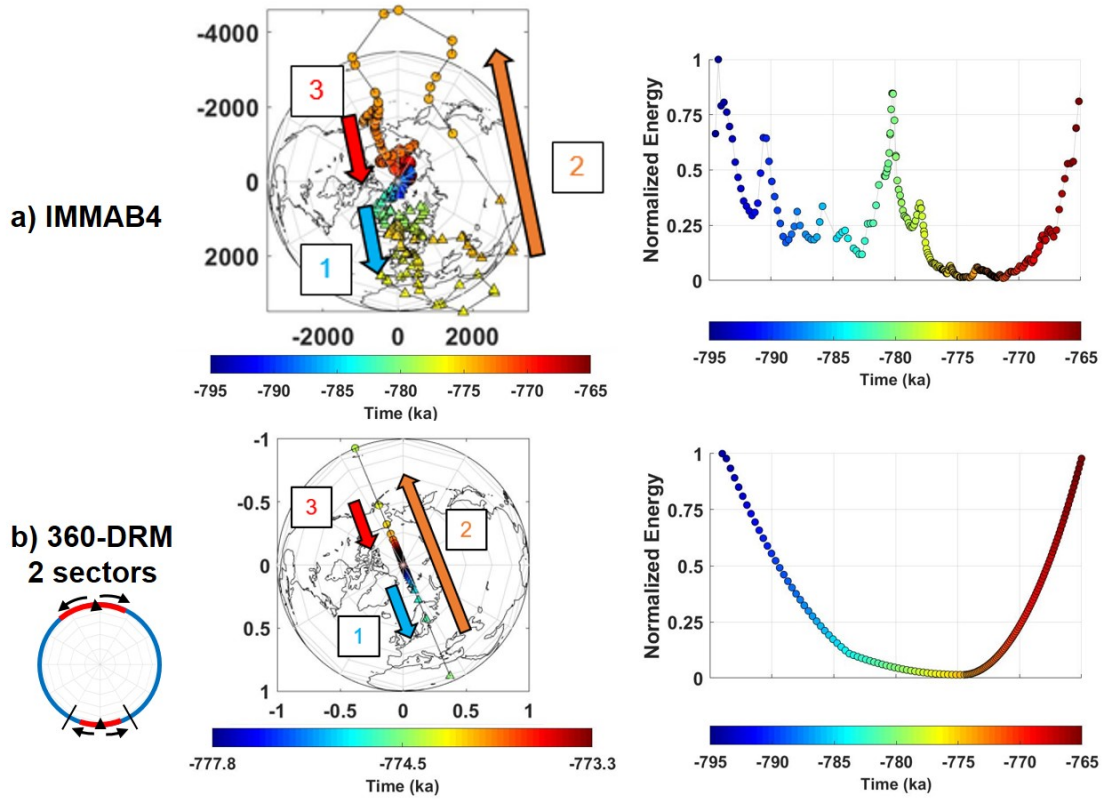


Figura AII.1. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y energía total normalizada (calculada hasta $n = 4$) para **a)** la paleorreconstrucción IMMAB4 y **b)** el 360-DRM considerando dos sectores de cambio. Solo se muestra el periodo entre -777,8 y -773,3 ka para marcar el sentido de desplazamiento del dipolo excéntrico. Los triángulos en la posición del dipolo excéntrico se corresponden a periodos con polaridad invertida (Matuyama) y las circunferencias se corresponden con polaridad normal (Brunhes). En **a)** la circunferencia tiene el radio del CMB (en km), mientras que en **b)** es adimensional. En ambos casos las líneas de costa se representan como referencia y las flechas indican el sentido de la trayectoria del dipolo excéntrico. La circunferencia azul-roja en **b)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: los primeros dipolos invertidos en cada sector del 360-DRM (triángulos negros), la dirección de propagación (flechas negras), el límite del sector Atlántico (segmentos negros) y el cambio de polaridad (azul anterior y rojo nueva polaridad).

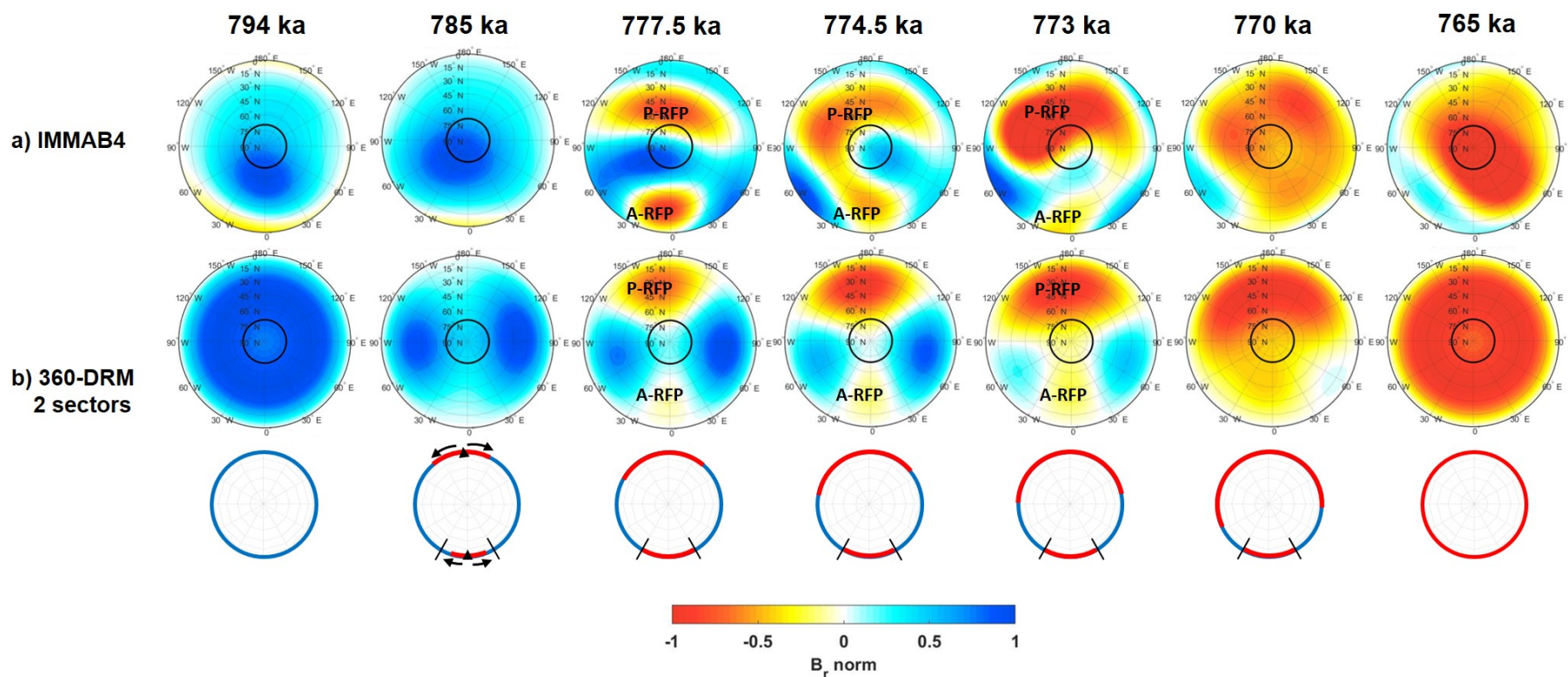


Figura AII.2. Mapas para tiempos seleccionados del campo radial normalizado (calculado hasta $n = 4$) en el CMB en el hemisferio norte (0°E situado en la parte inferior de la proyección) para la transición M-B según **a)** la paleorreconstrucción IMMAB4 y **b)** el 360-DRM con dos sectores. La circunferencia negra dentro de los mapas indica el cilindro tangente y “P-RFP” o “A-RFP” parches de flujo invertido en el Pacífico y en el Atlántico, respectivamente (ver texto). En **b)** se presenta con la circunferencia azul-roja los dipolos que han cambiado su polaridad a la nueva (roja), los primeros dipolos que cambian en cada sector (triángulos negros) y la dirección de propagación con flechas negras, indicados en la circunferencia bajo el mapa de -785 ka.

Excursión de Laschamp

En el caso de la excursión de Laschamp también se podían identificar dos RFPs en el hemisferio norte, uno en el hemisferio este (E-RFP) y otro en el oeste (W-RFP). Los dos sectores de dipolos que cambian en el 360-DRM se establecen de forma que se asemejen a esos parches pero que se mantenga que el movimiento del dipolo excéntrico está en torno a los 180°E . Para ello, se toma el primer sector como el sector occidental entre 240°E y 300°E , centrado en 270°E ; y el segundo está centrado en 45°E , abarcando desde 15°E hasta 75°E . Ambos sectores tienen una extensión de 60° en longitud. Los resultados del 360-DRM con esta configuración y su comparación con las dos paleorreconstrucciones utilizadas para estudiar la excursión de Laschamp (IMOLEe y LSMOD.2) se muestran en las Figuras AII.3 y AII.4.

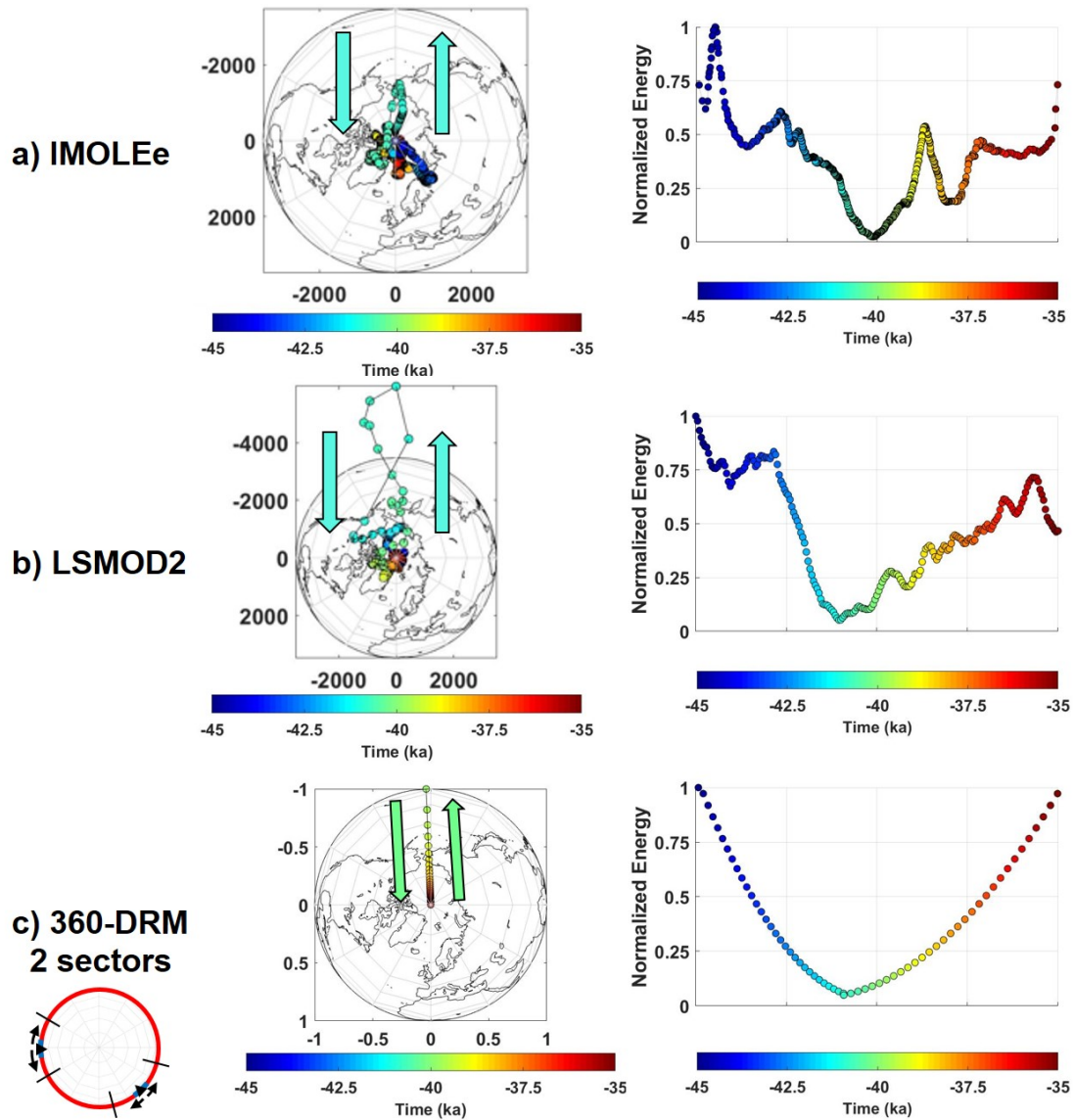


Figura AII.3. Evolución del dipolo excéntrico proyectado sobre el plano ecuatorial y energía total normalizada (calculada hasta $n = 5$) para **a)** la paleorreconstrucción IMOLEe; **b)** la paleorreconstrucción LSMOD.2 y **c)** el 360-DRM con dos sectores. En **a)** y **b)** la circunferencia tiene el radio del CMB (en km), mientras que en **c)** es adimensional. En ambos casos las líneas de costa se representan como referencia y las flechas indican el sentido de la trayectoria del dipolo excéntrico. La circunferencia azul-roja en **c)** señala de forma esquemática los primeros pasos del 360-DRM: los primeros dipolos invertidos en cada sector del 360-DRM (triángulos negros), la dirección de propagación (flechas negras) y hasta dónde alcanza cada sector (segmentos negros), con la polaridad invertida en azul (ver texto).

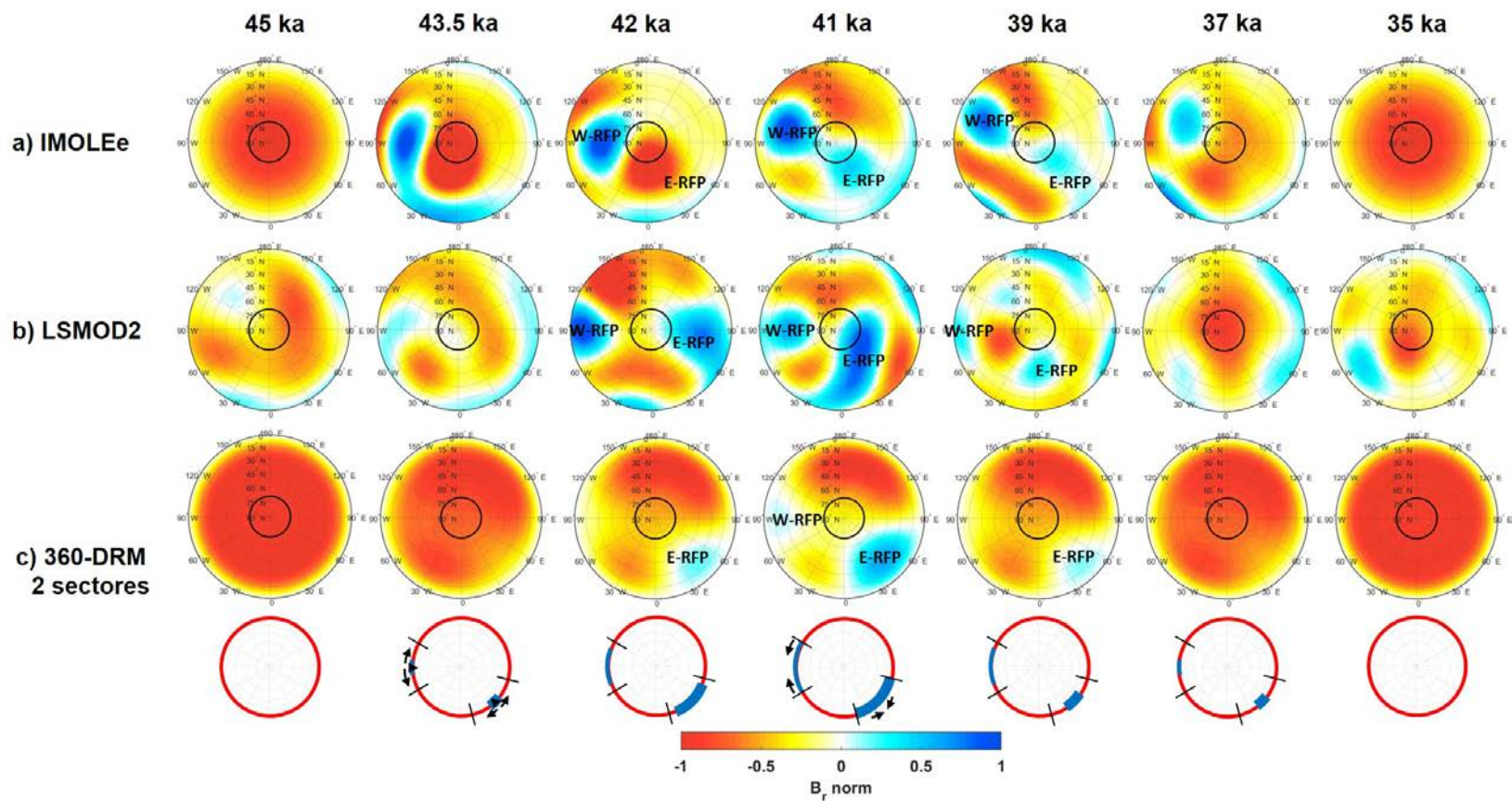


Figura AII.4. Mapas para tiempos seleccionados de campo radial normalizado (calculado hasta $n = 5$) en el CMB en el hemisferio norte (0°E situado en la parte inferior de la proyección) para la excursión Laschamp según **a)** la paleorreconstrucción IMOLEe, **b)** la paleorreconstrucción LSMOD.2 y **c)** el 360-DRM con dos sectores. La circunferencia negra dentro de los mapas indica el cilindro tangente y “E-RFP” o “W-RFP” parches de flujo invertido en el hemisferio este y oeste, respectivamente (ver texto). En **c)** se presenta con la circunferencia azul-roja los dipolos que han cambiado su polaridad (azul), los primeros dipolos que cambian en cada sector (triángulos negros) y la dirección de propagación con flechas negras, indicados en la circunferencia bajo el mapa de -43,5 ka.

Anomalía del Atlántico Sur (SAA)

Para que los mapas de campo radial en el CMB calculados a partir del 360-DRM mostrasen la emergencia del RFP responsable de la SAA, es necesario que los dipolos que se invierten en el sector de 300°E a 0°E multiplicasen su magnitud por un factor $F = -2$. Este valor 2 fue el primer número entero con el que se observaba claramente el RFP al final del intervalo, como se muestra en la Figura AII.5.

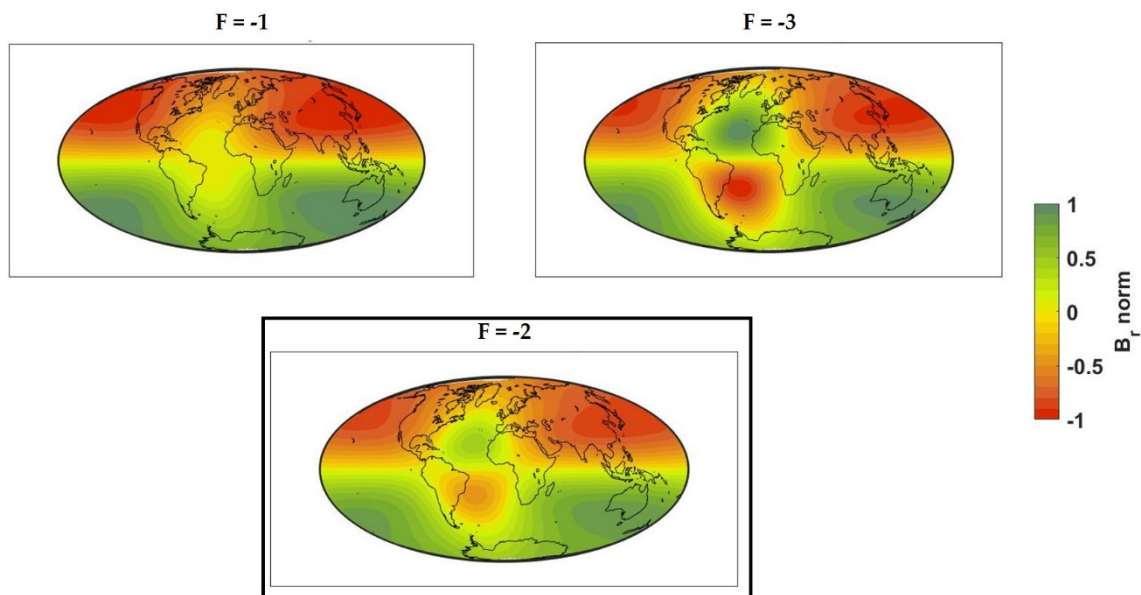


Figura AII.5. Mapas del campo radial normalizado (calculado hasta $n = 6$) según el 360-DRM para el tiempo equivalente al año 1900 d.C. (final del intervalo) según tres factores multiplicadores (F). El mapa recuadrado ($F = -2$) es el escogido para reproducir la SAA con el 360-DRM ya que genera un RFP en el hemisferio sur, responsable de la SAA, equiparable al observado con la paleorreconstrucción SHAWQ2k en el año 1900 d.C. (Figura 8.7).

Anomalía de la Edad del Hierro en Oriente Próximo (LIAA)

En el caso de la LIAA se pretende reproducir un incremento local de la intensidad de campo geomagnético que parece estar relacionado con la formación de un NFP, por lo que podría considerarse como una anomalía opuesta a la SAA. Para reproducirla con el 360-DRM fue necesario amplificar la magnitud de los dipolos en un sector entre 10°E y 30°E, centrado en 20°E (ver sección 8.2.3). Para que el NFP sea visible en el CMB se realizaron varias pruebas, escogiendo el valor $F = 5$, ya que era el mínimo número entero con el que se observaba una NFP clara. En la Figura AII.6 se muestran otros mapas de

campo radial calculados con otros factores de aumento para el paso del 360-DRM en el que se daba el máximo de energía (al tiempo equivalente 975 a.C.).

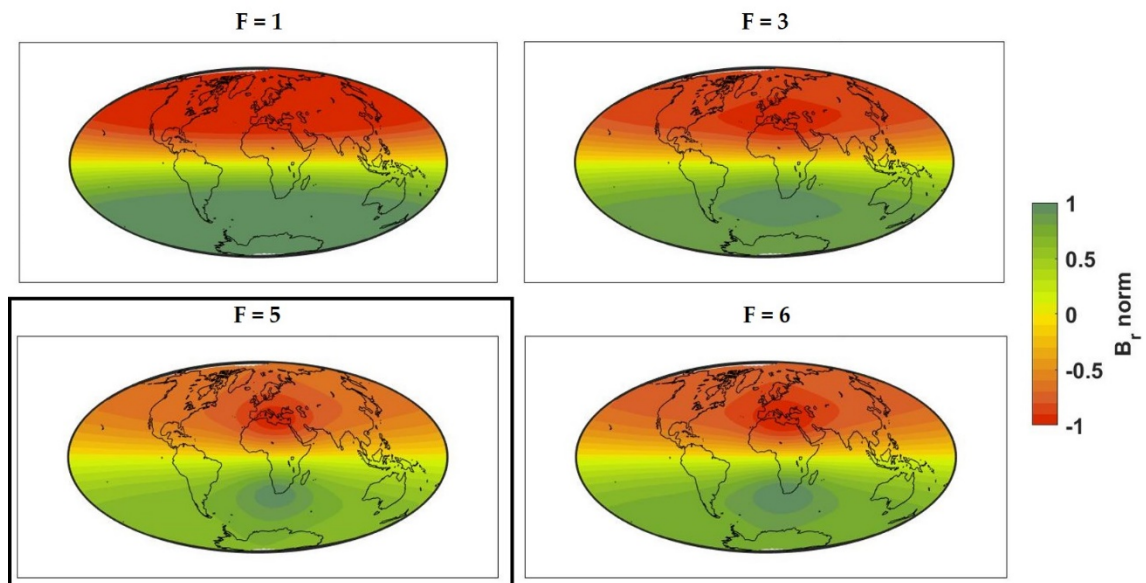


Figura AII.6. Mapas del campo radial normalizado (calculado hasta $n = 6$) según el 360-DRM para el tiempo equivalente a 975 a.C. (máximo de energía del 360-DRM) según cuatro factores multiplicadores (F). El mapa recuadrado (F = 5) es el escogido para reproducir la LIAA con el 360-DRM ya que genera un NFP en el hemisferio norte equiparable al observado con la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age, responsable de la LIAA, en torno al año 1000 a.C. (Figura 8.13).

ANEXO III. Resultados del análisis de frecuencias

En los Capítulos 6, 7 y 8 y en el Anexo V se presentan los resultados del análisis de frecuencias para el campo geomagnético de forma gráfica. El estudio se ha llevado a cabo sobre la energía total (de $n=1$ a $n=5$), la energía no dipolar (de $n=2$ a $n=5$), el campo dipolar (con separación en dipolo axial y ecuatorial), el campo cuadrupolar y el campo octupolar. Se emplearon tres técnicas diferentes: la transformada de Fourier, el *Empirical Mode Decomposition* (EMD) y el análisis de *wavelets*. En el Anexo IV se pueden encontrar la descomposición por IMFs como resultado de aplicar el EMD a cada una de las series estudiadas, mientras que el Anexo V recoge los resultados para el campo dipolar. El análisis de *wavelets* está incluido e a lo largo de los Capítulos 6, 7 y 8 y Anexo V.

A continuación, se recogen las tablas con los periodos característicos detectados con la transformada de Fourier y en el EMD de forma cuantitativa con sus incertidumbres. Las Tablas AIII.1-AIII.5 incluyen los valores cuantitativos de los periodos y sus incertidumbres representados en las Figuras 6.2a-b, 6.5a-b, 6.7a, 6.8a-b del Capítulo 6; Figuras 8.8, 8.9 y 8.10 del Capítulo 8 y Figura AV.2a del Anexo V. Recuérdese que en el caso del CALS10k.2 no se disponen de los valores de incertidumbre de los coeficientes de Gauss del modelo.

Tabla AIII.1. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para la energía total del campo geomagnético (calculada desde $n = 1$ a $n = 5$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 6.2a-b y Figura 8.8a-b.

Paleorreconstrucción	FFT	EMD
SHA.DIF.14k (Pavón-Carrasco <i>et al.</i> , 2014)	6400 ± 0	6900 ± 200
	3200 ± 0	
	2100 ± 0	2000 ± 160
	1600 ± 10	1400 ± 280
	870 ± 90	970 ± 30
	670 ± 30	
	540 ± 40	420 ± 50
CALS10k.2 (Constable <i>et al.</i> , 2016)		6960
	3200	2020
	1600	1160
	1020	
	790	610
BIGMUDI4k (Arneitz <i>et al.</i> , 2019)	2600 ± 0	
	1300 ± 0	1350 ± 450
	760 ± 100	740 ± 330
	540 ± 120	400 ± 140
	380 ± 50	270 ± 110
SHAWQ2k (Campuzano <i>et al.</i> , 2019)	270 ± 110	
	1050 ± 10	
	670 ± 30	730 ± 40
	470 ± 40	
SHAWQ-Iron Age (Osete <i>et al.</i> , 2020)	370 ± 40	440 ± 220
	300 ± 30	
	910 ± 240	920 ± 110
	460 ± 80	470 ± 50
	320 ± 50	200 ± 90
	240 ± 40	
	190 ± 30	

Tabla AIII.2. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para la energía dipolar del campo geomagnético ($n = 1$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 8.9a y Figura AV.2a.

Paleorreconstrucción	FFT	EMD
SHA.DIF.14k		6890 \pm 260
	2130 \pm 0	
	1600 \pm 10	1560 \pm 200
	1040 \pm 70	920 \pm 270
	860 \pm 90	
	680 \pm 50	560 \pm 180
CALS10k.2	540 \pm 40	
		6960
	3410	
	1460	2020
	1024	1160
BIGMUDI4k	790	610
	680	
		2190 \pm 730
	1280 \pm 0	940 \pm 450
	710 \pm 100	460 \pm 210
SHAWQ2k	480 \pm 120	
	350 \pm 50	290 \pm 100
	290 \pm 40	
	1070 \pm 30	
	670 \pm 40	730 \pm 30
SHAWQ-Iron Age	470 \pm 40	
	370 \pm 40	400 \pm 200
	300 \pm 30	
	700 \pm 250	840 \pm 110
SHAWQ-Iron Age	380 \pm 90	470 \pm 50
	270 \pm 50	220 \pm 100
	200 \pm 40	

Tabla AIII.3. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para el dipolo axial (g_1^0) y el dipolo ecuatorial ($\sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 6.5a-b y Figura 8.9a.

	SHA.DIF.14k	CALS10k.2	BIGMUDI4k	SHAWQ2k	SHAWQ- Iron Age
FFT					
Dipolo Axial	3170 ± 170	3410			
	2120 ± 90	1700			
	1560 ± 100	1024	1280 ± 0	1070 ± 20	
	850 ± 90	790			
	660 ± 40	680	700 ± 100	670 ± 30	690 ± 240
	590 ± 40	600	470 ± 100	470 ± 40	
			290 ± 40	370 ± 30	380 ± 90
		170 ± 20	170 ± 20	200 ± 30	
Dipolo Ecuatorial	2660 ± 610		2600 ± 310		
	1740 ± 300	1700			
	1250 ± 200	1280	1030 ± 30	1300 ± 340	
	910 ± 140	850			
	700 ± 80	730	640 ± 0	650 ± 50	
	560 ± 40	570			540 ± 170
		400	350 ± 30	440 ± 40	320 ± 70
		220 ± 20	260 ± 30	230 ± 40	
		170 ± 20	180 ± 20		
EMD					
Dipolo Axial	7050 ± 260	6860			
	2020 ± 180	2130	1960 ± 430		
	1650 ± 130	1130	1100 ± 400	1240 ± 210	
	870 ± 30	610		700 ± 50	770 ± 230
	400 ± 70		410 ± 120		440 ± 80
			330 ± 30		
		170 ± 80	160 ± 100	220 ± 80	
Dipolo Ecuatorial		7040			
	4990 ± 630	3400	3270 ± 160		
	2780 ± 460	2180			
	940 ± 160	1180	1300 ± 300	1400 ± 190	
			690 ± 200		760 ± 180
	480 ± 30			430 ± 90	470 ± 30
360 ± 130	380	240 ± 30	220 ± 120	210 ± 140	
		130 ± 70			

Tabla AIII.4. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para la energía no dipolar campo geomagnético (calculada desde $n = 2$ a $n = 5$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 6.7a y Figura 8.9a.

Paleorreconstrucción	FFT	EMD
SHA.DIF.14k	3870 ± 520	
	1850 ± 130	2030 ± 380
	1190 ± 130	1060 ± 360
	860 ± 120	
	680 ± 100	630 ± 80
	540 ± 90	420 ± 130
CALS10k.2		7710
	2050	1890
	930	1510
	640	560
BIGMUDI4k		3160 ± 190
	1280 ± 0	1070 ± 190
	850 ± 0	
	570 ± 10	550 ± 160
	400 ± 20	
	340 ± 20	
	280 ± 20	220 ± 50
	120 ± 50	
SHAWQ2k	1060 ± 30	1060 ± 50
		1000 ± 50
	560 ± 70	
	420 ± 60	
	330 ± 40	370 ± 100
	270 ± 30	
SHAWQ-Iron Age	730 ± 80	720 ± 70
	420 ± 40	420 ± 40
	280 ± 30	

Tabla AIII.5. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para la energía cuadrupolar ($n = 2$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 6.8a y Figura 8.9a.

Paleorreconstrucción	FFT	EMD
SHA.DIF.14k		6450 ± 500
	2920 ± 410	
	1760 ± 190	1570 ± 350
	1090 ± 120	
	820 ± 130	760 ± 120
	640 ± 100	590 ± 170
	520 ± 70	
CALS10k.2		7850
	2048	2140
	1024	1530
	640	640
BIGMUDI4k		3060 ± 290
	1280 ± 0	1640 ± 360
	850 ± 0	
	640 ± 10	660 ± 100
	400 ± 20	
	340 ± 20	300 ± 50
SHAWQ2k	1080 ± 70	1130 ± 30
	630 ± 50	
	470 ± 40	550 ± 260
	360 ± 40	
	300 ± 30	
SHAWQ-Iron Age		980 ± 70
	600 ± 200	
	340 ± 70	390 ± 30
	250 ± 40	180 ± 120

Tabla AIII.6. Periodos característicos (años) detectados según la transformada de Fourier (periodograma) y el EMD para la energía octupolar ($n = 3$) para cada paleorreconstrucción utilizada. Datos correspondientes a la Figura 6.8b y Figura 8.9a.

Paleorreconstrucción	FFT	EMD
SHA.DIF.14k	3760 ± 530	2440 ± 470
	1830 ± 40	1540 ± 390
	1170 ± 40	
	880 ± 60	
	760 ± 60	
	640 ± 60	670 ± 200
	550 ± 60	450 ± 210
CALS10k.2		8080
	5120	4420
	1700	1920
	1140	1180
	930	820
	680	
BIGMUDI4k	1700 ± 0	1980 ± 330
		1090 ± 370
	740 ± 30	
	500 ± 50	440 ± 170
	400 ± 50	
SHAWQ2k	310 ± 40	270 ± 200
	800 ± 50	750 ± 30
	440 ± 60	480 ± 200
SHAWQ-Iron Age	330 ± 50	
		1120 ± 70
	670 ± 150	530 ± 90
	400 ± 80	
	260 ± 40	

PORCENTAJE DE CONTRIBUCIÓN DE LAS IMF_s

En las Tablas AIII.7 y AIII.8 se agrupan por periodos característicos el porcentaje de contribución de cada IMF en el EMD para cada paleorreconstrucción siguiendo el procedimiento descrito por Peel *et al.* (2005). El porcentaje se calcula a partir de la relación entre la varianza (σ^2) de cada una de las IMF_s y la varianza de la serie original. De manera que el porcentaje viene determinado según la expresión:

$$\% \text{ contribución IMF}_i = \frac{\sigma_{IMF_i}^2}{\sigma_{serie\ original}^2} \cdot 100. \quad [AIII.1]$$

Puesto que los periodos característicos obtenidos de las IMF_s no coinciden exactamente con los definidos por el análisis conjunto de las tres metodologías empleadas, es necesario realizar una agrupación teniendo en cuenta las incertidumbres del proceso del EMD, cuando sea posible. Esta agrupación es posible gracias a la ortogonalidad de las IMF_s y al propio procedimiento del EMD ya que si se suman todas las IMF_s y el residuo se puede recuperar la serie original. Es decir, que si dos IMF_s pueden agruparse en un único periodo de los definidos por los tres métodos se considerará la suma de ambas series para calcular la varianza como una única IMF, siendo ese el porcentaje que se presente en las Tablas AIII.7 y AIII.8. En la mayoría de los casos la suma de porcentajes no se corresponde con el 100% por la contribución que se lleva el residuo del EMD y errores de redondeo derivados del propio procedimiento (Peel *et al.*, 2005).

Téngase en cuenta que los resultados presentados por este método son compatibles con los mostrados en las representaciones de análisis de *wavelets*, ya que la magnitud de la *wavelet* indica la relevancia de cada periodo, de la misma forma que el porcentaje de contribución.

Tabla AIII.7. Contribución (en porcentaje) de las IMFs obtenidas en el EMD asociadas a los periodos característicos dados por las tres metodologías aplicadas (FFT, EMD y wavelets). Como los periodos característicos pueden diferir en algunos casos con el resultado del EMD, cuando sea necesario se aproxima el periodo de la IMF al más cercano de los identificados por las tres metodologías (ver texto para más detalles). Los porcentajes se calculan para la energía total, la energía del campo dipolar, el dipolo axial y el dipolo ecuatorial según cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas. No se incluye el porcentaje explicado por el residuo.

Periodo	Campo total (n = 1 -5)				Campo dipolar (n = 1)			
	SHA.DIF.1	CALS10k	BIGMUDI	SHAWQ	SHA.DIF.1	CALS10k	BIGMUDI	SHAWQ
	4k	.2	4k	2k	4k	.2	4k	2k
7000	58,5	36,8			51	36,8		
2000	2,2	5,8				5,8		
1000-1400	8,6	5,3	28,9		4,3	5,2	36,6	
600-800	3,4	1,2	11,5	27,1	8,6	1,2	17,4	31,2
250-400	1,9		7,6	5,8			4,1	5,6

Periodo	Dipolo Axial ((g_1^0))				Dipolo Ecuatorial ($\sqrt{(g_1^1)^2+(h_1^1)^2}$)			
	SHA.DIF.1	CALS10k	BIGMUDI	SHAWQ	SHA.DIF.1	CALS10k	BIGMUDI	SHAWQ
	4k	.2	4k	2k	4k	.2	4k	2k
7000	58,8	29,9				16,4		
2000	1,9	7,2	17,3			30,1		
1000-1400	9,4	7,2		23,3	23	34,1	10	51
600-800	3,2	1,2	16,9	44,8			17,6	
250-400	1,1		10,1	0,8	24	4,5	2,4	16,5

Tabla AIII.8. Contribución (en porcentaje) de las IMFs obtenidas en el EMD asociadas a los periodos característicos dados por las tres metodologías aplicadas (FFT, EMD y wavelets). Como los periodos característicos pueden diferir en algunos casos con el resultado del EMD, cuando sea necesario se aproxima el periodo de la IMF al más cercano de los identificados por las tres metodologías (ver texto para más detalles). Los porcentajes se calculan para la energía no dipolar (n = 2-5), la energía del campo cuadrupolar y la energía del campo octupolar según cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas. No se incluye el porcentaje explicado por el residuo.

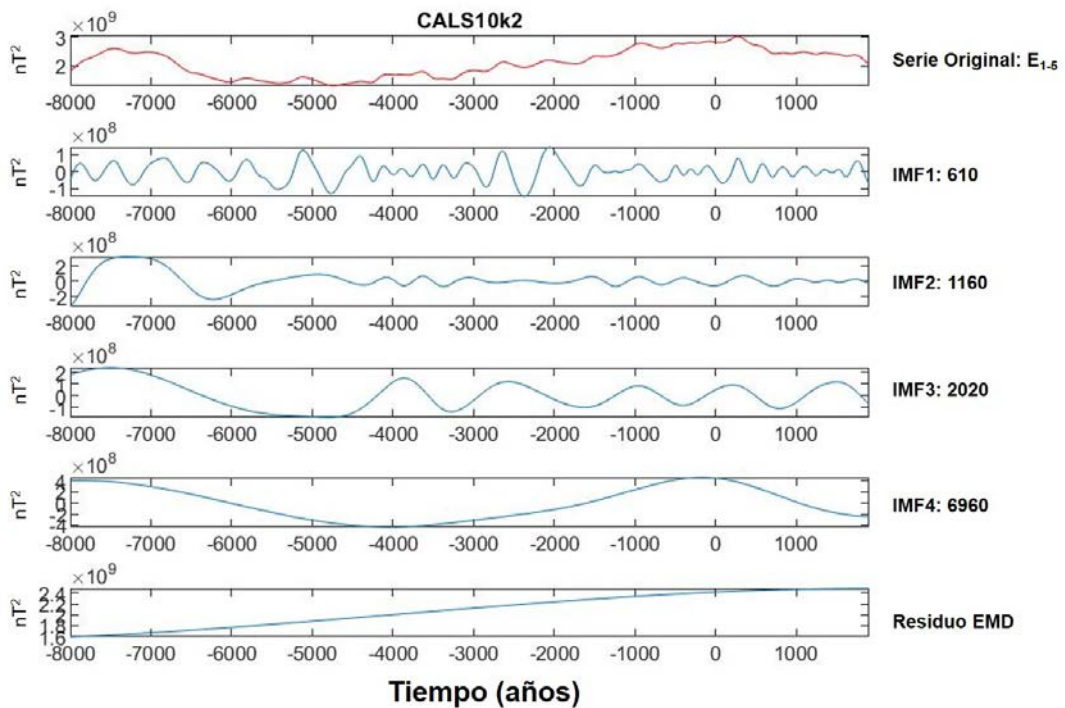
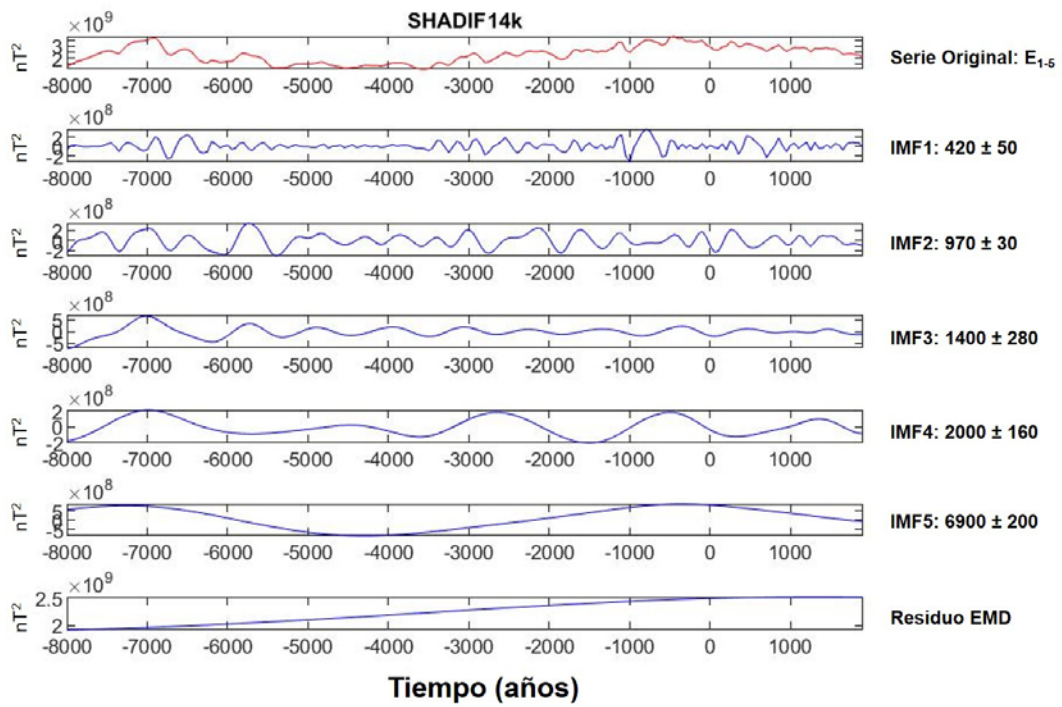
Periodo	Energía Campo No Dipolar (n = 2 - 5)				Energía Cuadrupolo (n = 2)				Energía Octupolo (n = 3)			
	SHA.DIF.14k	CALS10k.2	BIGMUDI4k	SHAWQ2k	SHA.DIF.14k	CALS10k.2	BIGMUDI4k	SHAWQ2k	SHA.DIF.14k	CALS10k.2	BIGMUDI4k	SHAWQ2k
7000		2,2			9	3,5				27,3		
2000	2,1	35,0				16,1			1,7	9,7	15,3	
1000-1400	5,2	11,1	0,7	5,9	5,4	37,6	7,5	68,8	7,4	39,3	10,2	
600-800	3,8	46,2	3,7	21,7	2,6	4,8	4,6		7,1	11,8		40,8
250-450	1,4		5,6	28,0			4,6	5,6	5,5		7,8	9,2

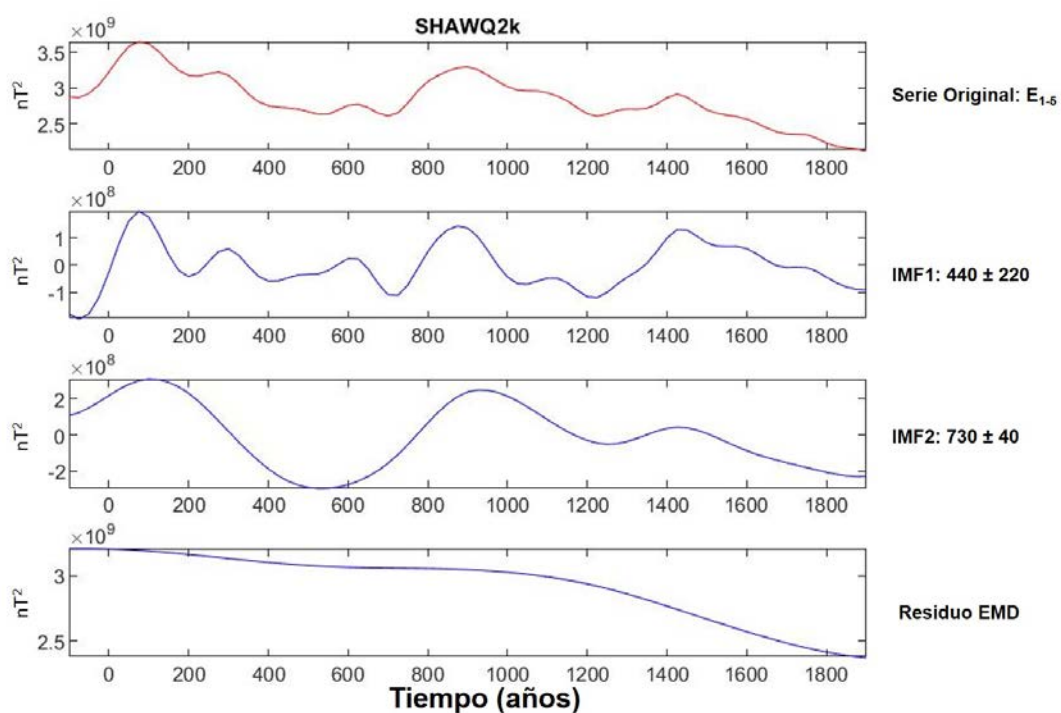
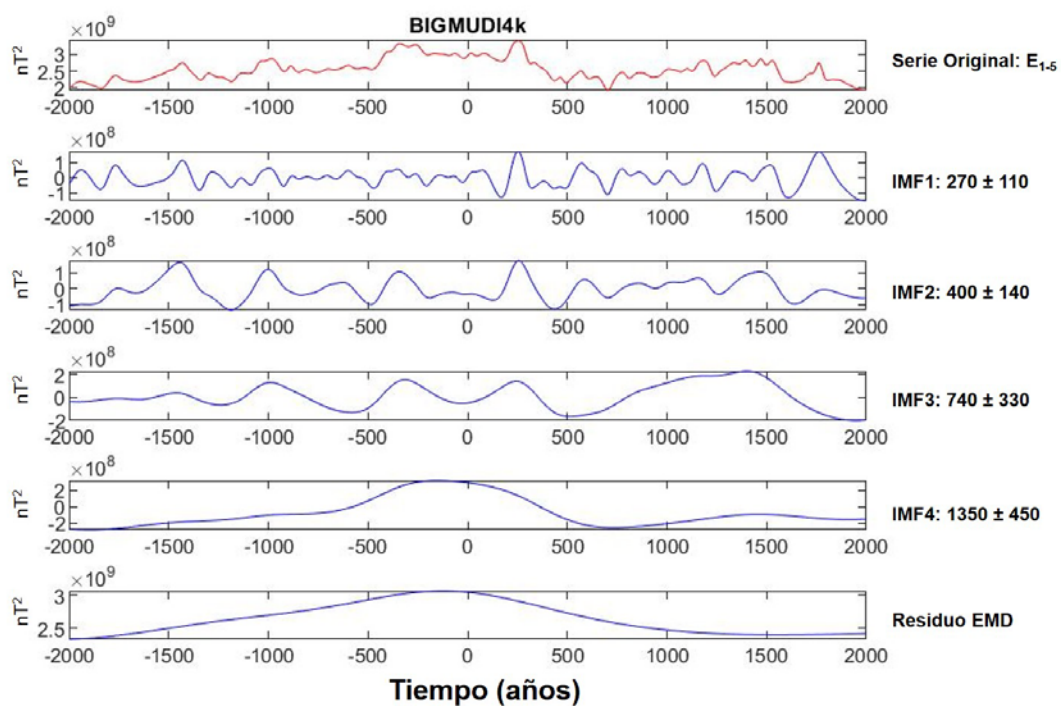
ANEXO IV. Método EMD.

Descomposición en IMFs de las variaciones del campo geomagnético

En este Anexo se presentan la descomposición IMFs (*Intrinsic Mode Functions*) dada por el EMD, cuyas características están descritas en el Capítulo 3 y han sido utilizadas para crear las series de *variaciones de largo periodo*, utilizadas en el Capítulo 7. Cada figura incluye la serie que se analiza (en la parte superior en rojo), cada IMF con su periodo característico (en años) ordenadas de menor a mayor valor y el residuo del EMD.

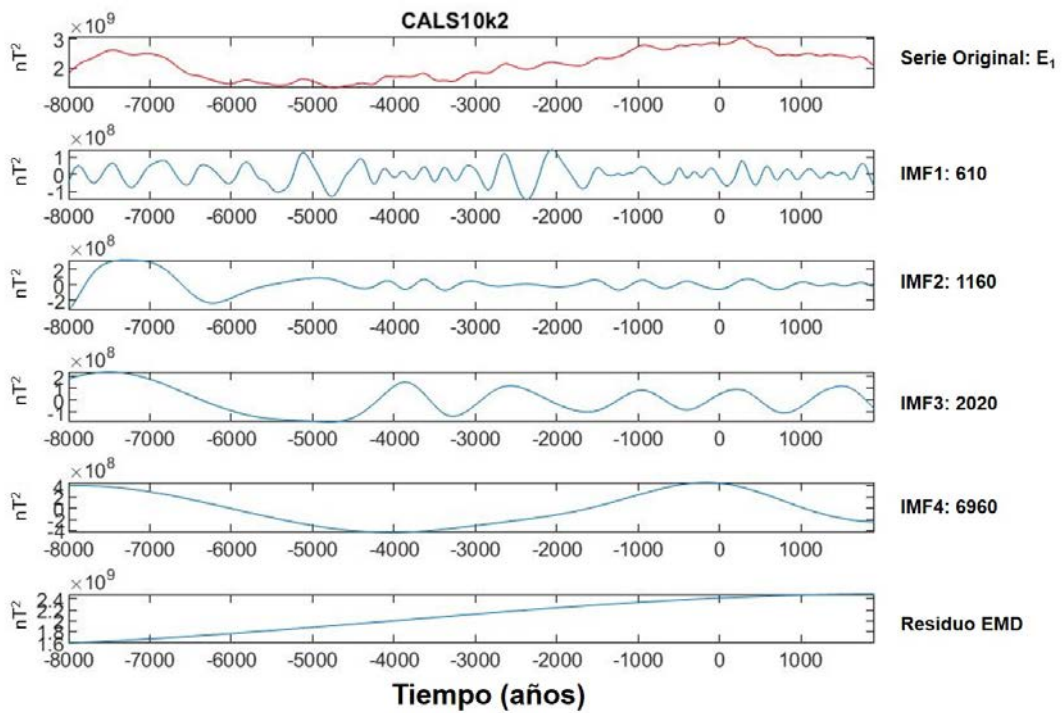
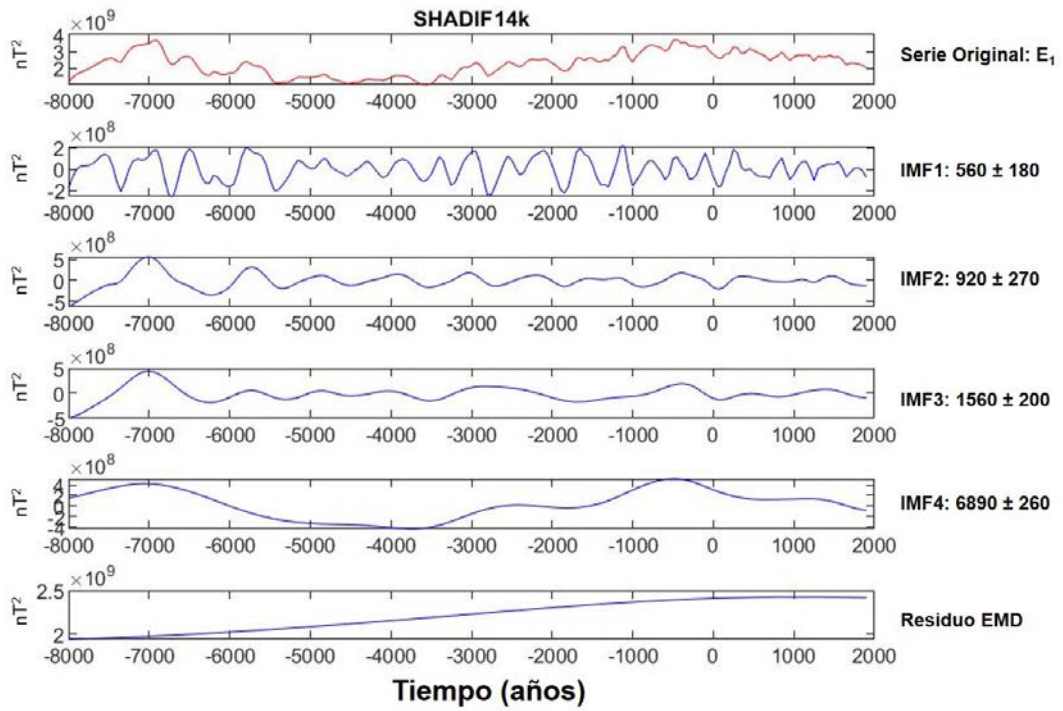
Energía Total ($n = 1-5$)

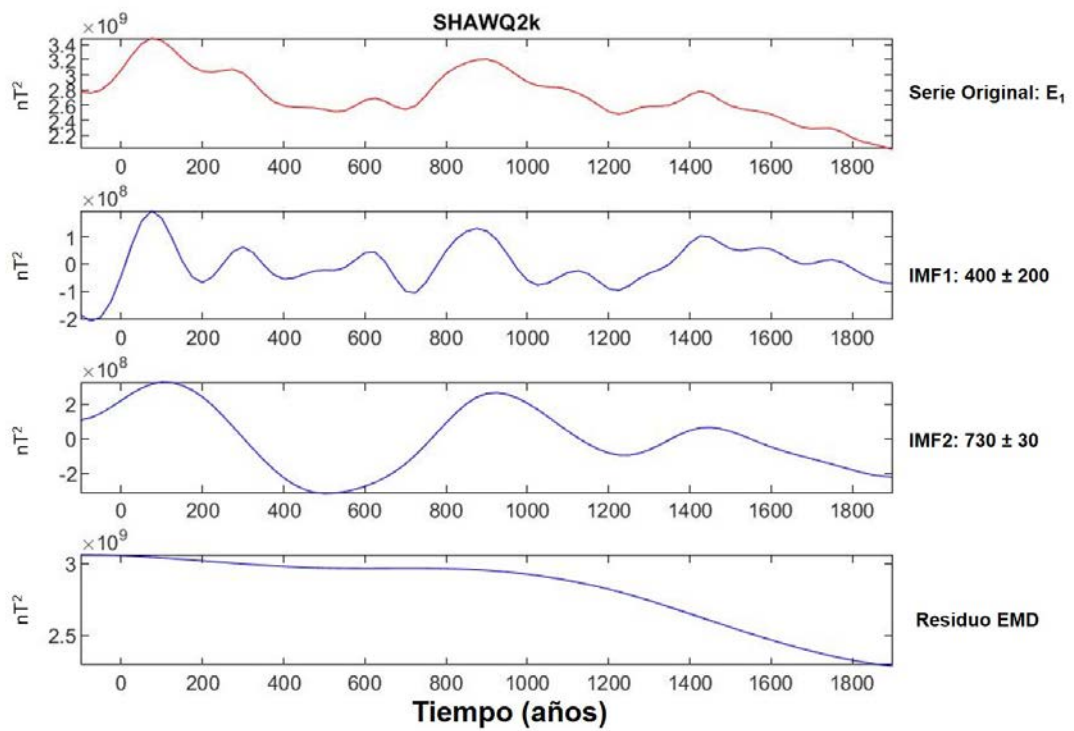
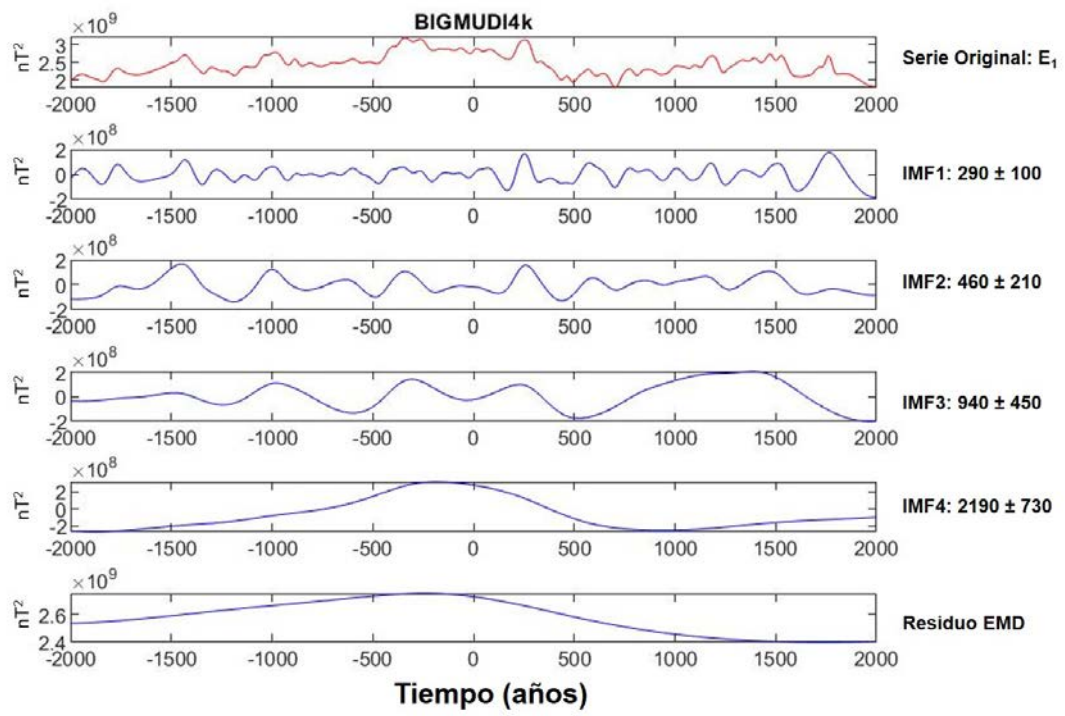


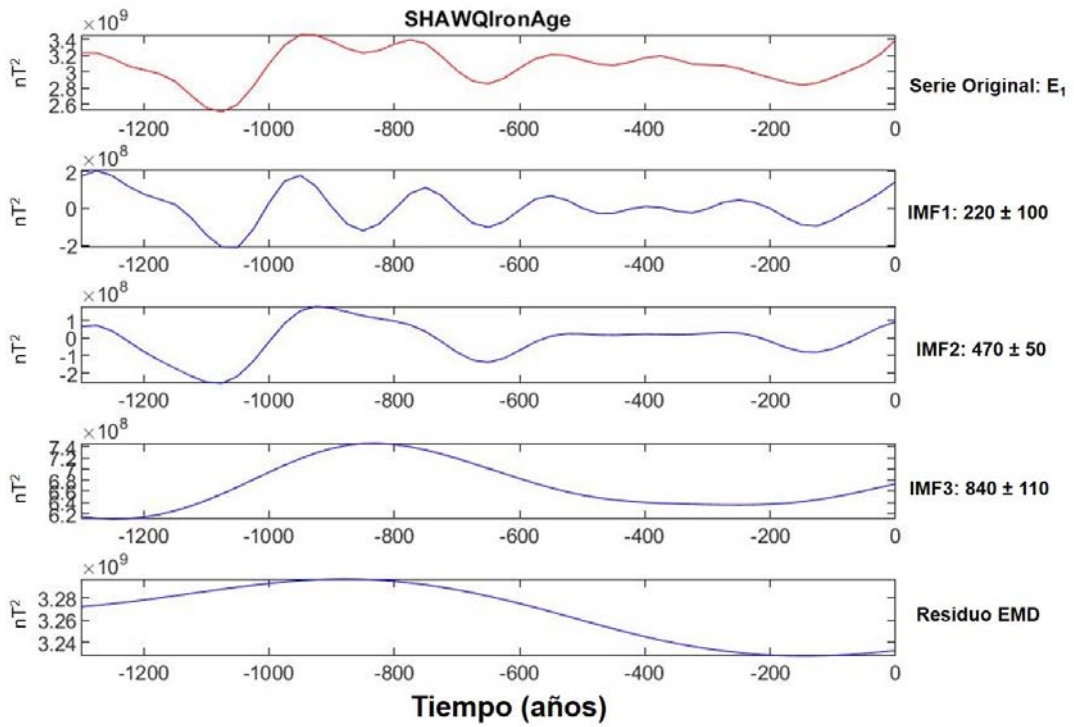


La energía total de la paleorreconstrucción SHAWQ-Iron Age se incluye en la Figura 8.8b.

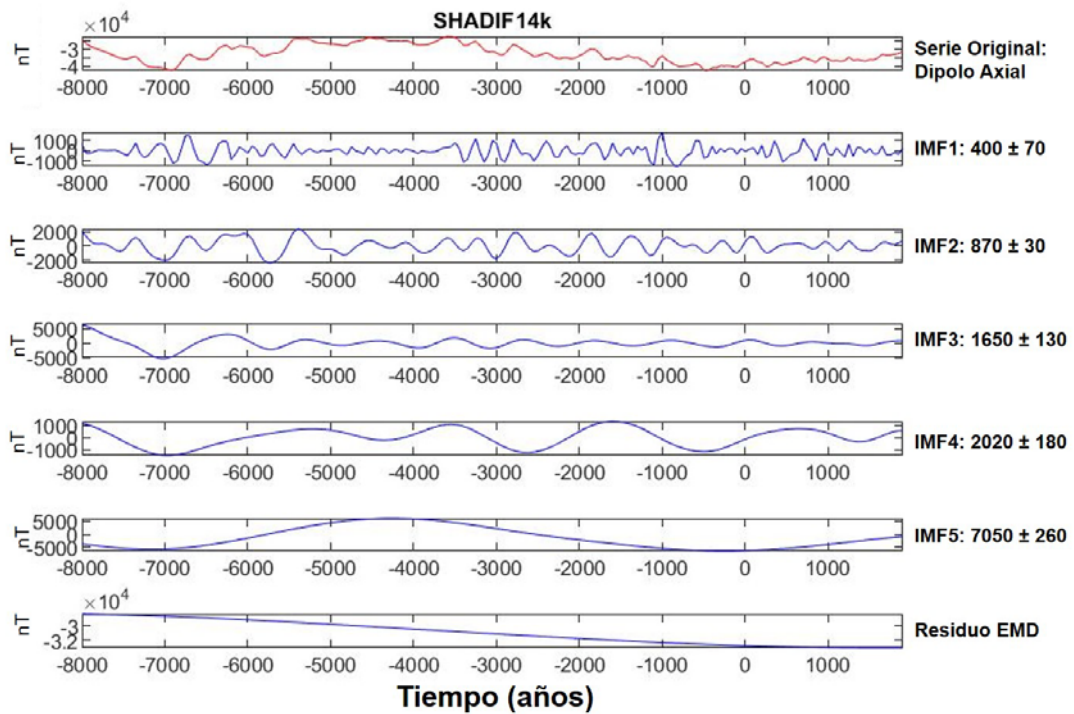
Energía Dipolar ($n = 1$)

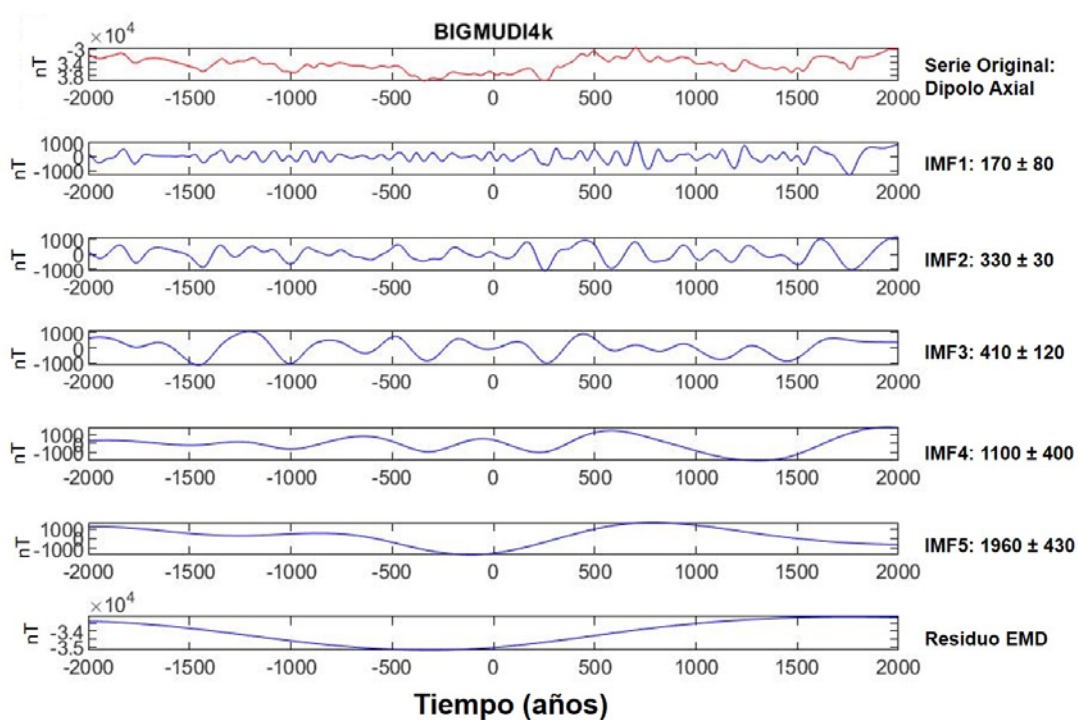
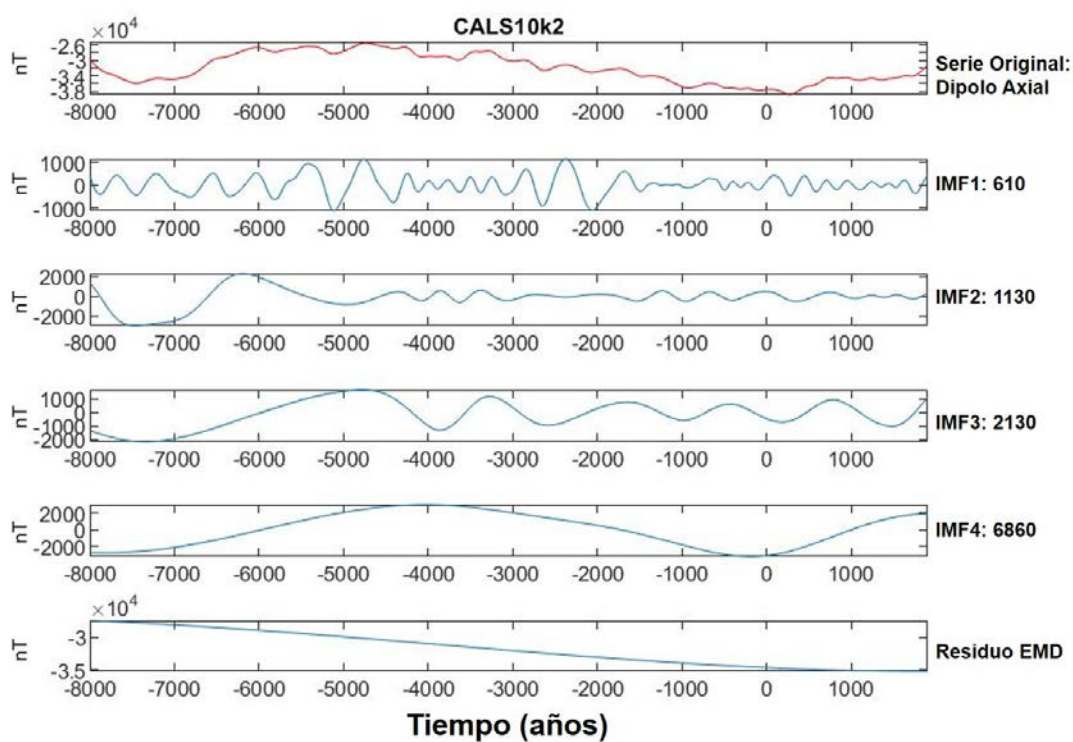


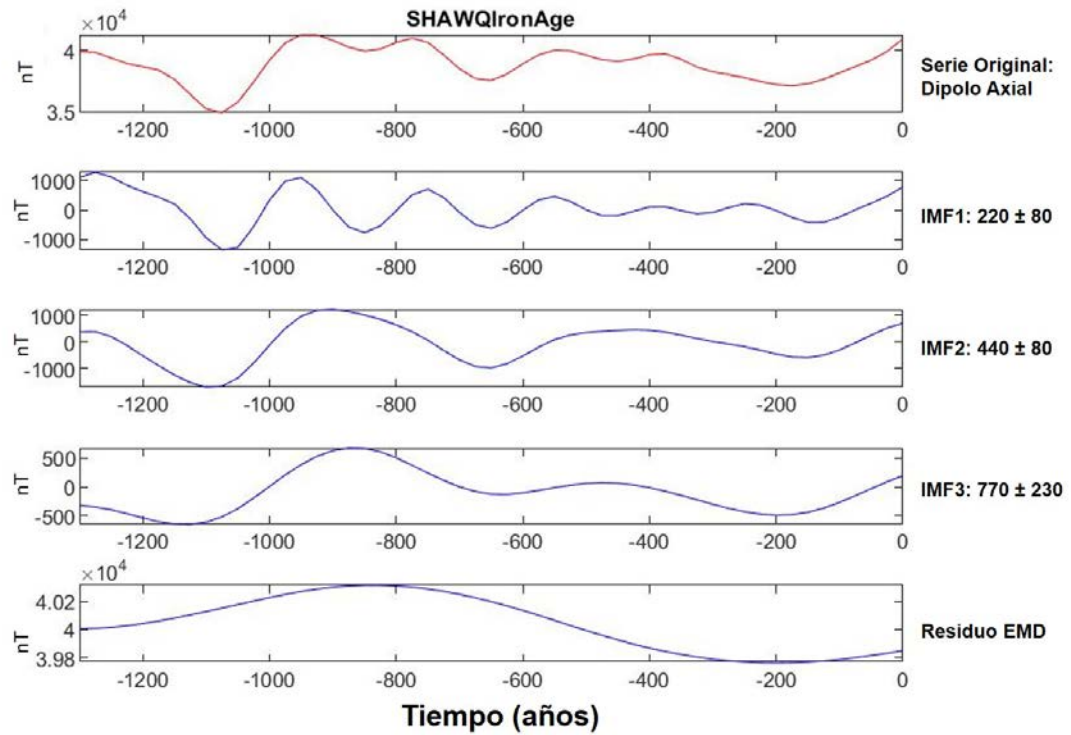
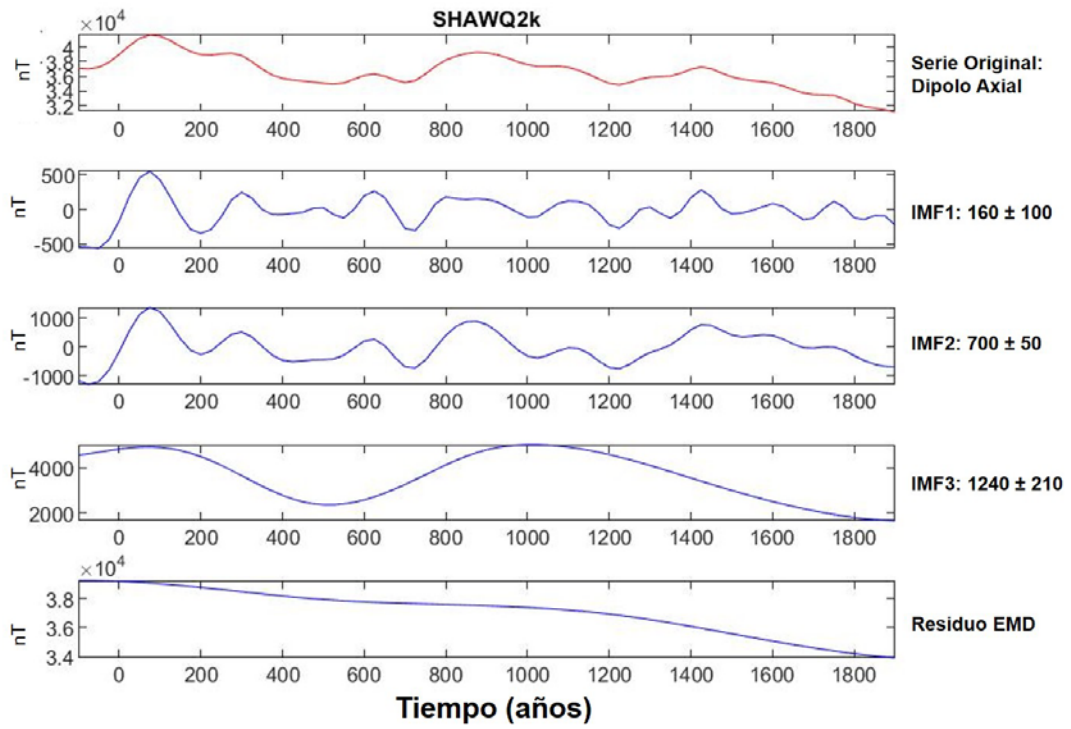




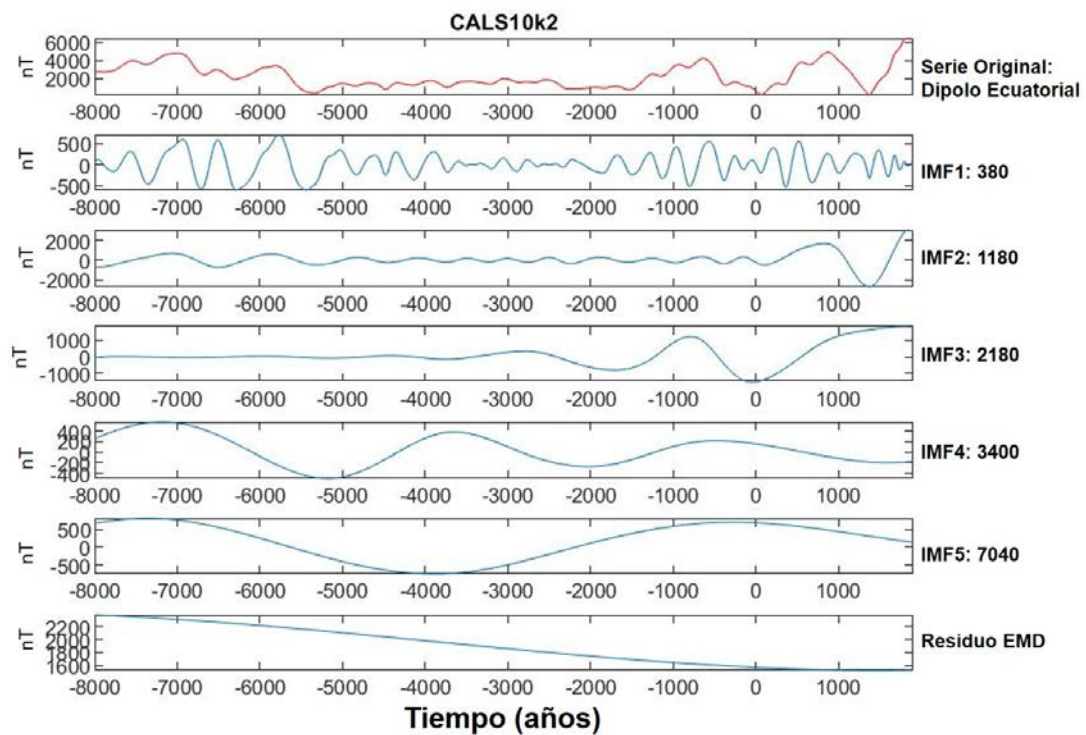
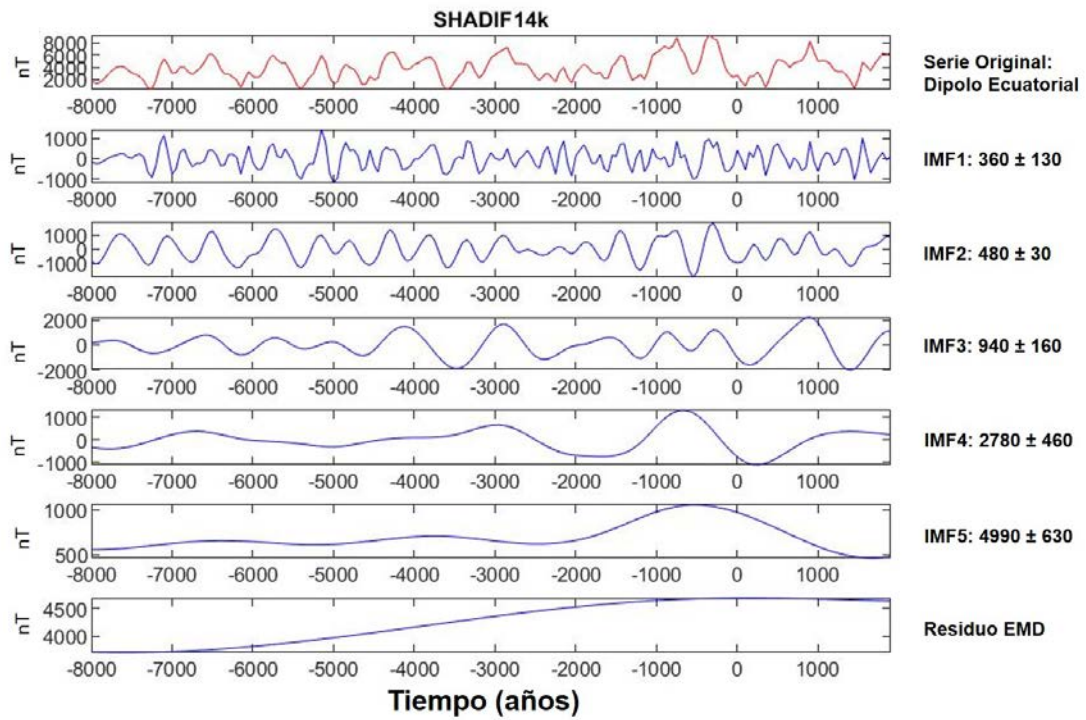
Dipolo Axial

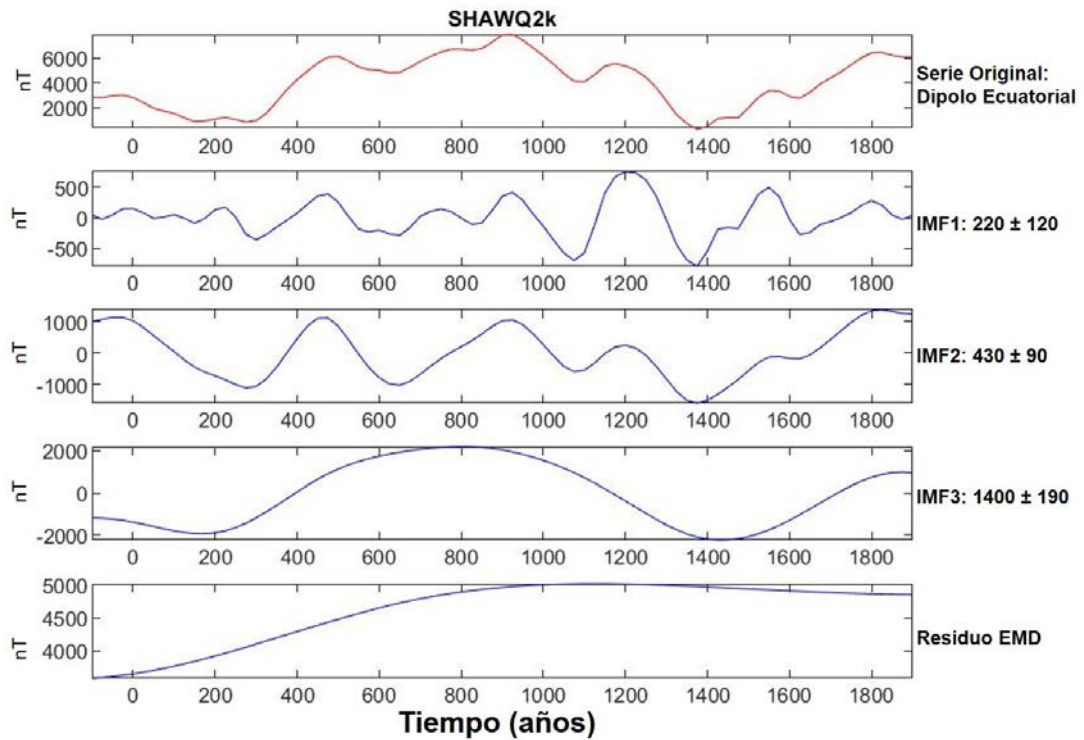
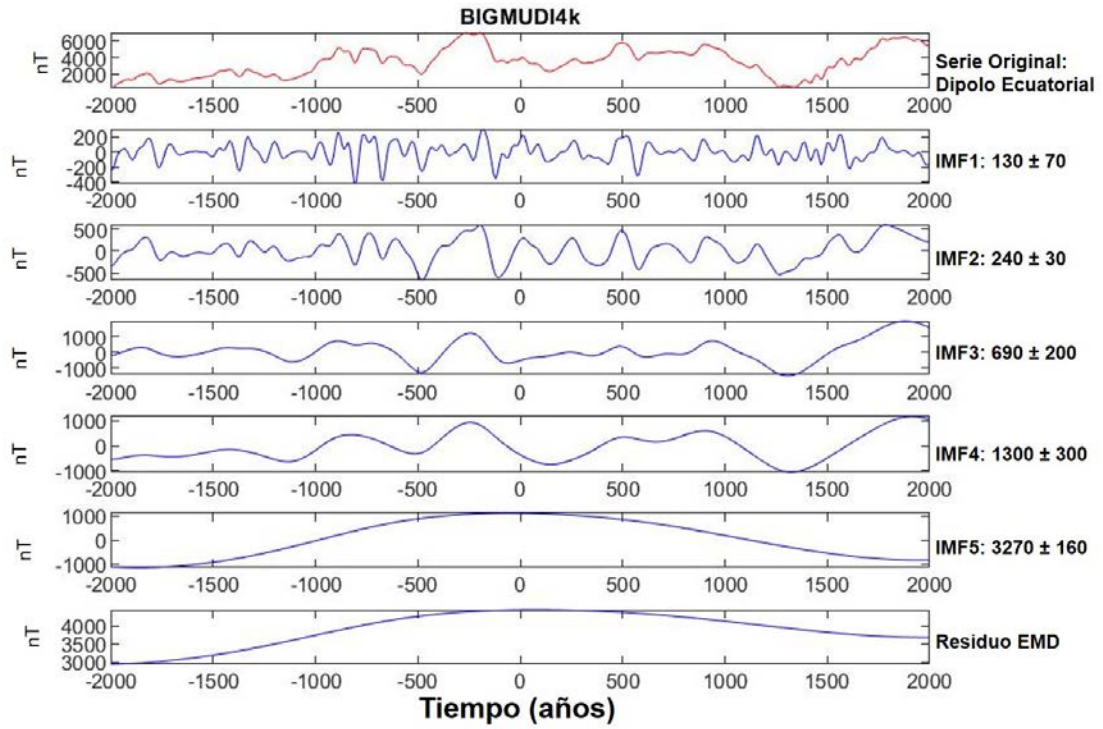


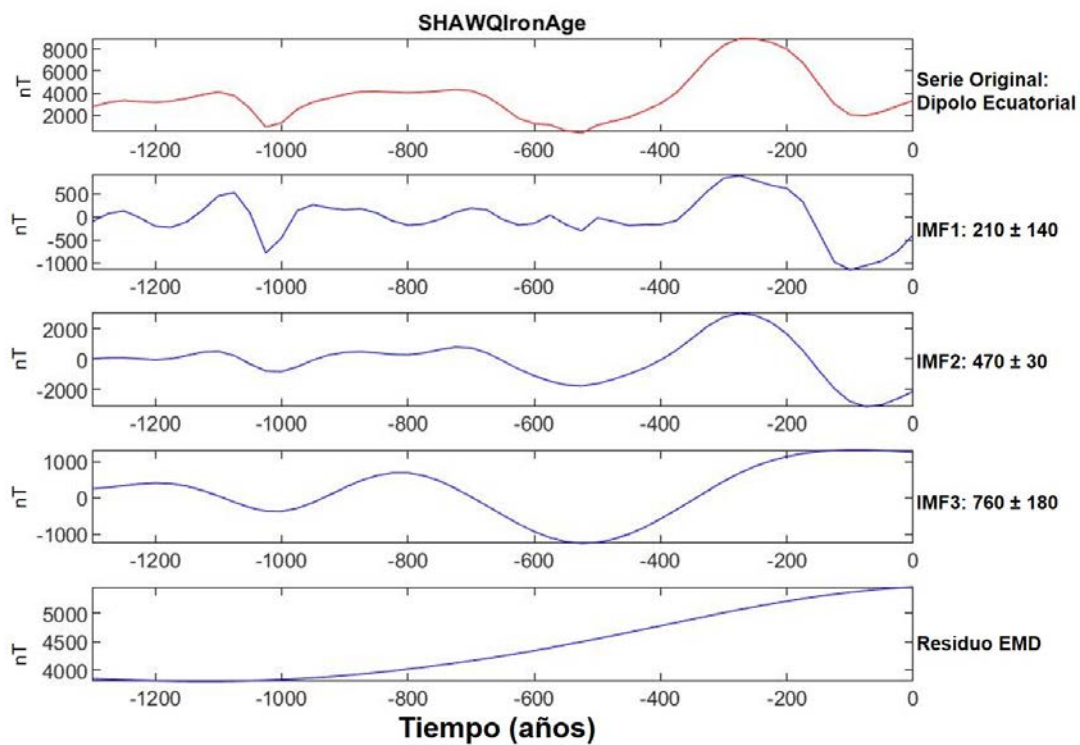




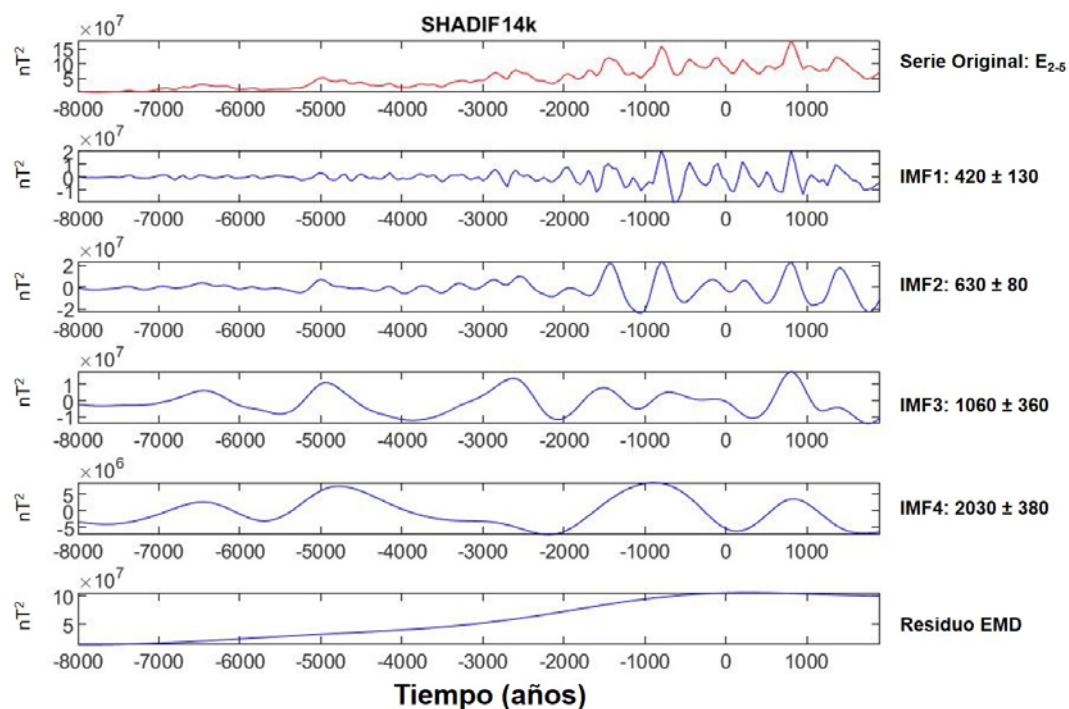
Dipolo Ecuatorial

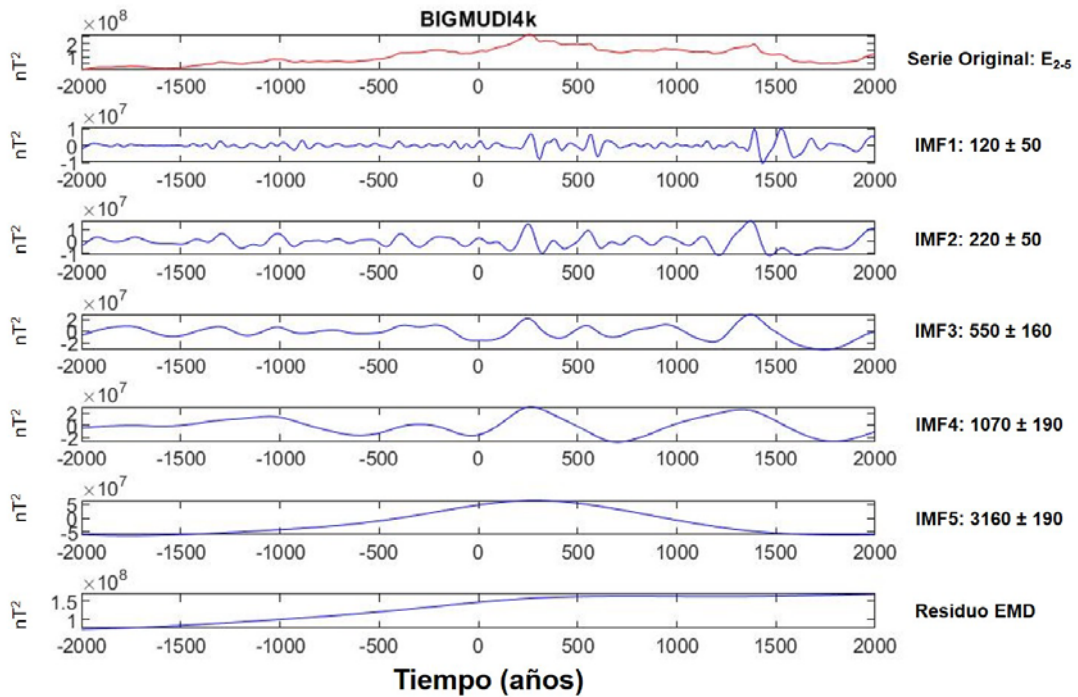
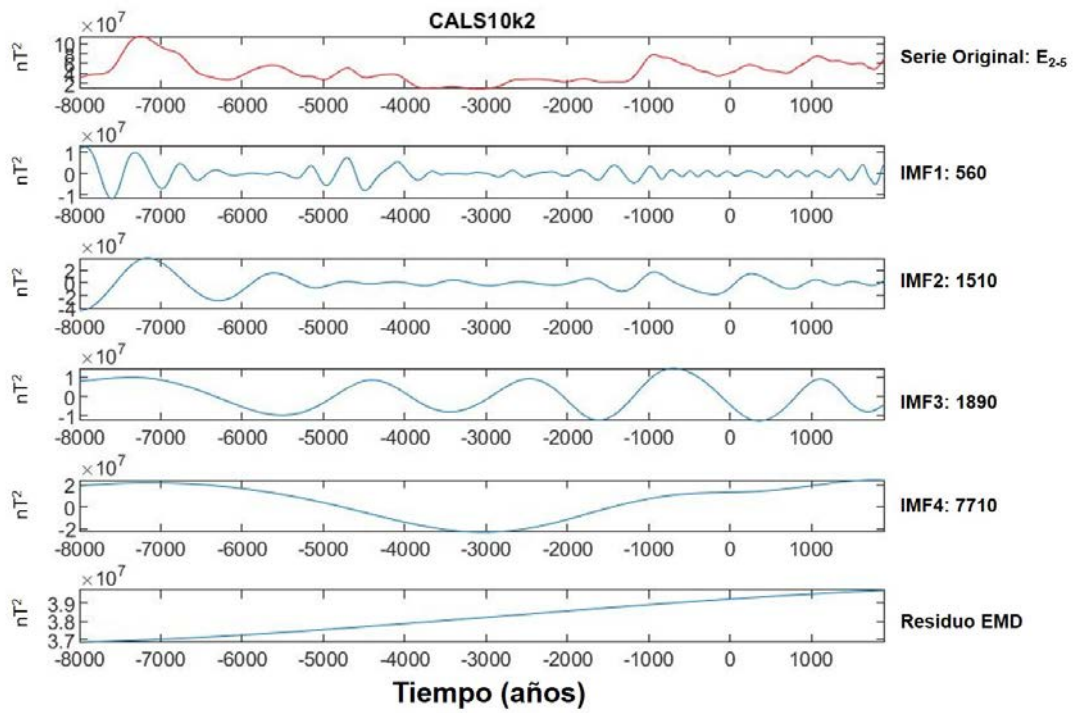


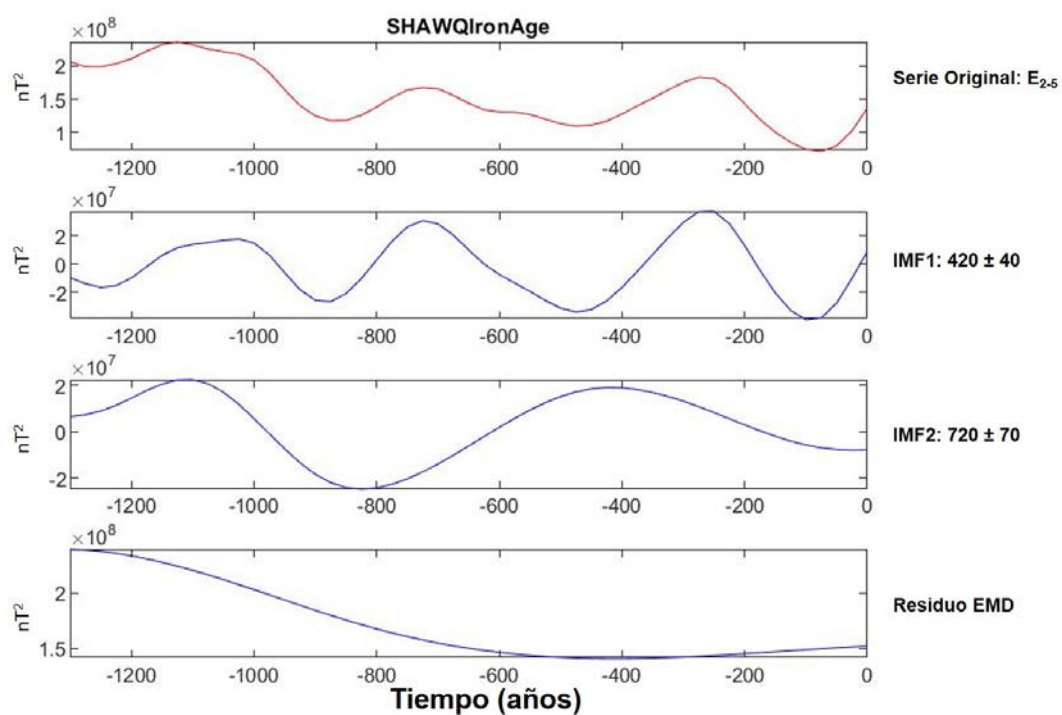
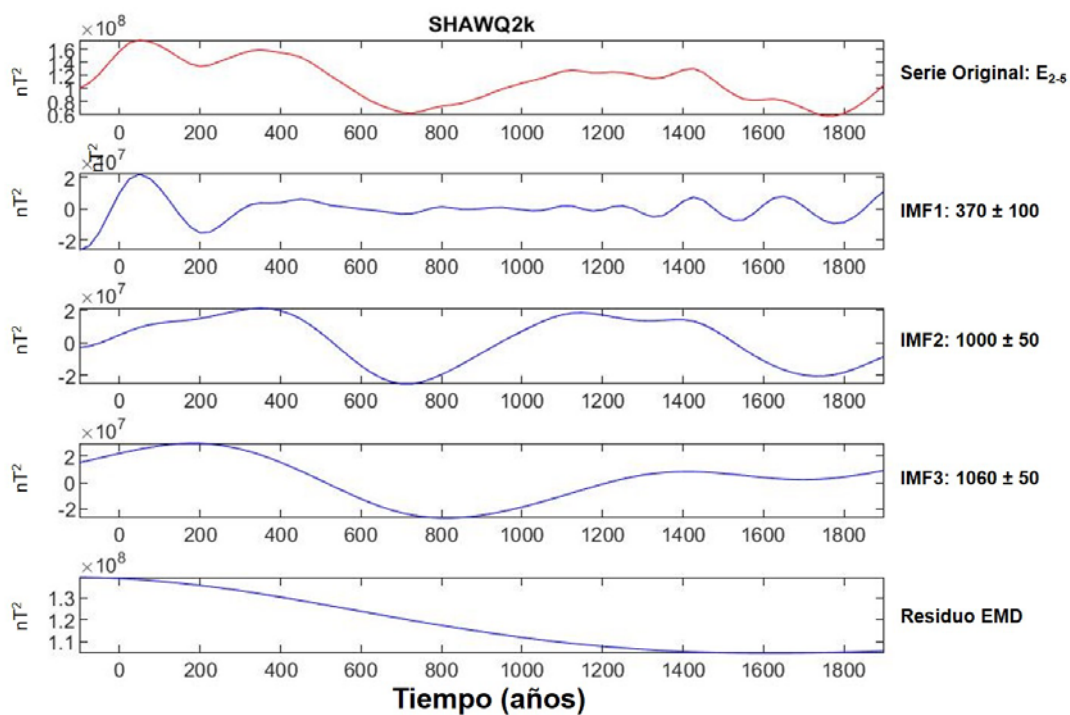




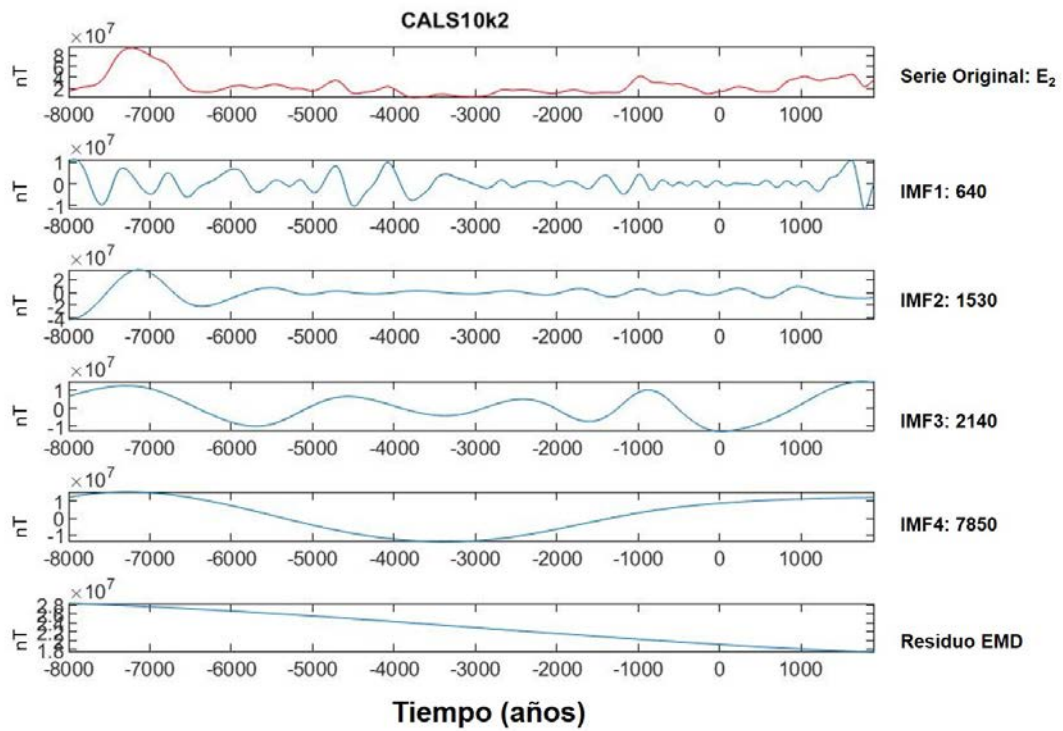
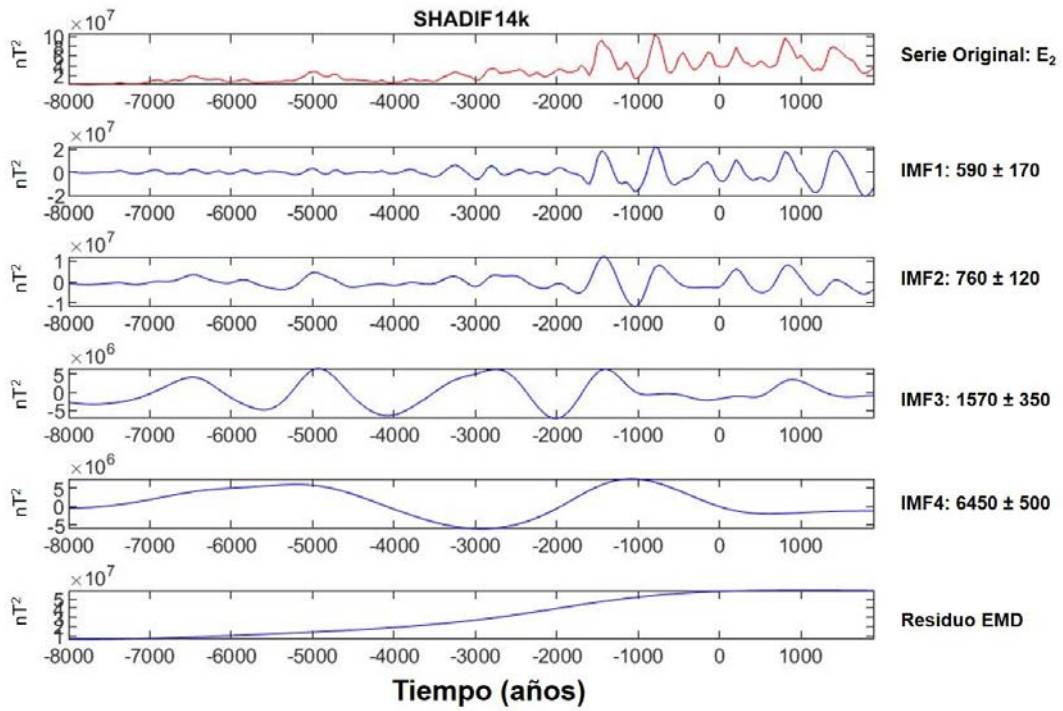
Energía No Dipolar ($n = 2-5$)

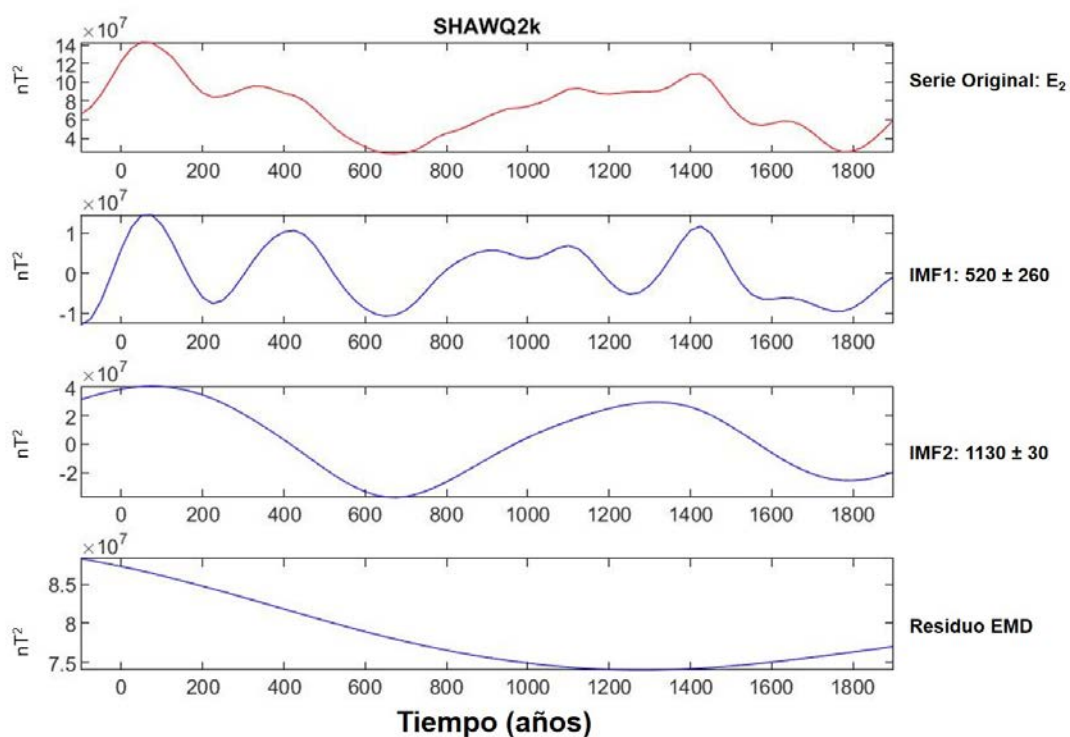
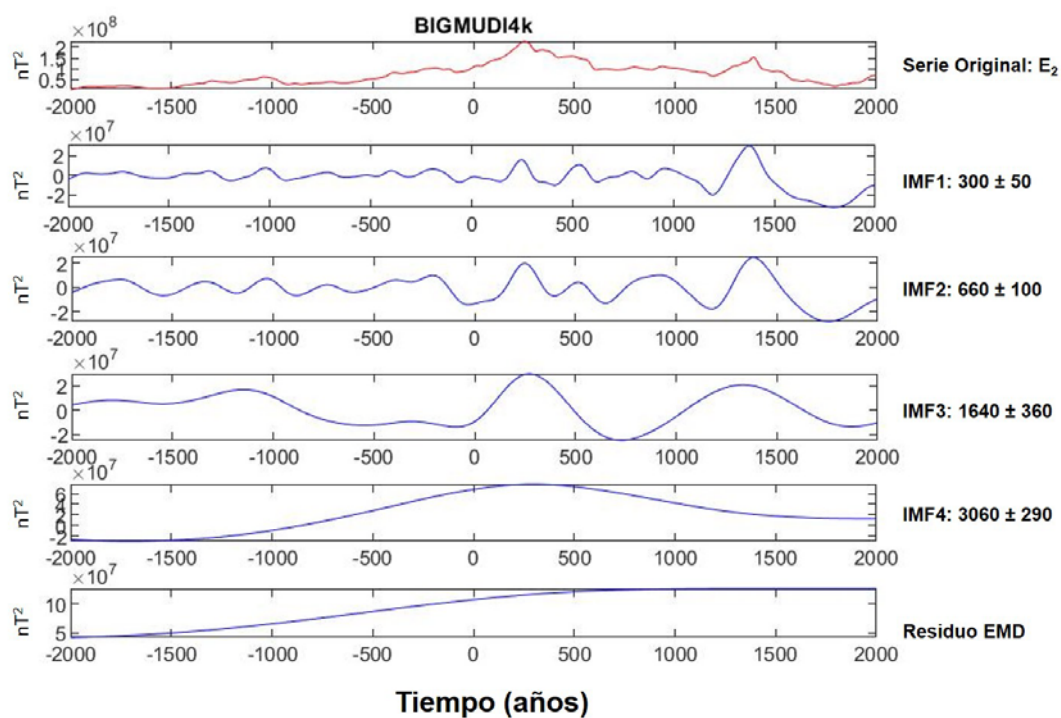


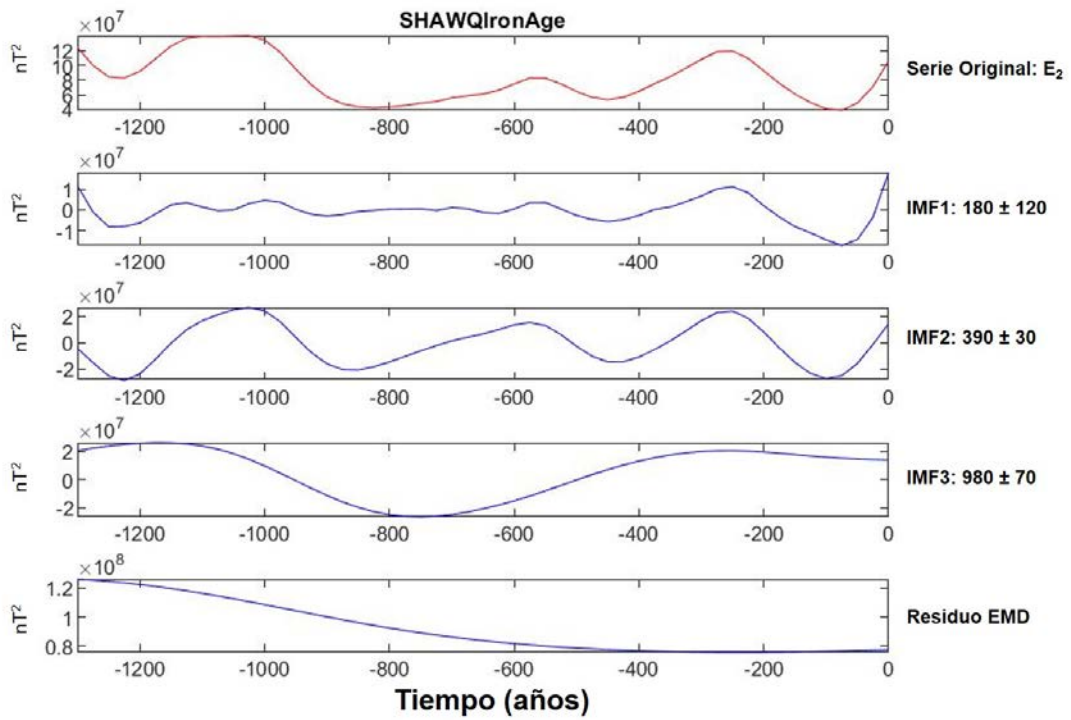




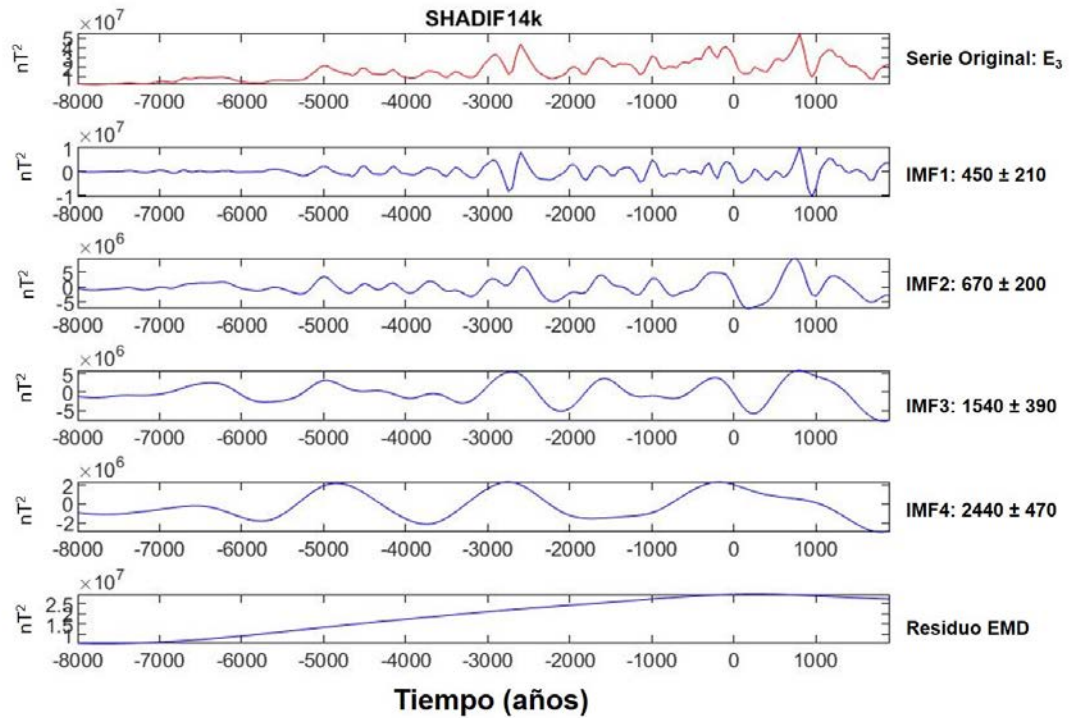
Energía Cuadrupolar ($n = 2$)

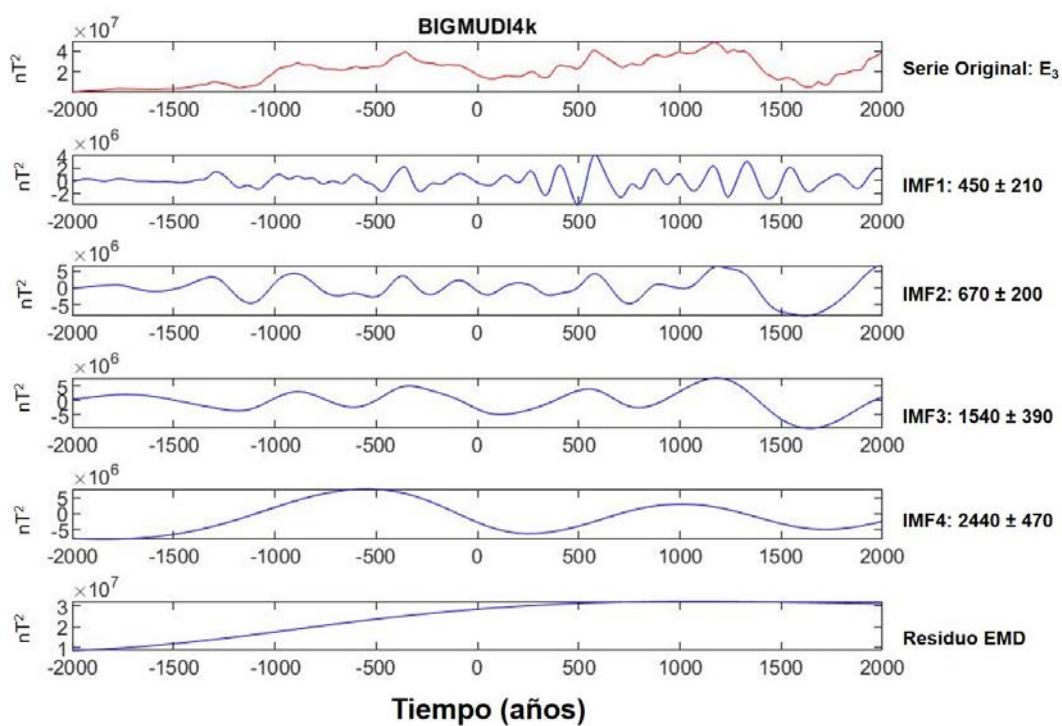
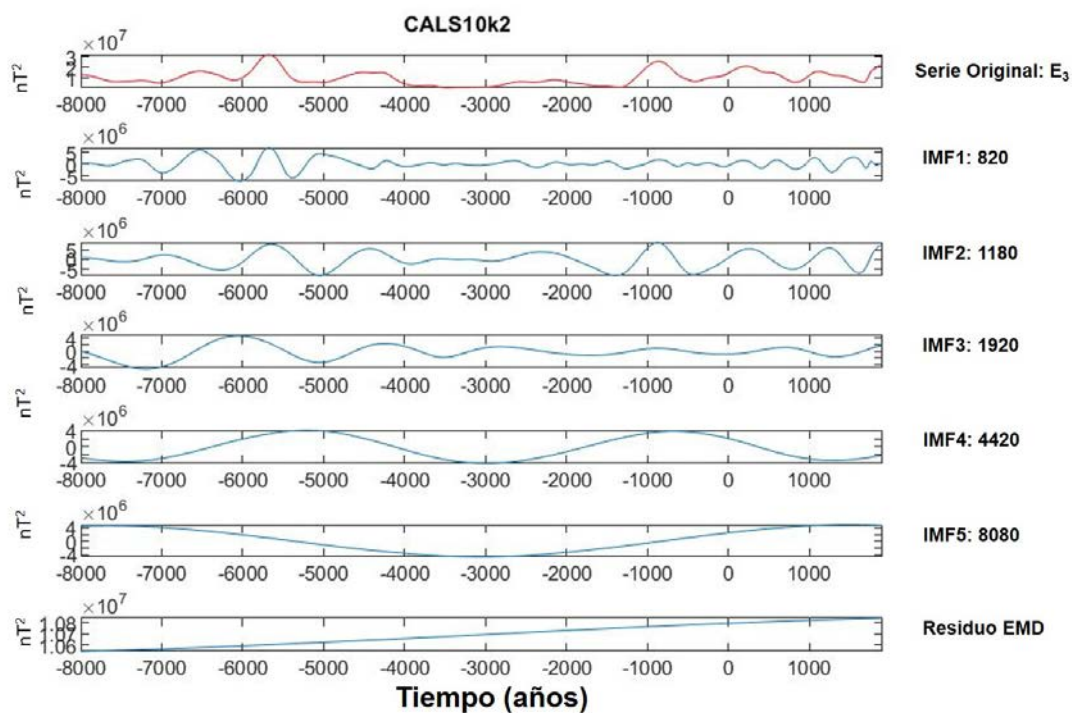


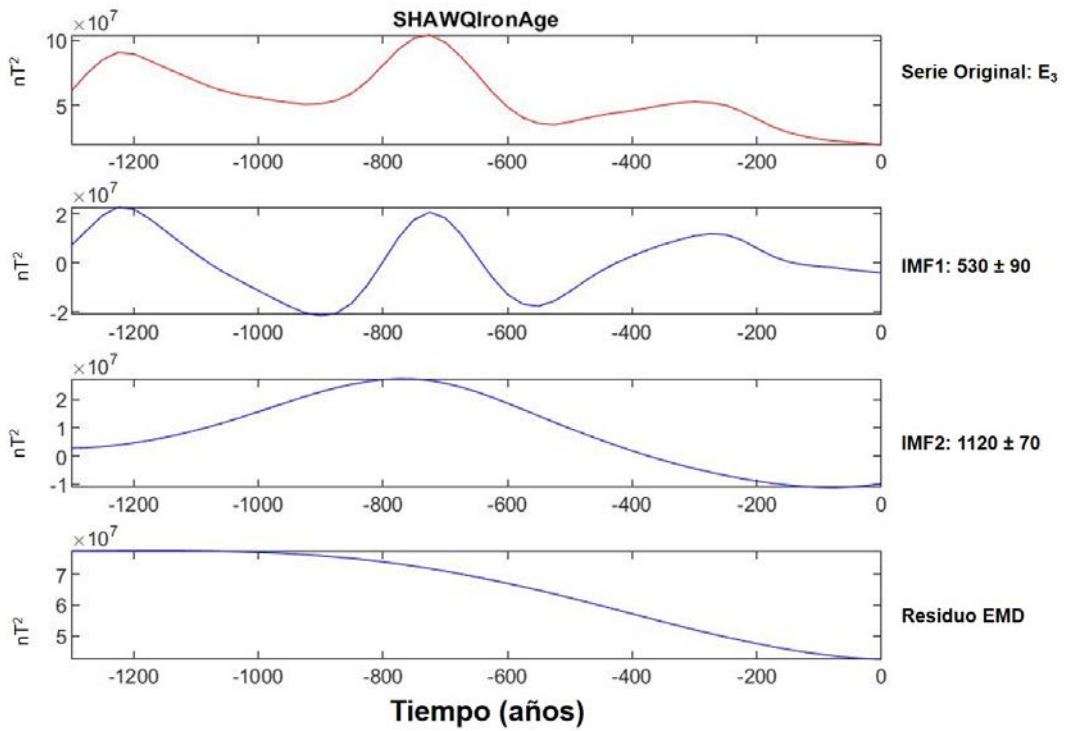
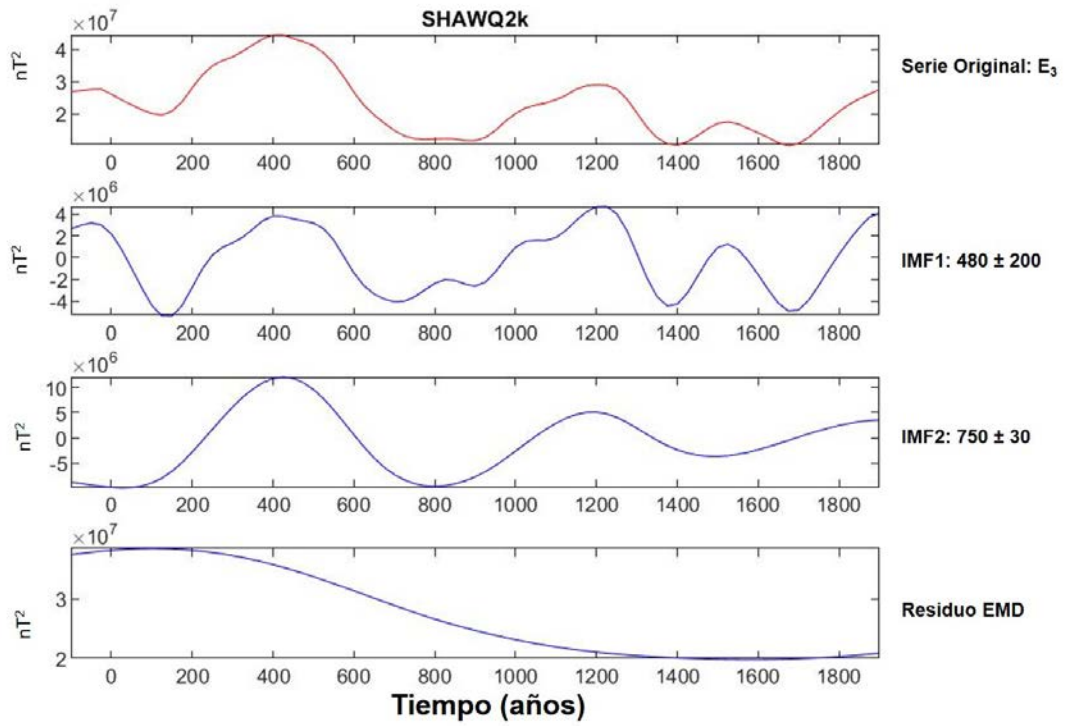




Energía Octupolar ($n = 3$)







ANEXO V. Resultados del análisis de frecuencias para el campo dipolar

En el Capítulo 6 se analiza el contenido en frecuencias de la energía del campo geomagnético. Debido a que la evolución de la energía del campo geomagnético total (desde $n = 1$ a $n = 5$) es muy similar a la evolución de la energía del campo dipolar en superficie, los resultados de este último se recogen en este Anexo. En la sección 6.1.2 puede encontrarse el análisis por separado del dipolo axial y del dipolo ecuatorial.

La evolución de la energía del campo dipolar se recoge en la Figura AV.1.

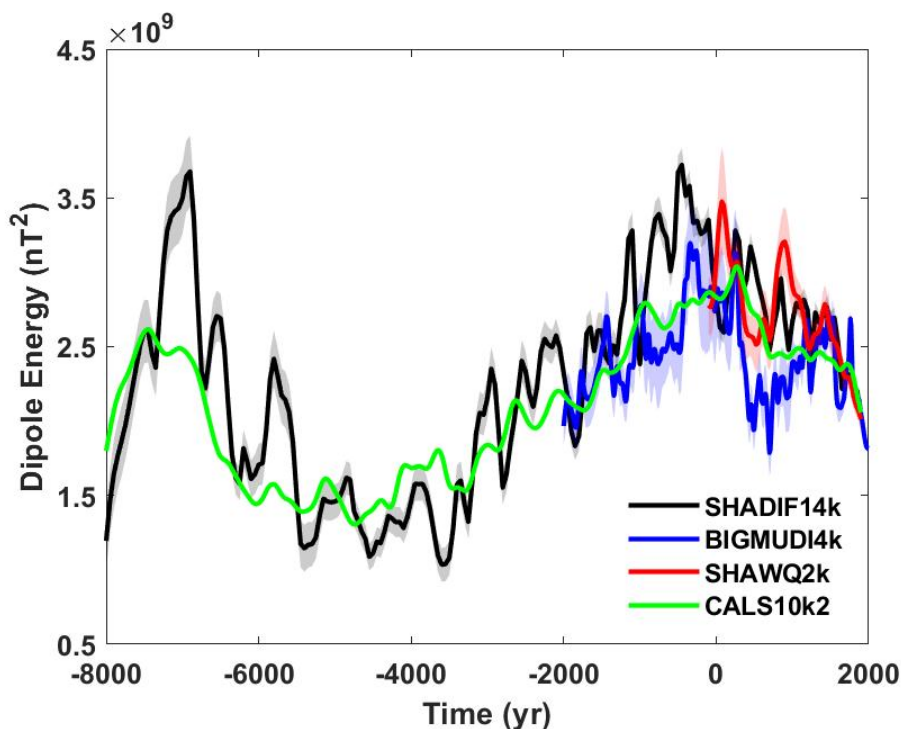


Figura AV.1. Evolución de la energía dipolar del campo geomagnético en la superficie terrestre según las cuatro paleorreconstrucciones seleccionadas (ver leyenda) junto con su desviación estándar (excepto para el CALS10k.2).

Los resultados obtenidos de aplicar los métodos de la transformada de Fourier (mediante el periodograma), del EMD y del análisis de *wavelets* en las series temporales de la energía del dipolo para las cuatro paleorreconstrucciones se muestran en la Figura AV.2. En la Tabla AIII.1 del Anexo III se recogen los valores de los periodos característicos identificados por la transformada de Fourier y el EMD con sus incertidumbres 1σ y en el Anexo IV se puede consultar la descomposición en IMFs del método EMD para la energía del campo dipolar.

Los resultados proporcionados por la transformada de Fourier y el EMD (Figura AV.2a) son indistinguibles (teniendo en cuenta el rango de incertidumbre) de los obtenidos para la energía total del campo geomagnético (Figura 6.2 y Tabla AIII.1, Anexo III). Esto indica la importante contribución del campo dipolar al campo geomagnético total. Lo mismo ocurre con el análisis de *wavelets* de la energía del campo dipolar representado en las Figura AV.2b que es prácticamente igual a la Figura 6.2c.

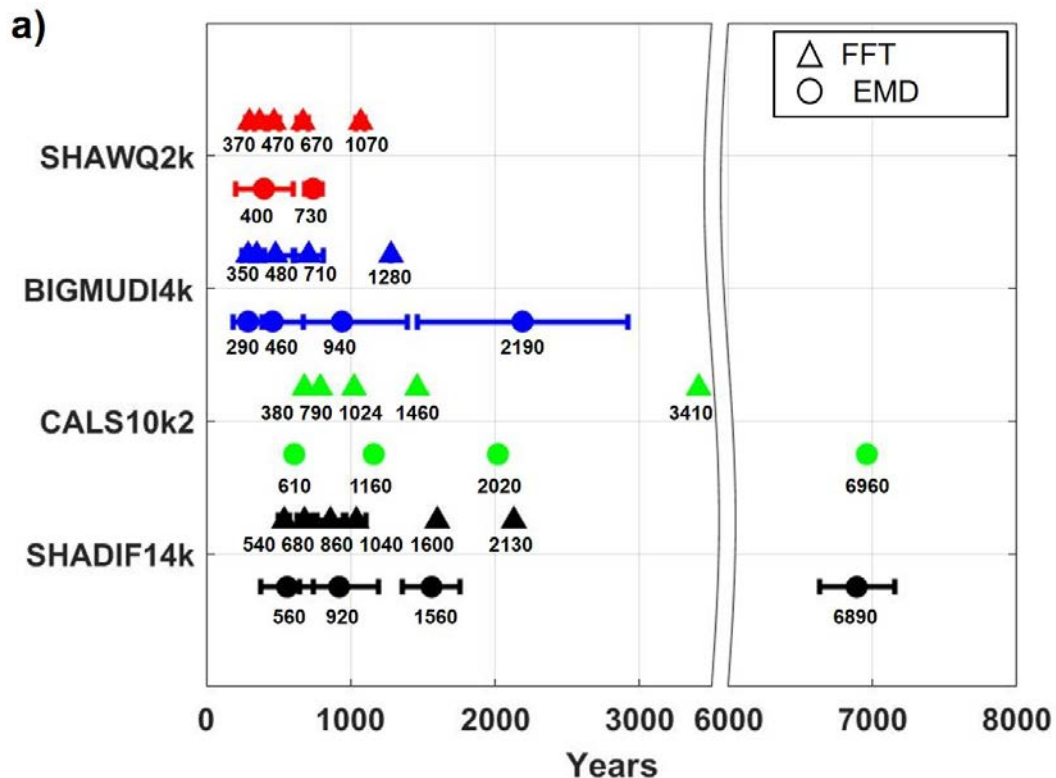


Figura AV.2. (Continúa en la siguiente página).

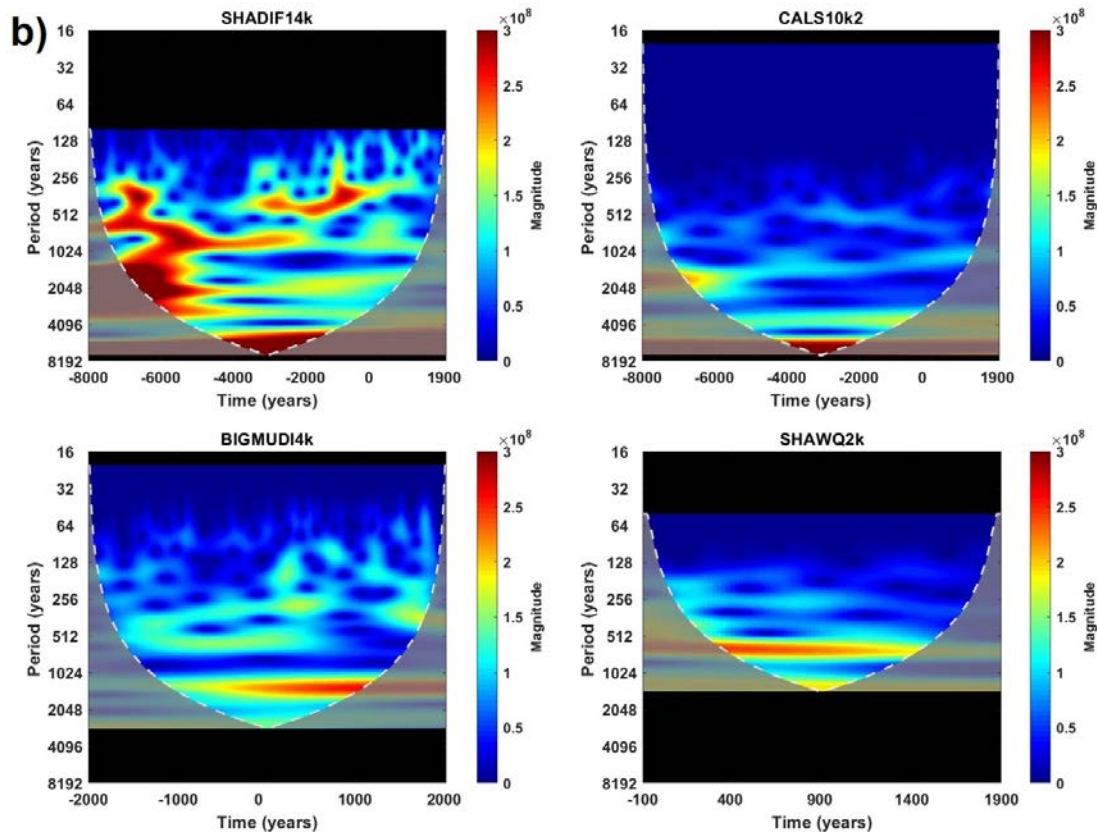


Figura AV.2. a) Periodos (en años) obtenidos para la energía dipolar del campo geomagnético según la transformada de Fourier, mediante el periodograma (triángulos) y según las IMFs del EMD (círculos) para cada una de las paleorreconstrucciones seleccionadas (SHA.DIF.14k negro; CALS10k.2 verde; BIGMUDI4k azul; SHAWQ2k rojo). Se indica la incertidumbre obtenida por el método de Monte-Carlo excepto para el CALS10k.2 puesto que no proporciona información sobre la incertidumbre de sus coeficientes de Gauss (los valores se encuentran en la Tabla AIII.2 del Anexo III) **b)** Análisis de wavelets de la energía dipolar del campo geomagnético para: SHA.DIF.14k (arriba izquierda); CALS10k.2 (arriba derecha); BIGMUDI4k (abajo izquierda); SHAWQ2k (abajo derecha). Las bandas negras y el sombreado gris se incluyen para mejorar la comparación entre modelos e indican periodos en los que la wavelet no tiene resolución suficiente como para detectar resultados (fuera del COI).

ANEXO VI. Análisis de frecuencias en familias de geodinamo

En el Capítulo 6 se identificaron variaciones con periodos característicos comunes en las energías del término dipolar y octupolar. Los coeficientes de Gauss dominantes en estos términos son aquellos con orden $m = 0$, es decir el g_1^0 y g_3^0 . Estos coeficientes pertenecen a la familia de geodinamo antisimétrica ($n + m$ impar) con respecto al ecuador (Roberts, 1971; Gubbins y Zhang, 1993; Merrill *et al.*, 1996) por lo que se planteó la posibilidad de que pudiesen existir variaciones comunes según la familia de geodinamo a la que perteneciese el coeficiente de Gauss.

Los resultados del análisis de *wavelets* para cada coeficiente de Gauss hasta grado $n = 5$ para la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k en los últimos 10.000 años se incluyen en las Figuras AV.1 y AV.2 para los coeficientes g y h , respectivamente. Los resultados no son consistentes entre familias de geodinamo (marcadas con recuadro rojo las impares y recuadro azul las pares), por lo que no puede concluirse que existan periodos comunes entre ellas.

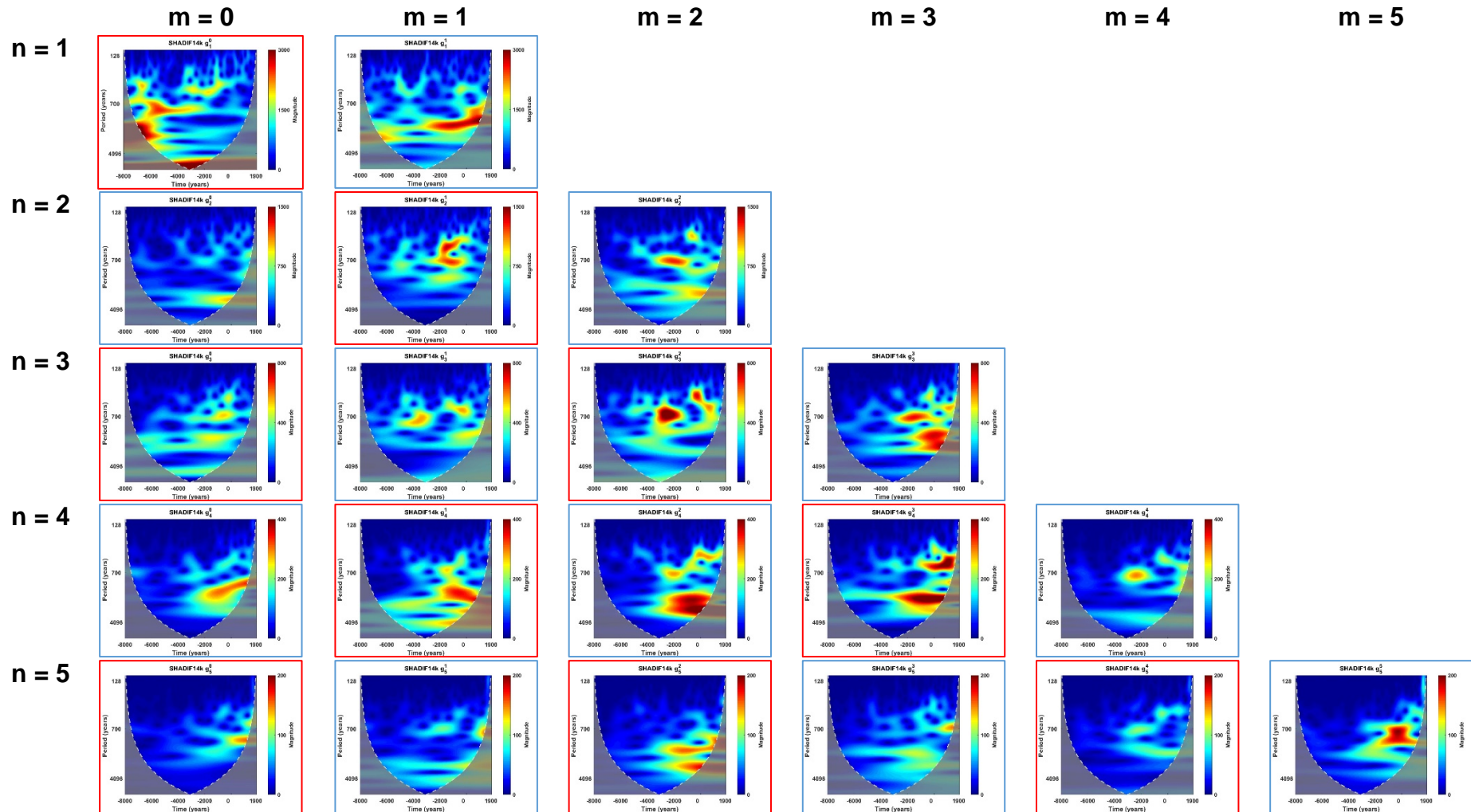


Figura AVI.1. Análisis de wavelets para los coeficientes de Gauss g para los últimos 10.000 años según la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k. Se recuadran en rojo aquellos coeficientes que pertenecen a la familia de geodinamo antisimétrica ($n + m$ impar) y en azul a la familia de geodinamo simétrica ($n + m$ par).

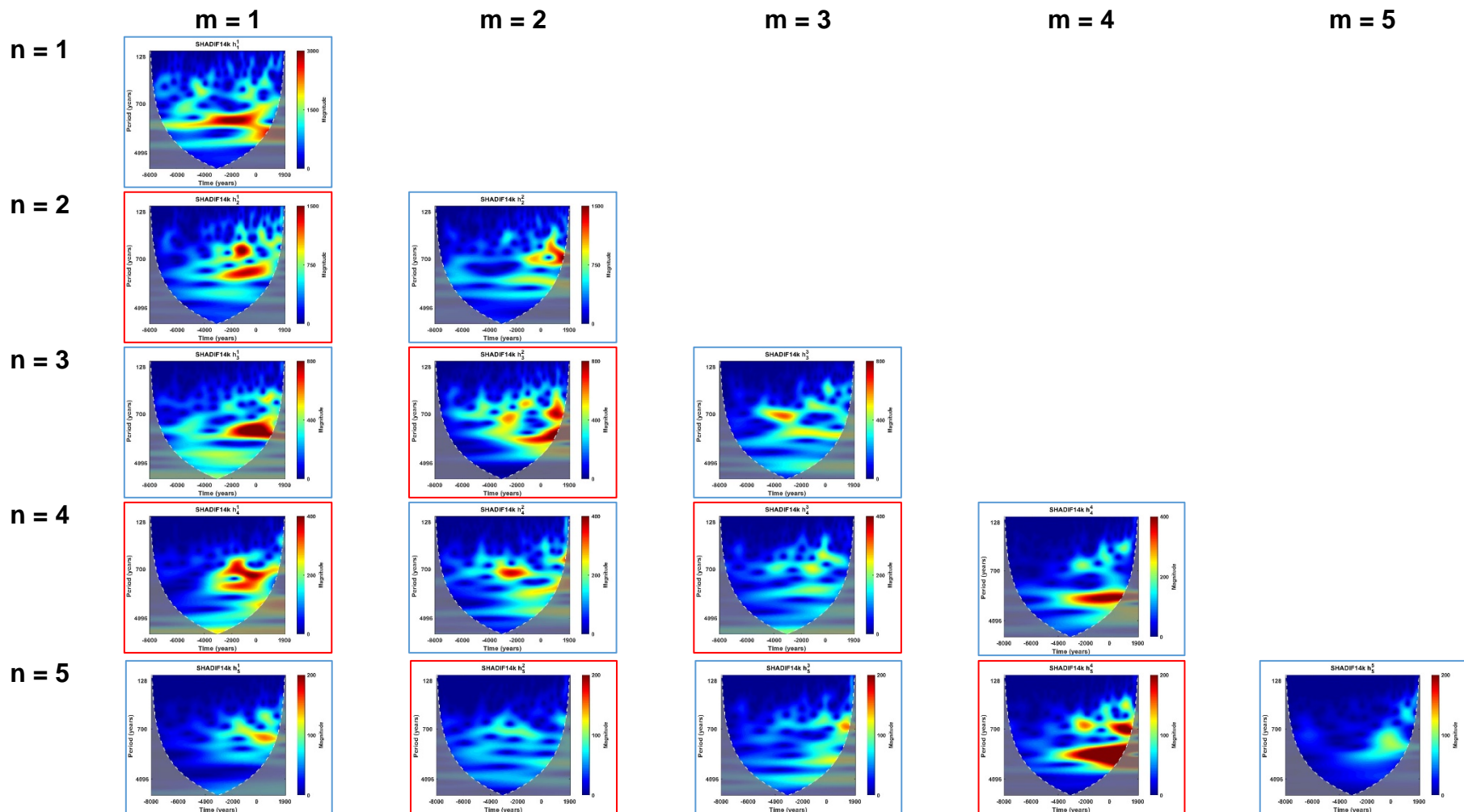
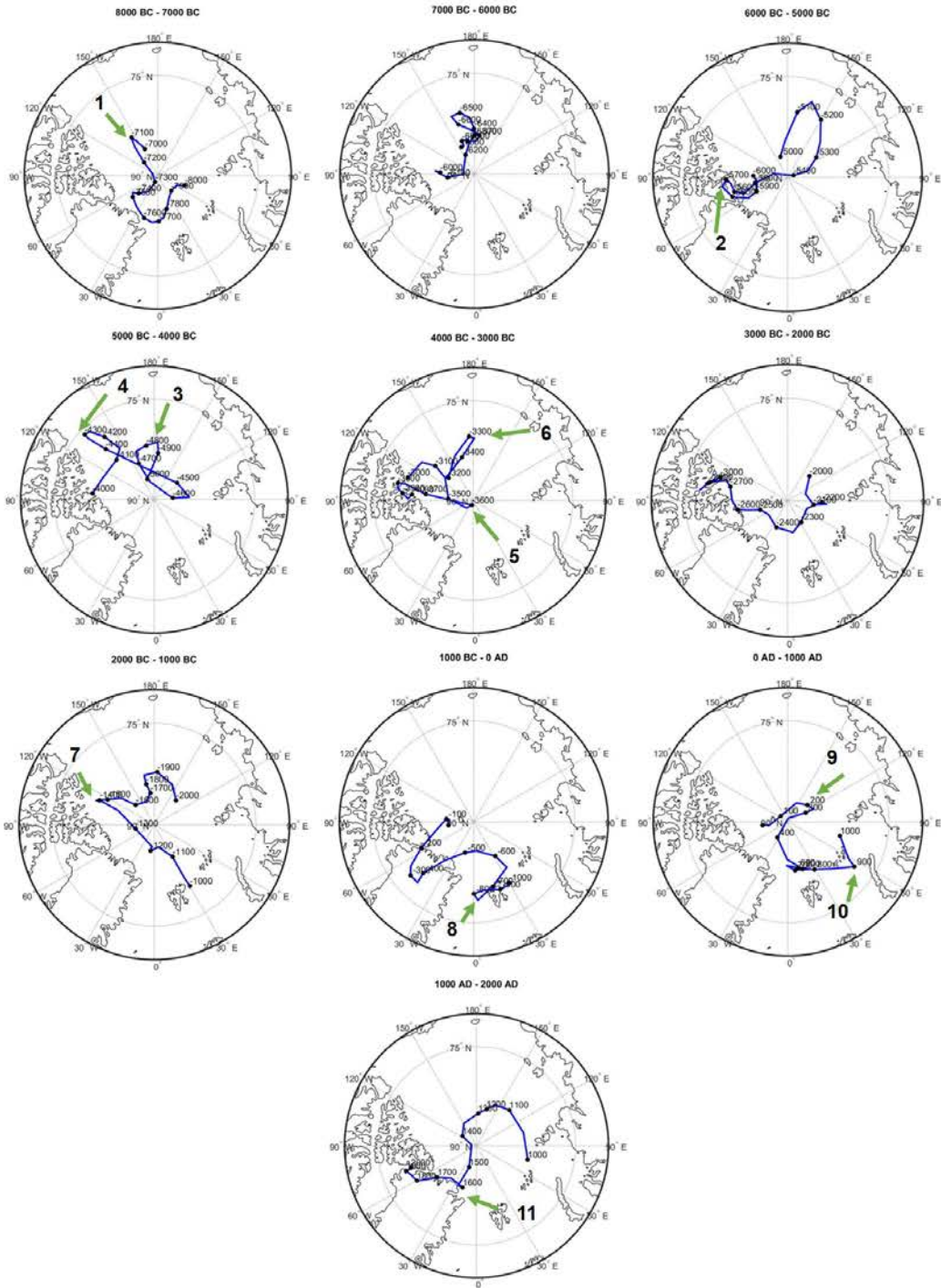
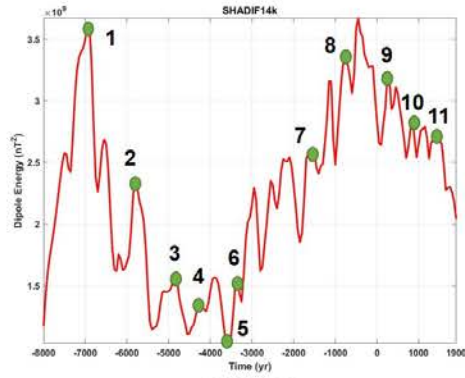


Figura AVI.2. Análisis de wavelets para los coeficientes de Gauss h para los últimos 10.000 años según la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k. Se recuadran en rojo aquellos coeficientes que pertenecen a la familia de geodinamo antisimétrica ($n + m$ impar) y en azul a la familia de geodinamo simétrica ($n + m$ par).

ANEXO VII. Movimiento del polo geomagnético en los últimos 10.000 años

Dentro de los criterios de identificación de *jerks* arqueomagnéticos estudiados en el Capítulo 9 se relacionaban cambios bruscos en la tendencia del movimiento del polo geomagnético con extremos (máximos o mínimos) en la energía del término dipolar del campo geomagnético (primer criterio de identificación de los *arqueojerks*). Los resultados para las paleorreconstrucciones SHAWQ2k y SHAWQ-Iron Age están incluidas en las Figuras 9.2 y 9.3. Para las paleorreconstrucciones SHA.DIF.14k y CALS10k.2 se incluyen a continuación (Figuras AVI.1 y AVI.2, respectivamente) los mapas polares de la evolución del polo geomagnético boreal durante los últimos 10.000 años en ventanas de 1.000 años. En estos mapas se indica con flecha y número el posible *arqueojerk* que coincide con un extremo en la energía dipolar (indicado con un punto y número correspondiente en la figura que representa la evolución de la energía dipolar en el panel superior de las Figuras AVII.1 y AVII.2).

Los resultados están resumidos en la Figura 9.13 junto con el resto de *jerks* arqueomagnéticos propuestos por el resto de criterios de identificación y para las demás paleorreconstrucciones estudiadas.



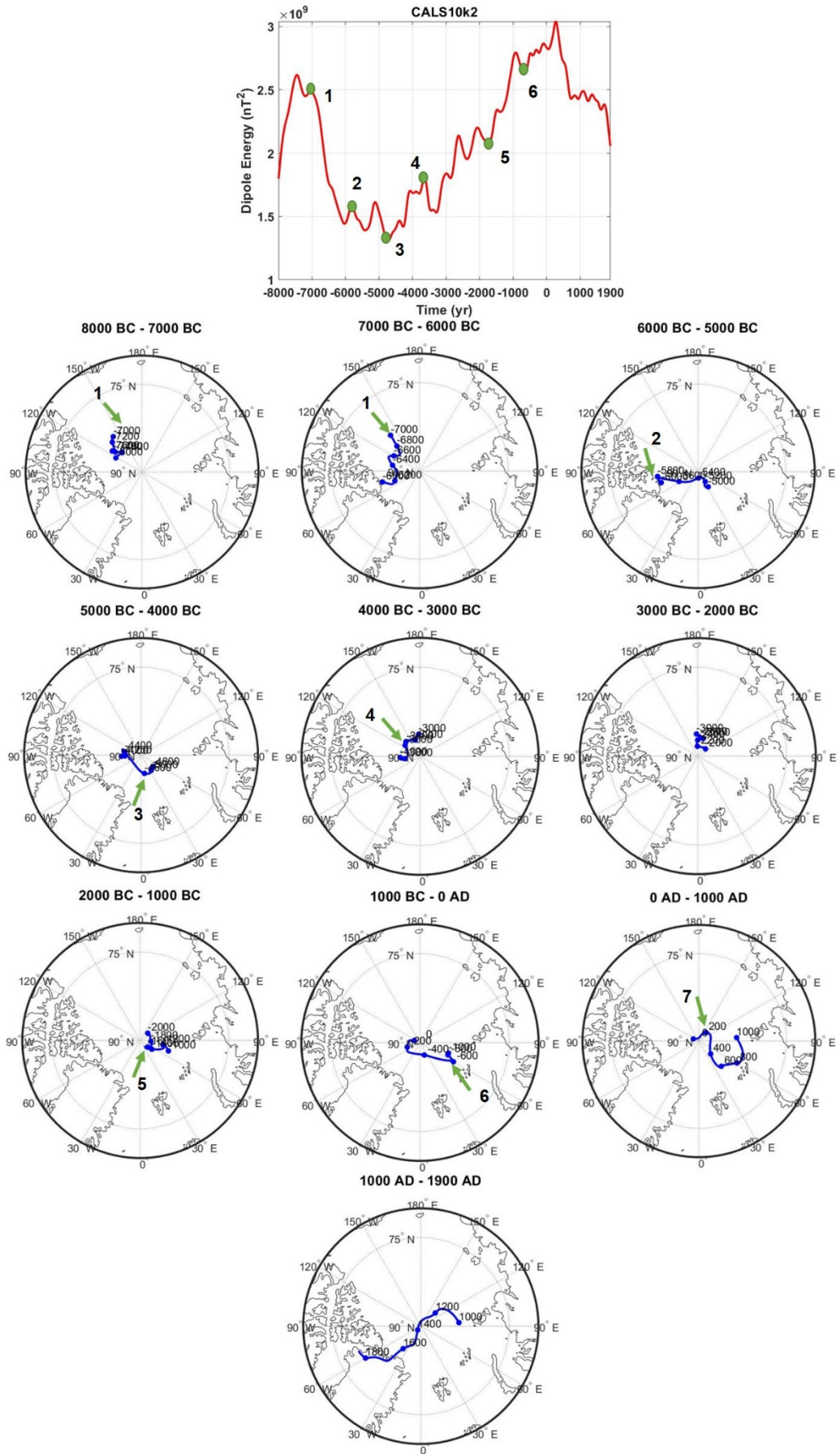


Figura AVII.1. *Identificación de jerks arqueomagnéticos a partir de la comparación entre cambios bruscos en la tendencia del movimiento del polo geomagnético boreal y la energía del dipolo (panel superior) para la paleorreconstrucción SHA.DIF.14k. Cada jerk arqueomagnético está identificado con el mismo número en la energía del dipolo y en los mapas polares acompañado de una flecha verde que indica su posición.*

Figura AVII.2. *Identificación de jerks arqueomagnéticos a partir de la comparación entre cambios bruscos en la tendencia del movimiento del polo geomagnético boreal y la energía del dipolo (panel superior) para la paleorreconstrucción CALS10k.2. Cada jerk arqueomagnético está identificado con el mismo número en la energía del dipolo y en los mapas polares acompañado de una flecha verde que indica su posición*

ANEXO VIII. Deriva del campo geomagnético según el CALS7k.2

Para comprobar que la metodología seguida para la obtención de los movimientos azimutales del campo geomagnético en el CMB (sección 3.3.3, Figura 3.5) ha sido correcta se aplica el proceso a la misma paleorreconstrucción que utilizaron Dumberry y Finlay (2007), el CALS7k.2. Los diagramas de Hovmöller resultantes se muestran en la Figura AVI.1, que pueden compararse con la Figura 1 del artículo de Dumberry y Finlay (2007). Se ha considerado un filtro Butterworth de orden 3, una frecuencia de corte en 2.000 años y el campo radial se ha calculado hasta el grado armónico $n = 6$. La geometría del \vec{B}_r es idéntica entre esta representación y la publicada por Dumberry y Finlay (2007).

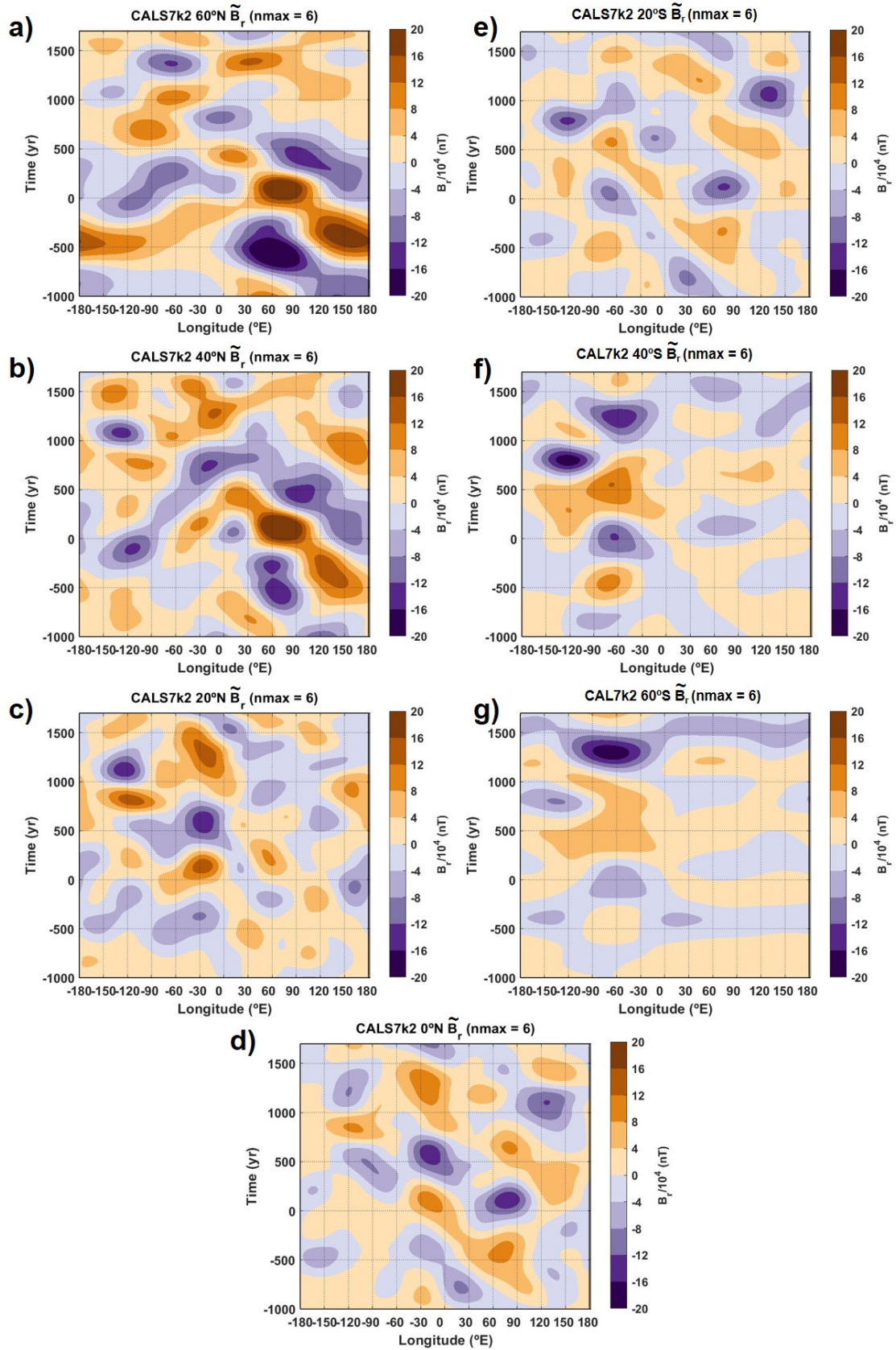


Figura AVIII.1. Diagramas de Hovmöller para el campo radial procesado (\tilde{B}_r), calculado hasta grado $n = 6$, en el CMB según el CALS7k.2 a diferentes latitudes: **a)** 60°N; **b)** 40°N; **c)** 20°N; **d)** ecuador; **e)** 20°S; **f)** 40°S; y **g)** 60°S.

