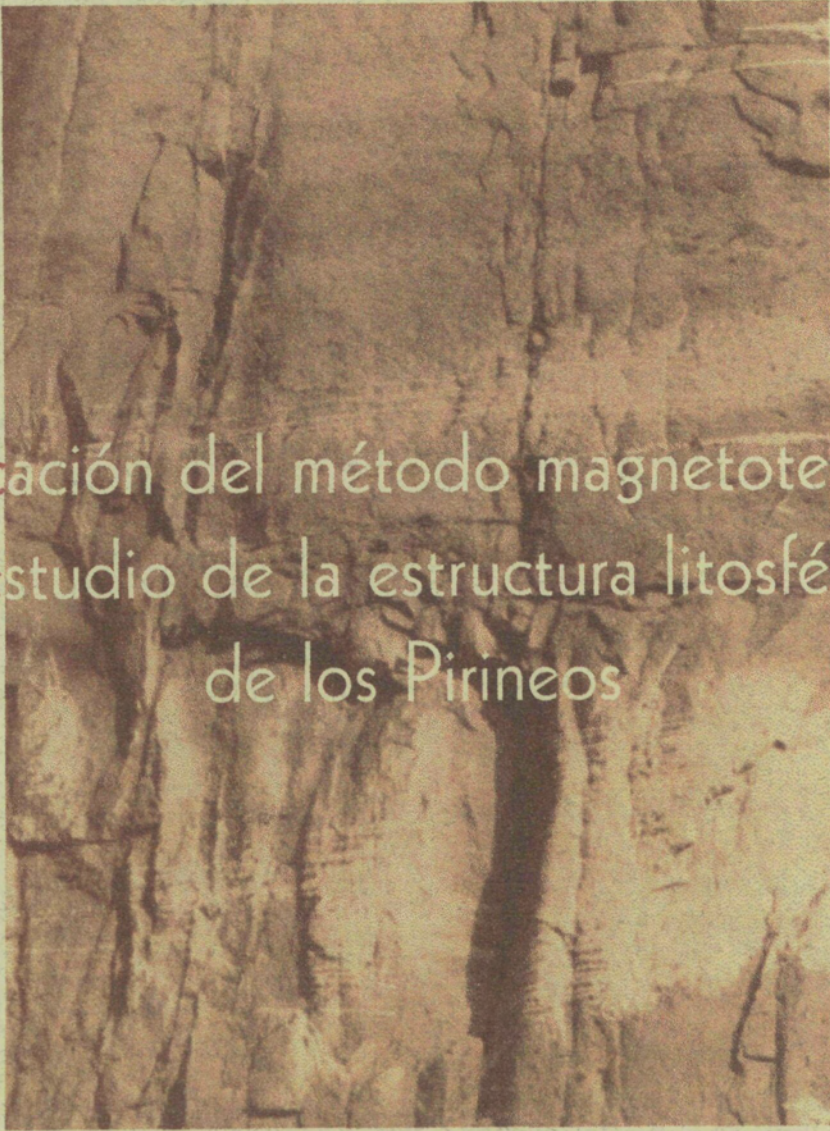


Departament de Geologia Dinàmica, Geofísica i Paleontologia.  
Universitat de Barcelona



Aplicación del método magnetoteléurico  
al estudio de la estructura litosférica  
de los Pirineos

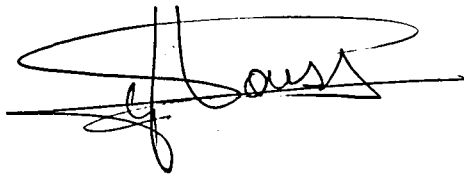
Juanjo Ledo Fernández

Departament de Geologia Dinàmica, Geofísica i Paleontologia.  
Universitat de Barcelona

Aplicación del método magnetotelúrico  
al estudio de la estructura litosférica  
de los Pirineos

Tesis presentada por Juanjo Ledo Fernández para optar al  
título de doctor en ciencias físicas.

Director:  
Dr. Jaume Pous

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Jaume Pous', with a large, sweeping flourish above the name.

Tutor:  
Dr. Josep A. Muñoz

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Josep A. Muñoz', with a large, sweeping flourish above the name.

Barcelona, 1996



## Agradecimientos

La realización de esta Tesis ha sido posible gracias a la colaboración y apoyo de un gran número de personas a las que quiero expresar mi más sincero agradecimiento.

Al Dr. Jaume Pous, Director de esta Tesis, por su dedicación, su ayuda constante y su paciencia.

A Pilar Queralt y Alex Marcuello, por su apoyo, sus comentarios científicos y sobre todo por los ratos agradables que hemos compartido en la facultad y en el campo.

A los miembros del Departamento, en especial a los Doctores J.A. Muñoz, J. Vergés y E. Roca por sus interesantes sugerencias y por aclarar mis dudas geológicas. A la Dra. M. Liesa por su asistencia en temas petrológicos.

A Conxi Ayala, por su amistad, su colaboración y ayuda en todo momento. También tengo que agradecerle la cantidad de clases que ha hecho por mi, lo cual me permitió ir al campo.

A Xavi García, por sus consejos y apoyo, en especial, en los momentos en que había que sacar la furgoneta de lugares complicados...

A los demás miembros del Departamento, en especial a Jordi Boix, Jordi Giménez, Natalia Díaz, Ramon Copons y al personal de administración: Aida, Betty, Pau, Higinio y Mari Carmen.

A todas las personas que me han ayudado a realizar el trabajo de campo (la mayoría aún me saluda). También un recuerdo para José y Concep, compañeros de Tesina.

A mis amigos de siempre por su paciencia y comprensión, en especial a Rafa, Roser, Oscar y Sonia que han hecho la portada de la tesis.

Finalmente, mi agradecimiento más profundo a mi familia, sobre todo a mis padres y a mi hermano por su cariño e infinita paciencia durante mis ataques tesíticos. A Celia y a Pablo por todo lo que he aprendido con ellos.



## **PRESENTACIÓN**

<b>CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
1.1 El método magnetotelúrico	1
1.2 Limitaciones del método magnetotelúrico	4
<b>CAPÍTULO 2. FUNDAMENTOS DEL MÉTODO MAGNETOTELÚRICO</b>	<b>7</b>
2.1 Introducción	7
2.2 Hipótesis	10
2.3 Medio estratificado	13
2.4 Tensor de impedancias	15
2.5 Medios bidimensionales (2D)	19
2.6 Medios tridimensionales (3D)	22
<b>CAPÍTULO 3. DISTORSIÓN GALVÁNICA</b>	<b>23</b>
3.1 Introducción	23
3.2 Distorsión galvánica	24
3.3 Corrección de la distorsión galvánica	28
3.3.1 Descomposición de Bahr	29
3.3.2 Descomposición de Groom y Bailey	31
3.4 Determinación del "static shift"	36
3.5 Distorsión galvánica en modelos 3D	37
3.5.1 Introducción	37
3.5.2 Nuevo método de descomposición para estructuras 3D	39
3.5.3 Ejemplo 1	40
3.5.3 Ejemplo 2	43
<b>CAPÍTULO 4. ADQUISICIÓN Y PROCESADO DE DATOS</b>	<b>47</b>
4.1 Introducción	47
4.2 Componentes de una estación magnetotelúrica	48
4.3 Procesado: determinación de las componentes del tensor de impedancias	54
4.4 Procesado robusto	56
4.5 Selección de segmentos	61

<b>CAPÍTULO 5. MARCO GEOLÓGICO</b>	<b>69</b>
5.1 Introducción	69
5.2 Evolución geodinámica	70
5.3 Estructuras regionales	71
5.4 Unidades litológicas	74
5.5 Estructura cortical	75
<b>CAPÍTULO 6. CAMPAÑAS DE MT EN LOS PIRINEOS</b>	<b>77</b>
6.1 Introducción	77
6.2 Procesado de los datos	80
6.3 Descomposición del tensor de impedancias	84
6.4 Clasificación morfológica del tensor de impedancias	87
6.4.1 Cuenca del Ebro.	87
6.4.2 Zonas Surpirenaica y Axial	90
6.4.3 Zona Norpirenaica	93
6.5 Interpretación cualitativa del Perfil 1	95
6.6 Conclusiones	98
<b>CAPÍTULO 7. MODELIZACIÓN DEL PERFIL 1 (ECORS)</b>	<b>101</b>
7.1 Introducción	101
7.2 Corrección del "static shift"	101
7.3 Modelización	103
7.4 Modelo de resistividades	105
7.4.1 Respuesta del modelo	106
7.4.2 Resolución	110
7.5 Interpretación	116
7.6 Causas de la elevada conductividad	118
7.6.1 Grafito	119
7.6.2 Fluidos libres	120
7.6.3 Fusión parcial	123
7.7 Conclusiones	127

<b>CAPÍTULO 8. MODELIZACIÓN DEL PERFIL 2 (BELAGUA)</b>	<b>129</b>
8.1 Introducción	129
8.2 Interpretación del Perfil 2 (Belagua)	130
8.3 Morfología de las componentes del tensor de impedancias	130
8.4 Modelo de resistividades	131
<b>CAPÍTULO 9. MODELO TRIDIMENSIONAL</b>	<b>135</b>
9.1 Introducción	135
9.2 Morfología de las componentes del tensor de impedancias	136
9.3 Modelo de resistividades	138
9.3.1 Resolución	141
9.4 Discusión	143
<b>CAPÍTULO 10. SUBDUCCIÓN DE LA CORTEZA CONTINENTAL DE IBERIA</b>	<b>147</b>
10.1 Introducción	147
10.2 Métodos sísmicos	147
10.2.1 Sísmica de reflexión y refracción	148
10.2.2 Tomografía sísmica	151
10.3 Comparación con datos de gravimetría y geoide	157
10.3.1 Anomalía de Bouguer	157
10.3.2 Anomalía del geoide	159
10.3.3 Modelización bidimensional	162
<b>CAPÍTULO 11. CONCLUSIONES</b>	<b>169</b>
<b>REFERENCIAS</b>	<b>175</b>
<b>APENDICE</b>	<b>191</b>





---

# **Aplicación del método magnetotelúrico al estudio de la estructura litosférica de los Pirineos**

---

## **Presentación**

La colisión entre dos placas continentales plantea importantes cuestiones acerca de los procesos litosféricos que tienen lugar. Dependiendo del acortamiento litosférico la colisión puede tener asociada la subducción de una de las placas. La subducción no se debe tanto a efectos gravitatorios, ya que la corteza continental no es lo suficientemente densa para subducir en conjunto dentro del manto, sino más bien al campo de esfuerzos compresionales generado por el movimiento de aproximación entre placas (Ziegler, 1990). La convergencia y colisión entre las placas continentales ibérica y europea se manifestó en superficie con la edificación del orógeno pirenaico. Estudios realizados en los Pirineos basados en la compatibilidad del acortamiento de los dominios superficiales de la corteza (datos geológicos) y de los dominios profundos (datos geofísicos), indican un acortamiento superior a 100 kilómetros. Un problema todavía sin resolver es la acomodación en profundidad de este acortamiento. Una posible solución es la subducción de la corteza inferior de la placa ibérica bajo la placa europea, sin embargo los métodos geofísicos empleados hasta ahora no presentan una subducción de gran magnitud y no permiten decidir sobre esta cuestión. La conductividad eléctrica puede ayudar a solucionar las cuestiones planteadas ya que es un parámetro independiente de los estudiados anteriormente.

Los métodos electromagnéticos se emplean en geofísica para determinar las propiedades de las estructuras geológicas en términos de la conductividad eléctrica ( $\sigma$ ) o su inversa: la resistividad eléctrica ( $\rho$ ). Entre los métodos electromagnéticos el método magnetotelúrico (MT) es el que presenta una mayor resolución en los estudios corticales y litosféricos. Es un método de fuente natural que utiliza las fluctuaciones del campo electromagnético producido por la actividad solar en la ionosfera. A partir de la relación existente entre los campos eléctrico y magnético registrados simultáneamente en un punto de la superficie se puede inferir la distribución de resistividades eléctricas en profundidad.

En la memoria de esta tesis se presenta la adquisición, procesado e interpretación de datos magnetotelúricos obtenidos en los Pirineos con el objetivo de determinar las propiedades electromagnéticas de la litosfera. Mediante el modelo de resistividades eléctricas se pueden restringir los posibles escenarios de evolución y estado actual de la cadena que permiten explicar conjuntamente los observables geofísicos y geológicos disponibles.

Este trabajo está estructurado en once capítulos: en el primer capítulo se introduce el método magnetotelúrico. En el segundo capítulo se realiza un repaso de los fundamentos matemáticos de la teoría del electromagnetismo aplicada al método magnetotelúrico y se introduce el concepto de tensor de impedancias electromagnético. El tercer capítulo se centra en la caracterización y eliminación de los efectos de distorsión galvánica causada por cuerpos superficiales y locales sobre las funciones de transferencia regionales. Se presenta una de las aportaciones metodológicas de este trabajo, que consiste en la recuperación de las funciones de transferencia regionales en medios tridimensionales afectados por distorsiones galvánicas. En el capítulo cuarto se presenta la metodología de adquisición de los datos experimentales, así como el tratamiento y procesado robusto de las series temporales de los campo electromagnéticos.

La aportación al conocimiento de la estructura litosférica de los Pirineos se realiza en los capítulos siguientes. En el capítulo quinto se describe la evolución geodinámica y formación del orógeno Pirenaico como una serie de pliegues y

cabalgamientos, así como la principales estructuras geológicas. En el capítulo sexto se presenta la adquisición y procesado de los datos de Pirineos. El análisis del tensor de impedancias muestra que la estructura geoeléctrica de los Pirineos es bidimensional con una dirección de las estructuras principales este-oeste. Se realiza un estudio detallado del tensor de impedancias que muestra la presencia de tres grandes zonas o unidades que presentan unas características geoeléctricas propias.

En el capítulo séptimo se presenta la interpretación bidimensional de los datos magnetotelúricos a lo largo de un perfil norte-sur cercano al perfil de sísmica de reflexión profunda ECORS-Pirineos. El resultado final de esta interpretación es un modelo bidimensional de resistividades eléctricas para la litosfera de los Pirineos. A nivel superficial, el modelo reproduce las principales estructuras geológicas: niveles de despegue entre la cobertera y el basamento en la Cuenca del Ebro y en la Cuenca de Aquitania, zonas de fractura de la Zona Axial, Falla Norpirenaica, etc... En profundidad, la disminución de la resistividad eléctrica en la placa ibérica a medida que nos acercamos al contacto entre placas culmina con la presencia de una estructura de elevada conductividad entre 30 y 80 km de profundidad en el contacto entre placas que se interpreta como fusión parcial de la corteza inferior de Iberia que subduce bajo la placa europea.

La realización de nuevos registros hacia el oeste a lo largo de los Pirineos detectan la continuidad del conductor profundo. En el capítulo octavo se presenta la modelización bidimensional del perfil norte-sur de Belagua, situado al oeste del perfil ECORS. En el capítulo noveno se presenta un modelo tridimensional de resistividades eléctricas de la estructura litosférica de los Pirineos y se discuten sus interpretaciones tectónicas.

En el capítulo décimo se comparan los modelos litosféricos obtenidos a partir del método magnetotelúrico con los modelos ya existentes obtenidos a partir de otros métodos geofísicos. En particular se realiza una interpretación conjunta con los resultados de tomografía sísmica obtenidos por Souriau y Granet (1995). Se discute la compatibilidad del modelo de conductividades eléctricas con

los datos de la anomalía de Bouguer y de geoide. Para ello se realiza una modelización de la distribución de densidades litosféricas, a partir de la interpretación conjunta de la anomalía de Bouguer y la del geoide residual en los Pirineos. Para finalizar, en el capítulo undécimo se presentan las conclusiones generales del trabajo.

# CAPÍTULO 1

---

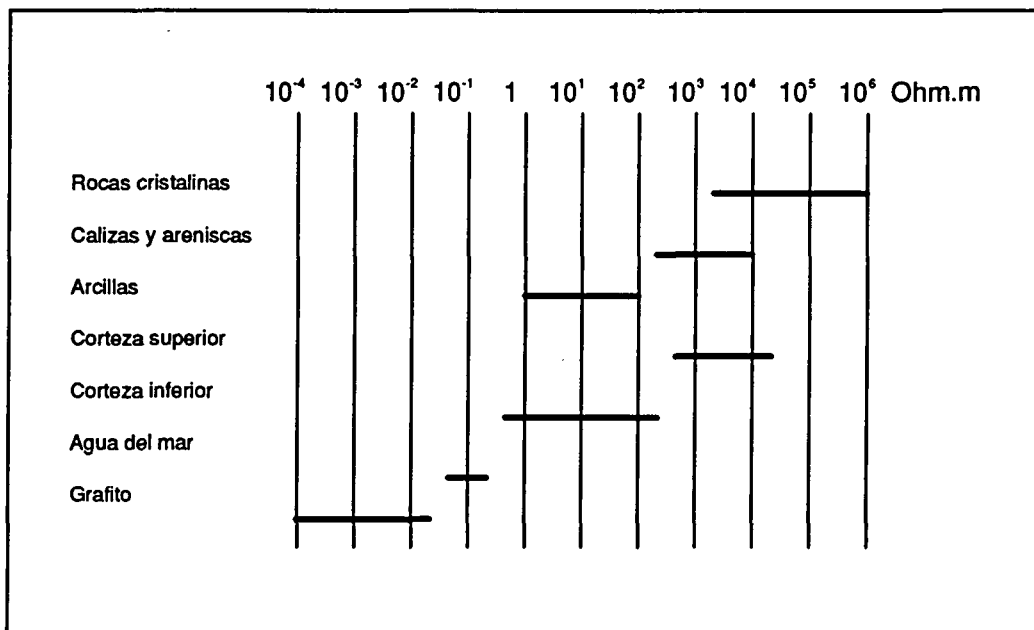
## Introducción

### 1.1 El método magnetotelúrico

La conductividad eléctrica de los materiales que componen la corteza terrestre presenta un rango de variación de diez órdenes de magnitud, desde  $10^4$  S/m en rocas que contienen grafito hasta  $10^{-6}$  S/m en rocas cristalinas (fig. 1.1). La información sobre la distribución de la conductividad eléctrica en el subsuelo a escala litosférica se obtiene a partir del método magnetotelúrico (MT). La conductividad eléctrica es un parámetro físico muy sensible a pequeños cambios en los constituyentes menores de la composición de las rocas. Estos constituyentes, como el grafito, fluidos salinos libres y pequeños porcentajes de fusión parcial, son muy importantes desde el punto de vista tectónico. En las regiones tectónicamente activas, la fusión parcial y los fluidos salinos libres forman estructuras que presentan una alta conductividad eléctrica. Un ejemplo de este comportamiento se observa en el estudio electromagnético del margen continental de la costa oeste de Norteamérica que revela una zona conductora ( $\sigma > 0.3$  S/m) que representa el techo de la placa Juan de Fuca, la cual subduce bajo la placa Norteamericana (Kurtz et al., 1990). En las regiones estables los procesos tectónicos antiguos también han dejado trazas de conductividad eléctrica elevada que revelan zonas de paleosutura (Jones, 1992; Hjelt y Korja, 1993). Un ejemplo de zonas de paleosutura es la *North American Central Plains conductivity anomaly* (NACP) (Camfield y Gough, 1977). Los estudios magnetotelúricos más recientes

realizados sobre la NACP revelan una estructura altamente conductora ( $\sigma > 1$  S/m) (Jones, 1988; Jones y Craven, 1990; Pous et al. 1997). Esta zona de alta conductividad se ha interpretado como una zona de subducción proterozoica.

El método magnetotelúrico es una técnica de fuente natural que utiliza las fluctuaciones del campo electromagnético que se producen en la ionosfera debido principalmente a la actividad solar. La amplitud de esta variación es muy débil; en la componente magnética es inferior a  $10^{-9}$  T y en la componente eléctrica es del orden de  $10^{-6}$  V/m. Las fluctuaciones de interés en magnetotelúrica presentan un rango de periodos entre  $10^{-4}$  y  $10^4$  s. A partir de las relaciones existentes entre el campo eléctrico y el magnético medidos simultáneamente en un mismo punto se puede inferir la distribución de conductividades en profundidad.



*Figura 1.1. Resistividad eléctrica de diversos materiales*

Las bases del método magnetotelúrico se establecieron en la década de los años cincuenta con los trabajos de Kato y Kikuchi (1950), Rikitake (1950, 1951), Tihonov (1950) y Cagniard (1953). Louis Cagniard fue quien estableció los

fundamentos del método magnetotelúrico para la exploración geofísica. La teoría de Cagniard sólo era válida para medios que presentaran variaciones de conductividad eléctrica con la profundidad, ya que en medios no estratificados los resultados dependían de la orientación de los ejes de medida y de la polarización de la onda incidente, con lo cual, la aplicación del método era muy limitada. Cantwell (1960) y Rokityanski (1961) establecieron una teoría más general, válida para medios que presentaban variaciones laterales de conductividad. Ambos autores introdujeron el concepto de tensor de impedancias electromagnético. Se trata de un tensor de orden dos que relaciona cada una de las componentes del campo eléctrico con las componentes del campo magnético horizontal medidos en la superficie de la tierra y no depende de la polarización de la onda incidente. Las componentes del tensor de impedancias son magnitudes complejas, que, en la práctica, se descomponen en la resistividad aparente, que es proporcional al módulo, y en la fase que coincide con el argumento del número complejo. De esta manera quedaron establecidos los fundamentos del método magnetotelúrico como una técnica adecuada para el estudio de la distribución de conductividades eléctricas en el interior de la Tierra. Las primeras aplicaciones prácticas se realizaron en el Laboratorio de Geofísica del M.I.T. (Cantwell y Madden, 1960), al mismo tiempo que empezaban a desarrollarse instrumentos suficientemente sensibles a las pequeñas fluctuaciones del campo magnetotelúrico.

Cuando una onda electromagnética penetra en la superficie terrestre esta se amortigua, y su amplitud disminuye con la distancia recorrida en el interior de la Tierra. Se define el concepto de *penetración de la onda* ( $\delta$ ) como la distancia a la cual la amplitud de una onda electromagnética disminuye en un factor  $e$ . Este valor depende de la conductividad del medio ( $\sigma$ ) y del periodo de la onda ( $T$ ). Se puede expresar mediante la relación:  $\delta = 503(T/\sigma)^{1/2}$  (unidades en el S.I.). El análisis de los diferentes periodos de las fluctuaciones permite obtener información a distintas profundidades. El rango de periodos empleados en un estudio magnetotelúrico dependerá de la profundidad de las estructuras que se precisen estudiar.



## 1.2 Limitaciones del método magnetotelúrico

El espectro de las fluctuaciones del campo electromagnético natural presenta un mínimo alrededor de la frecuencia de 1 Hz. Esta zona del espectro se conoce como "banda muerta" ya que en ella la relación señal/ruido es pequeña. Hasta finales de los años setenta era difícil obtener datos de calidad en esta banda. Una vez superadas las limitaciones técnicas de los equipos de medida junto con las nuevas estrategias de adquisición (**referencia remota**) y procesado de datos (**procesado robusto**), la calidad de los datos magnetotelúricos puede llegar a ser muy buena (con un error inferior al 2%), siempre que se tenga una cantidad suficiente de registros. La **referencia remota** consiste en el registro simultáneo de los campos eléctrico y magnético en dos o más puntos distantes entre si. Los datos obtenidos en cada uno de los sondeos se analizan utilizando los campos magnéticos horizontales del otro sondeo como referencia remota. De esta manera se elimina el ruido no coherente entre los campos eléctrico y magnético (Gamble et al., 1979; Clarke et al. 1982). El procesado convencional de las series temporales se basa en el método de regresiones por mínimos cuadrados y modelos estadísticos de distribución de residuos gaussianos (Sims et al., 1971). Este proceso es muy sensible a la presencia de pequeñas cantidades de datos erráticos (outliers) y a las desviaciones de los residuos de la distribución gaussiana, lo que puede provocar unas estimaciones incorrectas de la función de transferencia. La introducción de **métodos robustos** mejoró esta situación. Éstos se desarrollaron para eliminar la influencia de los datos erráticos en las series temporales y la desviación de los residuos de la distribución gaussiana (Egbert y Booker, 1986; Chave et al., 1987; Junge, 1992).

En la actualidad el interés se centra en el estudio de los efectos o distorsiones provocados por cuerpos locales y superficiales sobre las funciones de respuesta magnetotelúricas (tensor de impedancias). La manifestación más simple de estos efectos se produce en medios unidimensionales. En este caso las componentes del tensor de impedancias se ven afectadas por un factor real e independiente de la frecuencia, que si bien no afecta a las fases, provoca un

desplazamiento de las curvas de resistividad aparente. La misma distorsión se produce en medios bidimensionales cuando las medidas se han realizado según los ejes principales de la estructura, en caso contrario las distorsiones son más importantes, afectando tanto a las resistividades aparentes como a las fases y llegando a ocultar toda la información de la estructura regional. Para estructuras bidimensionales la corrección de estas distorsiones está ligada a la determinación del ángulo de rotación de los ejes de medida para que coincidan con la dirección de las estructuras regionales. La solución a este problema llegó a finales de los años ochenta con la introducción de los métodos de descomposición del tensor de impedancias (Groom y Bailey, 1989, 1991; Bahr, 1991; Chakridi et al., 1992). Estos métodos sólo son válidos si la estructura regional es bidimensional. Las distorsiones producidas por cuerpos superficiales en las funciones de respuesta regionales ponen en duda muchas de las interpretaciones realizadas anteriormente sin corregir la distorsión, un claro ejemplo de este hecho puede encontrarse en Jones (1992). En medios tridimensionales las distorsiones afectan tanto a las curvas de resistividad aparente como a las fases y la corrección de las distorsiones no ha sido tratada hasta el momento, debido en parte a que la modelización tridimensional no estaba resuelta de una manera operativa. En esta tesis, se presenta un método para corregir las distorsiones causadas por cuerpos superficiales cuando la estructura regional es tridimensional.

En el proceso de interpretación de datos y obtención de un modelo que explique los observables, se plantea una cuestión común a todos los métodos geofísicos acerca de la resolución y unicidad del modelo propuesto. En el método magnetotelúrico esta cuestión se aborda en función de la dimensionalidad del modelo presentado. En medios unidimensionales existe, en general, una ambigüedad en la determinación de la conductividad y el espesor de una capa de elevada conductividad, ya que sólo puede resolverse de forma unívoca el producto de ambas. El producto de la conductividad de una estructura ( $\sigma$ ) por su espesor ( $h$ ) se conoce como conductancia ( $S=\sigma h$ ). La resolución viene condicionada por la conductancia del material que se halla por encima de la profundidad de investigación. En medios unidimensionales no es posible en general, resolver una capa de conductancia inferior a la conductancia total de las capas que se encuentran por encima de ésta. En cambio, en medios

bidimensionales y tridimensionales las variaciones laterales de conductividad crean distribuciones de carga y de corriente que afectan de manera distinta a cada una de las componentes del tensor de impedancias. Del análisis de la divergencia entre las componentes del tensor (polarizaciones) se extrae información que puede disminuir esta ambigüedad. Un ejemplo puede encontrarse en Pous et al. (1997) donde se muestran los efectos y la importancia de interpretar conjuntamente las componentes del tensor de impedancias y, así, reducir la ambigüedad acerca de los posibles modelos.

La influencia de los parámetros de un modelo sobre la respuesta del mismo está determinada por la matriz de sensibilidad  $\bar{S}$ . Los elementos de esta matriz son las derivadas parciales de la respuesta del modelo  $r_i$  respecto de los parámetros del mismo  $p_j$ ,  $S_{ij} = \frac{\partial r_i}{\partial p_j}$ . En medios bidimensionales y tridimensionales es imposible, en la práctica, realizar este cálculo debido al gran número de parámetros implicados y al tiempo de cálculo que requiere. Para solucionar este problema, la estrategia que se sigue es la de variar los parámetros de las estructuras más importantes y calcular la respuesta del modelo. De esta manera, se pueden acotar los parámetros de las estructuras principales.

## CAPÍTULO 2

# Fundamentos del método magnetotelúrico

### 2.1 Introducción

El método magnetotelúrico está basado en el fenómeno de la inducción electromagnética y permite estudiar las propiedades eléctricas del subsuelo a partir de la correlación de los campos eléctrico y magnético registrados simultáneamente en la superficie de la Tierra. El origen de estos campos está en las fluctuaciones del campo magnético terrestre que presentan un rango de periodos comprendido entre  $10^{-4}$  s y  $10^7$  s. Las variaciones están causadas por los sistemas de corrientes ionosféricas creados por la interacción del viento solar con la magnetosfera.

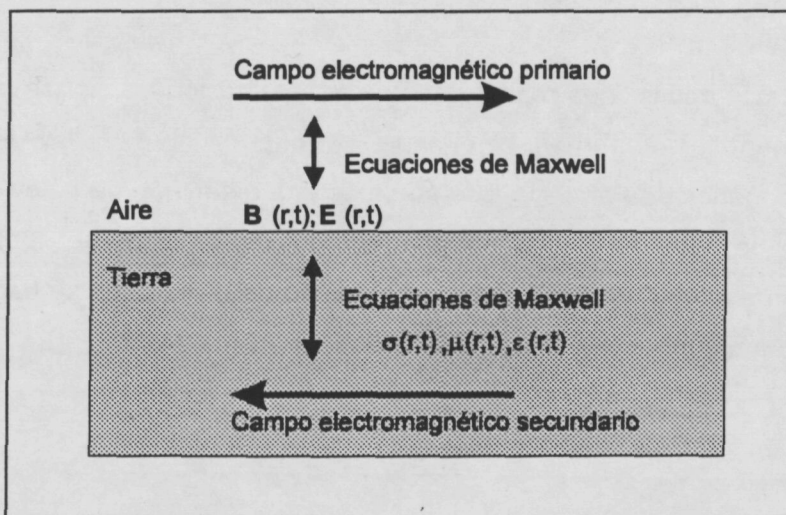


Figura 2.1 Principio de inducción electromagnética en la Tierra

Esta interacción da lugar a la generación de ondas hidromagnéticas en la magnetosfera que, al llegar al límite inferior de la ionosfera se transforman en campos electromagnéticos. El conjunto de estos campos, cuya polarización varía con el tiempo, es lo que se denomina campo primario y se propaga a través de la atmósfera hasta llegar a la superficie terrestre. Debido a que la Tierra se comporta como un medio conductor el campo primario induce distribuciones de carga y de corriente que dan lugar a un campo secundario. La superposición de ambos campos, primario más secundario, es el que se observa en la superficie de la Tierra (fig.2.1).

Las ecuaciones que rigen el comportamiento de los campos electromagnéticos son las ecuaciones de Maxwell<sup>1</sup>:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \left( \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

donde E es la intensidad del campo eléctrico en (V/m), B es la inducción magnética en (T), D es el desplazamiento eléctrico en (C/m<sup>2</sup>), H es la intensidad de campo magnético en (A/m), j es la densidad de corriente en (A/m<sup>2</sup>) y ρ es la densidad de carga eléctrica en (C/m<sup>3</sup>).

Cada una de estas ecuaciones representa una generalización de ciertas observaciones experimentales, la primera es la expresión diferencial de la ley de inducción electromagnética de Faraday; la segunda es una extensión de la ley de Ampère, la tercera es la ley de Gauss, que puede deducirse de la ley de Coulomb; la última ecuación expresa matemáticamente el hecho de que nunca se han observado monopolos magnéticos.

---

<sup>1</sup> Las unidades empleadas en este trabajo para las magnitudes físicas son las del Sistema Internacional

Las condiciones de contorno en la superficie de discontinuidad entre dos medios son :

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) &= 0 \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) &= 0 \end{aligned} \quad (5), (6)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) &= \boldsymbol{\kappa} \\ \mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) &= \eta \end{aligned} \quad (7), (8)$$

dónde  $\mathbf{n}$  es el vector normal a la superficie de contacto entre los medios 1 y 2. Las ecuaciones (5) y (6) establecen la continuidad del campo eléctrico tangencial y la continuidad del campo de inducción magnético normal; las ecuaciones (7) y (8) implican que la diferencia entre las componentes tangenciales del campo magnético es igual a la densidad de corrientes superficiales  $\boldsymbol{\kappa}$  y que la diferencia en las componentes normales del desplazamiento eléctrico es igual a la densidad de carga superficial  $\eta$ .

En las ecuaciones de Maxwell aparecen cinco funciones vectoriales  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{D}$  que podemos reducir a dos a partir de las ecuaciones constitutivas del medio:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E} \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} \end{aligned} \quad (9), (10), (11)$$

donde  $\sigma$  es la conductividad en (S/m),  $\mu$  es la permeabilidad en (Vs/Am) y  $\epsilon$  es la permitividad o constante dieléctrica en (As/Vm) del medio. En función de la permeabilidad y permitividad del vacío tenemos que  $\mu = \mu_r \mu_0$  con  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$  y  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  con  $\epsilon_0 = 8.8510^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ . Para la mayoría de los materiales que componen la tierra la permitividad y la constante dieléctrica del medio no difieren mucho de las del vacío.

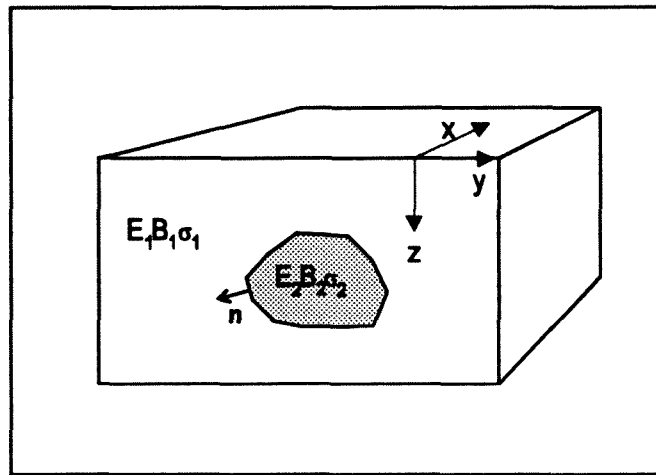


Figura 2.2

## 2.2 Hipótesis

La determinación del problema directo en magnetotelúrica consiste en resolver las ecuaciones de Maxwell en presencia de un medio conductor con las condiciones de contorno apropiadas. Para abordar la resolución de este problema se establecen las siguientes hipótesis:

- 1) Debido a la linealidad de las ecuaciones de Maxwell, el campo electromagnético natural puede ser representado como una suma de campos armónicos cuya dependencia temporal se puede expresar mediante el factor  $e^{-i\omega t}$

$$E(r,t) = \text{Re} E(r,\omega) e^{-i\omega t}$$

- 2) Para el rango de frecuencias normalmente utilizadas en magnetotelúrica ( $10^3 \text{ Hz} - 10^4 \text{ Hz}$ ) y los valores habituales de resistividad de las rocas, puede establecerse la aproximación cuasiestática.
- 3) El origen remoto de los campos naturales permite tratar el campo electromagnético incidente como una onda plana.

4) Debido a que la conductividad del aire es prácticamente nula en comparación con la de la Tierra, la onda incidente se propagará verticalmente hacia el interior.

Teniendo en cuenta estas consideraciones podemos realizar una simplificación de las ecuaciones de Maxwell. En primer lugar, en el dominio frecuencial y haciendo uso de la dependencia temporal del tipo  $e^{-i\omega t}$ , las ecuaciones quedan de la siguiente manera (Kaufman y Keller, 1981):

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mathbf{B} \quad (12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu\sigma\left(1 - i\frac{\epsilon\omega}{\sigma}\right)\mathbf{E} \quad (13)$$

Si aplicamos el operador rotacional a las ecuaciones (12) y (13)

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\sigma\left(1 - i\frac{\epsilon\omega}{\sigma}\right)\mathbf{E} \quad (14)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = i\omega\mu\sigma\left(1 - i\frac{\epsilon\omega}{\sigma}\right)\mathbf{B} \quad (15)$$

Estas ecuaciones se pueden expresar como:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = k^2\mathbf{E} \quad (16)$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = k^2\mathbf{B} \quad (17)$$

donde

$$k^2 = i\mu\sigma\omega + \mu\epsilon\omega^2 \quad (18)$$

La identidad vectorial

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} \equiv \nabla\nabla \cdot \mathbf{a} - \nabla^2\mathbf{a}$$



nos permite desarrollar el primer término de las ecuaciones (16) y (17). Al mismo tiempo si se tiene en cuenta la ecuación (4) y además se considera una región homogénea y sin cargas libres se cumple que:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (19)$$

con lo cual las ecuaciones (16) y (17) se convierten en:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -k^2 \mathbf{E} \quad (20)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = -k^2 \mathbf{B} \quad (21)$$

Finalmente quedan dos ecuaciones para los campos eléctrico y magnético. Como el número de onda  $k$  tiene una parte real y otra imaginaria la solución de las ecuaciones tendrá un término de difusión y otro de propagación. Además, para el rango de frecuencias utilizado en magnetotelúrica y para los valores de conductividad de la corteza terrestre se tendrá que:

$$|\mu\epsilon\omega^2| \ll |\mu\sigma\omega|$$

es decir, las corrientes de desplazamiento son mucho menores que las corrientes de conducción; lo que se denomina aproximación cuasiestática. De este modo el número de onda quedará como:

$$k = \sqrt{i\mu\sigma\omega}$$

Así, el problema de la magnetotelúrica se estudia como un fenómeno de difusión. Como el número de onda  $k$  es un número complejo se puede expresar como:

$$k = \alpha + i\beta$$

siendo  $\alpha$  y  $\beta$  números reales e iguales en la aproximación cuasiestática:

$$\alpha = \beta = \left( \frac{\omega \mu \sigma}{2} \right)^{1/2} \quad (23)$$

Las soluciones de las ecuaciones (20) y (21) que se propagan en la dirección de z positiva serán:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0^+ e^{i\alpha z} e^{-\beta z} \\ \mathbf{B} &= \mathbf{B}_0^+ e^{i\alpha z} e^{-\beta z} \end{aligned} \quad (24)$$

Así pues, las ondas electromagnéticas al penetrar en un medio conductor se amortiguan. El efecto de esta amortiguación depende de la conductividad del medio, de la frecuencia de la onda y de la distancia recorrida en el medio conductor. Se define la penetración de onda (skin depth) como la distancia a la cual la amplitud de un campo disminuye en un factor  $e$ . Esta distancia en el Sistema Internacional viene dada por:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu}} \approx 503 \sqrt{\frac{2\pi}{\sigma \omega}} \quad (25)$$

Así, la penetración de una onda depende de la frecuencia y de la conductividad eléctrica del medio. Este hecho es de gran importancia ya que analizando un intervalo de frecuencias obtendremos información sobre diversas profundidades. El rango de frecuencias empleados en un estudio magnetotelúrico dependerá de la profundidad de las estructuras que se precisen resolver.

## 2.3 Medio estratificado

Cagniard (1953) resolvió las ecuaciones de Maxwell para un medio estratificado sobre el cual incide una onda electromagnética plana ( $E_x, H_y$ ). La solución en cada una de las capas ( $n$ ) del subsuelo de espesor  $h_n$  es:

$$E_x^n(z, \omega) = A_n e^{ik_n z} + B_n e^{-ik_n z}$$

$$H_y^n(z, \omega) = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_x^n}{\partial z} = \frac{k_n}{\omega\mu} (A_n e^{ik_n z} - B_n e^{-ik_n z}) \quad (26)$$

Donde  $A_n$  y  $B_n$  son dos constantes que dependen de las condiciones de contorno y  $k_n$  el número de onda de la capa  $n$ . Se define la impedancia escalar del medio como el cociente entre el campo eléctrico y el magnético en la superficie del mismo.

$$Z = \frac{E_x^1(z=0)}{H_y^1(z=0)} = \frac{A_1 + B_1}{A_1 - B_1} \frac{\omega\mu}{k_1} = F(n, \rho_1 \dots \rho_n, h_1 \dots h_n, \omega) \frac{\omega\mu}{k_1} \quad (27)$$

este cociente sólo depende de la resistividad y espesor de cada capa y de la frecuencia. En el caso de un medio homogéneo  $F=1$  y por lo tanto

$$Z_1 = \frac{\omega\mu}{k_1} \quad (28)$$

Por lo que la impedancia de un medio estratificado de  $n$  capas la podemos expresar como:

$$Z = F_n Z_1 \quad (29)$$

es decir, la impedancia de un medio estratificado es proporcional a la impedancia de un medio homogéneo de resistividad igual a la de la primera capa del medio estratificado. El factor de proporcionalidad  $F_n$  depende de las características geométricas ( $h_1 \dots h_n$ ), de la resistividad de cada capa ( $r_1 \dots r_n$ ) y de la frecuencia. El desarrollo de Cagniard (1953) se conoce como el método magnetotelúrico escalar ya que para conocer la estructura eléctrica de la Tierra en profundidad sólo es necesario medir, en la superficie, el campo eléctrico horizontal en una dirección arbitraria y el campo magnético en la dirección perpendicular.

## 2.4 Tensor de impedancias

Con el método propuesto por Cagniard no se pueden estudiar estructuras que presentan variaciones laterales de conductividad ya que los valores medidos sobre éstas dependen de la dirección de medida y de la polarización del campo incidente. Cantwell (1960) formuló una teoría más general para modelos en los que la conductividad varía en cualquier dirección. Introdujo el concepto de tensor de impedancias que relaciona linealmente las componentes de los campos eléctrico y magnético horizontales para cada frecuencia.

El campo electromagnético secundario en la superficie de un medio con variaciones laterales de resistividad depende de la polarización del campo primario. Dado que las fuentes del campo primario varían continuamente, los campos eléctrico y magnético en la superficie de la tierra tienen direcciones variables con el tiempo. Por consiguiente, en medios no estratificados, si se mide el campo eléctrico y magnético en unas direcciones arbitrarias  $x, y$ , la impedancia escalar ( $Z_{xy} = E_x/H_y$ ) correspondiente dependerá de la dirección del campo primario respecto de la estructura, siendo además variable con el tiempo. Así pues, la impedancia electromagnética será función de:

- La frecuencia.
- Las propiedades eléctricas del medio.
- La orientación de los ejes de medida.
- La polarización del campo primario.

La dependencia de la impedancia con la polarización del campo primario invalida la impedancia escalar como función de respuesta en medios no unidimensionales. Para solucionar este problema se introduce el tensor de impedancias.

Supongamos que el campo incidente ( $E_0, H_0$ ) tiene polarización elíptica. Este campo lo podemos descomponer según dos direcciones perpendiculares  $x, y$ :

$$\begin{aligned} E_0 &= E_{0x} + E_{0y} \\ H_0 &= H_{0x} + H_{0y} \end{aligned}$$

Donde ( $E_{0x}, H_{0y}$ ) y ( $E_{0y}, H_{0x}$ ) están polarizados linealmente. El siguiente paso es calcular el campo magnetotelúrico creado por cada una de las polarizaciones lineales y luego

sumarlos, haciendo uso del principio de superposición de los campos. El campo  $(E_{0x}, H_{0y})$  en presencia de inhomogeneidades laterales, generará corrientes y cargas secundarias que, a su vez, producirán un campo secundario  $(E_1, H_1)$ . En general este campo secundario tendrá componentes en las dos direcciones  $(x, y)$  y también en la dirección  $z$ .

$$E_{1x} = a_{1x}H_{0y} \quad E_{1y} = a_{1y}H_{0y} \quad E_{1z} = a_{1z}H_{0y} \quad (31)$$

$$H_{1x} = b_{1x}H_{0y} \quad H_{1y} = b_{1y}H_{0y} \quad H_{1z} = b_{1z}H_{0y} \quad (32)$$

De la otra polarización lineal del campo primario también obtendremos una expresión similar:

$$E_{2x} = a_{2x}H_{0x} \quad E_{2y} = a_{2y}H_{0x} \quad E_{2z} = a_{2z}H_{0x} \quad (33)$$

$$H_{2x} = b_{2x}H_{0x} \quad H_{2y} = b_{2y}H_{0x} \quad H_{2z} = b_{2z}H_{0x} \quad (34)$$

donde los coeficientes  $a_{1i}, b_{1i}, a_{2i}, b_{2i}$  son números complejos, que dependen de las propiedades del medio, de la frecuencia y de la orientación de los ejes  $x, y$ .

El campo electromagnético total originado por el campo primario puede expresarse como:

$$E = E_1 + E_2$$

$$H = H_1 + H_2$$

Y de las ecuaciones (31), (32), (33), (34) podemos escribir:

$$E_x = a_{1x}H_{0y} + a_{2x}H_{0x} \quad (35)$$

$$E_y = a_{1y}H_{0y} + a_{2y}H_{0x} \quad (36)$$

$$E_z = a_{1z}H_{0y} + a_{2z}H_{0x} \quad (37)$$

$$H_x = b_{1x}H_{0y} + b_{2x}H_{0x} \quad (38)$$

$$H_y = b_{1y}H_{0y} + b_{2y}H_{0x} \quad (39)$$

$$H_z = b_{1z}H_{0y} + b_{2z}H_{0x} \quad (40)$$

Sobre la superficie de la Tierra ( $z=0$ ) el campo  $E_z = 0$ , por lo que  $a_{1z} = a_{2z} = 0$ .

Debido a que el campo primario es desconocido, tenemos que hallar una relación entre las componentes del campo total haciendo uso de las ecuaciones (35) - (40).

Las componentes  $H_x$  y  $H_y$  son independientes entre sí por lo que tendremos que se cumple:

$$b_{1x}b_{2y} - b_{2x}b_{1y} \neq 0$$

Si expresamos  $H_{0x}$  y  $H_{0y}$  en función de  $H_x$  y  $H_y$  tendremos la siguiente expresión:

$$H_{0x} = (b_{1x}H_y - b_{1y}H_x)/(b_{1x}b_{2y} - b_{2x}b_{1y}) \quad (41)$$

$$H_{0y} = (b_{2y}H_x - b_{2x}H_y)/(b_{1x}b_{2y} - b_{2x}b_{1y}) \quad (42)$$

Substituyendo las ecuaciones (41) y (42) en (36,37) obtenemos una relación lineal entre las componentes horizontales del campo magnetoteléurico en la superficie terrestre,

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y$$

Los términos  $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$  que son funciones de la frecuencia, de las propiedades eléctricas del medio y de la orientación de los ejes de medida, no se ven afectados por cambios en la polarización del campo electromagnético. Estos términos son las componentes del **tensor de impedancias**.

Se define la **resistividad aparente**  $\rho_a$  y **fase**  $\phi$  a partir de:

$$\rho_{a,xy} = \frac{1}{\omega\mu} |Z_{xy}|^2 \quad (43)$$

$$\phi_{xy} = \tan^{-1} \left[ \frac{\text{Im}Z_{xy}}{\text{Re}Z_{xy}} \right] \quad (44)$$

De manera equivalente se definen las resistividades aparentes  $\rho_{a,yx}, \rho_{a,yy}, \rho_{a,xx}$  Y las fases  $\phi_{yx}, \phi_{yy}, \phi_{xx}$  a partir de las demás componentes del tensor de impedancias. En general la interpretación de los datos magnetoteléuricos se realiza a partir de las componentes de resistividad aparente y de las de fases. Para medios unidimensionales existen varios algoritmos de inversión para obtener el modelo de capas estratificadas a partir de la resistividad aparente y fases (Parker, 1980; Fischer y Le Quang, 1981; Constable et al., 1987; Oldenburg, 1992).

De forma análoga a como se ha definido el tensor de impedancias se puede establecer una relación lineal entre la componente vertical y las componentes horizontales del campo magnético. Esta relación fue introducida por Parkinson (1962) y Wiese (1962) como un método para determinar variaciones laterales de conductividad. Según Schmucker (1970), el campo magnético se puede descomponer en un campo normal y otro anómalo:

$$H_x = H_{xn} + H_{xa}$$

$$H_y = H_{yn} + H_{ya}$$

$$H_z = H_{zn} + H_{za}$$

el campo magnético normal ( $H_{xn}$ ,  $H_{yn}$ ,  $H_{zn}$ ) se define como el campo correspondiente a un medio unidimensional, mientras que el campo anómalo ( $H_{xa}$ ,  $H_{ya}$ ,  $H_{za}$ ) es el creado por las variaciones laterales de conductividad. El campo normal y el anómalo se relacionan a través de la **matriz de inducción**  $\overline{W}$ :

$$\begin{aligned} H_{xa} &= W_{xx}H_{xn} + W_{xy}H_{yn} + W_{xz}H_{zn} \\ H_{ya} &= W_{yx}H_{xn} + W_{yy}H_{yn} + W_{yz}H_{zn} \\ H_{za} &= W_{zx}H_{xn} + W_{zy}H_{yn} + W_{zz}H_{zn} \end{aligned} \quad (45)$$

en un medio estratificado la componente vertical es nula (Berdichevsky y Dimitriev, 1976) y el campo horizontal creado por las variaciones laterales de conductividad es considerablemente inferior al del medio estratificado, por lo tanto la ecuación (45) se reduce a:

$$H_{za} = W_{zx}H_{xn} + W_{zy}H_{yn}$$

habitualmente esta expresión se escribe como

$$H_z = z_x H_x + z_y H_y$$

donde ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ) hacen referencia a las componentes magnéticas registradas.

Se define el vector de inducción  $F$  como  $F=(z_x, z_y)$ . En el caso de medios estratificados como la componente magnética vertical es nula tendremos que  $z_x$  y  $z_y$  son cero. En el caso de medios bidimensionales y tridimensionales se puede demostrar que la parte real del vector de inducción se orienta en sentido contrario a las zonas de alta conductividad (Schmucker, 1970). Este es un hecho importante ya que la interpretación del vector de inducción puede reducir el posible grado de indeterminación en un problema concreto.

## 2.5 Medios bidimensionales (2D)

Para estructuras bidimensionales, en las cuales no hay variación de las propiedades del medio en una de las direcciones horizontales,  $\sigma=\sigma(x,z)$ , las ecuaciones de Maxwell pueden agruparse en dos conjuntos de ecuaciones desacopladas (Kaufman y Keller, 1981). Estos dos conjuntos se conocen como Polarización E y Polarización B.

Polarización E

$$\begin{aligned}\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} &= \mu\sigma E_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -i\omega B_z \\ \frac{\partial E_y}{\partial z} &= i\omega B_x\end{aligned}$$

Polarización B

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -i\omega B_y \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} &= \mu\sigma E_z \\ \frac{\partial B_y}{\partial z} &= -\mu\sigma E_x\end{aligned}$$

En medios bidimensionales con  $\sigma(x,z)$  los ejes  $x$  e  $y$  se denominan direcciones principales de la estructura. Cada una de estas polarizaciones está caracterizada por poseer componentes de los campos electromagnéticos ortogonales entre sí;  $(E_y, B_x, B_z)$  para la polarización E y  $(E_x, E_z, B_y)$  para la polarización B. Puesto que los dos conjuntos de ecuaciones contienen componentes independientes entre sí se pueden resolver los dos sistemas de forma independiente. Para la polarización E se obtiene la siguiente ecuación:



$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma E_y$$

De forma análoga para la polarización B tendremos:

$$\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y}{\partial z^2} = i\omega\mu\sigma B_y$$

En cada una de las dos polarizaciones hay una sola componente horizontal de los campos eléctrico y magnético. De este modo cada polarización tiene una impedancia característica.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_B \\ Z_E & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}$$

En el caso general de que los ejes de medida no coincidan con las direcciones principales de la estructura bidimensional, el tensor de impedancias medido se puede expresar como:

$$\begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} = \overline{\overline{R}}_\varphi^T \begin{pmatrix} 0 & Z_B \\ Z_E & 0 \end{pmatrix} \overline{\overline{R}}_\varphi$$

siendo  $\varphi$  el ángulo entre los ejes de medida y las direcciones principales; y  $\mathbf{R}$  la **matriz de rotación** se expresa como:

$$\overline{\overline{R}}_\varphi = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\text{sen} \varphi \\ \text{sen} \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}$$

El problema directo tiene solución analítica en medios estratificados así como en medios bidimensionales muy simples como un contacto vertical (D'Erceville y Kunetz, 1962), un dique (Rankin, 1962) o un contacto inclinado (Geyer, 1972). La resolución de modelos más complejos se hace de forma numérica. Existen un gran número de algoritmos que resuelven el problema directo en

medios bidimensionales. Entre los algoritmos que emplean la técnica de las diferencias finitas tenemos el de Jones y Pascoe (1971), Brewitt-Taylor y Weaver (1976), Zhdanov et al. (1982) y Hermance (1982). El método numérico más extendido en la modelización electromagnética y que presenta una mayor estabilidad en las soluciones es el método de los elementos finitos empleado en los algoritmos de Sylvester y Haslam (1972), Reddy y Rankin (1973), Kaikkonen (1977), Schmuker (1986) y Wannamaker et al. (1987). De éstos el más empleado es el algoritmo de elementos finitos de Wannamaker et al. (1987).

La inversión en medios bidimensionales presenta más problemas. La solución del problema directo se realiza mediante métodos numéricos (elementos finitos o diferencias finitas). Estos métodos implican la creación de una malla de elementos en la que cada uno lleva asociada una resistividad. Cuanto más fina sea la malla más se aproximará la solución numérica a la solución real. Los parámetros a invertir son la resistividad de cada uno de los elementos de la malla, por lo que para estructuras de carácter regional el número de parámetros puede ser muy grande. Los contactos laterales entre elementos que presenten un elevado contraste de resistividad provocan inestabilidades en la solución, por lo que es necesario refinar la malla en las cercanías de estos contactos lo que provoca que el número de parámetros a invertir se incremente aún más. Una manera elegante de solucionar este problema fue presentada por Marcuello et al. (1991). En su trabajo se consideraba que la geometría de la estructura podía aproximarse mediante una función analítica, de manera que los parámetros a determinar son los propios de esta función, quedando así reducido considerablemente el número de parámetros a invertir. La dificultad de este método está en que se necesita conocer como es la estructura que se busca y encontrar la función analítica adecuada, con lo que su aplicación práctica se ve reducida. Un esquema basado en la minimización de funciones polinómicas fue propuesto por Schnegg (1993). Este autor consideraba que la resistividad y el espesor de los elementos se podían expresar en función de la distancia a lo largo de un perfil mediante una expresión polinómica, de tal manera que variando los coeficientes del polinomio se ajustasen los datos experimentales. No es hasta principios de los años noventa con la aparición de los algoritmos de deGroot-Hedlin y Constable (1990) y el de Smith y Booker (1991) que se ha mejorado de manera importante los problemas de estabilidad.

Sin embargo estos algoritmos de inversión bidimensional tienden a buscar la estructura mínima que puede explicar los observables magnetotelúricos; el resultado final puede ajustar los datos experimentales pero no ser realista.

## 2.6 Medios tridimensionales (3D)

En el caso de medios tridimensionales en el cual  $\sigma = \sigma(x, y, z)$ , las ecuaciones de Maxwell no pueden desacoplarse y la solución se obtiene mediante métodos numéricos. En general en medios tridimensionales las componentes diagonales del tensor de impedancias no son nulas. Weidelt (1975) diseñó un algoritmo basado en el método de las ecuaciones integrales para resolver el modelo de "lámina fina". Este consiste en un modelo estratificado en el cual se incluye una lámina horizontal de dimensiones finitas con una conductancia determinada ( $S = sh$ ). Wannamaker et al., (1984) diseñaron un algoritmo basado en la misma técnica. La ventaja del método de las ecuaciones integrales es que el tiempo de cálculo es reducido, pero su operatividad se limita a estructuras muy simples. Los métodos que emplean diferencias finitas o elementos finitos (Jones y Pascoe, 1972; Reddy et al., 1977) están mejor diseñados para modelizar estructuras complejas. Sin embargo, el número de sistemas de ecuaciones a resolver es tan elevado que, incluso para modelos muy simples, son poco manejables. No es hasta la aparición del algoritmo de Mackie et al. (1994), que la resolución numérica de estructuras complejas se convierte en un problema abordable con las herramientas de cálculo disponibles, si bien todavía es necesario mejorar su operatividad. Este algoritmo se basa en el método de las diferencias finitas aprovechando la forma integral de las ecuaciones de Maxwell. Para reducir el tiempo de cálculo, este algoritmo utiliza métodos iterativos de relajación en la resolución de los sistemas de ecuaciones.

## **CAPÍTULO 3**

---

### **Distorsión galvánica**

#### **3.1 Introducción**

En el método magnetotelúrico la respuesta de las estructuras de carácter regional puede quedar enmascarada debido a las distorsiones provocadas por pequeños cuerpos superficiales (Price, 1973; Berdichevsky y Dimitriev, 1976; Jones, 1983; Bahr, 1989; Jiracek, 1990; Jones, 1992). Se define la distorsión como la alteración de la respuesta inductiva regional provocada por la aparición de distribuciones de carga y de corriente en las superficies de discontinuidad de estos pequeños cuerpos superficiales. La interpretación del tensor de impedancias distorsionado puede conducir a errores importantes (Jones, 1983). Berdichevsky y Dimitriev (1976) establecieron una clasificación de estos efectos en galvánicos e inductivos. Los campos de tipo galvánico son los creados por las distribuciones de carga que generan campos eléctricos; los de tipo inductivo son debidos a distribuciones de corriente que generan campos magnéticos. Así, las distorsiones se descomponen en galvánicas e inductivas. La distorsión más problemática para el estudio de estructuras regionales es la galvánica. Esta es independiente de la frecuencia (Kaufman 1985, Jiracek, 1988) y puede generar un campo eléctrico del mismo orden que el regional. En cambio, la magnitud del campo magnético generado por las distorsiones inductivas es muy inferior al campo regional y disminuye al aumentar el periodo (West y Edwards, 1985), por lo tanto, las distorsiones inductivas son, en general, inapreciables. Para eliminar la distorsión y recuperar la respuesta regional, se realiza una descomposición del tensor de impedancias (Bahr, 1988;

Groom y Bailey, 1989). Esta descomposición es sólo válida para medios regionales bidimensionales (y unidimensionales).

### 3.2 Distorsión galvánica

Los cuerpos anómalos canalizan el paso de corrientes a través suyo si su resistividad es inferior a la del medio encajante. Si su resistividad es superior se comportan como un obstáculo y obligan a las corrientes a circular a su alrededor. La distorsión de los campos eléctricos provocada por una inhomogeneidad se presenta en la figura 3.1.

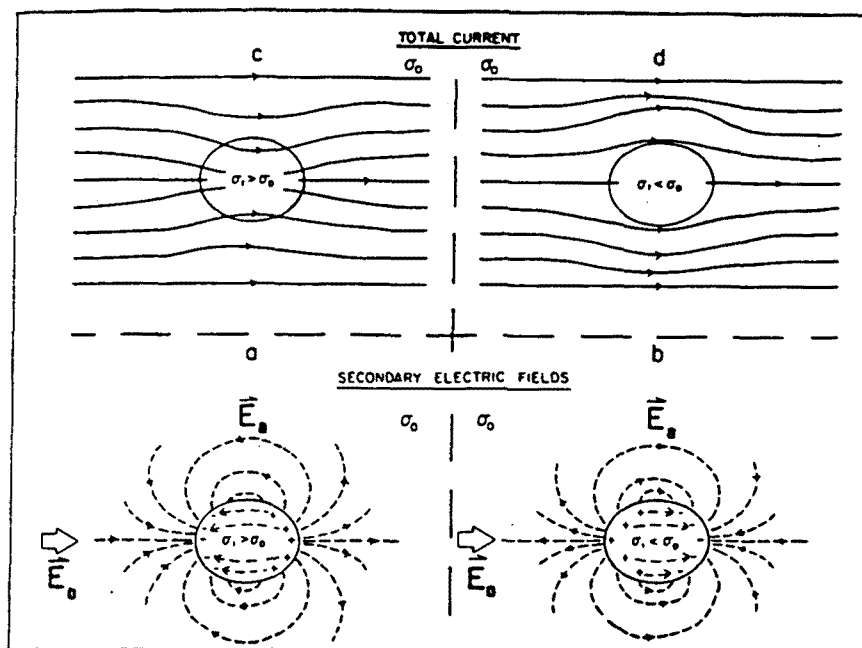


Figura 3.1. Distorsión galvánica provocada por una intrusión conductiva (a) y campo eléctrico resultante (c). Distorsión galvánica provocada por una intrusión resistiva (b) y campo eléctrico resultante (d). (Jiraceck, 1990)

La distribución de corrientes provocada por la presencia de una inhomogeneidad depende de la distribución superficial de cargas que se crea en la superficie de contacto. El campo eléctrico medido ( $E_m$ ) en presencia de una estructura

anómala se descompone en un campo regional ( $E_0$ ) más un campo provocado por la estructura anómala ( $E_a$ ).

$$E_m = E_0 + E_a$$

Price (1973) demostró que el campo anómalo es proporcional al campo regional, por lo tanto:

$$E_a = \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} \cdot E_0$$

donde  $c_{ij}$  son factores reales e independientes de la frecuencia. El campo medido o total es:

$$\begin{aligned} E_m &= E_0 + \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} \cdot E_0 \\ &= \begin{pmatrix} 1 + c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & 1 + c_{yy} \end{pmatrix} \cdot E_0 \quad (1) \\ &= \overline{\overline{C}} \cdot E_0 \end{aligned}$$

donde  $\overline{\overline{C}}$  es el tensor de distorsión galvánica. El tensor de impedancias vendrá dado por:

$$\begin{aligned} E_m &= \overline{\overline{Z}}_m \cdot B_0 \\ \overline{\overline{C}} \cdot E_0 &= \overline{\overline{Z}}_m \cdot B_0 \end{aligned} \quad (2), (3)$$

donde  $\overline{\overline{Z}}_m$  es el tensor de impedancias y  $B_0$  es el campo magnético regional. Por otro lado si no existe distorsión galvánica, el tensor de impedancias regional  $\overline{\overline{Z}}_0$  viene definido por:

$$\mathbf{E}_0 = \overline{\mathbf{Z}}_0 \cdot \mathbf{B}_0 \quad (4)$$

si multiplicamos esta expresión por el tensor de distorsión galvánica  $\overline{\mathbf{C}}$  y comparamos las ecuaciones (3) y (4) se obtiene:

$$\overline{\mathbf{Z}}_m = \overline{\mathbf{C}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_0 \quad (5)$$

donde  $\overline{\mathbf{Z}}_m$  es el tensor de impedancias medido. Si expresamos en componentes el tensor de impedancias medido en presencia de una distorsión galvánica tendremos:

$$\begin{pmatrix} Z_{m,xx} & Z_{m,xy} \\ Z_{m,yx} & Z_{m,yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_{0,xx} & Z_{0,xy} \\ Z_{0,yx} & Z_{0,yy} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} Z_{m,xx} & Z_{m,xy} \\ Z_{m,yx} & Z_{m,yy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{xx}Z_{0,xx} + c_{xy}Z_{0,yx} & c_{xx}Z_{0,xy} + c_{xy}Z_{0,yy} \\ c_{yx}Z_{0,xx} + c_{yy}Z_{0,yx} & c_{yx}Z_{0,xy} + c_{yy}Z_{0,yy} \end{pmatrix}$$

Las componentes del tensor de impedancias distorsionado son una combinación lineal de las componentes del tensor de impedancias regional y los factores de distorsión.

La importancia de las distorsiones depende tanto del cuerpo local como de la estructura regional. Así, dependiendo de la estructura regional, las distorsiones provocadas por cuerpos superficiales afectan de manera distinta al tensor de impedancias:

- 1) Medios estratificados. La distorsión, si bien no afecta a las fases, provoca un desplazamiento de las curvas de resistividad aparente por un factor real e independiente de la frecuencia.

2) Medios bidimensionales. Cuando los ejes de medida coinciden con las direcciones principales de la estructura regional, las distorsiones provocan el mismo efecto que en los medios estratificados. Si los ejes de medida no coinciden con las direcciones principales ("strike") la distorsión afecta a las curvas de resistividad aparente y fases regionales en función de la frecuencia.

3) Medios tridimensionales. En este caso la distorsión afecta a las curvas de resistividad aparente y fases regionales en función de la frecuencia.

En la figura 3.2 se muestra el efecto de la distorsión galvánica en el caso de un medio estratificado (curvas a y b) y en el caso de un medio bidimensional (curvas c y d).

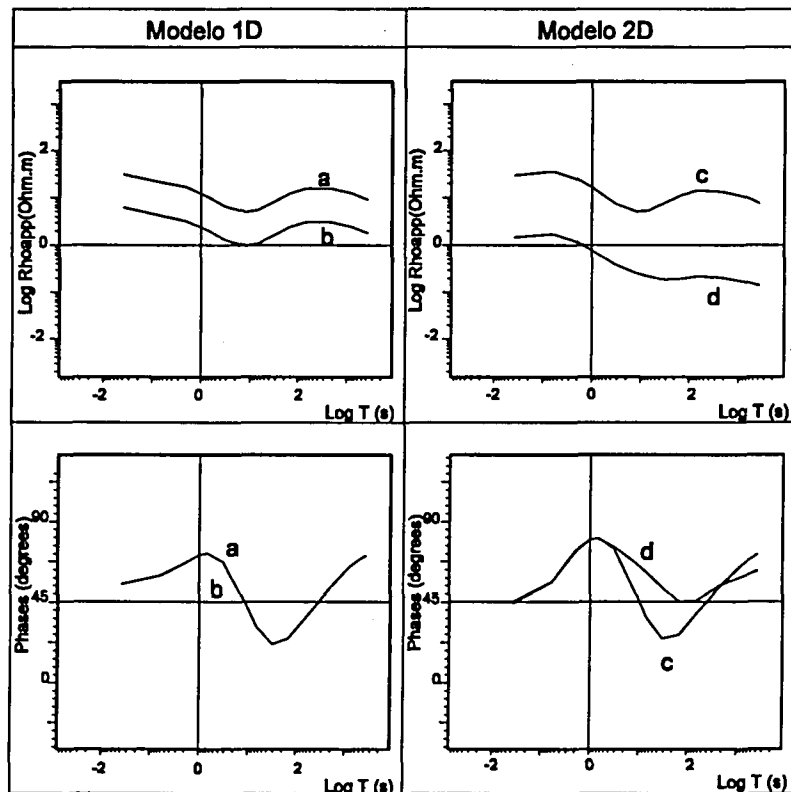


Figura 3.2. Efecto de la distorsión galvánica en un modelo estratificado (a) y (b), y en un modelo bidimensional (c) y (d)

La curva a corresponde al medio estratificado sin distorsionar y la curva b al modelo distorsionado. Se observa que las curvas de resistividad aparente están desplazadas por un factor constante y las fases coinciden. La curva c corresponde



a la polarización B de un medio bidimensional sin distorsión. La curva d corresponde al mismo modelo, pero en este caso las medidas no se han realizado según los ejes principales de la estructura y están afectadas de distorsión galvánica. En este caso las curvas de resistividad aparente ya no son paralelas y las fases no coinciden. Es evidente que en ambos casos la interpretación de las componentes del tensor de impedancias sin corregir conducirá a interpretaciones erróneas. En la siguiente sección se presenta la forma de corregir la distorsión galvánica.

### **3.3 Corrección de la distorsión galvánica**

En 1973 Price puso en evidencia la importancia de los campos anómalos generados por estructuras locales en la respuesta electromagnética regional. Sin embargo, no fue hasta 1988 cuando Bahr presentó una descomposición del tensor de impedancias que permitía recuperar las fases regionales en el caso de que el medio fuera bidimensional (Bahr, 1988). Bahr definió el concepto de modelo de superimposición, que consiste en un modelo regional bidimensional afectado por distorsiones superficiales tridimensionales. A partir del modelo de superimposición propuesto por Bahr (1988) se desarrollaron diferentes técnicas para la recuperación de la respuesta regional del tensor de impedancias, Groom y Bailey (1989), Chakridi, Chouteau y Mareschal (1992), aunque todas son equivalentes a la propuesta por Bahr. Zhang et al. en 1993 ampliaron el método de Bahr para tener en cuenta las posibles distorsiones inductivas y lo mismo hicieron Chave y Smith en 1994 con el método de Groom y Bailey. Todos estos métodos son equivalentes y están basados en el modelo de superimposición de Bahr y recuperan el valor de las fases regionales y la dirección del "strike" para un medio regional bidimensional. La diferencia entre estos métodos está en el proceso empleado para recuperar estos parámetros. Mientras que el método de Bahr (y el de Chakridi, Chouteau y Mareschal) recupera los parámetros frecuencia a frecuencia, el método de Groom y Bailey resuelve un sistema de ecuaciones simultáneamente para todas las frecuencias de manera que el resultado se ve menos afectado por la presencia de ruido y por las posibles variaciones del modelo de superimposición.

### 3.3.1 Descomposición de Bahr

En 1988 Bahr definió el concepto de *modelo de superimposición* que consistía en un modelo regional bidimensional en el cual había un cuerpo local y superficial tridimensional. Es lo que se denomina modelo 3D/2D (fig. 3.3).

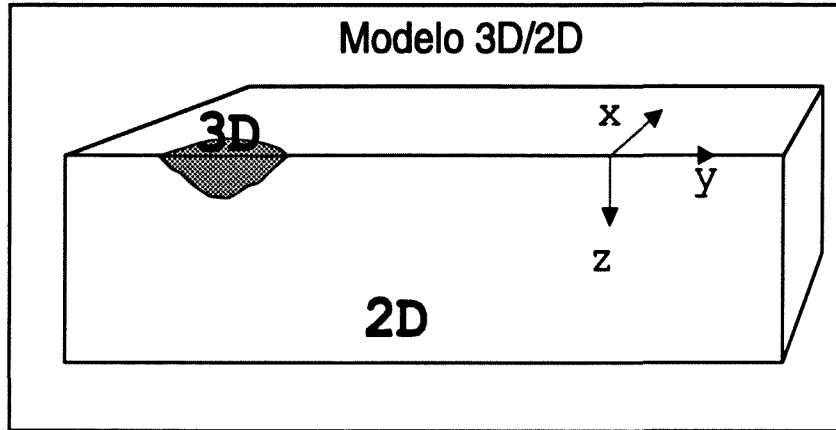


Figura 3.3. Modelo de superimposición de Bahr. Consiste en una estructura regional bidimensional (2D) y un cuerpo superficial y local tridimensional (3D).

Si los ejes de medida coinciden con los ejes principales de la estructura regional, el tensor de impedancias medido lo podemos expresar como:

$$\overline{\mathbf{Z}}_m = \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_E \\ Z_B & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$\overline{\mathbf{Z}}_m = \begin{pmatrix} c_{xy}Z_B & c_{xy}Z_E \\ c_{yy}Z_B & c_{yy}Z_E \end{pmatrix}$$

donde  $Z_E$  y  $Z_B$  son las componentes del tensor regional correspondientes a la polarización E y B respectivamente,  $c_{ij}$  son las componentes del tensor de distorsión. Las componentes del tensor de impedancias también se pueden expresar en función del módulo y el argumento como:

$$Z_m = \begin{pmatrix} |C_{xy}Z_B|e^{i\varphi} & |C_{xy}Z_E|e^{i\alpha} \\ |C_{yy}Z_B|e^{i\varphi} & |C_{yy}Z_E|e^{i\alpha} \end{pmatrix}$$

Cuando el medio es bidimensional y los ejes de medida coinciden con las direcciones principales, las fases por columnas del tensor registrado coinciden.

Para describir la magnitud de la distorsión sobre las componentes principales del tensor de impedancias regional Bahr introdujo dos parámetros invariantes bajo rotación.

1) Un invariante rotacional, indicativo de si la estructura regional es 1D

$$\mu = \frac{\sqrt{[D_1, S_2] + [S_1, D_2]}}{|D_2|} \quad (12)$$

Donde  $D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}$ ,  $D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$ ,  $S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}$  y  $S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$ ; y  $[S_1, D_2] = \text{Re}S_1 \text{Im}D_2 - \text{Im}S_1 \text{Re}D_2$ . Si  $\mu = 0$  entonces el modelo regional es 1D. Este parámetro es inestable en el caso de que  $D_2$  sea muy pequeño.

2) El parámetro "regional skew" indica si la aplicación del modelo de superposición es válida, es decir, si podemos considerar un medio regional bidimensional afectado por una distorsión galvánica.

$$\eta = \frac{\sqrt{[D_1, S_2] - [S_1, D_2]}}{|D_2|} \quad (13)$$

si  $\eta = 0$  el modelo de superimposición es válido. El modelo regional es bidimensional y se puede determinar la diferencia de ángulos entre los ejes de medida y los ejes principales de la estructura ("strike") mediante:

$$\tan(2\varphi) = \frac{([S_1, S_2] - [D_1, D_2])}{([S_1, D_1] + [S_2, D_2])} \quad (14)$$

Si  $\eta \neq 0$ , el modelo de superimposición no es válido. En este caso, no hay ningún sistema de coordenadas en el cual el tensor de impedancias se pueda expresar como en la ecuación (11). De todas maneras, si el valor de  $\eta$  es pequeño ( $< 0.3$ ; Bahr, 1991) todavía pueden encontrarse unos ejes en los que las diferencias entre las fases por columnas sean mínimas. Para ello consideramos que el tensor regional afectado por la distorsión galvánica puede expresarse, en los ejes adecuados, de la siguiente forma:

$$\underline{\underline{Z}}_m = \begin{pmatrix} C_{xy} Z_B e^{i\delta} & C_{xy} Z_E \\ C_{yx} Z_B & C_{yy} Z_E e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (15)$$

donde  $\delta$  expresa la diferencia de fases por columnas. De esta manera se puede determinar el ángulo de los ejes principales minimizando el valor de  $\delta$ .

### 3.3.2 Descomposición de Groom y Bailey

Groom y Bailey (1989), basándose en el modelo de superimposición de Bahr propusieron una descomposición del tensor de distorsión que permitía recuperar las fases regionales y el "strike" de la estructura bidimensional. El tensor de impedancias registrado en un medio bidimensional en unos ejes cualesquiera se puede descomponer como el producto de :

$$\overline{\mathbf{Z}}_{\varphi} = \overline{\mathbf{R}}_{\varphi}^T \cdot \overline{\mathbf{C}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_{2D} \cdot \overline{\mathbf{R}}_{\varphi} \quad (16)$$

donde  $\overline{\mathbf{R}}_{\varphi}$  es una matriz de rotación,  $\overline{\mathbf{C}}$  es la matriz de distorsión y  $\overline{\mathbf{Z}}_{2D}$  es el tensor de impedancias regional (correspondiente al modelo bidimensional no afectado de distorsión galvánica). La matriz de rotación  $\overline{\mathbf{R}}_{\varphi}$  es función de un parámetro, el ángulo  $\varphi$ ; la matriz de distorsión  $\overline{\mathbf{C}}$  consta de cuatro parámetros reales,  $c_{ij}$ ; el tensor de impedancias regional  $\overline{\mathbf{Z}}_{2D}$  tiene cuatro parámetros: las componentes reales e imaginarias de  $Z_E$  y  $Z_B$ . Por tanto, el tensor registrado es función de nueve parámetros. Para determinar el valor de estos parámetros y así obtener el tensor de impedancias regional, se resuelve el sistema de ecuaciones (16). Sin embargo, sólo hay ocho ecuaciones correspondientes a las componentes real e imaginaria de  $Z_{m,ij}$ . Groom y Bailey (1989) introdujeron una factorización del tensor de distorsión galvánica en función de tres matrices y un escalar. Cada matriz es función de un nuevo parámetro y las matrices son independientes entre sí. De esta manera se recuperan las fases del tensor regional y el ángulo  $\varphi$  ("strike").

Groom y Bailey propusieron la siguiente descomposición del tensor de distorsión  $\overline{\mathbf{C}}$ :

$$\overline{\mathbf{C}} = g \cdot \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{S}} \cdot \overline{\mathbf{A}} \quad (16)$$

donde  $g$  es un escalar "site gain", el tensor  $\overline{\mathbf{T}}$  es el tensor de giro ("twist"),  $\overline{\mathbf{S}}$  es el tensor de cizalla ("shear") y  $\overline{\mathbf{A}}$  es el tensor de anisotropía. En componentes se expresan como:

$$\overline{\mathbf{T}} = \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{\sqrt{1+e^2}} \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{A}} = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}} \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix}$$

donde  $t$  es el parámetro de "twist",  $e$  el parámetro de "shear" y  $s$  el parámetro de anisotropía. Si definimos  $\cos\varphi_t = \frac{1}{\sqrt{1+t^2}}$  y  $\cos\varphi_e = \frac{1}{\sqrt{1+e^2}}$  podemos expresar los tensores de "twist" y "shear" como:

$$\bar{\mathbf{T}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi_t & -\text{sen}\varphi_t \\ \text{sen}\varphi_t & \cos\varphi_t \end{pmatrix}$$

$$\bar{\mathbf{S}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi_e & \text{sen}\varphi_e \\ \text{sen}\varphi_e & \cos\varphi_e \end{pmatrix}$$

El tensor de "twist" representa una rotación de los campos eléctricos y el tensor de "shear" representa un efecto de cizalla en los campos eléctricos. Si consideramos que el medio regional es bidimensional, el tensor de impedancias medido podemos expresarlo como:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{Z}}_m &= \mathbf{g} \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{S}} \cdot \bar{\mathbf{A}} \cdot \bar{\mathbf{Z}}_{2D} \\ &= \mathbf{g} \cdot \begin{pmatrix} \cos\varphi_t & -\text{sen}\varphi_t \\ \text{sen}\varphi_t & \cos\varphi_t \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\varphi_e & \text{sen}\varphi_e \\ \text{sen}\varphi_e & \cos\varphi_e \end{pmatrix} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{1}{\sqrt{1+s^2}} \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_E \\ Z_B & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

o de manera equivalente:

$$\begin{aligned}
\overline{\mathbf{Z}}_m &= \overline{\mathbf{g}} \cdot \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{S}} \cdot \overline{\mathbf{A}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_{2D} \\
&= \overline{\mathbf{g}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+e^2}} \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \cdot \\
&\quad \cdot \frac{1}{\sqrt{1+s^2}} \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_E \\ Z_B & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

donde  $\overline{\mathbf{Z}}_{2D}$  es el tensor de impedancias regional registrado en las direcciones principales. El producto de la matriz de anisotropía  $\overline{\mathbf{A}}$  por el tensor  $\overline{\mathbf{Z}}_{2D}$  da como resultado un tensor en el que las diagonales son nulas. Si se multiplica el factor  $\overline{\mathbf{g}}$  por este nuevo tensor se tiene:

$$\begin{aligned}
\overline{\mathbf{Z}}_{2D}^* &= \overline{\mathbf{g}} \cdot \overline{\mathbf{A}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_{2D} \\
&= \begin{pmatrix} 0 & g(1-s)Z_E \\ g(1+s)Z_B & 0 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 0 & Z_E^* \\ Z_B^* & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Las componentes diagonales del tensor  $\overline{\mathbf{Z}}_{2D}^*$  son nulas al igual que en un tensor de impedancias correspondiente a un medio bidimensional. El tensor de impedancias registrado se expresa como:

$$\begin{aligned}
\overline{\mathbf{Z}}_m &= \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{S}} \cdot \begin{pmatrix} 0 & g(1-s)Z_E \\ g(1+s)Z_B & 0 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} 0 & Z_E^* \\ Z_B^* & 0 \end{pmatrix} && (17) \\
&= \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{S}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_{2D}^*
\end{aligned}$$

Así, los dos parámetros  $g$  y  $s$  quedan incluidos en las componentes del tensor de impedancias regional. En el caso de que los ejes principales no coincidan con los ejes de medida, el tensor de impedancias medido será:

$$\overline{\mathbf{Z}}_m = \overline{\mathbf{R}}_\phi^T \cdot \overline{\mathbf{T}} \cdot \overline{\mathbf{S}} \cdot \overline{\mathbf{Z}}_{2D}^* \cdot \overline{\mathbf{R}}_\phi \quad (18)$$

De esta manera el tensor de impedancias registrado se expresa en función de siete parámetros reales: 1 y 2, la parte real e imaginaria de la componente del tensor de impedancias correspondiente a la polarización E, 3 y 4, la parte real e imaginaria de la componente del tensor de impedancias correspondiente a la polarización B, 5, el azimuth  $\phi$  entre los ejes de medida y el "strike" de la estructura regional ("strike"), 6, el ángulo de "shear" y 7, el ángulo de "twist". Con la descomposición del tensor de distorsión, Groom y Bailey reducen el número de parámetros de nueve a siete. Pero no se pueden determinar los parámetros  $g$  y  $s$  que afectan al módulo de las componentes del tensor regional. Por comodidad el sistema de ecuaciones (18) se transforma en:

$$\begin{aligned} S_1 &= (e+t)Z_E^* - (e-t)Z_B^* \\ S_2 &= \left[ (1-et)Z_E^* - (1+et)Z_B^* \right] \cos 2\phi - \left[ (e+t)Z_E^* + (e-t)Z_B^* \right] \sin 2\phi \\ D_2 &= -\left[ (1-et)Z_E^* + (1+et)Z_B^* \right] \\ D_1 &= -\left[ (1-et)Z_E^* - (1+et)Z_B^* \right] \sin 2\phi - \left[ (e+t)Z_E^* + (e-t)Z_B^* \right] \cos 2\phi \end{aligned} \quad (19)$$

para las partes real e imaginaria de  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $D_1$ ,  $D_2$ , donde  $D_1 = Z_{m,xx} - Z_{m,yy}$ ,  $D_2 = Z_{m,xy} - Z_{m,yx}$ ,  $S_1 = Z_{m,xx} + Z_{m,yy}$  y  $S_2 = Z_{m,xy} + Z_{m,yx}$ . Este sistema está sobredeterminado, ya que tenemos ocho ecuaciones y siete incógnitas. El valor de los siete parámetros se obtiene mediante un ajuste de mínimos cuadrados. En la práctica el sistema de ecuaciones se resuelve simultáneamente para todas las frecuencias. De esta manera se puede recuperar el azimuth de la estructura regional cuando es bidimensional y las fases del tensor regional.



### 3.4 Determinación del “static shift”

Hemos visto que para modelos regionales bidimensionales afectados de distorsión galvánica (modelo 3D/2D), se consiguen recuperar las fases regionales y el “strike” mediante la descomposición del tensor de impedancias. Sin embargo, no es posible recuperar completamente el módulo de las componentes regionales del tensor (resistividad aparente). Queda la ambigüedad de un factor independiente de la frecuencia que afecta a las resistividades regionales, provocando un desplazamiento en las curvas de resistividad aparente que se conoce como “static shift”. Para eliminar este efecto y obtener el valor correcto de la resistividad aparente es preciso disponer de datos complementarios:

- a) A partir de medidas directas de la resistividad eléctrica en pozos (diagraffas). De este modo, conociendo la resistividad de los primeros metros queda determinado el factor de “static shift”.
- b) Obtención de la resistividad de los primeros metros mediante métodos electromagnéticos de fuente artificial. Por ejemplo el método “Transient Electromagnetics” (TEM).
- c) Si se dispone de un número suficiente de sondeos en una zona y tras realizar un estudio de las características de las curvas de resistividad aparente y fases se observa que presentan algún rasgo distintivo, común a todos los sondeos, se puede asociar este rasgo con alguna estructura de carácter regional determinada a partir de otros datos geofísicos.
- d) Cuando se dispone de un número elevado de sondeos magnetotelúricos en una misma zona, el valor medio de la resistividad aparente, para periodos pequeños, se puede considerar representativo de la resistividad de las primeras capas.

Para realizar una interpretación de las resistividades aparentes es necesario corregir antes el “static shift”. En caso contrario la interpretación tiene que realizarse exclusivamente a partir de las fases.

## 3.5 Distorsión galvánica en modelos 3D

### 3.5.1 Introducción

La interpretación tridimensional de datos magnetotelúricos no empezó a ser operativa hasta la aparición del algoritmo de Mackie et al. (1994), ya que los algoritmos anteriores sólo permitían calcular estructuras tridimensionales muy simples. Hasta el momento no existe ningún trabajo referente a las distorsiones galvánicas en medios tridimensionales. En este apartado proponemos un método para recuperar el tensor de impedancias regional en el caso de estructuras regionales tridimensionales afectadas por distorsiones galvánicas.

En el caso general de un medio tridimensional, las componentes del tensor de impedancias regional serán no nulas. Por lo tanto, si las medidas se ven afectadas por distorsiones de tipo galvánico, el tensor de impedancias medido será:

$$\begin{aligned}\overline{\mathbf{Z}}_m &= \overline{\mathbf{C}} \cdot \overline{\mathbf{Z}} \\ &= \begin{pmatrix} c_{xx} & c_{xy} \\ c_{yx} & c_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{xx}Z_{xx} + c_{xy}Z_{yx} & c_{xx}Z_{xy} + c_{xy}Z_{yy} \\ c_{yx}Z_{xx} + c_{yy}Z_{yx} & c_{yx}Z_{xy} + c_{yy}Z_{yy} \end{pmatrix}\end{aligned}$$

donde  $\overline{\mathbf{Z}}$  es el tensor de impedancias regional y  $c_{ij}$  son las componentes de la matriz de distorsión. Las componentes de la antidiagonal son una combinación de las componentes de la diagonal y antidiagonal del tensor de impedancias regional. Por lo tanto, antes de interpretar los datos deben eliminarse los efectos de la distorsión. El tensor de distorsión galvánica lo podemos descomponer utilizando la misma factorización empleada en el método de Groom y Bailey:

$$\bar{\mathbf{Z}}_m = g \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{S}} \cdot \bar{\mathbf{A}} \cdot \bar{\mathbf{Z}}$$

$$\bar{\mathbf{Z}}_m = g \cdot \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+e^2}} \quad (20)$$

$$\cdot \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}$$

donde  $\bar{\mathbf{Z}}$  es el tensor de impedancias regional y los parámetros  $g$ ,  $s$ ,  $t$  y  $e$  son números reales. El factor escalar  $g$ , el tensor de anisotropía  $\bar{\mathbf{A}}$  y los términos de normalización de "twist" y "shear" podemos incluirlos dentro del tensor de impedancias regional, ya que al ser números reales no distorsionan las fases de las componentes del tensor de impedancias regional:

$$\bar{\mathbf{Z}}_m = g \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{S}} \cdot \bar{\mathbf{A}} \cdot \bar{\mathbf{Z}}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \cdot$$

$$\begin{pmatrix} \cos \varphi_e \cos \varphi_t g(1+s)Z_{xx} & \cos \varphi_e \cos \varphi_t g(1+s)Z_{xy} \\ \cos \varphi_e \cos \varphi_t g(1-s)Z_{yx} & \cos \varphi_e \cos \varphi_t g(1-s)Z_{yy} \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} Z_{xx}^* & Z_{xy}^* \\ Z_{yx}^* & Z_{yy}^* \end{pmatrix}$$

a partir de esta expresión podemos obtener los valores del tensor de impedancias medido en función del tensor de impedancias regional y los parámetros de distorsión:

$$Z_{m,xx} = Z_{xx}^*(1-te) + Z_{yx}^*(e-t)$$

(21)

$$Z_{m,xy} = Z_{xy}^*(1-te) + Z_{yy}^*(e-t)$$

$$Z_{m,yx} = Z_{xx}^*(e + t) + Z_{yx}^*(1 + et) \quad (21)$$

$$Z_{m,yy} = Z_{xy}^*(e + t) + Z_{yy}^*(1 + et)$$

Tenemos diez incógnitas (4 componentes reales del tensor de impedancias regional, 4 componentes imaginarias y los parámetros de "twist" y "shear"), y ocho ecuaciones, parte real e imaginaria de  $Z_{m,ij}$ . Se trata por tanto de un sistema de ecuaciones indeterminado.

### 3.5.2 Nuevo método de descomposición para estructuras 3D

En el caso general de una estructura regional tridimensional el sistema de ecuaciones (21) no tiene solución, existe sin embargo, un caso particular en el que el sistema se puede resolver. Supongamos que nuestro modelo regional 3D puede descomponerse en un modelo superficial 2D sobre un modelo regional 3D (figura 3.4). Empleando la terminología de Bahr lo representamos como un modelo 3D/2D/3D.

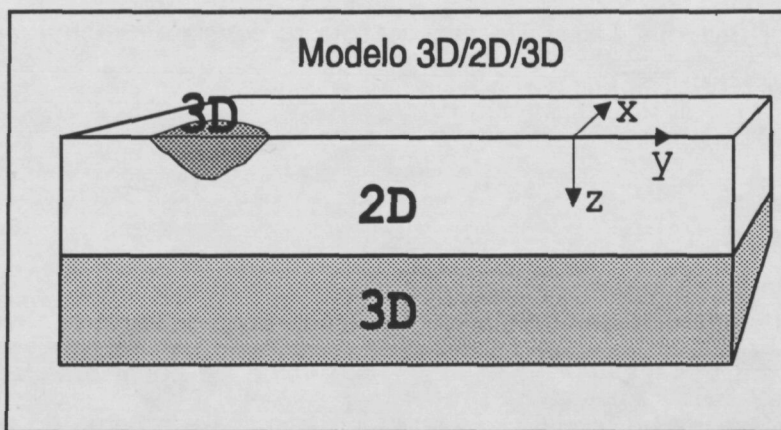


Figura 3.4. Modelo 3D/2D/3D. Consiste en un cuerpo superficial y local tridimensional (3D) y una estructura regional que para periodos pequeños presenta un comportamiento bidimensional (2D) mientras que para periodos elevados su comportamiento regional es tridimensional (3D).

En este caso particular podemos aplicar el método de Groom y Bailey (1989) para periodos pequeños y obtener los valores del "twist" y "shear". De esta manera se puede reducir en dos el número de incógnitas y disponer de un sistema con el mismo número de incógnitas y de ecuaciones. A partir de la ecuación 21, los valores del tensor de impedancias regional serán:

$$Z_{xx}^* = \frac{Z_{m,yx} - [(Z_{m,xx}(e+t) - Z_{m,yx}(1-te))(1+et) / (e^2 - t^2 - 1 - t^2e^2)]}{e+t}$$

$$Z_{yy}^* = \frac{Z_{m,yy} - [(Z_{m,xy}(e+t) - Z_{m,yy}(1-te))(1+et) / (e^2 - t^2 - 1 - t^2e^2)]}{e+t}$$

$$Z_{yx}^* = \frac{Z_{m,xx}(e+t) - Z_{m,yx}(1-et)}{e^2 - t^2 - 1 - t^2e^2}$$

$$Z_{xy}^* = \frac{Z_{m,xy}(e+t) - Z_{m,yy}(1-et)}{e^2 - t^2 - 1 - t^2e^2}$$

(22)

Donde e y t se han determinado a partir de la descomposición del tensor propuesta por Groom y Bailey. De esta manera se consiguen recuperar las fases regionales del tensor de impedancias.

### 3.5.3 Ejemplo 1

En este apartado se muestra la importancia de la distorsión galvánica sobre un modelo regional tridimensional. Para ello vamos a considerar la respuesta electromagnética de un modelo sintético tridimensional a lo largo de un perfil. El tensor de impedancias regional de cada sondeo se multiplicará por una matriz de distorsión y se comparará la respuesta regional con la distorsionada en cada sondeo.

Considérese el siguiente modelo 3D de la figura 3.5. El primer kilómetro tiene una resistividad de 200 Ohm.m. Por debajo, el modelo presenta un contacto vertical que forma un ángulo de  $0^\circ$  con el eje  $y$ . Este contacto, que separa un medio de 10 Ohm.m de otro de 1000 Ohm.m llega hasta una profundidad de tres kilómetros. Desde esta profundidad y hasta 20 kilómetros hay un contacto vertical, que separa un medio de 10 Ohm.m de otro de 1000 Ohm.m, formando un ángulo de  $45^\circ$  con el eje  $y$ . La base del modelo está constituida por un medio homogéneo de 100 Ohm.m.

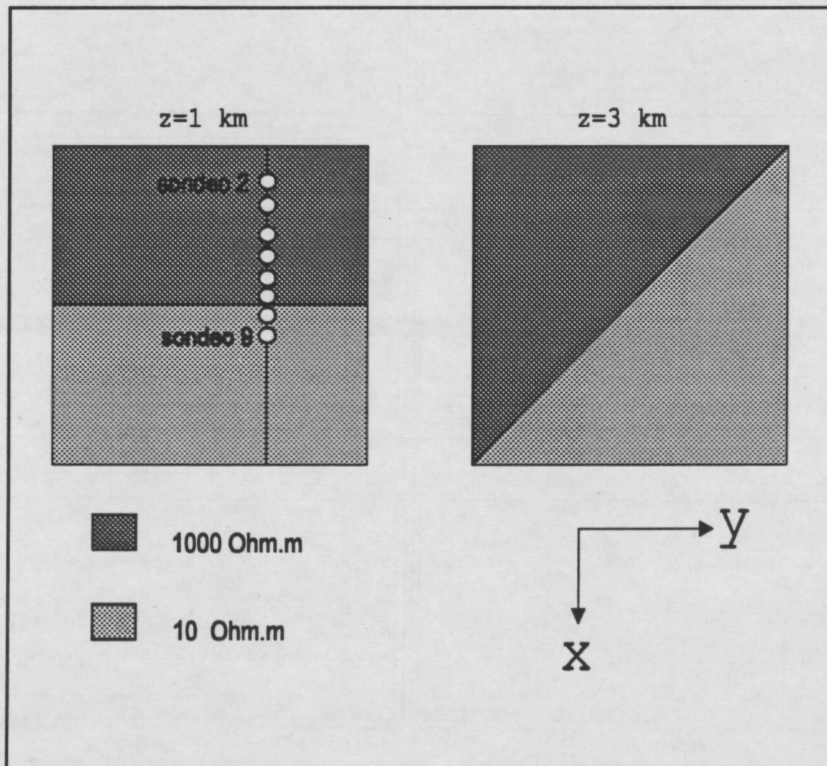


Figura 3.5. Vista en planta del modelo tridimensional, para las superficies de  $z=1$  km y  $z=3$  km. Los círculos blancos indican la situación de los sondeos.

La respuesta del modelo ha sido calculada con el algoritmo de Mackie et al. (1994) para 9 frecuencias comprendidas entre 0.1 s y 1000 s. La respuesta obtenida en cada sondeo se ha multiplicado por una matriz de distorsión. Los parámetros de la matriz de distorsión son:  $e=0.65$  y  $t=0.66$ . La distorsión sólo afecta de forma importante a la polarización  $YX$  dado que los valores de los parámetros de distorsión son semejantes (véase ecuación 21). En la figura 3.6 se

observa el efecto de la distorsión. Para mayor claridad se presentan las curvas de fases ya que la resistividad aparente vendrá afectada, además, por el factor multiplicativo propio. La línea continua corresponde a las fases (polarización YX) del modelo sin distorsionar y los cuadrados corresponden a la respuesta del modelo distorsionada.

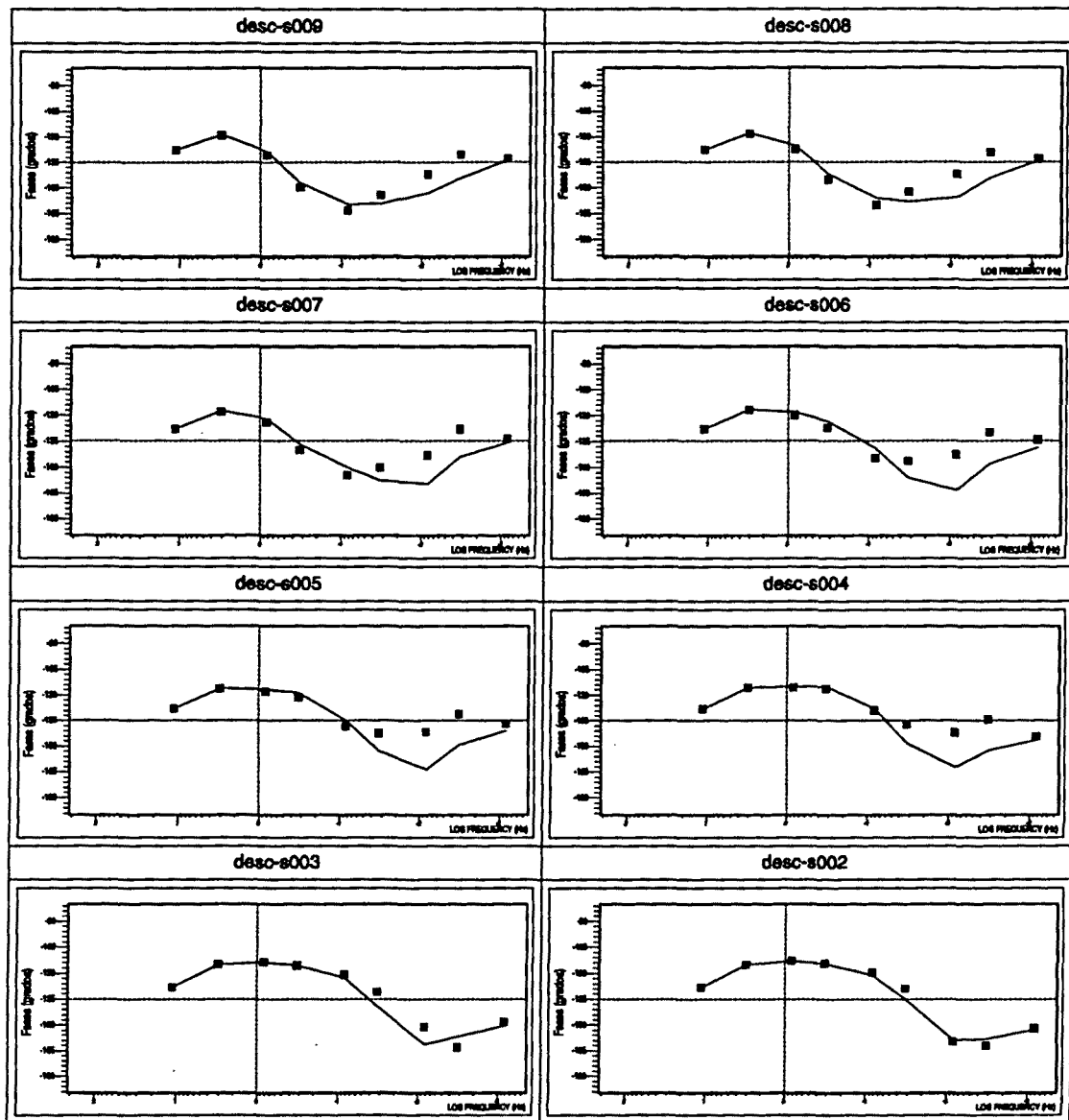


Figura 3.6. Fases de la polarización YX. Línea continua: modelo 3D regional. Cuadrados: modelo distorsionado

Como se observa en la figura, el efecto de la distorsión se empieza a manifestar a partir de 10 s, ya que para periodos pequeños el comportamiento del modelo es bidimensional. A partir de 10 s se produce una separación entre la respuesta del modelo sin distorsionar y la distorsionada. Los sondeos más afectados son los que se encuentran más cercanos a la vertical del contacto que forma un ángulo de  $45^\circ$  con el eje y. Obviamente, a partir de la ecuación 22 se pueden recuperar las componentes regionales.

### 3.5.3 Ejemplo 2

En este segundo ejemplo se ilustra la aplicación de este nuevo método de descomposición a un caso real en el que se conoce que la estructura regional es tridimensional y puede asimilarse a un modelo del tipo 2D/3D. Por lo tanto una distorsión galvánica lo convierte en un modelo del tipo 3D/2D/3D. Se trata de 3 sondeos magnetoteléuticos (AB1, AB3 y AB4) realizados en el anticlinal de Boltaña (fig. 3.7). La dirección principal de las estructuras geológicas superficiales es practicamente norte-sur mientras que en profundidad la dirección de las estructuras es la regional de Pirineos, es decir, este-oeste (Millán, 1996.).

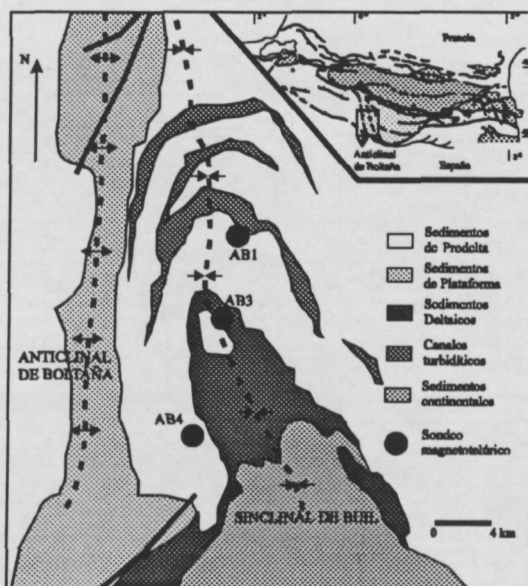


Figura 3.7. Esquema geológico de la zona de estudio. Los puntos negros corresponden a los sondeos magnetoteléuticos realizados.



Por lo tanto, éste es un claro ejemplo de estructura regional que puede aproximarse por un medio bidimensional en superficie y un medio tridimensional en profundidad. Los sondeos están situados en un perfil norte-sur de sólo ocho kilómetros de longitud. Por tanto no es de esperar variaciones significativas en la morfología de las componentes del tensor de impedancias para los periodos largos.

Los ejes de medida son eje  $x$  dirección norte-sur y eje  $y$  dirección este-oeste. Las curvas de resistividad aparente se presentan en la figura 3.8. Para periodos cortos y medianos (hasta 100 s) aparecen discrepancias entre la morfología de los tres sondeos que son atribuibles a variaciones superficiales. Así, la polarización XY del sondeo AB4 presenta un máximo alrededor de 0.8 s mientras que las curvas de los sondeos AB1 y AB3 son más suaves. Para periodos superiores a 10 s los tres sondeos son similares. La polarización YX coincide prácticamente en los tres sondeos hasta 100 s. A partir de este periodo las curvas AB1 y AB3 muestran un cambio en la pendiente, mientras que en el sondeo AB4 los valores de la resistividad aparente continúan decreciendo. Esta diferencia en la morfología en los periodos largos no es de esperar dada la proximidad de los sondeos. Por tanto, se trata de una distorsión, aunque no se sabe a priori si afecta al sondeo AB4 o a los sondeos AB1 y AB3.

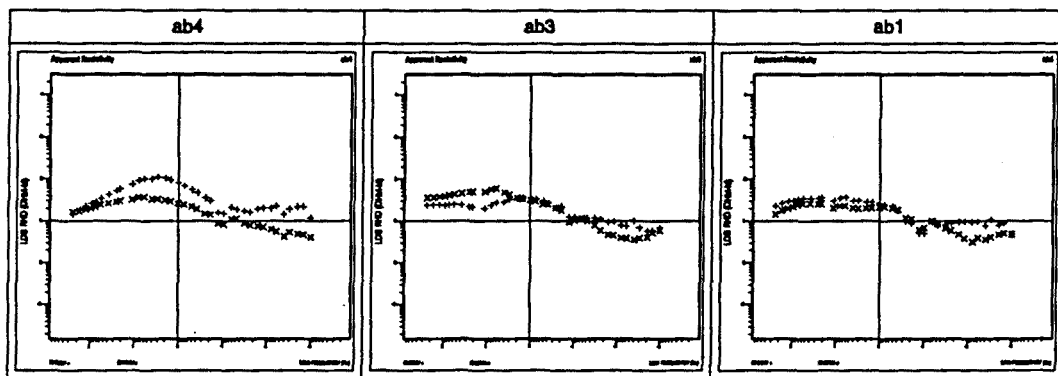


Figura 3.8. Curvas de resistividad aparente de los sondeos AB4, AB3 y AB1. +: Polarización XY; x: Polarización YX

Para comprobar si los tensores de impedancias están afectados por distorsiones galvánicas, se realiza la descomposición de Groom y Bailey. Esta descomposición solo es válida para periodos pequeños, aquéllos asociados a la estructura 2D. Los valores de los parámetros de "twist" y "shear" se presentan en la figura 3.9. Como se observa, el "twist" y el "shear" de los sondeos AB1 y AB3 son prácticamente nulos y constantes para periodos inferiores a 0.9 s. Por lo tanto no están afectados por distorsión galvánica. A partir de este periodo muestran un comportamiento más irregular debido a que para periodos largos la estructura

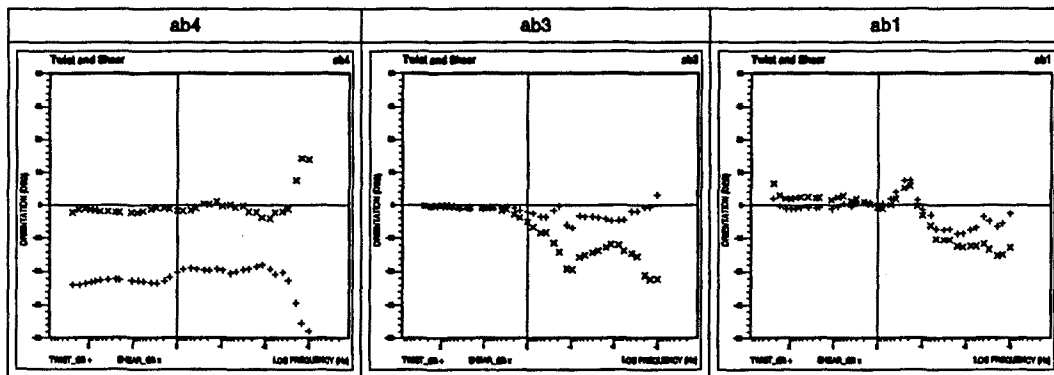
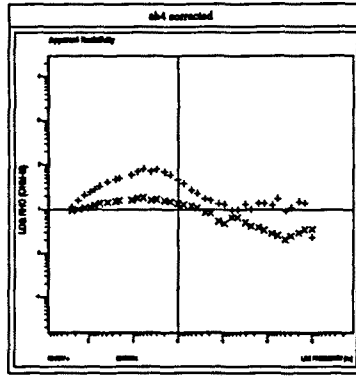


Figura 3.9. Parámetros de twist y shear de los sondeos ab4, ab3 y ab1. (+) twist, (x) shear.

regional es tridimensional. En cambio en el sondeo AB4 el "twist" es claramente distinto de cero y prácticamente uniforme a periodos pequeños. Este comportamiento indica que está afectado por distorsión galvánica. Por lo tanto concluimos que los tensores registrados de los sondeos AB1 y AB3 coinciden con con el tensor de impedancias regional, mientras que el tensor del sondeo AB4 no coincide con el regional. Por consiguiente el tensor de impedancias regional del sondeo AB4 se obtendrá eliminando la distorsión galvánica a partir de la ecuación (22). Los valores del "twist" y "shear" empleados son los que se muestran en la figura 3.9:  $-3^{\circ}$  para el ángulo de "shear" y  $-36^{\circ}$  para el ángulo de "twist". Las curvas de resistividad aparente regionales corregidas de distorsiones se muestran en la figura 3.10.



*Figura 3.10. Curva de resistividad aparente del sondeo AB4 después de realizar la corrección de la distorsión galvánica*

La polarización XY prácticamente no se ve afectada por la corrección de las distorsiones galvánicas, pero la polarización YX presenta una gran variación para periodos superiores a 200 s, ya que la curva de resistividades aparentes pasa a tener una pendiente positiva. Tras la corrección de las distorsiones, la polarización YX del sondeo AB4 para periodos largos, presenta la misma morfología que los sondeos AB1 y AB3 que no estaban afectados por las distorsiones galvánicas ("twist" y "shear" nulos).

## CAPÍTULO 4

---

### Adquisición y procesado de datos

#### 4.1 Introducción

En 1960 Cantwell y Madden publicaron el primer artículo sobre instrumentación magnetotelúrica estableciendo los conceptos básicos que todavía hoy siguen vigentes (Cantwell y Madden, 1960). Sin embargo, la calidad de los datos obtenidos con los equipos diseñados por estos autores era muy baja y el rango de periodos registrados sólo abarcaba dos décadas ( $1-10^2$  s). No fue hasta la década de los ochenta, gracias al avance en el diseño de la instrumentación, que se empezaron a obtener los primeros datos de alta calidad. Actualmente el rango de periodos registrado por un equipo de magnetotelúrica abarca seis décadas ( $10^{-3} - 10^3$  s). Cuando se realiza un sondeo magnetotelúrico no es posible conocer de antemano la amplitud de la señal electromagnética natural, por lo que los equipos de registro deben tener un amplio rango dinámico y una sensibilidad que les permita registrar satisfactoriamente estas señales. Las observaciones experimentales de los campos electromagnéticos se registran en función del tiempo, pero la teoría del método magnetotelúrico se ha desarrollado en el dominio de frecuencias. Para obtener información acerca de las estructuras del subsuelo es necesario transformar los datos experimentales al dominio frecuencial. Existen varios procedimientos para obtener el tensor de impedancias en el dominio frecuencial a partir de las series temporales. La principal diferencia entre estos métodos es la forma de minimizar las discrepancias entre las observaciones y los resultados.

## 4.2 Componentes de una estación magnetotelúrica

El proceso de adquisición de datos consiste en el registro de las variaciones temporales del campo eléctrico y magnético en la superficie de la Tierra. Para ello se registran dos componentes o canales horizontales perpendiculares para el campo eléctrico y dos canales horizontales perpendiculares y otro vertical para el campo magnético. A continuación se realiza la amplificación, filtrado y digitalización de los registros temporales. El resultado final es una serie temporal para cada uno de los cinco canales. En la figura 4.1 se muestra un esquema básico de la instrumentación de una estación de sondeos magnetotelúricos. A continuación se comenta cada uno de los elementos que constituyen una estación magnetotelúrica.

### *Sensores*

El campo eléctrico se determina a partir del cociente entre la diferencia de potencial y la distancia entre dos electrodos, suponiendo que la amplitud del campo eléctrico para un instante dado de tiempo es constante entre ambos electrodos. Un aspecto muy importante de los electrodos es su estabilidad, es decir, que la diferencia de potencial registrada sea debida únicamente a las fluctuaciones del campo electromagnético natural. Con el fin de evitar reacciones electroquímicas, que provoquen potenciales espontáneos variables con el tiempo entre el electrodo y el terreno, se emplean electrodos impolarizables, formados por un metal en contacto con una disolución salina saturada del mismo metal. El intercambio de electrolitos entre el electrodo y el terreno se establece a través de una membrana cerámica porosa. En los primeros sondeos realizados en este trabajo se emplearon electrodos de K-KCl que posteriormente fueron reemplazados por electrodos de Cd- CdCl<sub>2</sub>. La manipulación de estos segundos presenta algunos inconvenientes debido a su toxicidad, pero tienen una mayor estabilidad. Otras causas que pueden provocar inestabilidades en los electrodos son las variaciones fuertes de temperatura en las disoluciones salinas o el movimiento de los sensores. La diferencia de potencial que existe entre los electrodos se mide con un voltímetro en paralelo con el terreno. Para que la corriente circule por el terreno y no por el voltímetro la resistencia del voltímetro tiene que ser mucho mayor que la del terreno. La resistencia del terreno se concentra en gran medida en el entorno más próximo al electrodo y se conoce como resistencia de contacto (Orellana 1972). Una forma de

disminuir la resistencia de contacto, es humedecer con agua salada el terreno próximo al electrodo enterrado. Otro aspecto a tener en cuenta al medir el campo eléctrico es el llamado potencial espontáneo. El origen del potencial espontáneo está en las reacciones electroquímicas de oxidación y reducción que se producen en el subsuelo.

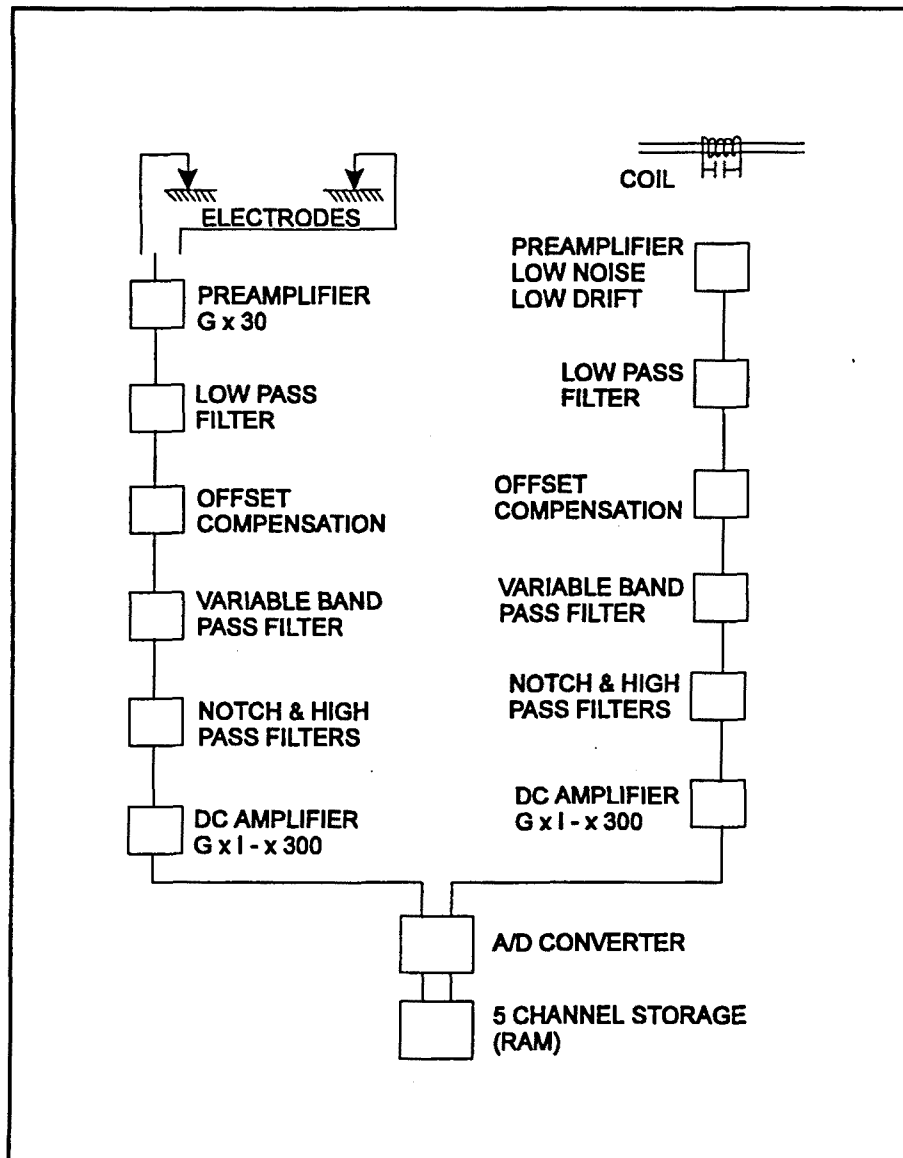


Figura 4.1. Esquema de la instrumentación empleada para realizar sondeos magnetotelé-ricos.

El potencial espontaneo no afecta a la fluctuación electromagnética natural, pero condiciona la selección de la amplificación adecuada. En la figura 4.2 se presenta un registro típico de las variaciones temporales del campo electromagnético. Como

se puede observar la amplitud de la señal eléctrica es muy pequeña, del orden de  $\mu\text{V/m}$ .

Existen diferentes clases de magnetómetros para detectar las variaciones del campo magnético: de bombeo óptico, criogénicos y de inducción (Kauffman & Keller, 1981). En los magnetómetros de inducción las fluctuaciones del campo magnético a través de una espira inducen una f.e.m. que es proporcional a la frecuencia de oscilación del campo magnético. Para las bajas frecuencias y amplitudes empleadas en MT se precisa un número muy grande de espiras para obtener una diferencia de potencial adecuada. El número de espiras de una bobina convencional es del orden de 50.000. Para aumentar la sensibilidad de las bobinas en su interior llevan un núcleo de ferrita. En este trabajo se han empleado los magnetómetros de inducción KIM 877 de la marca Metronix. Estos magnetómetros permiten el registro de un amplio rango de periodos, desde 0.004 s hasta 4000s. La función de transferencia presenta una gran estabilidad ante las variaciones externas de temperatura, ya que la deriva causada por las variaciones de temperatura es muy baja ( $10^{-5} \text{ K}^{-1}$ ). Para aumentar su estabilidad y evitar la saturación de la señal trabajan según el principio de lazo de realimentación ("feedback loop") del campo magnético.

#### *Amplificadores, filtros y convertidor A/D*

En los equipos utilizados para realizar este trabajo el sistema de amplificación para los registros eléctricos tiene un rango de 30 a 9000. La amplificación correspondiente al registro magnético viene condicionada por la función de transferencia de las bobinas de inducción que a su vez depende del periodo de la señal. Así, para una señal de 0.1 nT y un periodo de 0.1 s la amplificación de todo el sistema produce una salida comprendida entre 0.02 V y 6 V, mientras que para un periodo de 10 s la amplificación está entre  $2 \cdot 10^{-3}$  V y 0.6 V. La amplificación seleccionada ha de generar una señal con una amplitud lo suficientemente grande para permitir una buena discriminación cuando se realice la digitalización, pero lo suficientemente pequeña para no saturar la salida del convertidor A/D. Una vez amplificada la señal esta se filtra. Para eliminar la señal de 50 Hz y sus armónicos, provocada por las líneas eléctricas, se aplica un filtro analógico "notch".

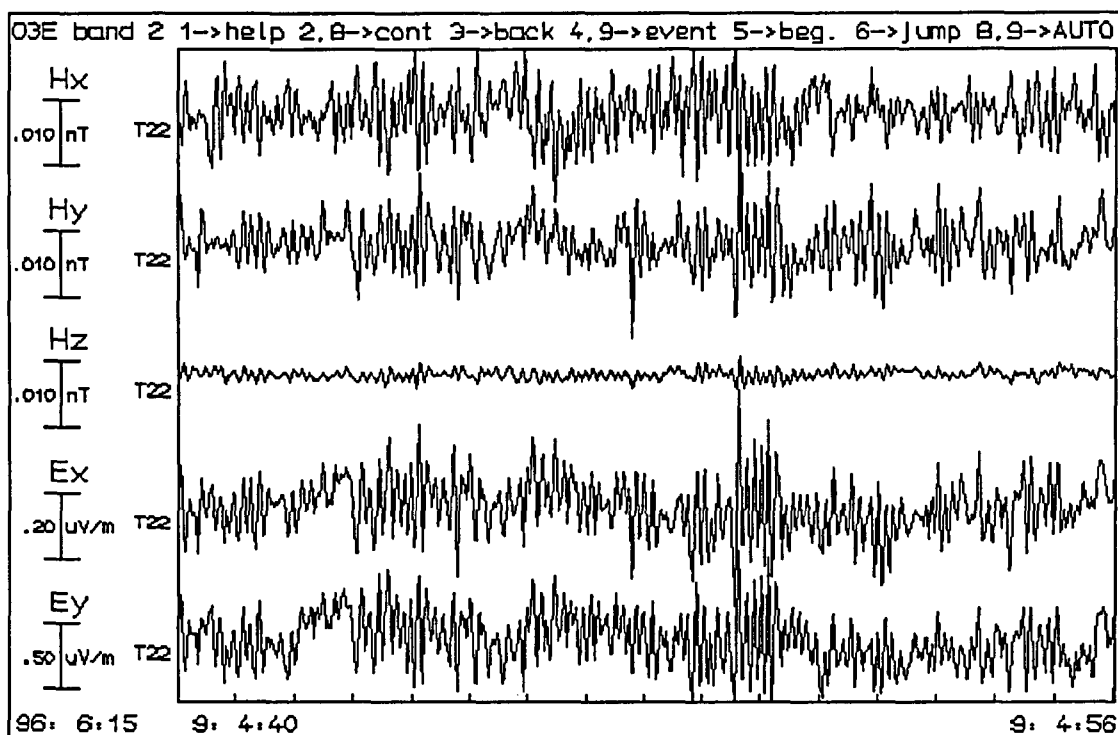


Figura 4.2. Registro temporal de dos canales eléctricos y tres magnéticos, la longitud de la ventana es de 16 segundos.  $H_x$ ,  $H_y$  y  $H_z$  son las componentes del campo magnético y  $E_x$ ,  $E_y$  son las componentes horizontales del campo eléctrico. Sondeo T22 realizado al norte de Pamplona.

Dado que el procesado de los datos se realiza en el dominio frecuencial, se aplica un filtro "antialiasing" para evitar la fuga de energías al tratar con series temporales que no son de banda limitada. Una vez amplificada y filtrada, la señal analógica pasa a un convertidor A/D. El equipo empleado tiene una resolución de 16 bits con un nivel de saturación de 10 V, lo cual representa una resolución propia del convertidor de  $305.2 \mu\text{V}$ . El resultado final es una serie temporal para cada uno de los campos electromagnéticos que se almacena en una memoria RAM que la estación lleva incorporada.

Para realizar el registro de las series temporales, se ha dividido el espectro en cuatro bandas de frecuencias independientes que se solapan. Cada una presenta un rango de frecuencias y un tiempo de muestreo propios. En la tabla 1 se presenta la partición de bandas empleadas y sus características.

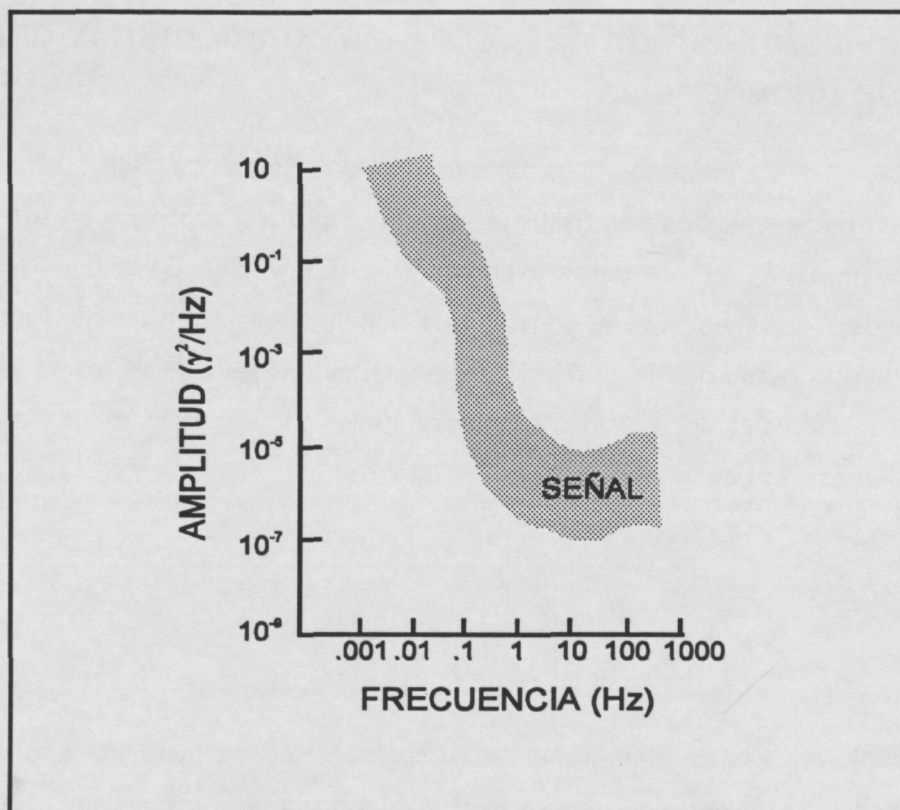


Banda	Frecuencia de muestreo	Periodos	Longitud segmento
1	$9.76 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	$3.9 \cdot 10^{-3} \text{ s} - 0.25 \text{ s}$	0.5 s
2	0.03125 s	0.125 s - 11 s	16 s
3	1 s	4 s - 256 s	512 s
4	32 s	128 s - 4096 s	8190 s

*Tabla 1. Características de las bandas.*

Esta partición se realiza porque la amplitud del espectro electromagnético natural presenta una variación de ocho ordenes de magnitud (fig. 4.3). De esta manera la elección de las amplificaciones necesarias para cada banda y canal es más precisa y la frecuencia de muestreo apropiada permite un mejor aprovechamiento de la memoria RAM disponible. La partición en bandas se realiza mediante filtros analógicos incorporados en la estación.

Para calcular el tensor de impedancias se divide la serie temporal en segmentos. La elección de la longitud de un segmento es un compromiso entre el número de frecuencias contenidas en el segmento y el número total de segmentos de la serie temporal. Por un lado, la frecuencia de muestreo y la longitud de cada segmento, de acuerdo con el criterio de Nyquist, marcan el límite superior e inferior de las frecuencias que se pueden distinguir. Por tanto cuanto más larga sea la serie temporal más frecuencias podrán ser reconocidas. Por otra parte, como se mostrará en el apartado siguiente, el cálculo del tensor de impedancias involucra parámetros estadísticos, por lo que es importante disponer de un número elevado de segmentos para mejorar las estimaciones.



*Figura 4.3. Amplitud de las oscilaciones del campo electromagnético natural*

En nuestro caso se optó por considerar segmentos de 512 puntos de longitud para las bandas 1, 2 y 3, mientras que en la banda 4 la longitud de los segmentos fue de 256 puntos. En promedio el número de segmentos disponibles para cada banda en los sondeos realizados en los Pirineos es:

Banda	Segmentos
1	250
2	300
3	500
4	30

*Tabla 2. Número de segmentos registrados en promedio en los sondeos realizados en los Pirineos.*

### 4.3 Procesado: determinación de las componentes del tensor de impedancias

Existen varios métodos para determinar los elementos del tensor de impedancias. Estos métodos son bastante similares entre sí y todos hacen uso del espectro de densidad de los datos experimentales  $E(t)$  y  $H(t)$ . Cada uno de los segmentos de la serie temporal se transforma al dominio de frecuencias mediante la aplicación de un algoritmo FFT. La relación en el dominio de frecuencias para una de las componentes del campo eléctrico en función de las componentes magnéticas las podemos expresar como:

$$E_{x1}(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_{x1}(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_{y1}(\omega) \quad (1)$$

donde el subíndice 1 hace referencia al primer segmento considerado y  $\omega$  es una de las frecuencias contenidas en dicho segmento. Así, tenemos una ecuación y dos incógnitas a determinar,  $Z_{xx}(\omega)$  y  $Z_{xy}(\omega)$ . Por lo tanto para resolver este sistema necesitamos otra ecuación independiente de la anterior. Para obtener dicha ecuación calcularemos la transformada de Fourier de otro segmento:

$$E_{x2}(\omega) = Z_{xx}(\omega)H_{x2}(\omega) + Z_{xy}(\omega)H_{y2}(\omega) \quad (2)$$

La solución de este sistema de ecuaciones es:

$$Z_{xy} = \frac{\begin{vmatrix} H_{x1} & E_{x1} \\ H_{x2} & E_{x2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}} \quad Z_{xx} = \frac{\begin{vmatrix} E_{x1} & H_{y1} \\ E_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} H_{x1} & H_{y1} \\ H_{x2} & H_{y2} \end{vmatrix}} \quad (3)$$

tal que  $H_{x1}(\omega)H_{y2}(\omega) - H_{y1}(\omega)H_{x2}(\omega) \neq 0$

Para que el denominador no se anule, los campos magnéticos de cada uno de los segmentos deben de ser linealmente independientes. Por lo tanto, para calcular el tensor de impedancias para una frecuencia determinada es suficiente, en principio, con disponer de dos segmentos cuyos campos electromagnéticos sean

independientes para dicha frecuencia. En la práctica, esto no es suficiente, debido a que en sólo dos segmentos pueden no estar contenidas todas las frecuencias de una banda. Por otra parte, el error que se comete al trabajar con sólo dos segmentos es elevado. Para reducir el error, el cálculo del tensor de impedancias se realiza con un número  $n$  de segmentos. Si multiplicamos la expresión (1) por  $H_{x1}^*(\omega)$ , que es el complejo conjugado de  $H_{x1}(\omega)$  tendremos que:

$$E_{x1}H_{x1}^* = Z_{xx}H_{x1}H_{x1}^* + Z_{xy}H_{y1}H_{x1}^* \quad (4)$$

si calculamos el sumatorio de esta expresión para todos los segmentos disponibles tendremos:

$$\sum_i E_{xi}H_{xi}^* = Z_{xx} \sum_i H_{xi}H_{xi}^* + Z_{xy} \sum_i H_{yi}H_{xi}^* \quad (5)$$

En la práctica los términos  $H_x H_y^*$  se calculan como medias sobre un ancho de banda finito ( $\Delta\omega$ ), a partir de:

$$\langle H_x H_y^* \rangle(\omega_0) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{\omega_0-1/2\Delta\omega}^{\omega_0+1/2\Delta\omega} H_x H_y^* d\omega \quad (6)$$

donde

$$H_x H_y^* = \sum_i H_{xi} H_{yi}^*$$

y la componente  $Z_{xy}$  del tensor de impedancias es:

$$Z_{xy} = \frac{\langle H_x E_y^* \rangle \langle E_x E_y^* \rangle - \langle H_x E_y^* \rangle \langle E_y E_x^* \rangle}{\langle H_y E_y^* \rangle \langle H_x E_x^* \rangle - \langle H_x E_y^* \rangle \langle H_y E_x^* \rangle} \quad (7)$$

De forma análoga se calculan las otras tres componentes del tensor de impedancias.

## 4.4 Procesado robusto

Los registros de las variaciones temporales de los campos electromagnéticos están formados por una parte de señal y otra de ruido. El ruido se define como la parte de los datos que no se puede explicar con la teoría. Esta establece unas relaciones particulares entre los registros simultáneos del campo eléctrico y el campo magnético. En el dominio frecuencial ésta relación se expresa como:

$$\mathbf{E} = \overline{\mathbf{Z}} \cdot \mathbf{B} \quad (8)$$

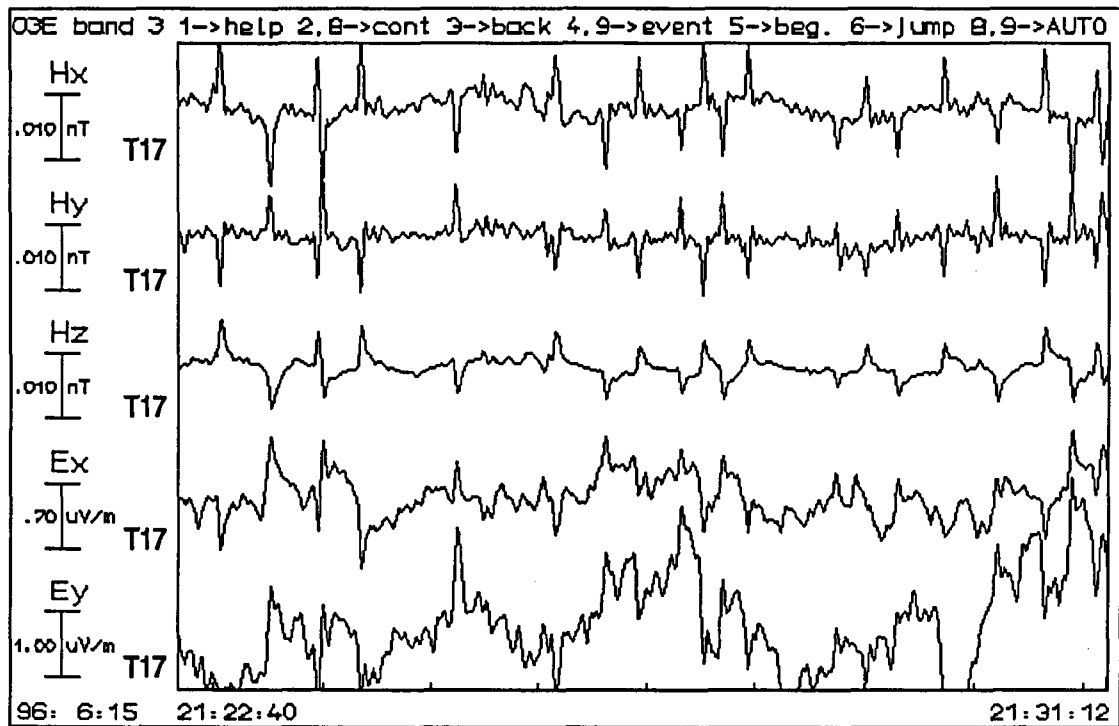
Debido a la presencia de ruido, la relación entre el campo eléctrico y el magnético es:

$$\mathbf{E} = \overline{\mathbf{Z}} \cdot \mathbf{B} + \mathbf{R} \quad (9)$$

donde R son los residuos. El ruido en magnetotelúrica se clasifica en dos grandes grupos:

1) Ruido no correlacionado. Este tipo de ruido se manifiesta en los canales de manera independiente y aleatoria. Las causas de este ruido hay que buscarlas en fenómenos naturales esporádicos.

2) Ruido correlacionado. Afecta a todos los canales de manera simultánea y es el que plantea mayores problemas. Está causado por las señales electromagnéticas artificiales generadas por cercas electrificadas, líneas de corriente, centrales eléctricas, trenes, etc... Si la señal artificial es igual o superior a la natural, las curvas de resistividad aparente presentan pendientes de 45 grados y las fases valores de 0°. Aún en estos casos se puede extraer información de los datos registrados con la aplicación del método magnetotelúrico de fuente artificial (CSMT) (Qian y Pedersen, 1991). En la figura 4.4 se presenta un registro típico afectado de ruido. En este caso el ruido está provocado por líneas de alta tensión que se hallaban cerca de la estación magnetotelúrica. Se observa la clara correlación entre los picos de la serie temporal provocados por la línea



*Figura 4.4. Ruido correlacionado en todos los canales. Sondeo T17*

de alta tensión, el ruido presenta unos rasgos morfológicos que permiten fácilmente su identificación.

El procesado convencional de las series se basa en regresiones por mínimos cuadrados y modelos estadísticos de distribución de residuos gaussianos (Sims et al., 1971). Este método es muy sensible a pequeñas cantidades de datos erráticos (outliers), ruido no correlacionado y desviaciones de los residuos de la distribución gaussiana. Debido a ello, las estimaciones de la función de transferencia pueden ser incorrectas. Los "outliers" se clasifican en dos categorías: defectos puntuales, que son datos erráticos aislados e independientes del proceso que se analiza, y procesos no estacionarios de carácter local como por ejemplo las tormentas magnéticas. La introducción de métodos de procesado robusto mejoró esta situación. Éstos se desarrollaron para eliminar la influencia de los datos erráticos en las series temporales y para tener en cuenta la desviación de los residuos de la distribución gaussiana (Egbert y Booker, 1986; Chave et al. 1987; Junge,

1992). Los métodos robustos, al igual que el de mínimos cuadrados, minimizan la diferencia entre las predicciones y las observaciones, pero la medida del desajuste se define de manera que la estimación no esté dominada por unos pocos valores erróneos. El residuo para la observación (segmento)  $i$  se define como:

$$r_{x,i}^2 = (E_{x,i} - E_{p,x,i})^2 \quad (10)$$

dónde  $E_{x,i}$  es el valor del campo eléctrico en la dirección  $x$  para la observación  $i$  y  $E_{p,x,i}$  es el valor previsto para el campo eléctrico en la dirección  $x$  para la observación  $i$ ; el cálculo de este valor se realiza a partir de:

$$E_{p,x,i} = Z_{xx}H_{x,i} + Z_{xy}H_{y,i} \quad (11)$$

donde  $Z_{xx}$  y  $Z_{xy}$  se calculan a partir de la ecuación (7). En el método de mínimos cuadrados se trata de hallar la función de transferencia (tensor de impedancias) que minimice el sumatorio de todos los residuos, mientras que en el método robusto se minimiza la siguiente expresión:

$$\sum_i \rho_i \cdot \left( \frac{E_{x,i} - E_{p,x,i}}{\sigma_i} \right) = \min \quad (12)$$

donde  $\sigma_i$  es la desviación estándar y  $\rho$  es una función de ponderación ("loss function") que reduce el efecto de los puntos erráticos. Para el método robusto de Egbert y Booker (1986) se tiene la siguiente expresión:

$$\rho = \begin{cases} \frac{r^2}{2} & |r| < r_0 \\ \frac{r_0}{|r|} - \frac{r_0^2}{2} & |r| \geq r_0 \end{cases} \quad (13)$$

estos autores consideran que el valor más apropiado para  $r_0$  es 1.5. El mínimo de la ecuación (12) se obtiene derivando la ecuación e igualando a cero:

$$\sum_i \Psi_i \left( \frac{E_{x,i} - E_{p,x,i}}{\sigma_i} \right) H_i = 0$$

siendo (14)

$$\Psi = \frac{d\rho}{dr}$$

donde  $H_i$  es el campo magnético de la observación  $i$ . En la práctica, la solución de la ecuación (14) se halla mediante un proceso iterativo: en primer lugar se define la función  $w(r) = \Psi(r) / r$ , y se calculan mediante la ecuación (7) una primera estimación de  $Z_0$  y con la ecuación (10) los residuos.

$$r_{x,i}^0 = E_{x,i}^0 - E_{p,x,i}^0$$

donde  $E_{x,i}^0 \equiv E_{x,i}$ . A continuación se define la observación modificada como

$$E_{x,i}^1 = E_{x,i}^0 + w \cdot r_{x,i}^0 \quad (16)$$

para la  $\rho$  empleada tendremos que

$$w = \begin{cases} 1 & |r| < r_0 \\ \frac{r_0}{|r|} & |r| \geq r_0 \end{cases} \quad (17)$$

por lo que para residuos pequeños las observaciones modificadas son idénticas a las observaciones previstas, mientras que si los residuos son grandes las observaciones modificadas se "acercan" a los valores previstos. Para el campo eléctrico en la dirección  $y$  se realiza un proceso equivalente. Si usamos las observaciones modificadas en lugar de las originales tendremos que la ecuación (7) se convierte en:



$$Z_{xy}^1 = \frac{\langle H_x E_y^{1*} \rangle \langle E_x^1 E_y^{1*} \rangle - \langle H_x E_y^{1*} \rangle \langle E_y^1 E_x^{1*} \rangle}{\langle H_y E_y^{1*} \rangle \langle H_x E_x^{1*} \rangle - \langle H_x E_y^{1*} \rangle \langle H_y E_x^{1*} \rangle} \quad (18)$$

Con este valor se vuelve a hacer otra estimación de los residuos a partir de la expresión (10). Este proceso se repite hasta que se alcanza la convergencia de (14).

Actualmente se están desarrollando nuevos algoritmos de procesado de las series temporales que tienen en cuenta las coherencias entre los campos eléctricos y magnéticos. Se determinan los límites de confianza con la aplicación del método del *jackknife* (Thomson y Chave, 1991) que es independiente de la distribución de los residuos. En estos casos para obtener resultados óptimos es preciso disponer de series temporales muy largas, con un tiempo de registro superior a 7 días (Chave y Thomsom, 1995; García et al., 1996).

Un parámetro estadístico que nos permite conocer si la relación (8) es válida es la coherencia entre el campo eléctrico previsto y el registrado. Se define la coherencia del campo eléctrico en la dirección  $i$  como:

$$\text{Coh}(E_i, E_{i,p}) = \frac{\langle E_i E_{i,p}^* \rangle}{\left[ \langle E_i E_i^* \rangle \langle E_{i,p} E_{i,p}^* \rangle \right]^{1/2}} \quad (20)$$

El valor de la coherencia está comprendido entre 0 y 1. Un valor de 0 implica que no hay ninguna relación entre el campo registrado y el previsto, mientras que una coherencia de 1 indica que el campo registrado y el previsto son idénticos. La coherencia es uno de los parámetros más sensibles a la presencia de ruido. Así, las componentes del tensor de impedancias con una coherencia inferior a 0.7 se desestiman.

#### *Estimación de los límites de confianza*

El cálculo del tensor de impedancias es un proceso estadístico, por lo tanto tiene asociado unos límites de confianza o barras de error. Los límites de confianza del tensor de impedancias estimado dependen de la distribución de ruido presente en los datos, la coherencia y el número de grados de libertad, es decir,

el número de datos estadísticamente independientes. La desviación estándar de cada componente del tensor se calcula aplicando el test F (Fischer-Snedecor) de comparación de varianzas.

$$dZ_{ij} = \frac{4}{v-4} F(\beta)(1-R) \frac{\langle E_i E_i^* \rangle \langle H_j H_j^* \rangle}{\langle H_i H_i^* \rangle \langle H_j H_j^* \rangle - \langle H_i H_j^* \rangle \langle H_j H_i^* \rangle} \quad (21)$$

donde  $v$  es el número de grados de libertad,  $F(\beta)$  es el límite superior de la distribución de Fischer-Snedecor para una probabilidad  $\beta$  y  $R$  es la coherencia al cuadrado (Bendat y Piersol, 1971).

## 4.5 Selección de segmentos

Las series temporales de los registros realizados en los Pirineos han sido procesadas empleando un método robusto siguiendo los esquemas de Egbert y Booker (1986) y Junge (1992). La experiencia nos ha demostrado que se consigue una mejora sustancial en la calidad de las componentes del tensor de impedancias si previamente se eliminan los segmentos que están claramente contaminados por ruido. Así pues, se realiza una primera selección manual de los segmentos presentes en las series temporales, donde se rechazan todos los segmentos que están visiblemente contaminados por la presencia de ruido. A continuación, los segmentos seleccionados se procesan y se obtiene el tensor de impedancias. El siguiente paso consiste en aumentar el número de segmentos seleccionados de manera que los límites de confianza del tensor de impedancias disminuyan. Este proceso se repite hasta que las coherencias entre los campos eléctrico y magnético empiezan a disminuir. En la figura 4.5 se muestra un diagrama de flujo del proceso seguido en este trabajo.

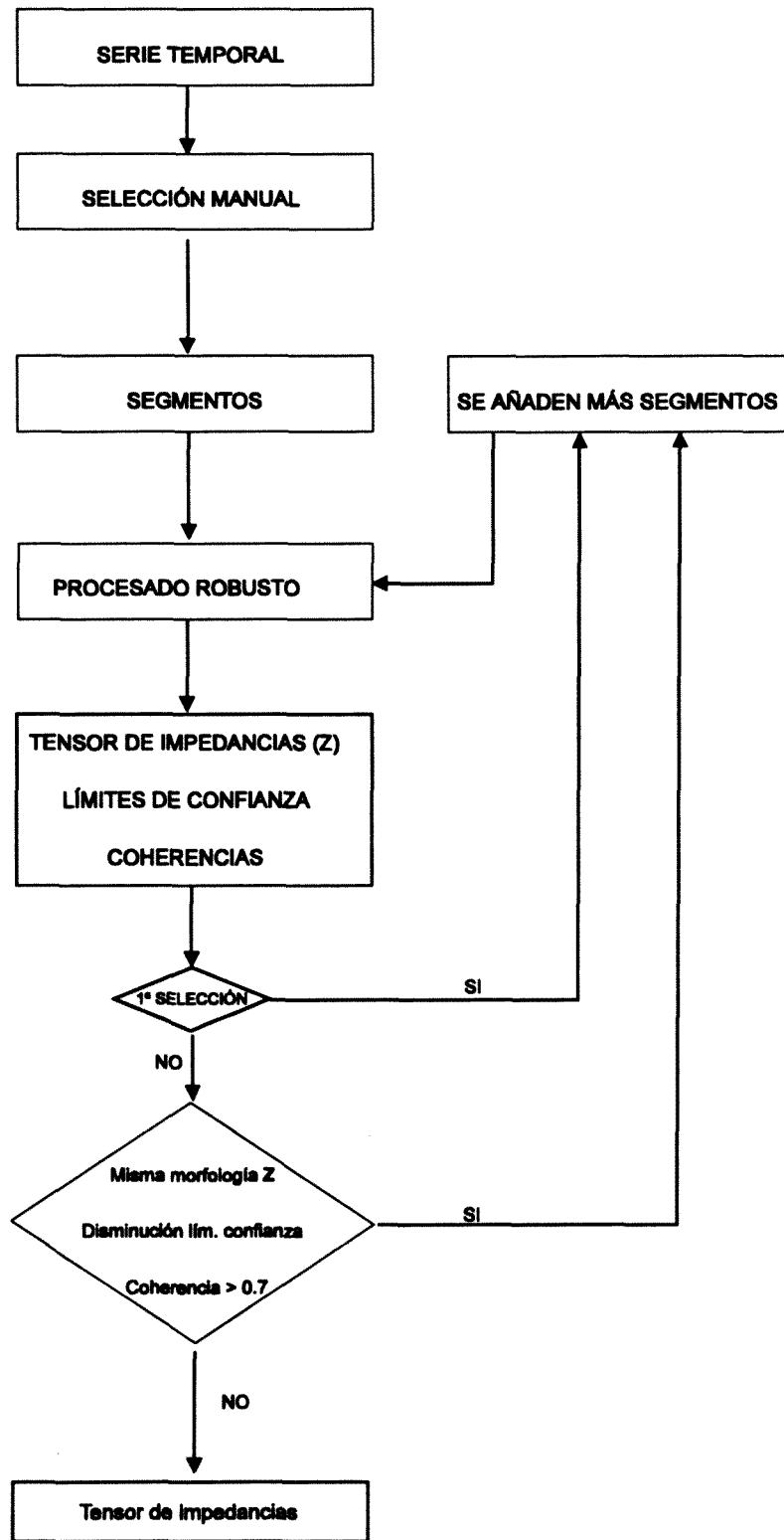


Figura 4.5. Esquema del proceso seguido para la obtención del tensor de impedancias en cada estación.

### Ejemplo: Procesado de series temporales

A modo de ejemplo se presentan las diversas etapas del procesado de datos del sondeo 14 realizado en la zona Axial de los Pirineos. El número de segmentos totales para cada banda en este sondeo así como el tiempo de registro de cada banda se muestra en la tabla 3.

Banda	Tiempo de registro	Número total de segmentos
1	40 s	79
2	65 m	119
3	11 h	76

*Tabla 3. Tiempo de registro y número total de segmentos del sondeo 14.*

Debido a la calidad de los datos disponibles para las bandas 1 y 2 el tensor de impedancias obtenido en el rango de periodos de estas bandas presenta unos valores altos de coherencia ( $> 0.9$ ) y unos límites de confianza (barras de error) muy pequeños aún sin utilizar el procesado robusto. Tras realizar la primera selección manual el número de segmentos seleccionados en banda 1 ha sido de 60 y en banda 2 de 65. No ocurre lo mismo para banda 3, donde la calidad de los datos es inferior. A continuación se muestra el proceso seguido para hallar el tensor de impedancias para los periodos de banda 3.

La selección de los segmentos se realiza de manera manual. La primera selección es muy estricta y ante la más mínima duda de que un segmento está contaminado por la presencia de ruido, éste se rechaza. En las figuras 4.6 y 4.7 se muestra un segmento de la serie temporal sin ruido y otro contaminado por ruido respectivamente.

La señal en el canal  $E_x$  del segmento con ruido presenta una amplitud mucho más grande que en el segmento no contaminado, en este caso la detección del segmento contaminado es sencilla. La dificultad a la hora de realizar la selección manual estriba en el hecho de que muchas veces el ruido es del mismo

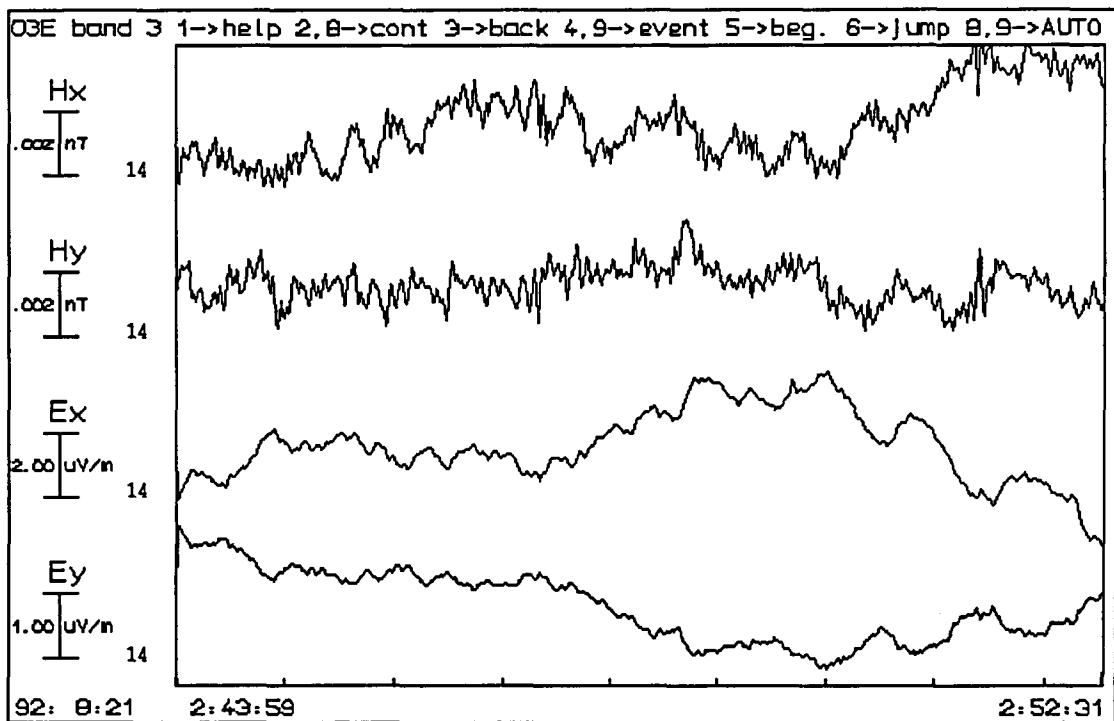


Figura 4.6. Segmento de la serie temporal sin ruido.

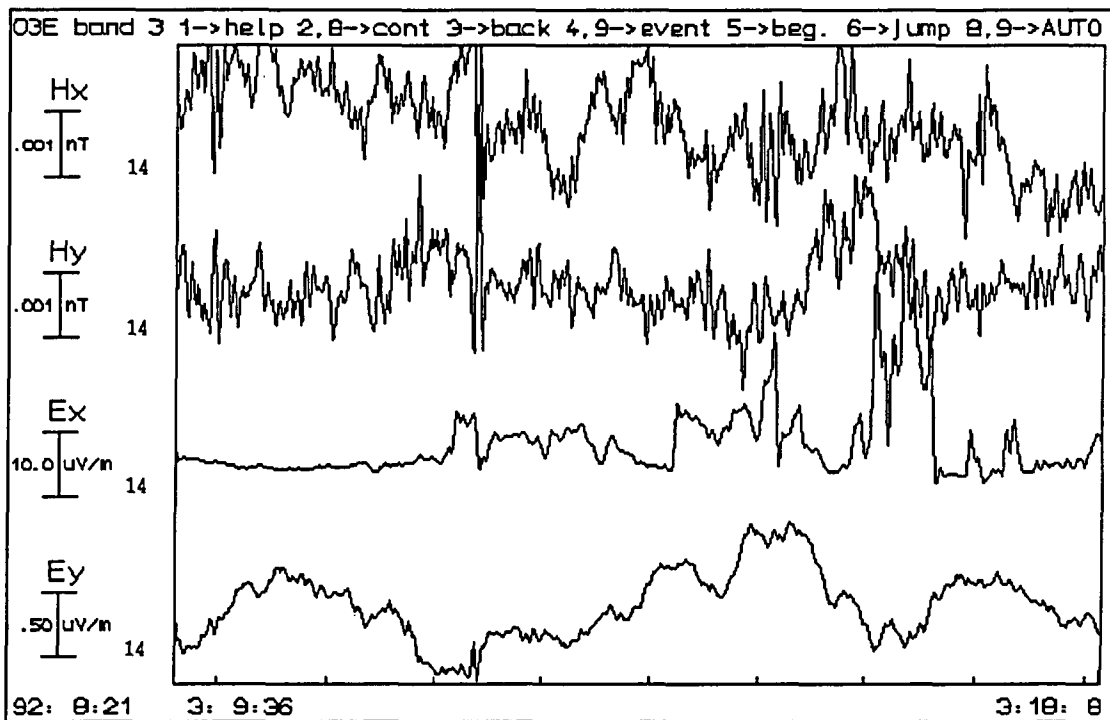
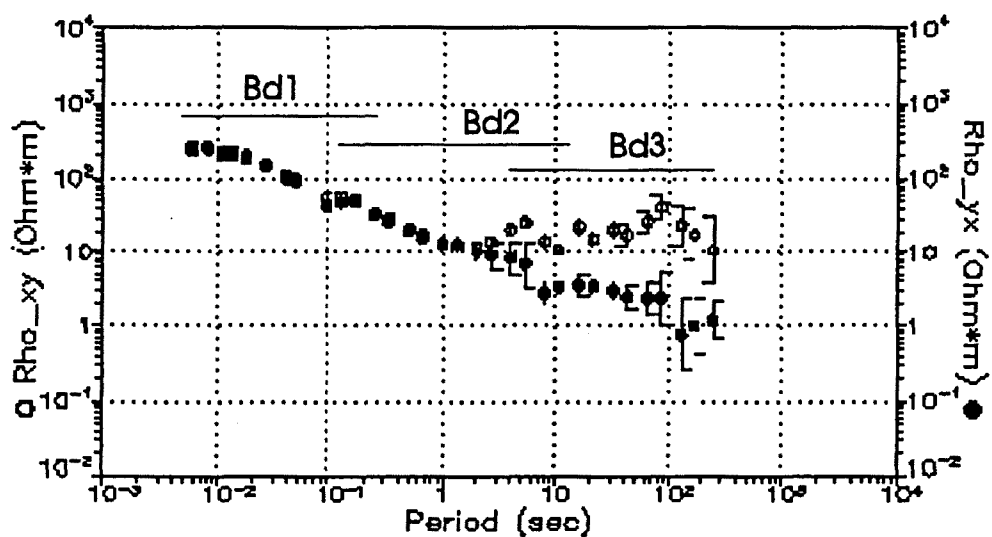


Figura 4.7. Segmento de la serie temporal con ruido. Se observa que la amplitud de la señal en el canal  $E_x$  es muy elevada, asimismo la señal presenta unos picos de gran amplitud.

orden que la señal y es difícil de distinguir, pues no siempre presenta rasgos morfológicos característicos (picos de gran amplitud, señales cuadradas, dientes de sierra etc...).

En la figura 4.8 se muestran las curvas de resistividad aparente obtenidas a partir del procesado robusto de la primera selección manual de segmentos de banda 3. El número de segmentos empleados ha sido de sesenta segmentos de banda 1, sesenta y cinco de banda 2 y diez de banda 3. Los valores de resistividad aparente de banda 3 presentan unas barras de error superiores a las de las otras bandas que son muy pequeñas.



*Figura 4.8. Curvas de resistividad aparente del sondeo 14. El número de segmentos de banda 1 (Bd1) es de sesenta, en banda 2 (Bd2) el número de segmentos seleccionados es de sesenta y cinco y en banda 3 (Bd3) el número de segmentos es de diez. Los segmentos seleccionados se han procesado aplicando un método robusto.*

A continuación, el número de segmentos seleccionados en banda 3 se va incrementando poco a poco; el número de nuevos segmentos nunca es superior al 30%-40% de los seleccionados previamente y resulta un proceso lento ya que muchas veces alguno de los nuevos segmentos empeora los resultados y hay

que volver a repetir el proceso. El resultado final se presenta en las figuras 4.9 y 4.10 donde el número de segmentos de banda 3 es de treinta y cinco. La morfología de la curva se mantiene y las barras de error disminuyen considerablemente.

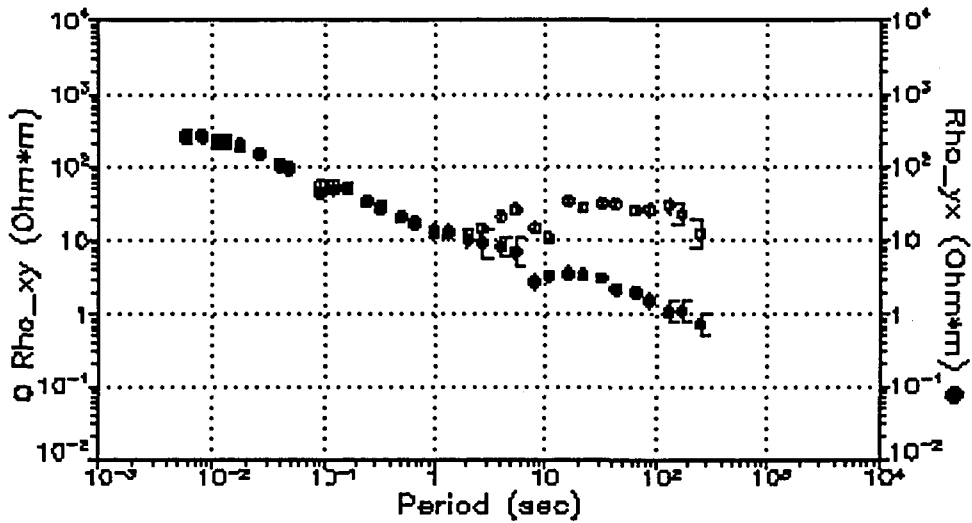


Figura 4.9. Curvas de resistividad aparente del sondeo 14. Resultado final, banda 1 y 2 coinciden con las presentadas en la figura 4.8, el número de segmentos de banda 3 se ha incrementado hasta treinta y cinco.

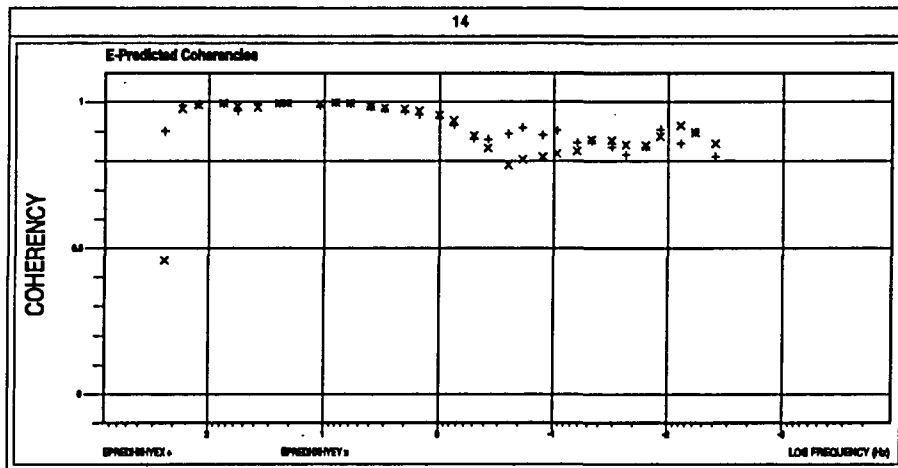


Figura 4.10. Coherencias finales de ambas polarizaciones (+) XY, (x) YX

Las coherencias son superiores a 0.8 en todo el rango de periodos. En las figuras 4.11 y 4.12 se muestra el procesado convencional (no robusto) de todos los segmentos de banda 3. Se puede observar que en este caso la información de banda

3 es totalmente irrecuperable. La diferencia entre el procesado convencional de mínimos cuadrados y el robusto en presencia de segmentos contaminados por ruido es notoria. Las coherencias de banda 3, para este caso, son inferiores a 0.7. Aun así, el método robusto no es capaz de recuperar las estimaciones correctas del tensor si el número de segmentos contaminados es elevado.

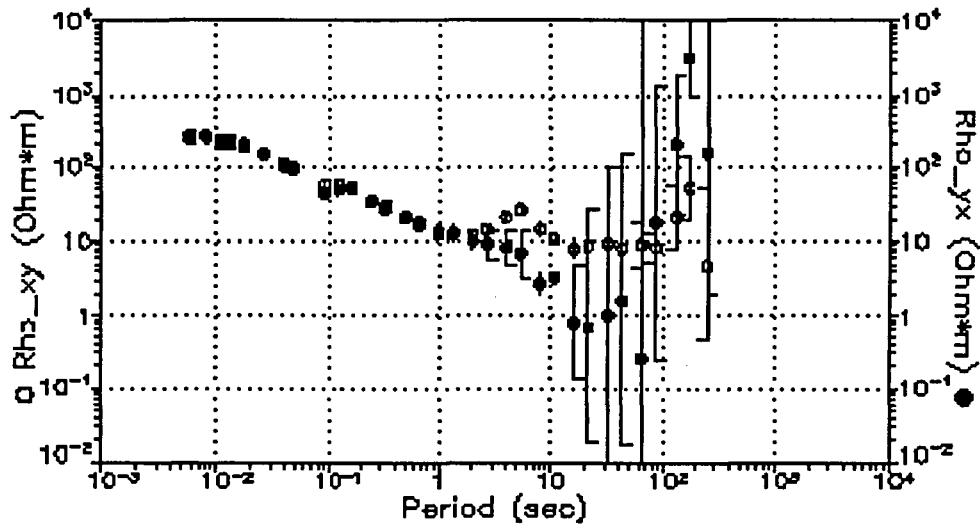


Figura 4.11. Curvas de resistividad aparente del sondeo 14. Banda 1 y 2 coinciden con las presentadas en la figura 4.8. En este caso se han utilizado todos los segmentos registrados en banda 3 y el procesado de los datos para esta banda ha sido el convencional (mínimos cuadrados).

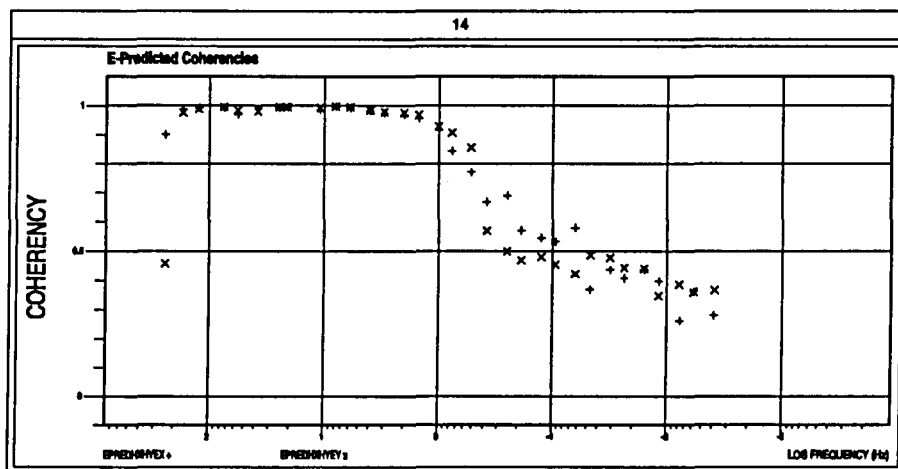


Figura 4.12. Coherencias de ambas polarizaciones (+) XY, (x) YX para el procesado no robusto de todos los segmentos de banda 3





### **Marco geológico**

#### **5.1 Introducción**

Los Pirineos se encuentran en el extremo occidental de un largo conjunto de cadenas que forman el orógeno Alpino-Himalayense. El orógeno Pirenaico es un producto de la colisión entre la placa ibérica y la placa europea. La colisión tiene su inicio a finales del Cretácico (80 Ma.) y se prolonga hasta el Oligoceno (25 Ma.) en las zonas orientales y hasta el Mioceno (15 Ma.) en las occidentales (Muñoz, 1992; Vergés, 1993). El orógeno Pirenaico abarca desde el Golfo de León en el Mediterráneo hasta la anomalía magnética 13 del Océano Atlántico. Los Pirineos han sido definidos como un sistema asimétrico de cabalgamientos de doble vergencia formado como consecuencia de la colisión y subducción parcial de la placa ibérica bajo la placa europea (ECORS-Pyrenees Team, 1988; Choukroune et al., 1989; Roure et al., 1989; Muñoz, 1992).

A continuación se presentan brevemente los aspectos más destacados de la evolución geodinámica y los principales rasgos morfológicos y tectónicos de la cordillera

## 5.2 Evolución geodinámica

El supercontinente Pangea se formó a mediados del Pérmico (260 Ma) con la unión de toda la corteza continental terrestre en una placa litosférica única. Este supercontinente presentaba una situación mecánica inestable y acabó fracturándose en diversas placas. La individualización progresiva de las grandes placas europea, africana, americana, etc. así como la aparición de microplacas y los movimientos relativos entre éstas caracterizan la época posterior (Mesozoico y Cenozoico) a la formación del supercontinente. Es en este contexto en el que hay que situar el desarrollo de los Pirineos desde su lenta individualización, hasta su estructuración como una faja de pliegues y cabalgamientos. La evolución geodinámica de los Pirineos desde el inicio de la formación de la cordillera hasta hoy, puede dividirse en cuatro grandes etapas:

- 1) Etapa de extensión
- 2) Etapa de transtensión
- 3) Etapa de colisión
- 4) Etapa Postorogénica.

1) Etapa de extensión, (230-110 Ma). Durante la apertura del Thetys y del Océano Atlántico en una situación tectónica extensiva, la placa ibérica tendió a separarse de la placa europea. Como consecuencia, en la zona de contacto entre estas dos placas tuvo lugar un proceso de extensión y adelgazamiento de la litosfera que dio lugar a la formación de un sistema de fallas normales. En general la extensión fue mayor en el oeste.

2) Etapa de transtensión, (110-80 Ma). A finales del Cretácico Inferior y principios del Superior (100 Ma.) se produce el desplazamiento antihorario de la placa ibérica respecto de la placa europea. Este desplazamiento se realiza por medio de la falla Norpirenaica (Choukroune y Mattauer, 1978). Este movimiento provocó la formación de cuencas profundas, alargadas en dirección Este-Oeste. El estiramiento crustal asociado al desplazamiento fue la causa del metamorfismo térmico y de la actividad magmática alcalina de la zona. Esta actividad fue más importante en el Pirineo occidental debido a la apertura del Golfo de Vizcaya llegándose a originar corteza oceánica. En el Pirineo Central y Oriental esta

extensión no llegó a originar corteza oceánica y disminuyó progresivamente hacia el este.

3) Etapa de colisión, (80-25 Ma). Durante el Cretácico superior se produjo un cambio en el movimiento relativo entre las placas ibérica y europea, pasándose de una situación de transtensión a una situación de convergencia entre ambas. Este cambio no fue sincrónico; en el Pirineo Vasco-Cantábrico, la sedimentación en cuencas profundas iniciada en el Albiense (100 Ma.) continuó hasta el Eoceno inferior (50 Ma.), no habiendo evidencias de una tectónica compresiva durante el Cretácico superior (96-66 Ma.). En el Pirineo Central y Oriental la colisión continental de Europa e Iberia con la subducción de esta última dio lugar durante esta etapa a la formación de un cinturón de cabalgamientos con doble vergencia, caracterizado por el apilamiento de unidades del zócalo al Sur de la Falla Norpirenaica.

4) Etapa postorogénica, (25-0 Ma.). A partir del Mioceno tuvo lugar una elevación generalizada de la cordillera. Los depósitos sedimentarios de esta etapa están restringidos a pequeñas cuencas intramontañosas.

### **5.3 Estructuras regionales**

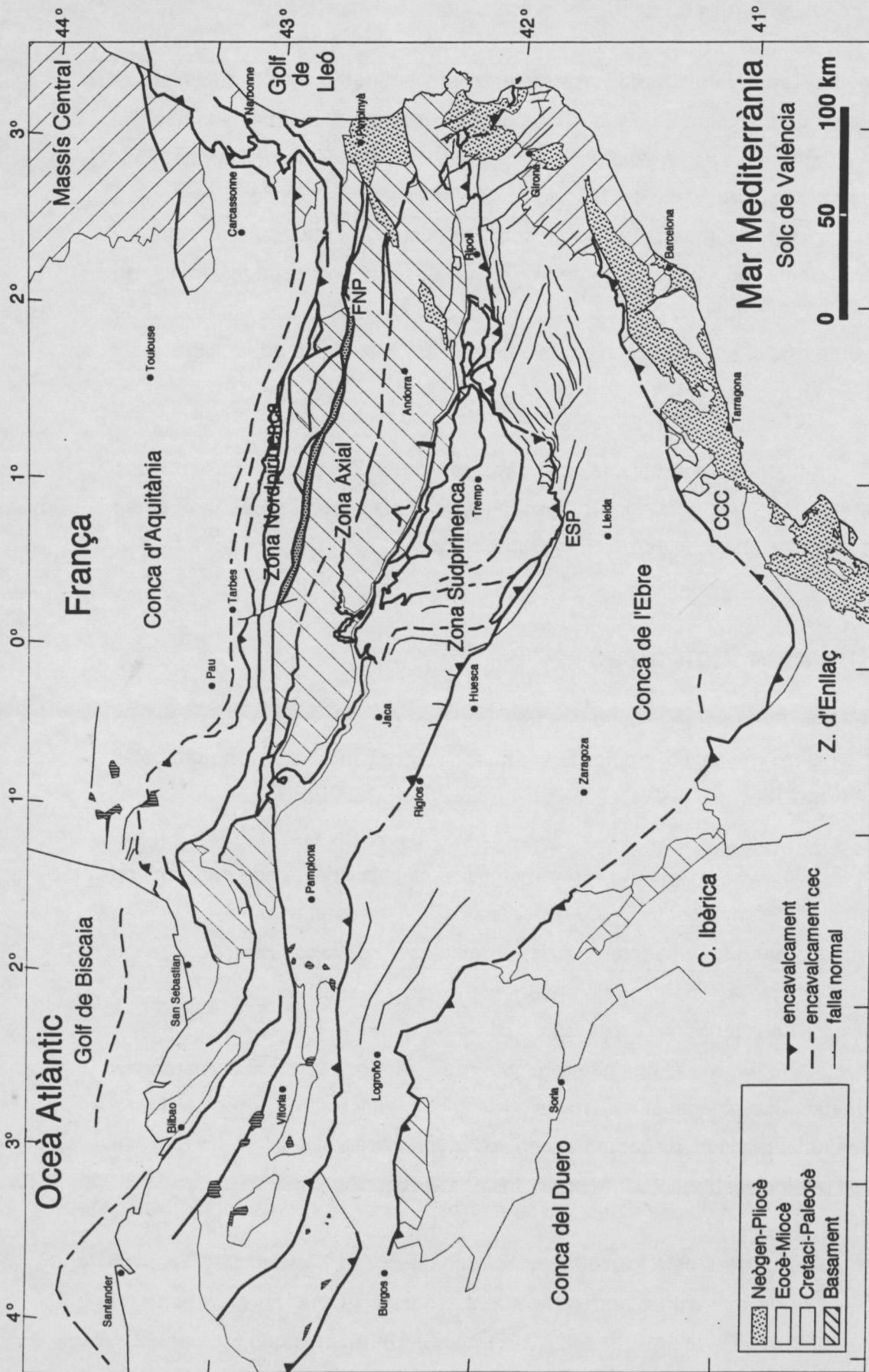
En la figura 5.1 se puede ver un esquema estructural de la zona Noreste de la Península ibérica realizado por Vergés (1993). De sur a norte las principales unidades estructurales son: 1) Cuenca del Ebro (CE), 2) Zona Surpirenaica (ZSP), 3) Zona Axial (ZA), 4) Zona Norpirenaica (ZNP), 5) Cuenca de Aquitania (CA).

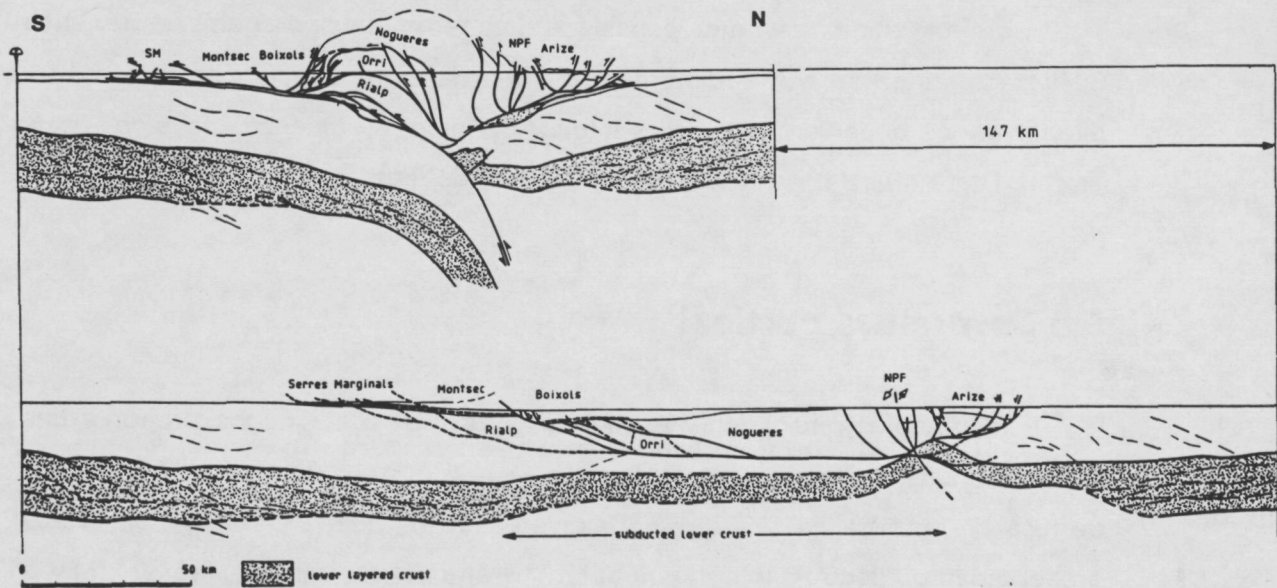
1) La Cuenca del Ebro es una cuenca de antepaís, es decir, una zona deprimida y relativamente poco deformada en comparación con las otras unidades. Consta principalmente de materiales de edad paleógena que reposan de forma discordante sobre las rocas del zócalo Hercínico. La sedimentación en la cuenca finaliza al inicio del Mioceno; a partir de entonces comienzan los procesos erosivos, la subsidencia de la cuenca se detiene y ésta empieza a adquirir la morfología actual.

2) El límite entre la Cuenca del Ebro y la Zona Surpirenaica es el Cabalgamiento Frontal Surpirenaico. La ZSP está formada por un sistema imbricado de cabalgamientos. Las unidades surpirenaicas han sido desplazadas hacia el sur y en función de sus características estructurales pueden agruparse en dos grandes grupos: láminas cabalgantes superiores y láminas cabalgantes inferiores. Las láminas cabalgantes superiores están constituidas por mantos de corrimiento de cobertera en los que predominan materiales carbonatados del Mesozoico. Las láminas cabalgantes situadas entre el Cabalgamiento Frontal Surpirenaico y el Cabalgamiento del Montsec constituyen las Sierras Marginales. La estructura interna de las láminas cabalgantes superiores se caracteriza fundamentalmente por la existencia de sistemas imbricados de cabalgamientos y pliegues asociados de bloque superior. Las láminas cabalgantes inferiores están constituidas por mantos de corrimiento que implican materiales del zócalo y la cobertera. La cobertera de estos mantos está caracterizada por una serie Mesozoica reducida. La estructura interna de las láminas cabalgantes inferiores se caracteriza por presentar una variada geometría, sistemas imbricados en las zonas más externas y duplex y apilamientos antiformales a todas las escalas en las zonas más internas.

3) La Zona Axial está formada por materiales hercínicos que fueron deformados durante la orogenia alpina. A partir de la disposición de los cabalgamientos alpinos en la zona axial, que presentan un buzamiento hacia el sur en el borde meridional, buzamientos subhorizontales más hacia el norte y buzamientos progresivamente más fuertes hacia el N al acercarnos a la Falla Norpirenaica, puede afirmarse que esta zona constituye un gran apilamiento antiformal. Las láminas cabalgantes se han desplazado según una secuencia de propagación de bloque inferior, es decir, las láminas superiores fueron las primeras en desplazarse y las inferiores las últimas.

*Figura 5.1.(Página siguiente) Esquema estructural del NE de la Península Ibérica. ESP: Cabalgamiento Surpirenaico, FNP: Falla Norpirenaica, CCC: Cadena Costero Catalana. (Vergés, 1992)*





*Figura 5.2. Corte geológico a escala cortical, compensado y restituido, realizado en la transversal del perfil de sísmica de reflexión ECORS-Pyrenees, según Muñoz (1992)*

bajo la europea (fig. 5.2). Según este autor el acortamiento en superficie de los Pirineos en la transversal del perfil ECORS-Pyrenees es de unos 150 km. La subducción de la placa ibérica bajo la placa europea es compatible con los modelos geodinámicos de evolución de la cordillera como han mostrado Beaumont y Quinlan (1994). Sin embargo, los métodos sísmicos y gravimétricos empleados hasta el momento no muestran de manera clara la existencia de una subducción de gran magnitud. La conductividad eléctrica de las estructuras litosféricas, determinada a partir del método magnetotelúrico, puede ayudar a restringir las soluciones posibles. En efecto, la conductividad eléctrica es un parámetro físico muy sensible a los cambios de algunos constituyentes menores de las rocas, en especial fluidos libres, grafito y fusión parcial. Estos constituyentes tienen una gran importancia desde el punto de vista tectónico ya que pueden revelar la presencia de estructuras importantes a nivel litosférico y en particular la existencia y magnitud de la subducción (Kurtz et al. 1990; Jones y Craven, 1990; Jones, 1992; Hjelt y Korja, 1993; Livelybrooks et al. 1993, Brasse et al., 1996).