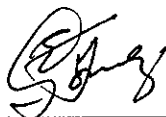
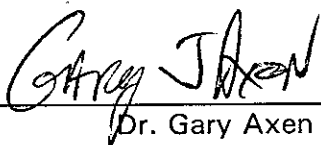


TESIS DEFENDIDA POR
José Manuel Romo Jones
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ



Dr. Enrique Gómez Treviño

Director del Comité



Miembro del Comité



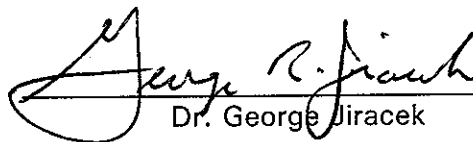
Dr. Carlos Flores Luna

Miembro del Comité



Dr. Donald H. Galván M.

Miembro del Comité



Dr. George Jiracek

Miembro del Comité



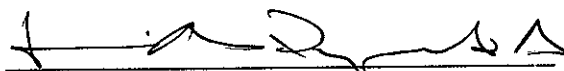
Dr. Eugenio Méndez Méndez

Miembro del Comité



Dr. Juan García Abdeslem

*Jefe del Departamento de
Geofísica Aplicada*



Dr. Luis Alberto Delgado Argote

Director de Estudios de Posgrado

26 de abril del 2002

Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada

División de Ciencias de la Tierra

Departamento de Geofísica Aplicada

**Conductividad eléctrica de la litósfera de Baja California
en la región de Vizcaíno, B.C.S.**

Tesis

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Doctor en Ciencias presenta:

José Manuel Romo Jones

Ensenada Baja California, abril de 2002

Resumen de la tesis de José Manuel Romo Jones presentada como requisito parcial para obtener el grado de **Doctor en Ciencias en Ciencias de la Tierra**, con orientación en **Geofísica Aplicada**, Ensenada, Baja California, Abril de 2002.

Conductividad eléctrica de la litósfera de Baja California en la región de Vizcaíno, B.C.S.



Resumen aprobado por:

Dr. Enrique Gómez Treviño
Director de Tesis

Esta tesis aborda dos aspectos relacionados con el uso de la inducción electromagnética natural como herramienta para explorar el interior de la Tierra. Por un lado se proponen nuevas funciones de respuesta magnetotelúrica (MT) que, en situaciones tridimensionales, pueden reemplazar con ventaja a las respuestas tradicionales TE y TM, y por otra parte, se presenta información inédita sobre el estado físico de la litósfera de Baja California, conseguida a partir de mediciones magnetotelúricas. Las nuevas funciones de respuesta son el resultado de una transformación matemática que ofrece una manera alternativa de entender y procesar tanto la impedancia, como la función de transferencia magnética utilizadas en MT. La información del subsuelo es el resultado del trabajo experimental realizado en un transecto que cruza la península en la región de Vizcaíno, B.C.S.

Las funciones de respuesta utilizadas convencionalmente en MT fueron formuladas para representar un subsuelo en el que la conductividad depende solamente de dos dimensiones: la profundidad, y una distancia horizontal. Cuando la situación geológica se aparta significativamente de este modelo, las funciones de respuesta convencionales son insuficientes para describirla de manera completa. Paradójicamente, las observaciones sí contienen toda la información necesaria. En esta tesis proponemos una transformación que utiliza toda la información contenida en las mediciones, para producir funciones de respuesta válidas en tres dimensiones. Aplicada a la función de transferencia magnética, la transformación conduce a dos funciones complejas que relacionan coherentemente varios parámetros ya conocidos. Cuando la transformación se aplica al tensor de impedancia, se complementa con una analogía simple de circuitos eléctricos, para producir lo que hemos llamado la transformación serie-paralelo. Esta transformación descompone el tensor en dos impedancias complementarias y en dos funciones angulares relacionadas con la geometría de las heterogeneidades en el subsuelo.

Como resultado del transecto magnetotelúrico se obtuvo la distribución de la conductividad eléctrica en la litósfera, en una sección que cruza la Península de Baja California en la latitud del paralelo 28° N. Las anomalías conductoras encontradas en la corteza peninsular permiten delinear zonas de sutura entre terrenos que se unieron al continente norteamericano en el pasado (~100 Ma) para conformar la actual península de Baja California. En la base de la corteza peninsular encontramos acoplada una antigua placa oceánica cuya subducción cesó hace 12 Ma. Este hallazgo aporta nuevos datos que ayudarán a entender las causas del desprendimiento de Baja California de la placa Norteamericana y la razón de su acoplamiento con el movimiento actual de la placa Pacífico.

Palabras clave: magnetotelúrico, transformación serie-paralelo, conductividad eléctrica, litósfera de Baja California

Abstract of the dissertation submitted by **José Manuel Romo Jones** in partial satisfaction of the requirements for the degree of **Doctor en Ciencias in Ciencias de la Tierra**, oriented to **Geofísica Aplicada**, Ensenada, Baja California, Abril de 2002.

Electric conductivity of Baja California's lithosphere beneath Vizcaíno, B.C.S. region

This work makes contributions in two aspects concerning natural electromagnetic induction as a tool for Earth exploration. In the first place, it proposes a new set of magnetotelluric (MT) response functions as a convenient alternative, in three-dimensional situations, to the traditional TE and TM responses. In another hand, original information about the physical state of Baja California's lithosphere is revealed from magnetotelluric observations. The new set of MT responses results of a mathematical transformation that provides an alternative to understand and process the impedance, as well as the magnetic transfer function used in MT. The subsurface information arise from experimental work carried out in a magnetotelluric transect across Baja California at Vizcaíno, B.C.S. latitude.

Response functions conventionally used in MT were formulated to represent a two-dimensional model of the earth, where the electrical conductivity is a function of depth and one horizontal dimension. Situations differing significantly from this model can no longer be completely described by the conventional set of response functions. In actual fact, the measurements indeed have all the necessary information. This thesis proposes a transformation that, using the information contained in the full tensor, provides a new set of response functions valid in a general situation. When this transformation is applied to the magnetic transfer function, it produces two complex functions where several known parameters are organized in a coherent set. When the transformation is applied to the impedance tensor, it is supplemented by a simple circuit-theory analogy that yields to the so-called series-parallel (s-p) transformation. The s-p transformation breakdown the impedance tensor in two complementary impedances and two complex angular functions related with the geometry of the subsurface heterogeneities.

The magnetotelluric transect rendered an image of the conductivity distribution in the lithosphere, in a section across Baja California at latitude 28° N. The conductivity anomalies found in the peninsular crust reveal suture zones between antique terranes accreted to continental North America in the past (~100 Ma) to build the modern Baja California crust. Beneath the peninsular crust we found relics of an oceanic slab whose subduction ceases 12 Ma ago. This finding adds new constrains that will help to understand the causes of Baja California separation from the North American plate, and the reason of its coupling with the current motion of the Pacific plate.

Key words: magnetotellurics, series-parallel transformation, electric conductivity, Baja California lithosphere

Dedicatoria

a mi esposa:

Chelo,

a mis hijos:

Pepe, Charlie y Diana,

a mis padres:

Francisco Javier y Luz Aurora[†],

a mis amigos,

a mis compañeros,

a mis alumnos.

Agradecimientos

Me siento muy afortunado de trabajar en la División de Ciencias de la Tierra del CICESE, porque gracias a su gente y a su infraestructura, encontré, al alcance de la mano, todos los ingredientes necesarios para la realización de este trabajo. Me parece que los ingredientes más importantes fueron: ideas, motivación, trabajo y dinero.

En cuanto a las ideas y a la motivación, estoy en deuda con: Enrique Gómez, Juan García, Carlos Flores, Francisco Esparza, Luis Delgado, Arturo Martín y con muchos otros de mis colegas y de mis alumnos que contribuyeron de distintas maneras a mantener despierta mi curiosidad y motivaron mi deseo de despertar la curiosidad de otros.

El trabajo de mucha gente se ha sumado a lo largo del desarrollo de este proyecto. El experimento de campo no habría sido posible sin la participación (en orden alfabético) de Humberto Benítez, Jesús Brassea, Jaime Calderón, Salvador Espinosa, Carlos Flores, Enrique Gómez, Manuel Parra y Mario Vega, quienes durante dos largas campañas de campo, trabajaron sin escatimar esfuerzo, resistiendo las incomodidades de vivir en el desierto. Los datos gravimétricos fueron obtenidos y procesados por Juan García, Jorge Ramírez y César Jaques, de CICESE, UABC y UNAM, respectivamente, con la colaboración técnica de Salvador Espinosa. Mario Vega trabajó en la etapa inicial del procesamiento de los datos MT, usando el programa “ProMT” desarrollado por Daniel Peralta. El procesamiento robusto y la descomposición de Groom y Bailey se realizaron utilizando programas proporcionados por Alan Chave, de Woods Hole Institution. La inversión de los datos se realizó con programas originalmente escritos por W. Rodi y R. Mackie, de MIT, y modificados por Francisco Esparza y Enrique Gómez. Mi agrade-

cimiento para Humberto Benitez y para Margarita Almeida, quienes trabajaron en parte del material gráfico relacionado con este proyecto. Finalmente, mi especial agradecimiento al trabajo secretarial, cotidiano, constante, y siempre profesional, de Lupita Zepeda y de Bárbara Uribe.

Agradezco muy especialmente a todos los miembros de mi comité de tesis: Enrique Gómez, Gary Axen, Carlos Flores, Donald H. Galván, George Jiracek y Eugenio Méndez, por el tiempo que generosamente dedicaron a leer y revisar este escrito. Sus recomendaciones han contribuido a mejorarlo substancialmente.

El Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología proporcionó los recursos financieros para el proyecto, a través del convenio No.25792-T, y me apoyó durante 36 meses con una beca de su programa de Cátedras Patrimoniales. Durante los últimos 18 meses recibí apoyo de la ANUIES a través de su programa SUPERA. Mi agradecimiento para ambos organismos.

Contenido

I. Introducción	1
I.1 Motivación	1
I.2 Objetivos	3
II. Perfil magnetotelúrico a través del desierto de Vizcaíno	5
II.1 Marco tectónico	5
II.2 Antecedentes geológicos y geofísicos	6
II.3 Fundamentos del método MT	16
II.4 Trabajo de Campo	20
II.5 Interpretación preliminar	24
III. Una nueva función de respuesta magnetotelúrica	27
III.1 Funciones de respuesta usadas actualmente.	27
III.2 Una transformación compleja	31
III.3 La transformación Serie-Paralelo del tensor de impedancia	35
III.4 Interpretación de las impedancias Serie y Paralelo	43
III.5 La representación invariante del tipper	45
IV. Inversión del Perfil Vizcaíno	50
IV.1 Interpretación bidimensional	50
IV.2 Estimación de impedancias usando la descomposición de Groom-Bailey	50
IV.3 Inversión de las impedancias GB	59
IV.4 Estimación de impedancias usando la transformación Serie-Paralelo	64
IV.5 Inversión de las impedancias serie-paralelo	70
IV.6 Discusión de resultados	73
IV.7 Análisis de sensibilidad del modelo GB	76
V. Interpretación Geofísica	79
V.1 Origen del incremento en la conductividad en la litósfera	79
V.2 Interpretación de las zonas conductoras encontradas	83
V.3 Sinopsis	87
VI. Conclusiones	91
Literatura citada	95

Apéndice A. Resultados preliminares de un perfil geofísico a través de la región central de la península de Baja California, México: por Romo, J.M., García-Abdeslem, J., Gómez-Treviño, E., Esparza, F.J., y Flores-Luna, C., <i>Geos</i> , 21 (2), 96-107, 2001.	109
Apéndice B. An invariant representation for the magnetic transfer function in magnetotellurics: by Romo, J.M., Gómez-Treviño, E. and Esparza, F.J., <i>Geophysics</i> , 64 (5), 1418-1428, 1999.	122
Apéndice C. Análisis detallado del ajuste entre las respuestas observadas y calculadas con los modelos GB y SP.	134

Lista de figuras

	Pag.
Figura 1. Principales rasgos tectónicos regionales.	7
Figura 2. Mapa geológico regional en el área de estudio (Modificado de Martín-Barajas y Delgado-Argote, 1998).	8
Figura 3. Mapa regional de gravedad. Anomalía de aire-libre.	12
Figura 4. Mapa local de gravedad. Anomalía de Bouguer completa.	15
Figura 5. Localización geográfica de los sitios de observación magnetotélúrica.	21
Figura 6. Curvas de resistividad aparente y fase de algunos sitios seleccionados. Se muestra la resistividad aparente y la fase correspondientes a los elementos fuera de la diagonal del tensor de impedancia.	22
Figura 7. Ejemplo de la descomposición de Groom-Bailey en el sitio vi03. a) Con símbolos se muestran las curvas de resistividad aparente y fase observadas y con línea continua se muestran las curvas predichas por la solución óptima. b) curvas de resistividad y fase 2-D producidas por la descomposición GB, adicionalmente se muestran los parámetros de la distorsión y el grado de desajuste.	56
Figura 8. Ejemplo de la descomposición de Groom-Bailey en el sitio vi24. a) Con símbolos se muestran las curvas de resistividad aparente y fase observadas y con línea continua se muestran las curvas predichas por la solución óptima. b) curvas de resistividad y fase 2-D producidas por la descomposición GB, adicionalmente se muestran los parámetros de la distorsión y el grado de desajuste.	58
Figura 9. Seudo-secciones de resistividad aparente y fase para los modos TE y TM obtenidos después de la descomposición de Groom-Bailey. Los datos de cada sitio se corrigieron por el efecto estático	60
Figura 10. Modelos de la resistividad del subsuelo obtenidos con la inversión bidimensional. a) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos GB. b) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos SP sin corrección estática. c) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos SP corregido por el efecto estático.	61

Figura 11.	Comparación de funciones de respuesta observada y calculadas a partir del Modelo GB.	63
Figura 12.	Ejemplo de la transformación Serie-Paralelo en el sitio vi03. a) Curvas de resistividad aparente y fase correspondientes a los cuatro elementos del tensor original. b) curvas de resistividad y fase transformadas, adicionalmente se muestran las parte real e imaginaria del promedio angular y de la diferencia angular.	65
Figura 13.	Ejemplo de la transformación Serie-Paralelo en el sitio vi24. a) Curvas de resistividad aparente y fase correspondientes a los cuatro elementos del tensor original. b) curvas de resistividad y fase transformadas, adicionalmente se muestran las parte real e imaginaria del promedio angular y de la diferencia angular.	66
Figura 14.	Seudo-secciones de resistividad aparente y fase para las impedancias Serie y Paralelo. Los datos de cada sitio se corrigieron por el efecto estático.	68
Figura 15.	Seudo-secciones representando las funciones de respuesta angular.	69
Figura 16.	Comparación de funciones de respuesta observada y calculadas a partir del Modelo SP.	72
Figura 17	Desajuste conseguido con un modelo sin estructuras conductoras profundas (> 20 km), comparado con el desajuste obtenido con el modelo GB de la Figura 10a.	78
Figura 18	Interpretación del modelo geoelectrico. Con línea blanca continua se indica el techo de la corteza oceánica subducida, la base se dibuja con línea discontinua para indicar mayor incertidumbre. Las zonas de sutura en la corteza continental se indican con rasgos quebrados punteados. La isoterma de 400°C corresponde a la frontera dúctil-quebradiza (ver texto).	90

I. Introducción

I.1. Motivación

Actualmente la península de Baja California forma parte de la Placa Pacífico y se mueve con ella separándose del continente, el cual corresponde a la Placa Norteamericana. La mayor parte del movimiento se realiza a lo largo de una margen con movimiento trans-tensional, lo que ha provocado la zona de extensión y subsidencia que hoy alberga al Golfo de California, y que se encuentra conectada hacia el Norte con el sistema de fallas San Andrés. Se sabe que esto comenzó a ocurrir en la historia geológica reciente, hace aproximadamente 12 millones de años (Ma). Hoy en día no solamente podemos medir la velocidad del movimiento relativo entre ambas placas (~ 50 mm/año) sino que también podemos reconstruir con bastante certidumbre sus movimientos en el pasado. La investigación actual se enfoca a conocer las causas del movimiento, a indagar los procesos que provocaron la transferencia de Baja California, de la Placa Norteamericana a la Placa Pacífico.

Para abordar este problema es necesario determinar la geometría tridimensional y el estado físico de la corteza peninsular. Las técnicas geofísicas resultan muy convenientes para realizar esta tarea, ya que permiten explorar el interior de la litósfera en forma indirecta, desde la superficie. Nuestro interés particular está en la determinación de la conductividad eléctrica. Sabemos que las rocas de la litósfera pueden incrementar su conductividad eléctrica si contienen fluidos o minerales conductores interconectados. La mayor parte de los procesos que ocurren en márgenes activos o con actividad tectónica

reciente, como es el caso que nos ocupa, modifican el volumen y la distribución de los fluidos en la litósfera de manera más o menos predecible, dejando una huella que podría permanecer en el presente. Por esta razón, la investigación de la conductividad eléctrica podría proporcionar pistas que permitan comprender mejor los procesos que han tenido lugar en el interior de la litósfera. Una de las técnicas geofísicas más apropiadas para este tipo de problemas consiste en utilizar el campo electromagnético natural, que al incidir en la superficie terrestre, induce corrientes eléctricas en el subsuelo. Estas corrientes se distorsionan según encuentren zonas con mayor o menor conductividad eléctrica, y producen efectos observables desde la superficie. Esta metodología, conocida como sondeos magnetotelúricos (MT) se utiliza comúnmente en este tipo de problemas (Jording *et al.*, 2000; Jiracek *et al.*, 1995; Arzate *et al.*, 1993; Booker y Chave, 1989; Jiracek *et al.*, 1989; Martínez *et al.*, 1989).

Durante los últimos veinte años, hemos estado involucrados en diferentes aspectos de la metodología, inicialmente en el diseño y construcción de instrumentación (Romo, 1981; Martínez y Romo, 1985), y más tarde en su aplicación a distintos problemas geológicos (Flores *et al.*, 1991; Romo *et al.*, 1995, 1997, 2000). A lo largo de este tiempo hemos sido testigos de importantes avances tecnológicos en la instrumentación, en el procesamiento de datos, en las soluciones numéricas que permiten calcular los campos electromagnéticos en la superficie de modelos complicados, y en los algoritmos de optimización para buscar el mejor modelo que explique un cierto conjunto de datos observados. Sin embargo, uno de los retos que persiste, tiene que ver con la utilización efectiva de toda la información contenida en las mediciones. De una u otra forma usualmente se hacen suposiciones, más o

menos válidas, que permiten desechar parte de la información observada y utilizar sólo aquella que es compatible con algún modelo preestablecido del subsuelo. Esto se debe a la necesidad de simplificar la realidad geológica para hacerla manejable mediante la simulación numérica de la física del subsuelo. Nuestro interés está en buscar la manera de hacer uso de toda la información contenida en las mediciones, lo que nos permitirá incrementar la complejidad de los modelos y realizar simulaciones más cercanas a la realidad.

I.2. Objetivos

Los objetivos de esta tesis pueden resumirse en dos aspectos. En la parte geológica nos propusimos obtener una imagen de la conductividad eléctrica de la litósfera en la región del desierto de Vizcaíno, en donde se podría encontrar información clave sobre los procesos que han ocurrido en la litósfera peninsular. Por otro lado, en el aspecto metodológico proponemos una nueva representación para las observaciones magnetotelúricas y exploramos su desempeño aplicándola a los datos de campo observados en Vizcaíno.

Para interpretar las observaciones utilizamos tanto el procedimiento convencional como la nueva representación y obtuvimos resultados comparables. Este hecho estimula nuestra confianza en que la nueva representación será de utilidad práctica. Como resultado de la interpretación se obtuvo un modelo que simula la distribución de la conductividad eléctrica bajo la región de Vizcaíno. La distribución de conductividad sugiere la presencia de una placa oceánica acoplada a la corteza continental y delinea zonas de sutura entre terrenos distintos que fueron agregándose durante los últimos 100 Ma para conformar la actual corteza peninsular.

En ambos aspectos, metodología y tectónica, el trabajo realizado constituye la etapa inicial de investigaciones que seguramente evolucionarán en el tiempo. Si bien los resultados obtenidos aportan nuevos conocimientos, también plantean una serie de cuestiones que nos proponemos abordar en el futuro. Por un lado, la nueva representación magnetotelúrica necesita utilizarse en más situaciones para entender mejor sus bondades y sus limitaciones. Por otra parte, la determinación de la conductividad en otros sitios de la península así como la investigación de otras de sus propiedades físicas seguramente ayudarán a comprender mejor la geodinámica de la península de Baja California.

En el Capítulo II planteamos el problema tectónico, describimos el trabajo de campo y hacemos una interpretación preliminar de los datos. La nueva representación magnetotelúrica se desarrolla en el Capítulo III. En el Capítulo IV se presentan los resultados de la interpretación de dos conjuntos de datos, uno de ellos utilizando procedimientos convencionales y el segundo usando la nueva representación. En el Capítulo V se discute el significado de la distribución de conductividad encontrada bajo la región de estudio y finalmente se presentan las conclusiones del trabajo.

II. Perfil magnetotelúrico a través del desierto de Vizcaíno.

II.1. Marco tectónico.

La frontera entre las placas Pacífico y Norteamericana se encuentra actualmente a lo largo del Golfo de California, en la margen oriental de la Península de Baja California. En esta región, la frontera entre ambas placas constituye un sistema trans-tensional que actualmente produce ruptura y extensión oblicua (*rifting*) y que está formado por pequeñas cuencas extensionales conectadas por largas fallas transformantes a lo largo de las cuales se lleva a cabo la mayor parte del movimiento relativo entre placas (Figura 1). Por otra parte, en la margen occidental de la península, el piso oceánico conserva el registro de un antiguo sistema compresivo, caracterizado por la subducción de varios fragmentos (microplacas) de la antigua placa Farallón por debajo de Norteamérica (Lonsdale, 1991; DeMets, 1995). El conocimiento actual indica que hace alrededor de 12 Ma los centros de dispersión entre las placas Pacífico y Farallón se extinguieron y la subducción por debajo de Norteamérica se detuvo (Atwater y Stock, 1998). Como consecuencia de esto, el movimiento hacia el noroeste de la placa Pacífico se impuso sobre los fragmentos de Farallón, es decir, las pequeñas microplacas Guadalupe y Magdalena fueron *capturadas* por la gran placa Pacífico. Se supone que aproximadamente al mismo tiempo, la península de Baja California, que formaba parte de la placa Norteamericana, también adquirió el movimiento de la placa Pacífico, sin embargo, se sabe muy poco acerca del proceso que dio lugar a esto (Stock y Lee, 1994; Stock y Hodges, 1989). No está claro si la península también fue *capturada* y desprendida de Norteamérica debido a fuerzas de tracción ejercidas en su base

por la placa Pacífico, o bien, si fue *empujada* por fuerzas de convección en el manto y se desprendió a lo largo de una zona de extensión preexistente, en donde la corteza continental se encontraba adelgazada y débil (Bohannon y Parsons, 1995). Sería interesante saber, por ejemplo, si bajo la corteza peninsular existen todavía restos de alguna placa oceánica, y en su caso, conocer su extensión y profundidad.

Otro foco de interés se encuentra en la propia corteza peninsular. De acuerdo con Sedlock *et al.* (1993), la litósfera de Baja California está formada por dos o tres terrenos distintos que fueron quedando unidos, a lo largo de los últimos 100 Ma, como resultado de varios episodios de acreción tectónica y magmática. Esta historia de acreción ha puesto en contacto terrenos de origen y composición muy distinta. En la región central de la Península de Baja California, entre los paralelos 26° N y 28° N, se ha postulado la presencia de por lo menos dos de estos terrenos (Figura 1). La identificación de las zonas de sutura entre terrenos distintos, y la determinación de su extensión y profundidad, es un dato importante para reconstruir la historia tectónica de la corteza peninsular y para identificar posibles zonas de debilidad.

II.2. Antecedentes geológicos y geofísicos

La siguiente descripción geológica, salvo pequeñas modificaciones, está basada en el trabajo de Sedlock *et al.* (1993), quienes sintetizan las características geológicas que distinguen a los varios bloques o “terrenos tectono-estratigráficos” que conforman la corteza en México y en parte de Centro América. Estos terrenos, con nombres tomados de algunas de las culturas indígenas que los poblaron, son geológicamente distintos por su origen y por su evolución (Figura 2).

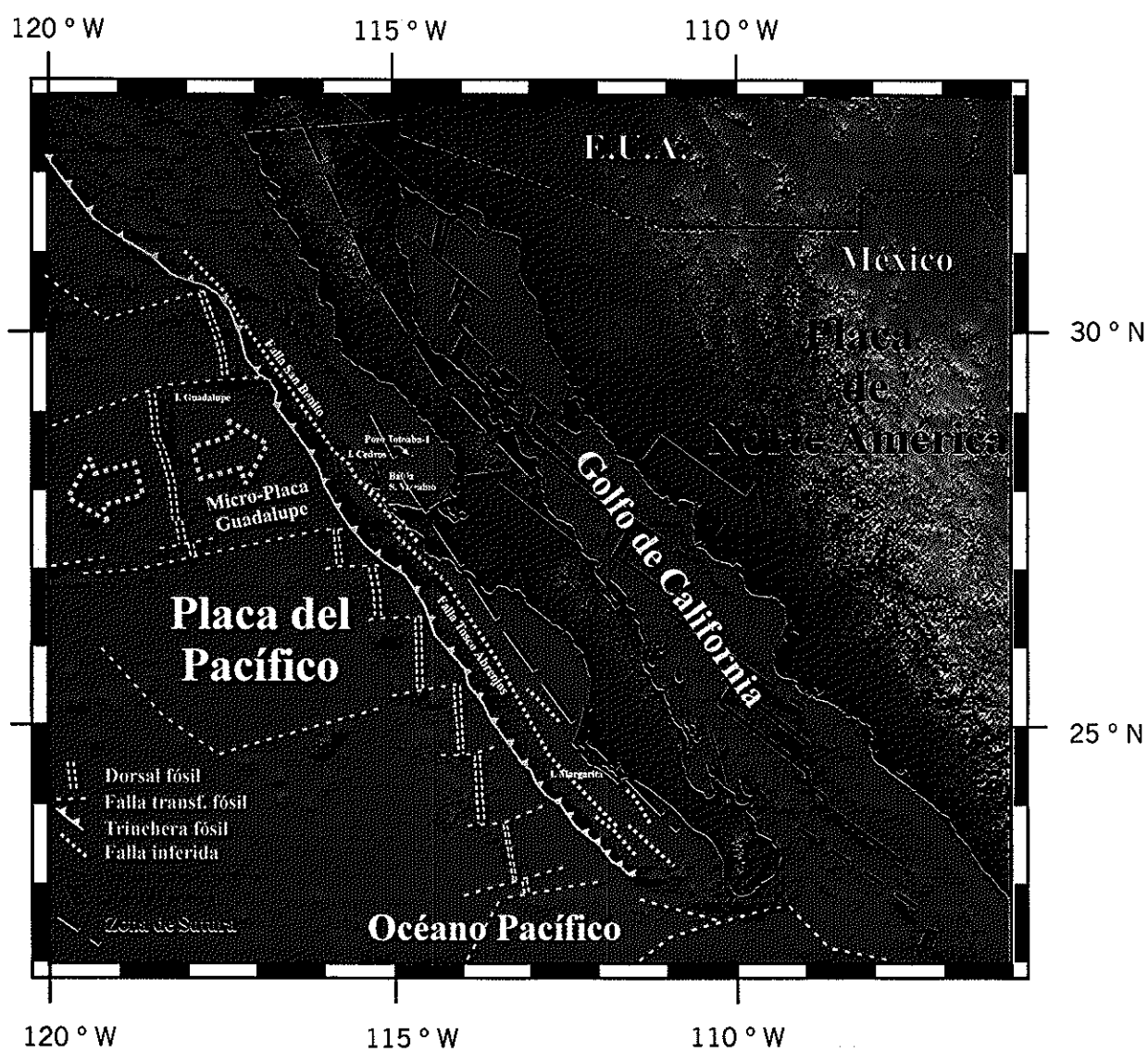


Figura 1. Principales rasgos tectónicos regionales.

Figura 2. Mapa geológico regional en el área de estudio (Modificado de Martín-Barajas y Delgado-Argote, 1998).

Terreno Cochimí

En la Isla de Cedros, en las Islas San Benito y en la Península de Vizcaíno se han identificado rocas mesozoicas (>200 Ma) características de corteza oceánica, que se agregaron a Norteamérica en una antigua margen compresiva, hace aproximadamente 140 Ma. En este terreno, denominado terreno Cochimí, se distinguen tres unidades estructurales: una unidad superior compuesta por rocas ofiolíticas y de arco de islas; una unidad inferior consistente en un complejo de subducción con facies metamórficas de esquistos azules; y un melange con matriz de serpentinita, que separa ambas unidades y rellena fracturas y fallas. La secuencia mesozoica se encuentra cubierta discordantemente por rocas cretácicas sedimentarias de la Formación Valle, consistentes en turbiditas siliciclásticas probablemente depositadas en un ambiente de cuenca de ante-arco. Finalmente, una secuencia de lutitas del Mioceno y Plioceno sobre-yace discordantemente tanto a los sedimentos cretácicos como a los complejos arco/ofiolíticos. Calderón-Riveroll (1978), basándose en datos gravimétricos marinos, estima que en la Bahía Vizcaíno la cuenca Terciaria tiene más de 5 km de espesor.

Terreno Yuma

El terreno Yuma constituye la mayor parte de la actual corteza peninsular y se compone de dos subterrenos: hacia el oeste contiene rocas típicas de un arco volcánico de edad Jurásico-Cretácico (Fm. Alisitos), y hacia el Este contiene rocas meta-sedimentarias probablemente formadas en una cuenca de tras-arco durante el Triásico-Jurásico. Se cree que ambos subterrenos se acoplaron al inicio del Cretácico y fueron penetrados por el

Batolito Peninsular durante el Cretácico medio y tardío (Gastil y Miller, 1993), hace menos de 100 Ma. En la región oriental de la Península Vizcaíno, el terreno Yuma-occidental está cubierto por rocas sedimentarias marinas post-batolíticas de edad Cretácico tardío, similares a la Formación Valle que sobre-yace al terreno Cochimí. Las rocas del terreno Yuma se encuentran expuestas en la superficie, desde el borde oriental del desierto de Vizcaíno hasta la margen del Golfo de California, excepto por zonas aisladas cubiertas por rocas derivadas de distintas etapas de actividad volcánica Cenozoica y Cuaternaria (Gastil et. al, 1975; Fenby y Gastil, 1991).

Batolito Peninsular

El terreno Yuma fue invadido por el Batolito Peninsular durante el Cretácico. Se pueden distinguir dos regiones, la parte occidental con intrusiones más viejas y generalmente más básicas (~140 a 105 Ma) y la parte oriental más joven (~105 a 80 Ma) y generalmente más silícica. La parte occidental penetra a las rocas volcánicas del terreno Yuma-occidental. La parte más joven del batolito penetra a ambos subterrenos Yuma, a la zona de sutura entre ellos y probablemente a la región más vieja del propio batolito. En la mitad norte de la península, las rocas del batolito están expuestas formando la Cordillera Peninsular. Al sur del paralelo 28° N los afloramientos se hacen escasos por lo que se piensa que estas rocas se encuentran cubiertas por rocas volcánicas más jóvenes (Figura 2).

Zonas de Sutura

Se ha postulado que la frontera entre ambas partes del batolito coincide con la zona de sutura entre los dos subterrenos del terreno Yuma. Sin embargo, hay autores que afirman

que en Baja California Sur, el subterreno Yuma-oriental no existe y que el subterreno occidental se encuentra en contacto directo con rocas miogeosinclinales del terreno Seri, característico de la costa de Sonora (Griffith, 1987; Griffith y Goetz, 1987; Goetz *et al.*, 1988; Todd *et al.*, 1988). En este caso la zona de sutura Seri-Yuma debería localizarse entre el desierto de Vizcaíno y la costa del Golfo de California. Lo cierto es que esta región está tan fuertemente afectada por la actividad plutónica que es difícil encontrar en la superficie evidencias de tal sutura.

Por otra parte, la frontera entre los terrenos Cochimí y Yuma no está expuesta en la superficie. Se sabe que el pozo Totoaba-1 de Pemex, perforado en la Bahía S. Vizcaíno (Figura 1), cortó a la Formación Valle y terminó en andesita comparable a la del Grupo Alisitos (López-Ramos, 1985), por lo que la frontera se sitúa entre este pozo y la isla de Cedros, en donde se encuentran afloramientos del terreno Cochimí. Hacia el Sur, la frontera debe situarse al Este de las islas Margarita y Magdalena, en donde también está expuesto el terreno Cochimí. Las grandes diferencias litológicas entre ambos terrenos así como su distinto origen, permiten suponer que la sutura debe manifestarse como una gran falla o zona de fallas en la corteza. En el área de estudio, Couch *et al.*, (1991) reportan anomalías gravimétricas en las que se observan lineamientos que pueden asociarse a una gran estructura regional, posiblemente relacionada con esta zona de sutura.

Datos gravimétricos

La Figura 3 representa la anomalía gravimétrica de aire-libre a escala regional (García-Abdeslem, comunicación personal). Los distintos valores en el mapa representan la

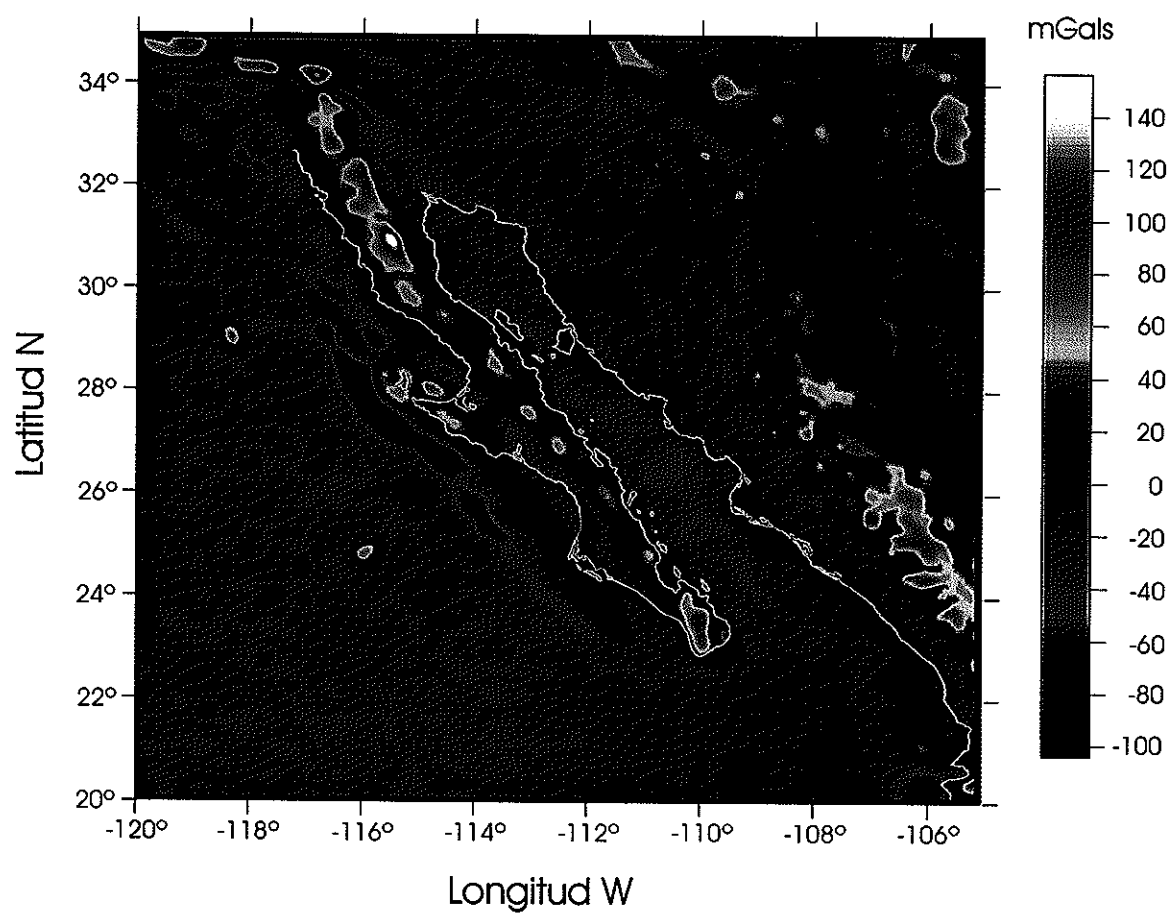


Figura 3. Mapa regional de gravedad. Anomalía de aire-libre.

variación de la atracción de la gravedad. La variación espacial se debe no sólo a cambios de densidad en el subsuelo, sino también al efecto de los excesos y deficiencias de masa en montañas y depresiones, de manera que los valores mínimos se encuentran sobre las depresiones y los máximos sobre las zonas montañosas. Este efecto se refuerza debido a que generalmente las montañas están formadas por rocas relativamente más densas que los sedimentos que rellenan las depresiones. El mapa de la Figura 3 muestra una zona alargada de mínimos en la costa del Pacífico, hacia el sur del paralelo 29°N, que corresponde a la antigua trinchera formada durante la subducción de las microplacas Guadalupe y Magdalena. En la península de Vizcaíno y alargándose hacia el sureste, sobre la plataforma continental, se observa una franja de máximos que se asocia al terreno Cochimí, formado por rocas más densas (ofiolitas) que se agregaron al continente hace ~140 Ma. (Fenby y Gastil, 1991; Couch *et al.*, 1991). Otra anomalía prominente es la franja de máximos que se extiende a lo largo de la cordillera peninsular, en Baja California Norte y con menor intensidad en Baja California Sur hasta la punta de la península. Esta franja de máximos está asociada a las rocas del Batolito Peninsular.

Desde el punto de vista tectónico, la forma y la disposición de estas anomalías regionales es la típica encontrada en otros márgenes convergentes en donde una placa oceánica subduce bajo una placa continental. Si bien en este caso esto ya no está ocurriendo actualmente, la disposición de estas anomalías es consistente con la presencia relativamente reciente en la historia geológica (~12 Ma) de una margen convergente.

Couch *et al.* (1991) usando datos gravimétricos modelan la corteza peninsular a lo largo de varias secciones que cruzan la Península de Baja California en distintas latitudes. En la

región norte, encuentran que la corteza tiene un espesor de 12 km en el borde continental del Pacífico y crece hasta alcanzar 28 km debajo de la Cordillera Peninsular. En las regiones central y sur el espesor es de 22 km bajo la Cordillera Peninsular. Bajo el Golfo de California la corteza se adelgaza a 13 km en el norte y llega a 10 km en las regiones central y sur. Recientemente Lewis et al (2001), usando información de telesismos, encuentran que cerca de la frontera con E.U.A. el grosor de la corteza es alrededor de 33 km en la costa del Pacífico, aumenta gradualmente hasta alcanzar 40 km bajo la Cordillera Peninsular, y se adelgaza a 15-18 km en la zona de extensión del Golfo de California.

A una escala más local, en la región de Vizcaíno, se tienen datos de gravedad proporcionados por una base de datos nacional publicada por el INEGI (1995) además de 150 sitios medidos por García-Abdeslem (Romo *et al.*, 2001; Apéndice A). Utilizando ambos conjuntos de datos se construyó el mapa de anomalía de Bouguer que se muestra en la Figura 4. En este caso, el efecto de las montañas y depresiones ya se ha tomado en cuenta, de manera que las variaciones se deben sólo a diferencias de densidad en el subsuelo. El mapa muestra un mínimo que desciende hasta -50 mGal, orientado al noroeste sobre el desierto de Vizcaíno y que se extiende mar-adentro a la bahía del mismo nombre. Este mínimo continúa al sureste, pero se ve interrumpido por un angosto alto gravimétrico orientado al noreste. Esto sugiere la presencia de dos grandes cuencas sedimentarias separadas estructuralmente por un bloque levantado. Los valores observados implican un gran contraste entre la densidad de los sedimentos y la de la roca cristalina del basamento. Además de la firma que corresponde a las cuencas sedimentarias, se pueden

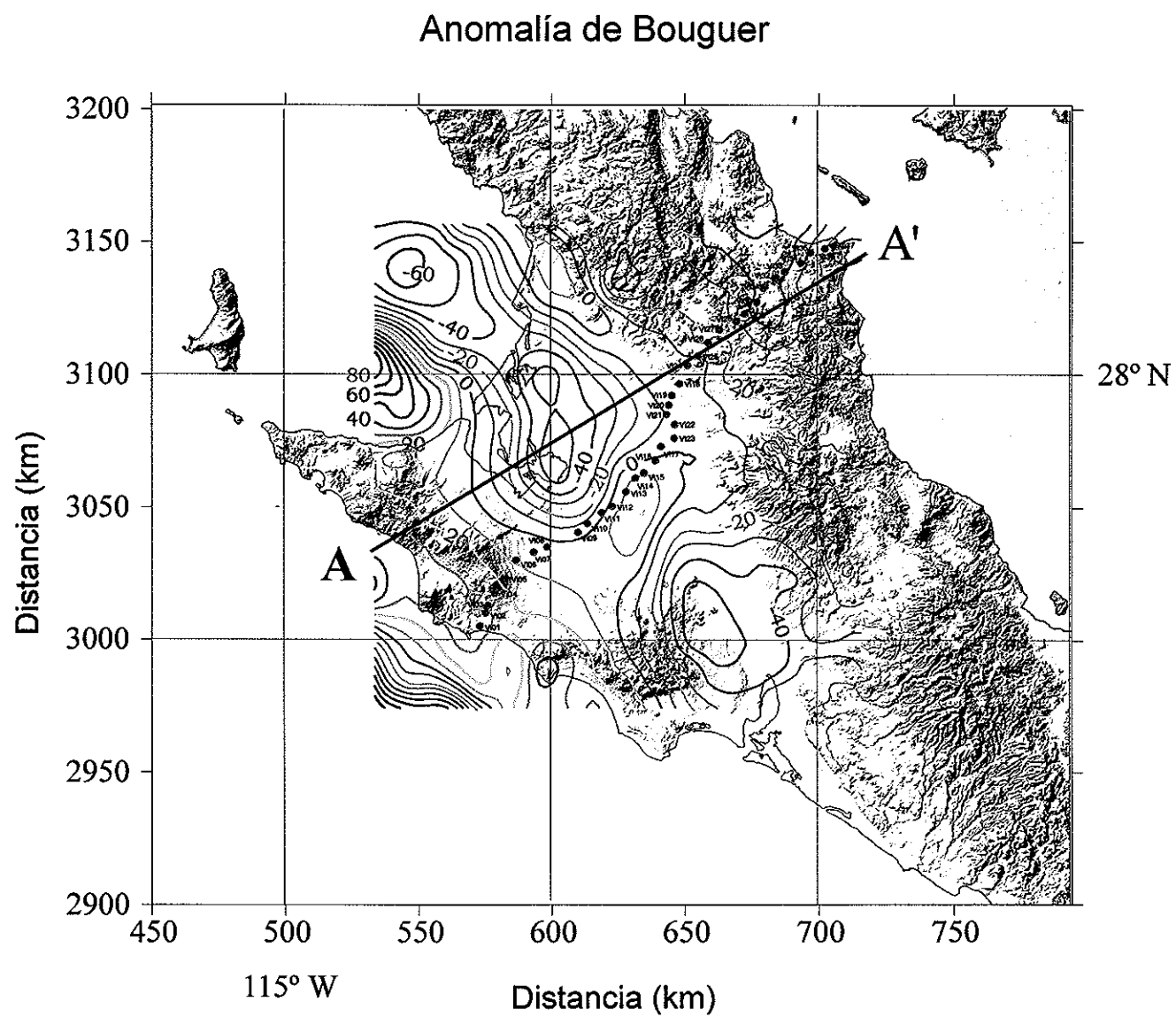


Figura 4. Mapa local de gravedad. Anomalía de Bouguer completa.

observar valores positivos de 20 mGal sobre al terreno Cochimí en la península de Vizcaíno, mientras que el terreno Yuma, en el extremo oriental del perfil, se caracteriza por los valores negativos.

Una interpretación preliminar de estos datos revela que el relleno sedimentario de la cuenca Vizcaíno Norte tiene un espesor del orden de 4 km (Figura 8 de Romo *et al.*, 2001; Apéndice A). El modelo también sugiere que la corteza continental en el área de estudio tiene un espesor máximo de alrededor de 33 km bajo las elevaciones mayores, al Este del perfil. La placa subducida subyace a la corteza continental y se extiende profundizándose hacia el Este, por lo menos a lo largo de 160 km a partir del extremo occidental del perfil (capa de 2.9 g/cm^3 en Figura 8 de Romo *et al.*, 2001; Apéndice A). Este último resultado, al igual que el derivado de la interpretación preliminar del MT, es compatible con la idea de que bajo la corteza de Baja California permanecen restos de la micro-placa Guadalupe, que cesó su movimiento de subducción hace aproximadamente 12 Ma (Romo *et al.*, 2001; Apéndice A).

II.3. Fundamentos del método MT

Se sabe que en márgenes activos o en zonas con una historia reciente (~ 12 Ma) de subducción, como la que nos ocupa, la conductividad de la litósfera puede incrementarse debido a la incorporación de fluidos, algunos de ellos transportados por la placa oceánica subducida, y otros como producto de la deshidratación de la propia placa oceánica (Frost y Bucher 1994; Hyndman y Shearer, 1989). Por otro lado, las zonas de sutura entre terrenos tectono-estratigráficos incrementan su conductividad debido a la acumulación de minerales

conductores, como resultado de procesos de serpentinización y/o grafitización y de la intensa deformación a la que han sido sometidas (Boerner *et al.*, 1996; Park *et al.*, 1991).

Existen varias técnicas geofísicas diseñadas para investigar la conductividad eléctrica del subsuelo. En muchas de ellas se usan dispositivos que inyectan o inducen corrientes eléctricas en la tierra. Estas corrientes fluyen a través de las regiones más conductoras del subsuelo evitando las zonas resistivas, y producen un efecto que puede medirse en la superficie. La profundidad de investigación depende, no sólo de la potencia del dispositivo transmisor sino también de la conductividad del medio. Normalmente, para alcanzar profundidades considerables (decenas de km) se requieren potencias del orden de cientos de kW, por lo que resulta impráctico construir sistemas que alcancen profundidades mayores a unos cuantos kilómetros. Una manera de salvar esta dificultad es utilizando el amplísimo espectro del campo electromagnético natural que continuamente incide en la superficie terrestre e induce corrientes a profundidades de varias decenas y aún cientos de kilómetros. El método magnetoteléurico (MT) aprovecha esta fuente de inducción natural y utiliza como función de respuesta del medio, la impedancia estimada mediante la razón entre campos eléctrico y magnético medidos en la superficie de la tierra. Esta impedancia depende de la conductividad del medio y también es función de la frecuencia. La conductividad de las rocas cercanas a la superficie produce un efecto en las altas frecuencias, mientras que las bajas frecuencias son mayormente influenciadas por zonas más profundas del subsuelo. En un medio homogéneo la amplitud del campo decae aproximadamente al 65% de su valor en la superficie, a una profundidad aproximada $\delta \approx 0.5 \sqrt{\rho T}$ (km), conocida como penetración nominal, o “skin-depth” en la literatura

en lengua inglesa. Considerando una resistividad $\rho = 100$ (ohm-m) y un período $T = 1000$ (s), la penetración nominal es $\delta \approx 160$ (km). Es decir, que la mayor parte de la corriente eléctrica fluye entre la superficie y los 160 km de profundidad, lo que da una idea de la capacidad del método MT para proporcionar información sobre la conductividad eléctrica de la litósfera.

Las componentes horizontales del campo electromagnético, medidas en la superficie de la tierra, pueden relacionarse linealmente mediante un tensor de segundo orden, denominado tensor de impedancia (Vozoff, 1991), es decir,

$$\begin{pmatrix} E_x(\omega) \\ E_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx}(\omega) & Z_{xy}(\omega) \\ Z_{yx}(\omega) & Z_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x(\omega) \\ H_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (1)$$

donde ω es la frecuencia angular, $E_i(\omega)$ es el espectro de amplitud del campo eléctrico en la dirección i , $H_i(\omega)$ es el correspondiente espectro del campo magnético y $Z_{ij}(\omega)$ son impedancias que dependen de la frecuencia y de la conductividad eléctrica del subsuelo.

La medición en el campo consiste en registrar la variación temporal de los campos electromagnéticos, estimar las amplitudes espectrales de ambas componentes horizontales, mediante una transformación de Fourier, y resolver la ecuación (1) para las impedancias, utilizando un número suficientemente grande de realizaciones espectrales. Puede demostrarse fácilmente que la solución mínimo cuadrática de (1) lleva a ecuaciones del tipo

$$Z_{xy} = \frac{\begin{vmatrix} \langle H_x H_x^* \rangle & \langle E_x H_x^* \rangle \\ \langle H_x H_y^* \rangle & \langle E_x H_y^* \rangle \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \langle H_x H_x^* \rangle & \langle H_y H_x^* \rangle \\ \langle H_x H_y^* \rangle & \langle H_y H_y^* \rangle \end{vmatrix}}, \quad (2)$$

donde $\langle A_i B_j^* \rangle$ son estimaciones promedio de espectros de potencia y de potencia cruzada.

Puesto que, en general, hay diferencias de fase entre los campos eléctrico y magnético, las impedancias son funciones complejas con un espectro de amplitud $|Z_{ij}(\omega)|$, y uno de fase $\phi_{ij}(\omega)$.

En un medio homogéneo, puede demostrarse que $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$, y $Z_{xy} = Z_{yx} \equiv Z$. Además, la fase se mantiene constante $\phi(\omega) = 45^\circ$ y la amplitud $|Z|$ es proporcional a la resistividad ρ del medio homogéneo,

$$\rho = \frac{1}{\omega\mu} |Z|^2, \quad (3)$$

donde μ es la permeabilidad magnética, que para nuestros propósitos puede considerarse igual a la del vacío $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ (weber/ampere-m).

En el caso real, el medio no es homogéneo y la ecuación (3) se utiliza para calcular una resistividad “aparente”, la cual varía con la frecuencia y es distinta para cada elemento del tensor de impedancia. De manera que en cada sitio de medición se obtienen ocho funciones de respuesta: cuatro de ellas son resistividades aparentes y cuatro son fases; todas ellas relacionadas con la distribución espacial de la conductividad eléctrica en el subsuelo.

La principal herramienta para interpretar estas funciones de respuesta es la simulación numérica en computadora. Usualmente se propone alguna distribución inicial de la resistividad en el subsuelo y se calculan las funciones de respuesta en la superficie de ese modelo. El modelo se va modificando en forma iterativa hasta que las funciones de respuesta calculadas son similares a las observaciones de campo. Las modificaciones

pueden hacerse “manualmente”, utilizando el criterio del intérprete, o “automáticamente”, mediante algún criterio numérico que conduzca a una solución óptima en algún sentido.

II.4. Trabajo de campo

Como parte de este trabajo realizamos una campaña de observaciones magnetotelúricas, con la intención de obtener información de la conductividad eléctrica de la litósfera peninsular en la región de Vizcaíno, entre los paralelos 27° y 28° de latitud Norte. Se realizaron observaciones en 37 sitios a lo largo de un perfil de 190 km de longitud, desde Bahía Asunción, en la costa del Pacífico hasta San Francisquito, en la costa del Golfo de California (Figura 5). Los sitios están separados por una distancia promedio de 5 km y los períodos de observación se diseñaron para investigar a profundidades del orden de 100 km en condiciones favorables. En cada sitio se registró la variación temporal del campo electromagnético natural en una banda de frecuencia desde 0.001 hasta 100 Hz. Además de las observaciones MT, en cada sitio se realizó un sondeo electromagnético en el dominio del tiempo (TDEM) para conocer la distribución de la conductividad eléctrica en los primeros 500 m de profundidad. El propósito de esto es obtener la información necesaria para eliminar un efecto indeseable, conocido como efecto estático, que las heterogeneidades superficiales producen en los sondeos MT (Pellerin y Hohman, 1990; Jiracek, 1990; Flores y Velasco, 1998).

En la Figura 6 mostramos curvas de resistividad aparente y fase, en función del período, en algunos sitios a lo largo del perfil. En los períodos cortos, estas funciones son sensibles a estructuras conductoras someras, mientras que a medida que el período se

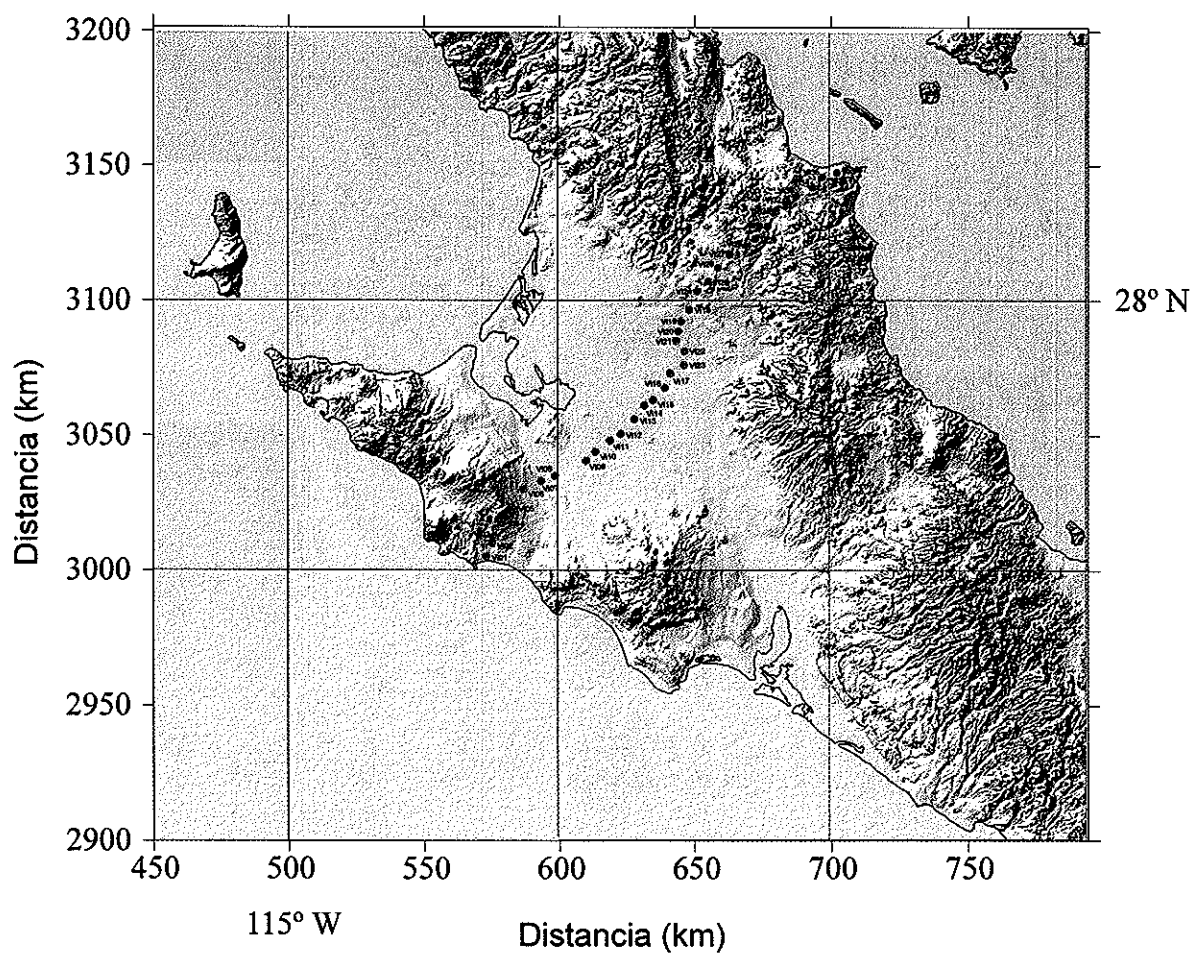


Figura 5. Localización geográfica de los sitios de observación magnetotelúrica.

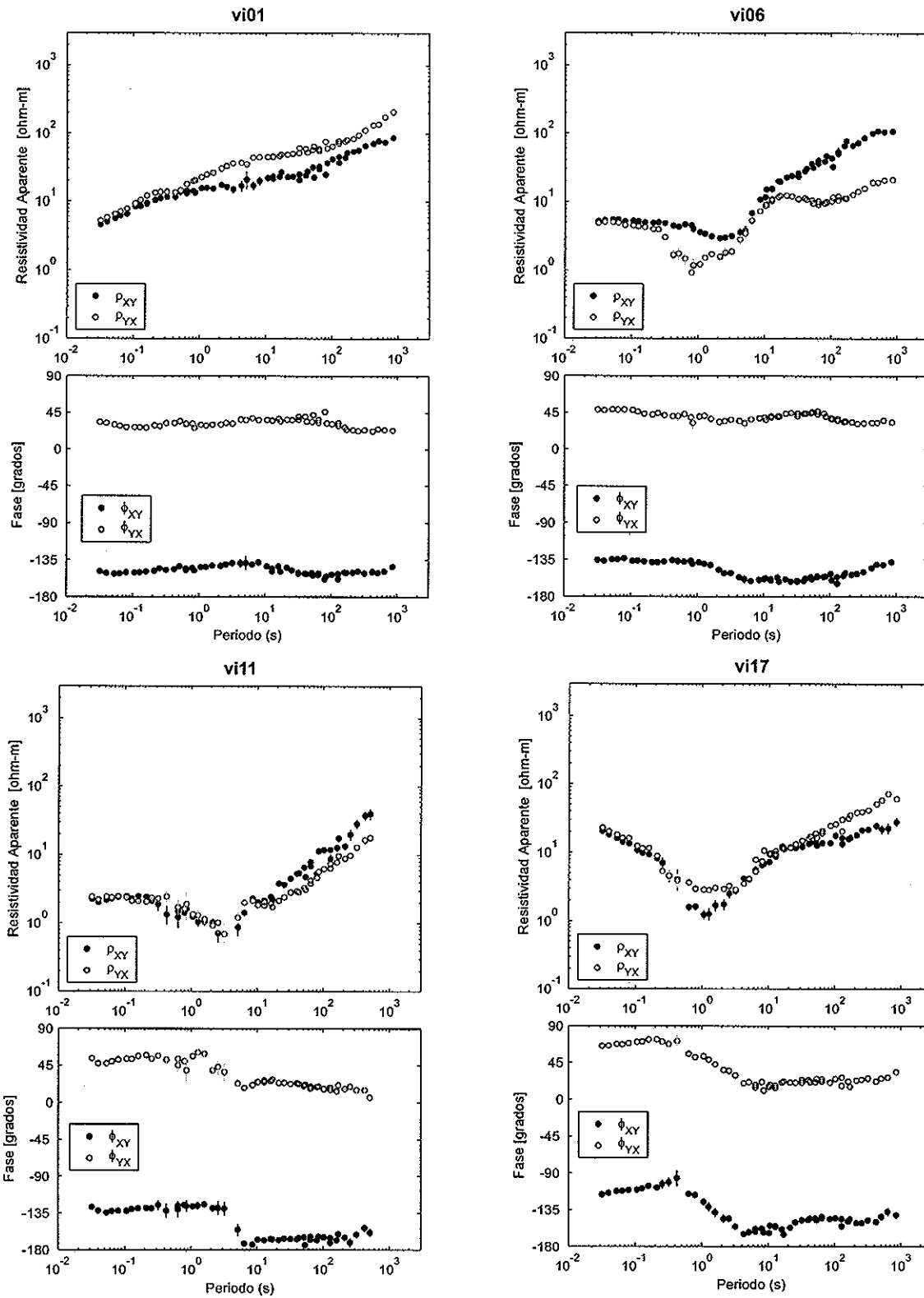


Figura 6. Curvas de resistividad aparente y fase de algunos sitios seleccionados. Se muestra la resistividad aparente y la fase correspondientes a los elementos fuera de la diagonal del tensor de impedancia.

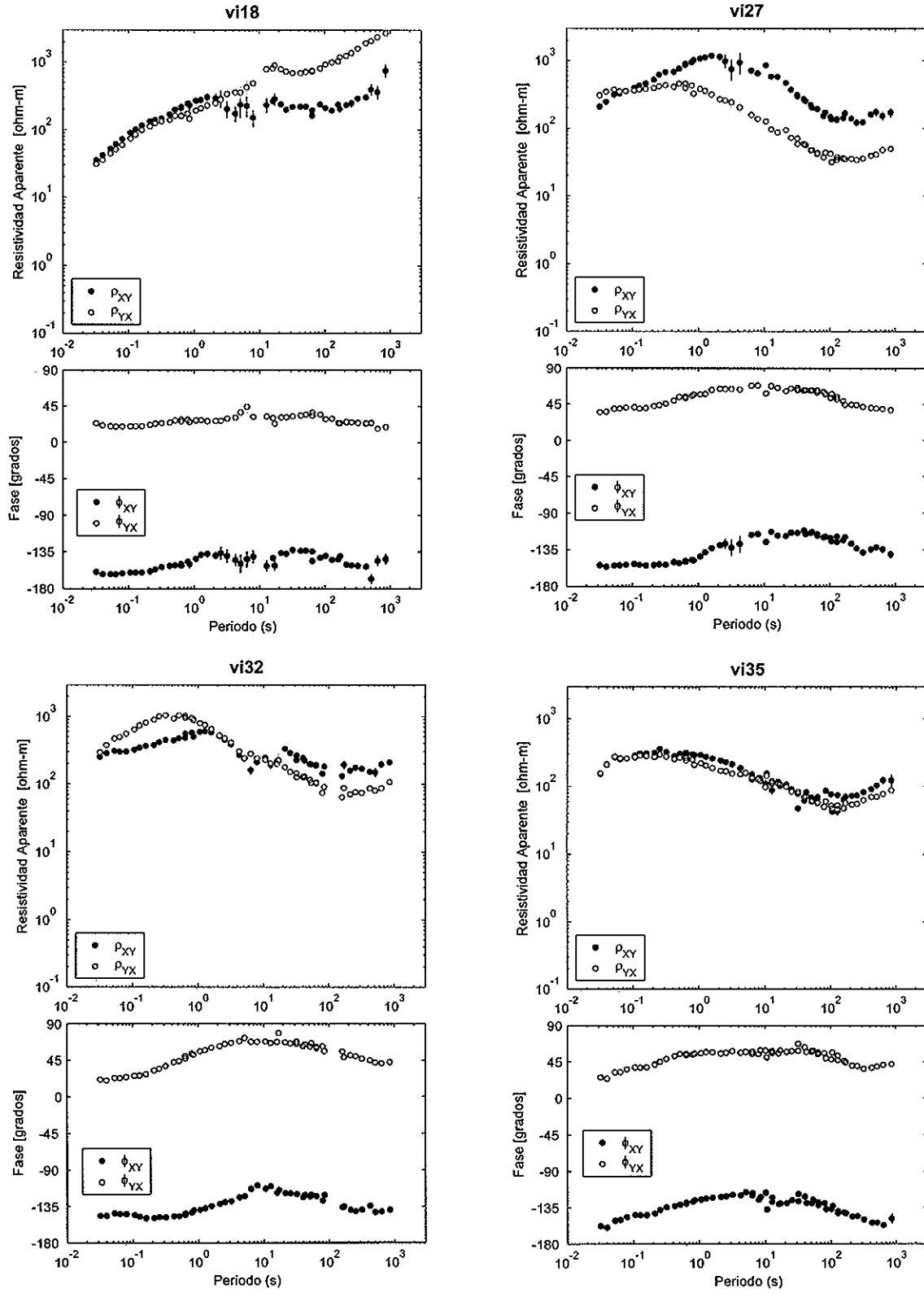


Figura 6. (continuación).

incrementa, aumenta la influencia de zonas conductoras más profundas. En cada sitio se muestran sólo cuatro curvas de respuesta: dos de resistividad aparente y dos de fase. Estas curvas corresponden a las impedancias Z_{xy} y Z_{yx} en un sistema coordenado con x hacia el norte e y hacia el Este.

Probablemente lo que más llama la atención en las curvas de resistividad aparente de la Figura 6 es que los sitios (Vi01, Vi06, Vi11 y Vi17) localizados en la mitad occidental del perfil muestran resistividades aparentes entre 1 y 100 ohm-m, mientras que en los sitios (Vi18, Vi27, Vi32 y Vi35) localizados en la mitad oriental del perfil las resistividades aparentes son un orden de magnitud mayores. Los primeros corresponden con la amplia planicie de rellenos sedimentarios que constituye el desierto de Vizcaíno, y los últimos con la región oriental, topográficamente alta, en donde se tienen rocas plutónicas. En los sitios vi06, vi11 y vi17 la resistividad aparente presenta un mínimo a períodos de alrededor de 1 s, probablemente relacionado con los sedimentos conductores. A periodos más largos la resistividad aparente aumenta y las curvas se separan, lo cual revela que a mayor profundidad se encuentran rocas más resistivas y que la resistividad cambia lateralmente. En contraste, en los sitios vi27, vi32 y vi35 la resistividad aparente aumenta hasta alcanzar un máximo para luego disminuir con el periodo, revelando que bajo las rocas resistivas que afloran en la serranía oriental, se encuentra una zona más conductora.

II.5. Interpretación preliminar

La primera etapa en la interpretación del conjunto de datos magnetotelúricos consistió en utilizar modelos en donde la conductividad puede cambiar sólo en una dimensión: la

profundidad. Los modelos 1-D, calculados individualmente para cada sitio, usando la aproximación de Gómez-Treviño (1996), se agruparon para construir una sección con todos los sitios a lo largo del perfil (Figura 5 de Romo *et al.*, 2001; Apéndice A). A pesar de sus limitaciones, esta modelación produjo resultados interesantes. Uno de ellos es que, cuando se consideran resistividades menores a 30 ohm-m, se puede seguir una banda de mínimos que se mantiene horizontal entre los sitios 1 y 16, para hacerse gradualmente más profunda y más amplia hacia el oriente (sitios 16 al 27). La profundidad del eje de esta zona de mínimos es de ~10 km entre los sitios 4 al 16 y se profundiza hasta alcanzar ~40 km bajo el sitio 27. Aunque la geometría y resistividad de esta zona han sido derivadas usando una aproximación 1-D y pueden modificarse al usar aproximaciones menos restrictivas, parece evidente que existe una zona relativamente conductora que se extiende horizontalmente por cerca de 150 km y que se encuentra a considerable profundidad.

En el mismo trabajo se muestra una imagen del subsuelo obtenida usando una aproximación que tiene en cuenta el efecto de la variación lateral de la resistividad sobre todo el conjunto de datos (Figura 6 de Romo *et al.*, 2001; Apéndice A). El algoritmo utilizado es una extensión para 2-D de la transformación de Niblet-Bostick (Esparza *et al.*, 1993). Vale la pena mencionar que a diferencia de otros esquemas de inversión basados en la solución iterativa de ecuaciones diferenciales parciales, el algoritmo de Esparza *et al.* (1993) estima la conductividad del subsuelo mediante una transformación de los datos observados basada en el trabajo de Gómez-Treviño (1987). La característica dominante en este modelo es el conductor (< 30 ohm-m) que se profundiza hacia el oriente a partir del sitio 9, y que puede seguirse por cerca de 150 km. La cima del conductor se encuentra a

~20 km bajo el sitio 11, donde se mezcla con una zona conductora que alcanza la superficie bajo el sitio 13. Hacia el oriente, la cima del conductor se profundiza gradualmente hasta alcanzar una profundidad de 100 km en el extremo oriental del perfil. En el extremo occidental del perfil aparece un conductor casi vertical que se conecta con la superficie bajo los sitios 4 a 6. Ambas zonas conductoras parecen conectarse horizontalmente a profundidades entre 10 y 20 km.

III. Una nueva función de respuesta magnetotelúrica

III.1. Funciones de respuesta usadas actualmente.

A diferencia de la mayoría de los datos geofísicos, los cuales se miden como escalares y más tarde, por conveniencia, se construye con ellos alguna forma vectorial o tensorial; el dato básico obtenido en una observación magnetotelúrica (MT) es, necesariamente, una forma tensorial. El reconocimiento de que la representación más apropiada para la impedancia, medida en la superficie de la tierra, requiere de una forma tensorial, surgió muy pronto en la historia del magnetotelúrico. El planteamiento original, que utilizaba la impedancia escalar producida por un medio estratificado (Tikhonov, 1950; Cagniard, 1953), si bien estableció los fundamentos del método, resultó de poca utilidad práctica. La experimentación demostró que la impedancia escalar dependía no solamente de la variación espacial de la resistividad, sino también de la polarización del campo incidente. Esta limitación fue superada suponiendo, apropiadamente, que las componentes horizontales del campo electromagnético están linealmente relacionadas mediante un tensor de segundo orden, el llamado tensor de impedancia (Cantwell, 1960; Rokityansky, 1961; Bostick y Smith, 1962; Swift, 1967), es decir,

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (4)$$

Este modelo hizo posible el uso práctico del método magnetotelúrico, y al mismo tiempo planteó nuevos retos.

El tensor de impedancia contiene las interacciones de corrientes eléctricas horizontales en todas las direcciones posibles, independientemente de la polarización de la fuente. Es una representación simple, y al mismo tiempo general, de la función de respuesta de la tierra ante una polarización arbitraria del campo electromagnético natural.

Sobre un medio estratificado horizontalmente, el aparente exceso de información incluida en el tensor de segundo orden no constituye mayor problema. En ese caso, los elementos diagonales se hacen cero, como corresponde, puesto que las corrientes que fluyen en distintas direcciones no interactúan entre sí; y por otro lado, los elementos fuera de la diagonal son idénticos entre sí, como debe ser, puesto que la impedancia es la misma en todas direcciones. Es decir, que los problemas unidimensionales (1-D) pueden tratarse apropiadamente usando el tensor de impedancia directamente.

En presencia de estructuras en dos dimensiones (2-D), la corriente eléctrica toma ciertas direcciones preferenciales. Si el sistema coordenado de referencia se encuentra alineado con el rumbo geo-eléctrico de las estructuras, la diagonal del tensor sigue siendo cero. Esto es así porque las corrientes que fluyen a lo largo de la estructura 2-D no interactúan con las que fluyen cruzándola. Estos sistemas de corrientes definen los dos modos de polarización convencionalmente conocidos como TE (transversal eléctrico) y TM (transversal magnético), en los que la corriente fluye a lo largo y a través de las interfaces, respectivamente. Los elementos fuera de la diagonal del tensor corresponden con la impedancia asociada con cada uno de estos modos. De manera que en 2-D, el tensor de impedancia conduce a cantidades que pueden ser fácilmente reconocidas, y propiamente asignadas, a modos de conducción de corriente en el medio físico. Cuando los ejes de

referencia no se alinean al rumbo del modelo, los cuatro elementos del tensor son distintos de cero, sin embargo, una simple rotación de coordenadas los transforma en los convenientes modos TE y TM. Es decir que, como en el caso 1-D, las situaciones en 2-D son tratadas apropiadamente por el tensor de impedancia, en el sentido de que podemos recuperar cantidades que pueden fácilmente asociarse con el flujo de corrientes en el medio físico. En la práctica, tal como lo estableció Swift (1967) por primera vez, el ángulo de rotación puede escogerse de manera que minimice alguna medida de la norma de los elementos diagonales del tensor de impedancia.

La simplicidad y el sólido significado físico del planteamiento de Swift (1967), lo hicieron muy popular. La rotación de Swift se usó ampliamente en la década de los 80's por la comunidad magnetotelúrica, aún en situaciones en donde no era completamente aplicable. En general, en presencia de flujo de corriente tridimensional (3-D), es imposible encontrar un ángulo de rotación que efectivamente reduzca los elementos diagonales a un nivel razonablemente cercano a cero. En estos casos el resultado de la rotación óptima son dos impedancias, pseudo-TE y pseudo-TM, que no representan completamente la impedancia del medio físico. Este problema ha motivado un gran número de trabajos en la literatura magnetotelúrica.

Para tratar la situación general 3-D se requiere analizar el tensor completo. Los esfuerzos para simplificar el análisis de las cuatro impedancias complejas, que no sólo son función de la frecuencia sino también de la orientación del sistema coordenado, han evolucionado por distintos caminos. Por ejemplo, para entender la relación funcional entre los elementos del tensor y la orientación del sistema de referencia se han usado diversas

representaciones gráficas, una de las primeras fue propuesta por Sims (1969) y una de las más recientes se debe a Lilley (1993, 1998). Otro grupo de investigadores ha tratado de explorar las ventajas de utilizar algunas cantidades invariantes ante rotación que pueden encontrarse combinando los elementos del tensor (e.g. Fisher y Masero, 1994; Szarka y Menvielle, 1997; Weaver *et al.*, 2000; Szarka *et al.*, 2000).

Una línea de investigación que ha resultado particularmente exitosa, consiste en suponer que la impedancia medida está compuesta de una parte estrictamente 2-D, de origen regional, que ha sido distorsionada por efectos locales 3-D. Considerando este modelo particular, se han propuesto varias maneras de descomponer el tensor medido en sus partes originales (e.g. Larsen, 1977; Zhang, 1987; Bahr, 1988, 1991; Groom y Bailey, 1989, 1991; Chave y Smith, 1994; Smith, 1995, 1997). La descomposición de Groom-Bailey (Groom y Bailey, 1989, 1991) ha sido muy usada en la última década y ha probado su efectividad en muchas situaciones prácticas, en donde el modelo supuesto: regionalmente 2-D con heterogeneidades 3-D locales, se acerca a la realidad.

Otra ruta de investigación no hace ninguna suposición sobre el modelo regional, sino que reconoce que el tensor completo describe cualquier situación 3-D, y usa alguna transformación matemática buscando reducir el tensor a formas más simples. Ejemplos de esta línea son las formulaciones en eigen-estados propuestas por Eggers (1982), Cevallos (1986) y LaTorraca *et al.* (1986); la factorización del tensor desarrollada por Spitz (1985); y la descomposición canónica propuesta por Yee y Paulson (1987). La principal ventaja de estos métodos es que son aplicables a cualquier situación general. Desgraciadamente la conexión entre las funciones de respuesta resultantes y el modelo físico 3-D del subsuelo

no es tan obvia, como lo es en el caso del análisis de Swift para medios 2-D. Esta dificultad, junto con algunas complejidades propias del propio análisis, ha reducido la utilidad práctica de estos métodos.

Aunque podría pensarse que encontrar una representación equivalente del tensor de impedancia resulta redundante, puesto que toda la información del subsuelo ya se encuentra enteramente contenida en el tensor original, en la práctica no es así. Considérese por ejemplo la transformación de Swift (1967), que transforma los cuatro elementos del tensor $\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\} \Leftrightarrow \{Z_{TE}, Z_{TM}, \theta\}$ en dos impedancias principales y un ángulo de rotación que minimiza la diagonal del tensor. En una situación estrictamente 2-D, esta transformación produce un equivalente exacto del tensor original, sólo que es un equivalente que resulta más fácil de interpretar porque nos acerca más al sistema físico de corrientes en el subsuelo. Este es un ejemplo de una equivalencia que resulta sumamente útil. Así como la transformación de Swift nos lleva a los modos TE y TM en el caso 2-D, ¿será posible encontrar una transformación similar para 3-D?

III.2. Una transformación compleja

Comencemos por considerar que la corriente eléctrica en el subsuelo puede separarse en dos sistemas, uno de ellos moviéndose a lo largo de las fronteras entre distintas estructuras y otro que las cruza. En esta sección mostraremos cómo es que esta consideración nos llevó a dos nuevas funciones de la impedancia, que denominamos impedancia serie e impedancia paralelo. La primera está relacionada con las corrientes que viajan a través de las interfaces y la segunda con aquellas que se mueven a lo largo de ellas.

Además mostraremos que estas nuevas funciones de respuesta podrían jugar en 3-D, el papel que juegan los modos TE y TM en 2-D.

Los detalles del desarrollo matemático de la nueva transformación, ejemplos de su funcionamiento con datos sintéticos, así como ejemplos de su aplicación con datos reales se encuentran en Romo y Gómez-Treviño (2001). Aquí solamente describiremos los conceptos principales.

La rotación estándar del tensor de impedancia supone que los campos electromagnéticos observados en el marco de referencia x-y se transforman a un nuevo sistema de coordenadas x'-y', mediante una matriz de rotación $\mathbf{R}$ que se aplica tanto al campo eléctrico como al campo magnético. Usando la ecuación (4) la transformación puede escribirse como

$$\mathbf{R}\mathbf{E} = \mathbf{R}\mathbf{Z}\mathbf{R}^T\mathbf{R}\mathbf{H} \quad (5)$$

donde $\mathbf{Z}$ es el tensor de impedancia, $\mathbf{E}$ y $\mathbf{H}$ son campos eléctrico y magnético horizontales, y $\mathbf{R}$ es una matriz unitaria ($\mathbf{R}^T\mathbf{R} = \mathbf{I}$), dada por

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \quad (6)$$

El tensor de impedancia en el nuevo sistema de coordenadas puede obtenerse mediante $\mathbf{Z}' = \mathbf{R}\mathbf{Z}\mathbf{R}^T$. La transformación de Swift encuentra el ángulo óptimo θ capaz de reducir $\mathbf{Z}'$ a una forma antidiagonal.

Consideremos ahora una transformación $\mathbf{R}_e$ aplicada al campo eléctrico horizontal $\mathbf{E}$, mientras que una transformación distinta $\mathbf{R}_h$ se aplica al campo magnético horizontal $\mathbf{H}$, es decir,

$$\mathbf{R}_e \mathbf{E} = \mathbf{R}_e \mathbf{Z} \mathbf{R}_h^T \mathbf{R}_h \mathbf{H} , \quad (7)$$

Además de aplicar una transformación distinta a cada uno de los campos, vamos a permitir que el ángulo θ tome valores complejos. Al permitir que θ sea complejo, $\mathbf{R}$ se convierte en una transformación capaz no sólo de rotar los ejes coordenados, sino también de producir elipticidad, introduciendo retrasos de fase. Una de las ventajas de ésta formulación en particular, es que la matriz $\mathbf{R}$ preserva la forma y propiedades matemáticas de una simple matriz unitaria. No es difícil probar que la matriz compleja $\mathbf{R}$ puede expresarse como una rotación real multiplicada por una matriz con elementos imaginarios fuera de la diagonal.

La impedancia transformada puede escribirse en términos de la original, como

$$\mathbf{Z}' = \mathbf{R}_e \mathbf{Z} \mathbf{R}_h^T . \quad (8)$$

Usando la ecuación (6) podemos encontrar los valores de θ_e y θ_h que se requieren para anti-diagonalizar $\mathbf{Z}$, es decir para hacer

$$\mathbf{R}_e \mathbf{Z} \mathbf{R}_h^T = \begin{pmatrix} 0 & Z_1 \\ Z_2 & 0 \end{pmatrix} . \quad (9)$$

El resultado de la anterior transformación es que la impedancia original puede ser representada equivalentemente por un nuevo conjunto de cantidades complejas, es decir,

$$\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\} \Leftrightarrow \{Z_1, Z_2, \theta_e, \theta_h\} \quad (10)$$

Las cantidades Z_1 y Z_2 están íntimamente relacionadas con los *valores característicos* encontrados por LaTorraca (1986), quien utilizó para su análisis una descomposición en valores singulares (DVS). Por otro lado, Z_1 y Z_2 son equivalentes a los *valores principales*

obtenidos con la descomposición canónica propuesta por Yee y Paulson (1987). Estos autores demuestran que Z_1 y Z_2 son valores extremos de la magnitud de la impedancia, lo que significa que los correspondientes valores de la resistividad aparente son el máximo y el mínimo posible. Las otras cantidades θ_e y θ_h , que aparecen en la transformación, son parámetros complejos que, como se mostrara más adelante, se asocian a las propiedades geométricas del medio.

Utilizando las ecuaciones (6) y (7) podemos escribir

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_1 \\ Z_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

El primer renglón de la ecuación (11) significa que el campo eléctrico E_1 depende solamente del campo magnético en la dirección de H_2 . Similarmente, del segundo renglón puede entenderse que el campo eléctrico E_2 sólo es sensible a campos magnéticos en la dirección H_1 . Tal como ocurre con la DVS, o con la descomposición canónica, la anterior transformación es una manera efectiva de desacoplar las ecuaciones magnetotelúricas, para el caso general 3-D, en dos estados de polarización. Puede entenderse como una extensión natural del análisis de Swift (1967). La ecuación (11) generaliza el análisis de Swift en dos aspectos: primero, considera campos elípticamente polarizados en lugar de campos linealmente polarizados; y segundo, el campo eléctrico no es necesariamente perpendicular al campo magnético.

III.3. La transformación Serie-Paralelo del tensor de impedancia

En lo que sigue usaremos la ecuación (11) junto con θ_e y θ_h para obtener otras dos transformaciones similares a (10). La motivación ahora es obtener parámetros que puedan caracterizar corrientes que fluyen a través y a lo largo de interfaces. Es conveniente considerar la experiencia ganada en la interpretación 2-D, recientemente revisada por Berdichevsky *et al.* (1998). Ellos enfatizan la naturaleza complementaria de la información proporcionada por los modos de polarización TE y TM. En particular, demuestran que las anomalías TM producidas por cuerpos resistivos son mayores que aquellas causadas por cuerpos conductores. Por el contrario, las anomalías TE producidas por cuerpos conductores son mayores que aquellas causadas por cuerpos resistivos. La física detrás de estas observaciones es muy similar a lo que pasa en un circuito con resistencias arregladas en serie o en paralelo. La resistencia más grande es la que domina la caída de voltaje si el arreglo está en serie, mientras que en un arreglo en paralelo, la resistencia más baja es la más importante para estimar el voltaje de salida. En lo que sigue presentaremos las transformaciones sugeridas por estas analogías.

Para obtener la resistencia equivalente de un arreglo de resistencias en serie, las caídas de voltaje se suman y el resultado se divide entre la corriente que circula por la red. Esta analogía sugiere que una impedancia equivalente puede obtenerse sumando los campos eléctricos. La suma de E_1 y E_2 en la ecuación (11) es

$$E_1 + E_2 = Z_1 H_2 + Z_2 H_1 \quad . \quad (12)$$

Esta ecuación puede re-escribirse como

$$E = \begin{pmatrix} Z_2 & Z_1 \end{pmatrix} \mathbf{R}_\phi^T \mathbf{R}_\phi \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

donde $E = E_1 + E_2$, y $\mathbf{R}_\phi$ es, una vez más, una transformación compleja. Esta vez, buscamos un campo magnético capaz de producir el campo E requerido, insistiendo en que las impedancias transformadas sean iguales. La impedancia equivalente será llamada la impedancia serie Z_s . La matriz $\mathbf{R}_\phi$ que buscamos es tal que

$$\mathbf{R}_\phi \begin{pmatrix} Z_2 \\ Z_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_s \\ Z_s \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Esta condición lleva a

$$Z_s = \frac{Z_1 + Z_2}{2 \cos \phi} = \frac{Z_1 - Z_2}{2 \sin \phi}. \quad (15)$$

con ϕ dada por

$$\tan \phi = \left(\frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \right). \quad (16)$$

Puesto que Z_1 y Z_2 son valores extremos, la ecuación (16) indica que $\tan \phi$ está limitada entre 0 y 1 en el eje real. De modo que, en una situación cercana a 1-D, $Z_1 = Z_2 = Z_s$. Por otro lado, a medida que la diferencia $Z_1 - Z_2$ se incrementa, el promedio pesado expresado en (15) magnifica el valor Z_s de modo que siempre se conserva cerca del máximo. Consecuentemente, el estimador de la impedancia serie depende principalmente de la impedancia máxima (ya sea Z_1 o Z_2) y muy poco de la impedancia mínima.

Utilizando las ecuaciones (15) y (16) podemos calcular Z_1 y Z_2 conocidas Z_s y ϕ , y viceversa. Lo que demuestra que la transformación representada en (10) puede modificarse para adquirir la forma

$$\{Z_1, Z_2, \theta_e, \theta_h\} \Leftrightarrow \{Z_s, \phi, \theta_e, \theta_h\}. \quad (17)$$

Siguiendo básicamente el mismo procedimiento anterior, también puede obtenerse una transformación en donde la impedancia equivalente sea una impedancia en paralelo. En un arreglo de resistencias en paralelo, sumamos corrientes y multiplicamos por el voltaje común para obtener la resistencia equivalente. La analogía sugiere que la impedancia en paralelo puede obtenerse sumando campos magnéticos. Para esto es conveniente invertir la ecuación (11) de manera que

$$\begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Y_1 \\ Y_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

donde Y_1 y Y_2 son admitancias calculadas simplemente como los recíprocos de Z_2 y Z_1 , respectivamente. Sumando los campos magnéticos tenemos que

$$H_1 + H_2 = Y_1 E_2 + Y_2 E_1, \quad (19)$$

la cual es equivalente a

$$H = (Y_2 \ Y_1) \mathbf{R}_\gamma^T \mathbf{R}_\gamma \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

donde $H = H_1 + H_2$ y $\mathbf{R}_\gamma$ es, como siempre, una transformación compleja. Ahora podemos definir un campo eléctrico capaz de producir el H requerido, con la condición de mantener un balance entre las admitancias Y_1 y Y_2 . La impedancia equivalente así obtenida será

llamada la impedancia en paralelo Z_p . Por conveniencia encontraremos primero su inverso, la admitancia $Y_p = Z_p^{-1}$. La transformación $\mathbf{R}_\gamma$ que buscamos es tal que

$$\mathbf{R}_\gamma \begin{pmatrix} Y_2 \\ Y_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_p \\ Y_p \end{pmatrix} . \quad (21)$$

Lo que implica que

$$\tan \gamma = \left(\frac{Y_1 - Y_2}{Y_1 + Y_2} \right) , \quad y \quad (22)$$

$$Y_p = \frac{Y_1 + Y_2}{2 \cos \gamma} = \frac{Y_1 - Y_2}{2 \sin \gamma} . \quad (23)$$

Puesto que $Y_1 = Z_2^{-1}$ y $Y_2 = Z_1^{-1}$, se sigue que $\gamma = \phi$, de aquí que podamos escribir la ecuación (23) como

$$Z_p = \frac{2Z_1Z_2 \cos \phi}{Z_1 + Z_2} = \frac{2Z_1Z_2 \sin \phi}{Z_1 - Z_2} . \quad (24)$$

El comportamiento de Z_p es más fácil de inspeccionar analizando su recíproco Y_p , dado en la ecuación (23). Por ejemplo, puede observarse que Y_p es un promedio aritmético dominado por la admitancia mayor (la mínima impedancia). En otras palabras, el estimador de la impedancia paralelo es más sensible a la impedancia mínima y poco sensible a la impedancia máxima.

Como en el caso anterior, utilizando las ecuaciones (22) y (24) podemos calcular Z_1 y Z_2 si conocemos Z_p y ϕ , y viceversa. La transformación representada en (10) puede modificarse para tomar la forma

$$\{Z_1, Z_2, \theta_e, \theta_h\} \Leftrightarrow \{Z_p, \phi, \theta_e, \theta_h\} \quad (25)$$

Las transformaciones representadas por las relaciones (17) y (25) pueden reducirse a una sola, reemplazando ϕ en (17) por Z_p . Esto es posible porque Z_p puede calcularse con la ecuación (24) cuando se conoce ϕ . De manera que podemos escribir $\{Z_1, Z_2, \theta_e, \theta_h\} \Leftrightarrow \{Z_s, Z_p, \theta_e, \theta_h\}$. Este último resultado también puede conectarse con el tensor original, de modo que tenemos una transformación del tipo $\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\} \Leftrightarrow \{Z_s, Z_p, \theta_e, \theta_h\}$. La razón para construir una representación que combine las impedancias serie y paralelo es la conveniencia de tener dos cantidades que involucran conceptos complementarios, tal como sucede con los conceptos de TE y TM en el caso 2-D. Es más, como se muestra más adelante Z_s puede identificarse con Z_{TM} y Z_p con Z_{TE} . Aunque debe notarse que Z_s no se reduce a Z_{TM} ni Z_p se reduce a Z_{TE} en una situación 2-D. Por otro lado, θ_e y θ_h son funciones complejas que se asocian a la geometría del sistema de corrientes en el subsuelo. Sin embargo, en vez de usar los ángulos θ_e y θ_h separadamente, es más conveniente usar el promedio angular y las diferencia angular

Romo y Gómez-Treviño (2001) demuestran que la tangente de la diferencia angular $\Delta\theta = \theta_e - \theta_h$ es un indicador natural de 3-D conocido como *skewness* o *desvío de la impedancia*. Swift, (1967) y Vozoff, (1972, 1991) lo definieron para saber en qué medida el tensor observado se aparta o *desvía* del caso 2-D. Esta diferencia angular puede escribirse en términos de los elementos del tensor original como

$$\Delta\theta = \arctan\left(\frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}}\right). \quad (26)$$

Nótese que el argumento de esta función compleja es el cociente entre la traza y la diferencia de la anti-diagonal, dos cantidades conocidas como invariantes ante rotación. De aquí que la diferencia angular $\Delta\theta$ sea también invariante ante rotación.

Por otro lado, también se demuestra que la parte real del promedio angular resulta ser el ángulo de rotación definido por Swift (1967) y por Sims (1969),

$$\Re(\bar{\theta}) = \frac{1}{4} \arctan\left(\frac{2\Re(BA^*)}{|A|^2 - |B|^2}\right) \pm \frac{k\pi}{2}, \quad (27)$$

donde $A = Z_{xy} + Z_{yx}$, $B = Z_{yy} - Z_{xx}$, y A^* denota el complejo conjugado. Finalmente, la parte imaginaria puede escribirse en función de los mismos parámetros A y B como

$$\Im(\bar{\theta}) = \frac{1}{8} \ln\left(\frac{|A|^2 + |B|^2 + 2\Im(BA^*)}{|A|^2 + |B|^2 - 2\Im(BA^*)}\right). \quad (28)$$

Esta cantidad es distinta de cero solamente en el caso 3-D, cuando $\Im(BA^*) \neq 0$.

En resumen, la transformación del tensor original en términos de éstos parámetros puede representarse como

$$\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\} \Leftrightarrow \{Z_s, Z_p, \bar{\theta}, \Delta\theta\}. \quad (29)$$

Como se demuestra por Romo y Gómez-Treviño (2001), las impedancias Z_p y Z_s son invariantes ante rotación, al igual que $\Delta\theta$ y $\Im(\bar{\theta})$, por lo que representan propiedades no-direccionales de la tierra. Las ecuaciones que transforman el tensor original, en el dominio x-y, al dominio s-p son

$$\begin{aligned}
Z_S &= \left(\frac{Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yy}^2 + Z_{yx}^2}{2} \right)^{1/2}, \\
Z_P &= \sqrt{2} \frac{Z_{yx}Z_{xy} - Z_{xx}Z_{yy}}{(Z_{xx}^2 + Z_{xy}^2 + Z_{yy}^2 + Z_{yx}^2)^{1/2}}, \\
\bar{\theta} &= \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{Z_{yy} - Z_{xx}}{Z_{xy} + Z_{yx}} \right) \quad \text{y} \\
\Delta\theta &= \arctan \left(\frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}} \right).
\end{aligned} \tag{30}$$

Los elementos del tensor original pueden recobrase con la transformación inversa

$$\begin{aligned}
Z_{xx} &= \left(\frac{Z_S (Z_S - Z_P)}{2} \right)^{1/2} \sin(\Delta\theta) - \left(\frac{Z_S (Z_S + Z_P)}{2} \right)^{1/2} \sin(2\bar{\theta}), \\
Z_{xy} &= \left(\frac{Z_S (Z_S + Z_P)}{2} \right)^{1/2} \cos(2\bar{\theta}) + \left(\frac{Z_S (Z_S - Z_P)}{2} \right)^{1/2} \cos(\Delta\theta), \\
Z_{yx} &= \left(\frac{Z_S (Z_S + Z_P)}{2} \right)^{1/2} \cos(2\bar{\theta}) - \left(\frac{Z_S (Z_S - Z_P)}{2} \right)^{1/2} \cos(\Delta\theta) \quad \text{y} \\
Z_{yy} &= \left(\frac{Z_S (Z_S - Z_P)}{2} \right)^{1/2} \sin(\Delta\theta) + \left(\frac{Z_S (Z_S + Z_P)}{2} \right)^{1/2} \sin(2\bar{\theta}).
\end{aligned} \tag{31}$$

La existencia de una transformación inversa confirma que no hay pérdida de información si uno usa $\{Z_S, Z_P, \bar{\theta}, \Delta\theta\}$ en lugar del conjunto original $\{Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}\}$.

Consideremos ahora como ejemplo el caso 2-D. Cuando los ejes se encuentran alineados al rumbo, $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$, por lo que las ecuaciones (30) se reducen a

$$\begin{aligned}
Z_s &= \left(\frac{Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2}{2} \right)^{1/2}, \\
Z_p &= \frac{\sqrt{2} Z_{yx} Z_{xy}}{\left(Z_{xy}^2 + Z_{yx}^2 \right)^{1/2}}, \\
\bar{\theta} &= 0, \\
\Delta\theta &= 0.
\end{aligned} \tag{32}$$

Es decir que en el dominio transformado, el caso 2-D, con los ejes alineados al rumbo, es equivalente a suponer $\bar{\theta} = \Delta\theta = 0$. En este caso las ecuaciones (31) para la transformación inversa se reducen a

$$\begin{aligned}
Z_{xx} &= 0, \\
Z_{xy} &= \left(\frac{Z_s (Z_s + Z_p)}{2} \right)^{1/2} + \left(\frac{Z_s (Z_s - Z_p)}{2} \right)^{1/2}, \\
Z_{yx} &= \left(\frac{Z_s (Z_s + Z_p)}{2} \right)^{1/2} - \left(\frac{Z_s (Z_s - Z_p)}{2} \right)^{1/2} \quad y \\
Z_{yy} &= 0.
\end{aligned} \tag{33}$$

Los conceptos que nos llevaron Z_s y Z_p son bastante diferentes de aquellos que conducen a las tradicionales impedancias bi-dimensionales Z_{yx} (modo TE) y Z_{xy} (modo TM). No es sorpresa que, en una situación 2-D, las impedancias serie y paralelo no se reduzcan a los modos TM y TE. De hecho, Z_s y Z_p permanecen, como en 3-D, independientes del sistema coordenado, mientras que Z_{yx} (TE) y Z_{xy} (TM), por definición, dependen de la dirección. Sin embargo, ambos conjuntos de funciones de respuesta tienen una característica en común: las dos son representaciones físicamente consistentes del tensor de impedancia. Aún en situaciones geológicas cercanas a 2-D, donde los modos TE

y TM son conceptos adecuados, las respuestas series y paralelo son funciones alternativas útiles en la interpretación de las propiedades del subsuelo.

Las ecuaciones (30) y (31) representan, en forma compacta, la transformación directa e inversa del tensor de impedancia, respectivamente. Aunque Z_s y Z_p pueden calcularse usando las compactas formas cuadráticas mostradas en (30), éstas pueden producir, innecesariamente, fases fuera de cuadrante. Por esta razón preferimos usar

$$\tan(\phi) = \frac{C \cos(2\bar{\theta})}{A \cos(\Delta\theta)}, \quad (34)$$

$$Z_s = \frac{A}{2 \cos(\phi) \cos(2\bar{\theta})}, \quad y \quad (35)$$

$$Z_p = \frac{\det(\mathbf{Z})}{Z_s}. \quad (36)$$

III.4. Interpretación de las impedancias Serie y Paralelo

En una situación 2-D es posible predecir el comportamiento de las respuestas serie y paralelo sobre la base de nuestra experiencia con los modos TE y TM. Es claro que la mayor impedancia dominará la respuesta serie y que la menor lo hará con la respuesta paralelo. Por otro lado, sabemos que las anomalías TE son únicamente de naturaleza inductiva, mientras que las anomalías TM se deben a efectos tanto galvánicos como inductivos. En un ejemplo incluido en Romo y Gómez-Treviño (2001), se muestra que la impedancia paralelo, como la TE, es más sensible a un cuerpo conductor, mientras que la impedancia serie, al igual que la TM, se ve afectada tanto por el cuerpo conductor como por el resistivo. En cierta manera las impedancias serie y paralelo se complementan una a

la otra, similarmente a como lo hacen los modos TE y TM. En el ejemplo mencionado también se destaca la simetría y la relativa suavidad de las anomalías serie y paralelo respecto a TE y TM. Esto se debe al efecto de promediado que está implícito en la formulación. Sin embargo debe reiterarse que en el caso 2-D, ambos conjuntos contienen exactamente la misma información, como lo garantiza la transformación inversa.

En 3-D no hay verdaderos modos TE y TM, puesto que las direcciones de corriente no pueden desacoplarse geoméricamente. Los cuatro elementos del tensor son distintos de cero. Los elementos angulares de la equivalencia serie-paralelo también son distintos de cero. En los ejemplos 3-D mostrados en Romo y Gómez-Treviño (2001) se hace evidente que la intensidad de las anomalías en el dominio x-y depende del grado de acoplamiento entre el campo inductor y el cuerpo conductor o resistivo. Cuando el campo eléctrico se orienta con una interfase, produce una anomalía tipo TE, y cuando se hace perpendicular a una interfase produce una anomalía tipo-TM. Los ejemplos muestran que la anomalía paralelo es más sensible a los efectos locales tipo-TE; por su parte, la anomalía serie es sensible a los efectos locales tipo-TM. De manera que la respuesta paralelo está relacionada con campos eléctricos a lo largo de las interfaces, mientras que la respuesta serie responde mejor a campos eléctricos perpendiculares a las interfaces. Los resultados de los ejemplos 3-D confirman que la impedancia serie es de tipo-TM, que la impedancia paralelo es su complemento tipo-TE, y que esto no depende del grado de acoplamiento direccional, sino solamente de la forma y conductividad del cuerpo causante de la anomalía.

Berdichevsky et al. (1998) encuentran que los efectos producidos por cuerpos conductores son mejor percibidos por la impedancia longitudinal (TE local). También

demuestran que los efectos producidos por cuerpos resistivos solamente se detectan por la impedancia transversal (TM local). Nuestros resultados confirman este resultado y lo extienden a las impedancias serie y paralelo.

III.5. La representación invariante del tipper

Cuando se realizan observaciones magnetoteléuricas en un sitio, además de registrar la variación temporal de los campos electromagnéticos horizontales, es costumbre registrar también la variación del campo magnético vertical. El análisis de la relación entre las componentes vertical y horizontal del campo magnético puede agregar información muy útil sobre la geometría de las estructuras que controlan el sistema de corrientes inducidas en el subsuelo.

En un medio homogéneo o en 1-D, los campos electromagnéticos se propagan en el subsuelo conservando un frente de onda paralelo a la superficie, de manera que, si la superficie es horizontal, el campo magnético observado no tiene ninguna componente vertical. Por otro lado, si la resistividad del subsuelo cambia lateralmente, se producen concentraciones de corriente que provocan la aparición de campos magnéticos verticales. En estas condiciones tanto las componentes horizontales del campo magnético como la componente vertical dependen de la amplitud y dirección del campo incidente, así como del contraste lateral de resistividad y del sistema coordenado de medición. La dependencia del campo incidente puede eliminarse fácilmente si se considera la función de transferencia (la razón) entre el campo horizontal y el vertical. En general, para cada frecuencia, esta función de transferencia se puede representar con dos números complejos, cada uno actuando sobre una de las componentes horizontales del campo magnético.

En el pasado se han propuesto varias maneras de analizar la función de transferencia magnética, algunas de ellas derivadas de la práctica de los sondeos geomagnéticos profundos (GDS por sus siglas en inglés), en donde esta función de transferencia, generalmente entre sitios distintos, se ha utilizado desde principios de los 60's (ver por ejemplo: Parkinson, 1959, 1962; Wiese, 1962; Schmucker, 1970; Lilley y Arora, 1982; Weaver y Agarwal, 1991; Siemon, 1997). En estos casos, se acostumbra analizar las denominadas flechas o vectores de inducción, construidas con las partes real e imaginaria de la función de transferencia. En cambio, algunos otros autores prefieren definir la función de transferencia en términos de una magnitud y una fase, y analizar ambas en función de la frecuencia, para cada sitio de observación (ver por ejemplo: Vozoff y Swift, 1968; Sims y Bostick, 1969; Word *et al.*, 1970; Vozoff, 1972; Jupp y Vozoff, 1976; Gamble *et al.*, 1982; Zhang *et al.*, 1993). Esta representación, conocida como *tipper*, tiene varias limitaciones, la más importante es que no existe ninguna relación funcional entre la magnitud y la fase, ni entre estas últimas y las partes real e imaginaria, como ocurre con cualquier función de transferencia compleja. Otra limitación recientemente advertida por Esparza y Gómez-Treviño (1997), radica en que la función usada para estimar la fase no es invariante ante rotación, contrario a lo que se suponía desde su definición (Jupp y Vozoff, 1976, 1997).

En esta sección demostraremos que, tal como ocurre en el caso del tensor de impedancia, es posible encontrar una transformación que, aplicada a los campos magnéticos medidos, produce una representación invariante y consistente del *tipper*, además de una función angular que contiene a los tradicionales conceptos de *rumbo del*

tipper y *desvío del tipper*. Los detalles, junto con algunos ejemplos de su aplicación se encuentran en el trabajo de Romo *et al.* (1999), que se incluye en el Apéndice B.

Para una frecuencia dada, las componentes horizontales y la componente vertical del campo magnético guardan una relación lineal que puede escribirse como

$$H_z = A H_x + B H_y \quad (37)$$

donde H_z representa la componente vertical del campo magnético, mientras que H_x y H_y son dos componentes ortogonales del campo magnético horizontal. Los coeficientes A y B son dos números complejos que definen a la función de transferencia magnética, generalmente llamada *tipper*.

Considerado como un operador vectorial, el tipper produce H_z al aplicarse al vector de campo horizontal $(H_x \ H_y)^T$. Es decir,

$$H_z = (A \ B) \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}. \quad (38)$$

Tradicionalmente (Jupp y Vozoff, 1976; Vozoff, 1991), la magnitud y la fase de este operador complejo se han definido como

$$|T|^2 = |A|^2 + |B|^2 \quad \text{y} \quad (39)$$

$$\phi_T = \frac{|A|^2 \phi_A + |B|^2 \phi_B}{|T|^2}, \quad (40)$$

donde ϕ_A y ϕ_B son las fases de A y B , respectivamente. $|T|$ es conocida como la magnitud del tipper y ϕ_T como su fase. Hasta hace algunos años se suponía que tanto la amplitud como la fase del tipper eran invariantes respecto a rotaciones del sistema de medición.

Hace unos años, Esparza y Gómez-Treviño (1997) demostraron que la fase definida por (40) no es invariante. En realidad esta fue la motivación original que nos llevó a explorar la posibilidad de encontrar una mejor definición. Como resultado de esta investigación encontramos que una transformación con una matriz de rotación compleja produce la definición invariante buscada.

La ecuación (38) puede escribirse como

$$H_z = (A \ B) \mathbf{R}^T \mathbf{R} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (41)$$

donde $\mathbf{R}$ es la matriz unitaria con elementos complejos, definida en la ecuación (6). El nuevo operador $(A' \ B') = (A \ B) \mathbf{R}^T$ puede estimarse buscando la transformación capaz de anular uno de los elementos del vector. Es decir, debemos encontrar una $\mathbf{R}$ que produzca

$$(\mathcal{T} \ 0) = (A \ B) \mathbf{R}^T. \quad (42)$$

La solución a (42) se puede encontrar fácilmente como

$$\mathcal{T} = A \cos \theta + B \sin \theta \quad y \quad (43)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{B}{A}\right). \quad (44)$$

Tanto $\mathcal{T}$ como θ son dos funciones complejas que contienen toda la información originalmente contenida en A y B . Como se demuestra en el Apéndice B (Romo *et al.*, 1999), $\mathcal{T}$ es una función invariante ante rotaciones del sistema coordenado y θ es una función tal que,

$$\Re(\theta) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2 \Re(AB^*)}{|A|^2 - |B|^2} \right) \quad y \quad (45)$$

$$\Im(\theta) = \frac{1}{4} \ln \left(\frac{1+S}{1-S} \right), \quad (46)$$

donde

$$S = - \frac{2 \Im(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2}, \quad (47)$$

es el conocido *desvío del tipper* (Vozoff, 1972; Jupp y Vozoff, 1976), y la ecuación (45) es el *ángulo de rotación* tal como lo definieron Sims y Bostick (1969).

Debe destacarse que, mientras en nuestro desarrollo ambos conceptos aparecen naturalmente, los citados autores, con admirable intuición, idearon su definición para resolver una necesidad práctica.

La forma invariante del tipper $\mathcal{T}$ puede interpretarse, al igual que su antecesor, como la función de transferencia entre el campo magnético horizontal y el campo magnético vertical. Sólo que la forma invariante considera al campo horizontal elípticamente polarizado, en comparación con la definición convencional, que lo supone linealmente polarizado. Esta particularidad hace que pueda utilizarse apropiadamente aún en casos 3-D, como lo ilustra el ejemplo incluido en el Apéndice B.

IV. Inversión del Perfil Vizcaíno.

IV.1. Interpretación bidimensional

Las observaciones magnetotelúricas se interpretaron usando el proceso conocido como “inversión de datos” en el que, dado un conjunto de observaciones, se intenta encontrar un modelo numérico del subsuelo que sea capaz de reproducirlas lo mejor posible. Primeramente se propone como solución inicial un modelo simple del subsuelo, generalmente un semi-espacio homogéneo. Enseguida, la propagación electromagnética se simula numéricamente y se calcula la impedancia tensorial en la superficie del modelo numérico. La impedancia así calculada se compara con las observaciones reales, y como resultado de esta comparación el modelo del subsuelo se modifica. Este proceso se repite de manera iterativa hasta que la diferencia entre observaciones y respuesta del modelo se hace mínima. La modificación iterativa del modelo puede hacerse automáticamente, si se programa en la computadora un criterio numérico que conduzca a una solución óptima en algún sentido.

En cada iteración es necesario resolver el, así llamado, problema directo. Es decir, dada una distribución de resistividad en el subsuelo, simular cómo se propagan los campos electromagnéticos y encontrar los campos que se medirían en la superficie de tal modelo. Existen varias alternativas para realizar esta simulación numérica, la que utilizamos en este trabajo se basa en una aproximación ideada por Madden (1972), en la que las ecuaciones de Maxwell se aproximan mediante ecuaciones en diferencias finitas, derivadas de una analogía con líneas de transmisión en redes de circuitos eléctricos (Mackie *et al.*, 1988). El subsuelo modelado es un semi-espacio 2-D que se divide en celdas rectangulares, formando

una malla tan fina como sea necesario para que la simulación sea numéricamente correcta. En general las dimensiones de las celdas dependen de la penetración nominal (skin depth) asociada a los campos electromagnéticos que se usen en la simulación. Cada celda puede tomar un valor de resistividad distinto pero constante.

Por otra parte, el algoritmo de inversión que utilizamos produce una solución regularizada, en el sentido que minimiza el desajuste, o la diferencia entre funciones de respuesta calculadas y observadas, manteniendo una condición de suavidad espacial dentro del modelo. Esto es conveniente porque se evita que el modelo se complique innecesariamente en aras de obtener funciones de respuesta muy parecidas a las observaciones. En realidad la suposición de una situación 2-D puede ser una simplificación tan severa, y/o la incertidumbre en las observaciones puede ser tal, que no tenga sentido requerir un desajuste demasiado pequeño.

El algoritmo que usamos, escrito por Rodi y Mackie (2001), resuelve una aproximación lineal del problema, mediante una técnica más o menos convencional, utilizando iteraciones de Gauss-Newton con ciertas modificaciones (Mackie y Madden, 1993). El compromiso entre desajuste y suavidad del modelo puede controlarse mediante un parámetro que regula el peso que se otorga al criterio de suavidad sobre la minimización del desajuste. Ambos aspectos se expresan como dos términos de una relación funcional, llamada función objetivo, que es la que se trata de minimizar. La solución que se obtiene al final del proceso iterativo es un modelo suave que satisface en cierta medida las observaciones, pero no es una solución única. Es decir que si la función objetivo tiene varios mínimos, no hay garantía de que el proceso de minimización lleve al mínimo global. Por esta razón hay que

cuidar que el modelo inicial no contenga información innecesaria que pudiera influir en la ruta hacia la solución óptima.

Con las observaciones del perfil Vizcaíno se prepararon dos conjuntos de datos para ser interpretados mediante inversión en 2-D. Uno de los conjuntos se obtuvo, según la práctica convencional, usando la descomposición de Groom y Bailey (1989; 1991), y será referido en lo sucesivo como conjunto convencional o conjunto GB. Otro conjunto se obtuvo aplicando la transformación serie-paralelo propuesta en este trabajo, y será referido como conjunto SP.

Para invertir el conjunto SP fue necesario modificar el algoritmo original con objeto de considerar las nuevas funciones de respuesta. Las modificaciones y algunos ejemplos que prueban su buen funcionamiento se describen en (Esparza *et al.*, 2002). Por su parte, el conjunto GB se invirtió utilizando el algoritmo original. En ambos casos se realizaron experimentos con distintos factores de regularización para obtener soluciones con distintos grados de suavidad y distintos grados de ajuste. Los resultados que aquí se muestran corresponden a soluciones obtenidas con un factor de regularización $\tau = 1.0$.

Para la modelación se consideró un medio bidimensional dividido en celdas discretas y homogéneas con resistividad constante. Las observaciones se encuentran en la superficie de una sección transversal de ~ 200 km de longitud por ~ 100 km de profundidad, al centro de la longitud total del modelo. Para evitar efectos numéricos indeseables, originados en los bordes del modelo, la malla se extiende lateralmente hasta distancias de 450 km en ambos extremos, y hasta una profundidad de 240 km. En la dirección horizontal el área de interés se dividió de modo que cada sitio observado quedara ubicado al centro de una celda, de

manera que las celdas miden del orden de 5 km de ancho. Hacia ambos lados y fuera de la zona de interés la anchura de las celdas aumenta en forma creciente. El espesor de las celdas es de 500 m en la superficie y va creciendo lentamente con la profundidad hasta alcanzar 7 km a la profundidad de 100 km; a partir ahí el espesor aumenta rápidamente.

La inversión parte de un modelo inicial homogéneo de 100 ohm-m. El efecto de los océanos, en los extremos del modelo, se simuló incluyendo celdas con una resistividad de 0.4 ohm-m y con espesores estimados de la batimetría. La resistividad de estas celdas no se mantiene totalmente fija, la inversión puede cambiarla un poco pero no con la misma libertad que al resto del modelo.

Debido a que nuestro principal interés no está en los primeros kilómetros sino en lo que ocurre a mayor profundidad, decidimos usar solamente períodos mayores a 1 s. Esto elimina la necesidad de usar una malla demasiado fina, sobre todo cerca de la superficie, lo cual aumentaría innecesariamente la cantidad de incógnitas, así como los requerimientos de espacio y tiempo de cómputo. Además de limitar la banda entre 1 y 1000 s, los datos fueron diezmados para obtener en cada sitio alrededor de 15 valores en períodos igualmente espaciados en escala logarítmica. Además, el sitio vi20 se eliminó de ambos conjuntos por considerarlo demasiado ruidoso, de manera que cada conjunto consta de 36 sitios.

En el conjunto GB, los datos de resistividad aparente de mejor calidad tienen incertidumbres de menos de 2 %, y de menos de 0.3 % los de fase. El análisis de errores correspondiente a las impedancias serie-paralelo es un trabajo pendiente, actualmente no es posible estimar su incertidumbre. Por este motivo, y con el fin de que la incertidumbre no fuera un factor importante en la comparación entre soluciones, decidimos asignar una

incertidumbre de 5 % a la resistividad aparente y de 2.5 % a la fase, para todos los datos de ambos conjuntos.

IV.2. Estimación de impedancias usando la descomposición de Groom-Bailey

Como mencionamos en el Capítulo III, cuando se intenta interpretar datos reales mediante modelación en 2-D, uno de los procesos que más éxito ha tenido es el propuesto por Groom y Bailey (1989;1991). La idea es suponer que los datos observados provienen de un medio regionalmente bidimensional perturbado localmente por pequeñas heterogeneidades, generalmente superficiales, de carácter tridimensional. Con esta condición, el tensor medido puede descomponerse en

$$\mathbf{Z} = \mathbf{R} \mathbf{T} \mathbf{S} \mathbf{Z}_{2D} \mathbf{R}^T. \quad (48)$$

Donde $\mathbf{Z}_{2D}$ es la impedancia puramente bidimensional, de carácter regional,

$$\mathbf{Z}_{2D} = \begin{pmatrix} 0 & Z_a \\ -Z_b & 0 \end{pmatrix}, \quad (49)$$

$\mathbf{R}$ es una matriz de rotación con elementos reales, mientras que $\mathbf{T}$ y $\mathbf{S}$ son formas matriciales que representan la distorsión de los campos a causa de las supuestas heterogeneidades locales 3-D. La impedancia observada se usa para estimar $\mathbf{Z}_{2D}$, el ángulo de rotación o *azimut* y los dos parámetros de la distorsión, denominados *twist* y *shear*. La estimación se hace, para cada frecuencia, mediante un proceso de optimización no-lineal que encuentra el mejor conjunto posible de parámetros. Junto con la solución óptima, normalmente se calcula el grado de desajuste entre la impedancia observada y la predicha

por la descomposición (48). Para llevar a cabo este proceso utilizamos el algoritmo implementado por Chave y Smith (1994).

En la Figura 7 se muestra el resultado de aplicar la descomposición de Groom-Bailey (GB) a los datos medidos en uno de los sitios del perfil Vizcaíno. En la parte superior se muestran, con símbolos, curvas de resistividad aparente y fase observadas, la línea continua representa las curvas predichas por la solución óptima (Figura 7a). En la parte inferior se muestra la resistividad aparente y fase estimadas para Z_{2D} , los parámetros de la distorsión, y el grado de desajuste entre curvas observadas y predichas (Figura 7b). Para este sitio, así como para todos los sitios del perfil Vizcaíno, se realizó la optimización de GB fijando el azimut a -45° , como se observa en la gráfica. Es claro que si el medio fuera realmente bidimensional el azimut se mantendría constante con la frecuencia. En nuestro caso, el valor del azimut se eligió teniendo en cuenta el rumbo de la estructura geológica regional, revelado por la anomalía gravimétrica de aire-libre (Figura 3), así como el rumbo del perfil que deseamos interpretar. Nótese que en el caso del sitio vi03, la elección de este azimut produce parámetros de distorsión prácticamente constantes en una banda ancha de períodos (1 a 1000 s), lo cual es una indicación de que la suposición de una situación 2-D regional es bastante válida. Aunque el grado de desajuste es, en general, consistente con este resultado, la dispersión es demasiado grande para considerarlo una estima confiable. Al parecer, como lo recomiendan Groom *et al.* (1993), es mejor observar si las curvas predichas reproducen las observaciones adecuadamente. En este ejemplo se observa que los elementos anti-diagonales están bastante bien ajustados y que los mayores desajustes están en uno de los elementos de la diagonal (Z_{yy}).

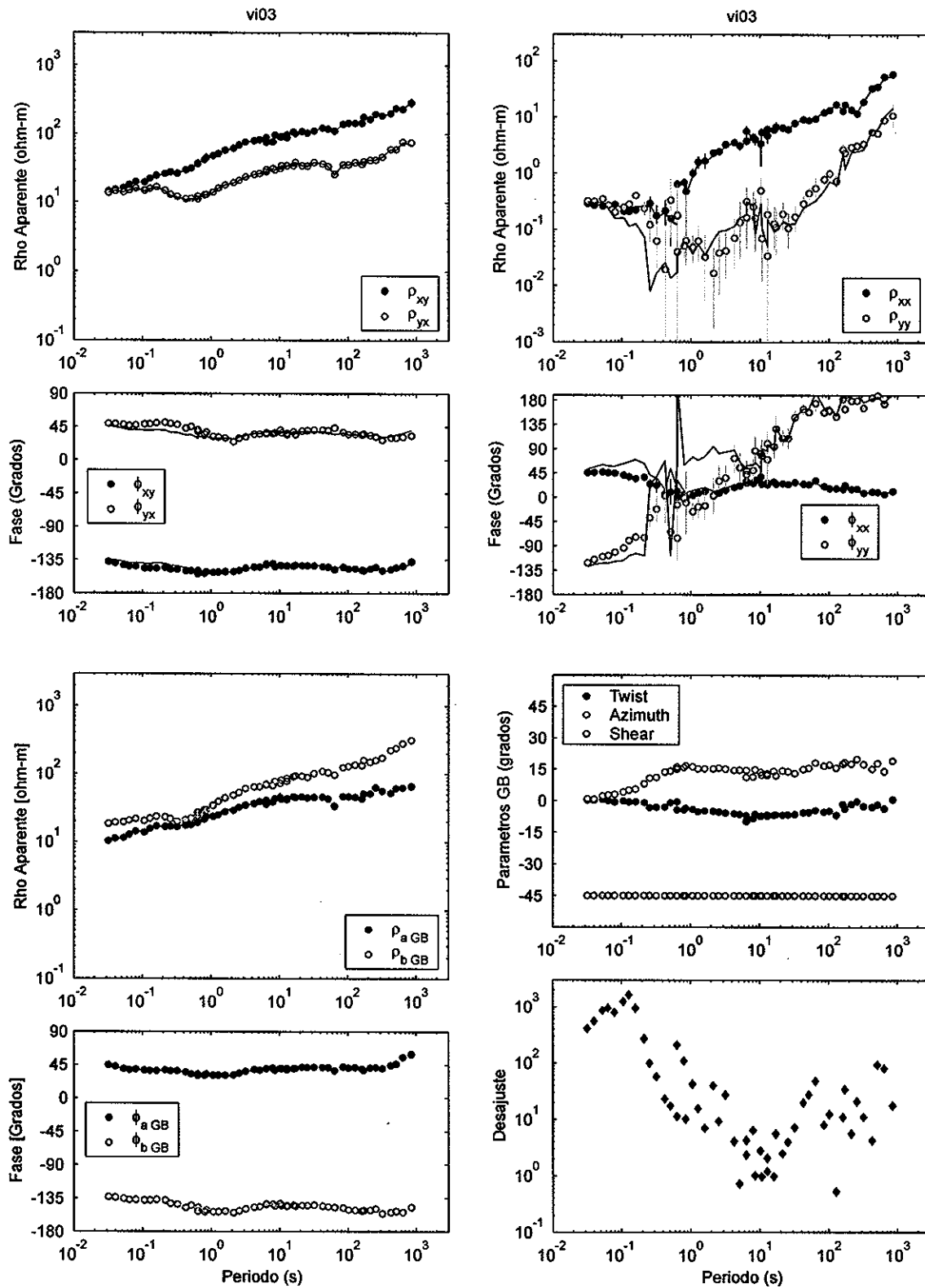


Figura 7. Ejemplo de la descomposición de Groom-Bailey en el sitio vi03. a) Con símbolos se muestran las curvas de resistividad aparente y fase observadas y con línea continua se muestran las curvas predichas por la solución óptima. b) curvas de resistividad y fase 2-D producidas por la descomposición GB, adicionalmente se muestran los parámetros de la distorsión y el grado de desajuste.

En el caso del sitio vi24 la situación es diferente (Figura 8). Los parámetros de la distorsión muestran una apreciable variación con la frecuencia, particularmente a períodos mayores a 1 s, además de que el nivel de desajuste es en general mayor al del sitio vi03. Aunque la resistividad aparente se reproduce bastante bien para los cuatro elementos del tensor, las curvas de fase XY y XX son las que contienen las mayores diferencias. En este caso, el comportamiento de los parámetros de la distorsión sugiere que el modelo regional 2-D no es totalmente válido y que el sitio puede estar influenciado por efectos tridimensionales. En este caso, como en muchos otros, es difícil juzgar objetivamente la validez del modelo de Groom-Bailey. Como se mencionó antes, el desajuste no es suficientemente estable para usarse como un elemento de juicio determinante. Más aún, la estimación de los parámetros de la distorsión es demasiado sensible a la dispersión en los datos, de manera que en muchos sitios no es posible distinguir alguna tendencia particular. La experiencia con nuestro conjunto de datos indica que al fijar el azimut, los demás parámetros se comportan de manera más estable, incluidas las impedancias. Debe mencionarse que también se probó un modelo de distorsión más completo, el cual incluye distorsión en los campos magnéticos (Chave y Jones, 1997), sin embargo esto no produjo resultados significativamente diferentes, por lo que preferimos utilizar la descomposición más simple representada en la ecuación (48), con el azimut fijo a -45° .

La descomposición anterior no incluye la distorsión estática, de manera que este efecto puede hacer que la diferencia entre Z_a y Z_b sea apreciable aún en las altas frecuencias o que ambas curvas se vean afectadas por un mismo factor constante. En nuestro caso, la

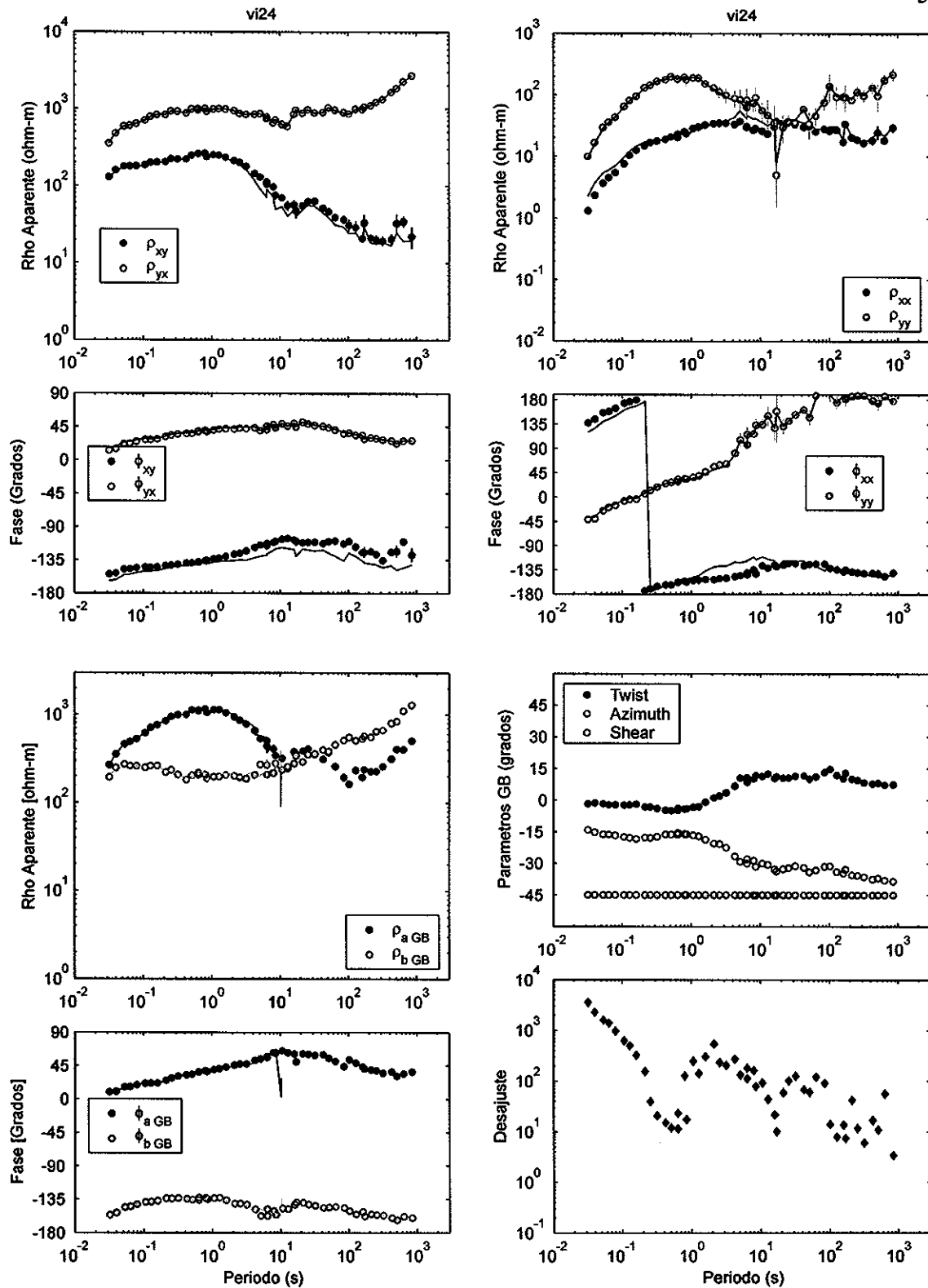


Figura 8. Ejemplo de la descomposición de Groom-Bailey en el sitio vi24. a) Con símbolos se muestran las curvas de resistividad aparente y fase observadas y con línea continua se muestran las curvas predichas por la solución óptima. b) curvas de resistividad y fase 2-D producidas por la descomposición GB, adicionalmente se muestran los parámetros de la distorsión y el grado de desajuste.

información de la resistividad somera, proporcionada por los sondeos TDEM, resultó útil para corregir ambos efectos, en una primera instancia. Otro criterio que usamos para desplazar las curvas de resistividad aparente de algunos sitios, fue el de mantener suave la variación lateral entre un sitio y el siguiente. Finalmente, cuando decidimos incluir en la inversión solamente datos en la banda entre 1 y 1000 s, modificamos nuevamente los factores de corrección de algunos sitios, basándonos únicamente en el criterio de suavidad lateral entre un sitio y el siguiente.

En la Figura 9 se muestran pseudo-secciones de resistividad aparente y fase construidas a partir de las impedancias obtenidas después de la descomposición GB y corregidas por el efecto estático. La impedancia Z_a corresponde al modo TE, mientras que Z_b es el modo TM. La resistividad aparente TE varía de manera suave y muy consistente a lo largo del perfil, con un gran mínimo en la mitad occidental y un máximo en la mitad oriental. Hacia los períodos más largos, ambos relieves tienden a resistividades aparentes intermedias. Por su parte, la resistividad aparente TM se comporta similarmente, excepto que hacia los períodos largos se mantiene cierto contraste lateral. Las fases, aunque son menos suaves, también presentan una variación bastante consistente.

IV.3. Inversión de las impedancias GB

En la Figura 10a mostramos el resultado de la inversión después de 100 iteraciones. El desajuste total entre las observaciones y la respuesta de este modelo es de 32%. Este desajuste se calcula considerando las cuatro funciones de respuesta: dos resistividades y

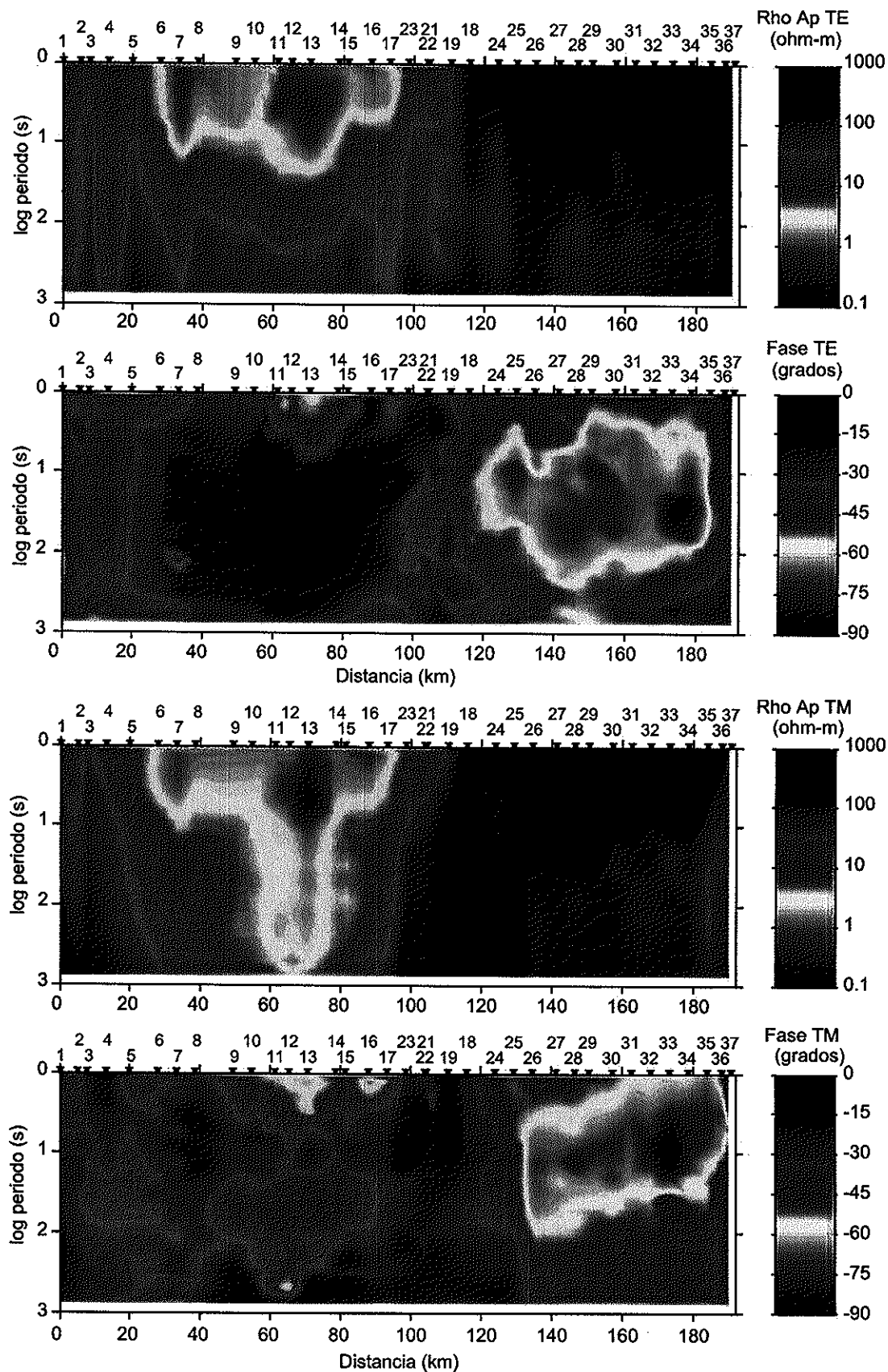


Figura 9. Seudo-secciones de resistividad aparente y fase para los modos TE y TM obtenidos después de la descomposición de Groom-Bailey. Los datos de cada sitio se corrigieron por el efecto estático

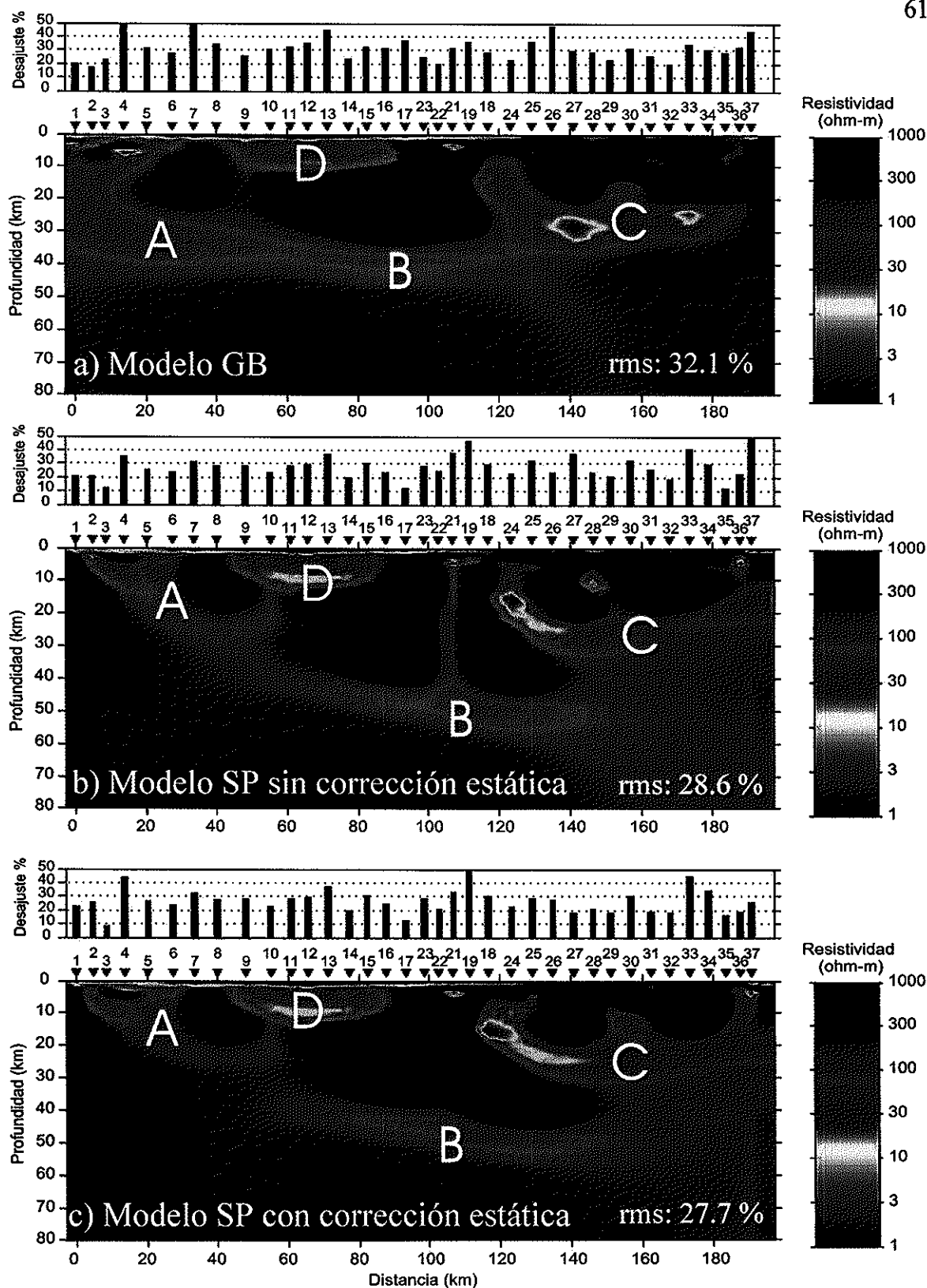


Figura 10. Modelos de la resistividad del subsuelo obtenidos con la inversión bidimensional. a) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos GB. b) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos SP sin corrección estática. c) Modelo resultante de invertir el conjunto de datos SP corregido por el efecto estático.

dos fases, en los 36 sitios de perfil. Un desajuste de una desviación estándar corresponde a la incertidumbre en los datos (5%). La capacidad de este modelo para reproducir las observaciones puede apreciarse al comparar pseudo-secciones representando funciones de respuesta observadas y calculadas (Figura 11). En esta figura puede observarse que las principales características de las observaciones se reproducen adecuadamente. Se puede notar que el modo TM se reproduce un poco mejor que el TE. Similarmente, se nota que la resistividad aparente se reproduce más fácilmente que la fase. De cualquier modo, la fase que produce el modelo, aunque más suave, es una buena representación de la observada.

Para tener una mejor idea de cuáles sitios y cuáles respuestas son mejor reproducidas por este modelo, se construyeron pseudo-secciones representando el desajuste. En estas gráficas (incluidas en el Apéndice C) se puede apreciar que la resistividad aparente TE se sobrestima demasiado ($< -100\%$) bajo los sitios 5, 25, 26 y 27 sobre todo en la banda de períodos de 10 a 1000 s. La fase TE luce una distribución más aleatoria, con la mayor parte de las diferencias dentro del intervalo $(-10^\circ, 10^\circ)$. La resistividad aparente TM exhibe el mayor desajuste ($< -100\%$) en una banda alrededor del periodo de 1 s entre los sitios 3 y 17, con el sitio 7 como el peor ajustado. Los detalles del ajuste conseguido en cada sitio individualmente se pueden revisar en las gráficas incluidas en el Apéndice C. Aunque un desajuste total de 32% puede parecer demasiado, el modelo es suave y explica convenientemente las cuatro respuestas (dos resistividades y dos fases) en los 36 sitios del conjunto.

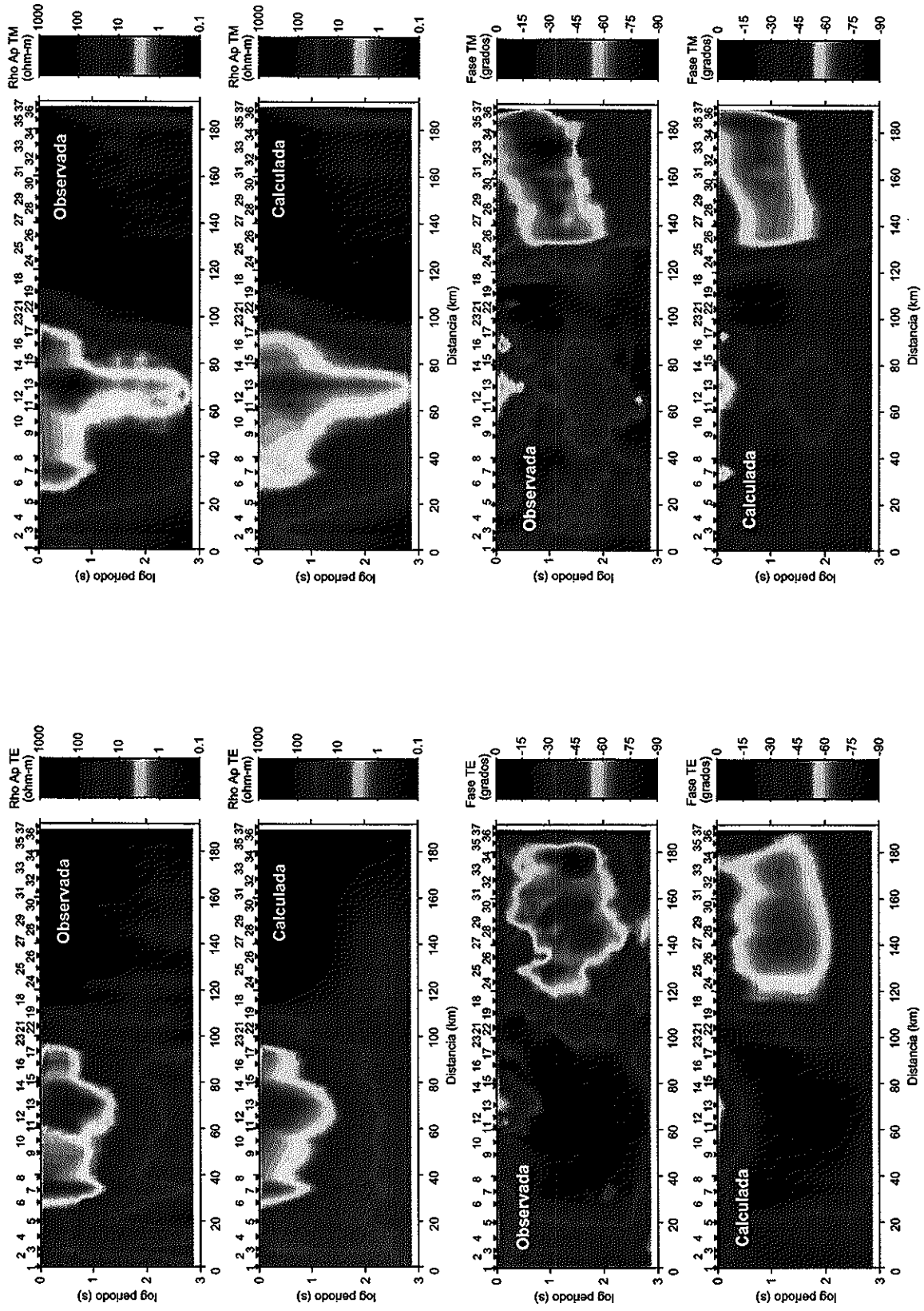


Figura 11. Comparación de funciones de respuesta observada y calculadas a partir del Modelo GB

IV.4. Estimación de impedancias usando la transformación Serie-Paralelo

La transformación serie-paralelo se aplicó en todos los sitios del perfil para constituir el conjunto que denominamos SP. Como ejemplo mostramos, en las Figuras 12 y 13, el resultado de aplicar la transformación en los mismos sitios (vi03 y vi24) usados antes para ilustrar la descomposición GB. Cada figura muestra los cuatro elementos del tensor en las coordenadas de medición junto con el resultado de la transformación s-p. Para el sitio vi03 (Figura 12) las curvas de resistividad aparente transformada lucen similares a los elementos anti-diagonales, sólo que más juntas. Por otra parte, no hay diferencias notables entre las fases transformadas y las correspondientes a XY y YX. Al parecer, en este caso los elementos diagonales no contribuyen demasiado. La parte real de la diferencia angular se mantiene cerca de cero en los períodos cortos y aumenta ligeramente a medida que el período crece. Por su lado, la parte real del promedio angular es un poco inestable a períodos cortos, pero pronto se estabiliza cerca de cero para girar paulatinamente hacia el Este al incrementarse el período. Las partes imaginarias de ambos parámetros angulares se mantienen pequeñas dentro de la mayor parte de la banda de períodos, excepto por algunas inestabilidades del promedio angular. El comportamiento de ambos parámetros angulares es indicativo de una situación cercana a la bidimensional.

El caso del sitio vi24 es distinto (Figura 13), las partes reales de ambos parámetros angulares varían bruscamente con la frecuencia y las partes imaginarias no se mantienen cercanas a cero, por lo que se presume que este sitio está más influenciado por efectos tridimensionales, lo cual es consistente con el resultado de la descomposición de GB discutida más arriba.

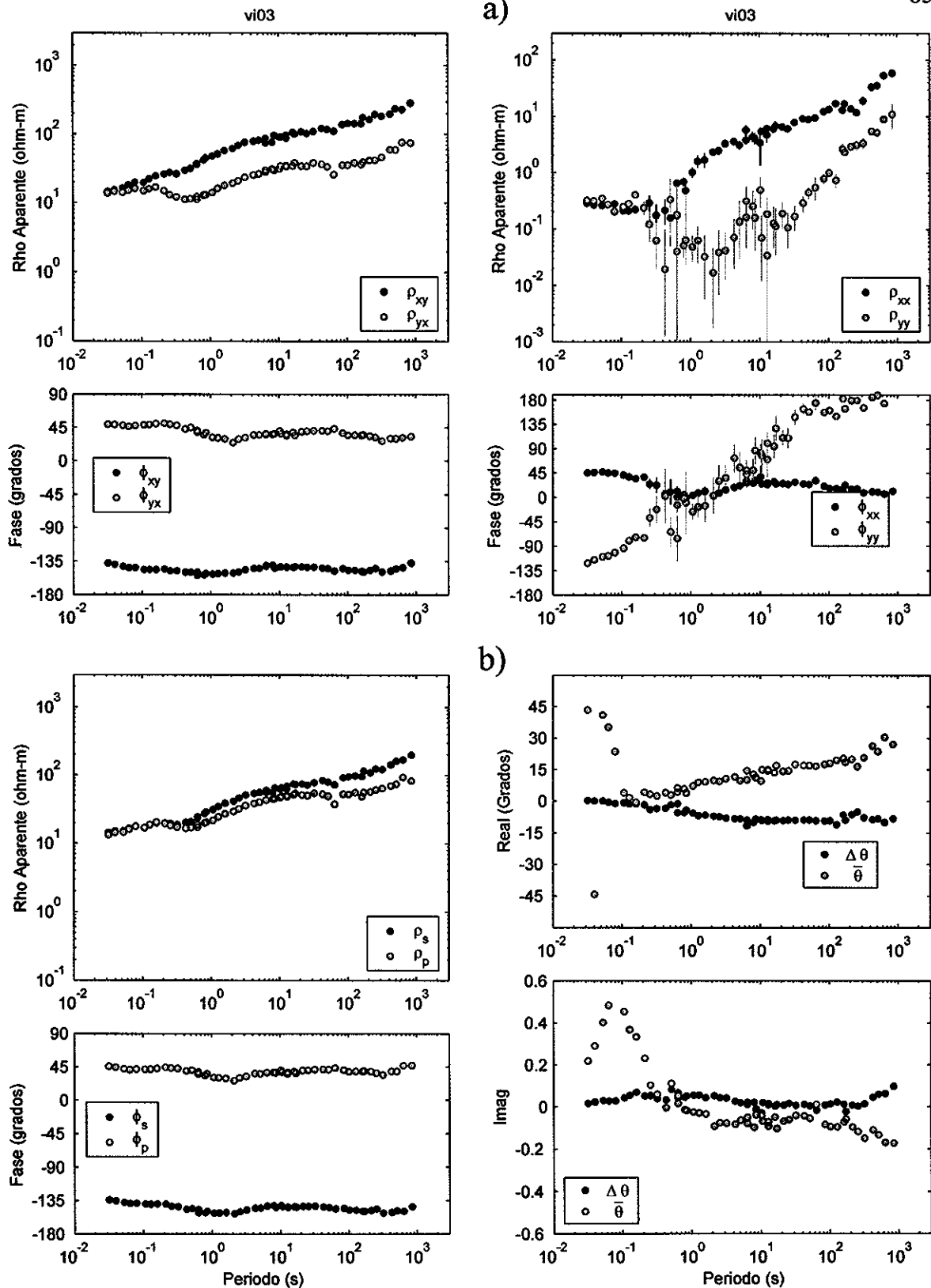


Figura 12. Ejemplo de la transformación Serie-Paralelo en el sitio vi03. a) Curvas de resistividad aparente y fase correspondientes a los cuatro elementos del tensor original. b) curvas de resistividad y fase transformadas, adicionalmente se muestran las parte real e imaginaria del promedio angular y de la diferencia angular.

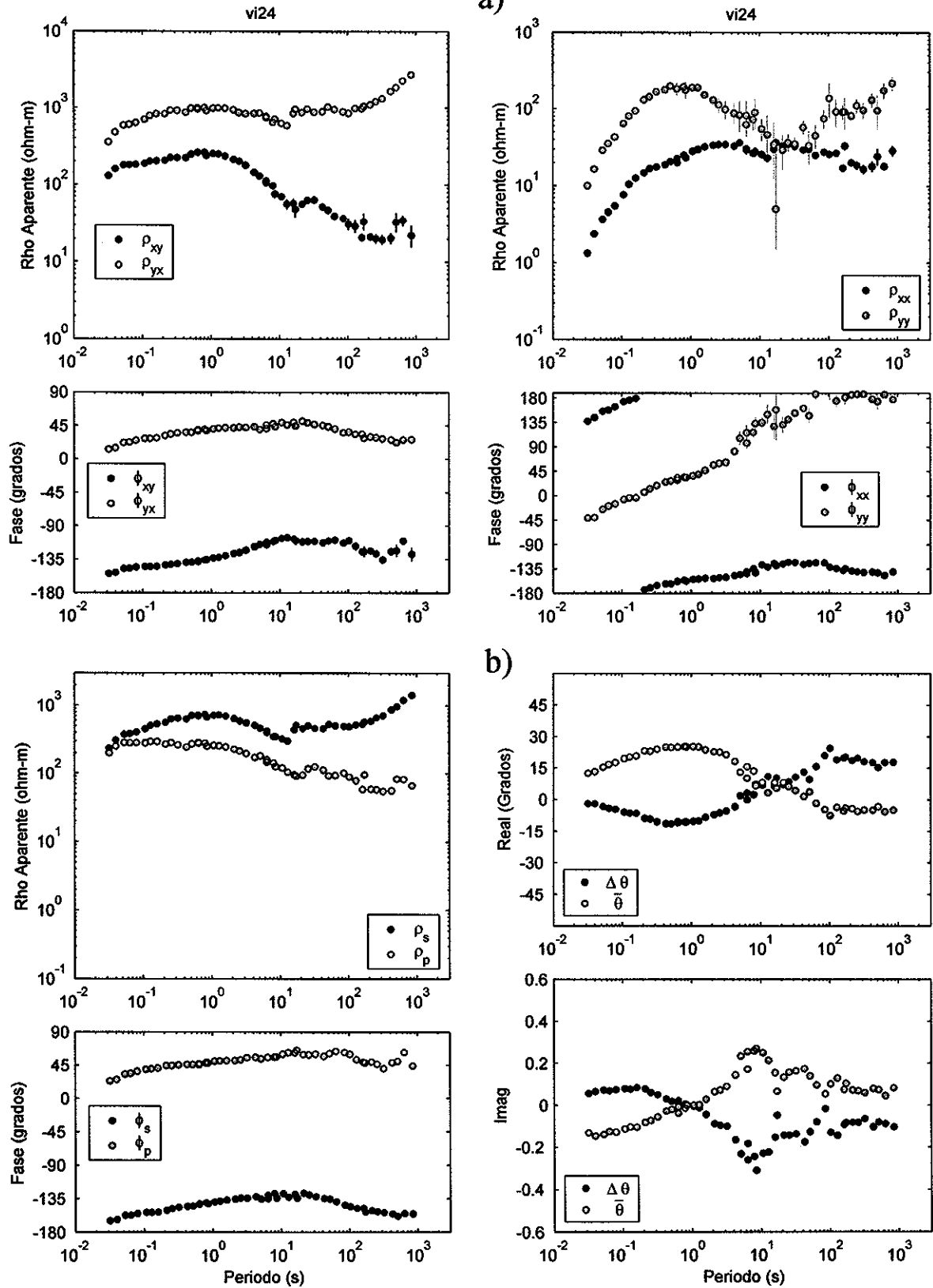


Figura 13. Ejemplo de la transformación Serie-Paralelo en el sitio vi24. a) Curvas de resistividad aparente y fase correspondientes a los cuatro elementos del tensor original. b) curvas de resistividad y fase transformadas, adicionalmente se muestran las parte real e imaginaria del promedio angular y de la diferencia angular.

Como se hizo con el conjunto GB, las impedancias de cada sitio se diezmaron para obtener alrededor de 15 datos, en una banda de períodos entre 1 y 1000 s. Una vez calculada la resistividad aparente s-p, se aplicaron factores de corrección estática basándonos solamente en el criterio de mantener suave la variación lateral entre un sitio y el siguiente. Debido al promedio implícito en su definición, las curvas de resistividad aparente s-p están más juntas que las correspondientes a los modos TE y TM. Por esta razón los factores de corrección estática son menores, y en general, distintos a los usados para el conjunto GB.

Las pseudo-secciones de resistividad aparente y de fase s-p se muestran en la Figura 14. Para construirlas se usaron los datos diezmadados en la banda de 1 a 1000 s y las resistividades aparentes fueron corregidas por el efecto estático.

Además de resistividades aparentes y fases, la transformación s-p produce dos funciones angulares complejas. Como se demostró en el Capítulo III, la parte real del promedio angular es un parámetro ya conocido: el ángulo de rotación, que se reconoce como un indicador del rumbo geo-eléctrico local. En la Figura 15a mostramos su comportamiento en forma de pseudo-sección. La estimación de este parámetro contiene una ambigüedad de 90° que pueden producir saltos de 90° cuando se grafica en función de la frecuencia. Para evitar esto, en cada sitio trasladamos los valores al cuadrante $(0^\circ, 90^\circ)$ siempre que fuera posible, antes de construir la pseudo-sección. Se puede observar que la mayor parte de los sitios muestran una variación suave con la frecuencia y que las variaciones más bruscas son laterales entre un sitio y el siguiente. Este comportamiento, un poco errático, es interpretado por algunos autores como consecuencia de corrientes locales (Jones y Groom, 1993). En todo caso, no es un buen indiciador del rumbo regional de las estructuras.

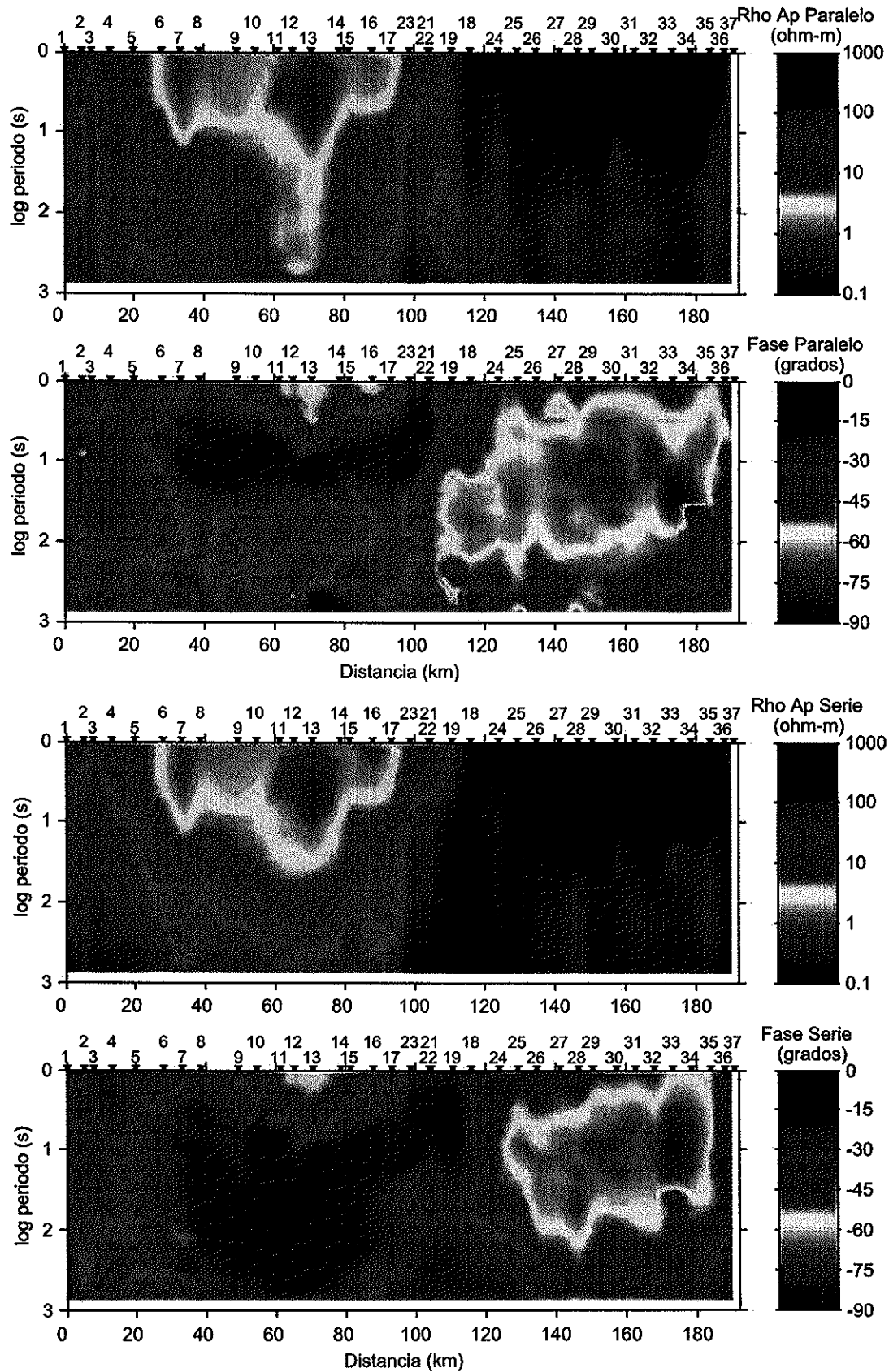


Figura 14. Seudo-secciones de resistividad aparente y fase para las impedancias Serie y Paralelo. Los datos de cada sitio se corrigieron por el efecto estático.

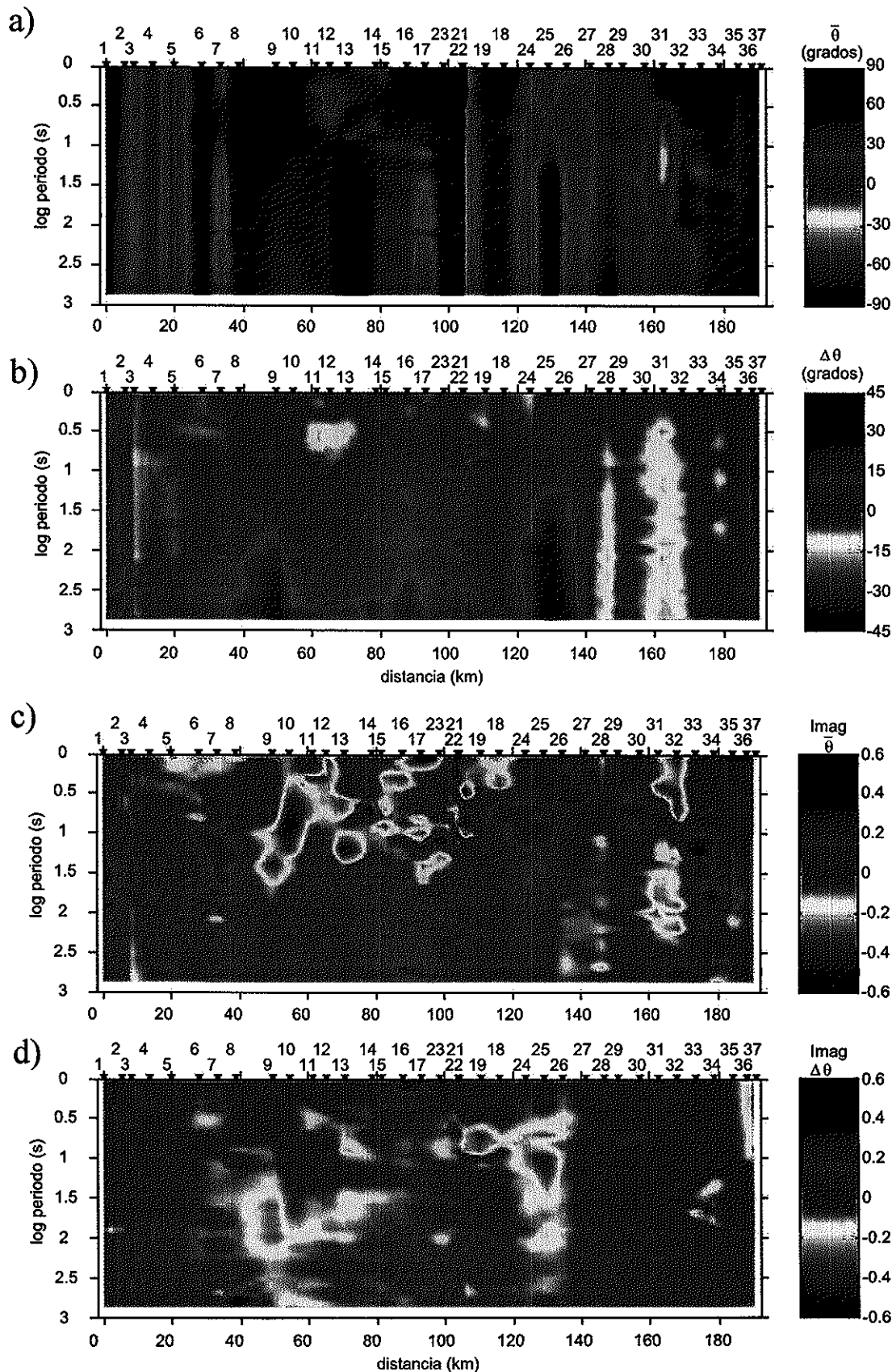


Figura 15. Seudo-secciones representando las funciones de respuesta angular. a) Parte real del promedio angular, b) Parte real de la diferencia angular, c) Parte imaginaria del promedio angular y d) parte imaginaria de la diferencia angular.

La parte real de la diferencia angular, considerada como indicador de efectos 3-D se muestra en la Figura 15b. Puede verse que la mayor parte de sus valores se encuentran dentro del intervalo $(-15^\circ, 15^\circ)$, excepto bajo los sitios 9 y 25 donde su valor aumenta acercándose a 45° . Una regla comúnmente usada con la definición convencional del desvío (o skewness), consiste en considerar que los valores $|S| > 0.3$ indican efectos 3-D significativos (Vozoff, 1972). Utilizando la relación entre ambas definiciones puede demostrarse que un intervalo angular aproximadamente equivalente es $(-16.7^\circ, 16.7^\circ)$.

Finalmente, para completar el conjunto, incluimos las partes imaginarias, que pueden interpretarse también como indicadores de efectos 3-D. Sabemos que la parte imaginaria del promedio angular (Figura 15c) solamente es distinta de cero en casos 3-D, aunque no tenemos la práctica experimental suficiente para establecer algún intervalo similar al anterior. La parte imaginaria de la diferencia angular debe ser nula en 1-D y en 2-D, de manera que también tiene que ver con efectos 3-D (Figura 15d). En este caso se trata de una cantidad nueva que no ha sido suficientemente explorada. Creemos que su utilidad se pondrá a prueba a medida que la nueva transformación se use más en la práctica.

IV.5. Inversión de las impedancias serie-paralelo

Como mencionamos antes, el conjunto SP se invirtió con una versión modificada del algoritmo lineal de Gauss-Newton (Esparza *et al.* 2002). Al igual que en el caso del conjunto GB, se utilizó un parámetro de regularización de 1.0 y se partió de un modelo inicial homogéneo, con los océanos incluidos en los extremos. Es importante subrayar que al utilizar un modelo 2-D para explicar la respuesta s-p, estamos suponiendo que no hay

efectos 3-D significativos. A diferencia del procedimiento de Groom y Bailey, que trata de eliminar estos efectos extrayendo de los datos una parte puramente bidimensional, la transformación serie-paralelo no toma ninguna providencia al respecto. Como vimos antes, a juzgar por nuestros propios indicadores de 3-D, la suposición de que los datos no contienen efectos 3-D notables parece bastante razonable.

En las Figuras 10b y 10c se muestra el resultado de dos ejercicios. En el primero de ellos usamos el conjunto SP sin aplicar ningún factor de corrección estática, con la idea de explorar la sensibilidad del conjunto SP a este tipo de corrección empírica. La solución que se consigue después de 100 iteraciones, con un desajuste total del 28.6 %, corresponde a la Figura 10b. En el segundo ejercicio usamos el conjunto SP corregido por el efecto estático. La solución, mostrada en la Figura 10c, alcanza un desajuste total de 27.7 % después de 100 iteraciones. La diferencia más notable entre ambas soluciones se encuentra bajo el sitio 21 y entre los sitios 27 y 31. Por lo demás, ambas soluciones contienen los principales rasgos conductores con una distribución espacial similar. En la siguiente sección discutiremos las diferencias más notables entre esta distribución de conductores y la que se obtiene del conjunto GB (Figura 10a).

Las pseudo-secciones mostradas en la Figura 16 comparan las funciones de respuesta observadas con las calculadas a partir del modelo de la Figura 10c. Se puede apreciar que las respuestas calculadas parecen versiones suavizadas de las observadas, y que reproducen adecuadamente las principales características de éstas últimas. Se observa además que las resistividades aparentes se ajustan un poco mejor que las fases. Por otro lado, no se

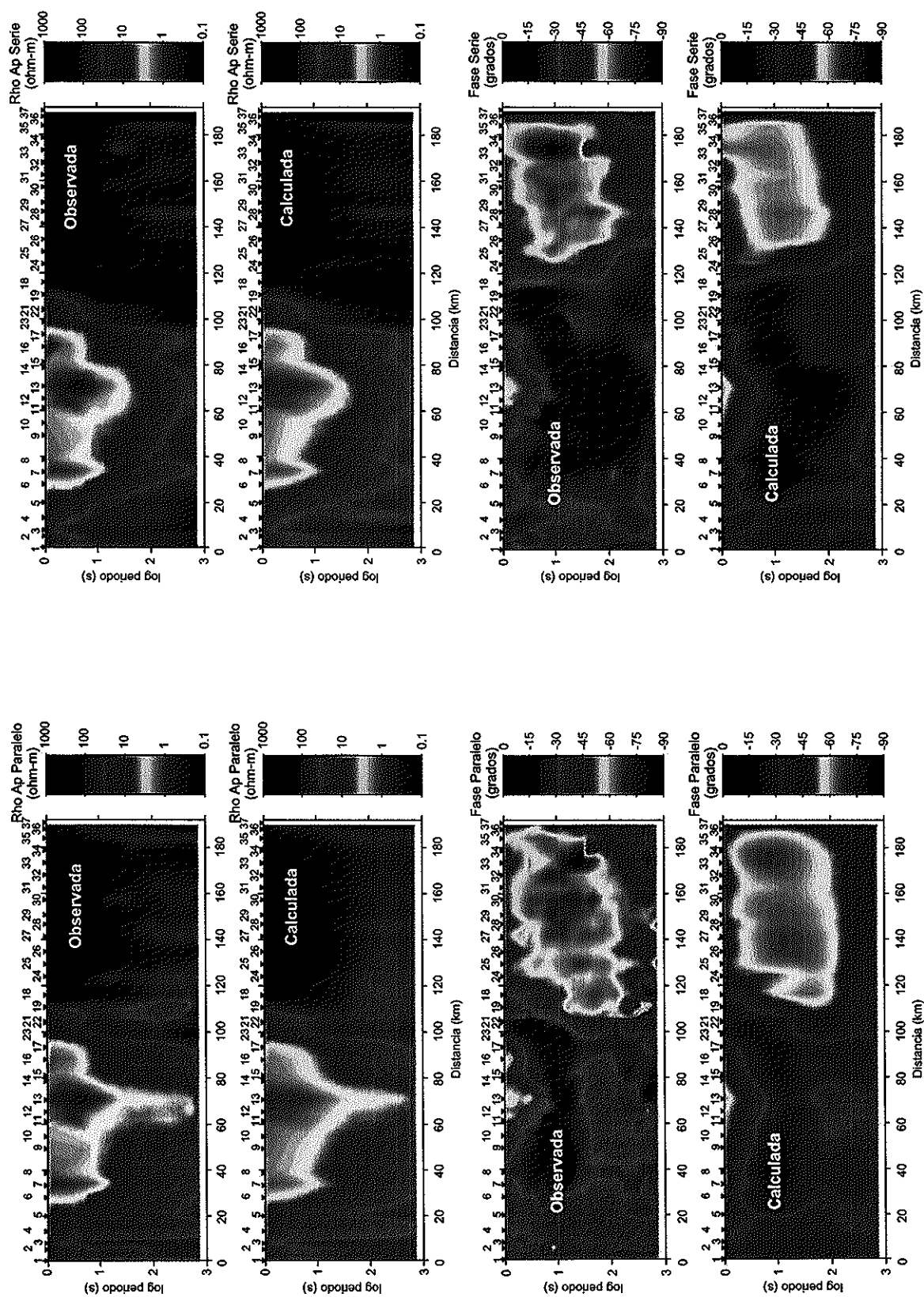


Figura 16. Comparación de funciones de respuesta observada y calculadas a partir del Modelo SP.

aprecian diferencias notables en el grado de ajuste para la impedancia serie, comparado con el grado de ajuste para la impedancia paralelo, al parecer la inversión puede reproducir ambas impedancias con la misma facilidad. Sin embargo en las pseudo-secciones que representan el desajuste (Apéndice C) puede observarse que la impedancia serie se ajusta bastante mejor que la paralelo, tanto en la resistividad aparente como en la fase. Los mayores desajustes se observan en la resistividad aparente paralelo, bajo los sitios 34 y 35 y en los períodos largos de los sitios 25 y 26. Los detalles del ajuste conseguido en cada sitio individualmente se pueden revisar en las gráficas incluidas en el Apéndice C.

IV.6. Discusión de resultados

Las tres soluciones mostradas en la Figura 10 se obtuvieron después de 100 iteraciones, partiendo del mismo modelo inicial. A juzgar por el porcentaje de desajuste logrado en cada caso, puede decirse que, bajo las mismas circunstancias, los datos del conjunto SP se reproducen un poco mejor (28.6 y 27.7 %) que los del conjunto GB (32.1 %). Si bien este resultado es alentador, es más interesante comprobar que el conjunto SP, formal y conceptualmente distinto del conjunto GB, lleva a soluciones 2-D congruentes, incluso comparables, aunque con algunas diferencias notables que se discuten a continuación.

Para describir las diferencias entre los modelos obtenidos hemos identificado cuatro principales zonas conductoras, que se han etiquetado con las letras A, B, C y D (Figura 10). En el modelo GB (Figura 10a), el conductor A es la parte más occidental de una banda muy bien delineada, entre los 20 y 35 km de profundidad, que se conecta con la zona B: un conductor alargado que se profundiza muy suavemente hacia el oriente hasta llegar a una profundidad de 40 km en la parte media del perfil. A partir de esta zona, el conductor B se

levanta suavemente para conectar con la zona C, que se encuentra a una profundidad media de 27 km, con un brazo que emerge hacia la superficie bajo el sitio 24. La zona D es independiente de las anteriores y se observa más bien conectada a la base de la plataforma conductora superficial entre los sitios 9 y 16.

El extremo occidental de los modelos SP (Figuras 10b y 10c) presenta una diferencia notable. Bajo los sitios 1 al 6 aparece un resistivo que reduce y desplaza al conductor A hacia la superficie. El conductor A parece desconectarse de la zona B y conectarse con la base del conductor D. Otra diferencia notable es que el conductor B aparece a mayor profundidad y con mayor pendiente. Adicionalmente, el hecho de que el conductor B aparezca a mayor profundidad lo hace parecer más independiente del conductor C, con el cual se confunde sólo en los 40 o 50 km más orientales del perfil. En esta zona, a profundidades mayores de 30 km, se obtienen resistividades bastante menores (~ 100 ohm-m) que las obtenidas con el conjunto GB (~ 1000 ohm-m).

Aunque el grado de ajuste conseguido con ambos conjuntos no es muy bueno, es improbable que un mayor número de iteraciones modifique sustancialmente estos modelos. El algoritmo de inversión converge en ese nivel de desajuste y cada nueva iteración modifica cada vez en menor grado la solución. Por lo tanto, las diferencias que se han encontrado entre los modelos SP y GB deben explicarse por diferencias inherentes a las funciones de respuesta, como puede ser su distinta sensibilidad a los efectos 3-D.

La forma triangular de la costa de la península de Vizcaíno es una fuente potencial de efectos 3-D locales. Regionalmente, sin embargo, la batimetría es poco profunda en la bahía y la plataforma continental se extiende mar adentro hasta la antigua trinchera, lo que

produce una geometría más bien bidimensional (Figuras 1 y 3). Por otra parte, el levantamiento del basamento revelado por la anomalía de Bouguer (Figura 4), el cual separa las cuencas Vizcaíno Norte y Sur, es otra fuente de efectos 3-D. Es probable que esta estructura resistiva distorsione los campos electromagnéticos observados en varios de los sitios vecinos, dentro de una banda intermedia de frecuencias.

Finalmente, las discrepancias en los extremos de los modelos, podrían ser consecuencia de la manera con que el algoritmo de inversión procede con regiones del modelo que no están constreñidas con datos en la superficie. Desde este punto de vista, los extremos de los modelos tienen menor control que la región central.

Hay algunas razones para suponer que el modelo GB es el más cercano a la realidad. Por un lado, es razonable suponer que el perfil Vizcaíno es regionalmente bidimensional y que los efectos 3-D son de carácter local. En consecuencia, la aproximación de Groom-Bailey debe hacer un buen trabajo suprimiendo efectos locales, y produce un conjunto de impedancias interpretables mediante modelos bidimensionales. Por otro lado, la imagen que revela el modelo GB tiene más sentido geológico, si se consideran los antecedentes tectónicos del área. En contraste, a pesar de que los modelos SP contienen básicamente las mismas zonas conductoras, sus formas y posiciones resultan más difíciles de explicar en términos de la historia geológica conocida.

La transformación serie-paralelo no suprime efectos 3-D, simplemente porque no está diseñada para ello. En realidad las funciones de respuesta s-p contienen toda la información contenida en el tensor original, sólo que la organizan en términos de dos impedancias y dos funciones geométricas. Esta reorganización ofrece sus mayores beneficios en la interpreta-

ción tridimensional, en donde es necesario considerar el tensor completo. En este caso, las dos impedancias s-p, independientes de las coordenadas de medición ofrecen una opción atractiva, superior a la de utilizar los cuatro elementos del tensor original.

Los resultados anteriores nos sugieren que para utilizar las impedancias s-p en inversiones bidimensionales, es necesario tomar algunas medidas que tiendan a suprimir efectos 3-D locales. Esto puede hacerse, por ejemplo, modificando las funciones de respuesta geométricas. En este sentido, hay algunas ideas que vamos a explorar en el futuro.

IV.7. Análisis de sensibilidad del modelo GB

Con objeto de probar la sensibilidad del conjunto GB a la presencia de los conductores profundos encontrados con la inversión, se diseñó el siguiente experimento. El modelo de la Figura 10a se modificó de tal manera que toda la estructura por debajo de 20 km fue eliminada y sustituida por un semiespacio con una resistividad de 1000 ohm-m. Enseguida calculamos la respuesta de este modelo y estimamos su grado de ajuste. En la Figura 17 se compara este grado de ajuste con el obtenido para el modelo GB original, que si incluye a los conductores profundos.

Puede notarse que los conductores son necesarios para mejorar el ajuste. Como era de esperarse, la mejoría en el ajuste es muy notable para los sitios de la mitad oriental del perfil, en donde la superficie es más resistiva. En esta zona la presencia de los conductores profundos produce una mejoría de más de 10 desviaciones estándar (50 %) en la mayoría de los sitios. En la mitad occidental la mejoría es menos notable, pero significativa. En esta región el efecto del conductor profundo es apantallado por la alta conductividad de la cubierta sedimentaria. En esta zona la presencia del conductor profundo mejora el ajuste

entre 1 y 3 desviaciones estándar (5 a 15%). Finalmente, los sitios 36 y 37 en el extremo oriental del perfil son los únicos cuyo ajuste empeora al incluir los conductores profundos. En este caso hay que tomar en cuenta que estos sitios se encuentran en el extremo del perfil, en donde naturalmente tenemos más incertidumbre sobre la estructura profunda.

Como en los casos anteriores, los detalles de ajuste de cada sitio en particular se incluyen en el Apéndice C.

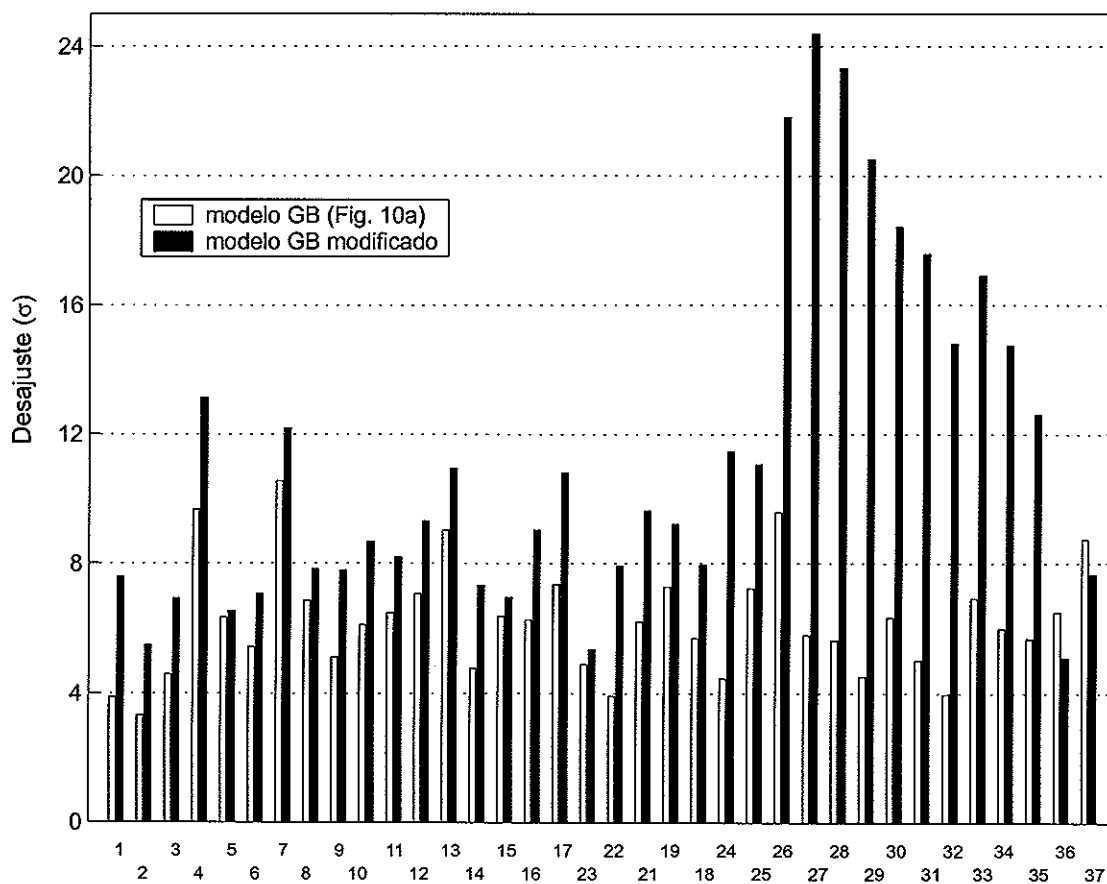


Figura 17. Desajuste conseguido con un modelo sin estructuras conductoras profundas (> 20 km), comparado con el desajuste obtenido con el modelo GB de la Figura 10a.

V. Interpretación geofísica.

V.1. Origen del incremento de la conductividad en la litósfera

Las rocas pueden ser buenas conductoras de la electricidad bajo dos circunstancias: 1) cuando se establece una conducción iónica a través de los fluidos contenidos en sus poros interconectados, y 2) cuando la roca contiene minerales conductores, interconectados entre sí y en cantidad suficiente para facilitar una conducción electrónica.

Las rocas relativamente permeables de la corteza superior facilitan el flujo de fluidos de origen meteórico o marino que se infiltran por gravedad. Su considerable contenido de sales disueltas los convierte en un medio eficiente para la conducción iónica. La presencia de estos electrolitos constituye la causa principal de la mayor parte de las anomalías conductoras encontradas a profundidad relativamente somera (<10 km). Estos fluidos generalmente se encuentran a presiones cercanas a la hidrostática y a temperaturas controladas principalmente por el gradiente geotérmico normal de $\sim 25^{\circ}\text{C}/\text{km}$ entre 0 y 10 km de profundidad.

Para que las anomalías conductoras observadas en la corteza inferior puedan asociarse a la presencia de fluidos, es necesario analizar los posibles orígenes de estos fluidos, así como los procesos que expliquen su transporte y su permanencia a gran profundidad, bajo condiciones de alta presión y temperatura. Frost y Bucher (1994), describen cinco posibles fuentes para los fluidos que se encuentran en la corteza inferior: 1) percolación de agua superficial, 2) degasificación del manto, 3) agua de origen metamórfico, 4) agua magmática, y 5) agua tectónicamente transportada y redistribuida.

Como se mencionó anteriormente, la percolación de agua superficial puede explicar anomalías conductoras relativamente someras. A mayores profundidades, la creciente temperatura aumenta el poder disolutivo del agua y por consiguiente aumenta su salinidad y con ella su conductividad eléctrica. Algunas perforaciones exploratorias profundas proporcionan evidencias de que el agua puede llegar a profundidades considerables. El pozo KTB, perforado en Alemania, encontró salmueras a 7 km de profundidad con una temperatura de 200°C (ELEKTB Group, 1997). Otra perforación en la península de Kola, en Rusia, también reporta salmueras a 11 km de profundidad a una temperatura de 185°C (Frost y Bucher, 1994). Paradójicamente, en el KTB se encontró que la principal causa de las anomalías conductoras registradas en la pared del pozo, no se debe a las salmueras, sino a zonas con alto contenido de grafito, que se asocian con regiones intensamente deformadas por esfuerzos de cizalla (ELEKTB Group, 1997). Lo anterior se explica porque el grafito forma películas delgadas que se extienden interconectadas por cientos de metros. La salmuera, en cambio, se encontró en sistemas de fracturas verticales con muy poca o nula interconexión lateral. Esto ilustra la relevancia de la interconexión como un factor necesario para producir anomalías observables indirectamente con técnicas geofísicas.

La más importante fuente de fluidos en el interior de la tierra es el manto. Se sabe que el manto pierde continuamente agua y bióxido de carbono que asciende a la corteza inferior. Normalmente estos fluidos no pueden permanecer libres por mucho tiempo en ambientes de menor temperatura (<600°C), porque reaccionan con los minerales de la litósfera, para formar minerales hidratados como la serpentina y el carbonato, antes de llegar al Moho (Yardley y Valley, 1997). Sin embargo en zonas de extensión activa, como

la margen del Golfo de California, donde esperamos alta temperatura y una astenósfera relativamente cercana a la superficie, este tipo de fluidos, producto de la desgasificación del manto pueden estar presentes y provocar anomalías conductoras.

Existen otras fuentes que producen fluidos en menor volumen y que, por su naturaleza, funcionan durante episodios relativamente cortos en el tiempo geológico. Por ejemplo, durante eventos tectónicos que provocan metamorfismo progrado (calentamiento) se producen reacciones químicas en las que algunos minerales se deshidratan liberando fluidos hacia las rocas circundantes. Cuando se enfría el terreno metamórfico los fluidos se pierden ya sea porque se consumen formando minerales hidratados, durante episodios de metamorfismo retrogrado (enfriamiento), o bien porque migran hacia la superficie a causa del muy escaso espacio poroso que queda en la roca metamórfica. Bailey (1990), Connolly (1997) y más recientemente Simpson (2001) proponen algunos procesos que pueden predecir el entrapamiento de estos fluidos en la frontera dúctil-quebradiza de la corteza continental. Adicionalmente, en regiones con metamorfismo activo más local, es factible encontrar zonas bien delimitadas, en proceso de enfriamiento o de recalentamiento, que contengan fluidos “metamórficos” en cantidades suficientes para producir anomalías conductoras. Otra fuente relacionada con la actividad magmática tiene que ver con la cristalización del magma, que al enfriarse libera fluidos que penetran en la roca circundante, provocando sistemas de microfracturas capaces de mantener la interconexión de los fluidos “magmáticos” conductores.

Las zonas de subducción proporcionan un mecanismo muy eficiente para el transporte de fluidos desde la superficie hacia la corteza inferior. Algunos de ellos son acarreados en

los sedimentos que cubren la superficie de la placa oceánica y otros son derivados de la deshidratación de toda la corteza oceánica cuando se mueve hacia condiciones de mayor presión y temperatura. A este proceso se asocian las anomalías conductoras encontradas en márgenes compresivos activos, como Cocos-Norteamérica en la costa occidental de México (Jordin *et al.*, 2000), o Juan de Fuca-Norteamérica, en la costa de Oregon, E.U.A. (Jiracek *et al.*, 1989; Wannamaker *et al.*, 1989).

Finalmente, los procesos de acreción tectónica y magmática que ponen en contacto terrenos de origen y composición distinta pueden explicar otra clase de anomalías conductoras: aquellas que tienen que ver con la conducción electrónica. Las zonas de sutura entre distintos terrenos son regiones sometidas a episodios de intenso metamorfismo y grandes esfuerzos compresivos que deforman intensamente la roca. En ciertas situaciones, los fluidos metamórficos que se producen depositan películas delgadas de grafito o de óxidos metálicos a lo largo de los ejes de menor deformación. Boerner *et al.* (1996) refieren un gran número de situaciones alrededor del mundo en las que antiguas cuencas sedimentarias conteniendo carbón de origen biótico han sido intensamente deformadas en procesos de este tipo. La intensa deformación facilita la formación de películas delgadas que conducen de manera muy eficiente la corriente eléctrica. Alternativamente, una fuente de grafito inorgánico se encuentra en los fluidos ricos en bióxido de carbono que se producen en procesos metamórficos y magmáticos, los cuales al combinarse con compuestos ferromagnéticos característicos de las rocas máficas precipitan carbón (Frost y Bucher, 1994). Similarmente, los procesos de serpentinización en las rocas máficas precipitan láminas delgadas de óxidos metálicos que también resultan buenas conductoras de la electricidad.

Park *et al.* (1991) encuentran en California anomalías conductoras probablemente relacionadas con zonas de sutura serpentinizadas y/o grafitizadas.

V.2. Interpretación de las zonas conductoras encontradas

La intensa anomalía conductora que se observa en la superficie del modelo GB (Figura 18), entre los sitios 1 y 22, probablemente se debe a sedimentos saturados de agua marina con un alto grado de salinidad. Debe mencionarse que en esta región del país la evaporación es muy elevada, lo cual origina suelos salitrosos y posiblemente concentraciones elevadas de sales en los fluidos intersticiales de las rocas que forman la cuenca sedimentaria de Vizcaíno. Esto puede explicar las conductividades mayores a 1 S-m^{-1} que se obtienen en la superficie del modelo, en una zona relativamente delgada de aproximadamente 3 km de espesor.

La subducción de los fragmentos de la placa Farallón por debajo de la corteza continental de Baja California debe haber acarreado volúmenes considerables de fluidos a la base de la corteza. En este caso en particular hay que tomar en cuenta que la subducción se fue haciendo cada vez más lenta hasta detenerse y que la placa oceánica se fue calentando (Bohannon y Parsons, 1995). En el extremo occidental del perfil, cerca de la trinchera, los fluidos que saturan los sedimentos acarreados en la cima de la placa oceánica pueden permanecer libres a presiones cercanas a la hidrostática y producir la anomalía conductora (anomalía A en la Figura 18). Por otra parte, esta anomalía se extiende hacia la superficie, a través de la corteza continental, para emerger por debajo de los sitios 5 y 6, lo que nos sugiere que podría tratarse de la sutura entre las ofiolitas del terreno Cochimí y las rocas del terreno Yuma occidental, correspondientes al arco volcánico del Jurásico-Cretácico.

Desde el punto de vista geológico, la zona de sutura estaría caracterizada por una región intensamente deformada, sujeta a un alto grado de metamorfismo y posiblemente con grandes fallas de carácter regional. Todas estas características son compatibles con la idea de una anomalía de alta conductividad como la obtenida en esa región del modelo.

La continuidad de la zona conductora A conectada hacia el oriente con la anomalía B (Figura 18) es una fuerte sugerencia de la presencia de una zona de fluidos en la cima de una placa oceánica que se extiende por cerca de 130 km por debajo de la corteza continental. Los resultados del análisis de sensibilidad, mostrados en el capítulo anterior, demuestran que los datos medidos en la superficie son sensibles a la presencia de esta anomalía conductora, a pesar de que la mayor parte de ella se encuentra por debajo del intenso conductor superficial, el cual tiene el efecto de una pantalla electromagnética que opaca todo lo que se encuentra por debajo de ella. Por su propia naturaleza, el magnetotélúrico puede resolver adecuadamente la profundidad a la cima y la conductancia $S = \sigma h$ (conductividad por espesor) de la zona conductora. Por esta razón la profundidad a la cima del conductor es muy confiable, pero la profundidad a su base no puede definirse; como tampoco puede saberse con certeza su conductividad. Es decir que podría tratarse de una zona más delgada y más conductora, o más gruesa y menos conductora, con tal de que tenga una conductancia de ~ 0.3 (Siemens), como la que muestra el modelo. Por debajo de los sitios 10 al 13, la intensidad de la anomalía disminuye un poco, por lo que cabe la posibilidad de que la placa esté fragmentada. Si bien en el modelo GB no tenemos la resolución para afirmar esto, la separación de anomalías que ocurre cuando se usan las impedancias s-p podría ser una indicación a favor de ello (ver Figura 10c). Lo que sí puede

afirmarse, al observar el modelo de la Figura 18, es que por encima de la anomalía B se encuentra la corteza continental, la cual tiene un espesor de alrededor de 25 km en la costa del Pacífico y que se hace más gruesa hacia el oriente, hasta alcanzar 35 km en la región central de la península, a unos 100 km de la costa del Pacífico.

Hacia el oriente, una placa más profunda y más caliente debe haber perdido la mayor parte de su contenido acuoso. Los fluidos liberados en el proceso de deshidratación podrían encontrarse almacenados en la frontera dúctil-quebradiza y ser la causa de los conductores C, que se encuentran a alrededor de 25 km de profundidad (Figura 18). Se cree que los fluidos de origen magmático o metamórfico pueden permanecer en la corteza por períodos del orden de 80 Ma después de que el proceso que los produce alcanzó su máxima intensidad (Thompson y Connolly, 1990,1992). En el área de estudio se tienen evidencias de que los últimos episodios del volcanismo asociado a la subducción de las microplacas Guadalupe y Magdalena tuvo lugar hace aproximadamente 12 Ma (Martín *et al.*, 2000). Aunque el cálculo de Thompson y Connolly (1990) no toma en cuenta reacciones químicas que pueden consumir fluidos muy rápidamente, es factible que cierto volumen todavía se preserve en la corteza inferior de Baja California. Por otro lado, al cesar la subducción, el calentamiento progresivo de la placa oceánica provoca metamorfismo progrado, lo cual, como ya dijimos, es una fuente de fluidos metamórficos que también pueden acumularse en la corteza inferior.

El conductor C asciende hasta llegar a unos cuantos kilómetros de la superficie bajo el sitio 24, lo que podría interpretarse como la sutura entre dos terrenos: 1) el terreno Yuma occidental, constituido por el plutonismo más antiguo del batolito peninsular y por las

secuencias volcánicas de la Fm Alisitos, y 2) un terreno que podría corresponder a meta-sedimentos (Yuma-oriental o Seri) penetrados por la parte más joven del batolito peninsular.

Tanto la claridad de la separación como la diferencia de espesores entre los dos terrenos (~15 km) nos permite inferir una zona de sutura Yuma-Seri; es decir un contacto directo entre las rocas meta-volcánicas del terreno Yuma occidental y los meta-sedimentos de geosinclinal del terreno Seri. En cualquier caso, la anomalía conductora ascendente es compatible con la idea de una región intensamente fallada, deformada y posiblemente químicamente alterada por el ascenso de fluidos calientes. No parece fortuito que esta zona se encuentre precisamente debajo del poblado de El Arco, en donde se encuentra un yacimiento de sulfuros diseminados.

Las zonas más intensas de la anomalía C, forman una región prácticamente horizontal a una profundidad entre 20 y 30 km. Como mencionamos antes, una interpretación plausible es que se trata de fluidos atrapados en la frontera dúctil-quebradiza. Por otro lado, dada la cercanía con la extensión activa en el Golfo de California, existe la posibilidad de relacionar estas anomalías con cámaras magmáticas activas. Adicionalmente al volcanismo asociado a los últimos pulsos del arco volcánico Magdalena-Guadalupe, hay evidencias de volcanismo reciente asociado al actual proceso de extensión en el Golfo de California. Un ejemplo de ello se encuentra 100 km al sur de la zona estudiada: se trata del campo volcánico Las Tres Vírgenes, con eventos volcánicos de hace 1.6 Ma y más recientes (Garduño-Monroy et al, 1993; Romo et al., 2000).

Finalmente, la anomalía D se extiende entre los sitios 9 y 16, por debajo de la intensa anomalía conductora asociada con la cuenca sedimentaria Vizcaíno, hasta alcanzar 10 km de profundidad. Se trata de una anomalía con resistividades intermedias (~ 10 a 100 ohm), no tan intensa como la que produce la cuenca sedimentaria superficial, pero que se distingue claramente del medio resistivo que la contiene (~ 1000 ohm-m) y que debe corresponder a las rocas graníticas del batolito peninsular. Si revisamos el mapa de anomalía de Bouguer (Figura 4), observaremos que los sitios que controlan la anomalía D están ubicados sobre un alto gravimétrico, asociado al alto estructural que separa las cuencas Vizcaíno Norte y Sur. Esto introduce mucha incertidumbre en cuanto a la validez del modelo 2-D en esta región en particular, ya que los campos electromagnéticos observados en estos sitios estarían probablemente distorsionados por una estructura 3-D que no puede considerarse de carácter local. El hecho de que el modelo obtenido con las impedancias s-p (Figura 10c) también muestre esta anomalía conductora no cambia mucho las cosas, en ambos casos puede tratarse de un objeto ficticio necesario para ajustar un conjunto de datos 3-D con un modelo 2-D.

V.3. Sinopsis

En la Figura 18 se resaltan esquemáticamente los resultados más importantes derivados del modelo geoelectrico. El esquema representa una placa oceánica que subyace a la corteza continental de Baja California. Esta placa se extiende por cerca de 130 km profundizándose suavemente hacia el oriente con una pendiente de cerca de 10° , hasta confundirse con el manto astenosférico que se acerca a la superficie por debajo del Golfo de California.

La corteza continental tiene un espesor de ~ 20 km en la costa Pacífico, se hace más gruesa en el centro de la península, donde llega a tener un espesor de 35 km, para volver a adelgazarse hacia la costa del Golfo de California, en donde tiene ~ 20 km de espesor.

Dentro de la corteza continental se distingue la zona de sutura Cochimí-Yuma, ubicada ~ 15 km al este de la costa del Pacífico, así como una posible sutura Yuma-Seri localizada en la longitud geográfica del poblado de El Arco. Conectada con esta última, se encuentran las anomalías más intensas del perfil, las cuales se extienden horizontalmente a una profundidad de ~ 25 km, delineando lo que podría ser la frontera dúctil-quebradiza, en esta región.

El modelo de densidades obtenido durante la interpretación preliminar concuerda bastante bien con los resultados anteriores (Apéndice A). El modelo de densidades incluye una corteza oceánica simulada por una loza de 10 km de espesor con densidad de 2.9 g/cm^3 , la cual se adelgaza y profundiza al oriente. Esta loza sobre-yace litósfera del manto, modelada usando una densidad de 3.3 g/cm^3 . La corteza continental se modela usando una densidad de 2.85 g/cm^3 . En el lado oeste, las rocas del terreno Cochimí se modelan con una densidad de 2.7 g/cm^3 . Esta unidad tiene un espesor de 15 km en el extremo occidental y se adelgaza al oriente. La cuenca sedimentaria Vizcaíno-Norte, la cual alcanza una profundidad máxima de 4 km, fue modelada usando una densidad de 2.4 g/cm^3 . Al este del perfil, afloran granitoides del terreno Yuma que fueron modelados usando una densidad de 2.65 g/cm^3 .

Se sabe que la península de Baja California es un área con relativamente poco flujo de calor (Smith *et al.*, 1979). Se tienen datos en El Arco, donde se han medido 53 mW/m^2 y en Santa Rosalía, 100 km al sur, con 51 mW/m^2 (Polak *et al.*, 1985). En contraste, la Provincia Extensional de Golfo y la continuación en México de la provincia Basin and

Ranges tienen un flujo de calor relativamente grande, ambas tienen un promedio de 82 mW/m^2 , similar al medido en el Basin and Range del sur de Estados Unidos (Sass *et al.*, 1994). Según un modelo simple de Chapman (1986), un valor de flujo de calor de 50 mW/m^2 corresponde con la isoterma de 400°C a 25 km de profundidad. El conocimiento de esta isoterma es importante porque la interfaz dúctil-quebradiza normalmente se encuentra en un intervalo muy angosto de temperatura alrededor de los 400°C (Hyndman y Shearer, 1989). El sitio 24 está ubicado exactamente en el poblado de El Arco, de manera que con este punto de control, puede trazarse la isoterma de 400°C a lo largo de las zonas conductoras C, ascendiendo ligeramente hacia la costa del Golfo al oriente. Al occidente de El Arco esta isoterma debe permanecer más o menos plana a la misma profundidad de 25 km. En el extremo occidental de la sección esta profundidad es congruente con la zona conductora A. En la región central, la interfaz dúctil-quebradiza debe encontrarse a unos 10 km por encima del conductor B, el cual se asocia a fluidos atrapados en la cima de una loza oceánica acoplada a la base de la corteza continental.

El modelo geoelectrico obtenido es congruente con el modelo tectónico propuesto por Bohannon y Parsons (1995) que supone una loza oceánica capturada por la placa Pacífico, que deforma la corteza continental causando extensión y apertura de un nuevo océano: el actual Golfo de California.

Por otra parte, el hecho de que las antiguas suturas Cretácicas tengan actualmente una marcada expresión geofísica como anomalías conductoras, significa que aún pueden considerarse como zonas débiles que podrían asumir parte del movimiento relativo entre las placas Pacífico y Norte America.

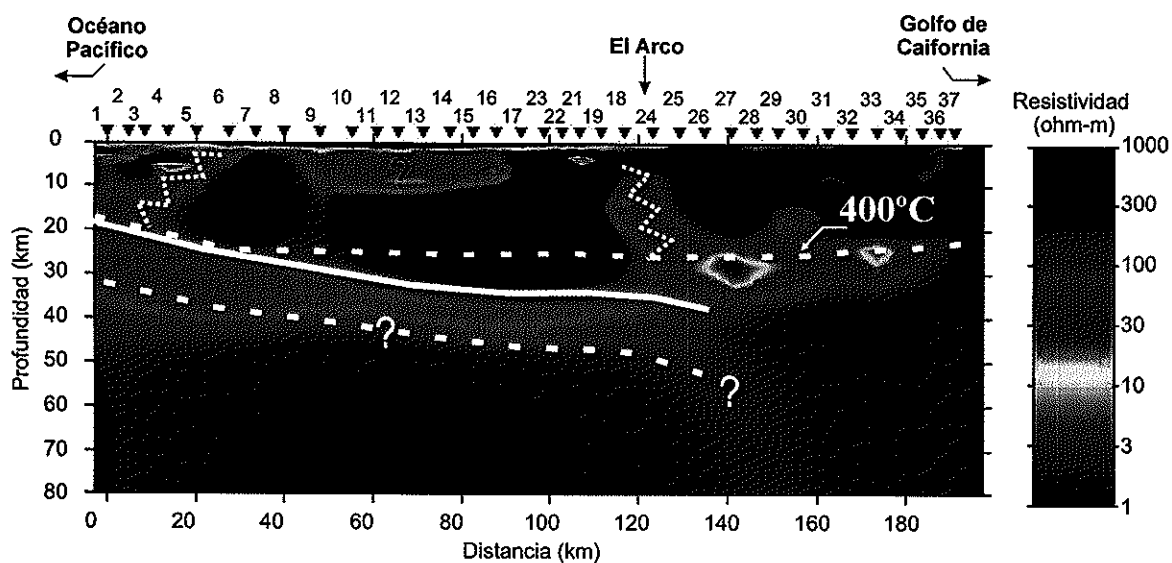


Figura 18. Interpretación del modelo geoelectrico. Con línea blanca continua se indica el techo de la corteza oceánica subducida, la base se dibuja con línea discontinua para indicar mayor incertidumbre. Las zonas de sutura en la corteza continental se indican con rasgos quebrados punteados. La isoterma de 400°C corresponde a la frontera dúctil-quebradiza (ver texto).

VI. Conclusiones

La transformación serie-paralelo traslada la impedancia magnetotelúrica a una representación simple pero matemáticamente rigurosa que, a diferencia de los modos tradicionales TE y TM, es completamente aplicable tanto en 2-D como en 3-D. La impedancia serie es sensible tanto al efecto galvánico como a la inducción relacionada al flujo de corriente que cruza interfaces. La impedancia paralelo es sensible sobre todo al efecto inductivo relacionado al flujo de corriente a lo largo de las interfaces.

La transformación opera sobre el tensor original y produce dos impedancias y dos funciones angulares. La existencia de una transformación inversa garantiza que absolutamente toda la información contenida en el tensor original se encuentre en las funciones transformadas, solamente que organizada de tal manera que se simplifica su interpretación en términos de un modelo tridimensional del subsuelo. Las dos impedancias transformadas, así como la diferencia angular, son cantidades invariantes ante rotaciones del sistema coordenado. La parte real del promedio angular es el ángulo de rotación y la parte imaginaria es otro invariante ante rotación.

Cuando una transformación similar se aplica a la función de transferencia magnética (tipper), se obtiene una representación que unifica varios de los parámetros usados convencionalmente, y que no estaban formalmente conectados. En este caso la transformación es un mapeo que traslada las dos componentes originales del tipper en dos funciones complejas. Una de ellas es la función de transferencia entre el campo magnético horizontal y el vertical, la cual resulta invariante ante rotación. La otra es una función angular cuya parte

real es la dirección del tipper y cuya parte imaginaria está relacionada con el desvío o skewness del tipper.

La inversión 2-D de los datos procesados con la transformación s-p converge a una solución que no es totalmente compatible con la obtenida utilizando la aproximación convencional de Groom y Bailey (1991). Las anomalías conductoras que reproducen las respuestas s-p tienen formas y posiciones difíciles de explicar en términos de la historia geológica conocida. Las principales diferencias pueden deberse a efectos 3-D de carácter local, de tal manera que la aproximación de Groom-Bailey es capaz de eliminar significativamente estos efectos, y produce una solución geológicamente plausible. En cambio, la respuesta serie-paralelo incluye toda la información contenida en el tensor original, y produce una solución 2-D distorsionada por los efectos 3-D incluidos en las impedancias s-p.

De cualquier manera, el modelo SP es un resultado que confirma la utilidad potencial de la transformación serie-paralelo. Para poder usar las impedancias s-p en inversiones 2-D será necesario encontrar una manera de eliminar efectos 3-D locales. La reorganización de la información tensorial impuesta por la transformación s-p puede facilitar esta tarea. Una alternativa que intentaremos en el futuro, será modificar las funciones de respuesta angulares imponiéndoles condiciones 2-D.

El conjunto GB, constituido por los datos procesados con la aproximación de Groom y Bailey (1991) produce una distribución de conductividad (modelo GB) que nos lleva a un modelo geológico congruente con los antecedentes tectónicos del área.

Las anomalías conductoras encontradas dentro de la corteza continental son probablemente causadas por regiones intensamente falladas, deformadas y posiblemente químicamente alteradas por el ascenso de fluidos calientes, lo que confirma la presencia de las

zonas de sutura Cochimí-Yuma y posiblemente Yuma-Seri. Este hallazgo contribuye a definir la geometría y extensión de los antiguos terrenos que hace más de 100 Ma se agregaron a la placa Norteamericana para formar la actual corteza continental de Baja California. Por otra parte, el hecho de que las antiguas suturas Cretácicas tengan actualmente una marcada expresión geofísica como anomalías conductoras, significa que aún pueden considerarse como zonas débiles que podrían asumir parte del movimiento relativo entre las placas Pacífico y Norteamérica.

El flujo de calor medido en El Arco (53 mW/m^2 , Polak *et al.*, 1985) y un modelo simple de Chapman (1986), nos permiten colocar la isoterma de 400°C a 25 km de profundidad. El conocimiento de esta isoterma es importante porque la interfaz dúctil-quebradiza normalmente se encuentra en un intervalo muy angosto de temperatura alrededor de los 400°C (Hyndman y Shearer, 1989). Las anomalías conductoras encontradas al oriente de El Arco, a una profundidad de 25 km aproximadamente, podrían estar relacionadas con fluidos y/o grafito acumulados en la interfaz dúctil-quebradiza. La fuente de estos fluidos, acuosos y/o carbónicos, debe estar asociada al intenso magmatismo producto de la deshidratación de la placa oceánica más profunda y posiblemente ya asimilada en el manto astenosférico.

Finalmente, en el modelo obtenido se delinea la presencia de una placa oceánica fósil por debajo de la corteza continental de Baja California. Esta anomalía conductora, posiblemente provocada por la deshidratación de la loza oceánica, se extiende lateralmente por cerca de 130 km, profundizándose hacia el oriente con una pendiente de 10° . Este resultado es congruente con el modelo tectónico propuesto por Bohannon y Parsons (1995), que supone una loza oceánica, capturada por la placa Pacífico, que deforma la corteza continental causando extensión y apertura de un nuevo océano: el actual Golfo de California. Es

probable que la captura de Baja California haya sido consecuencia del efecto combinado de la tracción ejercida en la corteza inferior por la captura de la micro-placa oceánica, reforzado por el empuje asociado a una ascensión regional del manto que produjo los centros de dispersión en la boca del Golfo de California y que originó la propagación de su apertura hacia el noroeste, a lo largo de una corteza continental debilitada por la deformación extensional.

Literatura citada

- Arzate, J.A., M. Mareschal, y J. Urrutia-Fucugauchi. 1993. "A preliminary crustal model of the Oaxaca continental margin and subduction zone from magnetotelluric and gravity measurements". *Geofis. Int.* 32(3): 441-452 p.
- Atwater, T., y J.M. Stock. 1998. "Pacific-North America plate tectonics of the Neogene Southwestern United States: An Update". *Int. Geol. Rev.* 40: 375-402 p.
- Bahr, K. 1988. "Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion". *J. Geophys.* 62: 119-127 p.
- Bahr, K. 1991. "Geological noise in magnetotelluric data: A classification of distortion types". *Phys. Earth Planet. Int.* 66: 24-38 p.
- Bailey, R.C. 1990. "Trapping of aqueous fluids in the deep crust". *Geophys. Res. Lett.* 17(8): 1129-1132 p.
- Berdichevsky, M.N., V.I. Dimitriev y E.E. Pozdnjakova. 1998. "On two-dimensional interpretation of magnetotelluric soundings". *Geophys. J. Int.* 133: 585-606 p.
- Boerner, D.E., R.D. Kurtz y J.A. Craven. 1996. "Electrical conductivity and paleoproterozoic foredeeps". *J. Geophys. Res.* 101(B6): 13775-13791 p.
- Bohannon, R.G. y T. Parsons. 1995. "Tectonic implications of post-30 Ma Pacific and North American relative plate motions". *Geol. Soc. Amer. Bull.* 107: 937-959 p.
- Booker, J.R. y A.D. Chave. 1989. "Introduction to the special issue on the EMSLAB-Juan de Fuca experiment". *J. Geophys. Res.* 94(B10): 14093-14098 p.
-

- Bostick, F.X., y H.W. Smith. 1962. "Investigation of large-scale inhomogeneities in the Earth by the magnetotelluric method". En: K. Vozoff (ed.). "Magnetotelluric methods". Geophys. Reprint Ser. No. 5, Soc. Expl. Geophys.: 148–155 p.
- Cagniard, L. 1953. "Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting". Geophysics 18: 605–635 p.
- Calderón-Riveroll, G. 1978. "A marine geophysical study of Vizcaíno Bay and the continental margin of western Mexico between 27° and 30° N". Ph.D. Thesis, Oregon State Univ.
- Cantwell, T. 1960. "Detection and analysis of low frequency magnetotelluric signals". Ph.D. Thesis, Mass. Inst. of Tech.
- Cevallos, C. 1986. "Magnetotelluric interpretation — another approach". Ph.D. Thesis, Macquarie Univ.
- Connolly, J.A.D. 1997. "Devolatilization-generated fluid pressure and deformation-propagated fluid flow during prograde regional metamorphism". J. Geophys. Res. 102(B8): 18149-18173 p.
- Couch, R.W., G.E. Ness, O. Sánchez-Zamora, G. Calderón-Riveroll, P. Doguin, T. Plawman, S. Coperude, B. Huehn y W. Gumma. 1991. "Gravity anomalies and crustal structure of the Gulf and Peninsular Province of the Californias". En: J.P. Dauphin y B.R.T. Simoneit (eds.). "The Gulf and Peninsular Province of the Californias". Amer. Assoc. Petr. Geol., Memoir 47: 25-45 p.
-

- Chapman, D.S. 1986. "Thermal gradients in the continental crust". En: J.B. Dawson, D.A. Carswell, J. Hall y K.H. Wedepohl (eds) "The nature of the lower continental crust", 63-70, Spec. Publ. No.24, Geol. Soc. London.
- Chave, A.D. y J.T. Smith. 1994. "On electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions". J. Geophys. Res. 99: 4669-4682 p.
- Chave, A.D. y A.G. Jones. 1997. "Electric and magnetic field distortion decomposition of BC87 data". J. Geomag. Geoelec. 49: 767-789 p.
- Delgado Argote, L.A. 2000. "Evolución tectónica y magmatismo Neógeno de la margen oriental de Baja California central". Tesis de Doctorado. Univ. Nal. Autónoma de México.
- DeMets, C.A. 1995. "Reappraisal of seafloor spreading lineations in the Gulf of California: Implications for the transfer of Baja California to the Pacific plate and estimates of Pacific-North America motion". Geophys. Res. Lett. 22: 3545-3548 p.
- Eggers, D.E. 1982. "An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor". Geophysics 47: 1204-1214 p.
- ELEKTB Group. 1997. "KTB and the electrical conductivity of the crust". J. Geophys. Res. 102(B8): 18389-18305 p.
- Esparza, F.J., J.M. Romo y E. Gómez-Treviño. 2002. "2-D inversion of the series and parallel modes of the magnetotelluric impedance tensor". 27th Gral. Assembly European Geophys. Soc., Nice, France.
-

- Esparza, F.J. y E. Gómez-Treviño. 1997. "Discussion on: "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins", with reply by the authors". *Geophysics* 62: 691-692 p.
- Esparza, F.J., M.A Pérez-Flores, L.A. Gallardo y E. Gómez-Treviño. 1993. "A simple method of magnetotelluric inversion in two dimensions". 3rd Int. Congress Brazilian Geophys. Soc., Expanded Abstracts 2, 1461-1463 p.
- Fenby, S.S. y R.G. Gastil. 1991. "Geologic-Tectonic map of the Gulf of California and surrounding areas". En: J.P. Dauphin y B.R.T. Simoneit (eds). "The Gulf and Peninsular Province of the Californias". Amer. Assoc. Petrol. Geol., Memoir 47: 79-83 p.
- Fischer, G. y W. Masero. 1994. "Rotational properties of the magnetotelluric impedance tensor: the example of the Araguinha impact crater, Brazil". *Geophys. J. Int.* 119: 548-560 p.
- Flores, C., J.M. Romo, R. Vega, F. Esparza, E. Gómez-Treviño, V.H. García y J. Ramírez. 1991. "Exploración magnetotelúrica del campo geotérmico de Ahuachapán-Chipilapa; El Salvador, C.A.". Informe Final, Com. Ejec. Hidroeléc. del Río Lempa, 314 p.p.
- Flores, C., y N. Velasco. 1998. "A comparative analysis between transient electromagnetic soundings and resistivity soundings in Las Tres Vírgenes geothermal zone, México". *Geofis. Int.* 37: 183-190 p.
- Frost, B.R. y K. Bucher. 1994. "Is water responsible for geophysical anomalies in the deep continental crust ? A petrological perspective". *Tectonophys.* 231: 293-309 p.
-

- Gamble, T.D., W.M. Goubau, R. Miracky y J. Clarke. 1982. "Magnetotelluric regional strike". *Geophysics* 47: 932-937 p.
- Gaarduño-Monroy, V.H., H. Vargas-Ledesma y J.O. Campos-Enriquez. 1993. "Preliminary geologic studies of Sierra El Aguajto (Baja California, México): a resurgent-type caldera". *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 59: 47-58 p.
- Gastil, R.G., R.P. Phillips y E.C. Allison. 1975. "Reconnaissance geology of the state of Baja California including reconnaissance geologic map of the state of Baja California". *Geol. Soc. Amer. Memoir* 140: 170 p.p.
- Gastil, R.G. y R.H. Miller. 1993. "The prebatholithic stratigraphy of peninsular California". *Geol. Soc. Amer. Special Paper* 279: 163 p.p.
- Goetz, C.W., G.H. Girty y R.G. Gastil. 1988 "East over West ductile thrusting along a terrane boundary in the Peninsular Ranges: Rancho El Rosarito, Baja California, México". *Geol. Soc. Amer. abstracts with programs* 20: 165 p.p.
- Gómez-Treviño, E. 1987. "Non-linear integral equations for electromagnetic inverse problems". *Geophysics* 52: 1297-1302 p.
- Gómez-Treviño, E. 1996. "Aproximate depth averages of electrical conductivity from surface magnetotelluric data". *Geophys. J. Int.* 127: 762-772 p.
- Griffith, R.C. 1987. "Geology of the southern Sierra Calamajué area: Structural and stratigraphic evidence for latest Albean compression along a terrane boundary, Baja California, México". M.Sc. Thesis, San Diego State Univ.
-

- Griffith, R.C. y C.W. Goetz. 1987. "Structural and geochronological evidence for mid-Cretaceous compressional tectonics along a terrane boundary in the Peninsular Ranges". Geol. Soc. Amer. abstracts with programs 19: 384 p.
- Groom, R.W. y R.C. Bailey. 1989. "Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of three-dimensional galvanic distortion". J. Geophys. Res. 94B: 1913-1926 p.
- Groom, R.W. y R.C. Bailey. 1991 "Analytic investigations of the effects of near-surface three-dimensional galvanic scatterers on MT tensor decompositions". Geophysics 56: 496-518 p.
- Groom, R.W., R.D. Kurtz, A.G. Jones y D.E. Boerner. 1993. "A quantitative methodology to extract regional magnetotelluric impedances and determine the dimension of the conductivity structure". Geophys. J. Int. 115: 1095-1118 p.
- Hyndman, R.D. y P.M. Shearer. 1989. "Water in the lower continental crust: modelling magnetotelluric and seismic reflection results". Geophys. J. Int. 98: 343-365 p.
- INEGI. 1995. "Estaciones gravimétricas y bancos de nivel". Instituto Nacional de Estadística Geografía e Informática, Aguascalientes, México.
- Jiracek, G.R. 1990. "Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction". Surv. Geophys. 11: 163-203 p.
- Jiracek, G.R., J.H. Curtis, J. Ramirez, M. Martínez y J.M. Romo. 1989. "Two-dimensional magnetotelluric inversion of the EMSLAB Lincoln Line" J. Geophys. Res. 94: 299-326 p.
-

- Jiracek, G.R., V. Haak y K.H. Olsen. 1995. "Practical magnetotellurics in a continental rift environment". En: K.H. Olsen (ed). "Continental rifts: evolution, structure and tectonics". Elsevier, 103-129 p.
- Jones, A.G. y R.W. Groom. 1993. "Strike-angle determination from the magnetotelluric impedance tensor in the presence of noise and local distortion: rotate at your peril!". *Geophys. J. Int.* 113: 524-534 p.
- Jording, A., L. Ferrari, J. Arzate, y H. Jödicke. 2000. "Crustal variations and terrane boundaries in southern México as imaged by magnetotelluric transfer functions". *Tectonophysics*. 327: 1-13 p.
- Jupp, D.L. y K. Vozoff. 1976. "Discussion on: "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins". *Geophysics* 41: 325-328 p.
- Jupp, D.L. y K. Vozoff. 1997. "Discussion on: "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins" with reply by the authors". *Geophysics* 62: 691-692.
- Larsen, J.C. 1977. "Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves". *Acta Geod. Geophys. Acad. Sci. Hung.* 12: 183-186 p.
- LaTorraca, G.A., T.R. Madden y J. Korrington. 1986. "An analysis of the magnetotelluric impedance for three-dimensional conductivity structures". *Geophysics* 51: 1819-1829 p.
- Lewis, J.L., S.M. Day, H. Magistrale, R.R. Castro, L. Astiz, C. Rebolgar, J. Eakins, F.L. Vernon y J.N. Brune. 2001. "Crustal thickness of the Peninsular Ranges and Gulf Extensional Province in the Californias". *J. Geophys. Res.* 106(B7): 13599-13611 p.
-

- Lilley, F.E.M. y B.R. Arora. 1982. "The sign convention for quadrature Parkinson arrows in geomagnetic induction studies". *Rev. Geophys. Space Phys.* 20: 513-518 p.
- Lilley, F.E.M. 1993. "Magnetotelluric analysis using Mohr circles". *Geophysics* 45: 833-839 p.
- Lilley, F.E.M. 1998. "Magnetotelluric tensor decomposition: Part I, Theory for a basic procedure". *Geophysics* 63: 1885-1897 p.
- Lonsdale, P. 1991. "Structural patterns of the Pacific floor offshore of Peninsular California". En: J.P. Dauphin y B.T. Simoneit (eds). "Gulf and peninsular province of the Californias". *Amer. Assoc. Petr. Geol., Memoir* 47: 87-125 p.
- López-Ramos, E. 1985. "Geología de México, Tomo II, 3a Ed., México D.F.: 453 p.p.
- Madden, T.R. 1972. "Transmission systems and network analogies to geophysical forward and inverse problems". *ONR Technical Report*, 72-3.
- Mackie, R.L., B.R. Bennet, y T.R. Madden. 1988. "Long-period magnetotelluric measurements near the central California coast: A land-locked view of the conductivity structure under the Pacific Ocean". *Geophys. J.* 95: 181-194 p.
- Mackie, R.L. y T.R. Madden. 1993. "Three-dimensional magnetotelluric modeling and inversión". *Proc. IEEE*, 77: 318-333 p.
- Martín, A., J.M. Fletcher, M. López-Martínez, y R. Mendoza-Borunda. 2000. "Waning miocene subduction and arc volcanism in Baja California: the San Luis Gonzaga volcanic field". *Tectonophys.* 318: 27-51 p.
-

- Martínez, M. y J.M. Romo. 1985. "Evaluación del método magnetoteléurico tensorial como herramienta de exploración en la búsqueda de campos geotérmicos: Informe Final", Informe Técnico CICESE-CFE: 21 p.p.
- Martínez, M., J.M. Romo, R. Fernández, C. Herrera, G.R. Jiracek, V. Weslow y M.J. Miele. 1989. "A magnetotelluric profile across the western boundary of the Salton Trough in northern Baja California, México". *Phys. Earth Planet. Inter.* 53: 376-383 p.
- Park, S.K., G.P. Biasi, R.L. Mackie y T.R. Madden. 1991. "Magnetotelluric evidence of crustal suture zones bounding the southern Great Valley, California". *J. Geophys. Res.* 96(B1): 353-376 p.
- Parkinson, W.D. 1959. "Direction of rapid geomagnetic fluctuations". *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 2: 1-14 p.
- Parkinson, W.D. 1962. "The influence of continents and oceans on geomagnetic variations". *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 6: 441-449 p.
- Pellerin, L., y G.W. Hohmann. 1990. "Transient electromagnetic inversion: A remedy for magnetotelluric static shifts". *Geophysics* 55: 1242-1250 p.
- Polak, B.G., V.I. Kononov, E.M. Prasolov, I.V. Sharkov, R.M. Prol, A. González, A. Razo y R. Molina. 1985. "First estimations of terrestrial heat flow in the trans-mexican volcanic belt and adjacent areas, based on isotopic composition of natural helium". *Geofis. Int.* 24: 465-476 p.
- Rodi, W. y R.L. Mackie. 2001. "Nonlinear conjugate gradients algorithm for 2-D magnetotelluric inversión". *Geophysics* 66: 174-187 p.
-

- Rokityansky, I.I. 1961. "On the application of the magnetotelluric method to anisotropic and inhomogeneous masses". En: Vozoff, K. (ed.), "Magnetotelluric methods". Soc. Expl. Geophys., Geophys. Reprint Ser. 5: 143–147 p.
- Romo, J.M. 1981. "Desarrollo e implementación de programas para la captura y procesamiento de datos magnetotelúricos". Tesis de Maestría, CICESE: 106 p.p.
- Romo, J.M., C. Flores, R. Vega, F. Esparza y E. Gómez. 1995. "Estudio Magnetotelúrico Aguajito-Tres Vírgenes: Resumen Ejecutivo para C.F.E.". Informe Técnico CICESE: 10 p.p.
- Romo, J.M., C. Flores, R. Vega, R. Vázquez, M.A. Pérez-Flores, E. Gómez-Treviño, F.J. Esparza, J.E. Quijano y V.H. García. 1997. "A closely-spaced magnetotelluric study of the Auachapán-Chipilapa geothermal field, El Salvador, C.A.". *Geothermics* 26(5/6): 627-656 p.
- Romo, J.M., E. Gómez-Treviño y F.J. Esparza. 1999. "An invariant representation for the magnetic transfer function in magnetotellurics". *Geophysics* 64: 1418-1428 p.
- Romo, J.M., V. Wong, C. Flores y R. Vázquez. 2000. "Conductividad eléctrica y atenuación de ondas de coda en el campo geotérmico de Las Tres Vírgenes, en Baja California Sur, México". *Geos* 20(1): 21-29 p.
- Romo, J.M., J. García-Abdeslem, E. Gómez-Treviño, F.J. Esparza y C. Flores. 2001. "Resultados preliminares de un perfil geofísico a través del desierto de Vizcaíno en Baja California Sur, México". *Geos* 21(2): 96-107 p.
- Romo, J.M. y E. Gómez-Treviño. 2001. "Series and parallel transformations of the magnetotelluric impedance tensor". *Geophysics* (submitted).
-

- Sass, J.H., A.H. Lachenbruch, S.P. Galanis, Jr., P. Morgan, S.S. Priest, T.H. Moses, Jr., y R.J. Munroe. 1994. "Thermal regime of the southern Basin and Range Province; 1, Heat flow data from Arizona and the Mojave Desert of California and Nevada". *J. Geophys. Res.* 99B: 22,093-22,119 p.
- Schmucker, U. 1970. "Analysis of geomagnetic variations in the south-western United States". *Bull. Scripps Inst. Ocenogr.* 13, Univ. Calif., San Diego: 165 pp.
- Sedlock, R.L., F. Ortega-Gutiérrez y R.C. Speed. 1993. "Tectonostratigraphic terranes and tectonic evolution of México". *Geol. Soc. Amer. Special Paper* 278: 153 p.p.
- Siemon, B. 1997. "An interpretation technique for superimposed induction anomalies". *Geophys. J. Int.* 130: 73-88 p.
- Simpson, F. 2001. "Fluid trapping at the brittle-ductile transition re-examined". *Geofluids* 1: 123-136 p.
- Sims, W.E. 1969. "Methods of magnetotelluric análisis". Ph.D. Thesis, Univ. of Texas at Austin.
- Sims, W.E. y F.X. Bostick, Jr., 1969. "Methods of magnetotelluric análisis". EGRL Tech. Rep. 58, Univ. of Texas at Austin.
- Smith, D.L., C.E. Nuckels III, R.L. Jones y G.A. Cook. 1979. "Distribution of heat flow and radioactive heat generation in northern México". *J. Geophys. Res.* 83: 2371-2379 p.
- Smith, J.T. 1995. "Understanding telluric distortion matrices". *Geophys. J. Int.* 122: 219-226 p.
- Smith, J.T. 1997. "Estimating galvanic-distortion magnetic fields in magnetotellurics: *Geophys. J. Int.* 130: 65-72 p.
-

- Spitz, S. 1985. "The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations".
Geophysics 50: 1610-1617 p.
- Stock, J.M. y K.V. Hodges. 1989. "Pre-Pliocene extension around the Gulf of California
and the transfer of Baja California to the Pacific plate". Tectonics 8: 99-115 p.
- Stock, J.M. y J. Lee. 1994. "Do microplates in subduction zones leave a geological record
?". Tectonics 13: 1472-1488 p.
- Swift, C.M. Jr. 1967. "A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity
anomaly in the southwestern United States". Ph.D. thesis, Mass. Inst. of Tech.
- Szarka, L. y M. Menvielle. 1997. "Analysis of rotational invariants of the magnetotelluric
impedance tensor". Geophys. J. Int. 129: 133–142 p.
- Szarka, L., M. Menvielle y V.V. Spichak. 2000. "Imaging properties of apparent
resistivities bases on rotational invariants of the magnetotelluric impedance tensor".
Acta Geodet. Geophys. Hung. 32: 149–175 p.
- Thompson, A.B. y J.A.D. Connolly. 1990. Metamorphic fluids and anomalous porosities in
the lower crust. Tectonophys. 182: 47-55 p.
- Thompson, A.B. y J.A.D. Connolly. 1992. "Migration of metamorphic fluid: some aspects
of mass and heat transfer". Earth. Sci. Rev. 32: 107-121 p.
- Tikhonov, A.N. 1950. "On determining electrical characteristics of the deep layers of the
Earth's crust". In: Vozoff, K. (ed.), "Magnetotelluric methods". Geophys. Reprint
Ser. 5, Soc. Expl. Geophys.: 2–3 p.
- Todd, V. R., B.G. Erskine y D.M. Morton. 1988. "Metamorphic and tectonic evolution of
the northern Peninsular Ranges batholith, southern California". In: Ernst, W.G. (ed.),
-

- “Metamorphism and crustal evolution of the western United States”. Rubey Volume VII, Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice-Hall, 894-937 p.
- Vozoff, K. 1972. “The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins”. *Geophysics* 37: 98-141 p.
- Vozoff, K. 1991. “The magnetotelluric method”. In: Nabighian, M.N., (ed.), “Electromagnetic methods in applied geophysics, 2, Applications”. Soc. Expl. Geophys.: 641–711 p.
- Vozoff, K. y C.M. Swift, Jr. 1968. “Magnetotelluric measurements in the North German Basin”. *Geophys. Pros.* 16: 454-473 p.
- Wannamaker, P.E., J.R. Booker, A.G. Jones, A.D. Chave, J.H. Filloux, H.S. Waff y L.K. Law. 1989. “Conductivity cross section through the Juan de Fuca subduction system and its tectonic implications”. *J. Geophys. Res.* 94(B10): 14127-14144 p.
- Weaver, J.T., A.K. Agarwal y F.E.M. Lilley. 2000. “Characterization of the magnetotelluric tensor in terms of its invariants”. *Geophys. J. Int.* 141: 321–336 p.
- Weaver, J.T. y A.K. Agarwal. 1991. “Is addition of induction vectors meaningful?”. *Phys. Earth Planet. Inter.* 65: 267-275 p.
- Wiese, H. 1962. “Geomagnetische Tiefentellurik Tiel II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen”. *Geofis. Pura Appl.* 52: 82-103 p.
- Word, D.R., H.W. Smith y F.X. Bostick, Jr. 1970. “An investigation of the magnetotelluric tensor impedance method”. EGRL Tech. Rep. 82, Univ. of Texas at Austin.
-

- Yardley, B.W.D. y J.W. Valley. 1997. "The petrologic case for a dry lower crust". J. Geophys. Res. 102(B6): 12173-12185 p.
- Yee, E. y K.V. Paulson. 1987. "The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor análisis". Geophys. J. 61: 173-189 p.
- Zhang, P., L.B. Pedersen, M. Mareschal y M. Chouteau. 1993. "Channelling contribution to tipper vectors: a magnetic equivalent to electrical distortion". Geophys. J. Int. 113: 693-700 p.
- Zhang, P., R.G. Roberts y L.B. Pedersen. 1987. "Magnetotelluric strike rules". Geophysics 52: 267-278 p.
-

Apéndice A

Resultados preliminares de un perfil geofísico a través del desierto de Vizcaíno en Baja California Sur, México

Romo, J.M., García-Abdeslem, J., Gómez-Treviño, E.,
Esparza, F., y Flores-Luna, C.

Geos 21-2, p. 96-107, 2001.

RESULTADOS PRELIMINARES DE UN PERFIL GEOFÍSICO A TRAVÉS DE LA REGIÓN CENTRAL DE LA PENÍNSULA DE BAJA CALIFORNIA, MÉXICO

José M. Romo, Juan García Abdeslem, Enrique Gómez Treviño, Francisco Esparza y Carlos Flores Luna
Depto. de Geofísica Aplicada, CICESE

RESUMEN

La peculiar relación tectónica entre la Península de Baja California y un segmento de la frontera entre las placas del Pacífico y Norteamericana, en el noroeste de México, es un tema que atrae el interés de muchos investigadores. Para validar cualquier hipótesis acerca del proceso tectónico que ha tenido y tiene lugar en esta región, es necesario estimar las propiedades físicas de la litósfera peninsular. Con este propósito realizamos un estudio geofísico diseñado para investigar la conductividad eléctrica y la densidad de masa en una sección a través de la región central de la Península de Baja California. El estudio consistió de mediciones magnetotélúricas y gravimétricas a lo largo de un perfil de aproximadamente 200 km de longitud, desde la costa con el océano Pacífico hasta la costa oeste del Golfo de California. En este trabajo presentamos resultados preliminares que se desprenden de las mediciones magnetotélúricas y gravimétricas. Ambos conjuntos de datos fueron interpretados usando modelos numéricos bidimensionales. El modelo magnetotélúrico muestra dos zonas relativamente conductoras con probable interés tectónico. La primera de ellas es una zona conductora casi vertical que se ubica a 15 o 20 km al oriente de la costa del Pacífico y que se extiende desde la superficie hasta más de 100 km de profundidad. La segunda zona de interés es el conductor inclinado que se extiende profundizándose hacia el Este y que alcanza profundidades de 100 km bajo la costa oriental de la Península. Este conductor apoya la hipótesis de que bajo la corteza continental del Baja California permanecen restos de la micro-placa Guadalupe que cesó su movimiento de subducción hace aproximadamente 12 Ma. Un modelo de densidades que ajusta los datos observados revela que la corteza continental en el área de estudio tiene un espesor máximo de alrededor de 33 km y es compatible con la idea de que bajo ella se encuentran restos de litósfera oceánica.

INTRODUCCIÓN

El Golfo de California, situado en el Noroeste de México, debe su origen a un proceso de ruptura y extensión oblicua que actualmente está ocurriendo en un segmento de la frontera entre las placas del Pacífico y Norteamericana. Este hecho ofrece la posibilidad de estudiar un sistema tectónico continental de tipo trans-tensional en sus primeras etapas de desarrollo. El conocimiento actual indica que la península de Baja California originalmente formaba parte de la placa Norteamericana y fue "capturada" por la placa del Pacífico hace alrededor de 12 Ma. A partir de entonces se inició un proceso de ruptura y extensión ("rifting") que actualmente se encuentra activo. Se han encontrado numerosas evidencias geológicas y geofísicas que permiten reconstruir con cierta certeza los movimientos relativos ocurridos entre ambas placas, ver por ejemplo: Oskin *et al.* (1999), Atwater y Stock (1998), DeMets (1995), Stock y Lee (1994), Lonsdale (1991), Stock y Hodges (1989), entre otros. Sin embargo, prevalecen hipótesis sin comprobar acerca de la dinámica del proceso de captura y sobre la naturaleza del acoplamiento entre la península y la placa del Pacífico. Por ejemplo, es posible que la península se haya desprendido de la placa Norteamericana a causa de la tracción ejercida en su base por las pequeñas micro-placas oceánicas que quedaron atoradas al cesar la subducción de la antigua placa Farallón. Otra posibilidad es que los segmentos de la antigua dorsal pudieron provocar zonas de soldadura al llegar a la trinchera.

En este contexto, determinar la geometría y las propiedades físicas de la litósfera bajo la Península de Baja California es una tarea indispensable para acercarse a la solución de dichas cuestiones. Con este objetivo llevamos a cabo una campaña de observaciones geofísicas en la región de Vizcaíno, entre los paralelos 27° y 28° de latitud Norte, en donde podría encontrarse información fundamental (Figura 1). Actualmente, en estas latitudes, frente a la costa Pacífico de Baja California, se encuentra la trinchera inactiva producto de la subducción de la micro-placa Guadalupe, cuyo movimiento cesó hace aproximadamente 12 Ma (Bohannon y Parsons, 1995). Para entender el proceso de captura es importante averiguar si bajo la litósfera continental todavía existen restos de la placa subducida, y en su caso, cuál es su extensión y profundidad. En el extremo occidental del área estudiada se han encontrado rocas típicas de la zona de subducción (terreno Cochimi, según Sedlock *et al.*, 1993). Hacia el Este, el terreno Yuma consiste de rocas de arco volcánico y rocas sedimentarias de tras-arco, ambas intrusionadas por el batolito peninsular. Finalmente, se supone que en el extremo oriental existen rocas asociadas con el terreno Seri, característico de la costa de Sonora. Debido a sus distintos atributos geológicos, es posible esperar que las propiedades físicas de estas rocas sean también diferentes y que su contraste sea suficiente para producir efectos geofísicos observables desde la superficie.

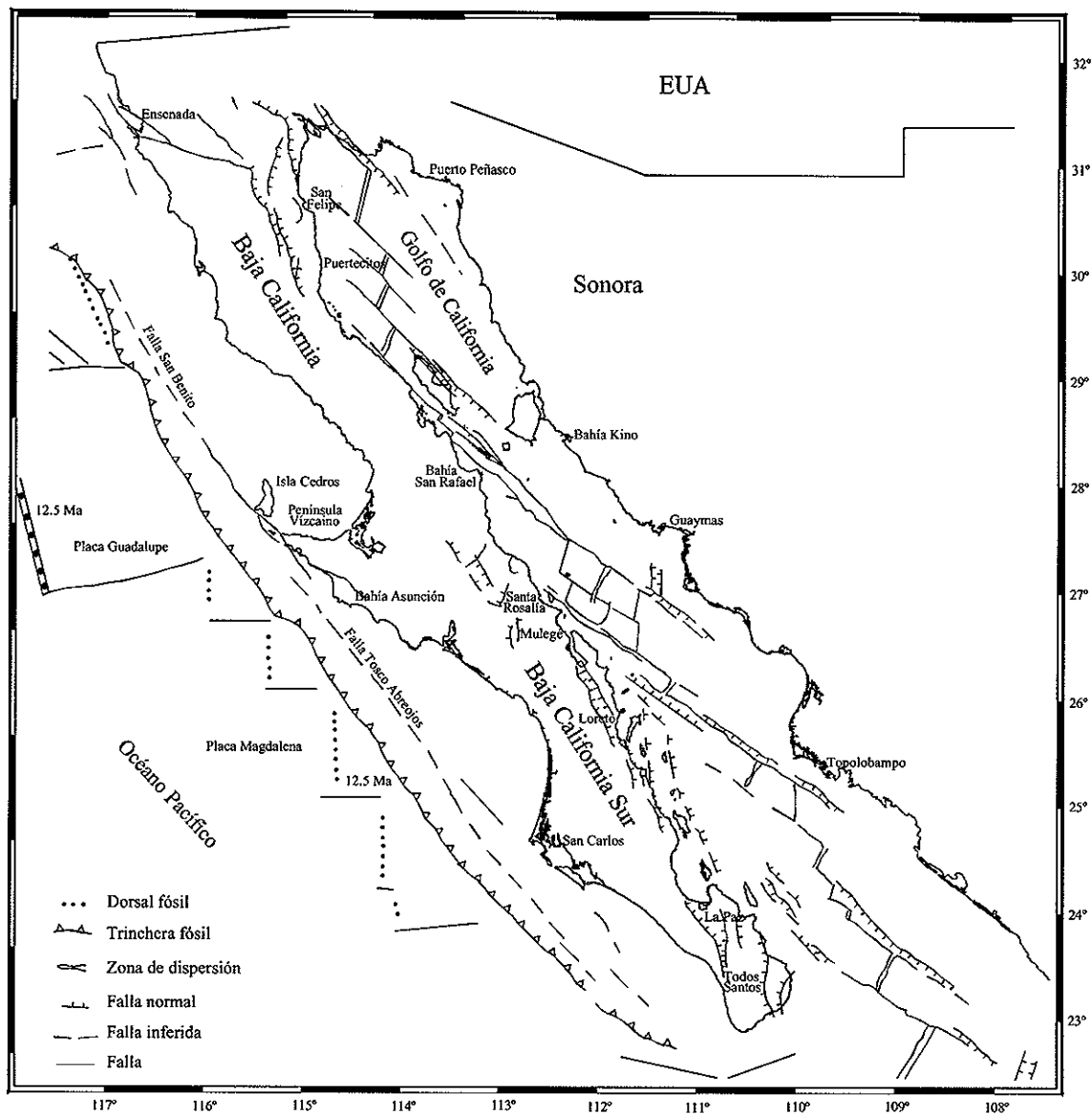


Figura 1. Localización geográfica del área de estudio y de los principales rasgos tectónicos regionales (Modificado de Delgado-Argote, 1996).

PERFIL ELECTROMAGNÉTICO

La conductividad eléctrica de las rocas de la corteza depende fundamentalmente de su contenido de fluidos, de su porosidad y del grado de interconexión entre sus poros, de tal manera que la conducción eléctrica se efectúa principalmente por transporte iónico. Existen también evidencias de que la conductividad puede aumentar sensiblemente al modificarse la estructura cristalina de algunos minerales, por ejemplo en el caso de la transformación de fase entre olivino y espinela que

ocurre en la base de la corteza. En este caso el mecanismo de conducción a través del intercambio electrónico en la matriz mineral adquiere relevancia. En ambos casos el aumento de la temperatura es un factor que facilita la conducción y contribuye a aumentar la conductividad eléctrica. La presencia de minerales arcillosos, por ejemplo en los planos de fallas activas, es también un factor que aumenta la conductividad. Considerando lo anterior, se espera que la determinación de la conductividad eléctrica bajo la corteza de Baja California ayudará a explicar algunos de los procesos tectónicos a los que ha estado sujeta.

El método magnetotélúrico (MT) utiliza las variaciones temporales del campo electromagnético natural para investigar la conductividad eléctrica del subsuelo. Su principal ventaja es que pueden alcanzarse profundidades de exploración de varias decenas de kilómetros. Esto se debe a que la señal electromagnética natural tiene una banda muy ancha de frecuencias y a que la profundidad de penetración aumenta al disminuir la frecuencia.

Las observaciones magnetotélúricas para el presente trabajo se realizaron en 37 sitios a lo largo de un perfil de 190 km de longitud, desde Bahía Asunción, en la costa del Pacífico, hasta San Francisquito, en la costa del Golfo de California (Figura 2). Los sitios están separados por una distancia promedio de 5 km y los períodos de observación se diseñaron para investigar a profundidades del orden de 100 km en condiciones favorables. En cada sitio se registró la variación temporal del campo electromagnético natural en una banda de frecuencia desde 0.001 hasta 100 Hz. Además de las observaciones MT, en cada sitio se realizó un sondeo electromagnético en el dominio del tiempo

(TDEM) para conocer la distribución de la conductividad eléctrica en los primeros 500 m de profundidad. El propósito de esto es obtener la información necesaria para eliminar el efecto estático, un efecto indeseable que las heterogeneidades superficiales producen en los sondeos MT (Flores y Velasco, 1998).

En la Figura 3 mostramos curvas de resistividad aparente y fase, en función del período, en ocho sitios representativos del perfil MT. En los períodos cortos, estas funciones son sensibles a estructuras conductoras someras, mientras que a medida que el período se incrementa, aumenta la influencia de zonas conductoras más profundas. En cada sitio se muestran cuatro curvas de respuesta: dos de resistividad aparente y dos de fase. Estas curvas provienen de dos impedancias, la impedancia paralelo, influenciada por el efecto inductivo en zonas conductoras, y la impedancia serie, que se asocia a efectos tanto inductivos como galvánicos en zonas conductoras y resistivas (Romo y Gómez-Treviño, 2001). Estas funciones de respuesta se obtienen al considerar que cualquier heterogeneidad en el subsuelo deforma el campo eléctrico de dos maneras distintas: un siste-

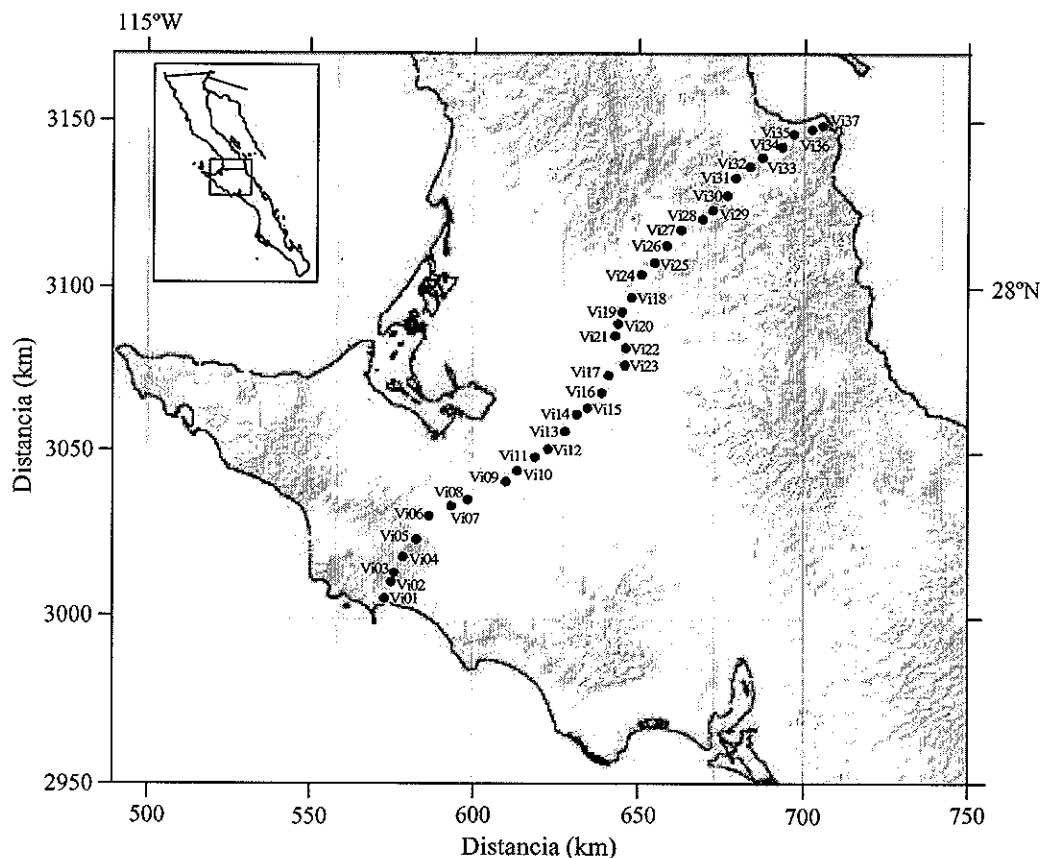


Figura 2. Utilizando como fondo una imagen del modelo digital de elevación del INEGI, se muestra la ubicación de sitios con observaciones magnetotélúricas. Se puede observar la sierra San José de Castro que forma la pequeña península de Vizcaíno, la planicie central y las serranías orientales que llegan a la Costa del Golfo de California.

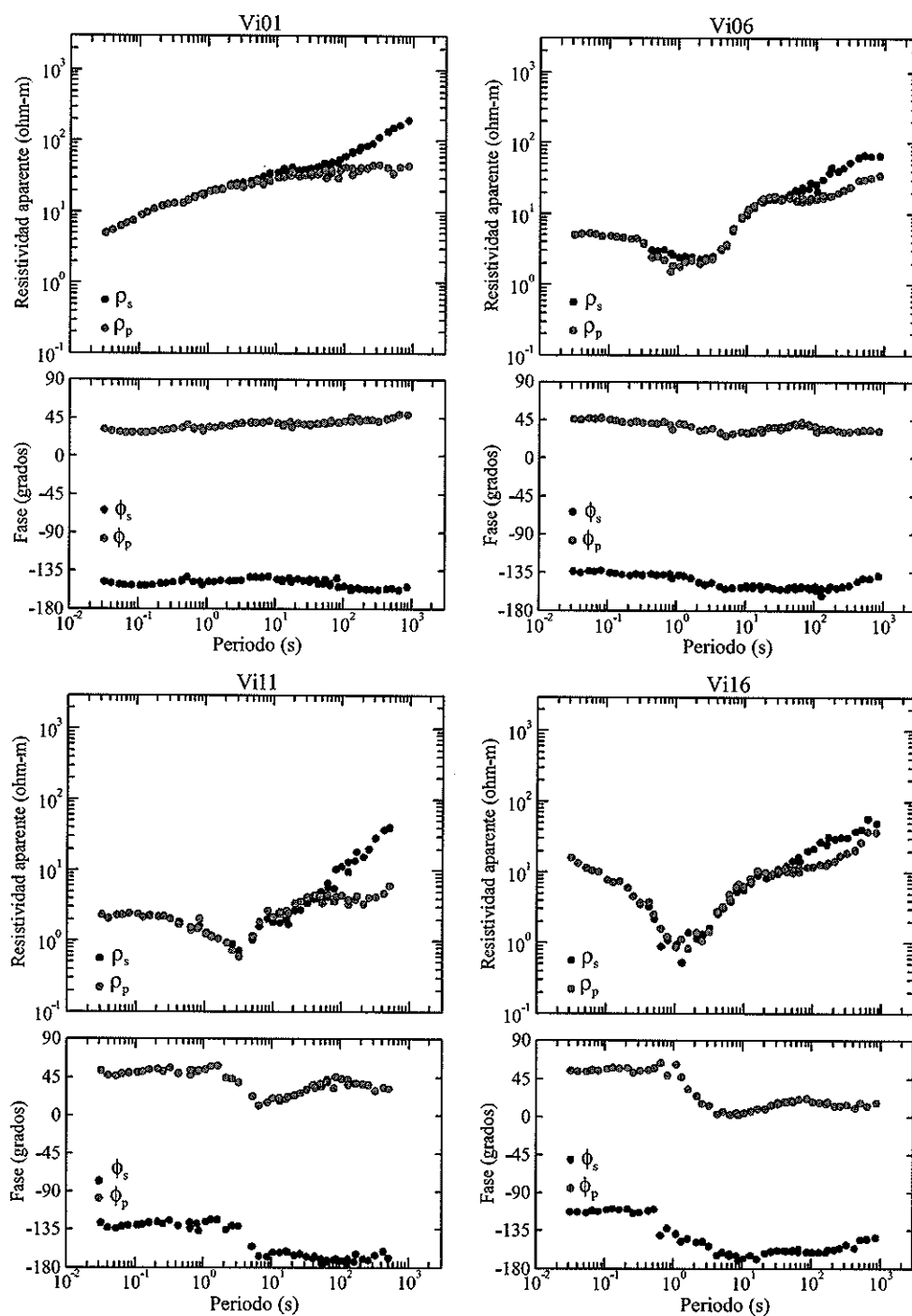


Figura 3. Observaciones MT. En cada sitio se muestran resistividades aparentes y fases en función del periodo. ρ_s y ϕ_s se estimaron con la impedancia serie, mientras que ρ_p y ϕ_p se calcularon con la impedancia paralelo. Los sitios Vi01, Vi06, Vi11 y Vi16 están ubicados en las planicies de Vizcaíno. Los sitios Vi18, Vi27, Vi32 y Vi36 están localizados en la sierra oriental.

Resultados preliminares de un perfil geofísico a través de la región central de la Península de Baja California, México

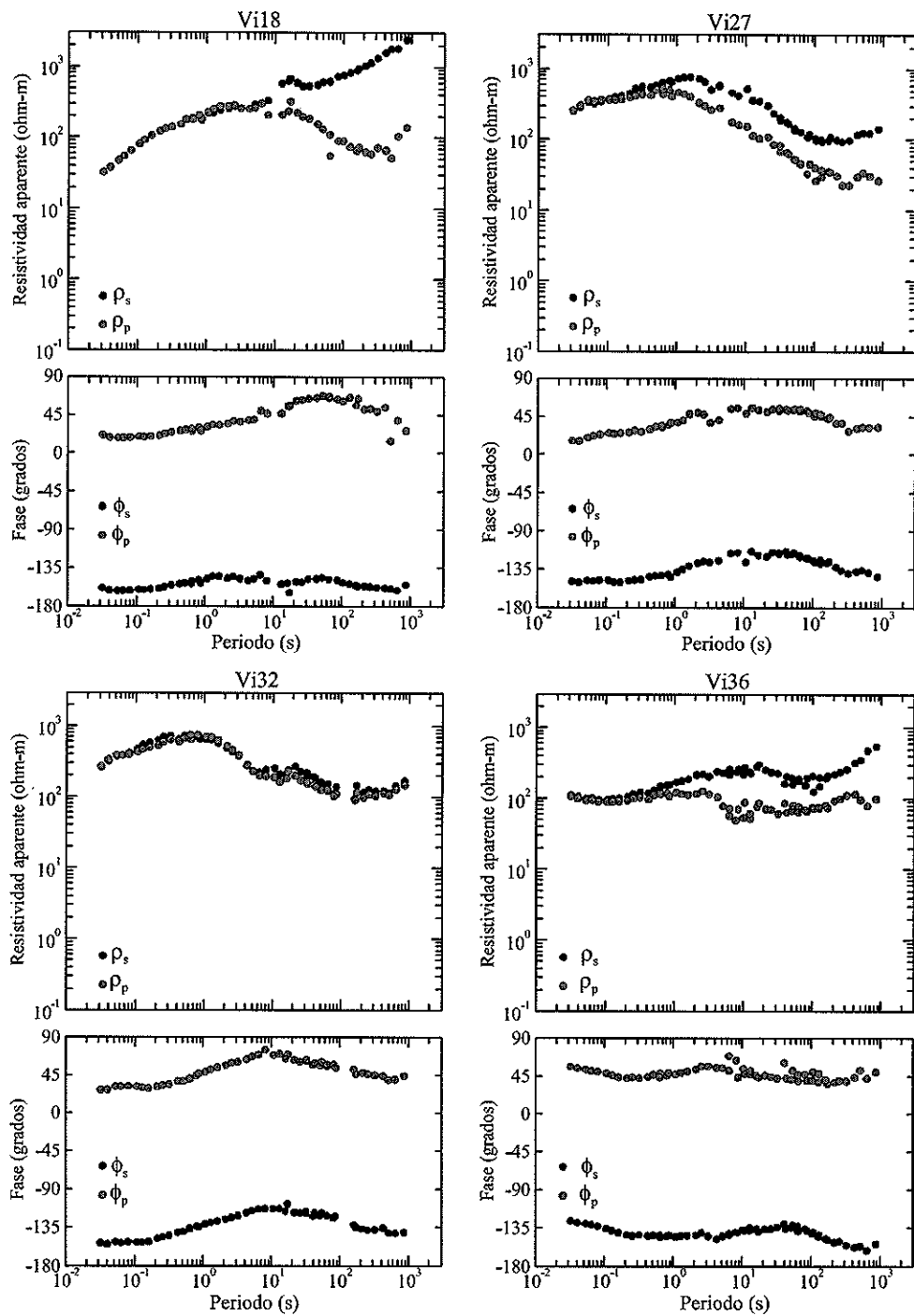


Figura 3. Continuación

ma de corrientes que viaja a lo largo de las fronteras entre cuerpos de distinta resistividad y otro sistema que las cruza. A diferencia de las funciones de respuesta utilizadas convencionalmente (modos TE y TM), las impedancias serie y paralelo no dependen de la rotación del marco de referencia y son válidas aún cuando la conductividad del subsuelo cambie en las tres dimensiones.

Probablemente lo que más llama la atención en las curvas de resistividad aparente de la Figura 3 es que en los sitios (Vi01, Vi06, Vi11 y Vi16) localizados en la mitad occidental del perfil muestran resistividades aparentes entre 1 y 100 ohm-m, mientras que en los sitios (Vi18, Vi27, Vi32 y Vi36) localizados en la mitad oriental del perfil, las resistividades aparentes son mayores en un orden de magnitud. Esto corresponde con la región oriental topográficamente alta, en donde afloran rocas del batolito peninsular, así como con la amplia planicie de rellenos sedimentarios, que constituye el desierto de Vizcaíno, al occidente. En los sitios vi06, vi11 y vi16 la resistividad aparente presenta un mínimo a periodos de alrededor de 1 s, probable-

mente relacionado con los sedimentos conductores. A periodos más largos la resistividad aparente aumenta y las curvas se separan, lo cual revela que a mayor profundidad se encuentran rocas más resistivas y que la resistividad cambia lateralmente. En contraste, en los sitios vi18, vi27 y vi32 la resistividad aparente aumenta hasta alcanzar un máximo, para luego disminuir con el periodo, revelando que bajo las rocas resistivas que afloran en la serranía oriental, se encuentra una zona más conductora.

En la Figura 4 se presentan seudo-secciones de resistividad aparente construidas con todas las estaciones del transecto. Estas seudo-secciones representan la resistividad aparente observada como una función de dos variables, periodo y distancia horizontal. El panel superior representa la resistividad aparente serie ρ_s , mientras que en la parte inferior se muestra la resistividad aparente paralelo ρ_p . Ambas imágenes son bastante similares para periodos menores de 10 s, las diferencias se encuentran para los periodos más largos. El mínimo provocado por el relleno sedimentario domina la parte occidental de las seudo-secciones. Un rasgo sobresaliente es el brusco contraste

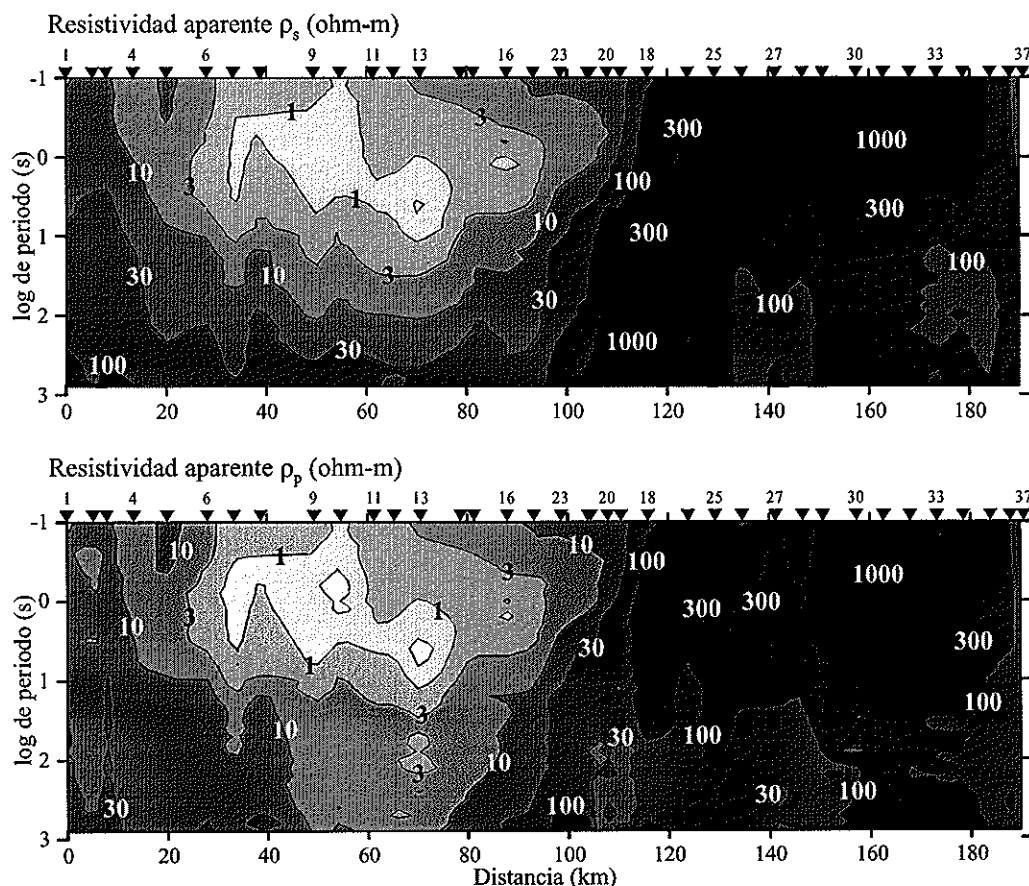


Figura 4. Seudo-secciones de resistividad aparente paralelo, ρ_p , y serie, ρ_s . El mínimo resistivo corresponde al efecto del relleno sedimentario, mientras que los valores máximos en la mitad oriental se asocian a la naturaleza ígnea de la sierra.

lateral que se localiza bajo los sitios vi20 y vi18, que marca el inicio de la zona resistiva asociada con las rocas intrusivas. A períodos mayores de 10 s, la sección correspondiente a ρ_p (panel inferior) presenta resistividades aparentes relativamente menores si se compara con ρ_s . Esto es una indicación de la existencia de una zona conductora a profundidad. Como una primera aproximación, supusimos que bajo cada estación la resistividad varía exclusivamente con la profundidad (1-D). En este caso, la resistividad del subsuelo se puede estimar con un algoritmo simple de inversión no-lineal en una dimensión (Gómez-Treviño, 1996).

Las estimaciones 1-D, calculadas individualmente para cada sitio, se agruparon para construir la Figura 5. En el panel superior se tiene la distribución de la resistividad del subsuelo desde la superficie hasta los 20 km de profundidad estimada a partir de la impedancia paralelo. La cuenca sedimentaria de Vizcaíno se asocia con resistividades menores a 10 ohm-m que alcanzan profundidades de 2 o 3 km bajo los sitios 11 y 13. En contraste, la parte oriental de la sección está dominada por las altas resistividades de las rocas plutónicas y batolíticas.

En el panel inferior de la Figura 5, se muestra la estimación de la resistividad en los primeros 100 km de la litósfera, usando la misma aproximación 1-D. Bajo los sitios 9 a 16 se observan las menores resistividades (< 10 ohm-m) entre los 4 y 15 km de profundidad. Cuando se consideran resistividades menores a 30 ohm-m se puede seguir una banda de mínimos que se mantiene horizontal entre los sitios 1 y 16, para hacerse gradualmente más profunda y más amplia hacia el oriente (sitios 16 al 27). La profundidad del eje de esta zona de mínimos es de ~10 km entre los sitios 4 al 16 y se profundiza hasta alcanzar ~40 km bajo el sitio 27. Aunque la geometría y resistividad de esta zona han sido derivadas usando una aproximación 1-D y pueden modificarse al usar aproximaciones menos restrictivas, parece evidente que existen una o varias zonas relativamente conductoras que se extienden horizontalmente por cerca de 150 km y que se encuentran a considerable profundidad.

En el panel superior de la Figura 6 se muestra una imagen del subsuelo obtenida usando una aproximación que tiene en cuenta el efecto de la variación lateral de la resistividad sobre todo el conjunto de datos. El algoritmo usado es una extensión

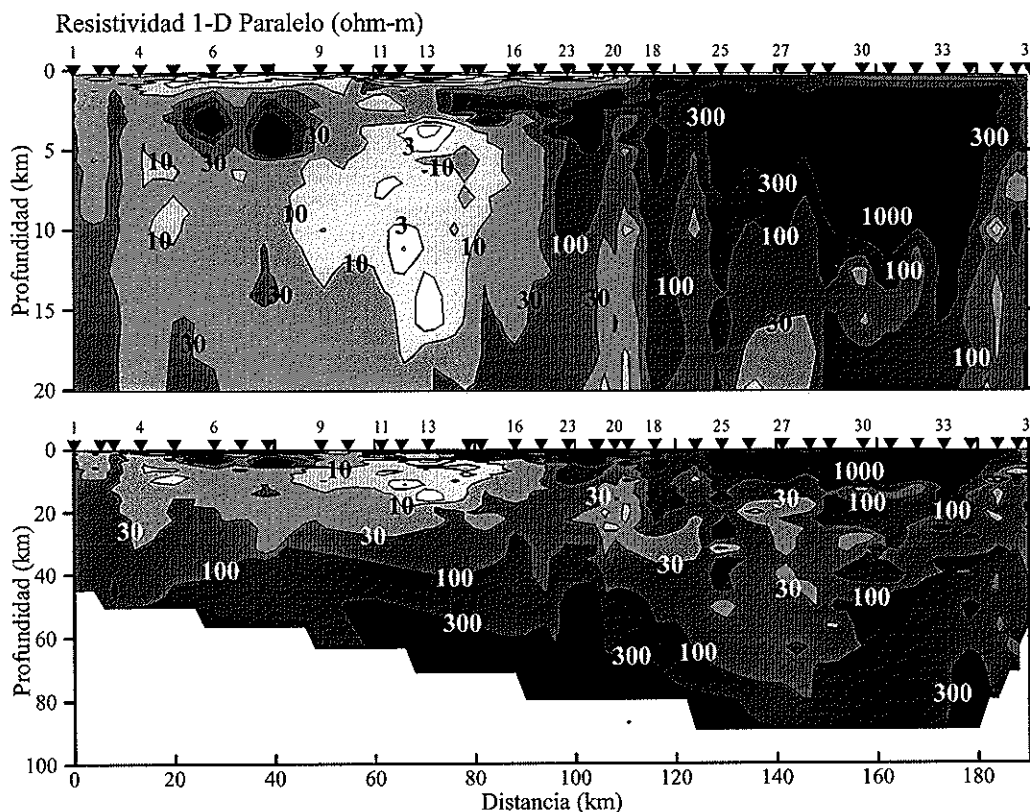


Figura 5. Sección interpretada usando la transformación descrita en Gómez-Treviño (1996). En el panel superior se muestra la resistividad del subsuelo en los primeros 20 km, mientras que en el panel inferior se muestra para los primeros 100 km. En ambos casos se utilizó la impedancia paralelo en la transformación.

para 2-D de la transformación de Niblet-Bostick (Esparza *et al.*, 1993). La imagen mostrada se obtuvo usando la resistividad paralelo y sin hacer ninguna suposición anticipada sobre la geometría o resistividad de la litósfera.

La característica dominante en este modelo es el conductor (< 30 ohm-m) que se profundiza hacia el oriente a partir del sitio 9, y que puede seguirse por cerca de 120 km. La cima del conductor se encuentra a ~ 20 km bajo el sitio 11, donde se mezcla con una zona conductora que alcanza la superficie bajo el sitio 13. Entre los sitios 16 y 20 el conductor disminuye su

intensidad, lo que sugiere la posibilidad de que en realidad se trate de dos segmentos separados. Hacia el oriente, la cima del conductor se profundiza gradualmente hasta alcanzar una profundidad de 100 km en el extremo oriental del perfil. La presencia de este conductor sugiere una zona con un alto contenido de fluidos probablemente relacionada con la deshidratación de la corteza oceánica subducente.

Otro rasgo que sobresale es el conductor casi vertical en el extremo occidental del perfil, bajo los sitios 1 a 6, que se extiende desde la superficie hasta 60 o 70 km de profundidad.

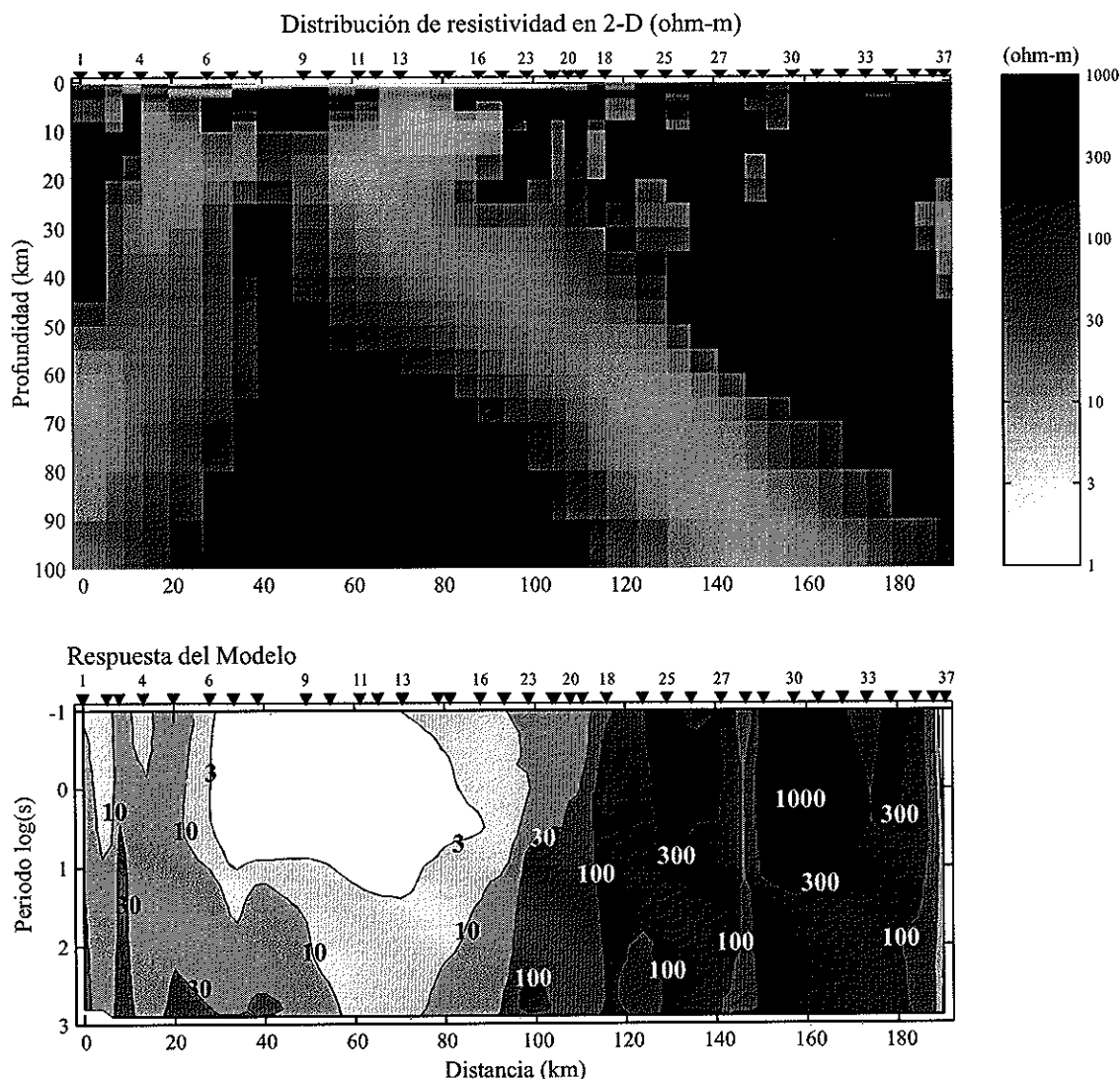


Figura 6. Modelo de resistividad estimado con la transformación lineal de Esparza et al. (1993). La apariencia discreta de la imagen se debe a que no utilizamos ningún tipo de interpolación, de modo que se muestran las estimaciones en cada celda de la malla considerada en la inversión. En el panel inferior se muestra la resistividad aparente calculada con la misma aproximación lineal.

Este conductor podría estar relacionado con la región de sutura entre los terrenos Cochimí y Yuma o con la manifestación de una zona de falla a escala cortical.

Finalmente, algunas anomalías conductoras aisladas en el extremo oriental sugieren que la realización de mediciones en el mar sería decisiva para conectar estos hallazgos con la tectónica de extensión que controla el subsuelo del Golfo de California.

En el panel inferior de la figura 6 se muestra la resistividad aparente que este modelo produce en la superficie cuando se usa la misma aproximación lineal utilizada en la inversión. La validez del modelo puede juzgarse comparando su respuesta con las observaciones mostradas en la Figura 4. En general puede decirse que, excepto en algunas zonas aisladas, la respuesta concuerda bastante bien con las observaciones. Vale la pena mencionar que a diferencia de otros esquemas de inversión basados en la solución iterativa de ecuaciones diferenciales parciales, el algoritmo usado (Esparza *et al.*, 1993) estima la conductividad del subsuelo mediante una transformación de los datos observados. Como se mencionó antes, el modelo que se muestra se obtuvo usando exclusivamente la resistividad aparente paralelo. La incorporación de la resistividad serie, así como de las fases correspondientes, usando otros esquemas de inversión es un trabajo que actualmente se está llevando a cabo.

GRAVIMETRÍA

De acuerdo con Sedlock *et al.* (1993), la constitución actual de la corteza continental en la región de estudio es el resultado de varios episodios de acreción tectónica y magmática. Se piensa que esta evolución tectónica ha puesto en contacto terrenos de origen y composición muy distinta. Por tanto, es razonable esperar que los distintos terrenos tengan una densidad de masa distinta. También es probable que el contraste entre distintas densidades sea suficiente para producir cambios en la atracción de la gravedad, y que estos cambios puedan observarse desde la superficie.

Con el propósito de inferir la geometría y la densidad de la litósfera bajo el área de estudio, realizamos mediciones de la componente vertical de la gravedad en 150 sitios que se ubicaron siguiendo aproximadamente el perfil electromagnético, como se muestra en la Figura 7. La gravedad relativa se midió con un gravímetro Lacoste-Romberg y la elevación de cada sitio fue estimada de manera precisa (± 0.5 m) usando dos receptores GPS en modo diferencial. Los datos observados se complementaron con datos gravimétricos del INEGI (INEGI, 1995a). La gravedad absoluta se determinó utilizando el dato disponible en un banco gravimétrico ubicado dentro del área de estudio. La anomalía de aire libre se obtuvo restando de la gravedad observada la gravedad teórica, calculada con la fórmula internacional de 1967, y considerando un gradiente vertical de 0.3086 mGal/m. Para obtener la anomalía de Bouguer comple-

ta (Figura 7) se calculó la atracción gravitacional debida a la topografía mostrada en la Figura 7, mediante el algoritmo descrito por García-Abdeslem y Martín-Atienza (2001). Utilizamos el modelo digital del terreno de INEGI (1995b) con nodos cada 100 m y una densidad de 2.67 g/cm³.

El mapa de anomalía de Bouguer muestra un mínimo que desciende hasta -50 mGal, y que se orienta al NW sobre el desierto de Vizcaino y se extiende mar adentro a la bahía del mismo nombre. Este mínimo continúa al SE, pero se ve interrumpido por un angosto alto gravimétrico orientado al NE. Esto sugiere la presencia de dos grandes cuencas sedimentarias separadas estructuralmente por un bloque levantado. Los valores observados indican un gran contraste entre la densidad de los sedimentos y la de la roca cristalina del basamento. Además de la firma que corresponde a las cuencas antes descritas, se pueden observar valores positivos de 20 mGal sobre el terreno Cochimí en la península de Vizcaino, mientras que valores negativos caracterizan al terreno Yuma en el extremo oriental del perfil.

La interpretación de los datos gravimétricos en términos de estructuras geológicas, sin información adicional independiente, que permita acotar el número de soluciones compatibles con los datos, es un ejercicio arriesgado. Sin embargo, utilizando el conocimiento del ambiente tectónico del área de estudio, es posible hacer una elección adecuada de la densidad de masa de los materiales que constituyen la corteza en el transecto Vizcaino. La interpretación mostrada en la Figura 8 se basa en las siguientes suposiciones: 1) la densidad no cambia en la dirección perpendicular al perfil A-A', por lo tanto la anomalía de Bouguer fue interpretada usando un modelo en 2-D; 2) no hay cambios laterales de densidad por debajo de 50 km de profundidad, y 3) la litósfera oceánica subducente permanece bajo la corteza continental en el área de estudio.

En esta interpretación el modelo de corteza que se muestra en la Figura 8 está formado por seis polígonos de densidad constante. El panel superior muestra los datos observados junto con la gravedad calculada causada por el modelo mostrado en el panel inferior. La corteza oceánica subducida se modeló usando una capa de 10 km de espesor con densidad de 2.9 g/cm³, la cual se adelgaza y profundiza al oriente. Esta capa sobreyace litósfera del manto, modelada usando una densidad de 3.3 g/cm³. La corteza continental se modela usando una densidad de 2.85 g/cm³. En el lado oeste, las rocas de la corteza del terreno Cochimí se modelan con una densidad de 2.7 g/cm³. Esta unidad tiene un espesor de 15 km en el extremo occidental y se adelgaza al oriente. La cuenca sedimentaria Vizcaino-Norte, la cual alcanza una profundidad máxima de 4 km fue modelada usando una densidad de 2.4 g/cm³. Al este del perfil, afloran granitoides del terreno Yuma que fueron modelados usando una densidad de 2.65 g/cm³.

Romo, García Abdeslem, Gómez Treviño, Esparza y Flores Luna

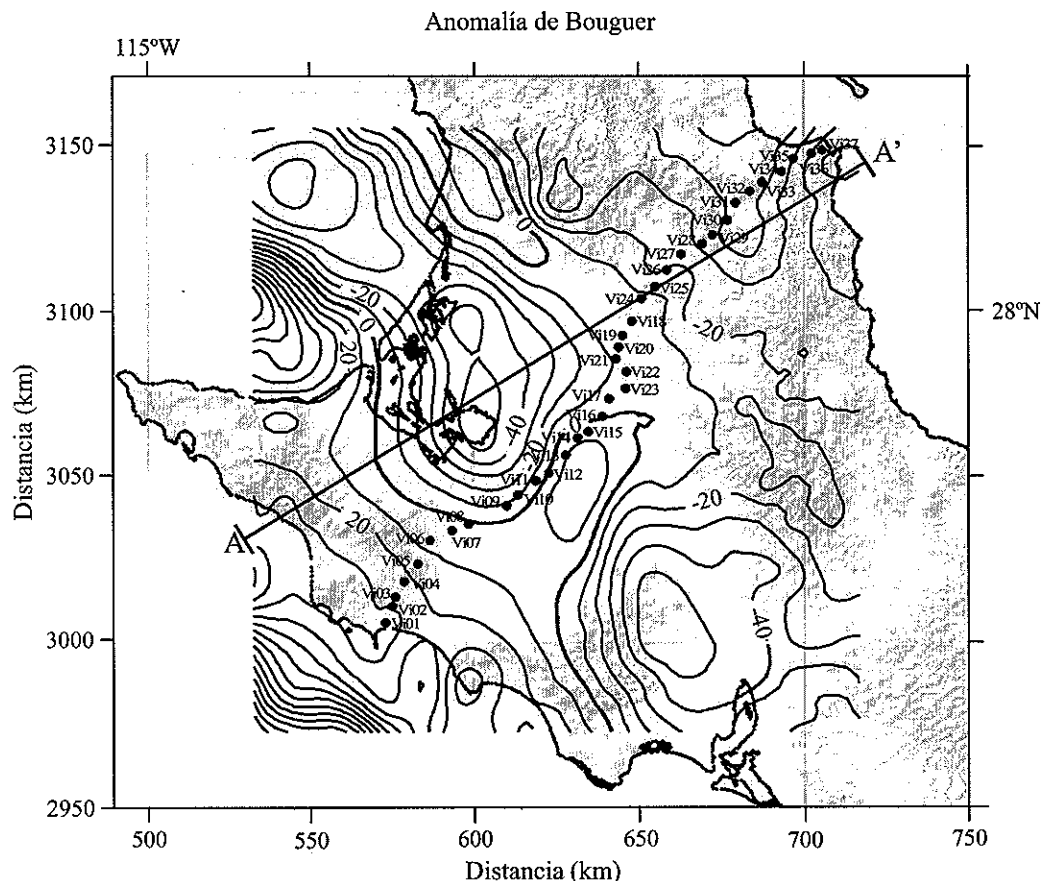


Figura 7. Mapa de anomalía de Bouguer completa. Se observa un eje de mínimos alineados NW-SE, interrumpido por un alto relativo alineado NE-SW. Los mínimos se asocian con las cuencas sedimentarias Vizcaíno Norte y Sur. Se muestra además, la ubicación de los sitios MT y el trazo AA' que corresponde con el perfil gravimétrico utilizado para el modelado.

CONCLUSIONES

El modelo obtenido del perfil electromagnético muestra dos zonas relativamente conductoras con considerable interés tectónico. La primera de ellas es el conductor casi vertical que se ubica a 15 o 20 km al oriente de la costa del Pacífico extendiéndose desde la superficie hasta más de 100 km de profundidad. La segunda zona de interés es el conductor inclinado que se extiende y profundiza hacia el Este alcanzando profundidades de 100 km bajo la costa oriental de Baja California. La presencia de este conductor sugiere una zona con un alto contenido de fluidos probablemente relacionada con los procesos de deshidratación de la corteza oceánica subducente.

Aún cuando este modelo preliminar necesita mejorarse y validarse usando otros esquemas de inversión, es poco probable que sus principales características desaparezcan. La rela-

ción de estas características con la estructura de la corteza continental y con los posibles restos de litósfera oceánica son algunas de las cuestiones que abordaremos en el futuro cercano.

Sin perder de vista la no-unicidad implícita en la modelación gravimétrica es posible obtener ciertos resultados concluyentes de la interpretación de la anomalía de Bouguer completa. Nuestra interpretación revela que el relleno sedimentario de la cuenca Vizcaíno Norte tiene un espesor del orden de 4 km. El modelo también sugiere que la corteza continental en el área de estudio tiene un espesor máximo de alrededor de 33 km. La placa subducida subyace a la corteza continental por lo menos a lo largo de 160 km y se profundiza hacia el Este con un ángulo de casi 10°. Este último resultado, al igual que el derivado del MT, es compatible con la idea de que bajo la corteza de Baja California permanecen restos de la micro-placa Guadalupe, que cesó su movimiento de subducción hace aproximadamente 12 Ma.

Resultados preliminares de un perfil geofísico a través de la región central de la Península de Baja California, México

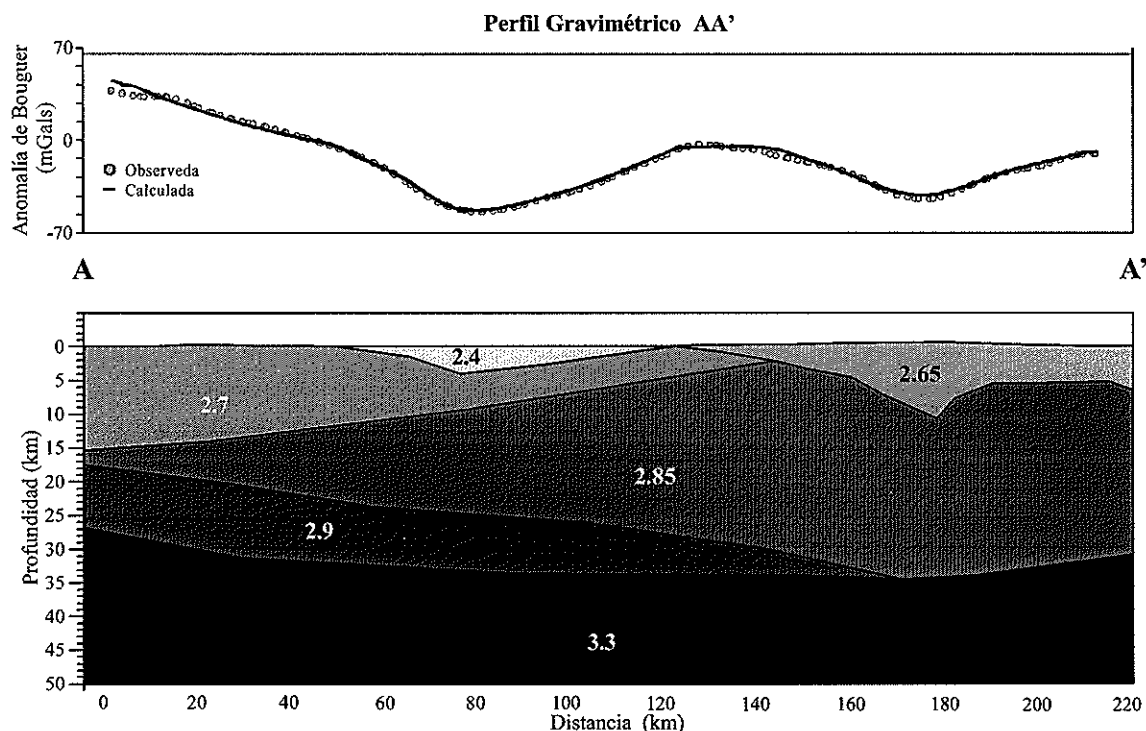


Figura 8. Modelo de densidades (g/cm^3) a lo largo del perfil AA' de la Figura 7. En el panel superior se comparan los datos observados con la respuesta del modelo mostrado en el panel inferior.

AGRADECIMIENTOS

Los autores expresan su agradecimiento a todas las personas involucradas en las diferentes etapas del proyecto. En especial a Jorge Ramírez (UABC) y César Jaques (UNAM) por su participación en el trabajo de topografía con GPS; Jorge Ramírez también participó en el procesamiento de los datos gravimétricos; a Mario Vega por su ayuda en el trabajo de campo y en el procesamiento de datos; a Humberto Benítez, quien trabajó en varias de las figuras así como en el trabajo de campo, junto con Salvador Espinosa, Jaime Calderón y Manuel Parra. También se agradecen los comentarios de J. Arzate y un árbitro anónimo.

El apoyo financiero para este proyecto fue proporcionado por el CONACYT a través del convenio No. 25792-T.

REFERENCIAS

- Atwater, T., and Stock, J.M., 1998, Pacific-North America plate tectonics of the Neogene Southwestern United States: An Update: *International Geological Review*, 40, 375-402.
- Bohannon, R.G., and Parsons, T., 1995, Tectonic implications of post-30 Ma Pacific and North American relative plate motions, *Geological Society of America Bulletin*: 107, 937-959.
- Delgado-Argote, L.A., 1996, Actividades del proyecto geofísico marino y de sismica de refracción CORTES-P96, *GEOS*, v. 16, No. 2, p. 109-111.
- DeMets, C.A., 1995, Reappraisal of seafloor spreading lineations in the Gulf of California: Implications for the transfer of Baja California to the Pacific plate and estimates of Pacific-North America motion: *Geophysical Research Letters*, 22, 3545-3548.
- Esparza, F.J., Pérez-Flores, M.A., Gallardo, L.A., and Gómez-Treviño, E., 1993, A simple method of magnetotelluric inversion in two dimensions: 3rd International Congress of the Brazilian Geophysical Society, *Expanded Abstracts*, v. 2, 1461-1463.
- Flores, C., and Velasco, N., 1998, A comparative analysis between transient electromagnetic soundings and resistivity soundings in the Tres Vírgenes geothermal zone, México: *Geofísica Internacional*, 37, 183-190.
- García-Abdeslem, J., and Martín-Atienza, B., 2001, A method to compute terrain corrections for gravimeter stations using a digital elevation model: *Geophysics*, 66, 1110-1115.

Romo, García Abdeslem, Gómez Treviño, Esparza y Flores Luna

- Gómez-Treviño, E., 1996, Approximate depth averages of electrical conductivity from surface magnetotelluric data: *Geophysical Journal International*, 127, 762-772.
- INEGI, 1995a, Estaciones gravimétricas y bancos de nivel: *Instituto Nacional de Estadística Geografía e Informática*, Aguas Calientes, México.
- INEGI, 1995b, GEMA: Modelo digital de elevaciones para México: *Instituto Nacional de Estadística Geografía e Informática*, Aguas Calientes, México.
- Lonsdale, P., 1991, Structural patterns of the Pacific floor offshore of Peninsular California, in: Gulf and peninsular province of the Californias, edited by J.P. Dauphin, and B.T. Simoneit: *American Association of Petroleum Geologists, Memoir 47*, Tulsa, Oklahoma, 87-125.
- Oskin, M., Stock, J.M., Lewis, C., and Martín-Barajas, A., 1999, Separation of Baja California from North America: New Constrains on timing and total separation, *Geological Society of America Abstracts with Programs*, 31(7), 294.
- Romo, J.M., and Gómez-Treviño, E., 2001, Series and parallel transformations of the magnetotelluric impedance tensor: *Geophysics* (submitted).
- Sedlock, R.L., Ortega-Gutiérrez, F., and Speed, R.C., 1993, Tectonostratigraphic terranes and tectonic evolution of México: *Boulder, Colorado, The Geological Society of America*, 153 p.
- Stock, J.M., and Lee, J., 1994, Do microplates in subduction zones leave a geological record?: *Tectonics*, 13, 1472-1488.
- Stock, J.M., and Hodges, K.V., 1989, Pre-Pliocene extension around the Gulf of California and the transfer of Baja California to the Pacific plate, *Tectonics*, 8, 99-115.

Apéndice B

An invariant representation for the magnetic transfer function in magnetotellurics

Romo, J.M., Gómez-Treviño, E., and Esparza, F

Geophysics, 64, p. 1418–1428., 1999.

An invariant representation for the magnetic transfer function in magnetotellurics

José M. Romo*, Enrique Gómez-Treviño*, and Francisco J. Esparza*

ABSTRACT

The magnetic transfer function in the magnetotelluric (MT) method can be represented by two simple complex functions that possess special properties in 3-D environments. This representation is obtained by means of a complex rotation matrix applied to the field measurements. One of the resulting functions is invariant with respect to rotations of the coordinate system and is closely related to the traditional concept known as tipper. The magnitude and phase of this new representation are invariant in a 3-D earth and unambiguously reduce to the corresponding formulas for 2-D cases. With these properties, the proposed representation overcomes the existing limitations of the current definition of the tipper. In the second complex function, the traditional concepts of rotation angle and skew appear naturally in the function's real and imaginary parts, respectively. We test the new representation using the response of a 3-D model. The results are compared with those obtained using current definitions.

INTRODUCTION

The aim of the magnetotelluric (MT) method of geophysical prospecting is to investigate the subsurface distribution of electrical resistivity from depths of a few meters to hundreds of kilometers. The method uses surface measurements of natural electric and magnetic fields that originate in the ionosphere. The raw measurements depend on the amplitude and direction of the incident fields, on the axes of coordinates, and on the distribution of electrical resistivity within the earth. The effect of the amplitude and direction of the incident fields are eliminated by the use of the well-known impedance tensor, which relates the horizontal electric and magnetic fields. Much information can be obtained by analyzing the elements of the tensor in relation to the coordinate axes. This is usually done prior to any formal interpretation in terms of the resistivity

distribution. This type of analysis has received considerable attention in the literature (e.g., Swift, 1967; Eggers, 1982; Spitz, 1985; Cevallos, 1986; LaTorraca et al., 1986; Counil et al., 1986; Yee and Paulson, 1987; Groom and Bailey, 1989, 1991; Chave and Smith, 1994; Smith, 1997). The dependence on the coordinate system can be eliminated using invariants with respect to rotation of the impedance tensor. Invariant quantities are important because they depend only on the resistivity distribution. The tensor determinant (e.g., Berdichevsky and Dimitriev, 1976; Eggers, 1982; Ranganayaki, 1984) is commonly used for this purpose.

Vertical and horizontal magnetic field measurements can also be used to obtain information about the resistivity distribution. Under normal conditions the incident magnetic field has only horizontal components. The condition remains the same, without a vertical component, if the resistivity distribution varies only with depth. However, if there are horizontal variations of resistivity, a vertical component of the magnetic field appears as a result of lateral concentrations of electric current. In these conditions the measured vertical and horizontal components depend on the amplitude and direction of the incident field, on the coordinate axes, and on the lateral variations in resistivity. The undesired dependence on the properties of the incident field is easily removed by use of a transfer function between the vertical and horizontal fields. In general, two complex numbers for each frequency are needed to define this function. This magnetic transfer function is usually referred to as tipper. As in the case of the impedance tensor, much can be learned about the resistivity variations by analyzing the two complex numbers in relation to the coordinate axes. Again, this is usually done prior to any formal interpretation in terms of the resistivity distribution. A number of techniques have been reported in the literature for this type of analysis (e.g., Vozoff and Swift, 1968; Sims and Bostick, 1969; Word et al., 1970; Vozoff, 1972; Jupp and Vozoff, 1976; Gamble et al., 1982; Zhang et al., 1993). Several contributions have been derived from the use of geomagnetic deep soundings (GDS), where magnetic transfer functions, usually between different sites, have been used since the early '60s (e.g., Parkinson, 1959, 1962; Wiese, 1962;

Manuscript received by the Editor March 2, 1998; revised manuscript received January 13, 1999.

*CICSE/Ciencias de la Tierra, Km 107 Carret. Tijuana-Ensenada, Ensenada, 22830 Baja California, Mexico. E-mail: jromo@cicse.mx; egomez@cicse.mx; feparz@cicse.mx.

© 1999 Society of Exploration Geophysicists. All rights reserved.

Schmucker, 1970; Lilley and Arora, 1982; Weaver and Agarwal, 1991; Siemon, 1997). As in the case of the impedance tensor, the dependence of the tipper on the coordinate axes can be eliminated by use of an invariant. In this paper we present an invariant for the tipper that overcomes the difficulties of the early definition of Jupp and Vozoff (1976).

The work was motivated by a recent discussion in *Geophysics* (Esparza and Gómez-Treviño, 1997) about the invariance of the tipper phase in Jupp and Vozoff (1976). Especially motivating was the challenge set forth by Jupp and Vozoff (1997) about the possible existence of a complete and consistent representation for the tipper—a representation that, at the same time, would be invariant in 3-D environments and would unambiguously resolve the phase for a 2-D earth. It was clear that this was creating the problem for the existing representation. It also became apparent that there was no invariant of the magnetic transfer function to be used in conjunction with that of the impedance tensor.

BASIC DEFINITIONS AND EXISTING REPRESENTATIONS

Assuming the usual linear relationship between the vertical and horizontal components of the magnetic field at any frequency, one can write

$$H_z = AH_x + BH_y, \quad (1)$$

where H_z represents the vertical component of the magnetic field and H_x and H_y are two orthogonal components of the horizontal magnetic field. The coefficients A and B are complex numbers represented as

$$A = a + ib$$

and

$$B = c + id. \quad (2)$$

The magnetic transfer function, or tipper, is defined by the two complex numbers A and B . Considered as a vector operator, the tipper produces H_z from H_x and H_y , i.e.,

$$H_z = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Following Jupp and Vozoff (1976) and Vozoff (1991), the magnitude and phase of this complex operator can be characterized by

$$|T|^2 = |A|^2 + |B|^2 \quad (4)$$

and

$$\phi_T = \frac{|A|^2\phi_A + |B|^2\phi_B}{|T|^2}, \quad (5)$$

where ϕ_A and ϕ_B stand for the phases of A and B , respectively. The value $|T|$ is referred to as the magnitude of the tipper, and ϕ_T is its phase. It was formerly assumed that both the magnitude and the phase of T were invariant with respect to rotations of the coordinate system. As a result of the discussion mentioned above, it is now recognized that the phase is not an invariant. In the same discussion the following invariant definition for the

phase is considered:

$$\phi_T = \arctan \left(\frac{b^2 + d^2}{a^2 + c^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

This formula was ruled out because it does not unambiguously resolve the sign of the phase. For the same reason, it does not reduce to the case of a 2-D earth, where $B = 0$ and the phase should be given as the inverse tangent of the ratio b/a .

Other parameters have been found useful in the interpretation of the magnetic transfer function. As shown below, in all cases they represent different combinations of the basic functions A and B .

It is common to rotate the coordinate system to find the direction that best corresponds to a 2-D situation. The rotation can be written formally as

$$H_z = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}^T R^T R \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad (7)$$

where R is the rotation matrix, or

$$R = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (8)$$

In the new coordinate system, the tipper operator is

$$\begin{pmatrix} A' \\ B' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Equation (9) is commonly used to find the direction θ where the size of B' is a minimum (Sims and Bostick, 1969). In a 2-D case it is straightforward to show that there is one direction θ (perpendicular to the 2-D strike) where B' is identically zero. In this situation it is also certain that the complex coefficients A and B have the same phase; therefore, θ is a real number:

$$\theta = \arctan \left(\frac{B}{A} \right). \quad (10)$$

In the general 3-D case, however, the ratio B/A is complex and, quoting Vozoff (1991), "... there are several possible ways to define the rotation, none of them completely satisfactory. ... This is to be expected because the concept is basically derived from 2-D models."

Two widely used definitions for θ are, after Jupp and Vozoff (1976),

$$\theta_1 = \frac{(a^2 + c^2) \arctan \left(\frac{c}{a} \right) + (b^2 + d^2) \arctan \left(\frac{d}{b} \right)}{|T|^2} \quad (11)$$

and, after Sims and Bostick (1969),

$$\begin{aligned} \theta_2 &= \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2(ac + bd)}{(a^2 + b^2) - (c^2 + d^2)} \right) \\ &= \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\text{Re}(AB^*)}{|A|^2 - |B|^2} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

where θ_2 corresponds to the direction where the magnitude of A' is maximum and θ_1 corresponds to the direction where the vertical component of the field has maximum coherence with the horizontal field. Both equations reduce to equation (10) for a 2-D earth.

A third parameter, the skew, is usually computed. The skew (S) is a measure of how close to zero is the minimum of $B'(\theta)$, and it is intended to give a measure of the three-dimensionality of the data. It is given by

$$S = \frac{2(ad - bc)}{(a^2 + b^2) + (c^2 + d^2)} = \frac{2\text{Im}(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2}. \quad (13)$$

From equation (13) it is clear that in a 2-D situation, when A and B have the same phase, the skew is zero regardless of the measurement direction. Using equation (9) it can be easily proved that, even in the more general 3-D case, the skew is invariant under rotation.

Other useful interpretation tools are the induction vectors (Schmucker, 1970), defined by

$$\mathbf{C}_r = -a\hat{\mathbf{i}} - c\hat{\mathbf{j}} \quad (\text{in phase})$$

and

$$\mathbf{C}_i = b\hat{\mathbf{i}} + d\hat{\mathbf{j}} \quad (\text{quadrature}), \quad (14)$$

where a, b, c , and d are as in equation (2) and $\hat{\mathbf{i}}$ and $\hat{\mathbf{j}}$ are orthogonal unitary vectors on the horizontal plane. The signs in the in-phase arrow are reversed to honor the induction vector originally used by Parkinson (1959, 1962) and Wiese (1962), which points toward the conductive features and away from the resistive ones. Interestingly, the 2-D condition $b/a = d/c$ producing a real θ in equation (10) is equivalent to $b/d = a/c$ in equation (14). In this case the vectors are collinear and perpendicular to the 2-D structure. If the angle between the two vectors is different from 0° or 180° , it is an indication of three-dimensionality. The magnitude of the in-phase component is large near lateral conductivity contrasts. The magnitude and direction of the quadrature component have a more complicated relation with frequency, geometry, and conductivity contrast (e.g., Agarwal and Dosso, 1990).

INVARIANT REPRESENTATION

The rotation matrix R in equation (9) is a real matrix, where θ represents a geometrical angle in the horizontal plane. A new pair (A', B') is obtained from the original pair (A, B) by means of the linear transformation defined by R . We know that no real R produces an invariant transfer function. If we allow R to be complex, the domain of (A', B') must expand. In this expanded domain we may very well find the object of our search.

Let us thus find the transformation needed to make zero a component of the magnetic transfer function. This means we set

$$\begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}, \quad (15)$$

where T is the first element of a new pair ($T, 0$) aimed at being an invariant under rotation. From the first row of equation (15), we have

$$T = A \cos \vartheta + B \sin \vartheta, \quad (16)$$

with ϑ , possibly complex, given by

$$\tan \vartheta = \frac{B}{A}, \quad (17)$$

which follows from the second row of equation (15).

As discussed before, this is a common procedure, except that now we allow ϑ to be complex. The claim is that T is an invariant under rotation, regardless of the real or complex nature of ϑ . To furnish a formal proof, assume we have measurements (A', B') in a second coordinate system rotated γ degrees with respect to the first one. We begin by considering that the primed quantities obey the equation

$$\begin{pmatrix} T' \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta' & \sin \vartheta' \\ -\sin \vartheta' & \cos \vartheta' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A' \\ B' \end{pmatrix}. \quad (18)$$

We need to demonstrate that $T' = T$ for any real angle γ . The primed quantities can be expressed in terms of the original pair (A, B) by

$$A' = A \cos \gamma + B \sin \gamma$$

and

$$B' = -A \sin \gamma + B \cos \gamma. \quad (19)$$

Substituting equation (19) in equation (18) and making use of complex trigonometric identities, we obtain

$$\begin{pmatrix} T' \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\vartheta' + \gamma) & \sin(\vartheta' + \gamma) \\ -\sin(\vartheta' + \gamma) & \cos(\vartheta' + \gamma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}. \quad (20)$$

The second row of equation (20) implies that

$$\tan(\vartheta' + \gamma) = \frac{B}{A}. \quad (21)$$

Since, according to equation (17), B/A is also $\tan(\vartheta)$, it follows that $\vartheta = \vartheta' + \gamma$. Using this result, we can write the first row of equation (20) as

$$T' = A \cos \vartheta + B \sin \vartheta, \quad (22)$$

which is identical to equation (16). Thus, we have $T' = T$. In summary, T defined by equation (16) is independent of the azimuth of the coordinate system used for estimating the magnetic transfer function.

According to equations (16) and (17), T can also be written as

$$T = \frac{A}{\cos \vartheta} = \frac{B}{\sin \vartheta} \quad (23)$$

and

$$T^2 = A^2 + B^2. \quad (24)$$

This last form is particularly attractive because of its simplicity. Unfortunately, it may lead to ambiguities because the computed phase of T has two different values as a result of the operations involved. We recommend using either equation (16) or (23) to compute T and then to obtain, if desired, its magnitude and phase. On the other hand, equation (24) provides a shortcut to inspect how errors in A and B propagate to errors in T . It is not difficult to show that the variance of T is a normalized weighted average of the variances of A and B . This ensures that the computations of T from measurements of A and B are stable.

ROTATION ANGLE AND SKEW

In this section we consider the complex character of ϑ . The definition of T and its intrinsic property of invariance do not

demand a physical meaning for ϑ . The work in the previous section can be understood as a transformation of a pair of complex numbers A and B into another pair of complex numbers T and ϑ , where T is an invariant under rotation. The transformation holds regardless of the nature and physical meaning of ϑ . However, any progress toward finding a physical meaning for ϑ will be an extra bonus of the transformation.

Using known complex variable formulae (Abramowitz and Stegun, 1972), we can write

$$\begin{aligned}\arctan\left(\frac{B}{A}\right) &= \frac{i}{2} \ln \left(\frac{A - iB}{A + iB} \right) \\ &= \frac{i}{2} \ln \left(\frac{|A|^2 - |B|^2 - i2\operatorname{Re}(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2 + 2\operatorname{Im}(AB^*)} \right). \quad (25)\end{aligned}$$

Making use of $\ln z = \ln r + i\phi$:

$$\begin{aligned}\arctan\left(\frac{B}{A}\right) &= \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{2\operatorname{Re}(AB^*)}{|A|^2 - |B|^2}\right) \\ &\quad + \frac{i}{4} \ln \left(\frac{|A|^2 + |B|^2 - 2\operatorname{Im}(AB^*)}{|A|^2 + |B|^2 + 2\operatorname{Im}(AB^*)} \right). \quad (26)\end{aligned}$$

Using equations (12), (13), and (17),

$$\vartheta = \theta_2 + \frac{i}{4} \ln \left(\frac{1+S}{1-S} \right). \quad (27)$$

We arrive at the result that the real part of ϑ is the rotation angle of Sims and Bostick (1969) and thus should be interpreted as the horizontal direction where the magnitude of A' is maximum. The imaginary part of ϑ in equation (27) is a function of the skew and, like the skew, is different from zero only in 3-D cases.

Equation (27) establishes that, at the end, the working hypothesis of a complex angle leads to a pair of already known parameters that have plenty of physical significance. In the present context these parameters are natural byproducts of the search for an invariant definition for the tipper.

CONNECTION WITH OTHER DEFINITIONS

In this section we consider the connection of T with the magnitude and phase of the tipper as defined by equations (4) and (5) and with the induction vectors defined by equation (14). We begin with the tipper magnitude, which is also invariant under rotation. From equation (23) we can write

$$A = T \cos \vartheta$$

and

$$B = T \sin \vartheta. \quad (28)$$

Squaring and adding these expressions, we obtain

$$|A|^2 + |B|^2 = |T|^2 (|\cos \vartheta|^2 + |\sin \vartheta|^2). \quad (29)$$

Writing $\vartheta = x + iy$ and using suitable identities,

$$|A|^2 + |B|^2 = |T|^2 \cosh(2y). \quad (30)$$

It follows from equation (27) that

$$2y = \ln \left[\frac{1+S}{1-S} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

and

$$\cosh(2y) = \frac{1}{2} (e^{2y} + e^{-2y}) = \frac{1}{\sqrt{1-S^2}}. \quad (32)$$

Combining equations (30) and (32) results in

$$|A|^2 + |B|^2 = \frac{|T|^2}{\sqrt{1-S^2}}. \quad (33)$$

In a 2-D situation $S=0$. According to equation (33), only in these conditions is the magnitude of T equal to the magnitude of the tipper defined by Jupp and Vozoff (1976). It is interesting to note that both quantities are invariant under rotation and, in general, $|T| \leq |T|$. However, the difference between the two is not too large for moderate values of S . For instance, when $S=0.3$, the difference between the two is less than 5%.

The differences in phase between the two definitions are more dramatic, beginning with the fact that the Jupp and Vozoff (1976) definition is not invariant under rotation. According to equation (23), one can write two different equations for the phase of T :

$$\phi_T = \phi_A - \arg(\cos \vartheta)$$

and

$$\phi_T = \phi_B - \arg(\sin \vartheta), \quad (34)$$

where $\arg(z)$ is used instead of ϕ_z to emphasize the complex nature of the sine and cosine functions. In terms of the real and imaginary part of $\vartheta = x + iy$, one can write

$$\arg(\cos \vartheta) = -\arctan(\tanh x \tanh y)$$

and

$$\arg(\sin \vartheta) = \arctan(\cot x \tanh y). \quad (35)$$

Adding both expressions for the phase of T in equation (34) and using trigonometric identities (Abramowitz and Stegun, 1972) results in

$$\begin{aligned}2\phi_T &= \phi_A + \phi_B - \arctan \left(\frac{\tanh 2y}{\tanh 2x} \right) \\ &= \phi_A + \phi_B - \arg(\sin 2\vartheta)\end{aligned} \quad (36)$$

or

$$\phi_T = \frac{1}{2} (\phi_A + \phi_B - \phi_{\sin 2\vartheta}). \quad (37)$$

In a 2-D case, ϑ is a real number ($\phi_{\sin 2\vartheta} = 0$) and $\phi_A = \phi_B$. Hence, the phase of T is the phase difference between the vertical and the horizontal components of the magnetic field. In the general 3-D case the phase of T can be thought of as the arithmetic average of the phases of A and B corrected by the degree of three-dimensionality.

Let us now turn our attention to the relationship between T and the induction vectors defined in equation (14). Consider equation (28) with

$$T = \alpha + i\beta$$

and

$$\vartheta = x + iy. \quad (38)$$

Using the identities

$$\cos \vartheta = \cos x \cosh y - i \sin x \sinh y$$

and

$$\sin \vartheta = \sin x \cosh y + i \cos x \sinh y, \quad (39)$$

we can write

$$A = a + ib = \alpha \cos x \cosh y + \beta \sin x \sinh y + i(\beta \cos x \cosh y - \alpha \sin x \sinh y)$$

and

$$B = c + id = \alpha \sin x \cosh y - \beta \cos x \sinh y + i(\beta \sin x \cosh y + \alpha \cos x \sinh y). \quad (40)$$

Using equation (40), we can write the magnitude of the induction vectors as

$$|C_r|^2 = a^2 + c^2 = \alpha^2 \cosh^2 y + \beta^2 \sinh^2 y$$

and

$$|C_i|^2 = b^2 + d^2 = \alpha^2 \sinh^2 y + \beta^2 \cosh^2 y. \quad (41)$$

These equations indicate how the magnitude of the induction vectors is related to the real and imaginary parts of $\mathcal{T}$ and ϑ . The formulas simplify for a 2-D situation, since in this case we have $y=0$ and therefore $|C_r| = |\alpha|$ and $|C_i| = |\beta|$.

The direction of the induction vectors can also be expressed in terms of the real and imaginary parts of $\mathcal{T}$ and ϑ . The angle δ between the two induction vectors is given by

$$\cos \delta = \frac{\mathbf{C}_r \cdot \mathbf{C}_i}{|C_r||C_i|} \quad (42)$$

and

$$\cos \delta = \frac{-\alpha\beta}{\sqrt{\alpha^2\beta^2 + \frac{(\alpha^2 + \beta^2)^2}{2} \left(\frac{S^2}{1-S^2} \right)^{\frac{1}{2}}}}, \quad (43)$$

where we have used equations (13) and (32).

On the other hand, since the induction vectors defined in equation (14) are constrained to the horizontal plane, their directions are given by the angles

$$\tan \xi = \frac{c}{a} \quad (\text{in phase})$$

and

$$\tan \zeta = \frac{d}{b} \quad (\text{quadrature}). \quad (44)$$

Using equation (40), we can write the above equations as

$$\tan \xi = \frac{\alpha \tan x - \beta \tanh y}{\alpha + \beta \tan x \tanh y}$$

and

$$\tan \zeta = \frac{\beta \tan x + \alpha \tanh y}{\beta - \alpha \tan x \tanh y}. \quad (45)$$

These equations indicate how the directions of the induction vectors are related to the real and imaginary parts of $\mathcal{T}$ and ϑ . Again, the formulae simplify in a 2-D situation. In this case we have $S=0$ and, according to equation (43), the angle between the two vectors is $\delta = \pi$. This means the two vectors are collinear, as they should be. On the other hand, according to equation (45), in a 2-D situation $\xi = \zeta = x = \theta_2$.

APPLICATION TO A 3-D MODEL

To illustrate the performance of $\mathcal{T}$ and ϑ , we computed synthetic EM fields for a 3-D model using the modeling algorithm of Mackie et al. (1993). We used the same model and discretization scheme described in their original work. The model consists of two adjacent blocks ($20 \times 40 \times 10$ km) with resistivities of 1 and 100 ohm-m, embedded in a layered model. The first layer, where the blocks are embedded, has a resistivity of 10 ohm-m and a thickness of 10 km. The second layer has a resistivity of 100 ohm-m and is 20 km thick. Below this layer lies a 0.1-ohm-m half-space (see Figure 1). Electromagnetic fields were calculated in a 28×21 irregular grid at the surface of the model for periods of 1, 10, 100, and 1000 s using two polarizations of the source field.

The response functions were computed along the five profiles shown in Figure 1. Profile A crosses the center of the blocks

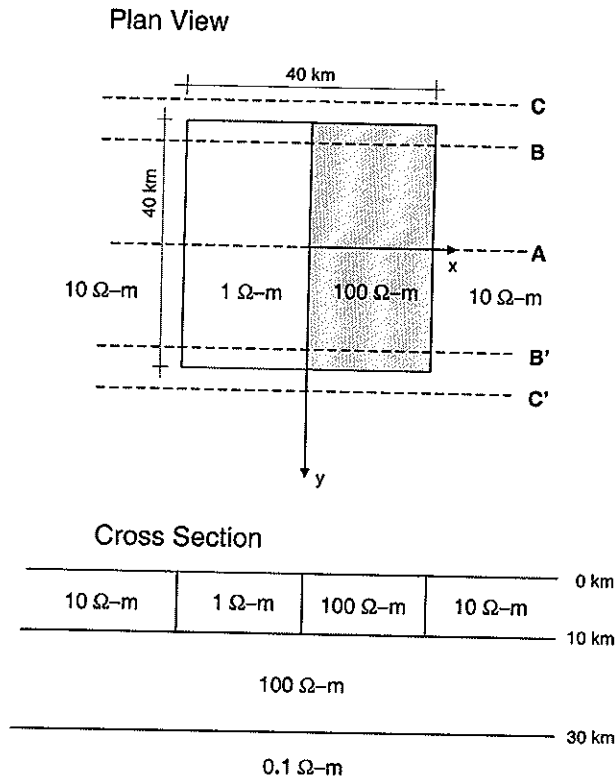


FIG. 1. The 3-D model used to test the proposed representation of the magnetic transfer function. The proposed parameters are computed along profiles A, B, B', C and C'. Profile A is almost two dimensional, and it serves as a reference to the others. Profiles B and B' are placed symmetrically inside the anomalous zones and very close to the borders. Profiles C and C' are outside the anomalies, and they are also symmetrically located close to the borders.

along the line where 2-D responses are expected, given the axis of symmetry of the model. Profiles B and B' run parallel to profile A and are each 3.25 km from the edges of the blocks, still within the inhomogeneous region. Profiles C and C' also run parallel to A but fall outside the blocks, at 3.5 km from the edges of the inhomogeneous region.

The comparison between the magnitude of T and the magnitude of the tipper as defined by Jupp and Vozoff (1976) is shown in Figure 2. The comparison is made for profiles A, B, and C and with fields computed at a period of 10 s. We use in this figure and in the others that follow open circles for the quantities derived from T and crosses (+) for quantities derived from the other definitions. Figure 2 shows that along profile A both magnitudes are identical. This is something that might have been expected considering the symmetry of the model. The curves peak over the vertical contacts, and the amplitude of the peaks correlates with the size of the resistivity contrasts. On the other hand, small differences between the two definitions can be noticed along profile B, and somewhat smaller differences are on C. Even in the presence of strong 3-D effects, the differences do not exceed 10%. This confirms our previous comments in relation to equation (33), in the sense that the difference between the two magnitudes is not very large even for moderate values of the skew. An interesting feature that applies to the curves for both magnitudes along B is that they are smooth versions of the curve for the central profile. The penalty for being away from the central profile is particularly severe within the resistive block because of the lower local attenuation of 3-D effects. The curves along profile C show little character. They respond mainly to the interfaces parallel to the profile. Plots for profiles B' and C' are omitted because they are identical to B and C, respectively.

The comparison between the phase of T and the phase of the tipper as defined by Jupp and Vozoff (1976) is shown in

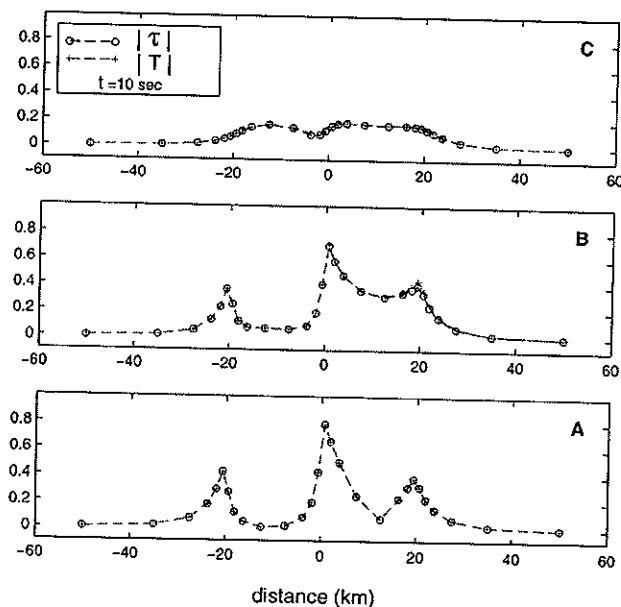


FIG. 2. Comparison between the magnitudes $|T|$, in open circles (O), and $|T|_J$, in crosses (+). Both quantities are invariant. Their magnitudes differ slightly along profile B.

Figure 3. The results for the central profile indicate that the two definitions produce the same curve. In this case there is no difference because of the symmetry of the model. This is the same result that would be obtained in 2-D cases. Along with the large differences between the two definitions observed on the other profiles, a striking feature is the strong asymmetry of the Jupp and Vozoff (1976) definition between profiles B and B' or between profiles C and C'. This contrasts with the perfect symmetry of the invariant definition, which is in total agreement with the symmetry of the model. Also, the phase of T is less suggestive than its magnitude of the presence of the vertical contacts. As discussed below, better results in this respect can be obtained by using the real and imaginary parts of T .

Figure 4 compares the real part of T with the real part of the complex quantity computed using the Jupp and Vozoff (1976) magnitude and phase definitions given in equations (4) and (5). The corresponding comparison of the imaginary parts is shown in Figure 5. The simplest and most evident feature to notice is the x -axis symmetry of the real and imaginary parts of T and the corresponding asymmetry of the quantities derived

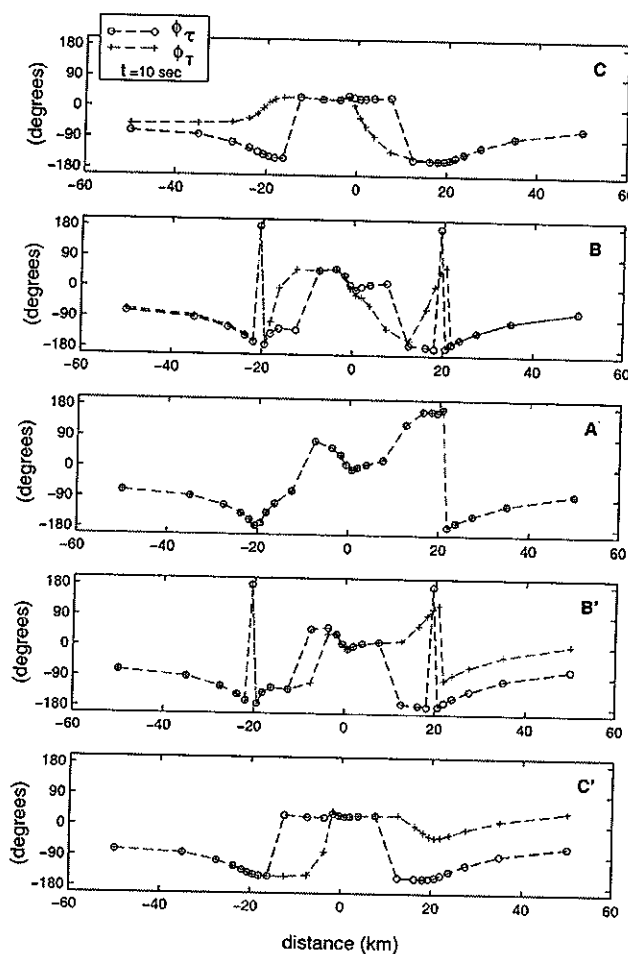


FIG. 3. Comparison between the phase of T , in open circles (O), and the phase of T_J , in crosses (+). The two phases are identical along the central profile A and differ significantly for the other profiles, where 3-D effects are stronger.

from the other definition. In addition, the curves of the real and imaginary parts of both definitions do not present the artificial jumps that characterize the phase curves of Figure 3. The jumps in the phase can be explained by carefully considering the sign of the corresponding real and imaginary parts. Another asset of the curves of the real and imaginary parts is that taking positive and negative values along the profile allows an easier differentiation of positive and negative resistivity contrasts.

The real part of ϑ , which is equivalent to the Sims and Bostick (1969) rotation angle θ_2 , is compared in Figure 6 to the rotation angle θ_1 of Jupp and Vozoff (1976). Both definitions are consistent with the model symmetry and are very similar to each other. The rotation angle θ_2 is widely used to overcome the 90° impedance ambiguity in relation to the strike of vertical discontinuities. As mentioned before, this angle also reduces to the direction of the induction vectors for the 2-D case.

The comparison between the skew S and the imaginary part of ϑ is shown in Figure 7. The relationship between the two quantities is given in equation (31), which can also be written when inverted as $S = \tanh(2\gamma)$, where $\gamma = \text{Im}\{\vartheta\}$. Both quanti-

ties respond similarly to 3-D effects, with the skew being slightly more sensitive.

The above analysis is based on the response of the 3-D model to EM fields at a single period of 10 s. This analysis is extended in the following paragraphs to other periods. The results are presented as plan views for each period, using computations made on a grid of 28×21 elements. We used standard bilinear interpolation routines to construct the view maps.

The horizontal variations of the magnitude of T are presented in Figure 8 for four different periods. We do not compare the magnitude of T with the magnitude of the tipper of equation (4) because both give very similar values for all periods. The differences are similar to those shown in Figure 2 for the period of 10 s. As the period increases in Figure 8, the magnitude of T decreases and the influence of the interfaces extends beyond the anomalous zone, causing more blurred images. The edges of the blocks are sharply defined for the periods of 1 and 10 s. For the period of 1000 s, the influence is still present, even though the shorter skin depth in the anomalous zone reaches almost 6 km below the base of the blocks. In this respect we

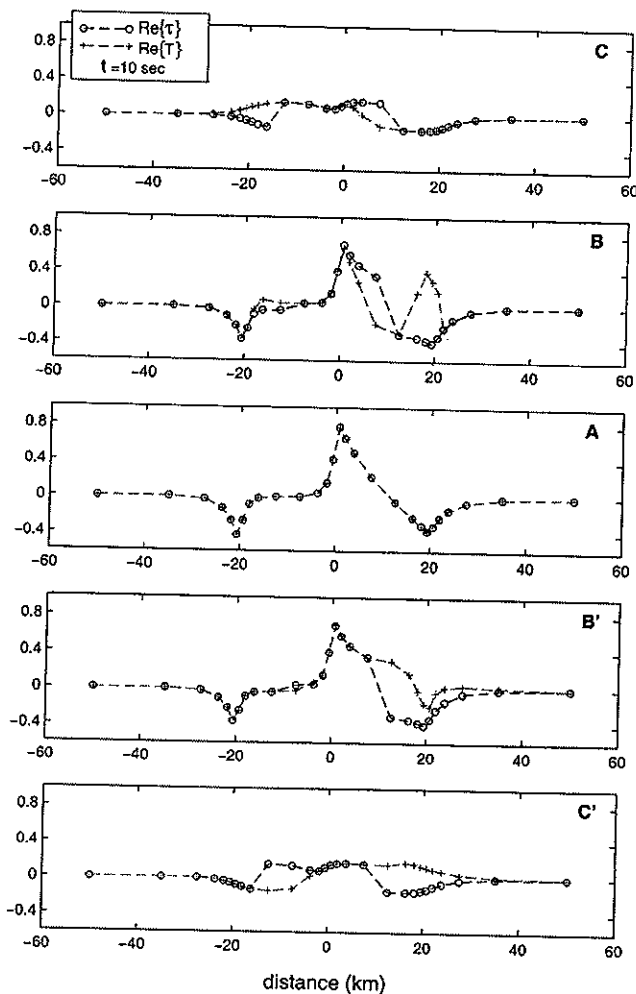


FIG. 4. Comparison between $\text{Re}\{T\}$ and $\text{Re}\{\tau\}$. Both quantities are identical along the central profile A and differ significantly for the other profiles, where 3-D effects are stronger.

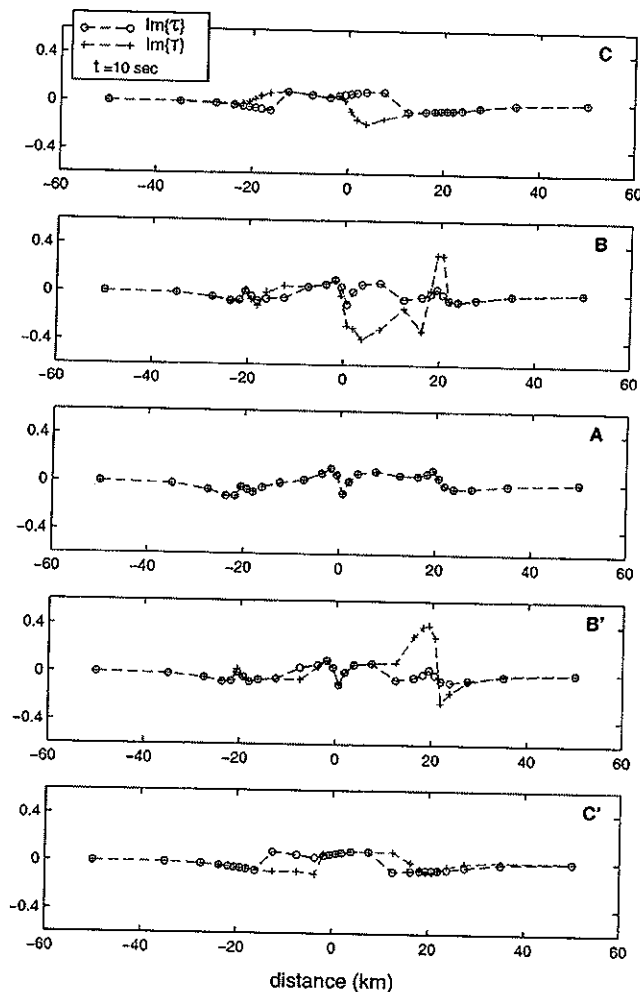


FIG. 5. Comparison between $\text{Im}\{T\}$ and $\text{Im}\{\tau\}$. The observations made in relation to the real part in Figure 4 also apply in this case.

must bear in mind that the view maps are constructed on the base of theoretical calculations. It is quite possible that in a real situation the low magnitude of the vertical field, along with its usually low S/N ratio, could prevent obtaining reliable estimates at this period.

The view maps of the phase of T for periods of 10 and 100 s are presented in Figure 9a. The characteristic x -axis symmetry of the invariant quantities can be observed for the two periods. The response of the blocks is again better defined for

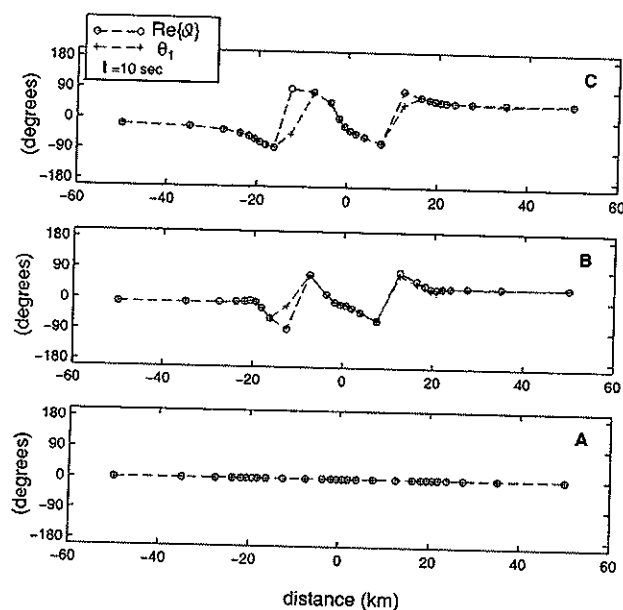


FIG. 6. Comparison between $\text{Re}\{\vartheta\}$ and the real angle θ_1 . They are identical in the central profile and very similar along the others.

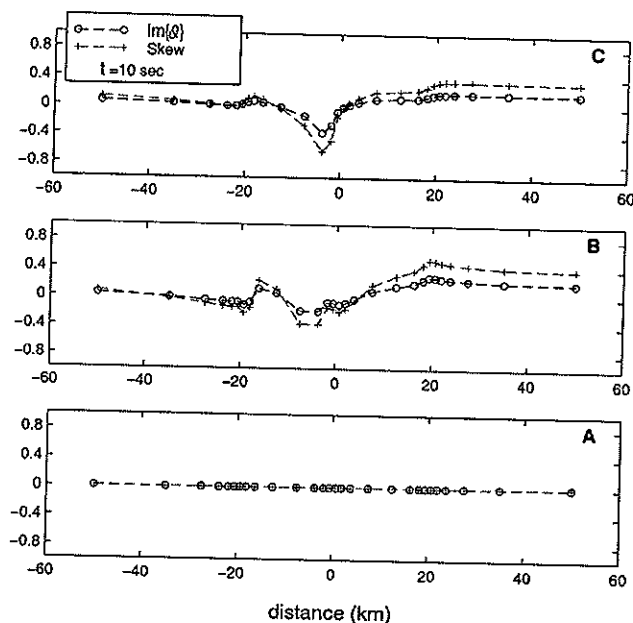


FIG. 7. Comparison between $\text{Im}\{\vartheta\}$ and the tipper skew. The value $\text{Im}\{\vartheta\}$ is a smoothed version of the tipper skew.

the shorter period. In both view maps there is a sort of 2-D feature extending along the y -axis on a band that extends from -20 to 20 km. This behavior indicates that the phase response is strongly influenced in this area by the roughly 2-D conductivity structure along the y -axis. Figure 9b shows the view maps of the noninvariant definition of equation (5). Observe the asymmetric behavior at the two periods. Moving now to the real and imaginary parts of T , the corresponding maps are shown in Figure 10. This alternative way of presenting T is at least as suggestive about the model geometry as $|T|$, with the added benefit of being able to differentiate easily the sign of the resistivity contrast across the vertical contacts.

The values of the real part of ϑ over the anomalous zone are represented by small arrows in Figure 11a. This type of presentation clearly illustrates the usefulness of the traditional concepts of tipper direction and induction arrows. The arrow patterns tend to accommodate perpendicular to the interfaces, with their tips pointing toward the conductors and away from the resistors. Finally, in Figure 11b we present the imaginary part of ϑ . Interestingly, the extreme values of this parameter, as well as those of the skew (not shown), are close to ± 1 . Two antisymmetric peaks are observed inside the resistive block around coordinates $(+15, \pm 5)$; another antisymmetrical and elongated area of extremal values originates near the triple junction of the 1, 10, and 100 ohm-m resistivity media, stretching out along the $\pm y$ -directions.

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

There is absolutely nothing artificial in allowing the rotation angle to be complex. Although equation (15) was constructed by analogy with the 2-D analysis, the resulting equations (16) and (17) stand on their own as transformation equations, regardless of the physical meaning of ϑ . Consider that A and B are actually complex functions of ω , the angular frequency, and γ , the angle between some subsurface dominant electrical current system and the measurement coordinates. Thus, we have $A(\omega, \gamma)$ and $B(\omega, \gamma)$. Consider now that, according to equation (16), T is defined in terms of A and B; thus, we must have $T(\omega, \gamma)$. According to equation (17) we must also have $\vartheta(\omega, \gamma)$. Regardless of the physical meaning of ϑ , the process can be viewed as a simple mathematical mapping of the complex functions $A(\omega, \gamma)$ and $B(\omega, \gamma)$ into the complex functions $T(\omega, \gamma)$ and $\vartheta(\omega, \gamma)$. The first pair has no invariant properties with respect to γ , which is why we require another pair. It turns out that $T(\omega, \gamma)$ has the desired property of invariance, which means T no longer depends on γ . We now have $T(\omega, \gamma) = T(\omega)$, in general. Besides, $\vartheta(\omega, \gamma)$ is a complex function, with a real part being the tipper direction and an imaginary part being an indicator of three-dimensionality. In 2-D cases we have $\vartheta(\omega, \gamma) = \gamma(\omega)$.

The significance of a complex ϑ can be better understood if we substitute equation (23) in equation (1). We have

$$H_z = T H_h, \quad (46)$$

with

$$H_h = H_x \cos \vartheta + H_y \sin \vartheta \quad (47)$$

as the horizontal magnetic field.

It is then possible to write, as in the 2-D case, $T = H_z/H_h$. There is no way that this can be accomplished without allowing

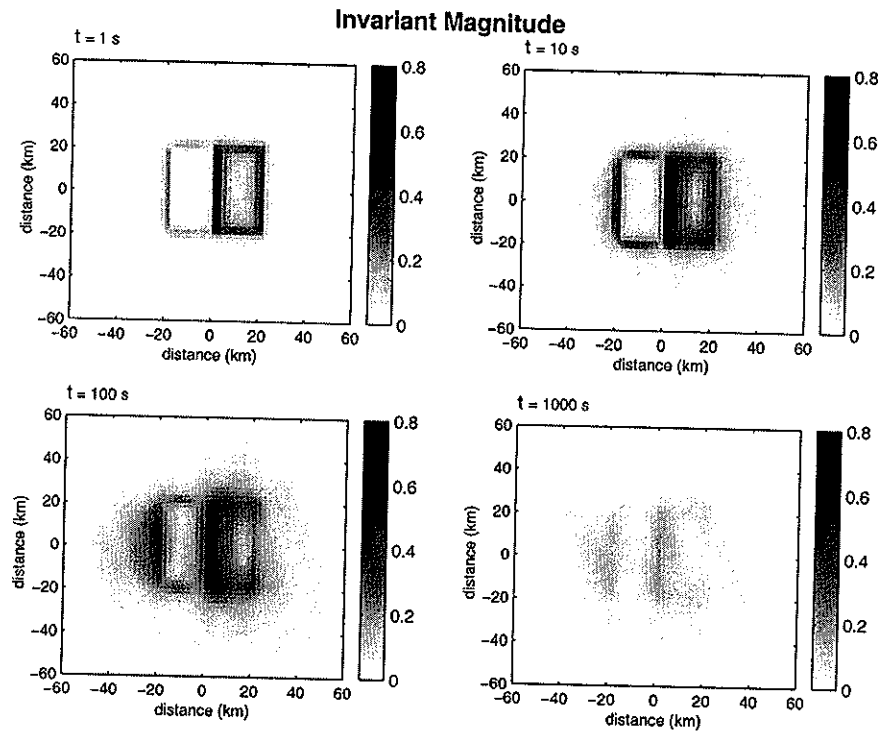


FIG. 8. Plan view of $|T|$ for four different periods. As discussed in the text, this magnitude is almost identical to $|T'|$.

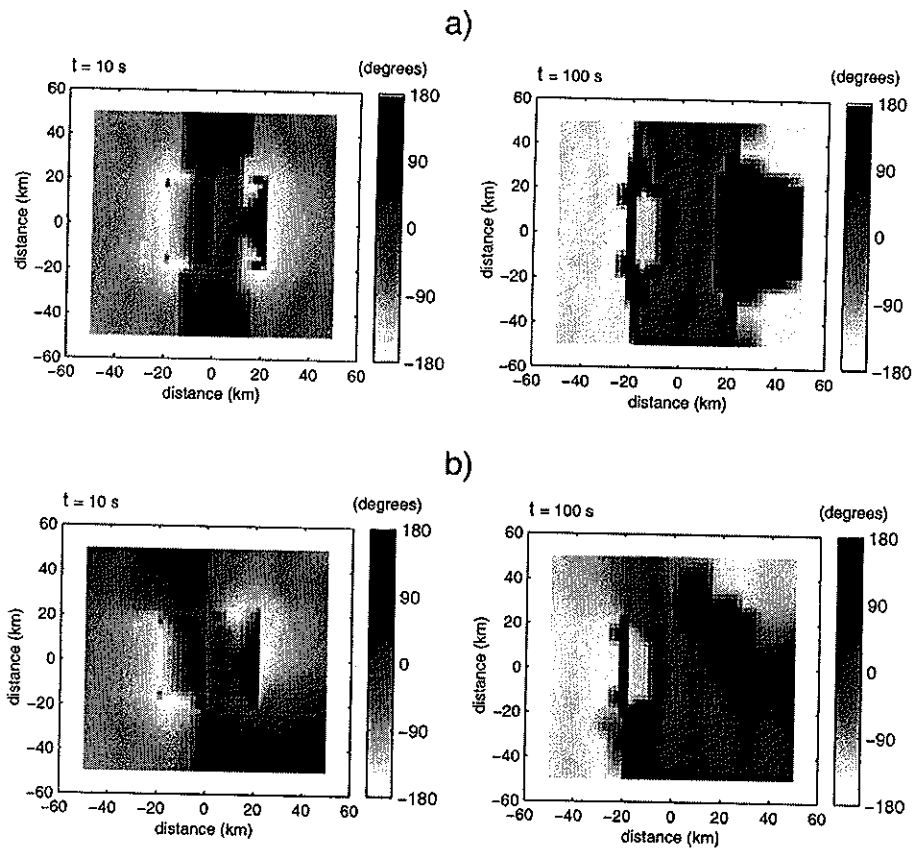


FIG. 9. (a) Plan view of the phase of T for two different periods. Note the symmetry of this response around the x -axis. (b) Plan view of the phase of T for the same periods. In contrast with (a), note the asymmetric behavior of the response.

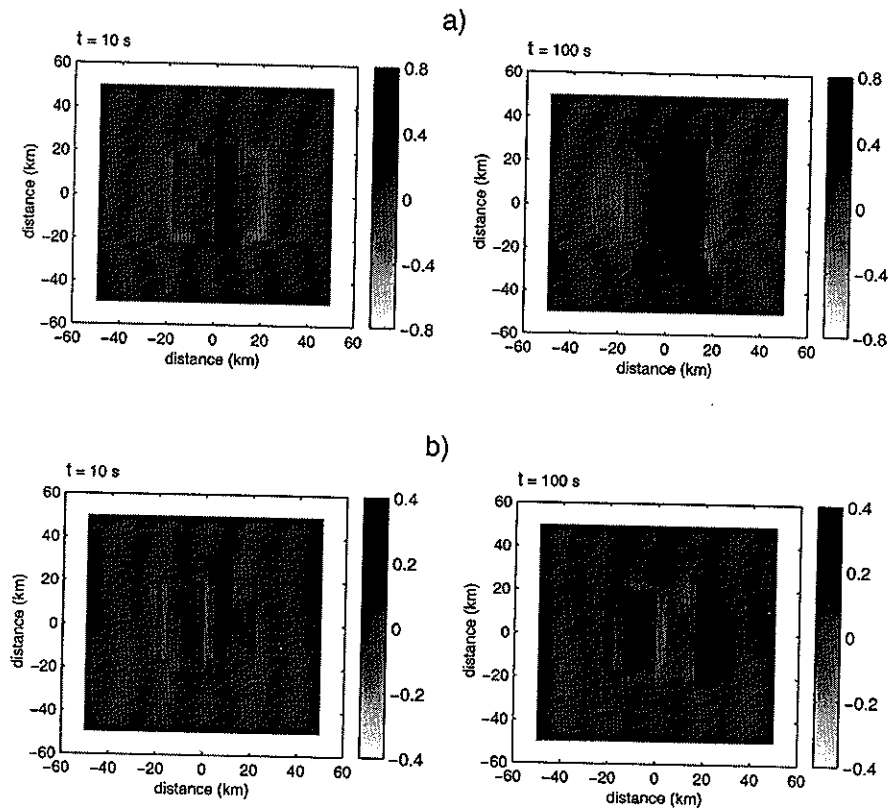


FIG. 10. (a) Plan view of $\text{Re}\{T\}$ for two different periods. (b) Plan view of $\text{Im}\{T\}$ for the same periods.

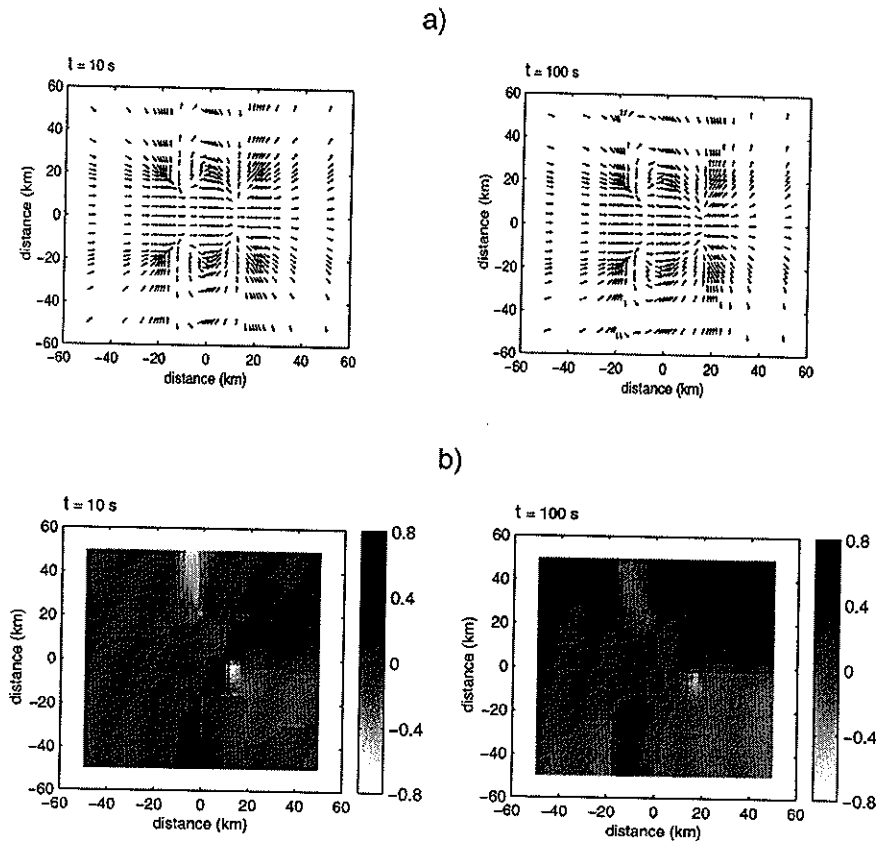


FIG. 11. (a) Plan view of $\text{Re}\{\vartheta\}$ for two different periods. In this graph the arrows make an angle of $\text{Re}\{\vartheta\}$ with the x -axis. The arrow tips point toward the conductive block and away from the resistive one. (b) Plan view of $\text{Im}\{\vartheta\}$ for the same periods. Like the tipper skew, this parameter emphasizes the sites where the 3-D effects are stronger.

θ to be complex. We know that in general the horizontal magnetic field is elliptically polarized. This means that any two orthogonal components must differ in phase and that no linear combination of these components can be linearly polarized, unless the combining coefficients are allowed to be complex.

ACKNOWLEDGMENTS

We are grateful to Markus Eisel, Keewa Vozoff, and Xiacobo Li for critically reviewing the manuscript and for their helpful suggestions. We are also grateful to CONACYT financial support through grant No. 25792-T.

REFERENCES

- Abramowitz, M., and Stegun, I. A., 1972, Handbook of mathematical functions: Dover Publ. Inc.
- Agarwal, A. K., and Dosso, H. W., 1990, On the behavior of the induction arrows over a buried conductive plate—A numerical model study: *Phys. Earth Plan. Int.*, **60**, 265–277.
- Berdichevsky, M. N., and Dimitriev, V. I., 1976, Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves, in Adam, A., Ed., *Geoelectric and geothermal studies: Akademiai Kiado*, 165–221.
- Cevallos, C., 1986, Magnetotelluric interpretation—another approach: Ph.D. thesis, Macquarie Univ.
- Chave, A. D., and Smith, J. T., 1994, On the electric and magnetic galvanic distortion tensor decompositions: *J. Geophys. Res.*, **99**, 4669–4682.
- Counil, J. L., Le Mouel, J. L., and Menvielle, M., 1986, Associate and conjugate directions concepts in magnetotellurics: *Ann. Geophysicae*, **4**, B, 115–130.
- Eggers, D. E., 1982, An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor: *Geophysics*, **47**, 1204–1214.
- Esparza, F. J., and Gómez-Treviño, E., 1997, Discussion on: "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins," Vozoff, K., with reply by the authors: *Geophysics*, **62**, 691–692.
- Gamble, T. D., Goubau, W. M., Miracky, R., and Clarke, J., 1982, Magnetotelluric regional strike: *Geophysics*, **47**, 932–937.
- Groom, R. W., and Bailey, R. C., 1989, Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion: *J. Geophys. Res.*, **94**, 1913–1926.
- , 1991, Analytic investigations of the effects of near-surface three-dimensional galvanic scatterers on MT tensor decomposition: *Geophysics*, **56**, 496–518.
- Jupp, D. L., and Vozoff, K., 1976, Discussion on: "The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins," Vozoff, K., author: *Geophysics*, **41**, 325–328.
- , 1997, Reply to "Discussion on 'The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins,'" by Vozoff, K., Esparza, F. J., and Gómez-Treviño, E.: *Geophysics*, **62**, 692.
- LaTorra, G. A., Madden, T. R., and Korrington, J., 1986, An analysis of the magnetotelluric impedance for three-dimensional conductivity structures: *Geophysics*, **51**, 1819–1829.
- Lilley, F. E. M., and Arora, B. R., 1982, The sign convention for quadrature Parkinson arrows in geomagnetic induction studies: *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 513–518.
- Mackie, R. L., Madden, T. R., and Wannamaker, P. E., 1993, Three-dimensional magnetotelluric modeling using difference equations—Theory and comparisons to integral equation solutions: *Geophysics*, **58**, 215–226.
- Parkinson, W. D., 1959, Direction of rapid geomagnetic fluctuations: *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **2**, 1–14.
- , 1962, The influence of continents and oceans on geomagnetic variations: *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **6**, 441–449.
- Ranganayaki, R. P., 1984, An interpretative analysis of magnetotelluric data: *Geophysics*, **49**, 1730–1748.
- Schmucker, U., 1970, Analysis of geomagnetic variations in the southwestern United States: *Bull., Scripps Inst. Oceanog.*, **13**.
- Siemon, B., 1997, An interpretation technique for superimposed induction anomalies: *Geophys. J. Internat.*, **130**, 73–88.
- Sims, W. E., and Bostick, F. X., Jr., 1969, Methods of magnetotelluric analysis: EGRL Tech. Rpt. No. 58, University of Texas at Austin.
- Smith, J. T., 1997, Estimating galvanic-distortion magnetic fields in magnetotellurics: *Geophys. J. Internat.*, **130**, 65–72.
- Spitz, S., 1985, The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations: *Geophysics*, **50**, 1610–1617.
- Swift, C. M., Jr., 1967, A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States: Ph.D. thesis, Mass. Inst. of Tech.
- Vozoff, K., 1972, The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins: *Geophysics*, **37**, 98–141.
- , 1991, The magnetotelluric method, in Nabighian, M. N., Ed., *Electromagnetic methods in applied geophysics*, **2**, Application: Soc. Expl. Geophys., 641–711.
- Vozoff, K., and Swift, C. M., Jr., 1968, Magneto-telluric measurements in the north German basin: *Geophys. Prosp.*, **16**, 454.
- Weaver, J. T., and Agarwal, A. K., 1991, Is addition of induction vectors meaningful?: *Phys. Earth Planet. Internat.*, **65**, 267–275.
- Wiese, H., 1962, Geomagnetische Tiefentellurik Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen: *Geofis. Pura Appl.*, **52**, 82–103.
- Word, D. R., Smith, H. W., and Bostick, F. X., Jr., 1970, An investigation of the magnetotelluric tensor impedance method: EGRL Tech. Rpt. No. 82, University of Texas at Austin.
- Yee, E., and Paulson, K. V., 1987, The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor analysis: *J. Geophys.*, **61**, 173–189.
- Zhang P., Pedersen, L. B., Mareschal, M., and Chouteau, M., 1993, Channelling contribution to tipper vectors: A magnetic equivalent to electrical distortion: *Geophys. J. Internat.*, **113**, 693–700.

Apéndice C

Conjunto de datos GB

Comparación de las respuestas observadas con las calculadas en la superficie del modelo mostrado en la figura 10a. La resistividad aparente y la fase observada son el resultado de aplicar la descomposición Groom-Bailey a las impedancias medidas.

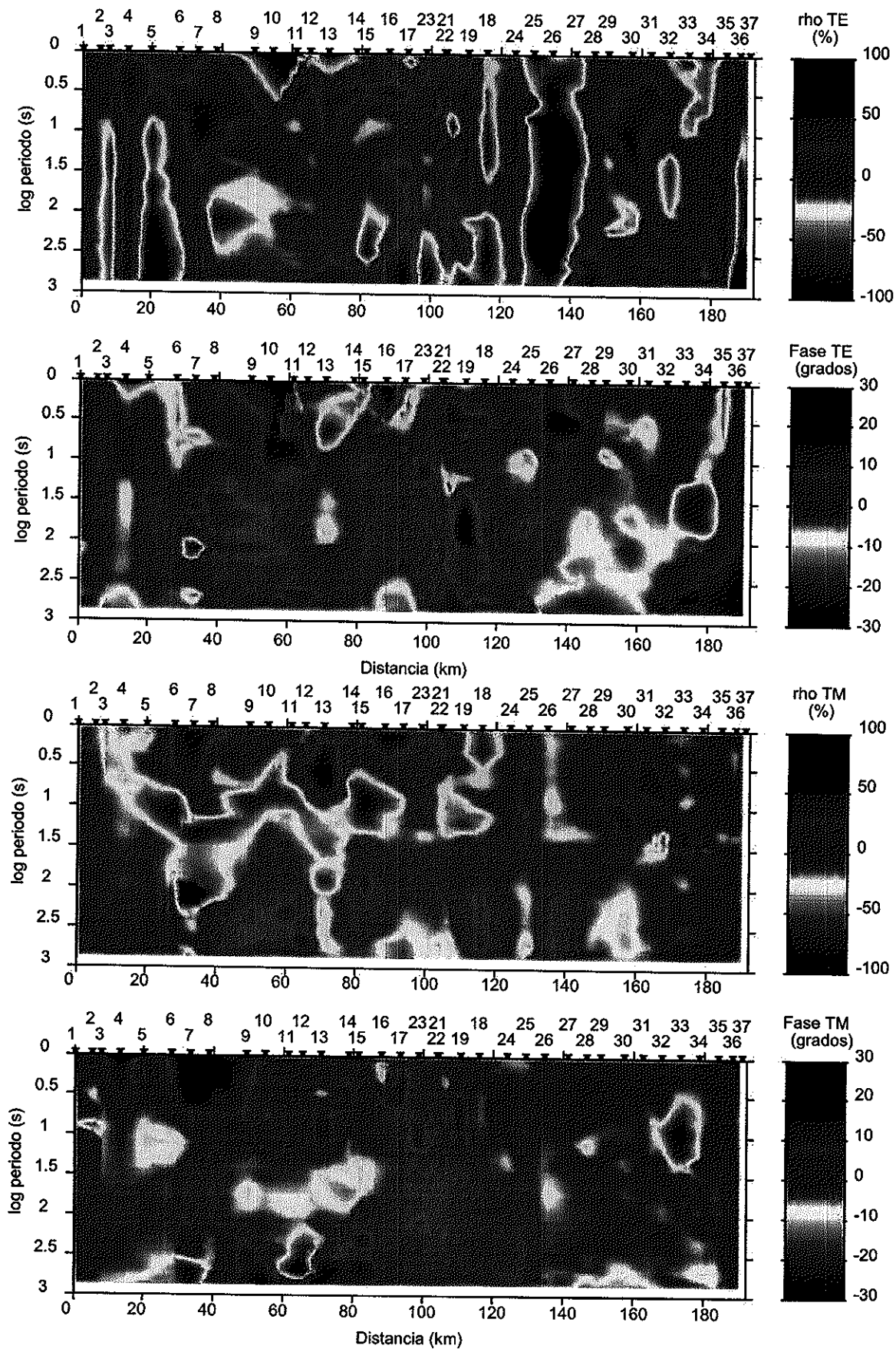
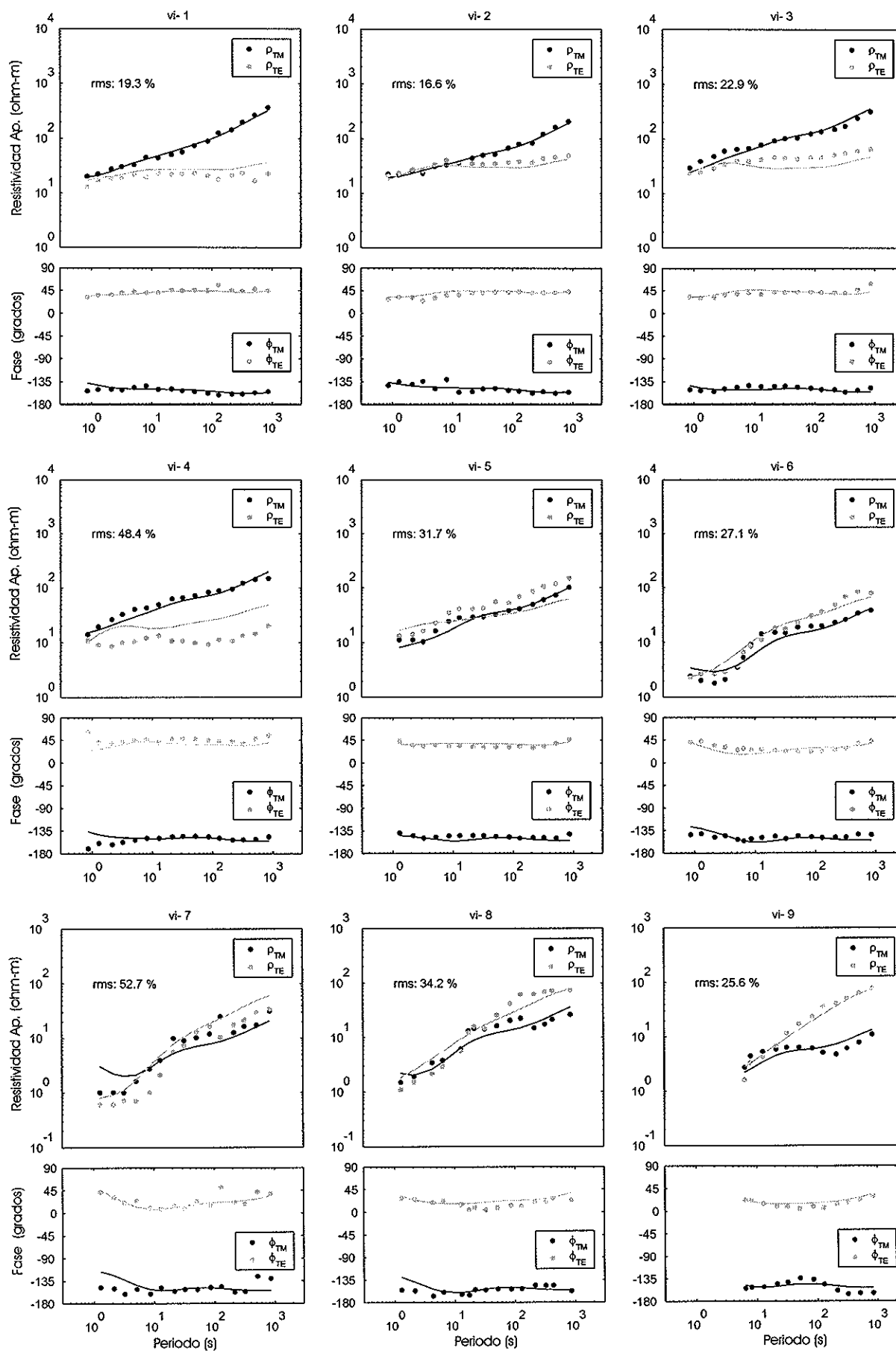
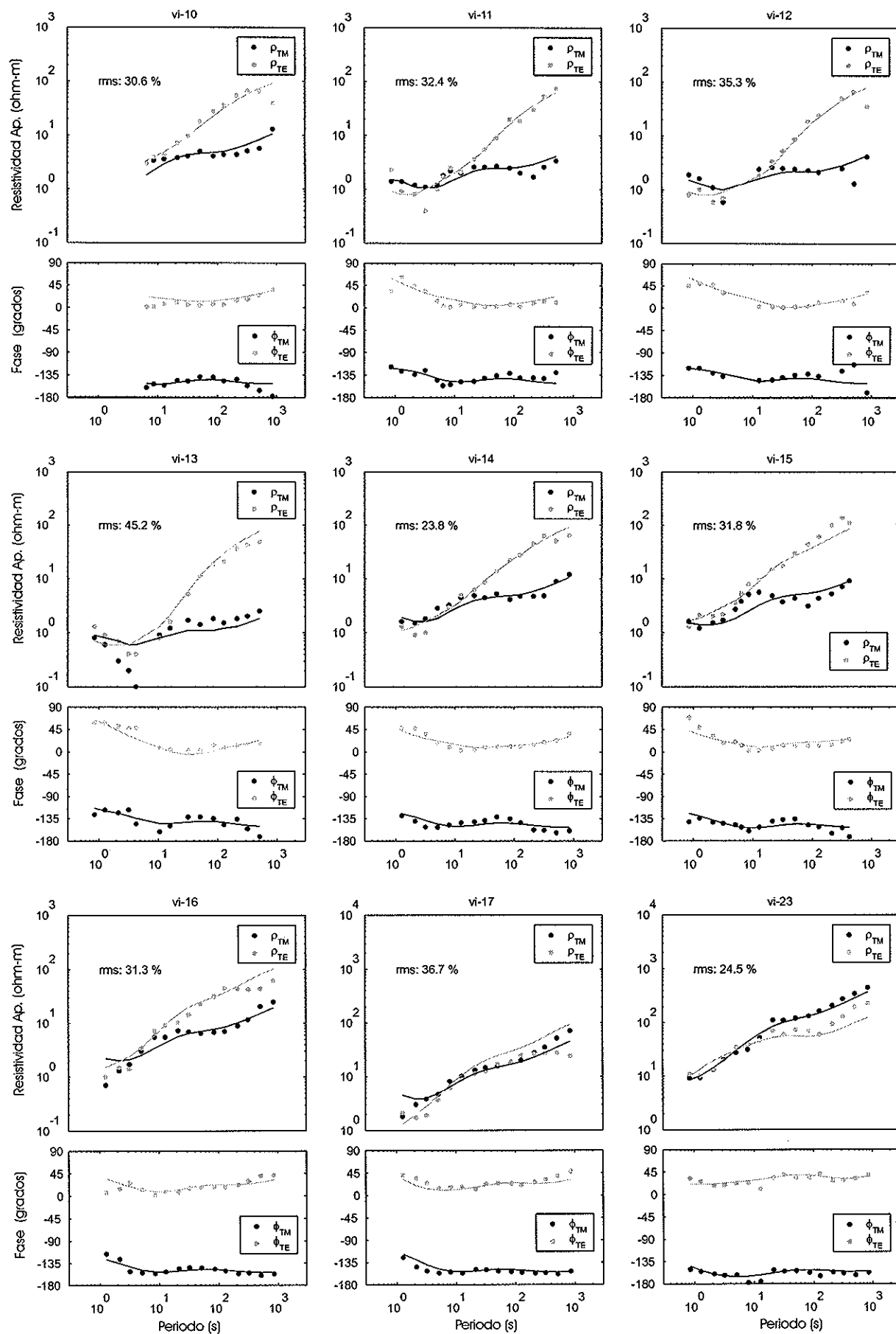
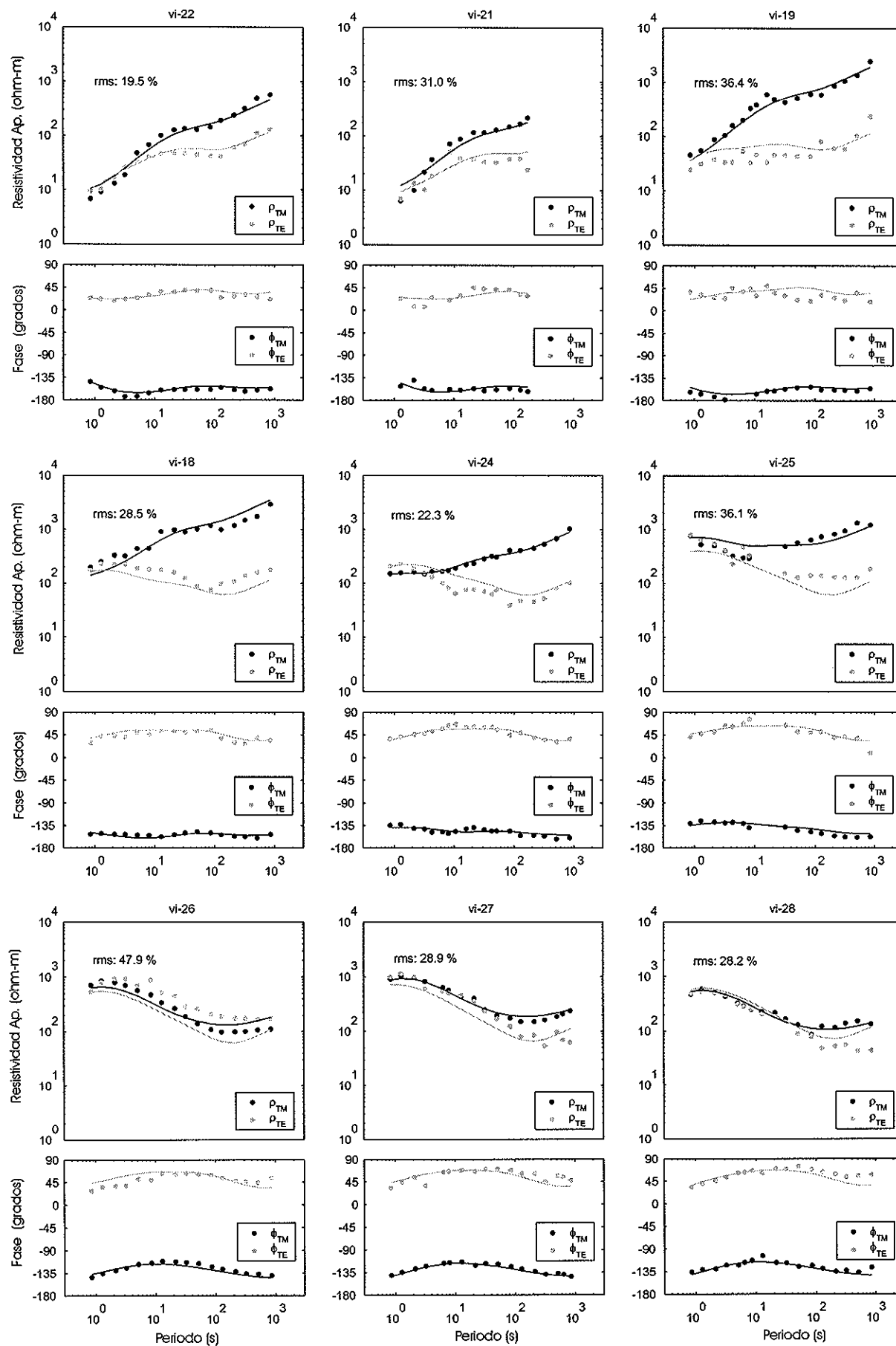
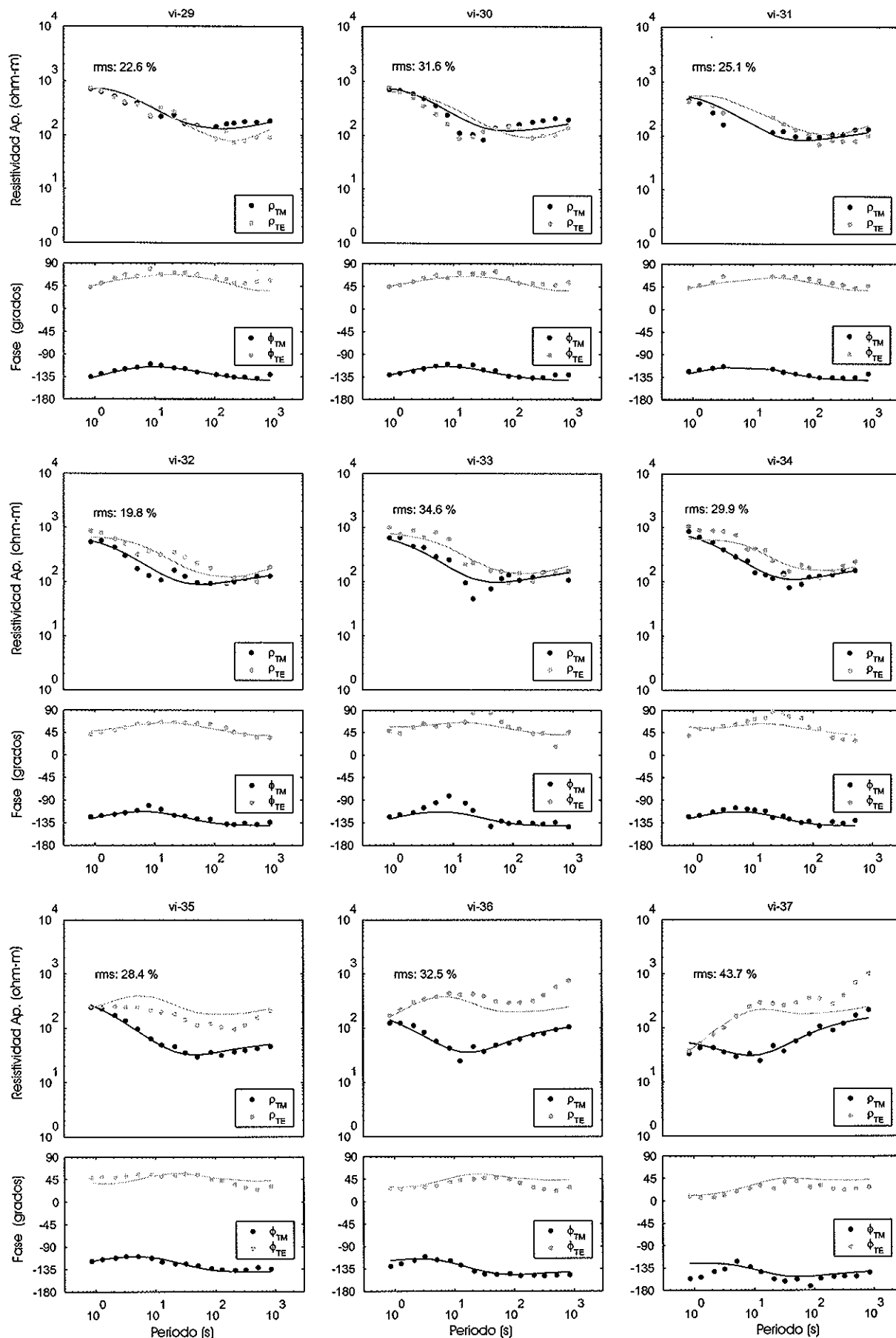


Figura C-1. Desajuste entre observaciones y respuesta del modelo GB.









Conjunto de datos SP

Comparación de las respuestas observadas con las calculadas en la superficie del modelo mostrado en la figura 10c. La resistividad aparente y la fase observada son el resultado de aplicar la transformación SP a las impedancias medidas.

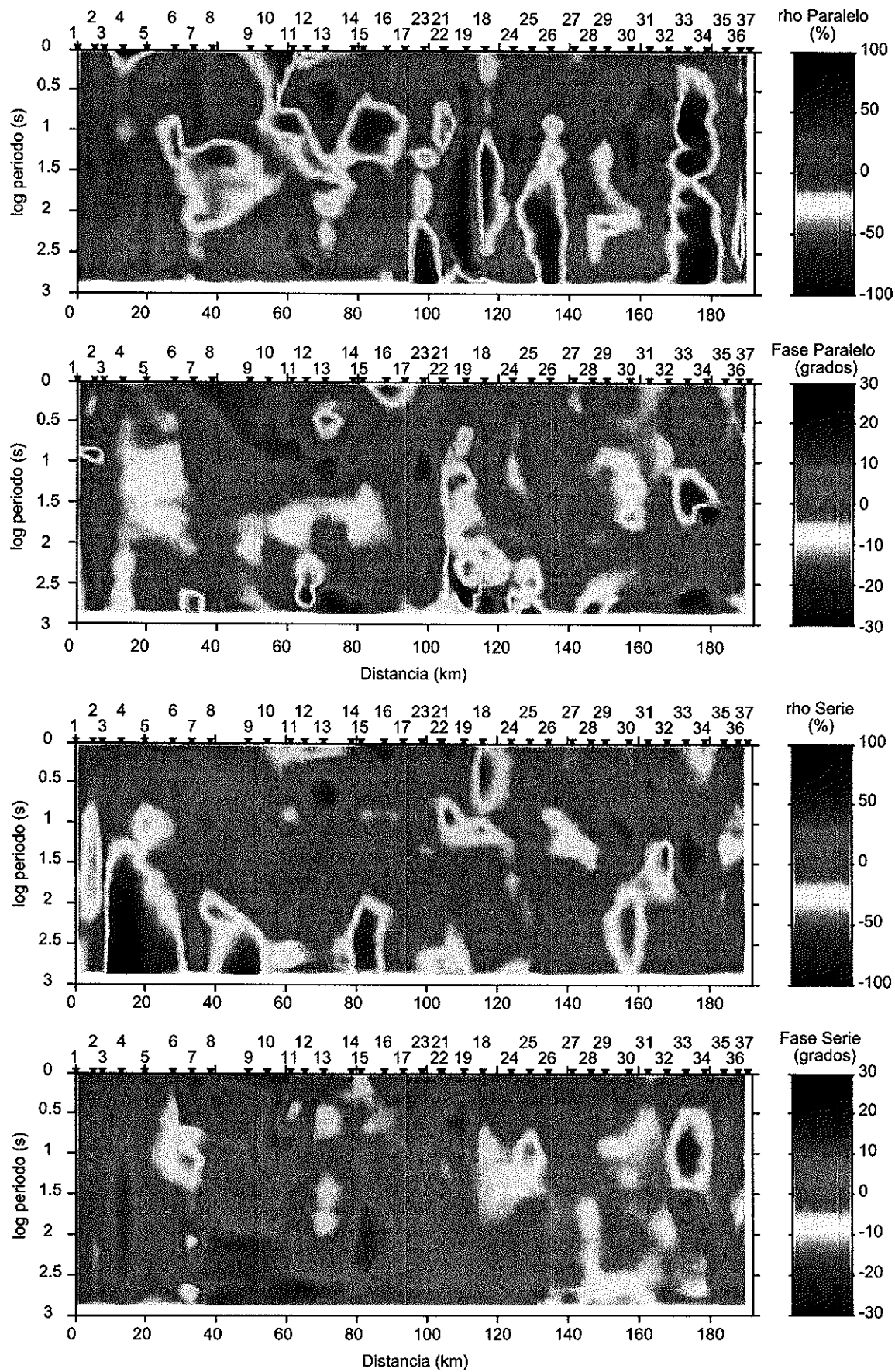
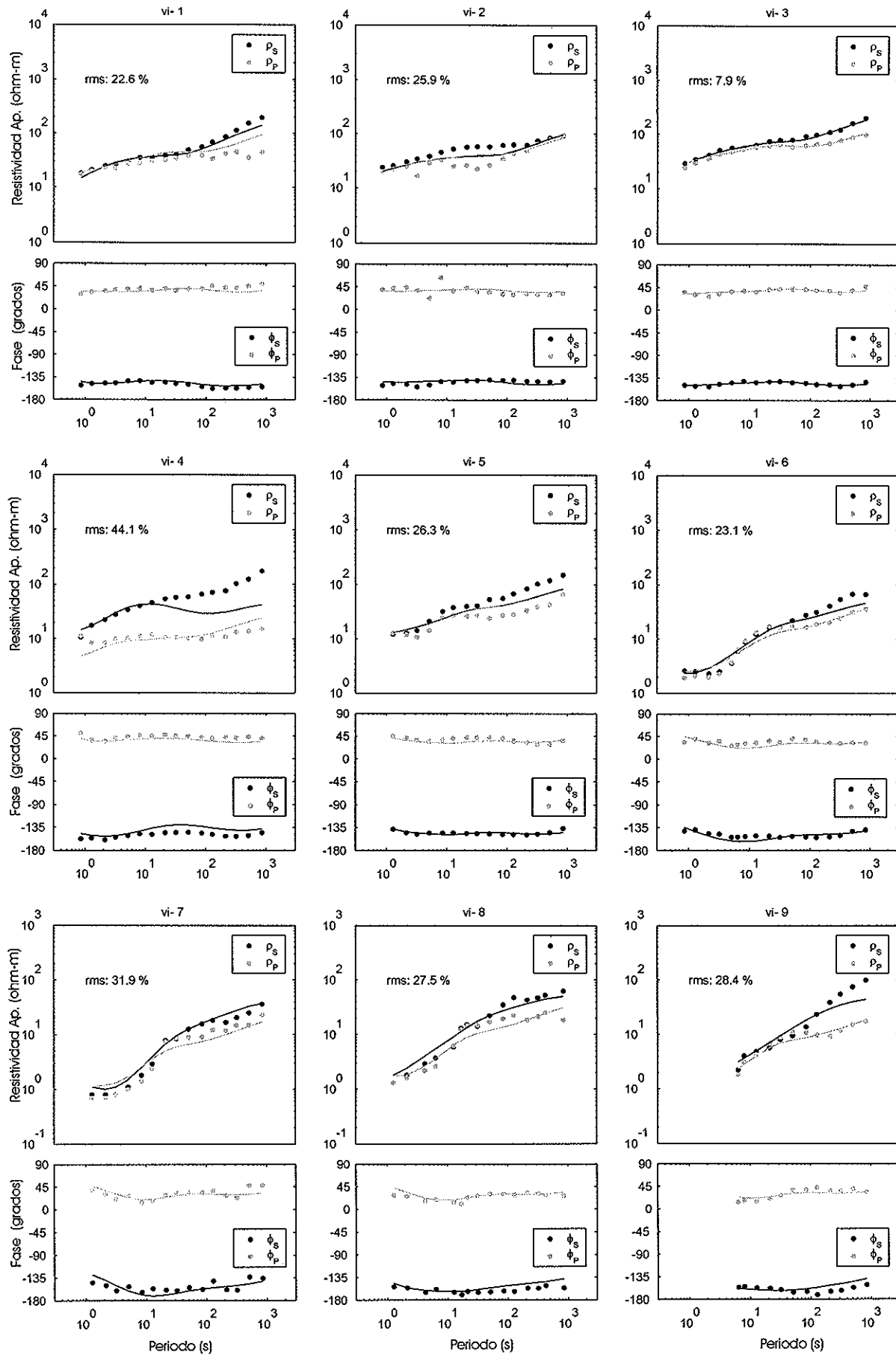
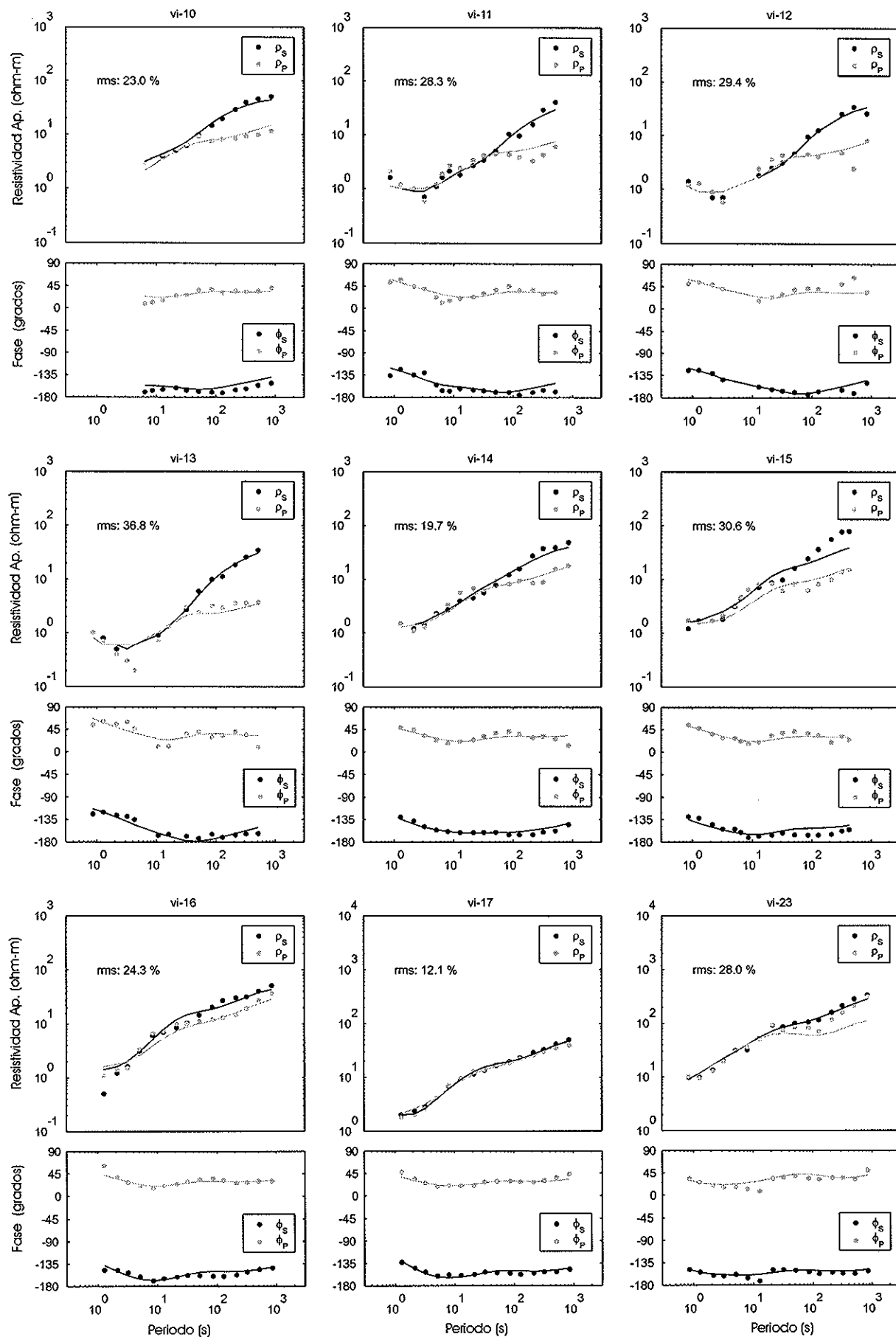
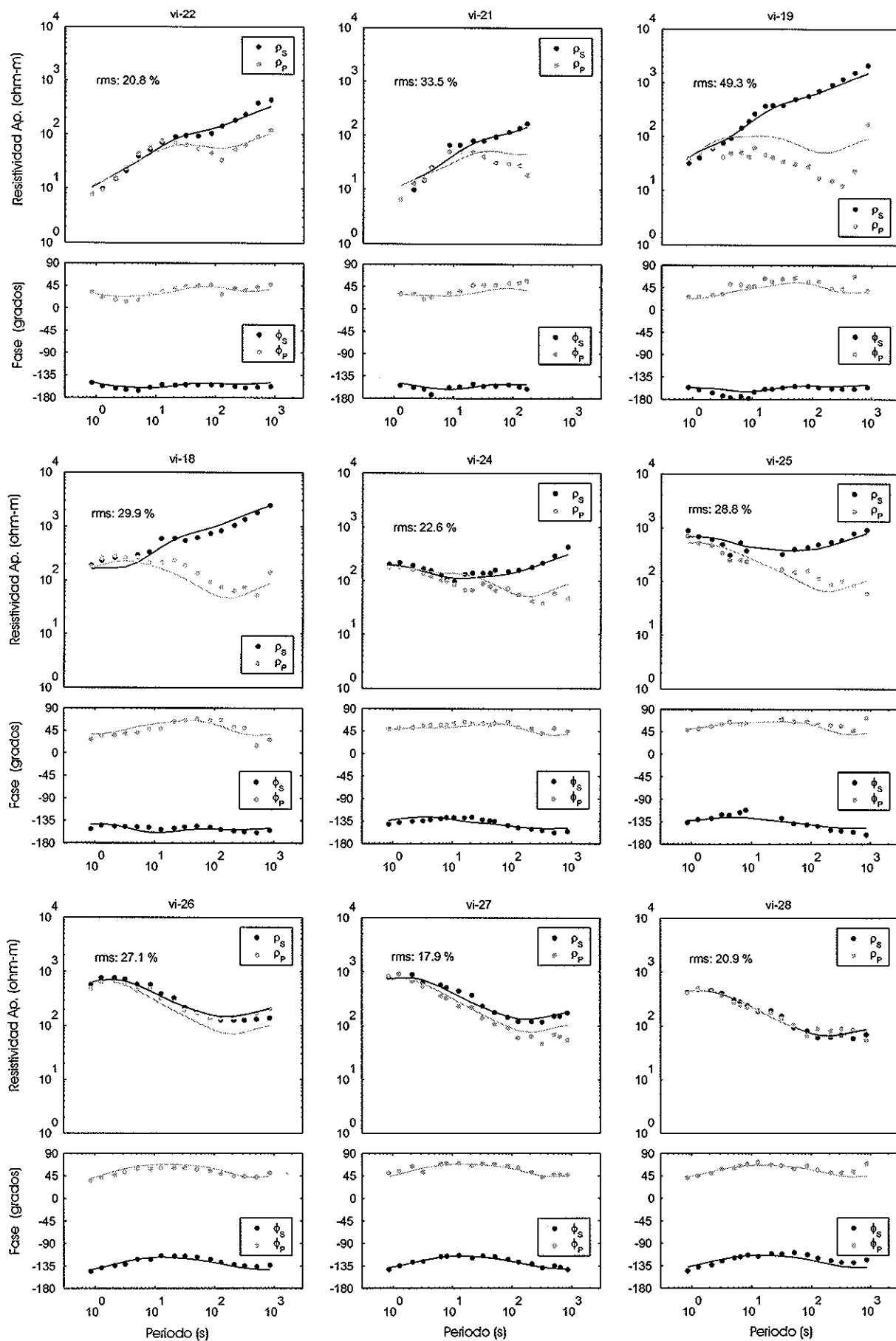
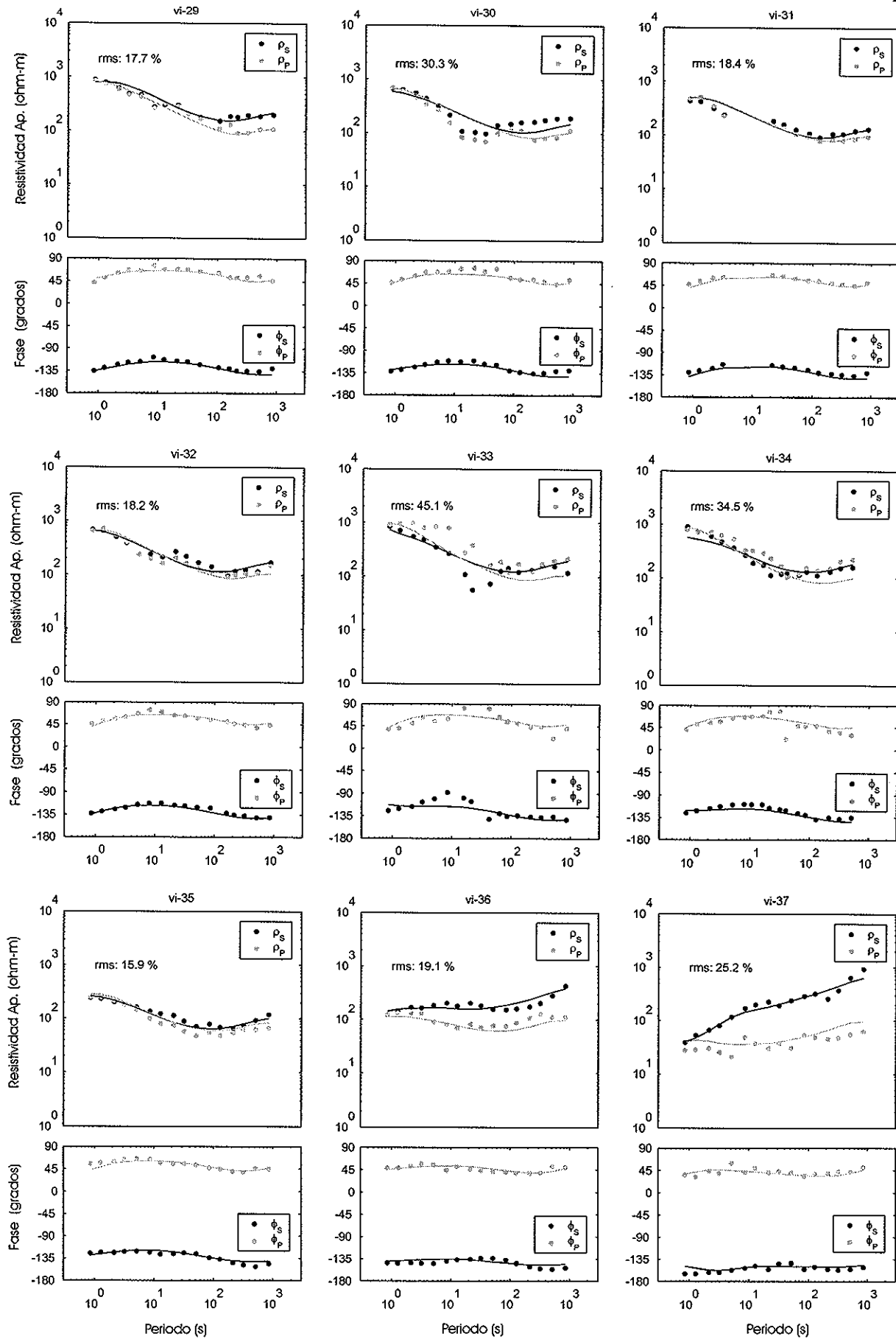


Figura C-2. Desajuste entre observaciones y respuesta del modelo SP.









Análisis de sensibilidad

Comparación de las respuestas observadas con las calculadas en la superficie del modelo GB modificado. La modificación consistió en sustituir las estructuras profundas (más de 20 km) por un semiespacio homogéneo de 1000 ohm-m.

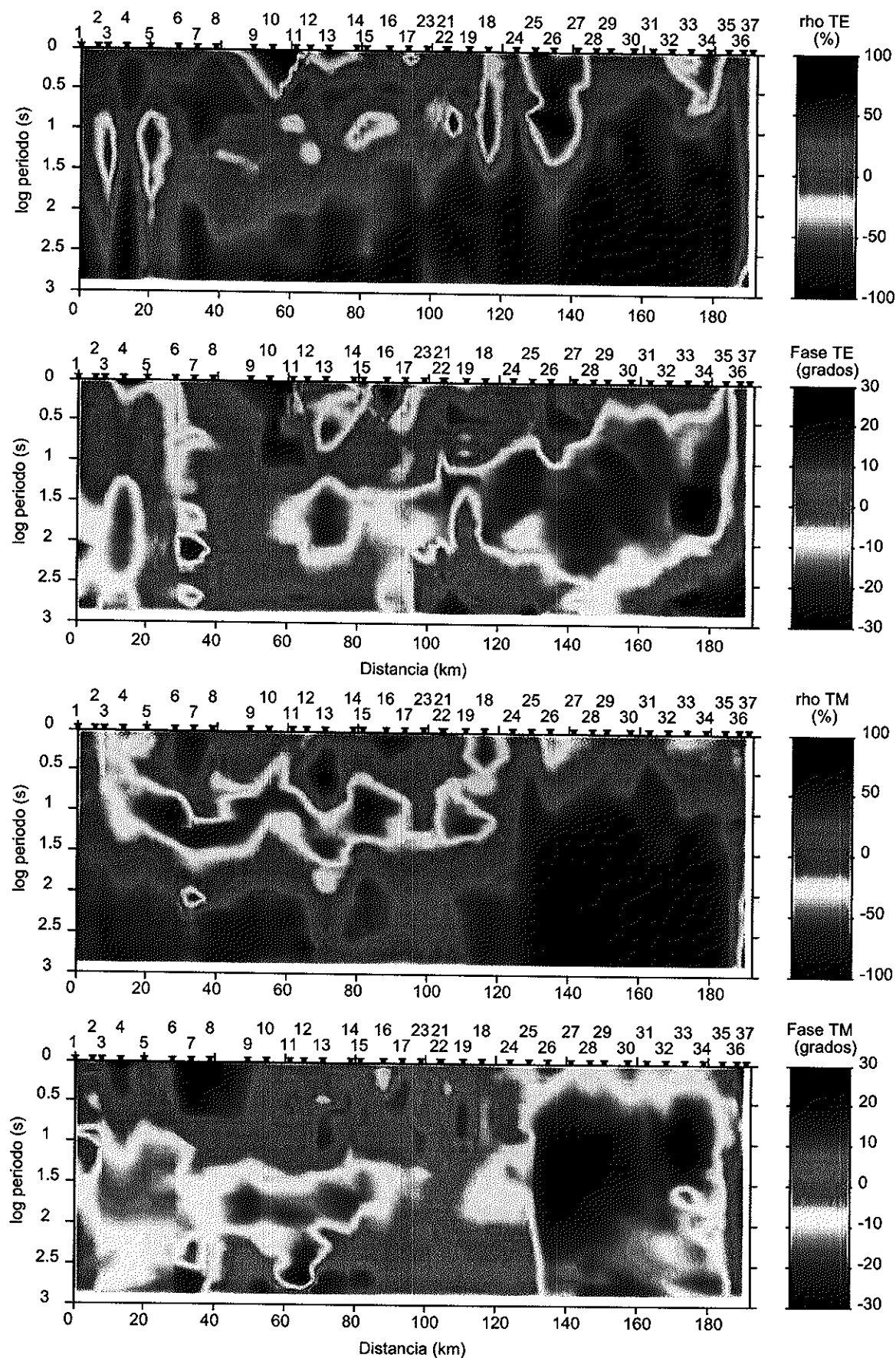


Figura C-3. Desajuste entre observaciones y respuesta del modelo GB modificado con un semiespacio de 1000 ohm-m a partir de 20 km de profundidad.

