

## Tesis de Posgrado

# Métodos de inducción electromagnética aplicados a modelos de tierra bidimensionales

Martinelli, Hilda Patricia

1994

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

**Cita tipo APA:**

Martinelli, Hilda Patricia. (1994). Métodos de inducción electromagnética aplicados a modelos de tierra bidimensionales. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2629\\_Martinelli.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2629_Martinelli.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Martinelli, Hilda Patricia. "Métodos de inducción electromagnética aplicados a modelos de tierra bidimensionales". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1994. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_2629\\_Martinelli.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2629_Martinelli.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Tema de Tesis:

METODOS DE INDUCCION ELECTROMAGNETICA  
APLICADOS A MODELOS DE TIERRA BIDIMENSIONALES

Autor:

Hilda Patricia Martinelli

Director de Tesis:

Dra. Ana María Osella

Lugar de Trabajo:

Departamento de Física, FCEyN, UBA

- 1994 -

Tesis presentada para acceder al título de Doctor en Ciencias  
Físicas

*A Marcelo*

*A mis padres*

## *Agradecimientos*

*A Marcelo y a mis padres, por el amor que me brindan*

*A los miembros del Departamento de Física que contribuyeron a mi formación científica*

*Al CONICET, por su ayuda financiera que me permitió realizar este trabajo*

*y un agradecimiento muy especial a mi Directora de Tesis, la Dra. Ana María Osella, que ha sabido enseñarme y orientarme en esta etapa de tanta importancia, y que me ha alentado siempre con su confianza y su entusiasmo por el trabajo realizado*

## INDICE

RESUMEN	1
INTRODUCCION	3
1. El campo magnético terrestre	4
2. Estudios de la conductividad terrestre	5
3. Resumen del trabajo	8
<u>PRIMERA PARTE</u> : Modelado directo 2D en MT	10
CAPITULO I: Respuesta MT de estructuras 2D en multicapas con contornos irregulares de variación suave	10
I.1. Introducción	11
I.2. Modelo teórico	13
I.2.a. Modo TE	17
I.2.b. Modo TM	23
I.3. Comparación con los métodos de EF y DF	28
I.4. Aplicaciones	37
I.4.a. Modelo sinclinal	39
I.4.b. Modelo Anticlinal	40
I.4.c. Intrusiones conductora y resistiva	43
CAPITULO II: Inclusión del efecto de la topografía	54
II.1. Modelo teórico	55
II.1.a. Modo TE	55
II.1.b. Modo TM	59
II.2. Comparación con los métodos de EF y DF	63
II.3. Aplicaciones	63
CAPITULO III: Generalización al caso de medios eléctricamente anisótropos	68

III.1. Introducción	69
III.2. Modelo teórico	70
III.2.a. Modo TE	72
III.2.b. Modo TM	72
III.3. Aplicaciones	76
III.3.a. Modelos sinclinal y anticlinal	77
III.3.b. Intrusiones conductora y resistiva	78
III.3.c. Conclusiones	79
CAPITULO IV: Modelado bidimensional de la anomalía geotérmica del borde oriental del Aconquija	82
IV.1. Introducción	83
IV.2. Resumen de los resultados previos	84
IV.3. Nueva interpretación MT	87
IV.3.a. Modelado 2D	88
IV.3.b. Resumen de los resultados	94
<u>SEGUNDA PARTE</u> : Modelado 2D con FV	95
CAPITULO V: Respuesta EM de estructuras 2D a campos externos no uniformes	95
V.1. Modo TE	96
V.2. Modo TM	99
CAPITULO VI: Modelado 2D de las VGD en Perú y Africa Central	102
VI.1. Introducción	103
VI.2. Resumen de los resultados previos	104
VI.3. Modelado 2D	109
VI.3.a. Africa Central	109
VI.3.b. Perú	113
VI.4. Resultados y conclusiones	115
CAPITULO VII: Heterogeneidades laterales de la	

conductividad del manto superior y medio en la  
Argentina

VII.1. Introducción

VII.2. Modelado 2D

VII.3. Interpretación de los resultados

CONCLUSIONES

REFERENCIAS

APENDICE

## RESUMEN

Los métodos de inducción electromagnética permiten estudiar la conductividad terrestre a través del análisis de la respuesta de la Tierra a campos generados por fuentes externas.

Dependiendo de la profundidad hasta la que se desea obtener información se realizan sondeos audiomagnetotelúricos, que utilizan las fuentes naturales asociadas a tormentas eléctricas o fuentes controladas creadas por el hombre, sondeos magnetotelúricos que emplean las fuentes magnetosféricas con períodos aproximadamente entre 0.1 y 1000 seg, o bien se miden las variaciones naturales de períodos diarios del campo geomagnético producidas por fuentes ionosféricas.

En los sondeos audiomagnetotelúricos con fuentes naturales y los magnetotelúricos, los campos inductores pueden considerarse uniformes espacialmente; en los restantes casos, en cambio, la dependencia espacial de las fuentes debe ser tenida en cuenta.

Para poder interpretar los datos es necesario contar con métodos de modelado que permitan calcular en forma teórica la respuesta de los diversos tipos de estructuras encontradas. En el presente Trabajo de Tesis, teniendo como base la teoría de dispersión de Rayleigh, se desarrolla un método aplicable al modelado de estructuras bidimensionales en multicapas con irregularidades laterales extensas de contornos suaves.

Primero se resuelve el caso de campos externos uniformes y medios isótropos, obteniéndose un método complementario a los dos usualmente empleados para el análisis de estructuras bidimensionales, Elementos Finitos y Diferencias Finitas. Estos métodos se aplican con buenos resultados al modelado de inhomogeneidades localizadas pero resultan de difícil implementación para estructuras como las descriptas. Como ejemplo, se obtiene la respuesta de una estructura sinclinal, de una anticlinal y de dos intrusiones, una conductora y otra resistiva.

Luego, se generaliza la formulación para incluir la presencia de medios anisótropos y se estudia el efecto producido por una capa anisótropa en función de su grado de anisotropía y de la profundidad a la que se encuentra.

Utilizando el método, se modelan los datos de un perfil magnetotelúrico realizado en la zona geotérmica de la Cuenca Tucumana.

En la segunda parte del trabajo, se calcula la respuesta a campos inductores no uniformes. Empleando ese resultado teórico, se interpretan las variaciones geomagnéticas de períodos diarios medidas en las zonas ecuatoriales de Perú y Africa Central y en Argentina, obteniéndose modelos para la distribución regional de la conductividad del manto superior y medio.

## INTRODUCCION

## 1. EL CAMPO MAGNETICO TERRESTRE

La parte principal del campo magnético terrestre se considera originada por un sistema de corrientes que circulan en el núcleo líquido, aproximadamente a 2900 km de profundidad. La contribución más importante al desarrollo en armónicos esféricos del campo principal es del término dipolar.

El campo sufre lentas variaciones temporales. Los cambios en el momento magnético, que puede llegar incluso a invertir su dirección, tienen períodos mayores que  $10^{11}$  seg, mientras que la parte no dipolar se ve afectada por las variaciones seculares, con períodos entre  $10^8$  y  $10^{10}$  seg.

Además, existen otras variaciones de menor período y mucha menor amplitud que no dejan efecto permanente en el campo y cuyas fuentes son de origen externo.

Las oscilaciones con períodos mayores que 0.1 seg son causadas por la interacción entre el viento solar, un plasma sumamente tenue que consiste fundamentalmente de hidrógeno ionizado, y el campo magnético terrestre.

Los plasmas y los campos magnéticos tienden a confinarse unos a otros. Cuando un plasma que está fluyendo encuentra en su camino un objeto magnético confina el campo a una región limitada alrededor del mismo; a su vez, el objeto tiende a excluir al plasma creando una cavidad cuyo tamaño está determinado por la densidad de energía del plasma y por el grado de magnetización del objeto.

Cuando el viento solar encuentra el campo magnético terrestre, los protones y los electrones tienden a deflectarse en direcciones opuestas creando una corriente eléctrica en el plasma y un efecto magnético que, donde ocurre, reduce abruptamente el valor del campo a unos pocos nT (magnetopausa). La cavidad delimitada por la magnetopausa es la magnetósfera.

En la dirección de incidencia del viento solar la magnetopausa se halla, aproximadamente, a una distancia de 4 o 5 veces el radio terrestre, mientras que hacia atrás esa distancia se incrementa mucho, como mínimo hasta 10 o 20 veces el radio de la Tierra.

Ahora bien, la densidad de energía del viento solar no es

constante. Las fluctuaciones en la energía del plasma producen perturbaciones en las corrientes de la magnetopausa que generan ondas magnetohidrodinámicas, que luego se propagan en la magnetósfera. En la atmósfera, lo que se tiene son ondas electromagnéticas propagándose en un medio no conductor. Finalmente, el fenómeno observado en la superficie terrestre son las llamadas micropulsaciones geomagnéticas, que son oscilaciones del campo magnético de pequeña amplitud cuyos períodos van, aproximadamente, desde 0.1 a 1000 seg.

Superpuestas a las micropulsaciones se encuentran las variaciones geomagnéticas de origen ionosférico. Debido a la radiación solar, a una altura de entre 90 y 130 km sobre la superficie terrestre la atmósfera del hemisferio iluminado se halla ionizada. Las corrientes inducidas en la ionósfera por la rotación de la Tierra alrededor del sol provocan variaciones del campo magnético cuya principal contribución tiene período de un día.

Por último, las oscilaciones con frecuencias mayores que algunos Hz son originadas principalmente por la actividad atmosférica asociada con tormentas eléctricas. La mayor densidad de energía se tiene para frecuencias entre 1 y 10 kHz.

Las oscilaciones naturales de origen externo del campo magnético terrestre se utilizan para estudiar tanto las fuentes ionosféricas y magnetosféricas que las generan como la estructura eléctrica del interior de la Tierra, ya que las mismas inducen corrientes significativas en la corteza y la parte superior del manto.

## 2. ESTUDIOS DE LA CONDUCTIVIDAD TERRESTRE

La distribución de conductividades del interior terrestre se estudia aplicando métodos de inducción electromagnética. La información se obtiene a través del análisis de la respuesta de la Tierra a campos magnéticos generados por fuentes de origen externo, ya sean las fuentes naturales descritas en la sección anterior o bien fuentes artificiales (o controladas) creadas por el hombre.

Como es sabido, la profundidad de penetración de los campos

en un conductor depende de la frecuencia.

El método magnetotelúrico (MT) utiliza las fuentes naturales de origen magnetosférico, con períodos entre 0.1 y 1000 seg, para realizar estudios hasta profundidades de entre 30 y 100km aproximadamente, dependiendo de la resistividad. Dado que las fuentes están ubicadas muy lejos de la superficie terrestre, a escala local, el campo inductor puede suponerse espacialmente uniforme (FU).

Este método fué propuesto por primera vez por Cagniard (1953) quien lo aplicó a modelos de tierra en capas, unidimensionales (1D).

Desde entonces, los modelos 1D han sido ampliamente estudiados, tanto por métodos directos como inversos. Pero, como las estructuras consideradas no siempre pueden aproximarse en forma 1D, resulta necesario el desarrollo de diversos métodos numéricos de modelado bi y tridimensional.

Para estructuras bidimensionales (2D) existen métodos de modelado directo como el de las diferencias finitas (DF) (Brewitt-Taylor y Weaver 1976) y el de los elementos finitos (EF) (Kisak y Silvester 1975, Wannamaker y otros 1987) que se aplican con buenos resultados en el caso de inhomogeneidades localizadas formadas por intrusiones de uno o más bloques de forma geométrica bien definida en un medio de capas (Hjelt y otros 1984, Adam 1987, Wannamaker y otros 1987, 1991) o efectos de la topografía (Wannamaker y otros 1986).

Por otro lado, el método de las ecuaciones integrales (EI) permite el modelado de intrusiones de cuerpos tridimensionales (3D) (Weidelt 1975, Ting y Hohmann 1981, Wannamaker 1991).

En el caso de estructuras 2D con inhomogeneidades laterales extensas de contornos irregulares, suaves, los métodos mencionados resultan de difícil implementación. Las estructuras de este tipo, aún cuando aparecen con frecuencia, han sido mucho menos estudiadas. Algunos antecedentes de aproximaciones al problema son, por ejemplo, análisis del efecto topográfico de un medio semiinfinito de contorno irregular (Jiracek 1973, Oshiman y Rikitake 1985), estudios de modelos de tierra en dos capas separadas por una interfase de variación suave (Mann 1964, Hughes y Wait 1975) o modelos con capas irregulares casi planas de

espesor delgado (Kaufman y Keller 1981).

Para el estudio de las capas más superficiales se utilizan los sondeos audiomagnetoteléuticos (AMT) (frecuencias entre 10 y 1000 Hz), con fuentes naturales o controladas (FC). En el caso de FC, el campo inductor ya no puede considerarse uniforme espacialmente y por lo tanto resulta necesaria la inclusión en los métodos de modelado, de fuentes variables (FV) bi y tri-dimensionales.

Para estructuras de capas 1D, se ha resuelto en forma analítica el problema del hilo conductor horizontal y se ha calculado la respuesta EM a dipolos eléctricos y magnéticos, horizontales y verticales (p.e. Wait 1982). El método de las EI permite considerar los casos, tanto de intrusión y fuente 2D (Hohmann 1971) como de intrusión y fuente 3D (Hohmann 1975, 1983, Wannamaker y otros 1984) y también el método de los EF ha sido generalizado para incluir fuentes 2D (Hohmann 1988).

Por último, para investigar profundidades mayores pueden utilizarse las variaciones geomagnéticas con períodos diarios, que por su baja frecuencia logran penetrar hasta 800 o 1000 km bajo la superficie terrestre. En este caso el campo inductor tampoco es uniforme. El campo total puede dividirse en una parte externa que contiene información sobre las corrientes ionosféricas, y una parte inducida que depende del campo inductor y de la distribución de conductividades dentro de la Tierra.

Existen distintos métodos para separar estas variaciones en sus partes externa e inducida. El método de los armónicos esféricos (Chapman 1919) y el de las integrales superficiales (Price y Wilkins 1963) permiten realizar una separación a escala global, empleando los datos de los observatorios geomagnéticos distribuidos alrededor del mundo, y suponiendo que la conductividad está dada por una función de la forma  $\sigma(r)$ . Aplicando estos métodos se encontró que a una profundidad de, aproximadamente, 600 km se produce un importante incremento de la conductividad del manto (comienzo de la conductósfera) (p.e. Eckhardt y otros 1963).

Para estudios a nivel regional la esfericidad de la Tierra puede despreciarse. Si además los campos tienen carácter 2D, el problema se simplifica y la separación puede hacerse utilizando el

método integral desarrollado por Siebert y Kertz (1957) o el método de Gauss-Schmidt (Berdichevsky y Zhdanov 1984).

Aplicando el primer método a la separación de las VGD, se investigaron las variaciones laterales de la profundidad a la cual comienza la conductósfera en las zonas de Perú y Africa Central (Osella y Duhau 1983, Duhau y Osella 1984a, Osella y Colombo 1989), proponiendo modelos bidimensionales sencillos formados por dos capas, la primera de conductividad cero y la segunda con conductividad infinita.

Considerando los aspectos precedentes, en el presente Trabajo de Tesis se desarrolla un método alternativo de modelado 2D, que permite obtener la respuesta EM de estructuras multicapas con inhomogeneidades laterales extensas, de contornos suaves, a campos inductores uniformes y no uniformes; se generaliza el mismo para incluir la presencia de medios eléctricamente anisótropos, y se lo aplica en los distintos rangos de frecuencia, adaptándolo a las características particulares de cada caso.

### 3. RESUMEN DEL TRABAJO

#### 3.a. PRIMERA PARTE: MODELADO DIRECTO 2D EN MT

En el capítulo I se desarrolla un método directo que permite calcular la respuesta MT de estructuras multicapas 2D con interfases irregulares de variación suave. Este método se compara con los dos métodos más utilizados para el modelado de estructuras 2D, el de los EF y el de las DF, y se analiza la conveniencia de la aplicación de uno u otros según el tipo de estructura considerada. Finalmente, se lo emplea para obtener la respuesta teórica de una estructura del tipo sinclinal, de una anticlinal y de dos intrusiones, una conductora y otra resistiva.

En el capítulo II se generaliza el método para incluir los efectos de la topografía y, nuevamente, se comparan los resultados con los obtenidos por EF y DF. Como ejemplo, se analiza el efecto de la topografía sobre las estructuras propuestas en el cap. I.

En el capítulo III se amplía la formulación para incluir el caso de medios con anisotropías eléctricas tanto verticales como laterales, y se analiza el efecto producido por la presencia de

una capa anisótropa en la respuesta MT de una estructura, en función del grado de anisotropía de dicha capa y de la profundidad a la que se encuentra.

En el capítulo IV, aplicando el método desarrollado previamente, se modela la distribución de conductividades bajo un perfil MT realizado en el borde oriental del Aconquija, en la zona geotérmica de la Cuenca Tucumana.

### 3.b. SEGUNDA PARTE: MODELADO 2D CON FV

Considerando que los campos inductores no siempre pueden considerarse espacialmente uniformes, en el capítulo V se obtiene la respuesta EM de estructuras 2D formadas por N medios eléctricamente anisótropos, separados por interfases suaves, a campos externos bidimensionales.

Empleando este formalismo, en el cap. VI se reinterpretan los datos correspondientes a las variaciones geomagnéticas de períodos diarios de Perú y África Central, encontrándose para la estructura interna, modelos 2D más realistas en los que se tienen en cuenta la conductividad finita de la conductósfera y el efecto de las capas intermedias.

En el capítulo VII se realiza un estudio regional de las posibles anomalías de conductividad en la Argentina, utilizando datos de los cinco observatorios geomagnéticos permanentes con que cuenta el país.

### 3.c. CONCLUSIONES

Por último, se resumen las conclusiones obtenidas y se plantean perspectivas para futuras aplicaciones del método.

CAPITULO I

RESPUESTA MT DE ESTRUCTURAS 2D EN MULTICAPAS  
CON CONTORNOS IRREGULARES DE VARIACION SUAVE

## I.1. INTRODUCCION

El método MT permite estudiar la distribución de conductividades bajo la superficie terrestre a partir de la medición simultánea, sobre la superficie, de las oscilaciones de las componentes horizontales del campo eléctrico,  $\bar{E}$ , y del vector de inducción magnética,  $\bar{H}$ .

Expresando los campos en el dominio de las frecuencias,  $\omega$ , (la expresión en el dominio temporal se obtiene aplicando el procedimiento usual de la transformada de Fourier) y eligiendo un sistema de coordenadas  $(x,y,z)$  tal que el plano  $z=0$  representa la interfase aire-tierra y  $z$  es positivo hacia abajo, la relación entre las componentes horizontales en  $z=0$  puede escribirse como:

$$\begin{bmatrix} E_x(x,y,z=0,\omega) \\ E_y(x,y,z=0,\omega) \end{bmatrix} = Z(x,y,\omega) \begin{bmatrix} H_x(x,y,z=0,\omega) \\ H_y(x,y,z=0,\omega) \end{bmatrix} \quad (I-1)$$

y las componentes del campo  $\bar{H}$  satisfacen:

$$\begin{bmatrix} H_z(x,y,z=0,\omega) \end{bmatrix} = T(x,y,\omega) \begin{bmatrix} H_x(x,y,z=0,\omega) \\ H_y(x,y,z=0,\omega) \end{bmatrix} \quad (I-2)$$

donde  $Z$  es el tensor de impedancia (Cantwell 1960) y  $T$  la función transferencia (Schmucker 1964).

Para el rango de periodos de interés en MT ( $0.1\text{seg} \leq T \leq 1000\text{seg}$ ) los campos inductores,  $\bar{E}_{\text{ext}}$  y  $\bar{H}_{\text{ext}}$ , son originados por fuentes magnetosféricas. Estas fuentes reales pueden reemplazarse por un sistema equivalente de corrientes contenidas en un plano horizontal, ubicado a una altura  $h$  sobre la superficie de la tierra;  $h$  se toma generalmente igual a 100km, coincidiendo con la región de mayor conductividad de la ionósfera. Como las distancias características para las cuales estas corrientes tienen variaciones significativas son relativamente grandes, a escala local, su distribución puede suponerse uniforme y entonces, los campos externos corresponden a un onda EM plana con incidencia

normal. En este caso, el tensor de impedancia y la función transferencia resultan independientes de la intensidad y polarización de la onda incidente (que en general no se conocen), dependiendo únicamente de las características de la estructura.

El método MT se basa en la interpretación de la información contenida en el tensor  $Z$  y en la función  $T$ , o en magnitudes escalares que se forman a partir de ellos. Ajustando los valores obtenidos experimentalmente por valores calculados en forma teórica mediante distintos métodos de modelado directo, es posible determinar la distribución de conductividades.

Como se mencionó en la introducción, la respuesta de estructuras de capas 1D fué obtenida por primera vez por Cagniard. Desde entonces este problema ha sido ampliamente estudiado, habiéndose desarrollado varios métodos de inversión (Jupp y Vozoff 1975, Whittall y Oldenburg 1986, Pellerin y Hohmann 1990) que permiten ajustar, en forma automática, los modelos a los datos experimentales.

Para estructuras 2D, los métodos directos más extensamente utilizados a nivel internacional son los de DF y EF. En ambos casos, los métodos de inversión así como la extensión al modelado 3D, se encuentran aún en desarrollo.

Por su formulación, dichos métodos se adaptan especialmente al modelado de estructuras con inhomogeneidades localizadas formadas por bloques de distintas resistividades.

En el presente capítulo se desarrolla un método directo 2D, cuyo rango de aplicación es complementario al de DF y EF. Teniendo como base la teoría de scattering de Rayleigh, se calcula la respuesta de estructuras multicapas con interfases irregulares de variación suave. Al formalismo se lo denomina método de Rayleigh-Fourier (RF) (ver también Osella y Martinelli 1991b).

Luego, para diversos tipos de estructuras, se comparan los resultados con los que se obtienen por DF y EF. La comparación es importante, considerando que ninguno de los métodos resuelve en forma analítica el problema, sino mediante distintas aproximaciones numéricas.

Por último, como ejemplo de posibles aplicaciones, se utiliza el método para obtener la respuesta teórica de una estructura del

tipo sinclinal, de una anticlinal y de dos intrusiones, una conductora y otra resistiva.

## I.2. MODELO TEORICO

El modelo propuesto puede verse en la figura I-1. Se asume una estructura 2D formada por N capas de conductividades  $\sigma_n$  y cuyas interfaces están descritas por funciones  $z=f_n(x)$ , de variación suave. La constante dieléctrica y la permeabilidad magnética de cada medio se toman iguales a las del vacío,  $\epsilon_0$  y  $\mu_0$ , respectivamente.

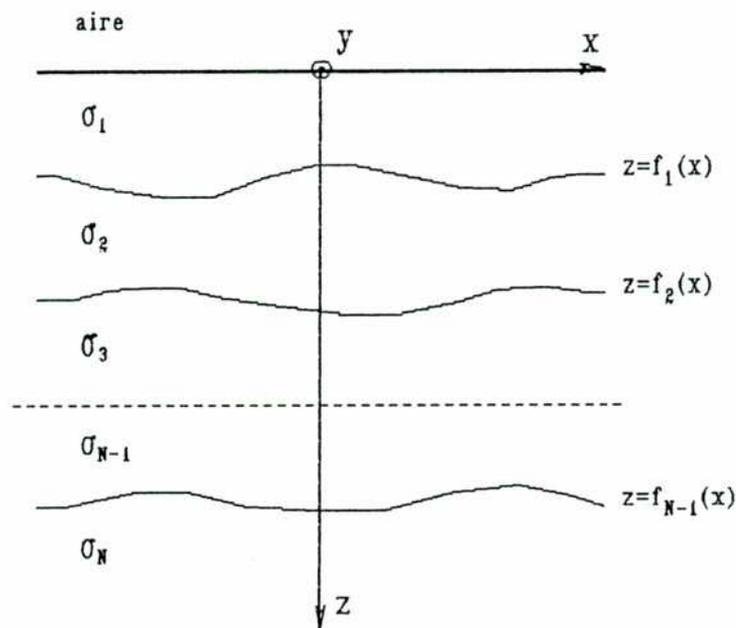


Fig. I-1: Modelo propuesto

Los campos externos corresponden a una onda EM plana que incide normalmente sobre la superficie terrestre.

En el aire (medio 0), las ecuaciones de Maxwell a resolver para cada frecuencia, en el sistema MKSA, son:

$$\nabla \cdot \bar{E}_0 = 0$$

$$\nabla \times \bar{E}_0 = -i\omega\mu_0 \bar{H}_0$$

(I-3)

$$\nabla \cdot \bar{H}_0 = 0$$

$$\nabla \times \bar{H}_0 = i\omega\epsilon_0 \bar{E}_0$$

donde  $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

La longitud de onda,  $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ , a estas frecuencias es  $\geq 3 \cdot 10^7$  m. Como esta longitud es mucho mayor que las longitudes características involucradas, es válida la aproximación cuasiestacionaria (ce) que corresponde a tomar el límite  $\lambda_0 \rightarrow \infty$  en las soluciones de las ecs. I-3. Debe notarse que no es equivalente aproximar desde el principio la ec. I-3(d) por:

$$\nabla \times \bar{H}_0 = 0$$

(I-4)

pues esto conduciría a indeterminaciones en las soluciones.

En el medio  $n$  ( $n \geq 1$ ), las ecuaciones son:

$$\nabla \cdot \bar{E}_n = 0$$

$$\nabla \times \bar{E}_n = -i\omega\mu_0 \bar{H}_n$$

(I-5)

$$\nabla \cdot \bar{H}_n = 0$$

$$\nabla \times \bar{H}_n = \sigma_n \bar{E}_n$$

Dentro de la tierra se desprecian las corrientes de desplazamiento frente a las de conducción ya que  $\omega\epsilon_0$  es menor o igual que  $6 \cdot 10^{-10}$  m/ohm mientras que las conductividades encontradas son como mínimo de  $10^{-5}$  m/ohm.

Dado que existe simetría en  $\hat{y}$ , los campos dependen solamente de  $x$ , de  $z$  y de  $\omega$ . En componentes se tiene que, en el aire:

$$-\partial_z E_y^o = -i\omega\mu_o H_x^o$$

$$\partial_x E_y^o = -i\omega\mu_o H_z^o$$

$$\partial_x H_x^o + \partial_z H_z^o = 0$$

$$\partial_z H_x^o - \partial_x H_z^o = i\omega\epsilon_o E_y^o$$

$$\partial_x E_x^o + \partial_z E_z^o = 0$$

$$\partial_z E_x^o - \partial_x E_z^o = -i\omega\mu_o H_y^o$$

$$-\partial_z H_y^o = i\omega\epsilon_o E_x^o$$

$$\partial_x H_y^o = i\omega\epsilon_o E_z^o$$

En el medio n:

$$-\partial_z E_y^n = -i\omega\mu_o H_x^n$$

$$\partial_x E_y^n = -i\omega\mu_o H_z^n$$

$$\partial_x H_x^n + \partial_z H_z^n = 0$$

$$\partial_z H_x^n - \partial_x H_z^n = \sigma_n E_y^n$$

$$\partial_x E_x^n + \partial_z E_z^n = 0$$

$$\partial_z E_x^n - \partial_x E_z^n = -i\omega\mu_o H_y^n$$

$$-\partial_z H_y^n = \sigma_n E_x^n$$

$$\partial_x H_y^n = \sigma_n E_z^n$$

Por consiguiente, existen dos modos desacoplados

propagación, el modo transversal eléctrico (TE) (ecs. I-6 e I-8) que corresponde a un campo magnético externo orientado en  $\hat{x}$  que genera componentes  $E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$  distintas de cero, y el modo transversal magnético (TM) (ecs. I-7 e I-9) que se tiene cuando el campo magnético inductor es paralelo a  $\hat{y}$  y cuyas únicas componentes no nulas son  $H_y$ ,  $E_x$  y  $E_z$ . En el caso más general, la solución es una combinación lineal de ambos modos.

En el sistema de coordenadas elegido, el tensor de impedancia y la función transferencia son de la forma:

$$Z(x, \omega) = \begin{bmatrix} 0 & Z_{TM}(x, \omega) \\ -Z_{TE}(x, \omega) & 0 \end{bmatrix} \quad (I-10)$$

$$T(x, \omega) = \begin{bmatrix} T_{TE}(x, \omega) & 0 \end{bmatrix} \quad (I-11)$$

donde:

$$Z_{TE}(x, \omega) = -E_y(x, z=0, \omega) / H_x(x, z=0, \omega) \quad (I-12)$$

$$Z_{TM}(x, \omega) = E_x(x, z=0, \omega) / H_y(x, z=0, \omega)$$

$$T_{TE}(x, \omega) = H_z(x, z=0, \omega) / H_x(x, z=0, \omega) \quad (I-13)$$

A partir de  $Z_{TE}$  y  $Z_{TM}$  se definen las resistividades aparentes y las fases de la impedancia correspondientes a cada modo:

$$\rho_{TE}(x, \omega) = |Z_{TE}(x, \omega)|^2 / \omega \mu_0$$

$$\rho_{TM}(x, \omega) = |Z_{TM}(x, \omega)|^2 / \omega \mu_0$$

(I-14)

$$\phi_{TE}(x, \omega) = \text{atg}[\text{Im}(Z_{TE}(x, \omega)) / \text{Re}(Z_{TE}(x, \omega))]$$

$$\phi_{TM}(x, \omega) = \text{atg}[\text{Im}(Z_{TM}(x, \omega)) / \text{Re}(Z_{TM}(x, \omega))]$$

y a partir de  $T_{TE}$ , la componente vertical y su fase:

$$H_v(x, \omega) = |T_{TE}(x, \omega)| \quad (I-15)$$

$$\phi_v(x, \omega) = \text{atg}[\text{Im}(T_{TE}(x, \omega))/\text{Re}(T_{TE}(x, \omega))]$$

Estas son las magnitudes utilizadas en la interpretación de las estructuras 2D. Es importante señalar que para obtenerlas no es necesario medir las componentes horizontales de los campos en las direcciones principales x e y (las cuales, por otra parte, no se conocen a priori) pues lo que caracteriza a una estructura 2D es que siempre es posible, mediante una rotación adecuada, llevar el tensor Z a la forma I-10 y la función T a la forma I-11.

En particular, para estructuras 1D,  $E_z = H_z = 0$ ; puede demostrarse que  $\bar{H}_o = 2\bar{H}_{ext}$  y que:

$$Z_{TE}(\omega) = Z_{TM}(\omega)$$

$$\rho_{TE}(\omega) = \rho_{TM}(\omega) = \rho_{ap}(\omega) \quad (I-16)$$

$$\phi_{TE}(\omega) = \phi_{TM}(\omega) = \phi_z(\omega)$$

La interpretación se hace entonces, en base a las curvas  $\rho_{ap}(\omega)$  y  $\phi_z(\omega)$ .

Finalmente, para un medio semi-infinito de resistividad  $\rho$ , resulta:

$$\rho_{ap}(\omega) = \rho \quad (I-17)$$

$$\phi_z(\omega) = \pi/4$$

### I.2.a. MODO TE

Para este modo, las únicas componentes distintas de cero son  $E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$ . De las ecuaciones I-6 se tiene que, en el aire  $E_y^o$  satisface:

$$\nabla^2 E_y^o - \gamma_o^2 E_y^o = 0 \quad (I-18)$$

con

$$\gamma_0^2 = -\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \quad (I-19)$$

$H_x^0$  y  $H_z^0$  se obtienen a partir de  $E_y^0$  como:

$$H_x^0 = (1/i\omega\mu_0) \partial_z E_y^0 \quad (I-20)$$

$$H_z^0 = -(1/i\omega\mu_0) \partial_x E_y^0$$

El vector de inducción magnética externo está dado por:

$$\bar{H}_{\text{ext}}(x, z, \omega) = H_0(\omega) \exp(-\gamma_0 z) \hat{x} \quad (I-21)$$

En el medio n, de las ecs. I-8:

$$\nabla^2 E_y^n - \gamma_n^2 E_y^n = 0 \quad (I-22)$$

con

$$\gamma_n^2 = i\omega\mu_0 \sigma_n \quad (I-23)$$

de donde:

$$H_x^n = (1/i\omega\mu_0) \partial_z E_y^n \quad (I-24)$$

$$H_z^n = -(1/i\omega\mu_0) \partial_x E_y^n$$

Cuando los contornos son de variación suave prácticamente no existen reflexiones múltiples, entonces, es aplicable la teoría de scattering de Rayleigh (los límites de validez de esta aproximación se revisan más adelante).

Además, es posible suponer que las interfases tienen periodicidad  $\lambda$  en x sin alterar los resultados que se obtienen en la zona de interés, siempre que  $\lambda$  se elija lo suficientemente grande.

Se definen:

$$k_l = 2|l|\pi/\lambda \quad (R_l^n)^2 = k_l^2 + \gamma_n^2 \quad (I-25)$$

y  $v_l$  y  $w_l$  como:

$$v_l = \begin{cases} \cos(k_l x) & \text{para } l \leq 0 \\ \text{sen}(k_l x) & \text{para } 0 < l \end{cases} \quad (I-26)$$

$$w_l = \begin{cases} -\text{sen}(k_l x) & \text{para } l < 0 \\ \cos(k_l x) & \text{para } 0 \leq l \end{cases}$$

En el aire, teniendo en cuenta que el campo incidente está dado por I-21 y que  $R_0^0 = \gamma_0$ , las soluciones generales resultan de la forma:

$$E_y^0 = i\omega\mu_0 \sum_l (1/R_l^0) [A_l^0 \exp(R_l^0 z) - H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] v_l(x)$$

$$H_x^0 = \sum_l [A_l^0 \exp(R_l^0 z) + H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] v_l(x) \quad (I-27)$$

$$H_z^0 = -\sum_l (k_l/R_l^0) [A_l^0 \exp(R_l^0 z) - H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] w_l(x)$$

y en la capa n están dadas por:

$$E_y^n = i\omega\mu_0 \sum_l (1/R_l^n) [A_l^n \exp(R_l^n z) - B_l^n \exp(-R_l^n z)] v_l(x)$$

$$H_x^n = \sum_l [A_l^n \exp(R_l^n z) + B_l^n \exp(-R_l^n z)] v_l(x) \quad (I-28)$$

$$H_z^n = -\sum_l (k_l/R_l^n) [A_l^n \exp(R_l^n z) - B_l^n \exp(-R_l^n z)] w_l(x)$$

Para calcular el valor de los campos en  $z=0$  deben obtenerse, aplicando las condiciones de contorno adecuadas, los coeficientes  $A_l^0$  (o bien  $A_l^1$  y  $B_l^1$ ) correspondientes a cada frecuencia.

En el último medio sólo existen campos incidentes, por lo tanto, debe ser  $A_l^N = 0$  para todo l.

Como las conductividades son finitas, en cada interfase las

componentes tangenciales de los campos eléctrico y de inducción magnética,  $E_t$  y  $H_t$ , son continuas. También es continua la componente normal del campo magnético,  $B_n$ . Teniendo en cuenta que la permeabilidad magnética de cada capa es  $\mu_0$ , estas condiciones implican la continuidad de los vectores  $\vec{E}$  y  $\vec{H}$ .

Por la continuidad de  $E_y$  y  $H_x$  (que implica automáticamente la de  $H_z$ ), en  $z=0$ :

$$\sum_l (1/R_l^0) (A_l^0 - H_0 \delta_{l0}) v_l(x) = \sum_l (1/R_l^1) (A_l^1 - B_l^1) v_l(x) \quad (I-29)$$

$$\sum_l (A_l^0 + H_0 \delta_{l0}) v_l(x) = \sum_l (A_l^1 + B_l^1) v_l(x)$$

En  $z=f_n(x)$ :

$$\sum_l (1/R_l^n) [A_l^n \exp(R_l^n f_n(x)) - B_l^n \exp(-R_l^n f_n(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l (1/R_l^{n+1}) [A_l^{n+1} \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) - B_l^{n+1} \exp(-R_l^{n+1} f_n(x))] v_l(x)$$

(I-30)

$$\sum_l [A_l^n \exp(R_l^n f_n(x)) + B_l^n \exp(-R_l^n f_n(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l [A_l^{n+1} \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) + B_l^{n+1} \exp(-R_l^{n+1} f_n(x))] v_l(x)$$

Si los contornos son suaves, las series convergen; luego, existe un valor  $L$  tal que los términos con  $|l| > L$  pueden despreciarse. Multiplicando I-29 e I-30 por  $v_m(x)$  e integrando entre  $-\lambda/2$  y  $\lambda/2$  se obtiene un sistema formado por las siguientes ecuaciones matriciales de dimensión  $(2L+1)(2L+1)$ :

En  $z=0$ :

$$\bar{A}_0 - R_0 R_1^{-1} (\bar{A}_1 - \bar{B}_1) = H_0 \bar{I}$$

(I-31)

$$\bar{A}_0 - (\bar{A}_1 + \bar{B}_1) = -H_0 \bar{I}$$

En  $z=f_n(x)$ :

$$M1_n \bar{A}_n + M2_n \bar{B}_n - M3_n \bar{A}_{n+1} - M4_n \bar{B}_{n+1} = 0 \quad (I-32)$$

$$I1_n \bar{A}_n + I2_n \bar{B}_n - I3_n \bar{A}_{n+1} - I4_n \bar{B}_{n+1} = 0$$

donde:

$$\{\bar{A}_n\}_l = A_l^n, \quad \{\bar{B}_n\}_l = B_l^n \quad \text{y} \quad \{\bar{I}\}_l = \delta_{ol} \quad (I-33)$$

$$\{R_{ml}^n\} = R_l^n \delta_{ml} \quad (I-34)$$

$$\{I1_n\}_{ml} = I1_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(R_l^n f_n(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

$$\{I2_n\}_{ml} = I2_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(-R_l^n f_n(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

(I-35)

$$\{I3_n\}_{ml} = I3_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

$$\{I4_n\}_{ml} = I4_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(-R_l^{n+1} f_n(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

$$M1_n = I1_n R_n^{-1}/\lambda$$

$$M2_n = -I2_n R_n^{-1}/\lambda$$

(I-36)

$$M3_n = I3_n R_{n+1}^{-1}/\lambda$$

$$M4_n = -I4_n R_{n+1}^{-1}/\lambda$$

Se define la matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$  como:

$$\bar{A}_1 = MTE_1 \bar{B}_1 \quad (I-37)$$

$MTE_1$  se calcula resolviendo las ecuaciones I-32 de la interfase N-1 a la 1 (apéndice).

Una vez obtenida  $MTE_1$ , reemplazando I-37 en las ecs. I-31  $\bar{A}_0$  resulta:

$$\bar{A}_0 = H_0 (I - R_0 R_1^{-1} QTE)^{-1} (I + R_0 R_1^{-1} QTE) \bar{I} \quad (I-38)$$

con:

$$QTE = (MTE_1 - I) (MTE_1 + I)^{-1} \quad (I-39)$$

Tomando  $z=0$  en las ecs. I-27, el valor de los campos en la superficie terrestre está dado por:

$$E_y(x, 0, \omega) = i\omega\mu_0\lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x)$$

$$H_x(x, 0, \omega) = \sum_l D_l^0(\omega) v_l(x) \quad (I-40)$$

$$H_z(x, 0, \omega) = -\sum_l \lambda k_l C_l^0(\omega) w_l(x)$$

donde  $\bar{C}_0$  y  $\bar{D}_0$  se definen como:

$$\bar{C}_0 = (R_0^{-1}/\lambda) (\bar{A}_0 - H_0 \bar{I}) \quad (I-41)$$

$$\bar{D}_0 = \bar{A}_0 + H_0 \bar{I}$$

y se obtienen reemplazando I-38 en I-41:

$$\bar{C}_0 = 2H_0 (R_1^{-1}/\lambda) QTE (I - R_0 R_1^{-1} QTE)^{-1} \bar{I} \quad (I-42)$$

$$\bar{D}_0 = 2H_0 (I - R_0 R_1^{-1} QTE)^{-1} \bar{I}$$

Por último, teniendo en cuenta que vale la aproximación ce:

$$|\gamma_0^2| \ll |\gamma_1^2| \quad \text{y} \quad \text{para todo } l \neq 0 \quad |\gamma_0^2| \ll k_l \quad (I-43)$$

Definiendo K tal que:

$$\{K\}_{ml} = k_l \delta_{ml} \quad (I-44)$$

se tiene finalmente, que:

$$\bar{C}_o = 2H_o (R_1^{-1}/\lambda) QTE (I - K R_1^{-1} QTE)^{-1} \bar{I} \quad (I-45)$$

$$\bar{D}_o = 2H_o (I - K R_1^{-1} QTE)^{-1} \bar{I}$$

Conocidos  $\bar{C}_o$  y  $\bar{D}_o$ , el valor de los campos en  $z=0$  se calcula utilizando las ecs. I-40.

En el aire, teniendo en cuenta que  $|\gamma_o z| \ll 1$ , se observa que los términos de las sumas I-27 que no dependen de  $x$  ( $l=0$ ) tampoco pueden depender de  $z$ , son por lo tanto espacialmente uniformes. En particular  $H_x^{exl} = H_o$  y de I-45(b) la componente uniforme de  $H_x^o$  es  $2H_o$ , que es el valor que tiene  $H_x^o$  en los casos 1D.

Una vez obtenidos los campos, mediante las ecs. I-12 e I-13 se calculan  $Z_{TE}$  y  $T_{TE}$ ; luego, utilizando I-14 e I-15 se obtienen la resistividad aparente,  $\rho_{TE}$ , la fase de la impedancia,  $\phi_{TE}$ , la componente vertical,  $H_v$ , y su fase,  $\phi_v$ .

Estas cantidades dependen solamente de la distribución de conductividades bajo la superficie terrestre y no de la intensidad del campo externo,  $H_o$ .

### I.2.b. MODO TM

En este caso resultan distintas de cero las componentes  $E_x$ ,  $E_z$  y  $H_y$ . De las ecs. I-7 se obtiene, en el aire, que:

$$\nabla^2 H_y^o - \gamma_o^2 H_y^o = 0 \quad (I-46)$$

de donde:

$$E_x^o = -(1/i\omega\epsilon_o) \partial_z H_y^o \quad (I-47)$$

$$E_z^o = (1/i\omega\epsilon_o) \partial_x H_y^o$$

El campo inductor está dado por:

$$\bar{H}_{\text{ext}}(x, z, \omega) = H_0(\omega) \exp(-\gamma_0 z) \hat{y} \quad (\text{I-48})$$

De las ecs. I-9, en la capa n se satisface:

$$\nabla_y^2 H_y^n - \gamma_n^2 H_y^n = 0 \quad (\text{I-49})$$

y

$$E_x^n = -(1/\sigma_n) \partial_z H_y^n \quad (\text{I-50})$$

$$E_z^n = (1/\sigma_n) \partial_x H_y^n$$

$\gamma_0^2$  y  $\gamma_n^2$  son las definidas para el modo TE (ecs. I-19 e I-23).

Las soluciones generales de estas ecuaciones en el aire, considerando I-48, son de la forma:

$$H_y^0 = \sum_l [A_l^0 \exp(R_l^0 z) + H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] v_l(x)$$

$$E_x^0 = -(i\omega\mu_0/\gamma_0^2) \sum_l R_l^0 [A_l^0 \exp(R_l^0 z) - H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] v_l(x) \quad (\text{I-51})$$

$$E_z^0 = (i\omega\mu_0/\gamma_0^2) \sum_l k_l [A_l^0 \exp(R_l^0 z) + H_0 \exp(-R_0^0 z) \delta_{0l}] w_l(x)$$

y en el medio n:

$$H_y^n = \sum_l [A_l^n \exp(R_l^n z) + B_l^n \exp(-R_l^n z)] v_l(x)$$

$$E_x^n = -(i\omega\mu_0/\gamma_n^2) \sum_l R_l^n [A_l^n \exp(R_l^n z) - B_l^n \exp(-R_l^n z)] v_l(x) \quad (\text{I-52})$$

$$E_z^n = (i\omega\mu_0/\gamma_n^2) \sum_l k_l [A_l^n \exp(R_l^n z) + B_l^n \exp(-R_l^n z)] w_l(x)$$

donde  $k_l$ ,  $R_l^n$ ,  $v_l$  y  $w_l$  están dados por las ecs. I-25 e I-26 y con  $A_l^n = 0$  para todo l.

En cada interfase  $H_l$  y  $E_l$  son continuas (no así  $D_n$  ya que puede existir carga inducida en las interfases), por lo tanto, en  $z=0$ :

$$\sum_l (A_l^0 + H_o \delta_{ol}) v_l(x) = \sum_l (A_l^1 + B_l^1) v_l(x) \quad (I-53)$$

$$(1/\gamma_o^2) \sum_l R_l^0 (A_l^0 - H_o \delta_{ol}) v_l(x) = (1/\gamma_1^2) \sum_l R_l^1 (A_l^1 - B_l^1) v_l(x)$$

Para  $z = f_n(x)$  se tiene que:

$$\sum_l [A_l^n \exp(R_l^n f_n(x)) + B_l^n \exp(-R_l^n f_n(x))] v_l(x)$$

$$\sum_l [A_l^{n+1} \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) + B_l^{n+1} \exp(-R_l^{n+1} f_n(x))] v_l(x)$$

(I-54)

$$(1/\gamma_n^2) \left\{ \sum_l [-R_l^n v_l(x) + \text{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(R_l^n f_n(x)) A_l^n + \right.$$

$$\left. \sum_l [R_l^n v_l(x) + \text{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(-R_l^n f_n(x)) B_l^n \right\}$$

$$(1/\gamma_{n+1}^2) \left\{ \sum_l [-R_l^{n+1} v_l(x) + \text{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) A_l^{n+1} + \right.$$

$$\left. \sum_l [R_l^{n+1} v_l(x) + \text{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(-R_l^{n+1} f_n(x)) B_l^{n+1} \right\}$$

donde  $\text{tg}(\theta_n) = df_n/dx$

Multiplicando por  $v_m(x)$  e integrando entre  $-\lambda/2$  y  $\lambda/2$  se obtiene en  $z=0$ :

$$\bar{A}_o - (\bar{A}_1 + \bar{B}_1) = -H_o \bar{I} \quad (I-55)$$

$$\bar{A}_o - (\gamma_o/\gamma_1)^2 R_o^{-1} R_1 (\bar{A}_1 - \bar{B}_1) = H_o \bar{I}$$

y en  $z=f_n(x)$ :

$$I1_n \bar{A}_n + I2_n \bar{B}_n - I3_n \bar{A}_{n+1} - I4_n \bar{B}_{n+1} = 0 \quad (I-56)$$

$$P1_n \bar{A}_n + P2_n \bar{B}_n - P3_n \bar{A}_{n+1} - P4_n \bar{B}_{n+1} = 0$$

con  $I1_n$ ,  $I2_n$ ,  $I3_n$  e  $I4_n$  definidas por las ecs. I-35 y

$$P1_n = [I1_n + \gamma_n^{-2} K J1_n K] R_n^{-1} / \lambda$$

$$P2_n = -[I2_n + \gamma_n^{-2} K J2_n K] R_n^{-1} / \lambda$$

(I-57)

$$P3_n = [I3_n + \gamma_{n+1}^{-2} K J3_n K] R_{n+1}^{-1} / \lambda$$

$$P4_n = -[I4_n + \gamma_{n+1}^{-2} K J4_n K] R_{n+1}^{-1} / \lambda$$

donde

$$\{J1_n\}_{ml} = J1_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(R_l^n f_n(x)) w_l(x) w_m(x) dx$$

$$\{J2_n\}_{ml} = J2_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(-R_l^n f_n(x)) w_l(x) w_m(x) dx$$

(I-58)

$$\{J3_n\}_{ml} = J3_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(R_l^{n+1} f_n(x)) w_l(x) w_m(x) dx$$

$$\{J4_n\}_{ml} = J4_{ml}^n = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(-R_l^{n+1} f_n(x)) w_l(x) w_m(x) dx$$

La matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$  se define como:

$$\bar{A}_1 = MTM_1 \bar{B}_1 \quad (I-59)$$

y se calcula resolviendo las ecs. I-56 de la interfase N-1 a la 1 (apéndice).

Luego, reemplazando I-59 en las I-55,  $\bar{A}_0$  resulta:

$$\bar{A}_0 = H_0 [I - (\gamma_0/\gamma_1)^2 R_0^{-1} R_1 QTM]^{-1} [I + (\gamma_0/\gamma_1)^2 R_0^{-1} R_1 QTM] \bar{I} \quad (I-60)$$

con

$$QTM = (MTM_1 - I) (MTM_1 + I)^{-1} \quad (I-61)$$

En este caso, se definen:

$$\bar{C}_0 = (1/\gamma_0^2 \lambda) R_0 (\bar{A}_0 - H_0 \bar{I}) \quad (I-62)$$

$$\bar{D}_0 = \bar{A}_0 + H_0 \bar{I}$$

Tomando  $z=0$  en las ecs. I-51 e I-52 y considerando I-55(a) se tiene que las componentes horizontales de los campos en  $z=0$  y la componente vertical del  $\bar{E}$  justo debajo de la superficie terrestre están dadas por:

$$H_y(x, 0, \omega) = \sum_l D_l^0(\omega) v_l(x)$$

$$E_x(x, 0, \omega) = -i\omega\mu_0 \lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x) \quad (I-63)$$

$$E_z^+(x, 0, \omega) = i\omega\mu_0 \lambda \sum_l (k_l/\gamma_1^2 \lambda) D_l^0(\omega) w_l(x)$$

Reemplazando I-60 en las I-62 se obtiene que:

$$\bar{C}_0 = 2H_0 (1/\gamma_1^2 \lambda) R_1 QTM [I - (\gamma_0/\gamma_1)^2 R_0^{-1} R_1 QTM]^{-1} \bar{I} \quad (I-64)$$

$$\bar{D}_0 = 2H_0 [I - (\gamma_0/\gamma_1)^2 R_0^{-1} R_1 QTM]^{-1} \bar{I}$$

Teniendo en cuenta que vale la aproximación cuasiestacionaria, como

$$(\gamma_0/\gamma_1)^2 R_0^{-1} R_1 \rightarrow 0 \quad (I-65)$$

resulta finalmente que:

$$\bar{C}_0 = 2H_0 (1/\gamma_1^2 \lambda) R_1 QTM \bar{I}$$

(I-66)

$$\bar{D}_0 = 2H_0 \bar{I}$$

y entonces, las componentes de los campos se calculan como:

$$H_y(x, 0, \omega) = 2H_0(\omega)$$

$$E_x(x, 0, \omega) = -i\omega\mu_0\lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x) \quad (I-67)$$

$$E_z^+(x, 0, \omega) = 0$$

En la aproximación ce, como  $|\gamma_0 z| \cong 0$ , tanto el campo magnético externo como el campo total en el aire resultan espacialmente uniformes de valores  $H_0$  y  $2H_0$  respectivamente. Es decir, tienen el mismo valor que para los casos 1D.

La componente TM del tensor de impedancia,  $Z_{TM}$ , la resistividad aparente,  $\rho_{TM}$ , y la fase,  $\phi_{TM}$ , se calculan utilizando las ecs. I-12 e I-14.

Como en el modo TE, los resultados dependen de la distribución de conductividades y no de la intensidad del campo externo,  $H_0$ .

### I.3. COMPARACION CON LOS METODOS DE EF Y DF

Una descripción detallada del método de los EF puede verse en los trabajos de Kisak y Silvester (1975) y de Wannamaker, Stodt y Rijo (1987), en lo que sigue se realiza un resumen del mismo.

El método permite el modelado de estructuras con inhomogeneidades localizadas constituidas por intrusiones de uno o más bloques de forma geométrica bien definida en un medio de capas planas (Wannamaker y otros 1987, 1991).

Los campos se separan en una parte primaria correspondiente al modelo de capas en ausencia de los cuerpos, que puede calcularse fácilmente, y una parte secundaria relacionada con la zona con distribución anómala de conductividad; es decir:

$$\bar{E} = \bar{E}_p + \bar{E}_s$$

(I-68)

$$\bar{H} = \bar{H}_p + \bar{H}_s$$

Para el modo TE la magnitud a modelar es  $E_y^s$ , que cumple:

$$\nabla^2 E_y^s - \gamma^2 E_y^s = \Delta\gamma^2 E_y^p \quad (I-69)$$

mientras que para el modo TM debe hallarse  $H_y^s$ , que satisface:

$$\nabla^2 H_y^s - \gamma^2 H_y^s = \Delta\gamma^2 H_y^p + \Delta\sigma \frac{\partial}{\partial z} E_y^p \quad (I-70)$$

donde:

$$\Delta\gamma^2 = i\omega\mu_0 \Delta\sigma \quad (I-71)$$

siendo  $\Delta\sigma$  la diferencia entre la conductividad del cuerpo y la del medio de capas. Como es usual, se supone que la permeabilidad magnética es  $\mu_0$  y que vale la hipótesis ce.

Las ecs. I-69 e I-70 son de la forma:

$$\nabla^2 G(x,z) - \gamma^2 G(x,z) = s(x,z) \quad (I-72)$$

donde  $G$  es  $E_y^s$  para el modo TE y  $H_y^s$  para el TM, y  $s$  es un término de fuentes que depende de los campos primarios, que se suponen conocidos.

Para resolver el problema, la región de interés se divide primero en una grilla rectangular cuya distancia entre líneas, tanto en la dirección  $x$  como  $z$ , es variable. Luego, cada rectángulo se subdivide en cuatro elementos triangulares que deben coincidir con zonas en las cuales la conductividad es constante (en la figura I-2, tomada del trabajo de Wannamaker y otros 1987, se muestra como ejemplo la forma en que se realiza la subdivisión para una intrusión rectangular). La grilla debe tener una extensión suficiente como para que en los extremos de la misma la respuesta EM recobre el carácter 1D; a su vez, la distancia entre líneas debe disminuir cerca de las interfases.

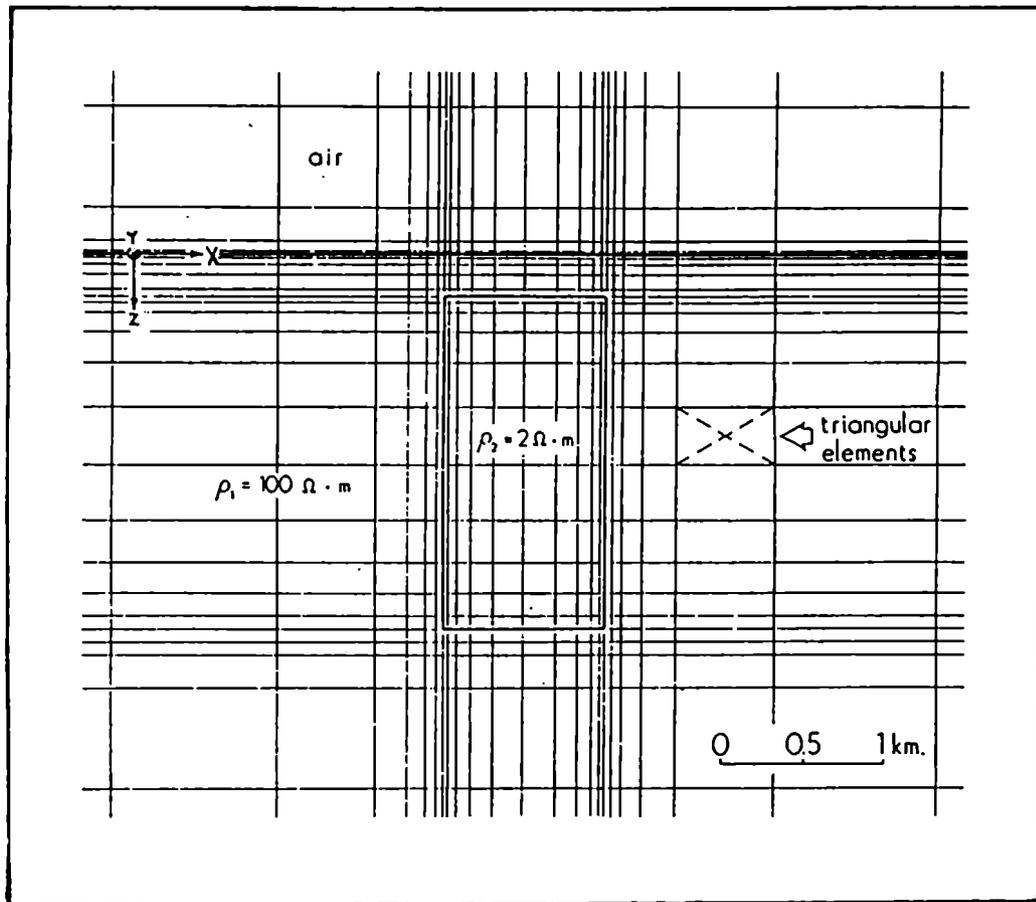


Fig. I-2: Grilla para el modelado por EF de una intrusión rectangular

En cada elemento triangular  $l$ , el término de fuentes se supone constante,  $s=s_l$ , y la función  $G$  se aproxima por una función lineal  $g_l$ . Si  $\bar{g}_l$  es el vector formado por los valores del campo en cada uno de los nodos  $i,j,k$  de la región  $l$ , se tiene que:

$$g_l(x,z) = \bar{N}_l(x,z) \cdot \bar{g}_l \quad (I-73)$$

donde  $\bar{N}_l$  es un vector formado por funciones lineales de  $x$  y de  $z$  cuyos coeficientes dependen sólo de la posición de los nodos.

El error de la aproximación es:

$$\nabla^2 g_l(x,z) - \gamma_l^2 g_l(x,z) - s_l = \varepsilon_l(x,z) \quad (I-74)$$

Exigiendo que el producto interno entre el error  $\varepsilon_l$  y las funciones  $N_m^l$  sea cero, es decir:

$$\langle N_m^l, \varepsilon_l \rangle = \iint_l N_m^l(x,z) \varepsilon_l(x,z) dx dz = 0 \quad m=i,j,k \quad (I-75)$$

se llega a una ecuación matricial de dimensión 3x3 de la forma:

$$Q_l \bar{g}_l = \bar{S}_l \quad (I-76)$$

donde  $Q_l$  depende de la posición de los nodos y de la distribución de conductividades, y  $\bar{S}_l$  depende de las fuentes.

Por último, combinando aditivamente las ecs. I-76 de cada subregión e introduciendo las condiciones de contorno adecuadas en las interfases de los medios, se llega a una relación global de dimensión MxM (donde M es el número total de nodos):

$$Q \bar{g} = \bar{S} \quad (I-77)$$

Invirtiendo la matriz Q se calcula el valor del campo en cada nodo.

En el método de las DF (Brewitt-Taylor y Weaver 1976) el modelado se hace utilizando una grilla rectangular, que también se extiende hasta la zona en que la respuesta vuelve a ser la correspondiente al caso plano y es tal que en cada elemento la conductividad es constante. Exigiendo la continuidad de  $E_t$  y  $B_t$  puede relacionarse el valor del campo en cada nodo con los valores en los cuatro nodos adyacentes. Por ejemplo, para una grilla uniforme cuya distancia entre líneas es h (fig. I-3), definiendo  $k = \omega \mu_0 \sigma$  y  $\eta = 1/k$ , se tiene para el modo TE que:

$$E_y^1 + E_y^2 + E_y^3 + E_y^4 = (4 + i k_0 h^2) E_y^0 \quad (I-78)$$

$$\text{con: } k_0 = (k_1 + k_2 + k_3 + k_4)/4 \quad (I-79)$$

Para el modo TM:

$$\eta_{41} B_y^1 + \eta_{12} B_y^2 + \eta_{23} B_y^3 + \eta_{34} B_y^4 = (4 \eta_0 + i h^2) B_y^0 \quad (I-80)$$

donde:

$$\eta_{ij} = (\eta_i + \eta_j)/2 \quad (I-81)$$

$$\eta_0 = (\eta_1 + \eta_2 + \eta_3 + \eta_4)/4$$

Estas fórmulas se generalizan fácilmente para distancia entre líneas variable.

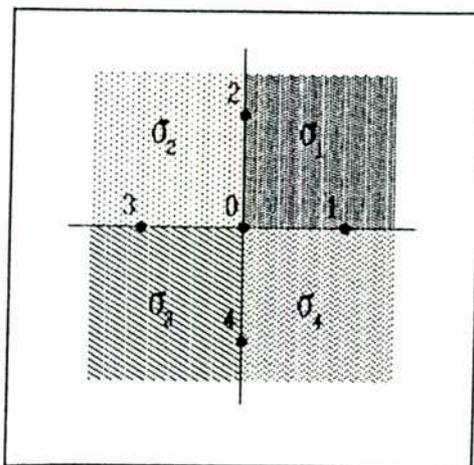


Fig. I-3: Nodo típico para el modelado por DF

Debido a su formulación, los métodos de EF y DF tienen la ventaja, frente al método de RF, de permitir el modelado de estructuras que incluyen interfaces con pendientes grandes, como por ejemplo contornos verticales. Pero, por el contrario, cuando se tienen geometrías complejas como en el caso de estructuras formadas por varias capas con contornos irregulares suaves, el diseño de la grilla se complica incrementándose el número de nodos requeridos para el modelado y por lo tanto el tiempo requerido para computar la respuesta EM. En estos casos, resulta más eficiente aplicar el método de RF.

Para el modelado por EF o DF deben ingresarse como datos a los programas la posición de los nodos y los valores de conductividad en cada elemento triangular o rectangular. La grilla

se considera adecuada si una disminución de la distancia entre líneas no produce cambios significativos en la respuesta obtenida.

El método de RF requiere solamente las conductividades de las capas y las funciones  $f_n(x)$  que determinan las interfases. Cada contorno puede darse definiendo el tipo de función e ingresando el valor de los parámetros correspondientes o bien puede describirse dando una serie de puntos  $(x_i, z_i)$  que pertenecen al mismo. Como ya se indicó, la periodicidad de la estructura,  $\lambda$ , debe elegirse lo suficientemente grande como para que no afecte los resultados que se obtienen en la zona de interés. Esto se logra prolongando los contornos de manera tal que en los extremos del intervalo de integración la respuesta recupere el carácter 1D (nótese que las grillas de EF o DF también deben extenderse hasta esa región).

Por otro lado, el número de términos considerados en los desarrollos en serie,  $L+1$ , debe ser tal que las variaciones producidas en la respuesta por un incremento del mismo sean despreciables. La experiencia muestra que valores de  $L$  entre 8 y 12 para el modo TE y entre 12 y 16 para el TM, resultan suficientes en la mayoría de los casos.

Como puede observarse, ni el hecho de exigir que la estructura sea periódica ni el truncamiento de las series, implican pérdida alguna de generalidad. La única restricción en el rango de aplicabilidad del método está definida por los límites de validez de la teoría de scattering de Rayleigh, la cual asume que los campos reflejados y transmitidos por una superficie de contorno irregular pueden describirse como una superposición de ondas planas que emergen en distintas direcciones (o bien ondas que se atenúan exponencialmente en  $z$ , si el medio es conductor). Dado que esta teoría no contempla las reflexiones múltiples, no puede ser aplicada a contornos que presentan irregularidades con pendientes grandes.

Con el objetivo de hallar un criterio de autoconsistencia que permita determinar cuando las soluciones obtenidas por el método de RF son válidas, se modelaron distintas estructuras por los tres métodos, variándose los contrastes de resistividades y la forma de las interfases. Como regla general, los resultados obtenidos indican que mientras la convergencia de las series es buena los

resultados coinciden con los encontrados aplicando EF o DF, y que en cambio, cuando la aproximación de Rayleigh deja de tener validez el comportamiento de las series se vuelve oscilante. Como ejemplo de la aplicabilidad del método puede mencionarse que en el caso de estructuras con una única interfase de forma sinusoidal, pudieron modelarse correctamente pendientes máximas mayores que  $60^\circ$ .

Finalmente, en las figuras I-4 e I-5 se comparan los resultados obtenidos por cada método para dos clases distintas de estructura.

En el primer caso se propone un modelo de dos capas de resistividades 50 y 1000  $\Omega/m$  (fig. I-4(a)) cuya interfase está dada por una función diferenciable:

$$z = f(x) = \begin{cases} P + D [1 + \cos(\pi x/G)] & |x| \leq G \\ P - D & |x| > G \end{cases} \quad (I-82)$$

con  $P=1.4\text{km}$ ,  $D=0.4\text{km}$  y  $G=4\text{km}$ .

La dependencia con  $x$  de la resistividad aparente para los modos TE y TM, en el período para el cual el efecto de la bidimensionalidad es máximo, se muestra en las figs. I-4 (b) y (c).

Para ambos modos, se observa una buena coincidencia entre los resultados encontrados.

En la fig I-5 puede verse la respuesta generada por una interfase trapezoidal de la forma:

$$z = f(x) = \begin{cases} P_1 & |x| \leq G_1 \\ (P_2 - P_1)(|x| - G_1)/(G_2 - G_1) + P_1 & G_1 \leq |x| \leq G_2 \\ P_2 & |x| \geq G_2 \end{cases} \quad (I-83)$$

con  $G_1=1\text{km}$ ,  $G_2=4\text{km}$ ,  $P_1=1.8\text{km}$  y  $P_2=1\text{km}$ , modelada por EF y DF, junto con la respuesta obtenida por RF al aproximar dicha interfase por contorno suave dado por:

$$z = f(x) = P + D / [1 + (x/G)^2] \quad (I-84)$$

donde  $P=1\text{km}$ ,  $D=0.95\text{km}$  y  $G=1.9\text{km}$ .

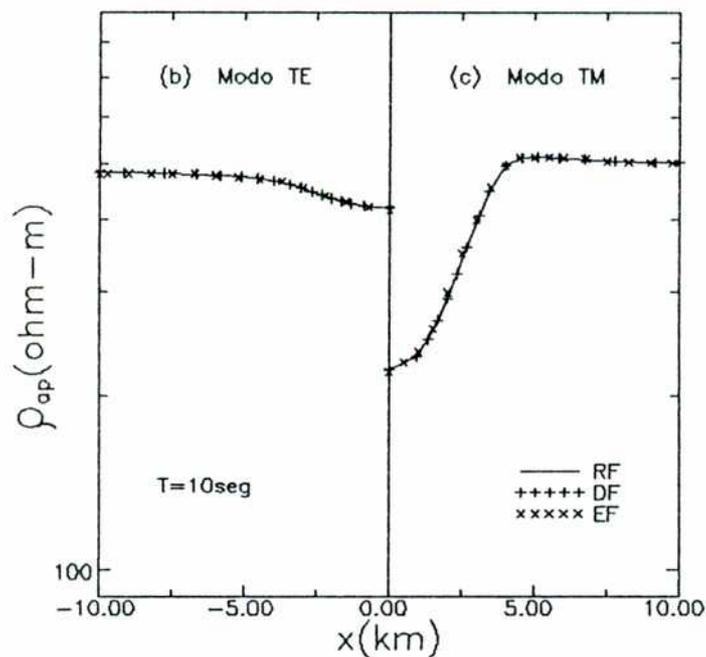
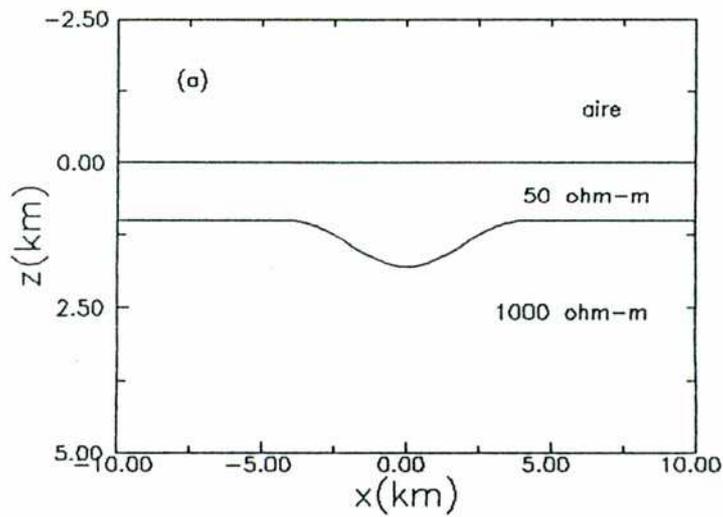


Fig I-4: (a) Modelo propuesto. (b) y (c) Dependencia con  $x$  de la resistividad aparente calculada por EF, DF y RF.

Contornos trapezoidales podrían corresponder por ejemplo, a cuencas formadas por fallas en el basamento.

Para el modo TE, los resultados obtenidos por los distintos métodos son parecidos. Para el modo TM, más sensible a la forma de los contornos, las pequeñas diferencias encontradas entre los resultados correspondientes a EF y DF provienen de que ambos

métodos se basan en distintas aproximaciones numéricas; estas diferencias son menores en el caso de estructuras con contornos diferenciables como el modelo de la fig. I-4(a). Las diferencias con los resultados de RF se deben a haber aproximado la interfase por una función suave.

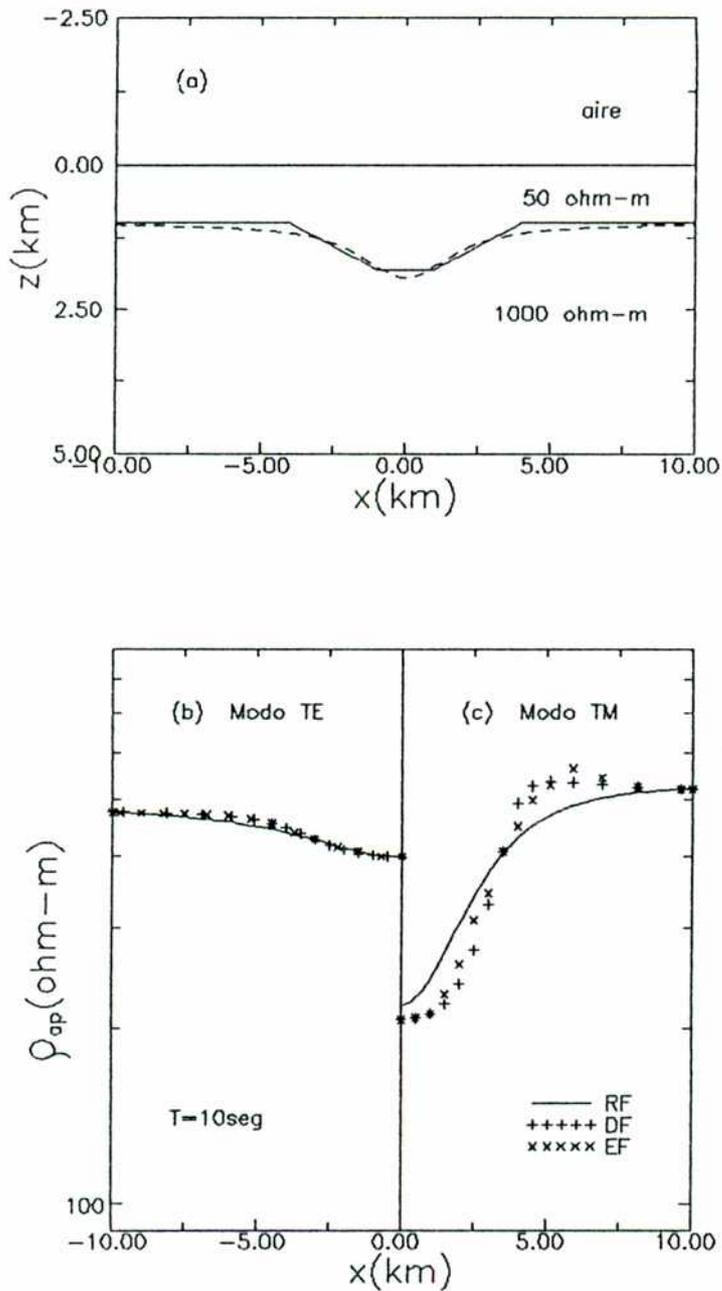


Fig I-5: (a) Modelo propuesto. (b) y (c) Dependencia con  $x$  de la resistividad aparente calculada por EF, DF y RF.

#### I.4. APLICACIONES

Como ejemplo de sus posibles aplicaciones, se utilizó el método desarrollado para calcular la respuesta MT de una estructura sinclinal (fig. I-6(a)), de una anticlinal (fig. I-6(b)) y de dos intrusiones, una conductora y otra resistiva (fig. I-6(c)).

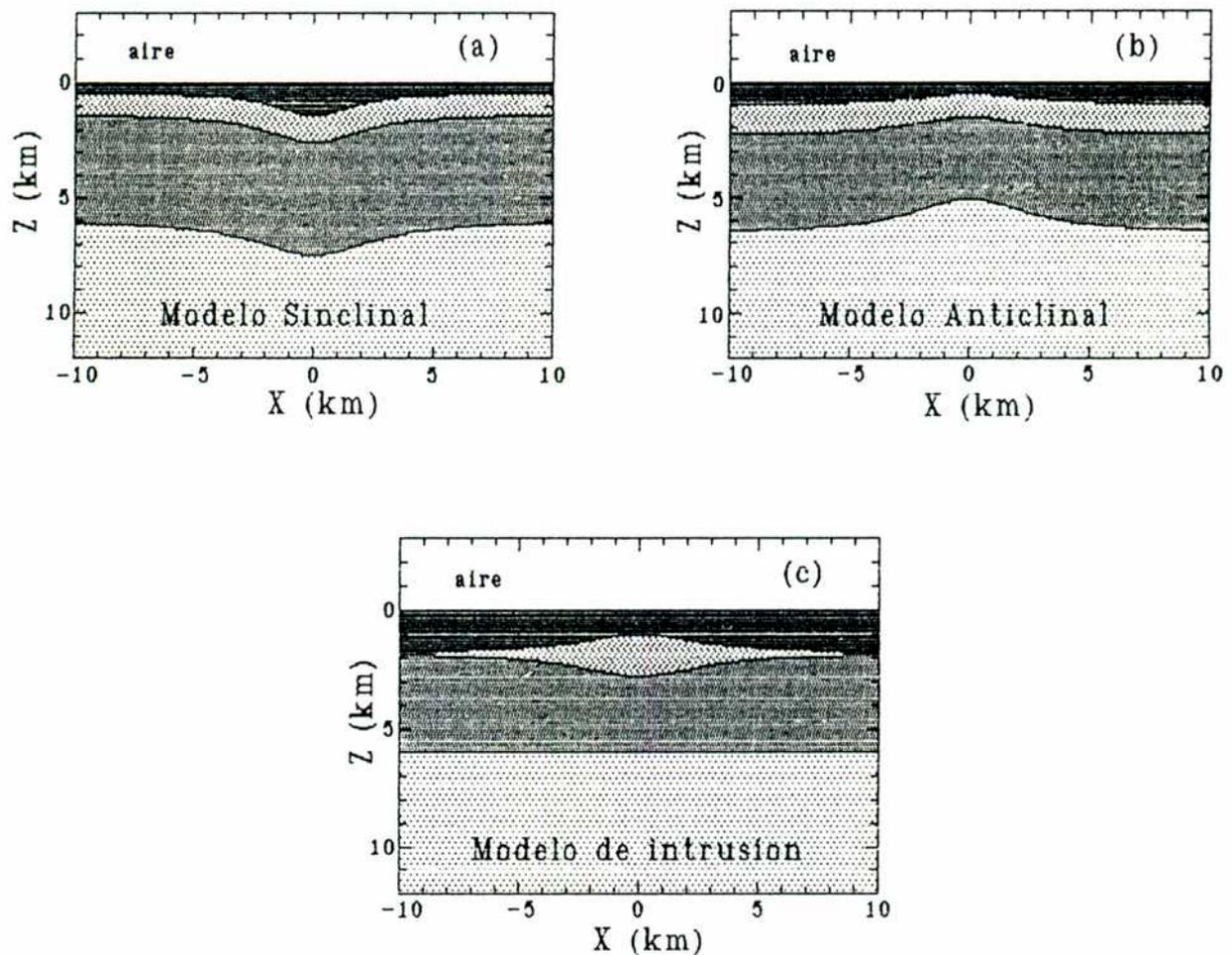


Fig. I-6: Diferentes modelos propuestos

Para el modelo sinclinal y el anticlinal las resistividades

elegidas son:

$$\rho_1 = 50 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_2 = 300 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_3 = 100 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_4 = 1500 \text{ } \Omega/\text{m} \quad (I-85)$$

Es decir, los tres primeros medios corresponden a la secuencia sedimentaria, de menor resistividad, y el cuarto al basamento.

Para la intrusión conductora se toma:

$$\rho_1 = 50 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_2 = 5 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_3 = 100 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_4 = 1500 \text{ } \Omega/\text{m} \quad (I-86)$$

y para la resistiva:

$$\rho_1 = 50 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_2 = 1000 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_3 = 100 \text{ } \Omega/\text{m} \quad \rho_4 = 1500 \text{ } \Omega/\text{m} \quad (I-87)$$

Este último caso corresponde por ejemplo, a tener una intrusión de basamento entre los sedimentos.

Las interfases están descritas por funciones lorentzianas, de la forma:

$$z = f_n(x) = P_n + D_n / [1 + (x/G_n)^2] \quad (I-88)$$

Los parámetros  $P_n$  definen la profundidad a la cual comienza la capa  $n$  y  $D_n$  y  $G_n$  determinan la bidimensionalidad del contorno. Los valores de estos coeficientes para cada uno de los modelos propuestos pueden verse en las tablas I-1, I-2 e I-3.

n	$P_n$ (m)	$D_n$ (m)	$G_n$ (m)
1	400	1000	2000
2	1300	1250	2500
3	6000	1500	3000

Tabla I-1: Parámetros que determinan las interfases del modelo sinclinal

n	$P_n$ (m)	$D_n$ (m)	$G_n$ (m)
1	1000	-500	3000
2	2300	-800	3000
3	6500	-1500	3000

Tabla I-2: Parámetros que determinan las interfases del modelo anticlinal

n	$P_n$ (m)	$D_n$ (m)	$G_n$ (m)
1	400	1000	2000
2	1300	1250	2500
3	6000	1500	3000

Tabla I-3: Parámetros que determinan las interfases del modelo de intrusión

#### I.4.a. MODELO SINCLINAL

En la figura I-7(a) puede verse la dependencia con el período de los valores de resistividad aparente evaluados en el centro de la estructura,  $\rho_{ap}(x=0, T)$ , para los modos TE y TM, junto con la curva de resistividad aparente del caso 1D o plano, que corresponde a tener  $D_n=0$  para todo n.

En la fig. I-7(b) se muestran las curvas correspondientes a la fase de la impedancia,  $\phi_z$ .

Cuando la estructura es 1D la respuesta de los modos TE y TM es la misma. En este caso se observa como al incrementarse T, y con ello la profundidad de penetración de los campos, las curvas correspondientes a los modos TE y TM se van separando por efecto de la bidimensionalidad.

La dependencia con x de  $\rho_{ap}$  y  $\phi_z$ , a distintos períodos, se muestra en las figs. I-8 e I-9. Los gráficos se realizan para  $x \geq 0$  teniendo en cuenta que la respuesta es simétrica.

Para todos los valores de T, el modo TM muestra buena sensibilidad a la forma de las interfases. El efecto 2D es máximo en el centro de la estructura y disminuye conforme la misma recupera el carácter 1D.

El modo TE tiene un comportamiento distinto. Al aumentar T,

tiende a promediar los efectos de las irregularidades laterales de la distribución de conductividades, por eso las variaciones con  $x$  de la respuesta se hacen cada vez menores. El mismo efecto se observa en la componente vertical,  $H_v$  (fig. I-10), que se hace menos localizada y cuyo valor máximo disminuye.

#### I.4.b. MODELO ANTICLINAL

En la fig. I-11 se muestra la dependencia con  $T$  de la respuesta, mientras que en las figs. I-12 e I-13 pueden verse las curvas  $\rho_{ap}(x)$  y  $\phi_z(x)$ , y en la fig. I-14 la componente vertical.

De la misma forma que en el caso anterior, el modo TM presenta buena sensibilidad a la bidimensionalidad para todo  $T$ , en cambio, la sensibilidad del modo TE va disminuyendo al aumentar  $T$ .

Comparando las figuras I-8 e I-12 se observa que las curvas  $\rho_{ap}(x)$  tienen distinto comportamiento. En el caso del sinclinal, para ambos modos, los valores mínimos de  $\rho_{ap}$  se alcanzan en el centro de la estructura, pues es allí donde la primera capa, de  $50 \Omega/m$ , tiene mayor espesor y donde el basamento se halla a mayor profundidad. Para el anticlinal se da el efecto contrario, por lo tanto  $\rho_{TE}$  y  $\rho_{TM}$  resultan máximos en  $x=0$ .

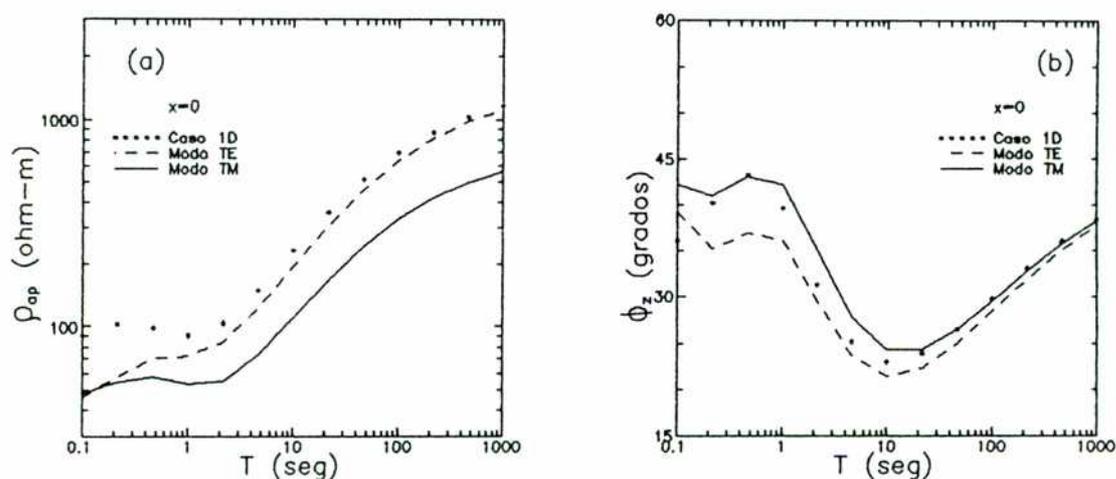


Fig. I-7: Curvas  $\rho_{ap}(x=0, T)$  y  $\phi_z(x=0, T)$  del modelo sinclinal, para los modos TE y TM, junto con las del caso 1D.

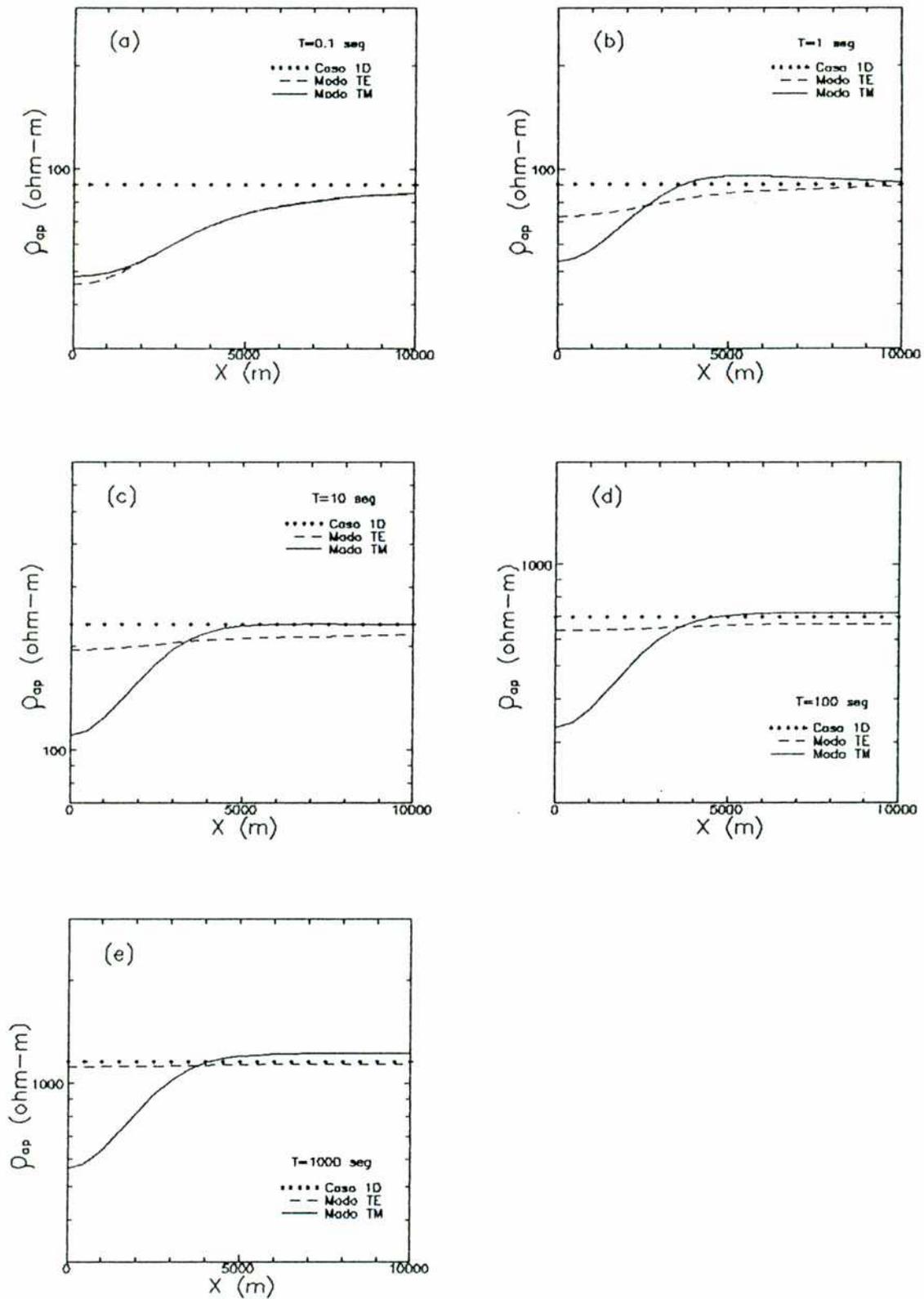


Fig. I-8: Curvas  $\rho_{TE}(x)$  y  $\rho_{TM}(x)$  del modelo sinclinal, evaluadas a distintos periodos, junto con  $\rho_{ap}$  del caso 1D.

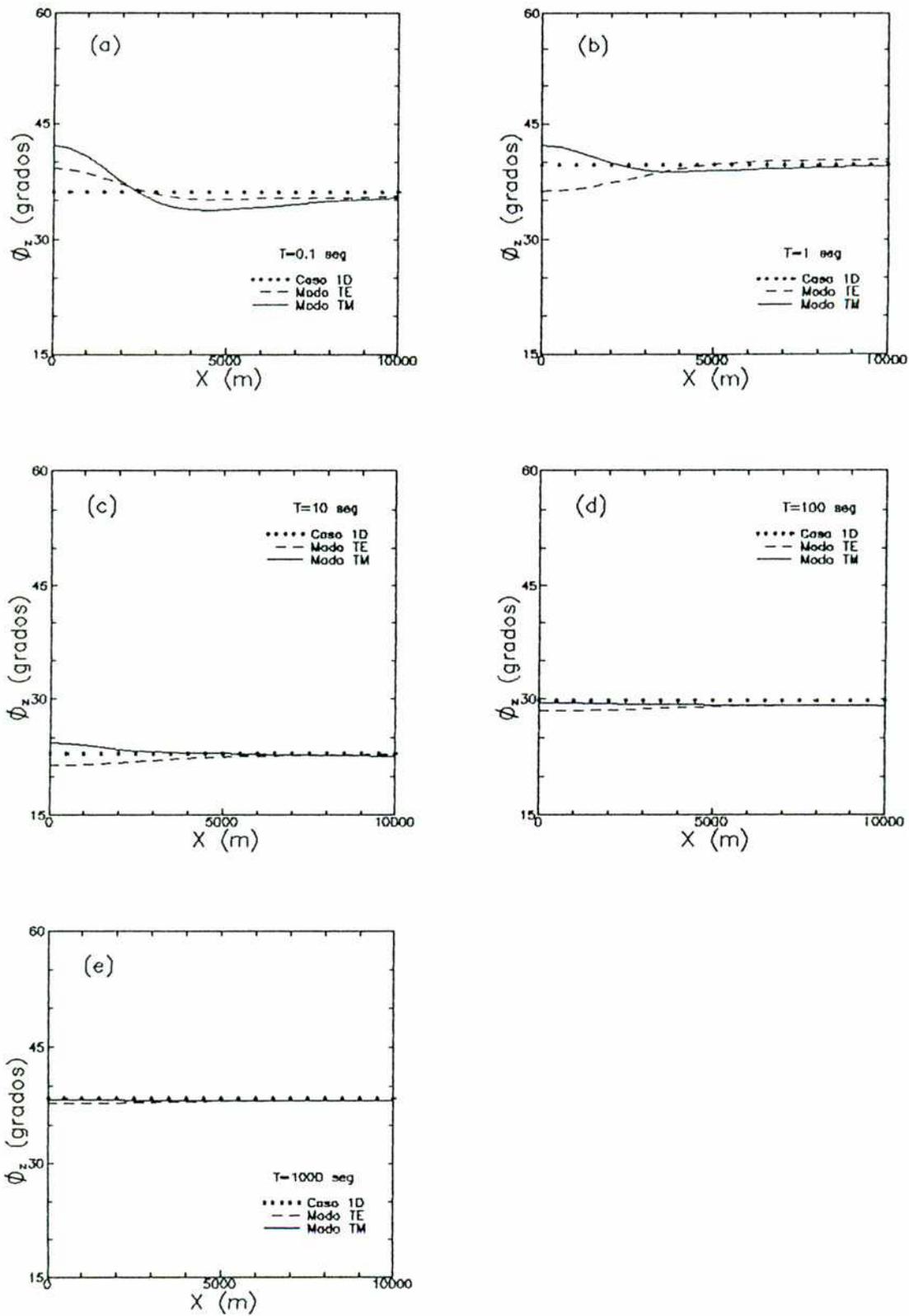


Fig. I-9: Curvas  $\phi_{TE}(x)$  y  $\phi_{TM}(x)$  del modelo sinclinal, evaluadas a distintos periodos, junto con  $\phi_v$  del caso 1D.

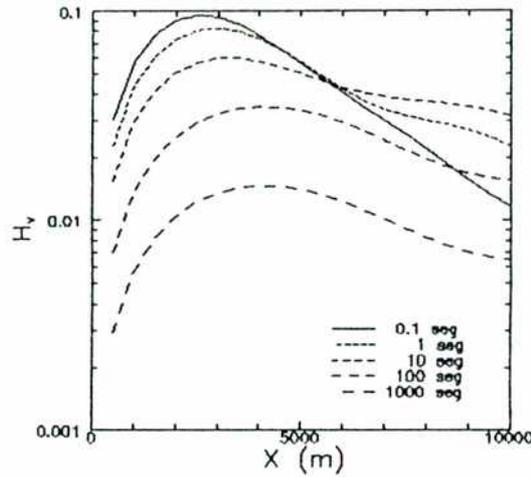


Fig. I-10: Curvas  $H_v(x)$  del modelo sinclinal, evaluadas a distintos periodos.

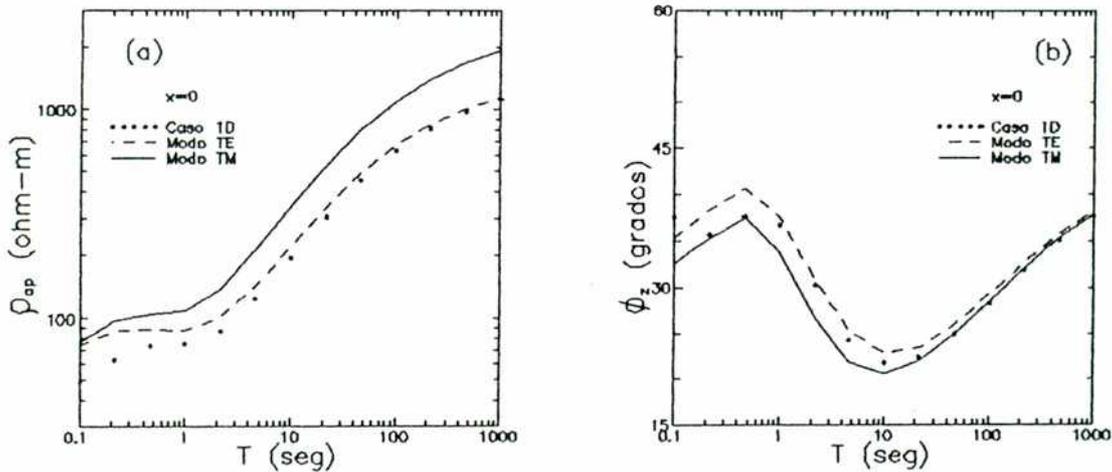


Fig. I-11: Curvas  $\rho_{ap}(x=0,T)$  y  $\phi_v(x=0,T)$  del modelo anticlinal, para los modos TE y TM, junto con las del caso 1D.

#### I.4.c. INTRUSIONES CONDUCTORA Y RESISTIVA

Básicamente, una intrusión es un cuerpo 2D o 3D o bien una capa de extensión lateral finita, cuya resistividad contrasta con la de las rocas o sedimentos entre los cuales se halla emplazada. El modelo de intrusión propuesto en este trabajo se muestra en la

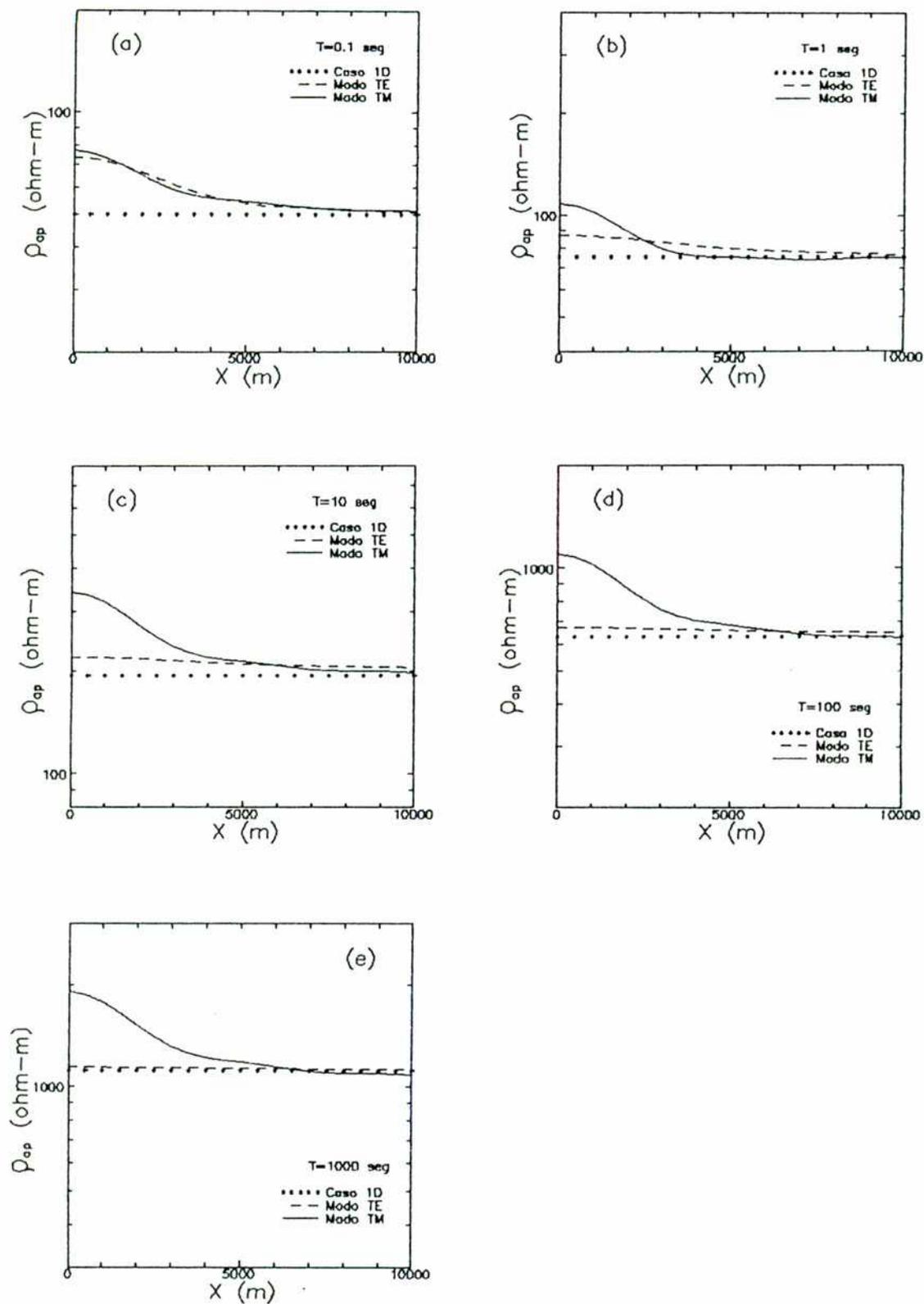


Fig. I-12: Curvas  $\rho_{TE}(x)$  y  $\rho_{TM}(x)$  del modelo anticlinal, evaluadas a distintos períodos, junto con  $\rho_{ap}$  del caso 1D.

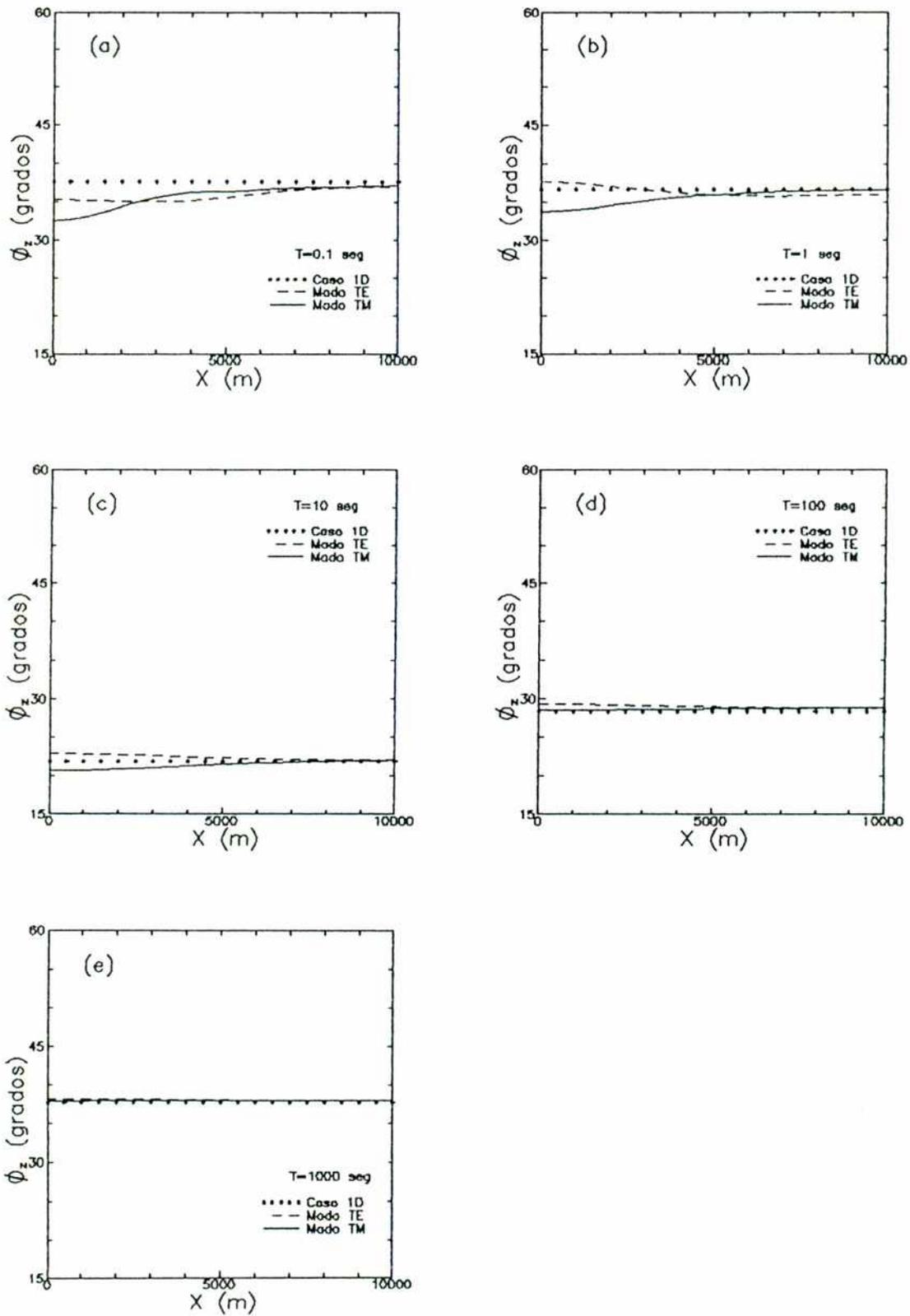


Fig. I-13: Curvas  $\phi_{TE}(x)$  y  $\phi_{TM}(x)$  del modelo anticlinal, evaluadas a distintos períodos, junto con  $\phi_v$  del caso 1D.

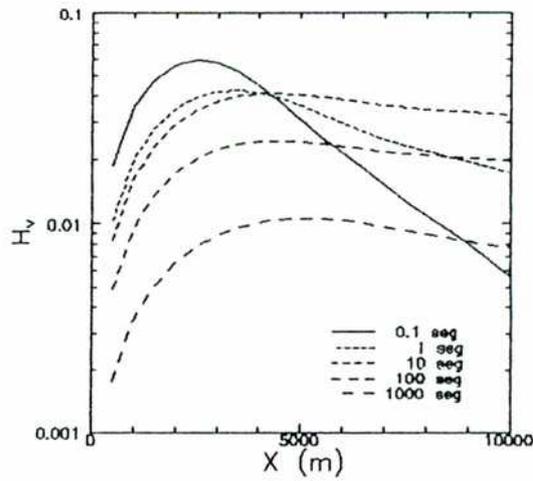


Fig. I-14: Curvas  $H_v(x)$  del modelo anticlinal, evaluadas a distintos periodos.

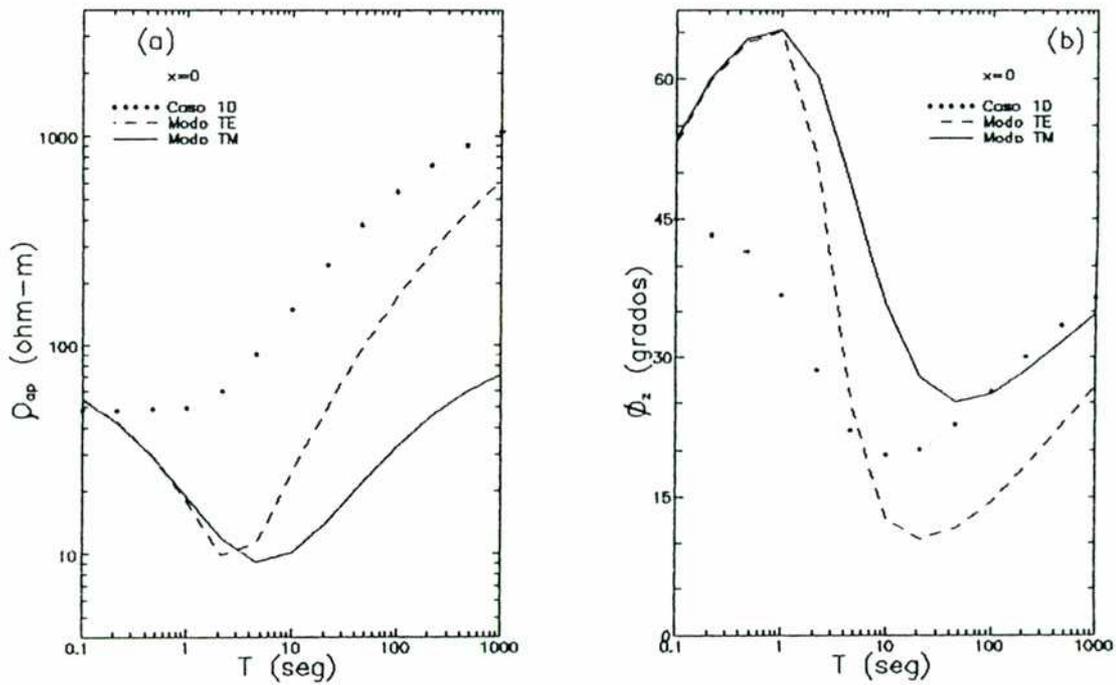
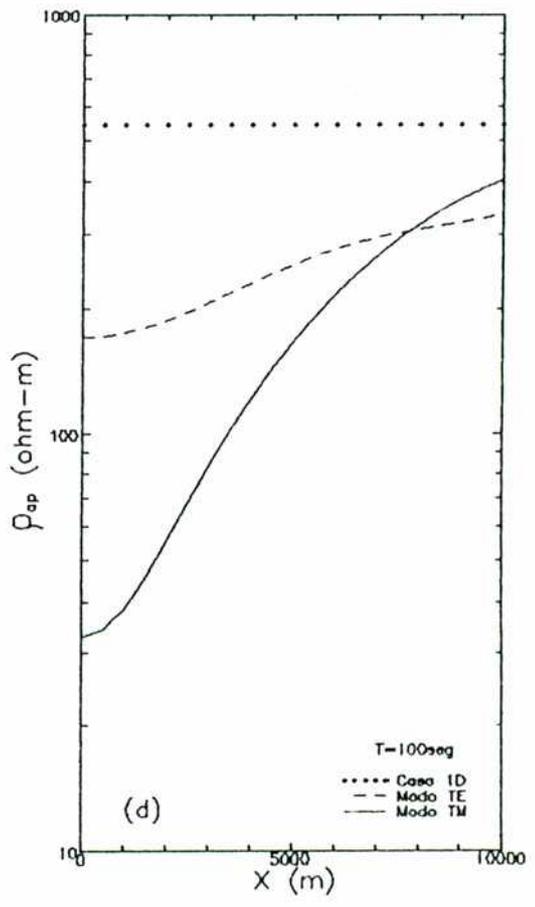
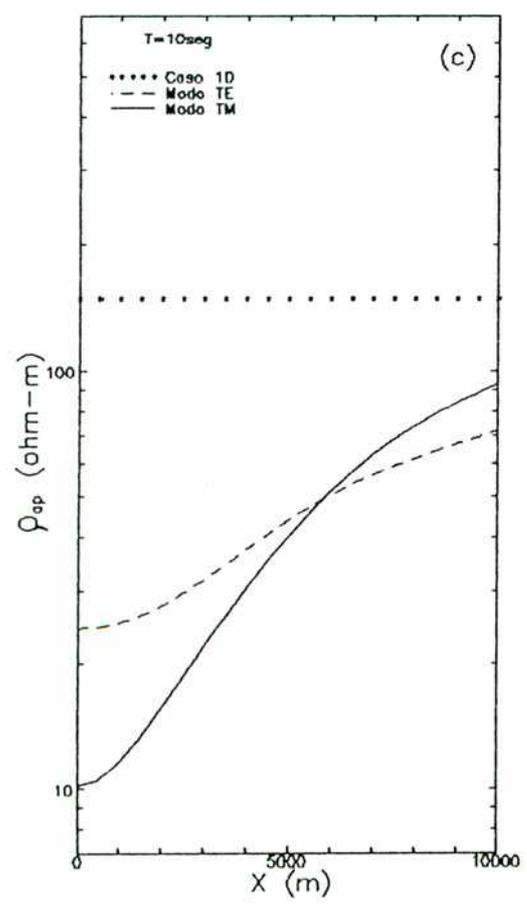
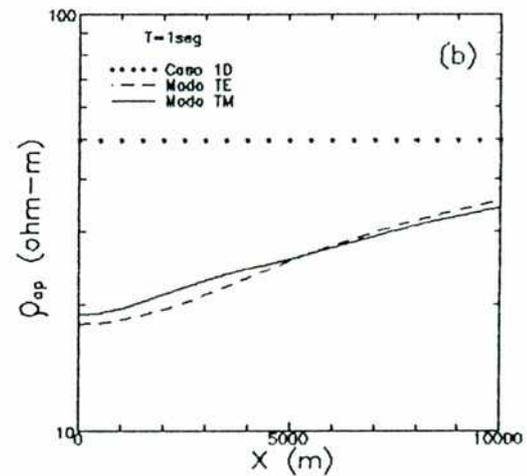
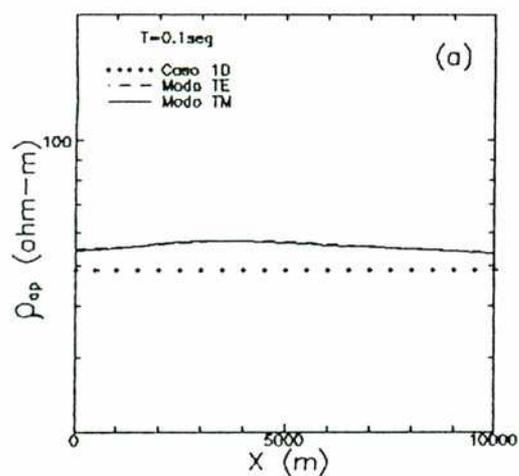


Fig. I-15: Curvas  $\rho_{ap}(x=0,T)$  y  $\phi_v(x=0,T)$  de la intrusión conductora para los modos TE y TM, junto con las del caso 1D.

fig. I-6(c). Se analiza tanto el caso de una intrusión conductora

( $\rho_2=5\Omega/m$ ) como de una resistiva ( $\rho_2=1000\Omega/m$ ).

En las figs. I-15 a I-18 puede verse la respuesta MT de la intrusión conductora. Para períodos mayores que 1 seg se tiene un efecto 2D muy importante dado por una disminución de los valores



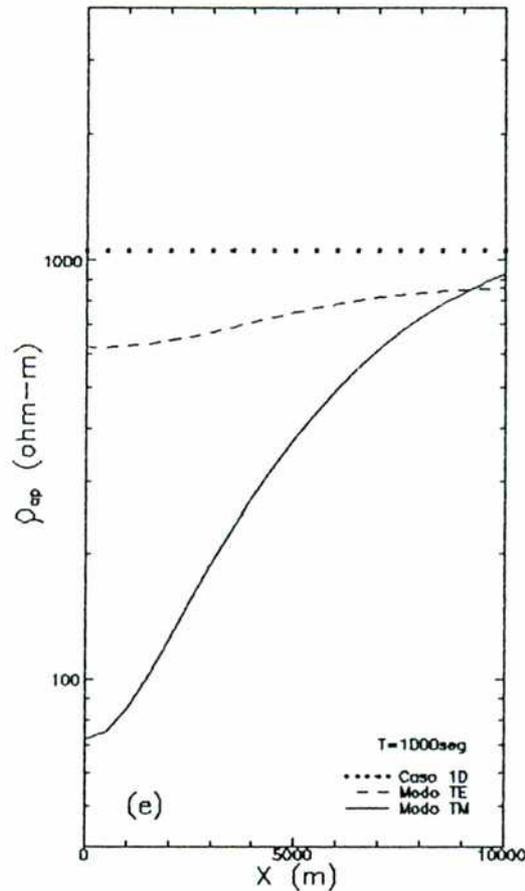


Fig. I-16: Curvas  $\rho_{TE}(x)$  y  $\rho_{TM}(x)$  de la intrusión conductora, evaluadas a distintos períodos, junto con  $\rho_{ap}$  del caso 1D.

de  $\rho_{TE}$  y  $\rho_{TM}$  sobre la zona donde se halla ubicada la misma (fig. I-16). En este caso, el modo TE no recupera el carácter 1D ni aún para  $T=1000\text{seg}$ .

La intrusión resistiva (figs. I-19 a I-22) produce un efecto opuesto al anterior, que corresponde a un incremento de los valores de  $\rho_{ap}$  en la zona (fig. I-20). Aunque la geometría es la misma la magnitud del efecto es bastante menor, lo cual se relaciona con que la pérdida de energía de los campos al atravesar un medio no depende sólo de su espesor sino también de su conductividad.

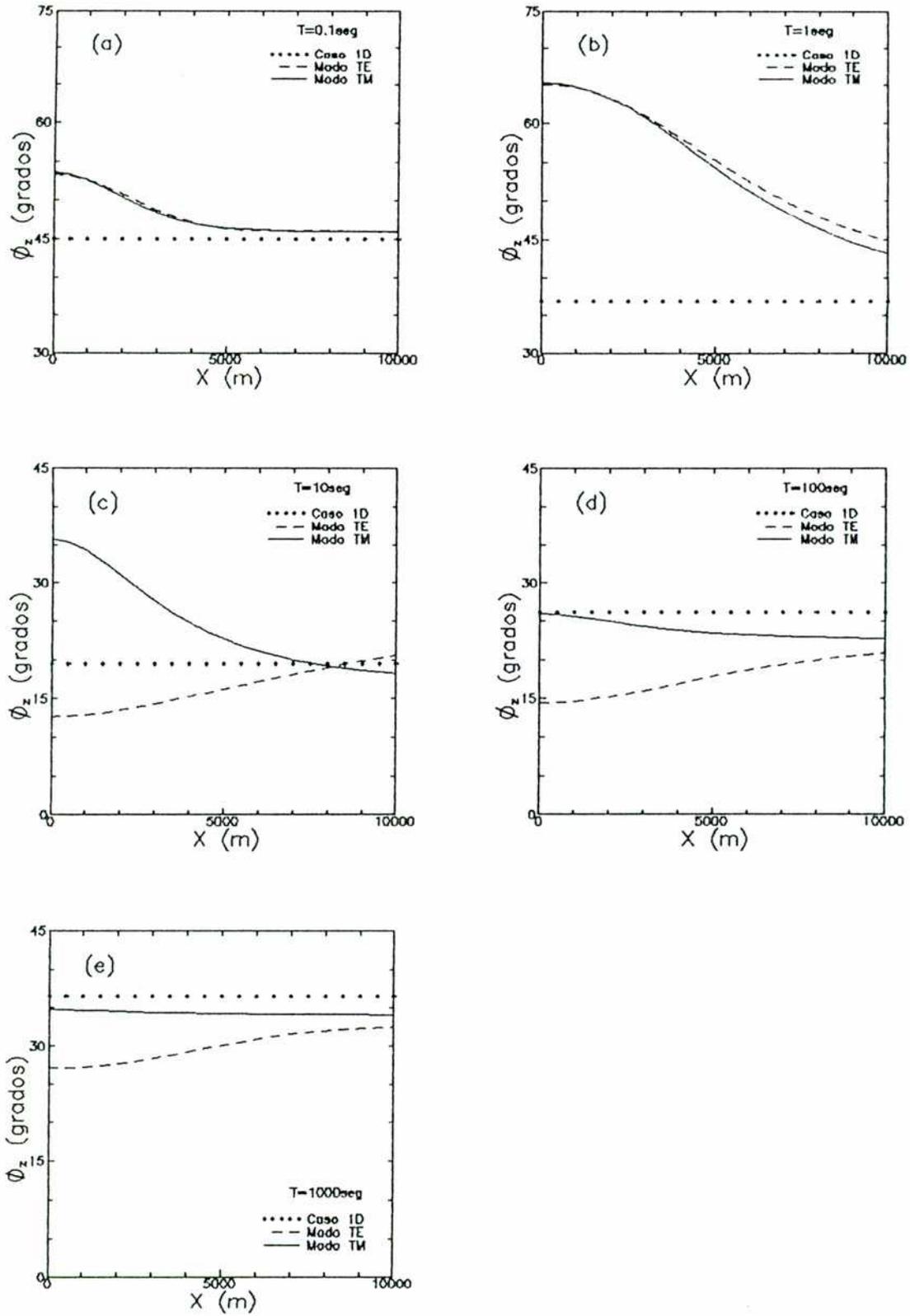


Fig. I-17: Curvas  $\phi_{TE}(x)$  y  $\phi_{TM}(x)$  de la intrusión conductora, evaluadas a distintos periodos, junto con  $\phi_v$  del caso 1D.

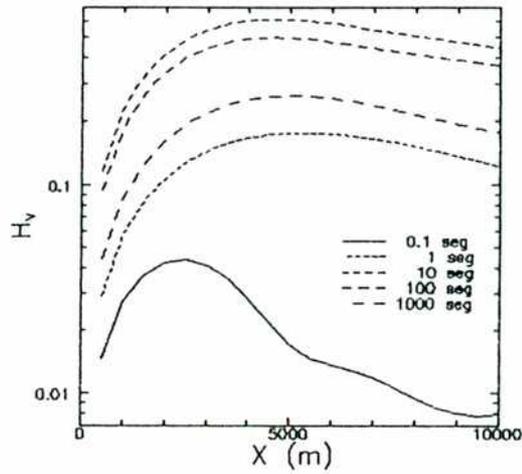


Fig. I-18: Curvas  $H_v(x)$  de la intrusión conductora, evaluadas a distintos periodos.

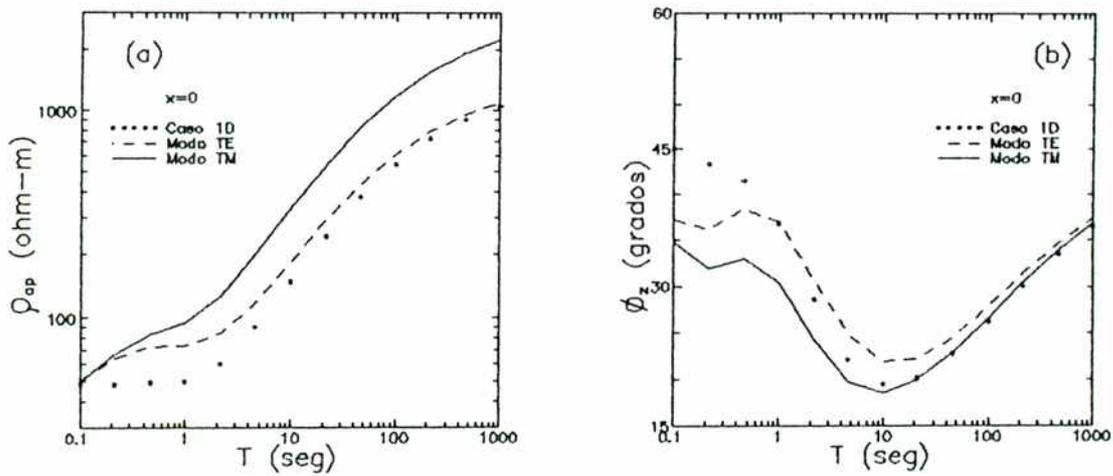


Fig. I-19: Curvas  $\rho_{ap}(x=0,T)$  y  $\phi_v(x=0,T)$  de la intrusión resistiva para los modos TE y TM, junto con las del caso 1D.

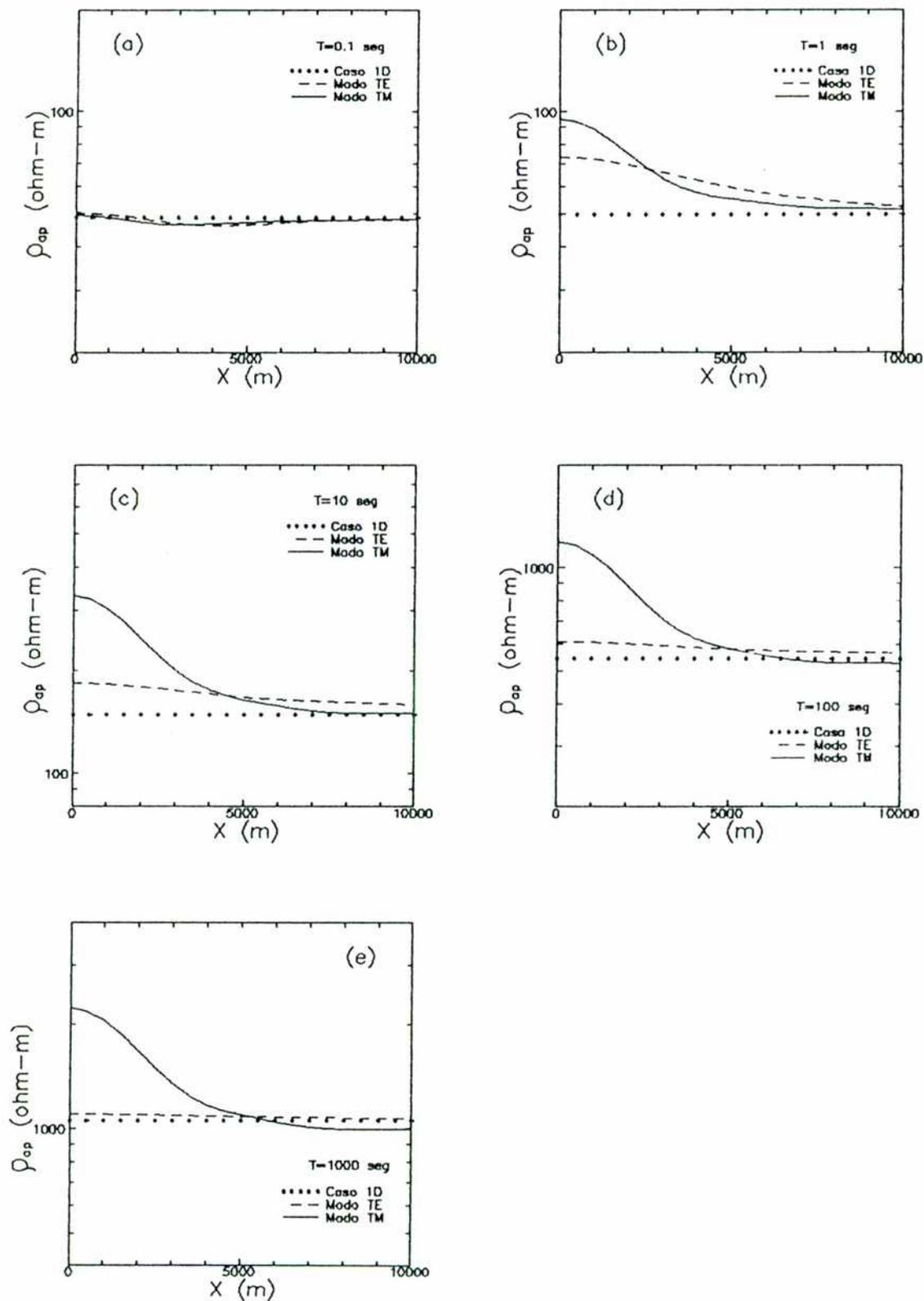


Fig. I-20: Curvas  $\rho_{TE}(x)$  y  $\rho_{TM}(x)$  de la intrusión resistiva, evaluadas a distintos períodos, junto con  $\rho_{ap}$  del caso 1D.

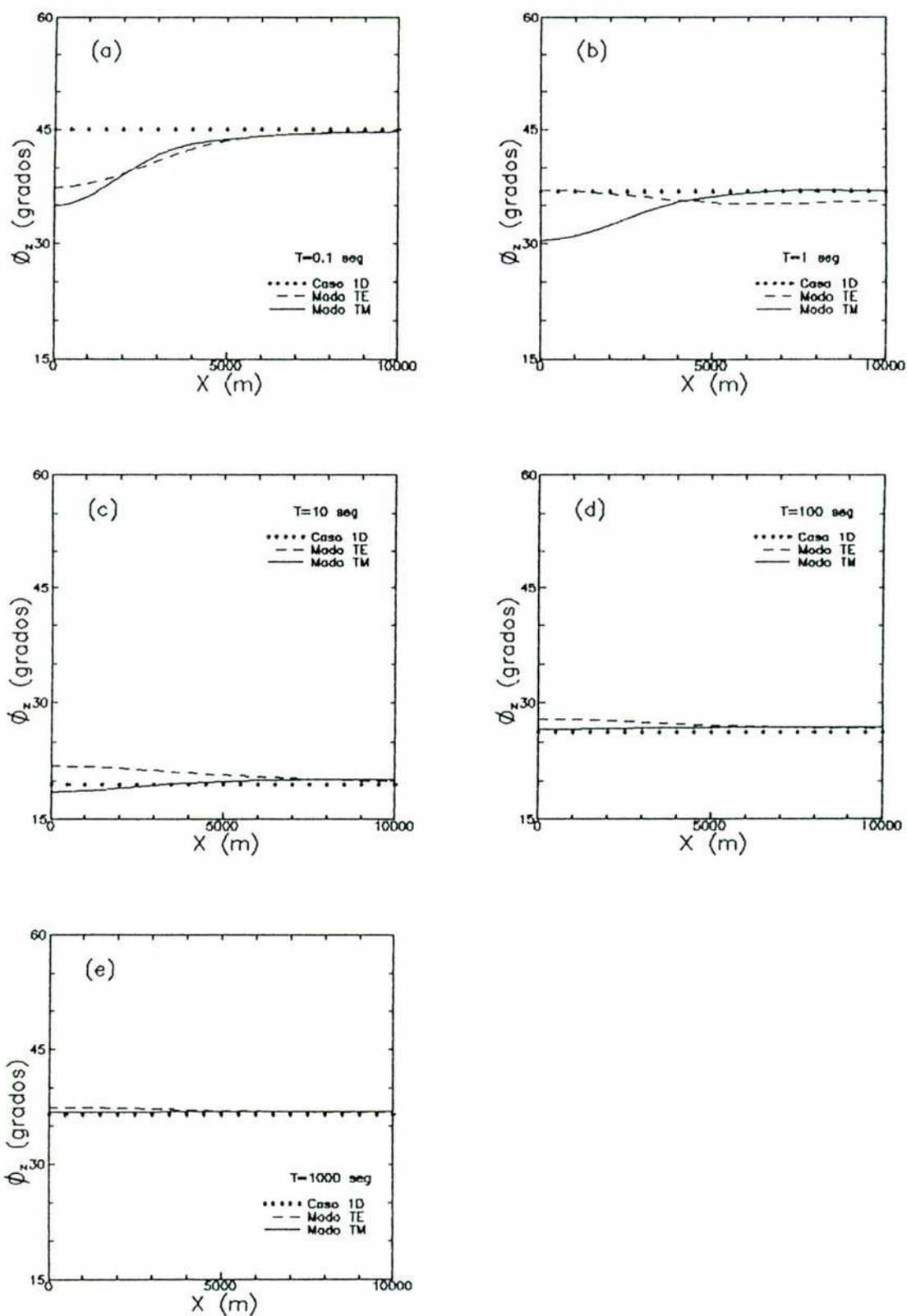


Fig. I-21: Curvas  $\phi_{TE}(x)$  y  $\phi_{TM}(x)$  de la intrusión resistiva, evaluadas a distintos períodos, junto con  $\phi_v$  del caso 1D.

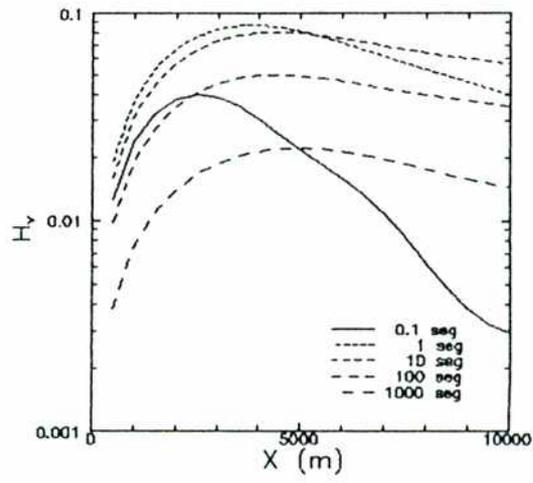


Fig. I-22: Curvas  $H_v(x)$  de la intrusión resistiva, evaluadas a distintos períodos.

CAPITULO II

INCLUSION DEL EFECTO DE LA TOPOGRAFIA

Existen zonas donde la interfase aire-tierra no puede considerarse plana. Teniendo en cuenta que la respuesta MT es sensible a la estructura de las capas más superficiales, en este capítulo se generaliza el método de RF para permitir la inclusión de los efectos de la topografía.

### II.1. MODELO TEORICO

La topografía puede modelarse suponiendo que la superficie terrestre no está descrita por la función  $z=0$  sino como  $z=f_0(x)$ , con  $f_0$  una función de variación suave (figura II-1).

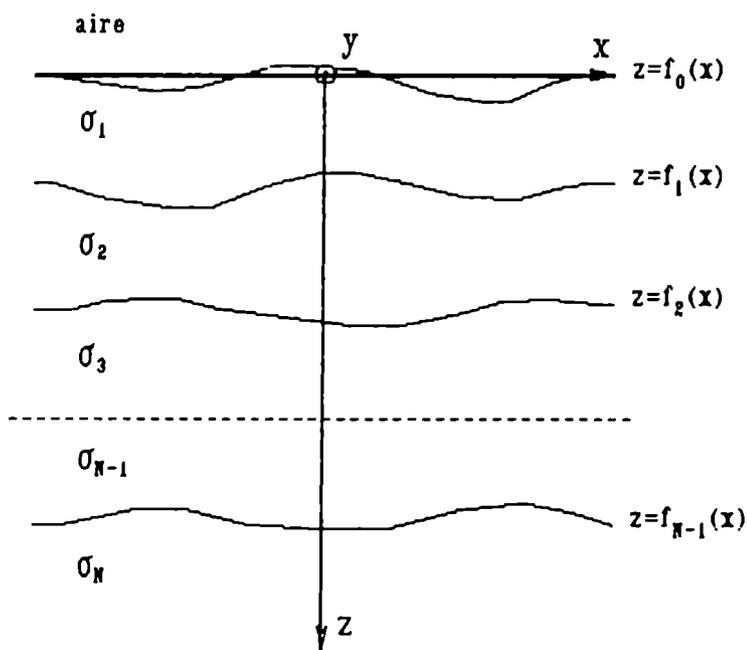


Fig. II-1: Modelo propuesto

#### II.1.a. MODO TE

Para este modo, las ecuaciones de Maxwell a resolver son las I-6 e I-8 y las soluciones generales están dadas por las ecs. I-27

e I-28.

Como dentro de la Tierra las condiciones de contorno no cambian, la matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$ ,  $MTE_1$  (ec. I-37), tiene el valor calculado en el capítulo I.

En la superficie terrestre, la continuidad de  $E_y$  y  $H_x$  implica, en este caso, que:

$$\sum_l (1/R_l^0) [A_l^0 \exp(R_l^0 f_o(x)) - H_o \delta_{lo} \exp(-R_o^0 f_o(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l (1/R_l^1) [A_l^1 \exp(R_l^1 f_o(x)) - B_l^1 \exp(-R_l^1 f_o(x))] v_l(x)$$

(II-1)

$$\sum_l [A_l^0 \exp(R_l^0 f_o(x)) + H_o \delta_{lo} \exp(-R_o^0 f_o(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l [A_l^1 \exp(R_l^1 f_o(x)) + B_l^1 \exp(-R_l^1 f_o(x))] v_l(x)$$

Multiplicando por  $v_m(x)$  e integrando entre  $-\lambda/2$  y  $\lambda/2$ :

$$M1_o \bar{A}_o - M3_o \bar{A}_1 - M4_o \bar{B}_1 = -H_o M2_o \bar{I}$$

(II-2)

$$I1_o \bar{A}_o - I3_o \bar{A}_1 - I4_o \bar{B}_1 = -H_o I2_o \bar{I}$$

donde las matrices  $I1_o$ ,  $I2_o$ ,  $I3_o$ ,  $I4_o$ ,  $M1_o$ ,  $M2_o$ ,  $M3_o$  y  $M4_o$  están definidas por las ecs. I-35 e I-36.

$\bar{A}_o$  puede calcularse reemplazando I-37 en las II-2, en este caso resulta:

$$\bar{A}_o = H_o (I1_{ot} - \lambda R_o STE I1_o)^{-1} (I2_{ot} + \lambda R_o STE I2_o) \bar{I}$$

(II-3)

con

$$STE = (M3_o MTE_1 + M4_o) (I3_o MTE_1 + I4_o)^{-1}$$

(II-4)

$$I1_{ot} = R_o I1_o R_o^{-1}$$

(II-5)

$$I2_{o1} = R_o I2_o R_o^{-1}$$

Conocido  $\bar{A}_o$ ,  $\bar{C}_o$  y  $\bar{D}_o$  (ecs. I-39) se obtienen como:

$$\bar{C}_o = I1_o^{-1} [STE (I1_o \bar{A}_o + H_e I2_o \bar{1}) - H_e (I1_o - I2_o) (R_o^{-1}/\lambda) \bar{1}] \quad (II-6)$$

$$\bar{D}_o = \bar{A}_o + H_e \bar{1}$$

Entonces, de las ecs. I-27, el valor de los campos en la superficie de la tierra se calcula como:

$$E_y(x, f_o(x)) = i\omega\mu\lambda_o \{H_e [\exp(R_o^o f_o(x)) - \exp(-R_o^o f_o(x))]/(R_o^o \lambda) +$$

$$\sum_l C_l^o \exp(R_l^o f_o(x)) v_l(x)\}$$

$$H_x(x, f_o(x)) = -H_e [\exp(R_o^o f_o(x)) - \exp(-R_o^o f_o(x))] + \quad (II-7)$$

$$\sum_l D_l^o \exp(R_l^o f_o(x)) v_l(x)$$

$$H_z(x, f_o(x)) = -\lambda \sum_l k_l C_l^o \exp(R_l^o f_o(x)) w_l(x)$$

En la aproximación cuasiestacionaria, que corresponde a tomar el límite  $\omega\epsilon_o \rightarrow 0$ , se tiene que:

$$R_o = K \quad (II-8)$$

$$\{I1_o\}_{m0} = \{I2_o\}_{m0} = \delta_{m0} \quad (II-9)$$

y definiendo el vector  $\bar{f}_o$  como:

$$\{\bar{f}_o\}_m = f_m^o = (1/\lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} f_o(x) v_m(x) dx \quad (II-10)$$

resulta:

$$\text{si } m=0 \text{ y } l=0: \quad \{I1_{o1}\}_{oo} = 1 \quad \{I2_{o1}\}_{oo} = 1$$

$$\text{si } m \neq 0 \text{ y } l=0: \quad \{I1_{ot}\}_{m0} = k_m f_m^0 \quad \{I2_{ot}\}_{m0} = -k_m f_m^0 \quad (II-11)$$

$$\text{si } l \neq 0: \quad \{I1_{ot}\}_{ml} = (k_m/k_l \lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(k_l f_o(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

$$\{I2_{ot}\}_{ml} = (k_m/k_l \lambda) \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp(-k_l f_o(x)) v_l(x) v_m(x) dx$$

Entonces, puede demostrarse que:

$$I2_o \bar{1} = I1_o \bar{1} = \bar{1}$$

$$I2_{ot} \bar{1} = -I1_{ot} \bar{1} + 2 \bar{1} \quad (II-12)$$

$$(I1_o - I2_o) (R_o^{-1}/\lambda) \bar{1} = 2 \bar{f}_o/\lambda$$

Por lo tanto, reemplazando en II-3 y II-6, resulta finalmente que:

$$\bar{A}_o = -H_o \bar{1} + 2H_o I1_{ot}^{-1} (I - \lambda K GTE)^{-1} \bar{1} \quad (II-13)$$

y

$$\bar{C}_o = 2H_o I1_o^{-1} [GTE (I - \lambda K GTE)^{-1} \bar{1} - \bar{f}_o/\lambda] \quad (II-14)$$

$$\bar{D}_o = 2H_o I1_{ot}^{-1} (I - \lambda K GTE)^{-1} \bar{1}$$

$$\text{con: } GTE = STE I1_o I1_{ot}^{-1} \quad (II-15)$$

Los campos pueden calcularse teniendo en cuenta que en el límite ce:

$$[\exp(R_o^o f_o(x)) - \exp(-R_o^o f_o(x))]/(R_o^o \lambda) = 2 f_o(x)/\lambda \quad (II-16)$$

entonces:

$$E_y(x, f_o(x), \omega) = i\omega\mu_o \lambda \sum_l [2H_o(\omega) (f_l^o/\lambda) + C_l^o(\omega) \exp(k_l f_o(x))] v_l(x)$$

$$H_x(x, f_0(x), \omega) = \sum_l D_l^0(\omega) \exp(k_l f_0(x)) v_l(x) \quad (II-17)$$

$$H_z(x, f_0(x), \omega) = -\lambda \sum_l k_l C_l^0(\omega) \exp(k_l f_0(x)) w_l(x)$$

La componente TE del tensor de impedancia,  $Z_{TE}$ , la resistividad aparente,  $\rho_{TE}$ , la fase de la impedancia,  $\phi_{TE}$ , la componente vertical,  $H_v$ , y su fase,  $\phi_v$ , se obtienen utilizando las ecs. I-12 a I-15. Nuevamente, estas cantidades dependen sólo de las características de la estructura.

De la ec. II-14(b) se infiere que también en este caso, el término uniforme de  $H_x^0$  vale  $2H_\phi$ . Cuando el efecto de la topografía es despreciable, es decir la superficie terrestre puede tomarse como  $z=0$ , se tiene que:

$$I1_o = I2_o = I3_o = I4_o = I1_{ot} = I2_{ot} \quad (II-18)$$

con

$$\{I1_o\}_{ml} = (\delta_{ml} + \delta_{om} \delta_{ol})/2$$

y además:

$$\bar{f}_o = 0 \quad (II-19)$$

Entonces, reemplazando en II-14 y II-17 se reobtienen los resultados del capítulo I.

### II.1.b. MODO TM

Las ecuaciones a resolver son las I-7 e I-9 y las soluciones generales de los campos están dadas por las ecs. I-51 e I-52.

La matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$ ,  $MTM_1$ , que está definida por la ec. I-59, tiene el valor calculado en el capítulo I ya que las condiciones de contorno que se cumplen para cada  $z=f_n(x)$  son las mismas.

La continuidad de  $H_y$  y  $E_t$  en  $z=f_0(x)$  implica que:

$$\sum_l [A_l^0 \exp(R_l^0 f_o(x)) + H_e \delta_{l0} \exp(-R_o^0 f_o(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l [A_l^1 \exp(R_l^1 f_o(x)) + B_l^1 \exp(-R_l^1 f_o(x))] v_l(x)$$

(II-20)

$$(1/\gamma_o^2) \left\{ \sum_l [-R_l^0 v_l(x) + \text{tg}(\theta_o) k_l w_l(x)] \exp(R_l^0 f_o(x)) A_l^0 + \right.$$

$$\left. \sum_l [R_l^0 v_l(x) + \text{tg}(\theta_o) k_l w_l(x)] \exp(-R_o^0 f_o(x)) H_e \delta_{l0} \right\} =$$

$$(1/\gamma_1^2) \left\{ \sum_l [-R_l^1 v_l(x) + \text{tg}(\theta_o) k_l w_l(x)] \exp(R_l^1 f_o(x)) A_l^1 + \right.$$

$$\left. \sum_l [R_l^1 v_l(x) + \text{tg}(\theta_o) k_l w_l(x)] \exp(-R_l^1 f_o(x)) B_o^1 \right\}$$

Multiplicando por  $v_m(x)$  e integrando entre  $-\lambda/2$  y  $\lambda/2$ :

$$I1_o \bar{A}_o - I3_o \bar{A}_1 - I4_o \bar{B}_1 = -I2_o H_e \bar{1}$$

(II-21)

$$P1_o \bar{A}_o - P3_o \bar{A}_1 - P4_o \bar{B}_1 = -P2_o H_e \bar{1}$$

con  $I1_o$ ,  $I2_o$ ,  $I3_o$  e  $I4_o$  definidas por las ecs. I-35 y  $P1_o$ ,  $P2_o$ ,  $P3_o$  y  $P4_o$  por las I-57.

Definiendo:

$$ITM = I3_o MTM_1 + I4_o$$

$$PTM = P3_o MTM_1 + P4_o$$

(II-22)

$$STM = PTM ITM^{-1}$$

$$\{AUX\}_{ml} = \delta_{ml} [\delta_{ol} + \lambda^2 \gamma_o^2 (1-\delta_{ol})] \lambda R_l^0$$

(II-23)

y

$$P1_{ol} = AUX P1_o$$

(II-24)

$$P2_{ol} = AUX P2_o$$

y reemplazando I-59 en las II-21, el vector  $\bar{A}_0$  resulta:

$$\bar{A}_0 = -H_e (P1_{0t} - AUX STM I1_0)^{-1} (P2_{0t} - AUX STM I2_0) \bar{1} \quad (II-25)$$

$\bar{C}_0$ ,  $\bar{D}_0$  (ec. I-62),  $\bar{A}_1$  y  $\bar{B}_1$  se obtienen a partir de  $\bar{A}_0$  como:

$$\bar{C}_0 = JTM^{-1} [STM (I1_0 \bar{A}_0 + H_e I2_0 \bar{1}) - H_e (P1_0 + P2_0) \bar{1}]$$

$$\bar{D}_0 = \bar{A}_0 + H_e \bar{1}$$

(II-26)

$$\bar{A}_1 = MTM_1 ITM^{-1} (I1_0 \bar{A}_0 + H_e I2_0 \bar{1})$$

$$\bar{B}_1 = ITM^{-1} (I1_0 \bar{A}_0 + H_e I2_0 \bar{1})$$

$$\text{con: } JTM = \gamma_0^2 \lambda P1_0 R_0^{-1} \quad (II-27)$$

Entonces, de I-51 e I-52, los campos en  $z=f_0(x)$  se calculan como:

$$H_y(x, f_0(x)) = -H_e [\exp(R_0^0 f_0(x)) - \exp(-R_0^0 f_0(x))] +$$

$$\sum_l D_l^0 \exp(R_l^0 f_0(x)) v_l(x)$$

$$E_x(x, f_0(x)) = -i\omega\mu_0 \lambda (H_e [\exp(R_0^0 f_0(x)) - \exp(-R_0^0 f_0(x))] R_0^0 / (\gamma_0^2 \lambda)$$

(II-28)

$$+ \sum_l C_l^0 \exp(R_l^0 f_0(x)) v_l(x)$$

$$E_z^+(x, f_0(x)) = i\omega\mu_0 \lambda \sum_l (k_l / \gamma_l^2 \lambda) [A_l^1 \exp(R_l^1 f_0(x)) +$$

$$B_l^1 \exp(-R_l^1 f_0(x))] w_l(x)$$

En el límite cuasiestacionario son válidas las ecs. II-8, II-9 y II-12; además:

$$AUX = 0 \quad (II-29)$$

$$\text{si } l=0: \{P1_{ot}\}_{mo} = -\{P2_{ot}\}_{mo} = \delta_{mo}$$

$$\text{si } l \neq 0: \{P1_{ot}\}_{ml} = \lambda^2 k_m^2 J1_{ml}^0 \quad (II-30)$$

$$\{P2_{ot}\}_{ml} = -\lambda^2 k_m^2 J2_{ml}^0$$

$$\text{si } l=0: \{JTM\}_{mo} = \delta_{mo} \quad (II-31)$$

$$\text{si } l \neq 0: \{JTM\}_{ml} = k_m J1_{ml}^0 / k_l$$

$$(P1_o + P2_o) \bar{1} = 2 \bar{f}_o / \lambda \quad (II-32)$$

Entonces, resulta finalmente que:

$$\bar{A}_o = H_o \bar{1} \quad (II-33)$$

y

$$\bar{C}_o = 2H_o JTM^{-1} (STM \bar{1} - \bar{f}_o / \lambda)$$

$$\bar{D}_o = 2H_o \bar{1} \quad (II-34)$$

$$\bar{A}_1 = 2H_o MTM_1 ITM^{-1} \bar{1}$$

$$\bar{B}_1 = 2H_o ITM^{-1} \bar{1}$$

Considerando además que:

$$[\exp(R_o^o f_o(x)) - \exp(-R_o^o f_o(x))] R_o^o / (\gamma_o^2 \lambda) \rightarrow 2f_o(x) / \lambda \quad (II-35)$$

el valor de las componentes horizontales de los campos en la superficie terrestre está dado por:

$$H_y(x, f_o(x), \omega) = 2H_o(\omega) \quad (II-36)$$

$$E_x(x, f_o(x), \omega) = -i\omega\mu_o\lambda \sum_l [2H_o(\omega) (f_l^o/\lambda) + C_l^o(\omega) \exp(k_l f_o(x))] v_l(x)$$

mientras que  $E_z^+$  se obtiene de II-28(c).

Se observa que aún cuando existen relieves topográficos continúa siendo  $H_y^o = 2H_o$ .  $E_z^+$  resulta ahora distinta de cero.

Al igual que en el modo TE, puede demostrarse que cuando la superficie terrestre está descripta como  $z=0$  se obtienen los resultados del capítulo I.

## II.2. COMPARACION CON LOS METODOS DE EF Y DF

La formulación ha sido probada comparando los resultados obtenidos por RF con los encontrados aplicando EF y DF, para distintas estructuras (Osella y Martinelli 1991a).

En particular, se muestra como ejemplo el modelado por RF y EF de una colina de forma cosinusoidal cuya interfase está descripta por la función I-82, con  $P=0$ ,  $D=-50m$  y  $G=1200m$  (fig. II-2(a)). Los resultados encontrados aplicando cada método son similares, para ambas polarizaciones (figs. II-2 (b) y (c)).

## II.3. APLICACIONES

En la sección I.4. se obtuvo la respuesta de un modelo sinclinal, de uno anticlinal, de una intrusión conductora y de una resistiva (fig. I-6), suponiendo en todos los casos que la superficie terrestre correspondía al plano  $z=0$ . Las resistividades de las capas estaban dadas, respectivamente, por las ecs. I-85, I-86 e I-87 y los parámetros que determinaban el resto de las interfases pueden verse en las tablas I-1, I-2 e I-3.

En esta sección se analiza la influencia de la topografía sobre dichas estructuras asumiendo que la interfase aire-tierra ya no está descripta como  $z=0$  sino por una función:

$$z = f_o(x) = D_o / [1 + (x/G_o)^2] \quad (II-37)$$

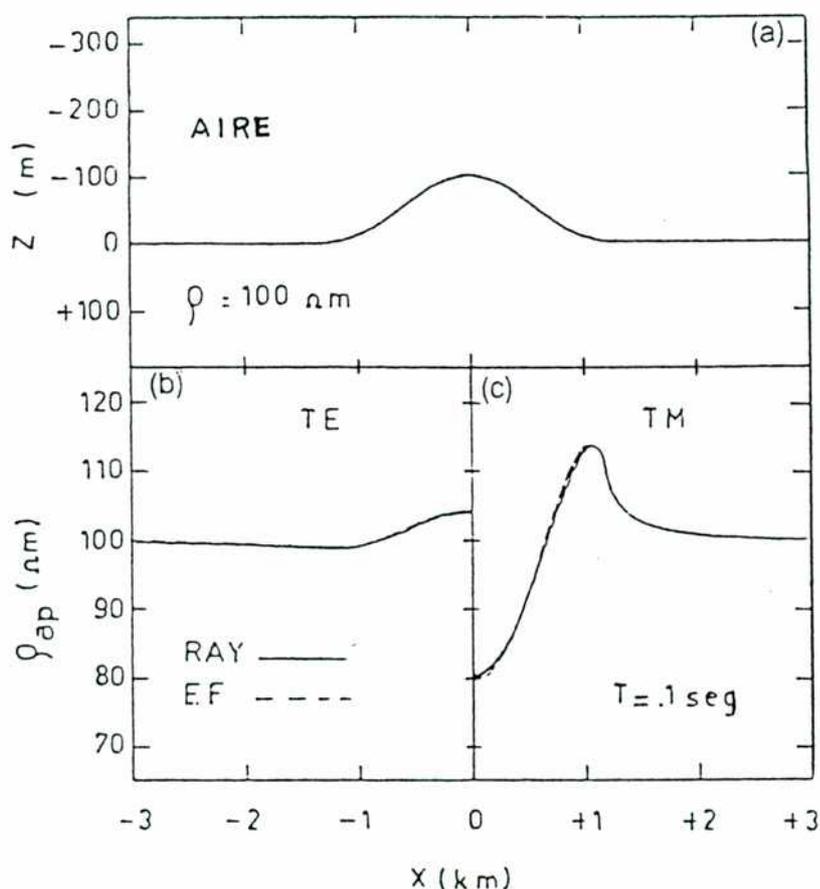


Fig. II-2: (a) Modelo de colina cosinusoidal. (b) y (c) Curvas  $\rho_{ap}(x)$  a  $T = 0.1$ seg, calculadas por RF y EF.

$G_o$  se elige igual a 2000m y se toman dos valores distintos de  $D_o$ , -300m y 300m. El primer caso representa una colina y el segundo un valle, mientras que tener  $D_o=0$  corresponde a los modelos del capítulo I.

Se muestran sólo los resultados obtenidos para  $\rho_{ap}$  por ser la magnitud cuya interpretación resulta más intuitiva, pero debe tenerse en cuenta que para el ajuste intervienen tanto  $\rho_{ap}$  como  $\phi_z$ .

En la figura II-3 puede verse como se modifican las curvas  $\rho_{TE}(x=0, T)$  de los cuatro modelos propuestos al variar el valor de  $D_o$ . Para períodos bajos o medios la respuesta muestra una clara influencia de la topografía que, como era esperable, disminuye al

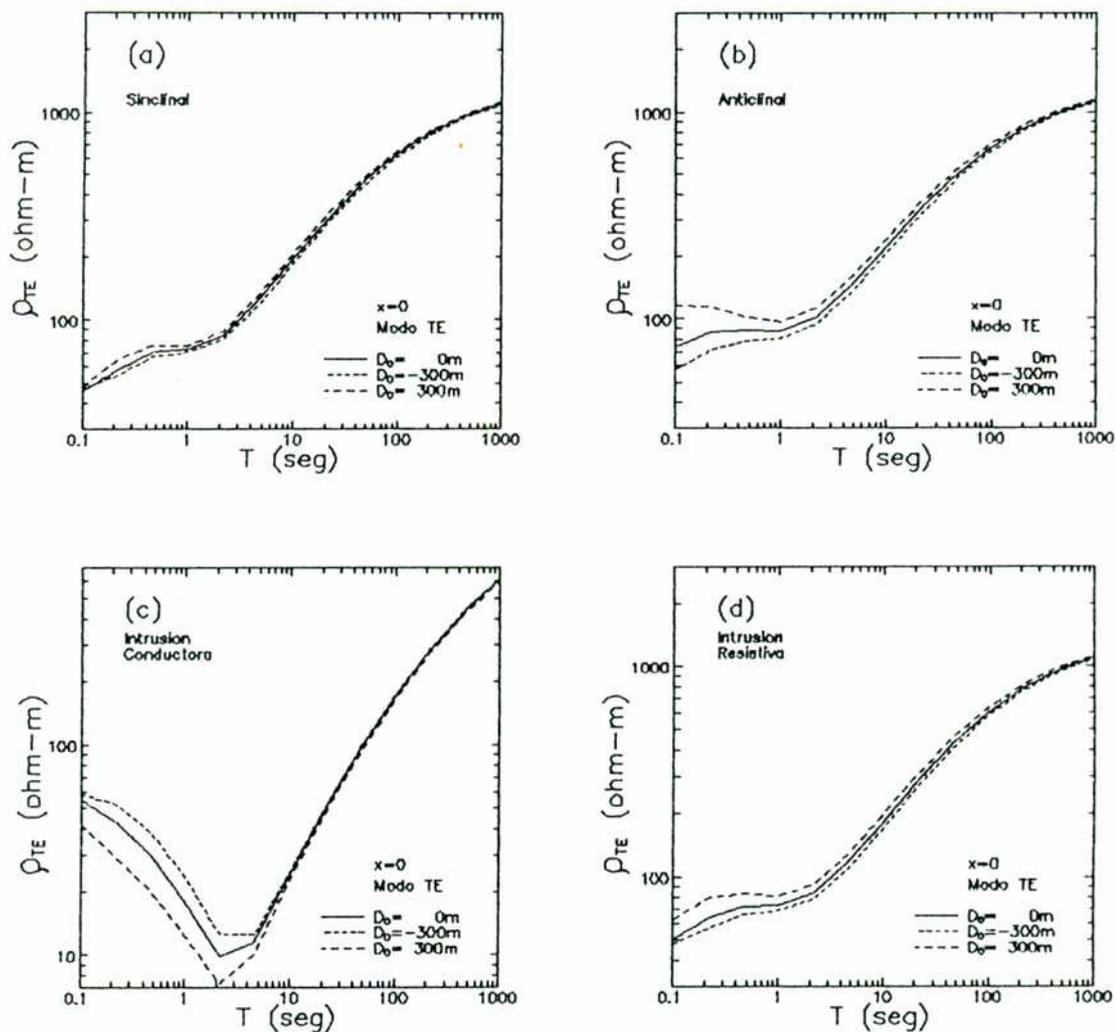


Fig. II-3: Efecto de la topografía en las curvas  $\rho_{TE}(x=0, T)$  de los distintos modelos propuestos.

incrementarse  $T$ . Los mayores efectos se tienen para el modelo anticlinal y para la intrusión conductora.

En el modo TM (fig. II-4), salvo para la intrusión conductora, la incidencia de la topografía se mantiene aproximadamente constante para todos los valores de  $T$  y es mayor que en el caso anterior ya que este modo es más sensible a la forma de las interfaces que el TE.

De las figs. II-3 y II-4 se observa además que en los casos (a), (b) y (d) los mayores valores de  $\rho_{ap}$  se obtienen cuando  $D_0$  es positivo, que es cuando la superficie de la tierra está más

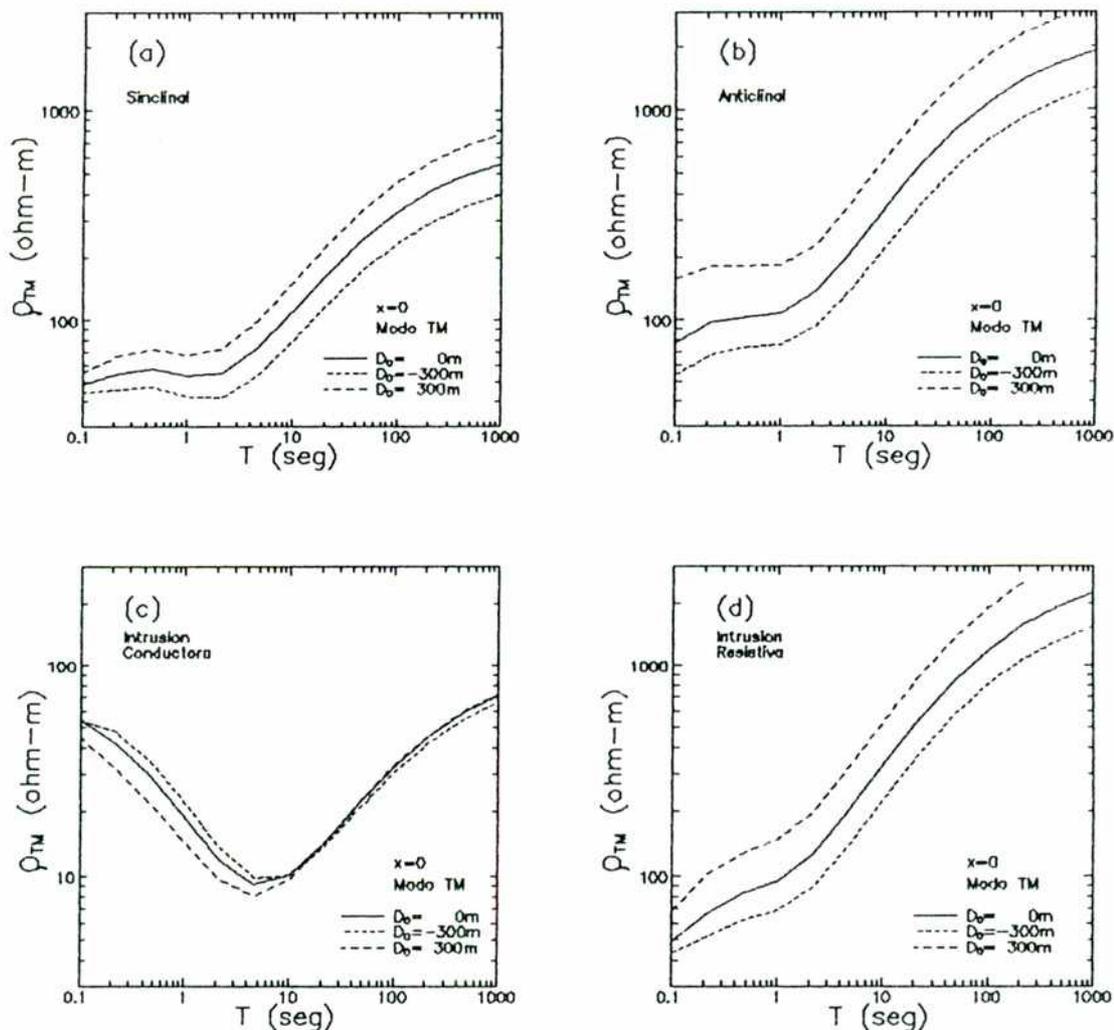


Fig. II-4: Efecto de la topografía en las curvas  $\rho_{TM}(x=0, T)$  de los distintos modelos.

cercana a las capas más resistivas. Para la intrusión conductora en cambio,  $\rho_{ap}$  disminuye pues la superficie está más cerca de la intrusión.

Si  $D_o$  es menor que cero los efectos son opuestos.

Por último, en la fig. II-5 se muestra la dependencia con  $x$  de  $\rho_{TM}$  a  $T = 1$ seg. Puede notarse como el no tener en cuenta en el modelado la presencia de la topografía conduciría a serios errores en la interpretación. Por ejemplo, de existir una colina, se produciría una sobreestimación de la bidimensionalidad en el caso (a) y una subestimación en los casos (b), (c) y (d).

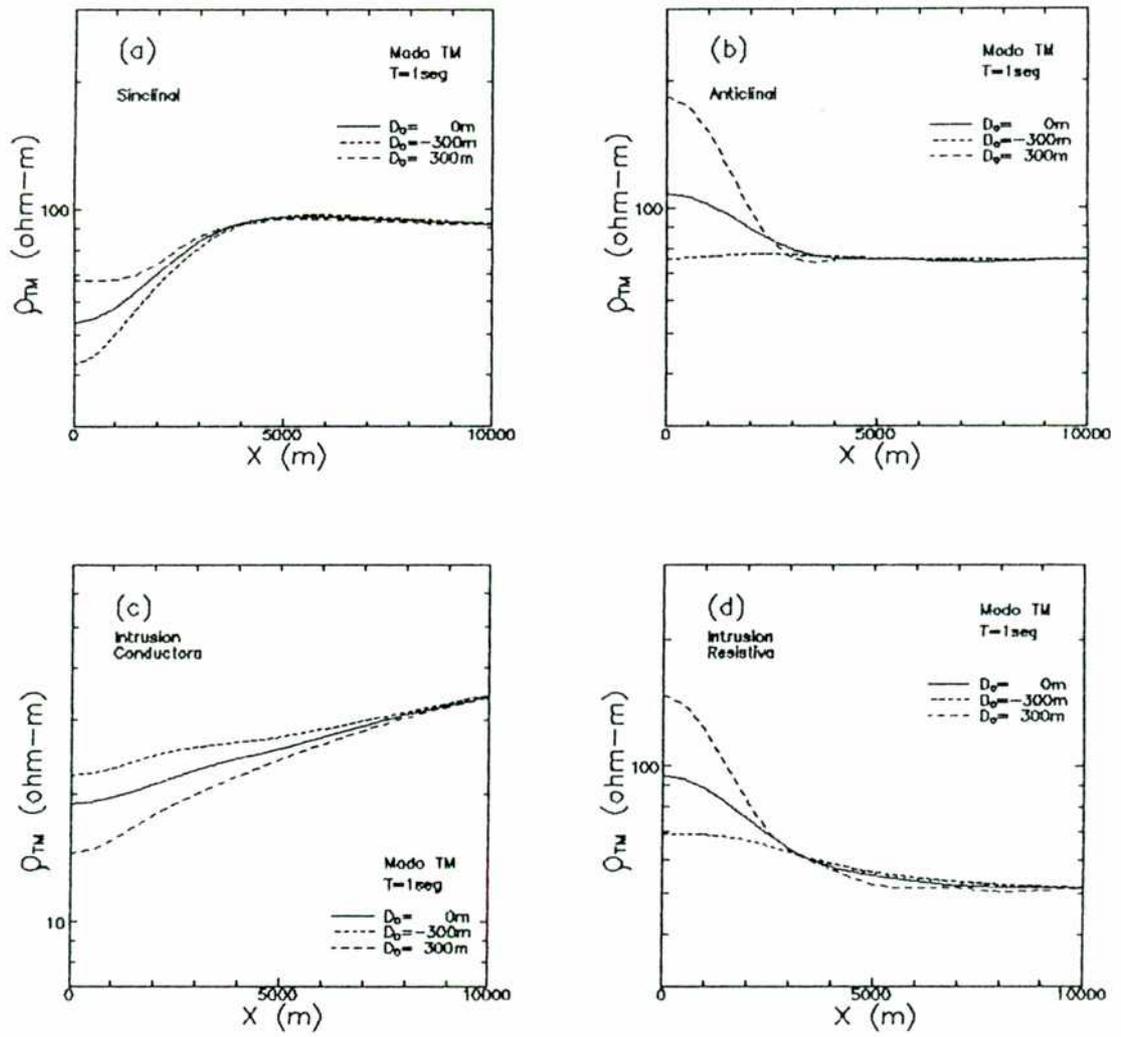


Fig. II-5: Efecto de la topografía en la dependencia con  $x$  de  $\rho_{TM}$  a  $T = 1$ seg, para los cuatro modelos propuestos.

CAPITULO III

GENERALIZACION AL CASO DE MEDIOS ELECTRICAMENTE ANISOTROPOS

### III.1. INTRODUCCION

Los métodos de EF y DF así como el método desarrollado en el capítulo I se aplican a estructuras formadas por medios isótropos, pero en algunos casos los materiales terrestres presentan anisotropías.

Las anisotropías asociadas con la estructura cristalina de los minerales se denominan genuinas y las que se dan cuando un agregado de fragmentos de roca o partículas minerales, isótropos, tienen en conjunto un comportamiento anisótropo se llaman estructurales (Keller 1988).

En ambientes sedimentarios, por ejemplo, algunas capas presentan anisotropías en la dirección vertical debido al efecto de la gravedad que tiende tanto a generar estratificación horizontal como a reacomodar las partículas no esféricas durante la compresión por las capas superiores. Estos estratos pueden además ser inclinados por procesos tectónicos posteriores, produciéndose anisotropías buzantes. Por otro lado, considerando que los clastos elongados se orientan en ciertas direcciones preferenciales respecto de las corrientes de depositación, pueden generarse también anisotropías laterales (Friedman y Sanders 1978).

De los ejemplos mencionados se infiere que los procesos sedimentarios pueden producir anisotropías más o menos complejas en los medios.

Los efectos de la anisotropía de la conductividad eléctrica en la propagación de los campos EM han sido estudiados para diferentes tipos de estructuras, como ser, modelos de capas con fuente externa no uniforme (Kong 1972, Wait 1982), estructuras multicapas con anisotropías horizontales (O'Brien y Morrison 1967, Groom y Bailey 1989, Adam y otros 1992), anisotropías buzantes con fuentes naturales uniformes (Chetayev 1960, Reddy y Rankin 1971) y también el caso de cuerpos 3D intruidos en un medio de dos capas verticalmente anisótropas (Xiong 1989).

En todos estos estudios se asumen interfases 1D entre los medios.

En el presente capítulo, generalizando el método de RF, se

obtiene la respuesta MT de estructuras formadas por capas anisótropas separadas por interfases 2D de variación suave, suponiendo que las direcciones principales del tensor de conductividad coinciden con las de la estructura. Luego, aplicando el formalismo se evalúa el efecto de la anisotropía en la estructura sinclinal, la anticlinal y las intrusiones propuestas en I.4.

El modelado de estructuras con medios verticalmente anisótropos también puede verse Osella y Martinelli 1990. El caso más general, que incluye anisotropías tanto verticales como laterales, se desarrolla en Osella y Martinelli 1991c y 1992.

### III.2. MODELO TEORICO

Al igual que en el capítulo I se considera una estructura de N capas cuyas interfases están descritas por funciones suaves  $z=f_n(x)$ , pero los medios se suponen eléctricamente anisótropos (fig. III-1).

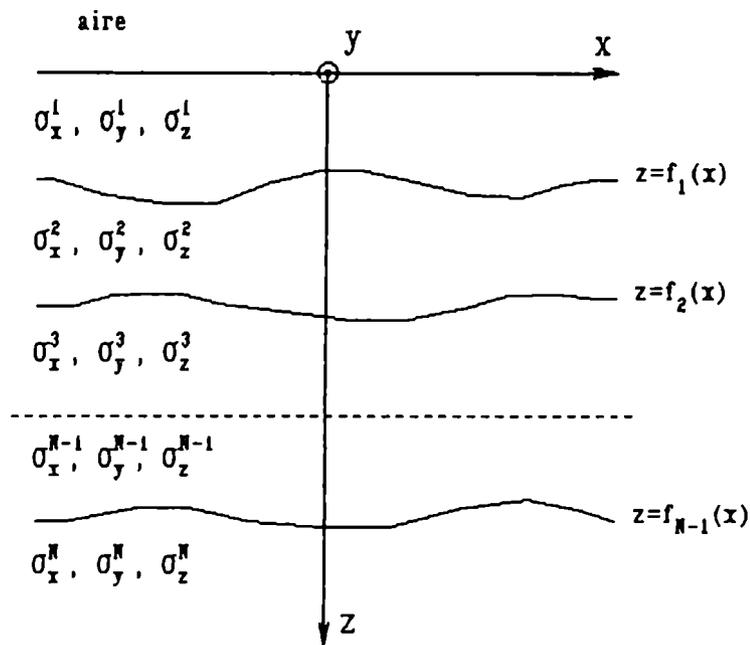


Fig. III-1: Modelo propuesto

En el aire las ecuaciones de Maxwell a resolver son las I-3.  
En el medio n:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \bar{E}_n &= 0 \\
 \nabla \times \bar{E}_n &= -i\omega\mu_0 \bar{H}_n \\
 \nabla \cdot \bar{H}_n &= 0 \\
 \nabla \times \bar{H}_n &= \bar{\sigma}_n \bar{E}_n
 \end{aligned}
 \tag{III-1}$$

siendo  $\bar{\sigma}_n$  el tensor de conductividad eléctrica, cuyos ejes principales se supone que coinciden con los ejes de simetría de la estructura y por lo tanto resulta de la forma:

$$\bar{\sigma}_n = \begin{pmatrix} \sigma_x^n & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y^n & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z^n \end{pmatrix}
 \tag{III-2}$$

Debido a que tanto el campo inductor como la estructura poseen simetría en  $\hat{y}$ , las ecuaciones de Maxwell en componentes están dadas en el aire por las I-6 e I-7 y en cada capa n por:

$$\begin{aligned}
 -\partial_z E_y^n &= -i\omega\mu_0 H_x^n \\
 \partial_x E_y^n &= -i\omega\mu_0 H_z^n
 \end{aligned}
 \tag{III-3}$$

$$\partial_x H_x^n + \partial_z H_z^n = 0$$

$$\partial_z H_x^n - \partial_x H_z^n = \sigma_y^n E_y^n$$

$$\partial_x E_x^n + \partial_z E_z^n = 0$$

$$\begin{aligned}
 \partial_z E_x^n - \partial_x E_z^n &= -i\omega\mu_0 H_y^n \\
 -\partial_z H_y^n &= \sigma_x^n E_x^n
 \end{aligned}
 \tag{III-4}$$

$$\partial_x H_y^n = \sigma_z^n E_z^n$$

En este caso, como en el isótropo, la solución puede expresarse, como combinación lineal de los modos desacoplados TE y TM.

Puede notarse que en el caso particular de estructuras 1D las anisotropías verticales sólo pueden detectarse cuando el campo inductor no es uniforme.

### III.2.a. MODO TE

El modo TE corresponde a un campo externo de la forma:

$$\bar{H}_{\text{ext}}(x, z, \omega) = H_e(\omega) \exp(-\gamma_0 z) \hat{x} \quad (\text{III-5})$$

Comparando las ecs. III-3 con las I-8 se observa que la respuesta EM es la misma que la que se obtendría para una estructura 2D formada por medios isótropos con conductividades  $\sigma_y^n$ . Esto se debe a que sólo existen corrientes inducidas en la dirección y.

### III.2.b. MODO TM

El campo inductor está dado por:

$$\bar{H}_{\text{ext}}(x, z, \omega) = H_e(\omega) \exp(-\gamma_0 z) \hat{y} \quad (\text{III-6})$$

En el aire, las soluciones generales de las ecs. I-7 son las I-51. En el medio n, de las ecs. III-4:

$$a_v^n \partial_x^2 H_y^n + \partial_z^2 H_y^n - \gamma_{xn}^2 H_y^n = 0 \quad (\text{III-7})$$

con:

$$\gamma_{xn}^2 = i\omega\mu_0\sigma_x^n \quad a_v^n = \sigma_x^n / \sigma_z^n \quad (\text{III-8})$$

$a_v^n$  es el parámetro que da el grado de anisotropía vertical.

$E_x^n$  y  $E_z^n$  se obtienen a partir de  $H_y^n$  como:

$$E_x^n = -(1/\sigma_x^n) \partial_z H_y^n \quad (III-9)$$

$$E_z^n = (1/\sigma_z^n) \partial_x H_y^n$$

$E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$  son iguales a cero.

Las soluciones generales de estas ecuaciones son:

$$H_y^n = \sum_l [A_l^n \exp(R_{vl}^n z) + B_l^n \exp(-R_{vl}^n z)] v_l(x)$$

$$E_x^n = -(i\omega\mu_o/\gamma_{xn}^2) \sum_l R_{vl}^n [A_l^n \exp(R_{vl}^n z) - B_l^n \exp(-R_{vl}^n z)] v_l(x) \quad (III-10)$$

$$E_z^n = (i\omega\mu_o a_v^n/\gamma_{xn}^2) \sum_l k_l [A_l^n \exp(R_{vl}^n z) + B_l^n \exp(-R_{vl}^n z)] w_l(x)$$

siendo  $A_l^n = 0$  para todo  $l$ , y donde  $R_{vl}^n$  está dado por:

$$(R_{vl}^n)^2 = a_v^n k_l^2 + \gamma_{xn}^2 \quad (III-11)$$

En cada interfase  $H_y$  y  $E_z$  son continuas, por lo tanto en  $z=0$ :

$$\sum_l (A_l^0 + H_o \delta_{ol}) v_l(x) = \sum_l (A_l^1 + B_l^1) v_l(x) \quad (III-12)$$

$$(1/\gamma_o^2) \sum_l R_l^0 (A_l^0 - H_o \delta_{ol}) v_l(x) = (1/\gamma_{x1}^2) \sum_l R_{vl}^1 (A_l^1 - B_l^1) v_l(x)$$

En  $z = f_n(x)$ :

$$\sum_l [A_l^n \exp(R_{vl}^n f_n(x)) + B_l^n \exp(-R_{vl}^n f_n(x))] v_l(x) =$$

$$\sum_l [A_l^{n+1} \exp(R_{vl}^{n+1} f_n(x)) + B_l^{n+1} \exp(-R_{vl}^{n+1} f_n(x))] v_l(x)$$

(III-13)

$$(1/\gamma_{xn}^2) \left( \sum_l [-R_{vl}^n v_l(x) + a_v^n \operatorname{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(R_{vl}^n f_n(x)) A_l^n + \right.$$

$$\sum_l \{ R_{vl}^n v_l(x) + a_v^n \operatorname{tg}(\theta_n) k_l w_l(x) \} \exp(-R_{vl}^n f_n(x)) B_l^n =$$

$$(1/\gamma_{xn+1}^2) (\sum_l [-R_{vl}^{n+1} v_l(x) + a_v^{n+1} \operatorname{tg}(\theta_n) k_l w_l(x)] \exp(R_{vl}^{n+1} f_n(x)) A_l^{n+1} +$$

$$\sum_l \{ R_{vl}^{n+1} v_l(x) + a_v^{n+1} \operatorname{tg}(\theta_n) k_l w_l(x) \} \exp(-R_{vl}^{n+1} f_n(x)) B_l^{n+1} \}$$

con  $\operatorname{tg}(\theta_n) = df_n/dx$

Multiplicando por  $v_m(x)$  e integrando entre  $-\lambda/2$  y  $\lambda/2$  se obtienen ecuaciones similares a las del caso isótropo; en  $z=0$ :

$$\bar{A}_0 - (\bar{A}_1 + \bar{B}_1) = -H_e \bar{1} \quad (\text{III-14})$$

$$\bar{A}_0 - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} (\bar{A}_1 - \bar{B}_1) = H_e \bar{1}$$

y en  $z=f_n(x)$ :

$$I1_n \bar{A}_n + I2_n \bar{B}_n - I3_n \bar{A}_{n+1} - I4_n \bar{B}_{n+1} = 0 \quad (\text{III-15})$$

$$P1_n \bar{A}_n + P2_n \bar{B}_n - P3_n \bar{A}_{n+1} - P4_n \bar{B}_{n+1} = 0$$

con  $I1_n$ ,  $I2_n$ ,  $I3_n$  e  $I4_n$  definidas por las ecs. I-35,  $J1_n$ ,  $J2_n$ ,  $J3_n$  y  $J4_n$  por las ecs. I-58 y  $P1_n$ ,  $P2_n$ ,  $P3_n$  y  $P4_n$  generalizadas en el caso anisótropo como:

$$P1_n = [I1_n + a_v^n \gamma_{xn}^{-2} K J1_n K] R_{vn}^{-1} / \lambda$$

$$P2_n = -[I2_n + a_v^n \gamma_{xn}^{-2} K J2_n K] R_{vn}^{-1} / \lambda$$

(III-16)

$$P3_n = [I3_n + a_v^{n+1} \gamma_{xn+1}^{-2} K J3_n K] R_{vn+1}^{-1} / \lambda$$

$$P4_n = -[I4_n + a_v^{n+1} \gamma_{xn+1}^{-2} K J4_n K] R_{vn+1}^{-1} / \lambda$$

Resolviendo las ecs. III-15 en la misma forma que las I-56 se calcula la matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$ ,  $MTM_1$  (ec. I-59).  $\bar{A}_0$  se

obtiene reemplazando  $MTM_1$  en las ecuaciones III-14 y resulta, en este caso:

$$\bar{A}_0 = H_e [I - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} [I + (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM] \bar{I} \quad (III-17)$$

con QTM definida por la ec. I-61.

Una vez calculado  $\bar{A}_0$ ,  $\bar{C}_0$  y  $\bar{D}_0$  (ec. I-62) se obtienen como:

$$\bar{C}_0 = 2H_e (R_{v1}/\gamma_{x1}^2 \lambda) QTM [I - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} \bar{I} \quad (III-18)$$

$$\bar{D}_0 = 2H_e [I - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} \bar{I}$$

De las ecs. I-51 y III-10 y teniendo en cuenta III-14(a), el valor de los campos en  $z=0$  en función de  $\bar{C}_0$  y  $\bar{D}_0$  está dado por:

$$H_y(x, 0, \omega) = \sum_l D_l^0(\omega) v_l(x)$$

$$E_x(x, 0, \omega) = -i\omega\mu_0 \lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x) \quad (III-19)$$

$$E_z^+(x, 0, \omega) = i\omega\mu_0 \lambda a_v^1 \sum_l (k_l/\lambda\gamma_{x1}^2) D_l^0(\omega) w_l(x)$$

Aplicando el límite cuasiestacionario:

$$(\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} \rightarrow 0 \quad (III-20)$$

resulta finalmente que:

$$\bar{A}_0 = H_e \bar{I} \quad (III-21)$$

Por lo tanto:

$$\bar{C}_0 = 2H_e (R_{v1}/\gamma_{x1}^2 \lambda) QTM \bar{I} \quad (III-22)$$

$$\bar{D}_0 = 2H_e \bar{I}$$

y entonces, reemplazando III-22 en III-19:

$$H_y(x, 0, \omega) = 2H_e(\omega)$$

$$E_x(x, 0, \omega) = -i\omega\mu_0\lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x) \quad (\text{III-23})$$

$$E_z^+(x, 0, \omega) = 0$$

La componente TM del tensor de impedancia,  $Z_{TM}$ , la resistividad aparente,  $\rho_{TM}$ , y la fase,  $\phi_{TM}$ , se calculan mediante las ecs. I-12 e I-14. Los resultados dependen de la anisotropía existente en la dirección vertical determinada por los parámetros  $a_v^n$ .

En este caso, como en el capítulo I, se tiene  $H_y^0 = 2H_e$  y  $E_z^+ = 0$ .

### III.3. APLICACIONES

Para ejemplificar el efecto de la anisotropía sobre distintos tipos de estructuras, se aplicó la formulación a los modelos de la sección I.4 (fig. I-6).

Teniendo en cuenta que la respuesta TE es siempre equivalente a la obtenida para modelos formados por medios isótropos de resistividades  $\rho_y^n$ , sólo se analiza el modo TM.

Las interfases son las descritas en I.4. Se supone que las resistividades de las capas en la dirección x están dadas por las ecs. I-85, 86 y 87, y que las resistividades en la dirección z se obtienen a partir de estas como:

$$\rho_z^n = a_v^n \rho_x^n \quad (\text{III-24})$$

Para cada modelo, el efecto de la anisotropía se estudia asumiendo sucesivamente que la primera, segunda o tercera capa son anisótropas y comparando la respuesta obtenida con la correspondiente al caso isótropo ( $a_v^n=1$  para todo n), la cual coincide con los resultados de la sección I.4.

Debido a la estratificación usual de los medios, generalmente es  $a_v \geq 1$ , llegando a valores máximos de hasta 30 o 40.

### III.3.a. MODELOS SINCLINAL Y ANTICLINAL

En la figura III-2(a) se muestran las curvas  $\rho_{TM}(x=0,T)$  del modelo sinclinal obtenidas para distintos valores de anisotropía de la primera capa junto con la curva del caso isótropo. En III-2(b) se muestran los resultados encontrados al variar  $a_v^2$ .

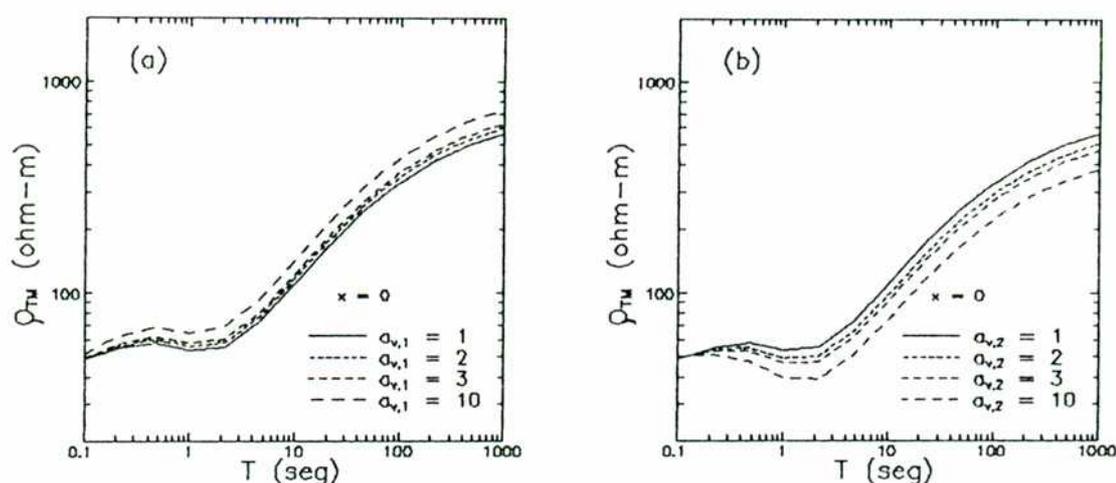


Fig. III-2: (a) Efecto de la anisotropía de la primera capa en las curvas  $\rho_{TM}(x=0,T)$  del modelo sinclinal, (b) efecto de la anisotropía de la segunda capa.

Los efectos observados son opuestos y se incrementan con el grado de anisotropía del medio. En el caso (a) se produce un aumento de  $\rho_{TM}$  y en (b) una disminución.

Las diferencias entre las curvas se mantienen aproximadamente constantes para  $T > 1$ seg.

En las figs. III-3 (a) y (b) puede verse la influencia de la anisotropía en función de la posición a  $T=1000$ seg. La anisotropía de la primera capa disminuye las variaciones con  $x$  de  $\rho_{TM}$ , en cambio la anisotropía de la segunda las incrementa. El efecto es máximo sobre el centro de la estructura y decrece conforme la misma recobra las características 1D. De hecho, la respuesta se

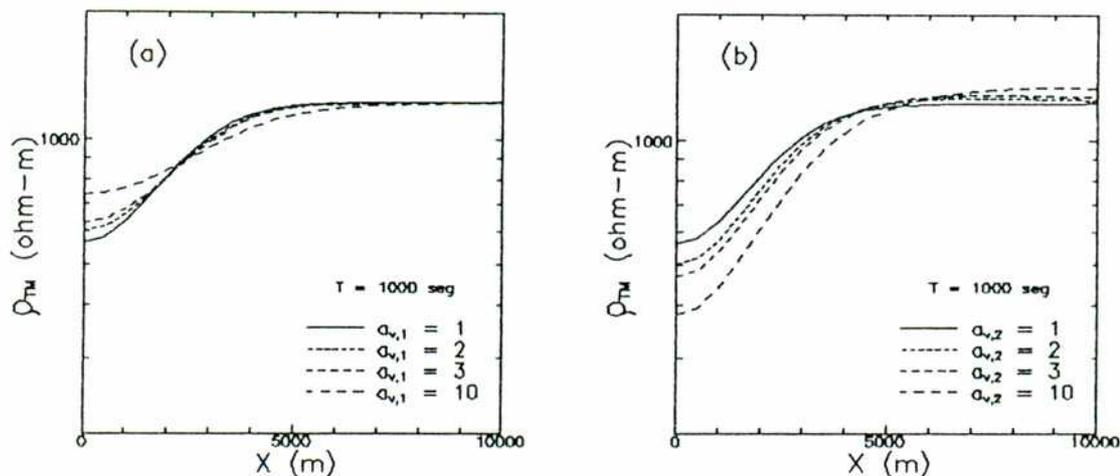


Fig. III-3: (a) Efecto de la anisotropía de la primera capa en las curvas  $\rho_{TM}(x, T=1000\text{seg})$  del modelo sinclinal, (b) efecto de la anisotropía de la segunda capa.

acerca a la del caso isótropo a medida que las corrientes se van alineando en la dirección  $x$ .

La anisotropía de la tercera capa prácticamente no influye en la respuesta MT, aún para  $a_v^3=10$ .

Para el modelo anticlinal también se encuentra que sólo tiene importancia la anisotropía de las dos primeras capas, y que tener  $a_v^1 > 1$  reduce las variaciones con  $x$  de  $\rho_{TM}$  mientras que tener  $a_v^2 > 1$  las aumenta.

Como ejemplo, la dependencia con  $T$  de  $\rho_{TM}$  en  $x=0$  y la dependencia con  $x$  de  $\rho_{TM}$  a  $T=1000\text{seg}$ , para distintos grados de anisotropía del segundo medio, se muestran en la fig. III-4.

### III.3.b. INTRUSIONES CONDUCTORA Y RESISTIVA

Para ambos modelos se halla que solamente los cambios en el valor de  $a_v^1$  producen variaciones apreciables en la respuesta.

Las curvas  $\rho_{TM}(x=0, T)$  y  $\rho_{TM}(x, T=1000\text{seg})$  obtenidas para la intrusión conductora variando  $a_v^1$  pueden verse en la fig. III-5. En la fig. III-6 se muestran los resultados correspondientes a la

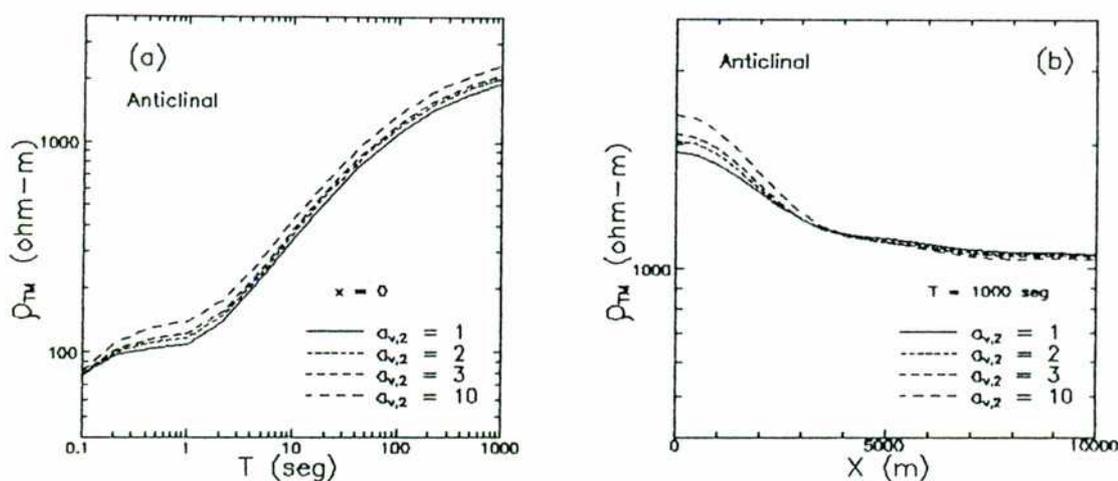


Fig. III-4: Efecto obtenido al variar el grado de anisotropía de la segunda capa, para el modelo anticlinal. (a) Curvas  $\rho_{TM}(x=0, T)$ . (b) curvas  $\rho_{TM}(x, T=1000 \text{ seg})$ .

intrusión resistiva.

Nuevamente, incrementar la resistividad de la primera capa reduce las variaciones con  $x$  de la respuesta. Para la intrusión resistiva la magnitud del efecto resulta similar a la encontrada para el modelo anticlinal, en cambio, la respuesta de la intrusión conductora tiene una dependencia mucho más fuerte con el valor de  $\frac{1}{a_v}$ .

### III.3.c. CONCLUSIONES

De lo expuesto se concluye que al realizar el modelado de esta clase de estructuras ignorando la presencia de anisotropías en las capas más superficiales ( $z < 1500 \text{ m}$ ) pueden obtenerse estimaciones incorrectas de las características de las interfases.

En estos casos, si se posee alguna información adicional sobre el tipo de anisotropía, el método desarrollado puede constituir una herramienta útil para lograr un modelado 2D que se acerque más a la distribución real de conductividades.

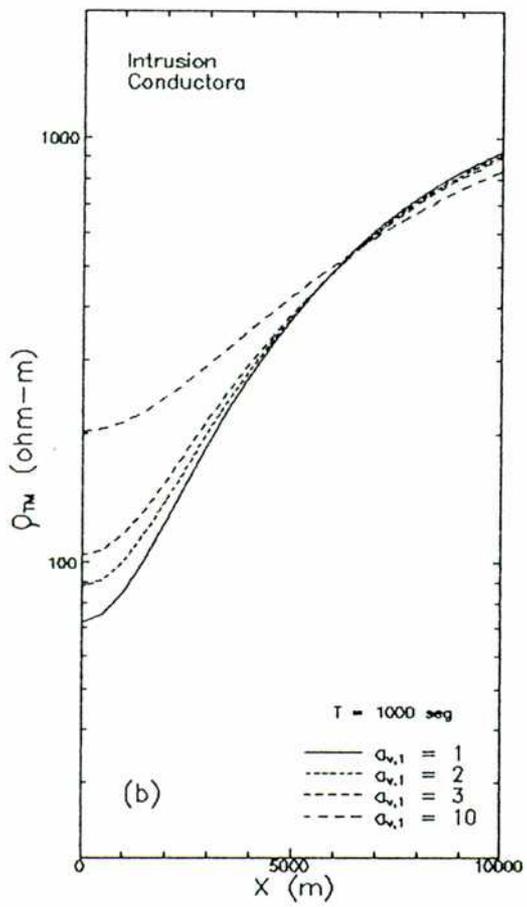
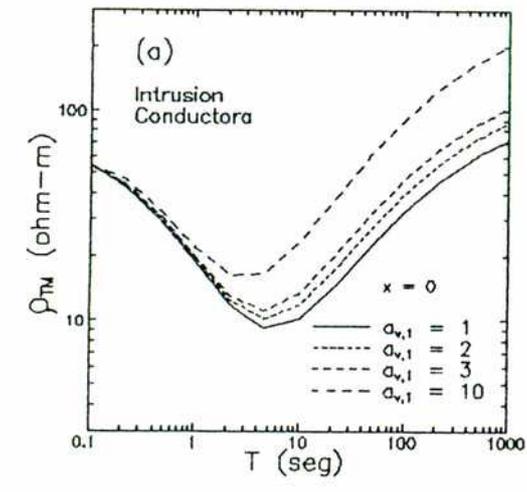


Fig. III-5: Efecto obtenido al variar el grado de anisotropía de la primera capa, para la intrusión conductora. (a) Curvas  $\rho_{TM}(x=0, T)$ , (b) curvas  $\rho_{TM}(x, T=1000\text{seg})$ .

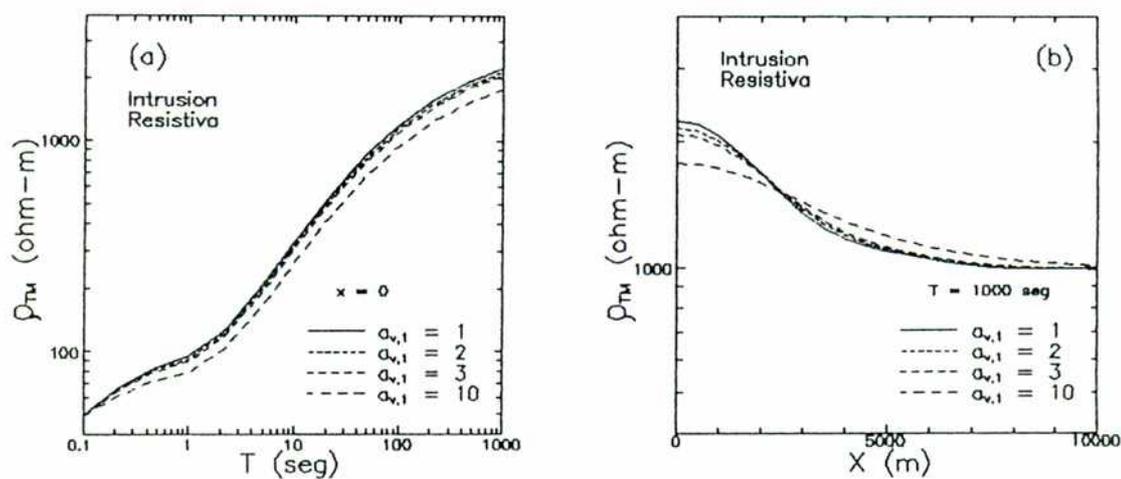


Fig. III-6: Efecto obtenido al variar el grado de anisotropía de la primera capa, para la intrusión resistiva. (a) Curvas  $\rho_{TM}(x=0, T)$ , (b) curvas  $\rho_{TM}(x, T=1000 \text{ seg})$ .

CAPITULO IV

MODELADO BIDIMENSIONAL DE LA ANOMALIA GEOTERMICA  
DEL BORDE ORIENTAL DEL ACONQUIJA

#### IV.1. INTRODUCCION

Entre los  $26^{\circ}$  y  $28^{\circ}$  de latitud sur aparecen cambios importantes en el sistema andino, cuyas causas aún no están totalmente comprendidas.

Justo sobre el paralelo  $26^{\circ}$ S las dos cadenas andinas más representativas, la Cordillera Oriental y las Sierras Subandinas, se interrumpen abruptamente y hacia el sur el sistema andino adquiere características completamente diferentes. Dichas estructuras son reemplazadas por las Sierras Pampeanas, formadas por un grupo de bloques de basamento fallados.

Además, a lo largo de la dirección NE-SO cerca del paralelo  $27^{\circ}$ S se observa un cambio en las pendientes de las fallas que exponen los bloques de basamento: al norte inclinan hacia el este mientras que al sur lo hacen hacia el oeste.

Se han propuesto distintas hipótesis para explicar dichos cambios en la estructura andina, diferencias en la constitución del basamento al norte y al sur de la zona de transición, influencia de las estructuras más antiguas o diferencias en el ángulo de subducción de la placa oceánica, pero ninguno de estos mecanismos explica en forma totalmente satisfactoria los hechos observados.

La gran cantidad de pozos proveedores de aguas termales existentes en la zona central de la Cuenca Tucumana agrega mayor interés al estudio de la región. Como no hay vulcanismo, la presencia de la fuente de calor podría estar relacionada con actividad magmática profunda.

Varios sondeos MT, AMT y gravimétricos<sup>1</sup> han sido realizados durante los últimos años para conseguir una mejor descripción del área geotérmica y de los procesos tectónicos involucrados.

A continuación se realiza una breve reseña de los resultados encontrados.

<sup>1</sup> Este método permite determinar diferencias de la densidad de los medios,  $\delta$ , respecto de la densidad promedio de las rocas de la corteza,  $\delta_c = 2.67 \text{ gr/cm}^3$ . A la cantidad  $\delta - \delta_c$  se la denomina contraste de densidad.

#### IV.2. RESUMEN DE LOS RESULTADOS PREVIOS

El área geotérmica tucumana está limitada al este por la cadena del Guasayán y al oeste por la del Aconquija. Ambas están

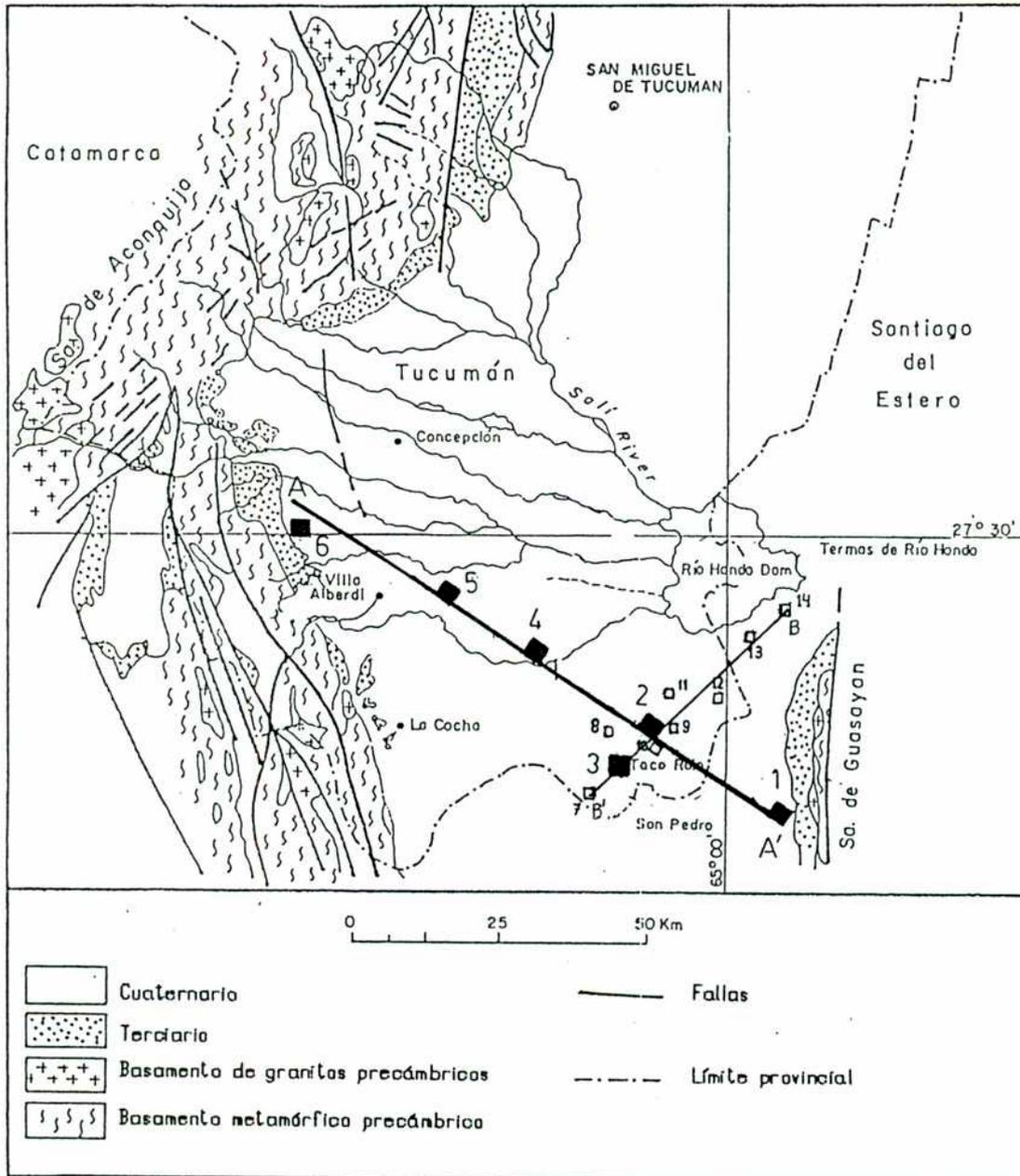


Fig. IV-1: Principales características geológicas del área y perfiles medidos: AA' es el perfil medido por Pomposiello y otros (1992) y modelado en el presente trabajo, y BB' el analizado por Osella y otros (1992c).

constituidas principalmente por rocas cristalinas, posiblemente de edad precámbrica, cubiertas por rocas terciarias de origen continental (ver fig. IV-1).

Datos de sondeos MT profundos llevados a cabo por Baldis y otros (1983), Vatin-Perignon y otros (1985) y Pomposiello y otros (1992), interpretados en forma 1D, muestran la presencia de una capa conductora a una profundidad de aproximadamente 8km en la zona central de la cuenca, que se incrementa cerca de las montañas. Esta capa indicaría la existencia de una fuente de calor. El espesor máximo de la cubierta sedimentaria es cercano a 3500m (fig. IV-2).

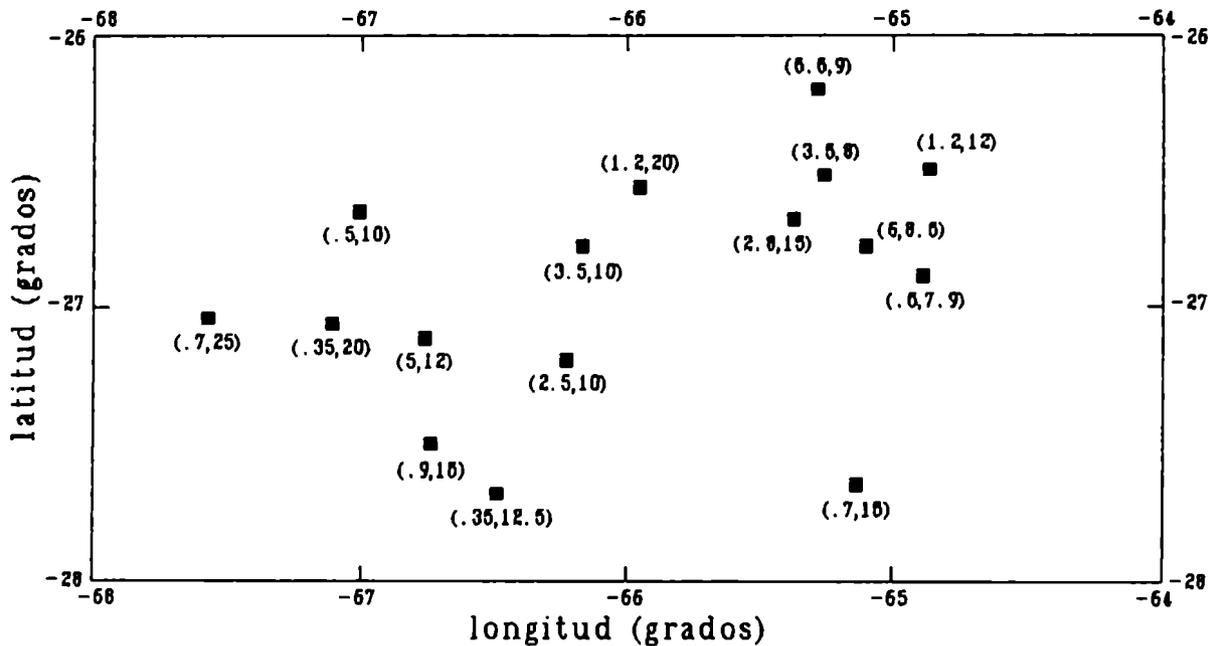


Fig. IV-2: Espesor de la cubierta sedimentaria y profundidad de la capa conductora (en km) encontrados en distintos sondeos MT.

En base a estos resultados, a los provistos por sísmica e hidrogeología y a datos geológicos, Mon y Vergara (1987) propusieron el modelo que se muestra en la figura IV-3.

La interpretación de datos AMT colectados a lo largo de un perfil NE-SO (BB' en la fig IV-1) permitió delimitar la capa conductora más superficial asociada con los acuíferos

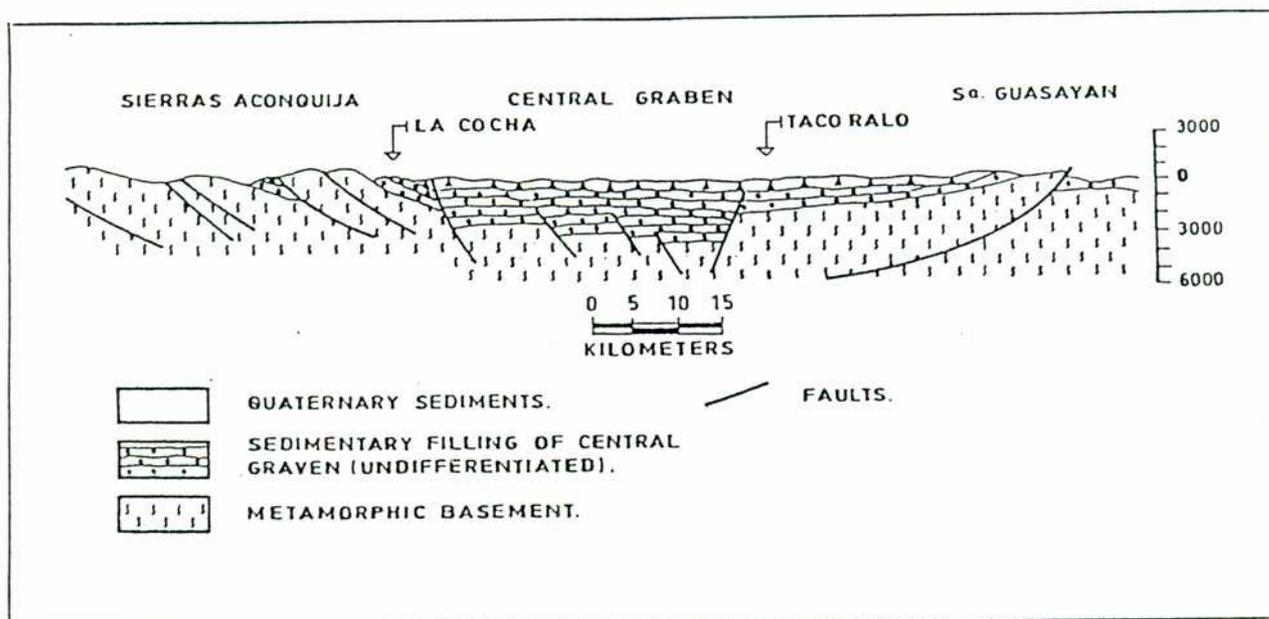


Fig. IV-3: Sección E-O esquemática propuesta por Mon y Vergara (1987).

hipertérmicos. La tabla IV-1 muestra la profundidad estimada de dicha capa y las correspondientes temperaturas superficiales en los pozos (Osella y otros 1992c).

Estación	Profundidad en el pozo(m)	Temperatura superficial	Profundidad estimada de la capa conductora (m)
7	360	30	230-290
8	400	41	380-480
9	260	47	170-230
10	270	52	200-250
11	330	41	100-230
12	300	37	180-230
13	190	34	175-250
14	200	37	160-180

Tabla IV-1: Modelado del acuífero existente bajo el perfil BB' realizado por Osella y otros (1992c) y profundidad real del mismo medida en pozos cercanos a cada estación.

En la siguiente sección se hace una reinterpretación 2D de datos analizados previamente en forma 1D por Pomposiello y otros (1992). Los resultados obtenidos también pueden verse en Osella y otros, 1992(b).

#### IV.3. NUEVA INTERPRETACION MT

En un trabajo previo Pomposiello y otros (1992) realizaron un análisis 1D de datos colectados durante 1990 a lo largo de un perfil NO-SE (AA' en la fig. IV-1).

En cada estación, los tensores de impedancia determinados en las direcciones de medición de los campos,  $x'$  e  $y'$ , fueron rotados a sus ejes principales,  $x$  e  $y$ , utilizando un procedimiento usual que consiste en la maximización del módulo de la suma de los elementos no diagonales. Se encontró que dichas direcciones coincidían aproximadamente con las E-O ( $x$ ) y N-S ( $y$ ) y que para períodos bajos y medios la respuesta mostraba características predominantemente 2D, incrementándose los efectos 3D para los períodos mayores que 100seg, especialmente debajo de la estación 4.

Teniendo en cuenta que los rasgos geológicos mostraban un lineamiento N-S, las componentes de  $Z$ ,  $Z_{xy}$  y  $Z_{yx}$ , pudieron asociarse respectivamente a los modos TM y TE, es decir:

$$Z_{yx} = -Z_{TE} \tag{IV-1}$$

$$Z_{xy} = Z_{TM}$$

y entonces:

$$\rho_{TE} = |Z_{yx}|^2 / \omega \mu_0 \tag{IV-2}$$

$$\rho_{TM} = |Z_{xy}|^2 / \omega \mu_0$$

con pequeñas distorsiones para  $T > 100$ seg debidas a los efectos 3D.

Los autores interpretaron los datos aplicando el método de inversión 1D formulado por Jupp y Vozoff (1975) a las curvas de resistividad aparente y fase de la impedancia del modo TE,

obtenidas en función del período para cada sitio de medición. La evaluación que hicieron de las profundidades a las cuales comienza la capa conductora se indican en la tabla IV-2.

Estación	Profundidad (km)
1	8.0
2	9.7
4	9.5
5	>37.0

Tabla IV-2: Profundidad del techo de la capa conductora presente bajo el perfil AA', según Pomposiello y otros (1992).

El espesor máximo de la cubierta sedimentaria, bajo la estación 4, se estimó en 2500m.

Si bien este tipo de análisis 1D permite encontrar una primera aproximación a la distribución de conductividades, para tener una descripción más detallada es necesario realizar un modelado 2D.

#### IV.3.a. MODELADO 2D

Utilizando los datos correspondientes a los modos TE y TM obtenidos por los autores mencionados así como datos de las estaciones 3 (de Baldis y otros 1983) y 6 (de trabajos de campo previos), y empleando el método de RF desarrollado en los capítulos anteriores, se realizó un modelado 2D del perfil AA'.

La sección de conductividades encontrada se muestra en la fig. IV-4. El ajuste puede verse en la fig. IV-5.

El mejor ajuste se consiguió para la estación 2. En una vista expandida de la sección correspondiente a los medios más superficiales (fig. IV-6) puede apreciarse la presencia de una capa conductora debajo de la estación 2, ubicada entre los 300 y 500m de profundidad y con una extensión lateral aproximada de 30km. Teniendo en cuenta que este lugar coincide con la zona de pozos de aguas termales (ver fig. IV-1), este resultado describe la extensión lateral, profundidad y espesor del acuífero.

La estimación realizada de la profundidad a la cual comienza el acuífero tiene una muy buena coincidencia con la profundidad promedio en los pozos más cercanos a la estación, 8, 9, 10 y 11, que es de 330m (obtenida de la tabla IV-1). En cambio, el promedio

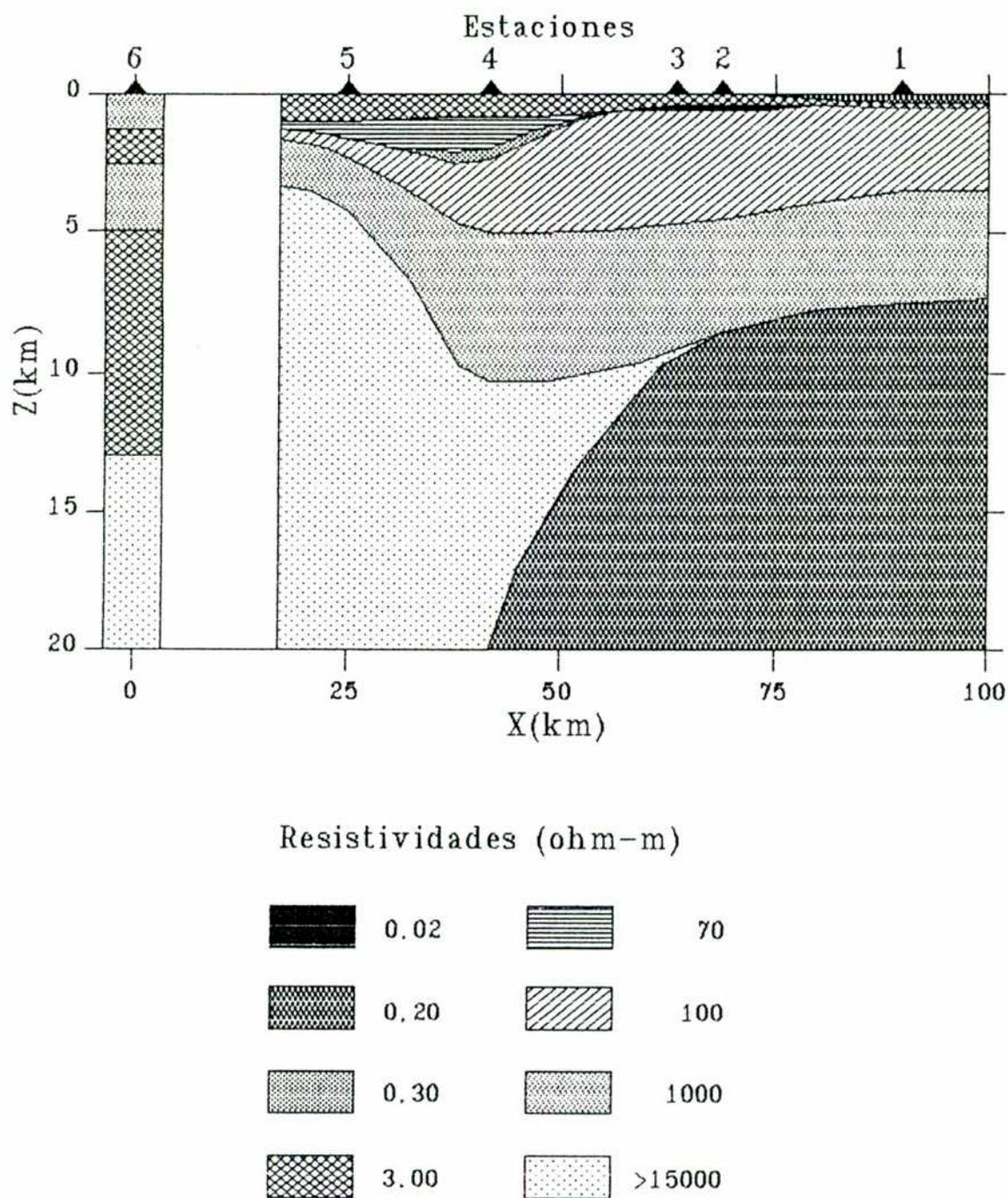
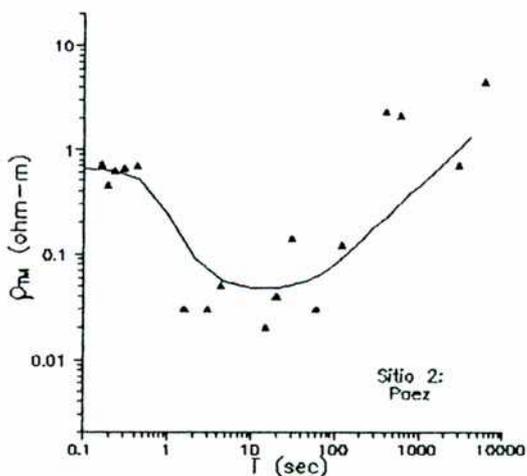
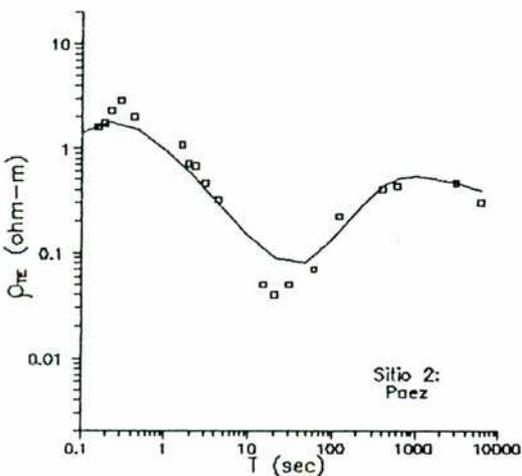
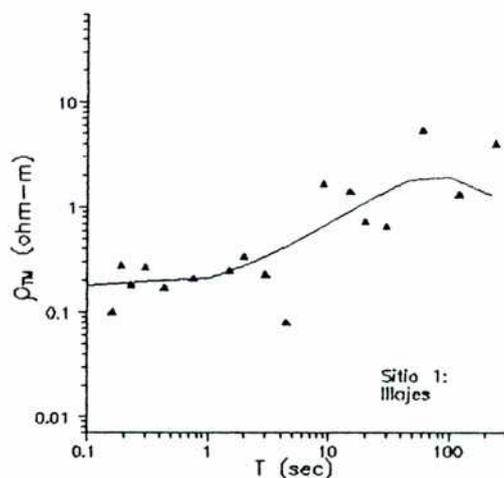
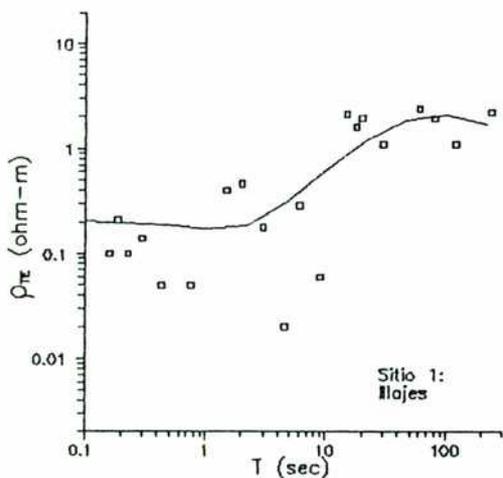


Fig. IV-4: Modelo 2D de la estructura eléctrica debajo del perfil AA' propuesto en el presente trabajo.

de las profundidades de la capa conductora obtenidas en dichos sitios por Osella y otros (1992c) en base a datos de AMT es de 215m, algo menor que el real.

La capa conductora inferior, que posiblemente constituye la fuente de calor para las aguas termales, aparece aproximadamente a 8km debajo de las estaciones 1 y 2, su profundidad se incrementa hacia el oeste llegando a ser de 20km bajo la estación 4 y luego tiende a desaparecer (de existir dicha capa bajo la estación 5, su profundidad debería ser mayor que 35 o 40km).

La gran dispersión observada en la estación 4 podría deberse a efectos 3D existentes en la zona de transición entre el cuerpo conductor y el basamento.



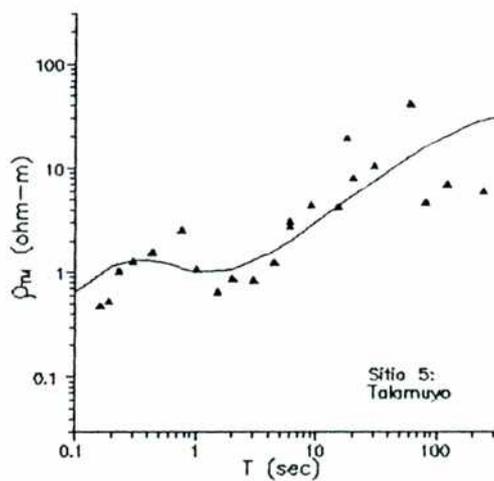
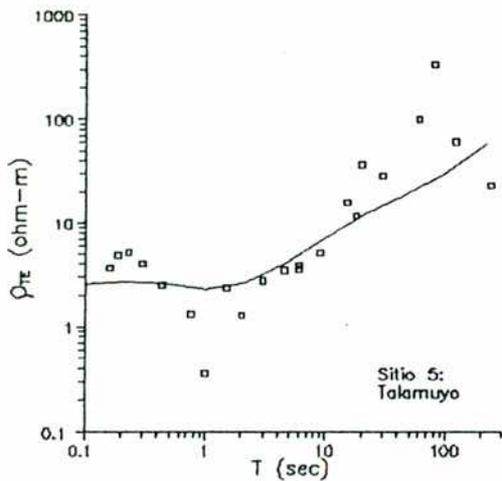
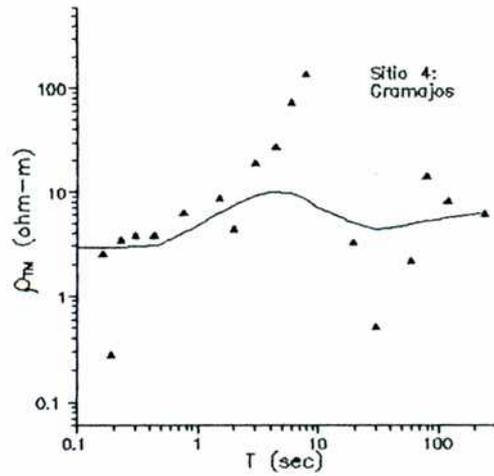
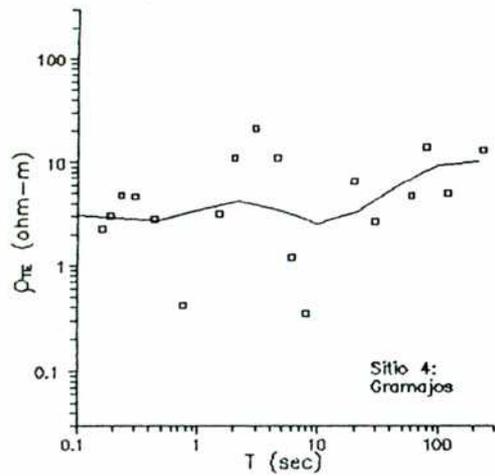


Fig. IV-5: Valores de resistividad aparente correspondientes a los modos TE y TM en las estaciones del perfil AA'. Los puntos corresponden a los valores medidos y las líneas llenas al ajuste obtenido utilizando el método de RF.

La cubierta sedimentaria, que corresponde a las capas de 0.2, 3, 70 y 0.3  $\Omega/m$ , alcanza su mayor espesor, cercano a 2700m, al oeste de la estación 4.

Un modelado gravimétrico 2D del perfil realizado por Pomposiello y Sainato (en Osella y otros 1992b) brinda información adicional sobre los sedimentos.

El ajuste que obtuvieron para el campo residual y el modelo

2D propuesto para los contrastes de densidad de los medios se muestran en la fig. IV-7.

Como puede observarse, las capas superficiales más conductoras corresponden a los sedimentos menos consolidados (de

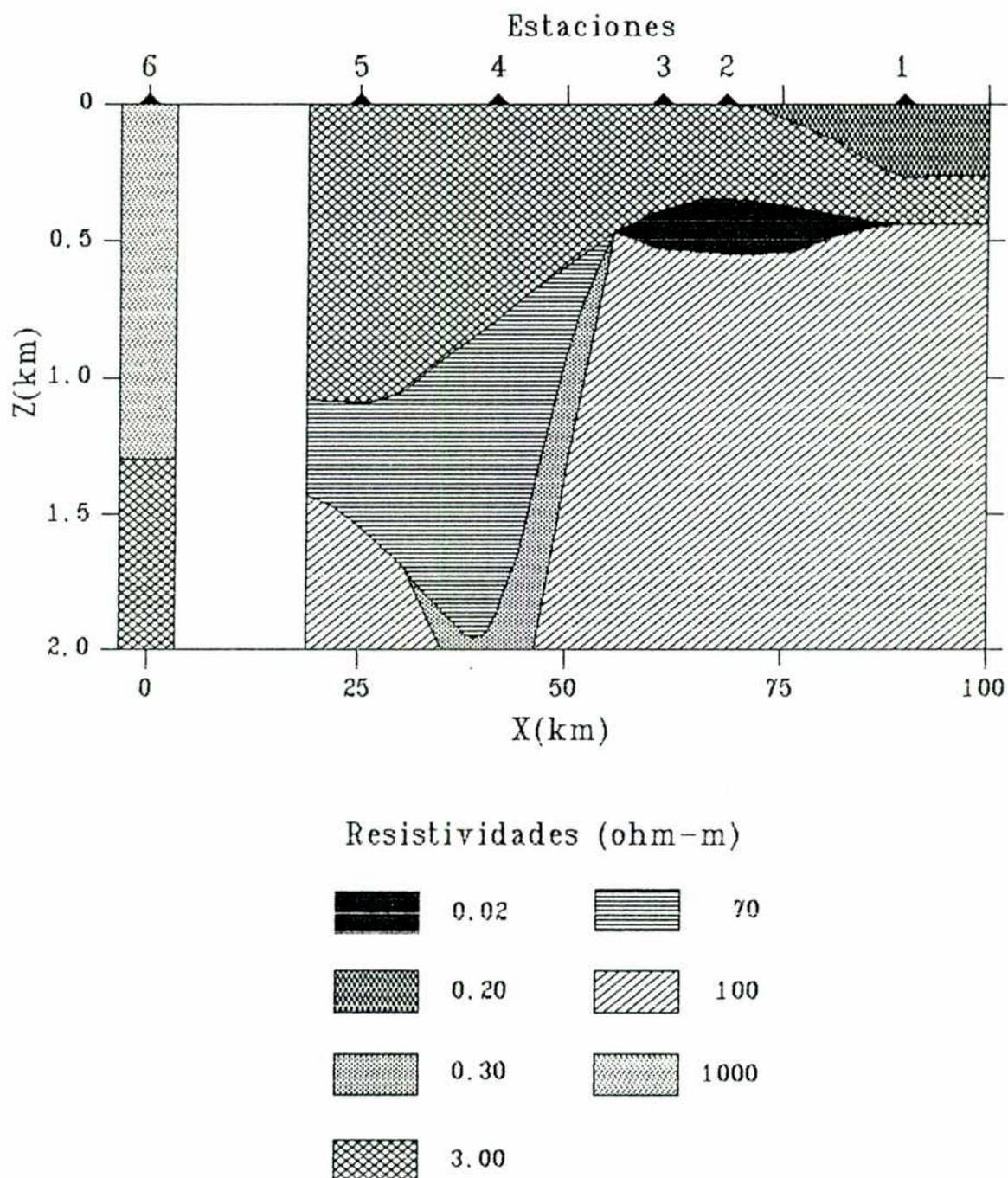


Fig. IV-6: Vista expandida de la distribución de resistividades de las capas más superficiales.

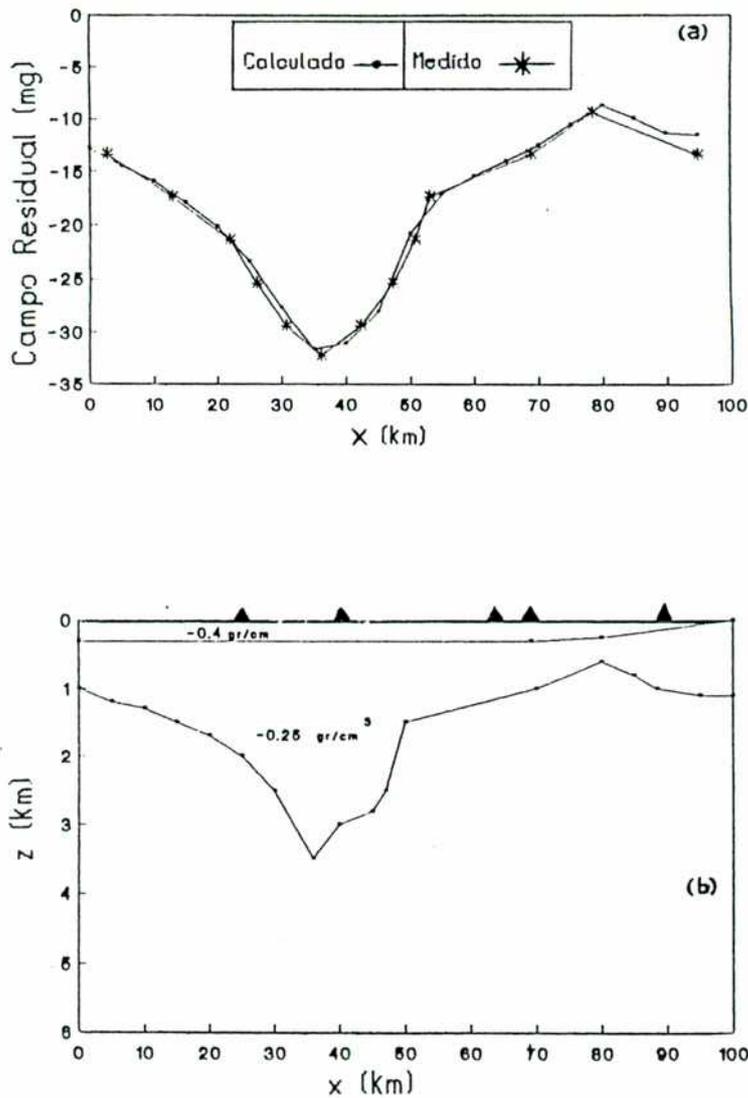


Fig. IV-7: Modelado gravimétrico 2D del perfil AA' (en Osella y otros 1992b). (a) Ajuste obtenido para el campo gravitatorio residual, (b) Modelo propuesto para la distribución de los contrastes de densidad.

mayor contraste de densidad) mientras que la densidad de la capa de  $70 \Omega/\text{m}$  es mayor. El medio de  $100 \Omega/\text{m}$ , que entre las estaciones 3 y 4 llega a una profundidad máxima de 4800m, según estos resultados ya presentaría una densidad cercana a la promedio de las rocas de la corteza,  $2.67 \text{ gr/cm}^3$ .

La estación 6, situada al pie del Aconquiya, muestra una

estructura diferente. Como aún no se dispone de datos entre esta estación y la 5, no pudieron hacerse correlaciones, pero es posible que la presencia de una falla haya producido desplazamientos de las distintas capas.

Los errores en la determinación de la forma de las interfases están, en promedio, entre un 10 y un 20%; obteniéndose las mejores resoluciones para los contornos correspondientes a los mayores contrastes de resistividad. Debe tenerse en cuenta que existen errores adicionales en la estimación de las características de la capa conductora más profunda, especialmente bajo la estación 4, originados por las componentes 3D presentes en la respuesta.

#### IV.3.b. RESUMEN DE LOS RESULTADOS

Las principales unidades geoelectricas identificadas para el perfil AA' son:

Una capa conductora, a 300m de profundidad y de 200m de espesor, situada bajo las estaciones 2 y 3. Esta capa representa el acuífero, cuya manifestación es la gran cantidad de pozos de aguas termales encontrados en toda el área.

Una cubierta sedimentaria, cuyo espesor llega a 2700m en la zona central y decrece rápidamente al oeste del sitio 5. Su continuación al este de 1 hacia la cadena del Guasayán aún no ha sido determinada.

Una capa conductora bajo los sitios 1, 2 y 3, aproximadamente a 8km de profundidad, limitada al oeste por el basamento resistivo y cuyo límite este no ha podido ser determinado. Esta unidad, probablemente asociada al reservorio geotérmico, podría estar compuesta por rocas parcialmente fundidas, con temperaturas entre 900 y 1000°C.

Combinando estos resultados con los obtenidos previamente, se tiene una descripción general de la cuenca del Río Salí, pero varias cuestiones permanecen aún sin ser resueltas, especialmente las relacionadas con la continuación de la estructura hacia el este, hacia el Guasayán, y al oeste, hacia el Aconquija. Por otra parte, para tener una descripción completa del reservorio geotérmico debería realizarse un modelado 3D, para lo cual es necesario llevar a cabo un trabajo de campo mucho más extenso.

CAPITULO V

RESPUESTA EM DE ESTRUCTURAS 2D A CAMPOS EXTERNOS NO UNIFORMES

Como se mencionó en la introducción, las capas más superficiales suelen estudiarse mediante sondeos AMT. Estos utilizan las fuentes naturales asociadas a tormentas eléctricas o bien fuentes controladas creadas por el hombre, con frecuencias entre 10 y 1000Hz. La estructura profunda se investiga, en cambio, empleando las variaciones geomagnéticas de origen ionosférico.

Tanto para los sondeos AMT con FC como para las variaciones ionosféricas, la hipótesis de campos inductores uniformes deja de tener validez.

En el caso más general, cuando la distribución de corrientes que genera los campos externos depende de las coordenadas  $x$ ,  $y$  y  $z$ , aún para estructuras 2D se produce una respuesta EM 3D. Pero si esa distribución posee una dirección de simetría que coincide con la de la estructura, se tiene nuevamente un problema 2D cuya solución puede expresarse como combinación lineal de los modos desacoplados TE y TM.

En el presente capítulo se calcula la respuesta TE y TM de una estructura 2D como la de la figura III-1, formada por  $N$  medios electricamente anisótropos separados por interfases suaves. Se supone que el tensor de conductividad de cada capa es de la forma III-2, y que las corrientes que generan los campos inductores (cuyo valor se supone conocido) están ubicadas fuera del interior terrestre, a una altura mayor que un cierto  $h$ .

#### V.1. MODO TE

Las componentes no nulas de los campos,  $E_y$ ,  $H_x$  y  $H_z$ , satisfacen en el aire, en la zona  $-h < z < 0$ , las ecs. I-6, y en cada capa  $n$  las III-3. Como ya se indicó en el capítulo III, la respuesta TE depende únicamente de las conductividades que presentan los medios en la dirección  $\hat{y}$ .

Este modo corresponde a tener campos inductores generados por una distribución externa de corrientes de la forma:

$$\bar{J}_{\text{ext}}(x, z, \omega) = J_{\text{e}}(x, z, \omega) \hat{y} \quad \text{con } z < -h \quad (\text{V-1})$$

El valor de la componente  $x$  del  $\bar{H}_{\text{ext}}$  en la superficie

terrestre se supone dado por una función conocida de  $x$  y de  $\omega$ :

$$H_x^{\circ x l}(x, z=0, \omega) = H_{\circ}^{\circ}(x, \omega) \quad (V-2)$$

Las soluciones generales de las ecs. I-6 son, en este caso:

$$E_y^{\circ} = i\omega\mu_0 \sum_l (1/R_l^{\circ}) [A_l^{\circ} \exp(R_l^{\circ}z) - H_l^{\circ} \exp(-R_l^{\circ}z)] v_l(x)$$

$$H_x^{\circ} = \sum_l [A_l^{\circ} \exp(R_l^{\circ}z) + H_l^{\circ} \exp(-R_l^{\circ}z)] v_l(x) \quad (V-3)$$

$$H_z^{\circ} = -\sum_l (k_l/R_l^{\circ}) [A_l^{\circ} \exp(R_l^{\circ}z) - H_l^{\circ} \exp(-R_l^{\circ}z)] w_l(x)$$

donde, teniendo en cuenta V-2, los coeficientes  $H_l^{\circ}$  cumplen que:

$$\sum_l H_l^{\circ} v_l(x) = H_{\circ}^{\circ}(x) \quad (V-4)$$

y por lo tanto pueden calcularse como:

$$H_l^{\circ} = (2-\delta_{ol})/\lambda \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} H_{\circ}^{\circ}(x) v_l(x) dx \quad (V-5)$$

En cada medio, definiendo:

$$\gamma_{yn}^2 = i\omega\mu_0 \sigma_y^n \quad (V-6)$$

$$(R_{yl}^n)^2 = k_l^2 + \gamma_{yn}^2$$

las soluciones generales de las ecs. III-3 están dadas por:

$$E_y^n = i\omega\mu_0 \sum_l (1/R_{yl}^n) [A_l^n \exp(R_{yl}^n z) - B_l^n \exp(-R_{yl}^n z)] v_l(x)$$

$$H_x^n = \sum_l [A_l^n \exp(R_{yl}^n z) + B_l^n \exp(-R_{yl}^n z)] v_l(x) \quad (V-7)$$

$$H_z^n = -\sum_l (k_l/R_{yl}^n) [A_l^n \exp(R_{yl}^n z) - B_l^n \exp(-R_{yl}^n z)] w_l(x)$$

Como puede verse, la forma de estas ecuaciones es similar a la de las I-28, reemplazando  $R_l^n$  por  $R_{yl}^n$ .

La matriz  $MTE_1$  que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$  (ec. I-37), se obtiene como en el capítulo I, exigiendo la continuidad de  $E_y$  y  $H_x$  en cada interfase, y tiene el valor correspondiente a una estructura formada por medios isótropos de conductividades  $\sigma_y^n$ .

De las ecs. V-3 y V-7, la condición de contorno en  $z=0$  implica que:

$$\begin{aligned} \bar{A}_0 - R_0 R_{y1}^{-1} (\bar{A}_1 - \bar{B}_1) &= \bar{H}_e \\ \bar{A}_0 - (\bar{A}_1 + \bar{B}_1) &= -\bar{H}_e \end{aligned} \tag{V-8}$$

donde:

$$\begin{aligned} (R_{yn})_{ml} &= R_{yl}^n \delta_{ml} \\ (\bar{H}_e)_l &= H_l^e \end{aligned} \tag{V-9}$$

Reemplazando I-37 en las V-8 se calcula  $\bar{A}_0$ :

$$\bar{A}_0 = (I - R_0 R_{y1}^{-1} QTE)^{-1} (I + R_0 R_{y1}^{-1} QTE) \bar{H}_e \tag{V-10}$$

La matriz QTE está dada por la ec. I-39.

El valor de los campos en  $z=0$  se obtiene mediante las ecs. I-40, con  $\bar{C}_0$  y  $\bar{D}_0$  definidos en este caso como:

$$\begin{aligned} \bar{C}_0 &= (R_0^{-1}/\lambda) (\bar{A}_0 - \bar{H}_e) \\ \bar{D}_0 &= \bar{A}_0 + \bar{H}_e \end{aligned} \tag{V-11}$$

los cuales, considerando V-10, resultan:

$$\begin{aligned} \bar{C}_0 &= 2 (R_{y1}^{-1} / \lambda) QTE (I - R_0 R_{y1}^{-1} QTE)^{-1} \bar{H}_e \\ \bar{D}_0 &= 2 (I - R_0 R_{y1}^{-1} QTE)^{-1} \bar{H}_e \end{aligned} \tag{V-12}$$

Finalmente, en la aproximación cuasiestacionaria, estos coeficientes están dados por:

$$\bar{C}_o = 2 (R_{y1}^{-1} / \lambda) QTE (I - K R_{y1}^{-1} QTE)^{-1} \bar{H}_o \quad (V-13)$$

$$\bar{D}_o = 2 (I - K R_{y1}^{-1} QTE)^{-1} \bar{H}_o$$

La respuesta EM a un campo inductor uniforme, para el modo TE, puede obtenerse como un caso particular de estos resultados, correspondiente a tener  $H_o(x) = H_o = \text{constante}$ , y por lo tanto  $\bar{H}_o = H_o \bar{i}$ .

## V.2. MODO TM

Corresponde a tener una distribución externa de corrientes de la forma:

$$\bar{J}_{ext}(x, z, \omega) = J_x^o(x, z, \omega) \hat{x} + J_z^o(x, z, \omega) \hat{z} \quad \text{con } z < -h \quad (V-14)$$

que genera campos inductores cuyas únicas componentes distintas de cero son  $E_x^{ext}$ ,  $E_z^{ext}$  y  $H_y^{ext}$ .

Se supone que:

$$H_y^{ext}(x, z=0, \omega) = H_o(x, \omega) \quad (V-15)$$

con  $H_o(x, \omega)$  una función conocida.

En la región  $-h < z < 0$ , los campos cumplen las ecs. I-7. Las soluciones generales de esas ecuaciones, para campos externos no uniformes, son:

$$H_y^o = \sum_l [A_l^o \exp(R_l^o z) + H_l^o \exp(-R_l^o z)] v_l(x)$$

$$E_x^o = -(i\omega\mu_o / \gamma_o^2) \sum_l R_l^o [A_l^o \exp(R_l^o z) - H_l^o \exp(-R_l^o z)] v_l(x) \quad (V-16)$$

$$E_z^o = (i\omega\mu_o / \gamma_o^2) \sum_l k_l [A_l^o \exp(R_l^o z) + H_l^o \exp(-R_l^o z)] w_l(x)$$

donde:

$$\sum_l H_l^{\circ} v_l(x) = H_{\circ}(x) \quad (V-17)$$

y por lo tanto:

$$H_l^{\circ} = (2 - \delta_{0l}) / \lambda \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} H_{\circ}(x) v_l(x) dx \quad (V-18)$$

En cada medio  $n$ , con  $n \geq 1$ , los campos satisfacen las ecs. III-4, cuyas soluciones generales están dadas por las ecuaciones III-10.

La matriz que relaciona  $\bar{A}_1$  con  $\bar{B}_1$ ,  $MTM_1$ , definida mediante la ec. I-59, tiene el valor calculado en el capítulo III ya que tanto las soluciones generales propuestas como las condiciones de contorno que se cumplen en el interior terrestre son las mismas.

En  $z=0$ , utilizando la continuidad de  $H_y$  y  $E_z$  se tiene que:

$$\bar{A}_0 - (\bar{A}_1 + \bar{B}_1) = -\bar{H}_{\circ} \quad (V-19)$$

$$\bar{A}_0 - (\gamma_0 / \gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} (\bar{A}_1 - \bar{B}_1) = \bar{H}_{\circ}$$

siendo  $\bar{H}_{\circ}$  el vector:

$$(\bar{H}_{\circ})_l = H_l^{\circ} \quad (V-20)$$

Para calcular  $\bar{A}_0$  se reemplaza I-59 en las V-19, resultando:

$$\bar{A}_0 = [I - (\gamma_0 / \gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} [I + (\gamma_0 / \gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM] \bar{H}_{\circ} \quad (V-21)$$

donde QTM está dada por la ec. I-61.

Definiendo  $\bar{C}_0$  y  $\bar{D}_0$  como:

$$\bar{C}_0 = (R_0 / \gamma_0^2 \lambda) (\bar{A}_0 - \bar{H}_{\circ}) \quad (V-22)$$

$$\bar{D}_0 = \bar{A}_0 + \bar{H}_{\circ}$$

el valor de los campos en  $z=0$  queda dado por las ecs. III-19.

Considerando V-21, se obtiene que:

$$\begin{aligned}\bar{C}_0 &= 2 (R_{v1}/\gamma_{x1}^2 \lambda) QTM [I - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} \bar{H}_e \\ \bar{D}_0 &= 2 [I - (\gamma_0/\gamma_{x1})^2 R_0^{-1} R_{v1} QTM]^{-1} \bar{H}_e\end{aligned}\tag{V-23}$$

Finalmente, teniendo en cuenta que vale la aproximación cuasiestacionaria:

$$\begin{aligned}\bar{C}_0 &= 2 (R_{v1}/\gamma_{x1}^2 \lambda) QTM \bar{H}_e \\ \bar{D}_0 &= 2 \bar{H}_e\end{aligned}\tag{V-24}$$

y entonces los campos se calculan como:

$$\begin{aligned}H_y(x,0,\omega) &= 2 H_e(x,\omega) \\ E_x(x,0,\omega) &= -i\omega\mu_0 \lambda \sum_l C_l^0(\omega) v_l(x) \\ E_z^+(x,0,\omega) &= 2 i\omega\mu_0 \lambda a_v^1 \sum_l (k_l/\gamma_{x1}^2 \lambda) H_l^e(\omega) w_l(x)\end{aligned}\tag{V-25}$$

En este caso  $E_z^+$  es no nula; además, de V-16(a) y V-24(b) se observa que para  $z \neq 0$  es  $H_y^0 \neq 2 H_y^{ext}$ .

Al igual que para el modo TE, los resultados correspondientes a un campo inductor uniforme pueden obtenerse reemplazando  $\bar{H}_e$  por  $H_e \bar{1}$ .

CAPITULO VI

MODELADO 2D DE LAS VGD EN PERU Y AFRICA CENTRAL

## VI.1. INTRODUCCION

Las variaciones geomagnéticas medidas en la superficie de la Tierra, con períodos entre algunas horas y el día, son originadas por las siguientes fuentes:

- a) Corrientes convectivas en la región E de la ionósfera (ubicada entre los 90 y 130km de altura) debidas a la influencia del calor solar en las regiones superiores de la atmósfera
- b) Corrientes de deriva magnetosféricas
- c) Corrientes de la magnetopausa originadas por la compresión del viento solar
- d) Corrientes alineadas con el campo geomagnético en la región de auroras
- e) Electrojets asociados con las auroras
- f) Mareas lunares

Se definen como variaciones solares de días quietos, Sq, a las variaciones generadas por las fuentes descritas en a). Para obtenerlas, las variaciones debidas a las fuentes b) y c) son removidas de los datos a través del índice Dst, y se seleccionan días con bajos valores de los índices geomagnéticos Kp o Km para reducir las contribuciones de las fuentes d) y e). Se considera que el campo así calculado representa las variaciones Sq, aunque debe notarse que quedan incluidas pequeñas contribuciones debidas a mareas lunares, y a mareas oceánicas en los observatorios cercanos a la costa.

El análisis espectral de la variaciones Sq indica que están constituidas básicamente por cuatro armónicos, con períodos de 24, 12, 8 y 6hs, y que la contribución más importante corresponde a las oscilaciones con T=24hs, denominadas variaciones geomagnéticas diarias, VGD.

Utilizando estas variaciones es posible investigar la estructura eléctrica de la Tierra hasta profundidades de 800 o 1000km. Para cada frecuencia, el campo Sq puede dividirse en una parte externa, no uniforme espacialmente, que contiene información sobre las corrientes ionosféricas, y una parte interna, que depende del campo externo y de la distribución de la conductividad

terrestre.

Se han desarrollado diversos métodos para separar las  $S_q$  en sus partes externa e inducida. Métodos como el de los armónicos esféricos (Chapman 1919) o el de las integrales superficiales (Price y Wilkins 1963) permiten realizar una separación a escala global, utilizando datos de los observatorios geomagnéticos permanentes ubicados en distintos lugares de la Tierra, y suponiendo que la conductividad está dada por una función de la forma  $\sigma(r)$ . Aplicando estos métodos se encontró que a una profundidad cercana a los 600km se produce un importante aumento de la conductividad del manto (p.e. Eckhardt y otros 1963) (la zona conductora inferior es la denominada conductósfera).

En los estudios a escala regional, el efecto de la esfericidad de la Tierra es despreciable. Si el campo tiene además un comportamiento 2D, el problema se simplifica y la separación puede hacerse empleando el método de Siebert y Kertz (1957) o el de Gauss-Schmidt (Berdichevsky y Zhdanov 1984).

Aplicando el primer método se separaron las VGD obtenidas en perfiles realizados en Perú y Africa Central. Los campos separados se utilizaron para investigar las variaciones laterales de la profundidad a la que comienza la conductósfera en esas zonas, proponiendo modelos bidimensionales sencillos formados por dos capas, la primera no conductora y la segunda de conductividad infinita (Osella y Duhau 1983, Duhau y Osella 1984a, Osella y Colombo 1989).

En el presente capítulo se reinterpretan los datos correspondientes a ambas zonas empleando el método de RF. Como este método permite considerar estructuras multicapas con interfases irregulares arbitrarias, permite estimar la ubicación del techo de la conductósfera teniendo en cuenta la conductividad finita de dicha capa y los efectos de las capas superiores. Los resultados se comparan con los obtenidos previamente, analizándose las limitaciones introducidas por las aproximaciones realizadas en esos trabajos (ver también Osella y otros 1992a).

## VI.2. RESUMEN DE LOS RESULTADOS PREVIOS

Como se mencionó en la sección anterior, un análisis adecuado

de las variaciones  $S_q$  contribuye a la descripción de las corrientes ionosféricas que las generan, y también provee información sobre la estructura eléctrica profunda de la Tierra.

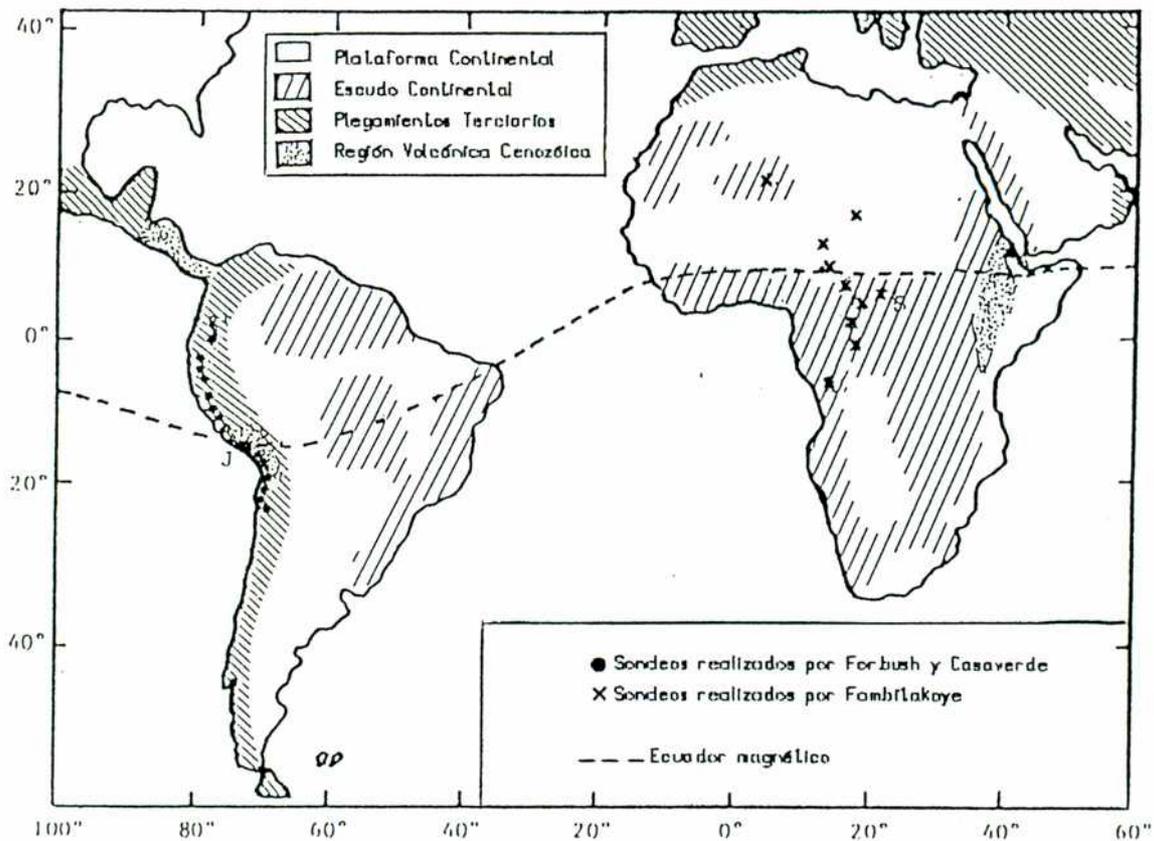


Fig. VI-1: Posición de las estaciones geomagnéticas y principales características geológicas.

A latitudes ecuatoriales, las corrientes que originan el campo externo fluyen básicamente en la dirección E-O, entonces los perfiles N-S pueden analizarse empleando técnicas 2D. En esos casos, que corresponden al modo TE de propagación, el campo total puede separarse en sus partes externa e inducida utilizando el método de Siebert y Kertz (1957) o el de Gauss-Schmidt (Berdichevsky y Zhdanov 1984).

Forbush y Casaverde (1961) y Fambitakoye (1973) midieron las variaciones geomagnéticas a lo largo de extensas cadenas de

estaciones ubicadas, respectivamente, en las zonas ecuatoriales de Perú y Africa Central (ver fig. VI-1).

Esos datos fueron analizados posteriormente por Osella y Duhau (1983) y Duhau y Osella (1984a), quienes obtuvieron las VGD, y luego separaron dicho campo aplicando el método de Siebert y Kertz. Los resultados que se obtuvieron en cada zona para las partes externa e interna de la componente horizontal  $H_x$  pueden verse en la fig. VI-2 (en el sistema de coordenadas elegido  $\hat{y}$  es la dirección E-O,  $x$  vale cero sobre el ecuador magnético y es positiva hacia el norte, y  $\hat{z}$  apunta hacia el interior de la Tierra).

En regiones en las cuales la distribución de la conductividad es lateralmente homogénea, la estructura real puede siempre representarse por un modelo equivalente muy simple, formado por una capa no conductora de espesor  $P$  y debajo de ella un semiespacio perfectamente conductor. A grandes rasgos, la capa no conductora correspondería a la corteza y al manto superior y medio, y la capa inferior estaría asociada a la conductósfera.

Tanto en Perú como en Africa Central se encontró que no era posible reproducir la parte interna de las VGD empleando modelos de ese tipo. Dichos resultados indicaban la existencia de variaciones laterales en la distribución de la conductividad terrestre. Ajustando el campo inducido, en los extremos norte y sur de cada perfil, se obtuvieron las primeras estimaciones de la importancia de esas anomalías. Los valores de  $P$  encontrados fueron respectivamente, 450 y 150km en Perú, y 500 y 1000km en Africa Central.

Posteriormente, utilizando el método de las transformaciones conformes se calculó en forma teórica la respuesta EM a esta clase de campos externos no uniformes, de estructuras 2D formadas por dos capas, la primera de conductividad cero y la segunda de conductividad infinita, separadas por una interfase irregular. Se resolvieron dos casos: el de contornos suaves, semielípticos, y el de contornos descritos por funciones escalón.

Empleando esos resultados pudieron modelarse ambos perfiles (Osella y Colombo 1989). Como se muestra en las figs. VI-3 y VI-4, en las dos zonas, los mejores ajustes obtenidos correspondían a contornos con discontinuidades abruptas. Los espesores de la capa

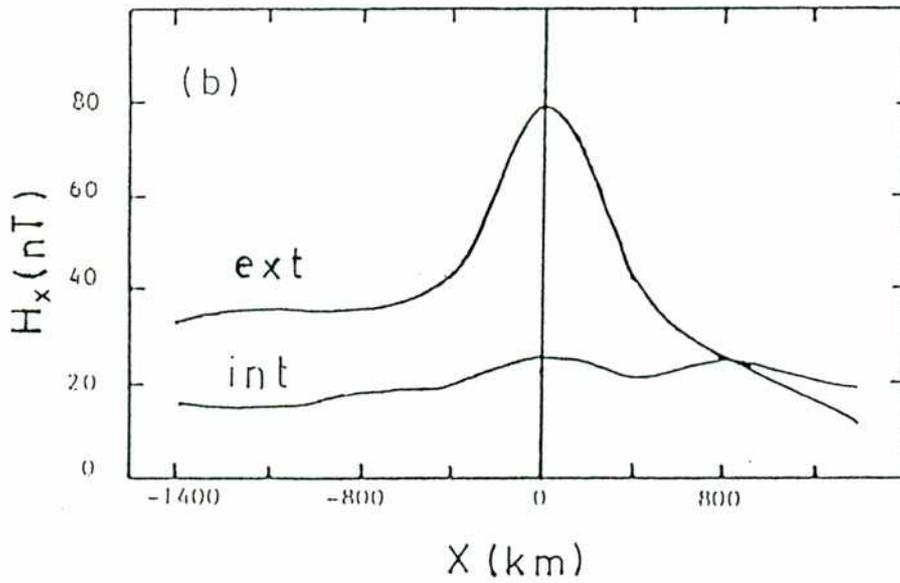
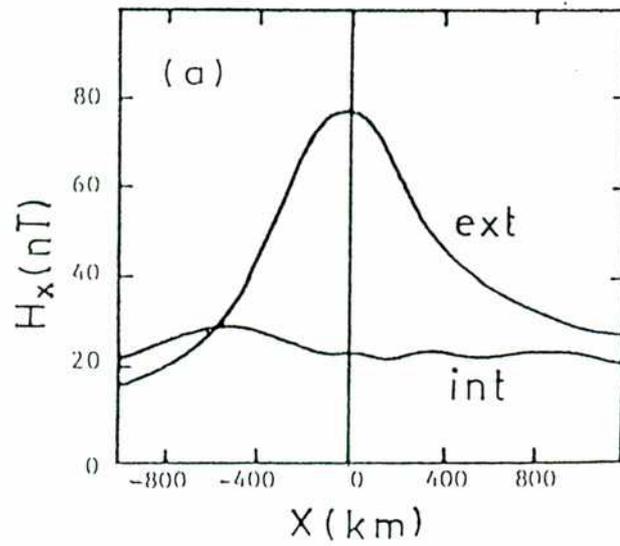


Fig. VI-2: Separación de la componente horizontal del campo. (a) Perú, (b) Africa Central

resistiva al norte y al sur del ecuador magnético resultaron, respectivamente, 400 y 100km en Perú, y 400 y 800km en Africa Central.

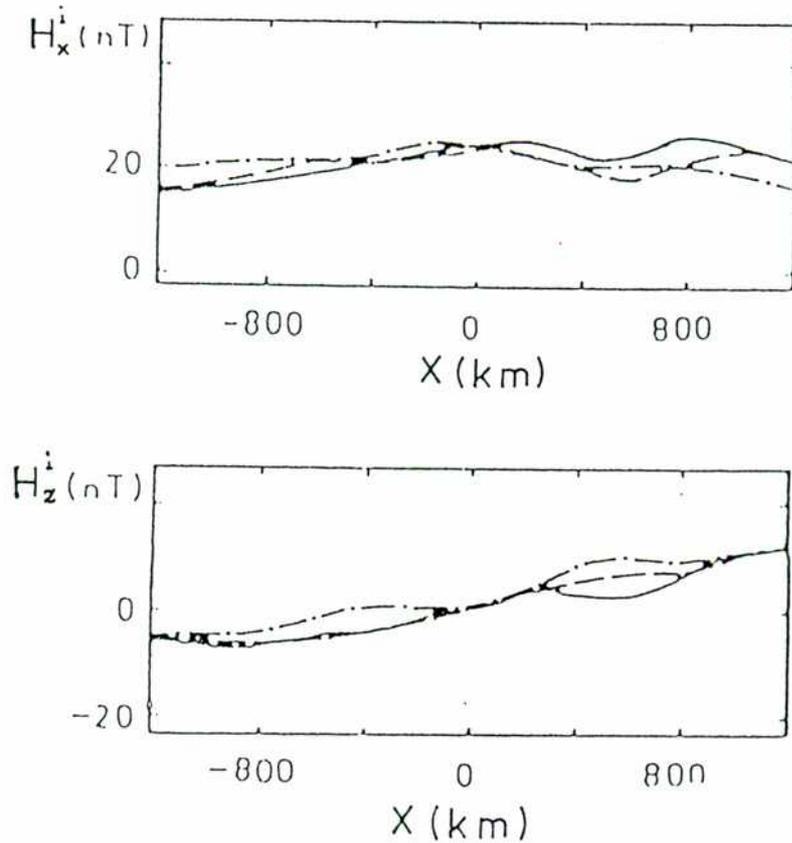


Fig. VI-3: Parte interna de las VGD en Africa Central: línea sólida, separada a partir del campo total por Duhau y Osella (1984a); línea de trazos, calculada asumiendo una discontinuidad abrupta; línea de punto y raya, calculada asumiendo una discontinuidad suave.

A continuación, aplicando el método desarrollado en el capítulo V, se obtienen modelos bidimensionales más realistas de la distribución de conductividad en ambas zonas, en los cuales la ubicación del límite superior de la capa conductora del manto queda determinada teniendo en cuenta la estructura de las capas superiores y considerando que dicha capa no es un conductor perfecto. Variando el valor de los parámetros que definen los modelos se analiza la sensibilidad de las VGD a las características de este tipo de estructuras (forma de las interfases y resistividades de los medios). Por último, comparando los resultados encontrados para el techo de la conductósfera en

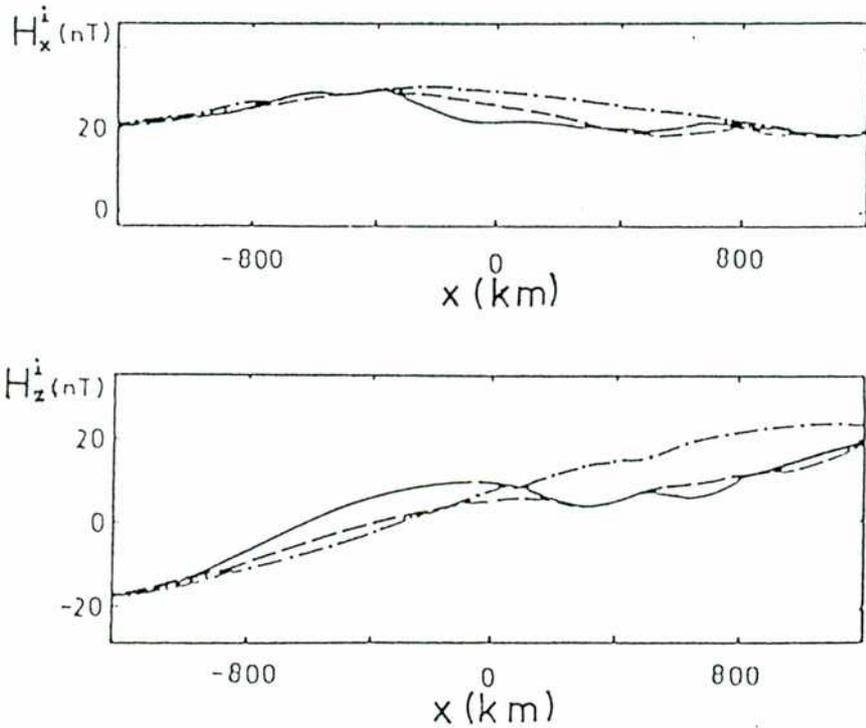


Fig. VI-4: Parte interna de las VGD en Perú: línea sólida, separada a partir del campo total por Osella y Duhau (1983); línea de trazos, calculada asumiendo una discontinuidad abrupta; línea de punto y raya, calculada asumiendo una discontinuidad suave.

este caso, con los obtenidos mediante los modelos sencillos empleados anteriormente, se analizan los límites de validez de las aproximaciones realizadas en esos trabajos.

### VI.3. MODELADO 2D

#### VI.3.a. AFRICA CENTRAL

Para interpretar la estructura interna se propone un modelo de cuatro capas (fig. VI-5(a)) con contornos irregulares descritos por funciones de la forma:

$$z = F_n(x) = P_n + (D_n/\pi) \operatorname{atg}[(x-U_n)/G_n] \quad 1 \leq n \leq 3 \quad (\text{VI-1})$$

siendo  $x$  igual a cero en el ecuador magnético y positivo hacia el norte.

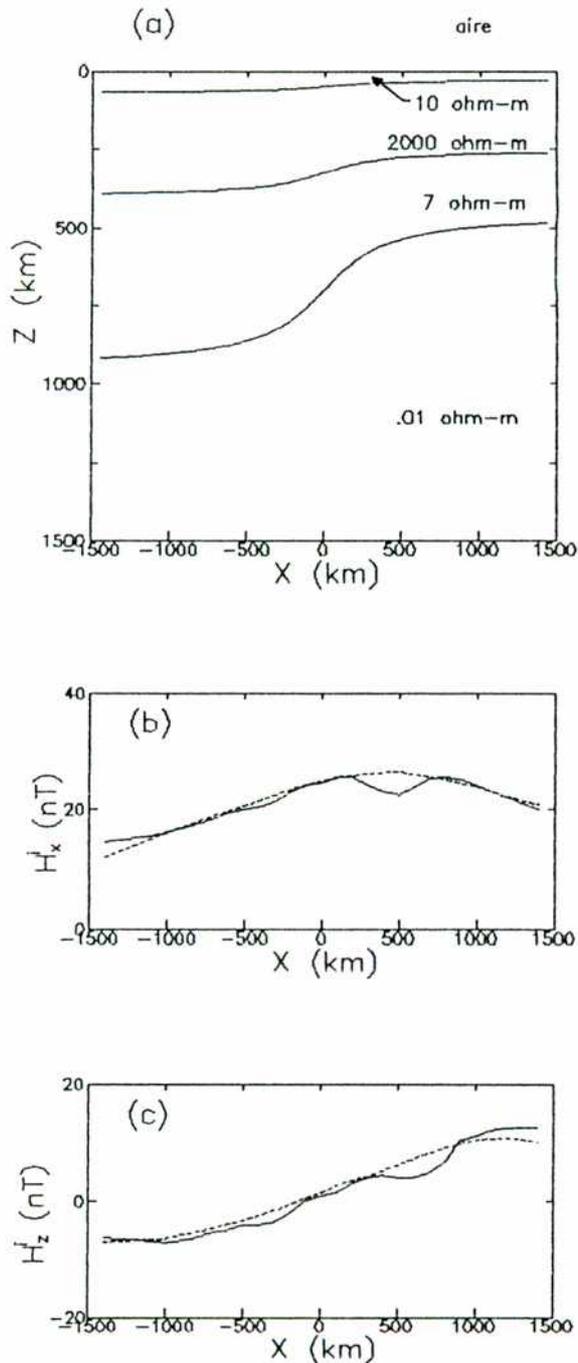


Fig. VI-5: (a) Modelo propuesto para Africa Central; (b) y (c), parte interna de las VGD medidas (línea sólida) y curvas teóricas calculadas para el modelo propuesto empleando el método de RF.

Los valores de los parámetros pueden verse en la tabla VI-1.

Capa	$\rho_n$ ( $\Omega/m$ )	$P_n$ (km)	$D_n$ (km)	$G_n$ (km)	$U_n$ (km)
1	10	50	-45	400	0
2	2000	325	-150	400	0
3	7	700	-500	400	0
4	0.01				

TABLA VI-1: Valores de los parámetros que definen el modelo propuesto para la distribución de conductividades en Africa Central

La estructura de las capas superiores se propone considerando datos adquiridos por Ritz (1983) y por Ritz y Robineau (1986) en las zonas de cratón y de plataforma, respectivamente, que brindan información hasta una profundidad cercana a los 500km. Para el ajuste, la resistividad de la conductósfera se tomó igual a  $0.01\Omega/m$  teniendo en cuenta resultados globales.

En las figs. VI-5 (b) y (c) se muestran las curvas teóricas calculadas para el modelo junto con los datos.

Los resultados obtenidos confirman la presencia de una capa de resistividad  $\cong 7\Omega/m$  (capa 3) ubicada sobre la capa conductora del manto (capa 4) y la existencia, a lo largo del perfil, de un gradiente en la profundidad a la que comienzan dichas capas.

Las VGD son sensibles a los valores de  $\rho_3$  y  $\rho_4$ , y a la forma de los contornos, incluido  $F_1$ .

Disminuyendo  $\rho_4$  por debajo de  $0.001\Omega/m$  se incrementa la dependencia de la respuesta con las características 2D de la interfase inferior; la sensibilidad al valor de  $\rho_3$  puede verse en las figs. VI-6 (a) y (b).

En cambio, los valores de  $\rho_1$  y  $\rho_2$  presentan una gran indeterminación. Variando  $\rho_1$  entre 5 y  $100\Omega/m$  o tomando  $\rho_2 > 200\Omega/m$ , no se detectan efectos en el campo inducido.

Si se cambian  $P_1$ ,  $P_2$  o  $P_3$ , lo cual implica desplazar las interfases hacia arriba o hacia abajo, se observan las diferencias en las curvas que se muestran en la fig. VI-7.

Por último, en la fig. VI-8 pueden verse los resultados

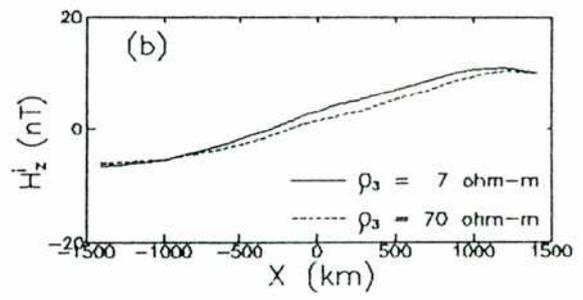
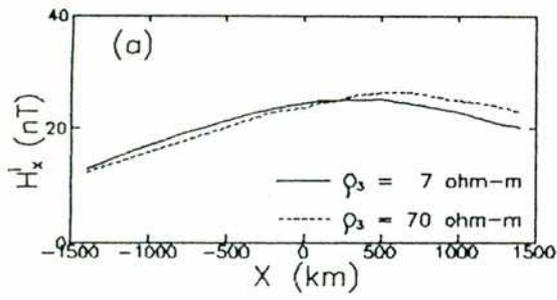


Fig. VI-6: Dependencia de la respuesta con la resistividad de la tercera capa.

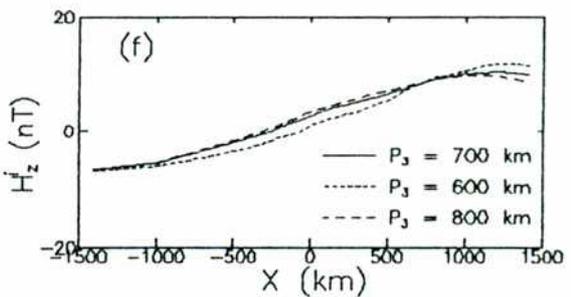
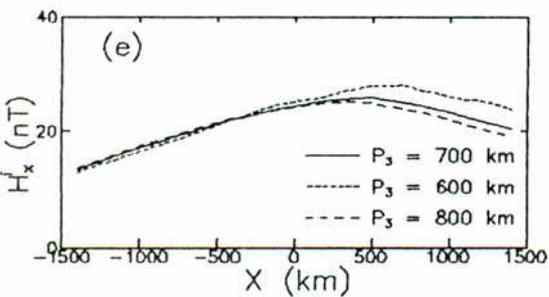
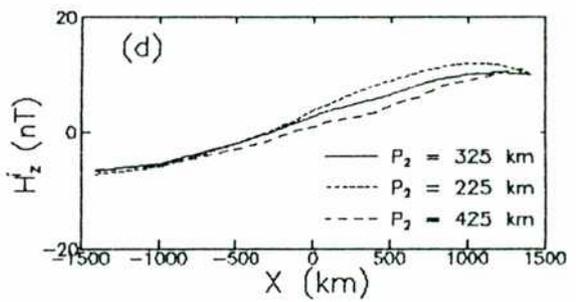
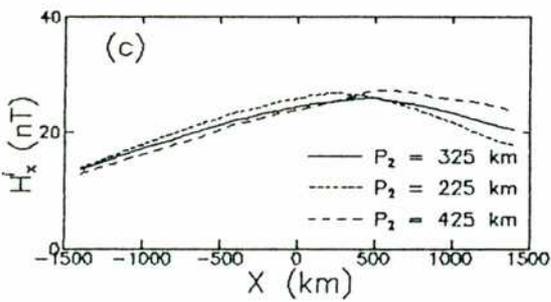
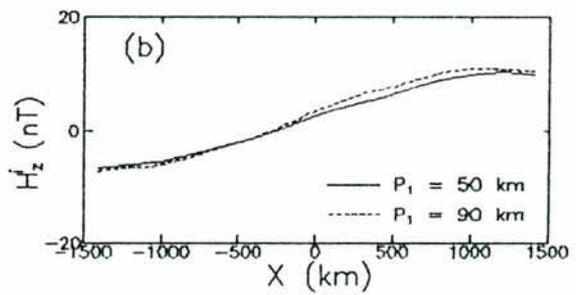
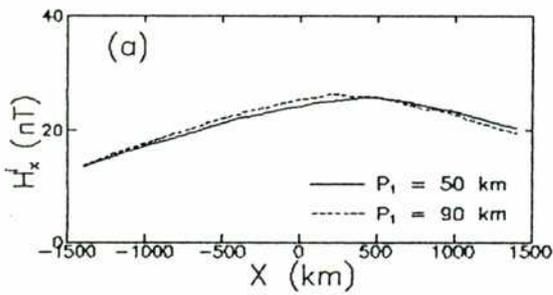


Fig. VI-7: Dependencia de la respuesta con los parámetros que definen la profundidad a la que se encuentra cada contorno.

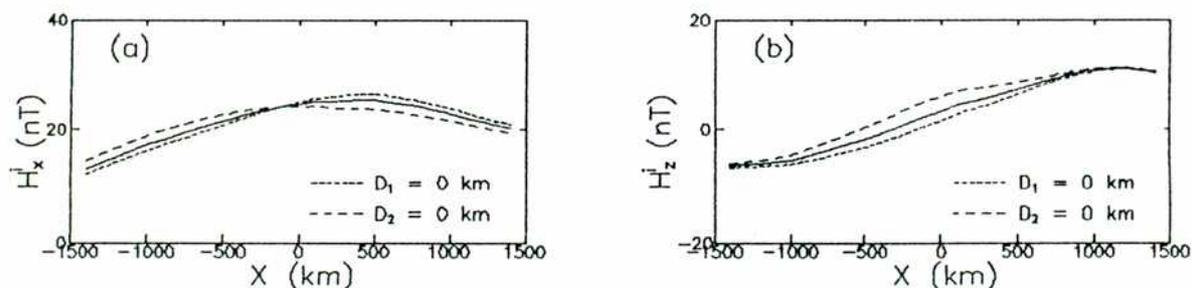


Fig. VI-8: Dependencia de la respuesta con los parámetros que definen la bidimensionalidad de las interfases 1 y 2.

correspondientes a tomar sucesivamente  $D_1$  y  $D_2$  iguales a cero. Los efectos observados en las curvas indican que la respuesta es sensible a la forma de esas capas, especialmente a la del contorno intermedio.

### VI.3.b. PERU

Para Perú se han encontrado dos modelos distintos que ajustan la parte interna de las VGD (ver fig. VI-9). El modelo A corresponde a tener, como se propuso en los trabajos previos, variaciones laterales en la profundidad a la cual comienza la conductósfera. Nuevamente, la interfase es de la forma VI-1. Para una resistividad de la capa superior del orden de  $200\Omega/m$ , el mejor ajuste se obtiene tomando  $P=325km$ ,  $D=350km$ ,  $G=400km$  y  $U=100km$ .

En el modelo B se asume, en cambio, que la conductividad del manto medio es lateralmente homogénea, pero que al sur del perfil existe una capa superficial altamente conductora. Los valores de los parámetros que definen la estructura se muestran en la tabla VI-2.

El ajuste obtenido para las componentes  $H_x^i$  y  $H_z^i$  con cada modelo puede verse en la fig. VI-10.

En ambos casos, la forma de los contornos se estima con un error cercano al 10%. Los mayores errores se tienen en la determinación de los valores de las resistividades de la primera capa del modelo A, y de las capas 1 y 3 del modelo B, ya que

Capa	$\rho_n$ ( $\Omega/m$ )	$P_n$ (km)	$D_n$ (km)	$G_n$ (km)	$U_n$ (km)
1	200	37.5	75	200	0
2	4	112.5	-75	200	0
3	200	500	0	—	—
4	0.01				

TABLA VI-2: Parámetros que definen el modelo B

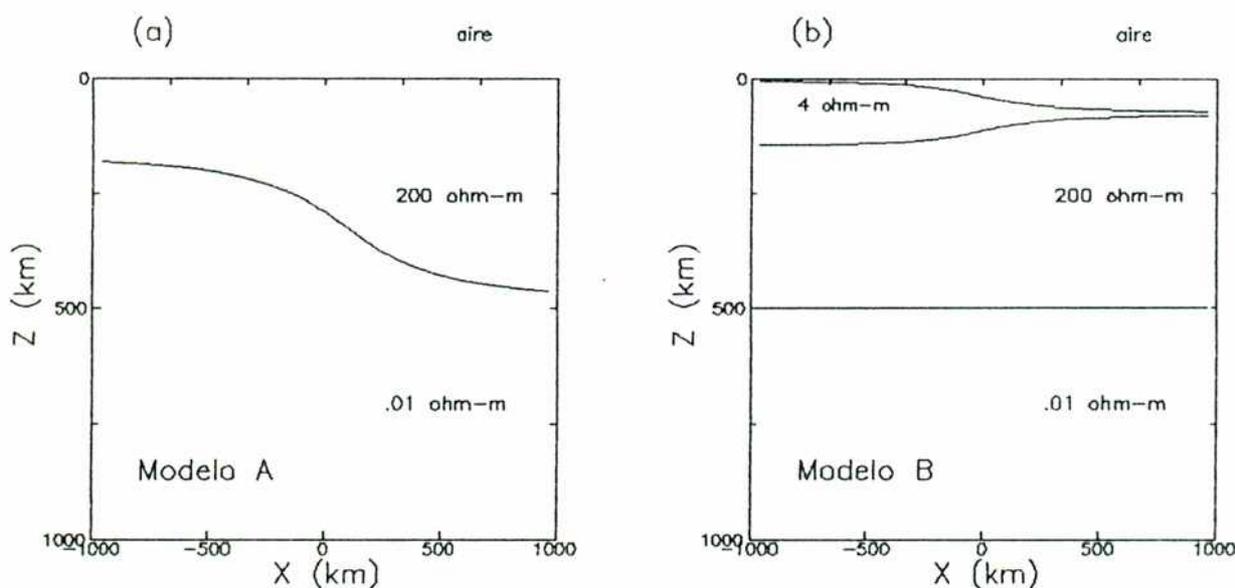


Fig. VI-9: Modelos propuestos para Perú.

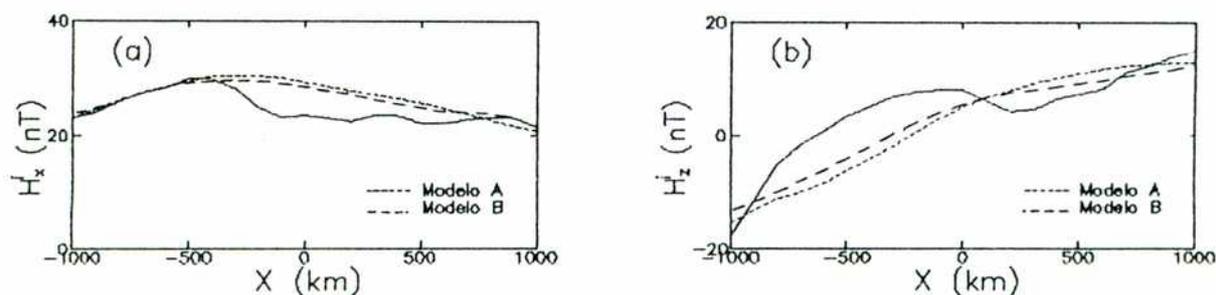


Fig. VI-10: Parte interna de las VGD medidas (línea sólida) y ajuste obtenido con los modelos A y B.

variando dichos valores entre 100 y 300Ω/m no se observan cambios demasiado importantes en la respuesta. La resistividad de la capa conductora superior del modelo B queda mejor definida, teniendo una indeterminación del 20%.

Debe mencionarse que para el modelado no es necesario considerar la presencia del océano, dado que Duhau y Osella (1984b) demostraron que para este perfil, su efecto en la componente  $H_x^i$  es despreciable y su máxima influencia sobre  $H_z^i$ , que se da al sur, es menor que  $2nT$ .

#### VI.4. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

Del análisis 2D realizado se observa que las VGD no sólo son sensibles a las irregularidades del techo de la conductósfera, sino también a la presencia de capas conductoras superiores.

En Africa Central, el mejor ajuste se obtiene asumiendo que la profundidad a la que se encuentra la capa conductora del manto tiene una variación de 500km a lo largo del perfil, siendo al norte de 450km y al sur de 950km (puede observarse que ambos valores son algo mayores, pero no demasiado diferentes, que los obtenidos por Osella y Colombo (1989)). El error en la estimación de la profundidad al norte es aproximadamente de un 10%; al sur la indeterminación es mayor, por tenerse una profundidad cercana a la profundidad de penetración de los campos. La capa conductora que se halla sobre la conductósfera también muestra una discontinuidad, cuyo contorno queda bastante bien definido.

Las variaciones laterales de la estructura están asociadas, en este caso, a la transición plataforma-cratón, que se da entre los extremos norte y sur del perfil, respectivamente.

En Perú la situación es diferente. Las anomalías encontradas en la parte interna de las VGD pueden explicarse tanto por irregularidades del contorno de la conductósfera, como por la presencia de una capa conductora superior. En el primer caso, las profundidades de la conductósfera, estimadas mediante el modelado 2D, serían al norte de 500km y al sur de 150km (nuevamente resultarían parecidas a las obtenidas por Osella y Colombo (1989)); en el segundo caso, en cambio, la conductósfera se hallaría a una profundidad constante igual a 500km en todo el

perfil, y se tendría al sur una capa conductora superior de resistividad  $\cong 4\Omega/m$  y 150km de espesor.

Campbell y Schiffmacher (1988) realizaron un estudio regional en Sud América, incluyendo datos desde Huancayo (en el ecuador magnético) hasta Vostok (en el polo geomagnético); empleando modelos en los que no se consideran variaciones laterales, encontraron que la conductividad promedio es especialmente alta hasta profundidades cercanas a los 100km, y que luego decrece y permanece baja por lo menos hasta los 500km, profundidad que corresponde al límite de sus estimaciones. Estos resultados tienen una buena coincidencia con el modelo B. La alta conductividad media de la corteza y manto superior en la zona sur del perfil, podría explicarse por el intenso vulcanismo existente en dicha zona, originado por la subducción de la placa de Nazca.

CAPITULO VII

HETEROGENEIDADES LATERALES DE LA CONDUCTIVIDAD DEL MANTO  
SUPERIOR Y MEDIO EN LA ARGENTINA

## VII.1. INTRODUCCION

Como se indicó en el capítulo anterior, las variaciones Sq pueden utilizarse para estudiar la estructura eléctrica terrestre hasta profundidades de 800 o 1000km.

En este caso se analizan datos de los cinco observatorios geomagnéticos permanentes de la Argentina, La Quiaca (LQA, 22.1°S, 65.5°O), Pilar (PIL, 31.7°S, 63.9°O), Las Acacias (LAS, 35.0°S, 57.7°O), Trelew (TRW, 43.3°S, 65.3°O) e Islas Argentinas (AIA, 65.3°S, 64.2°O) (ver fig. VII-1), para estudiar la distribución regional de la conductividad del manto superior y medio, y determinar la posible existencia de anomalías laterales de gran escala.

En un trabajo previo (Osella y otros 1993b) se obtuvieron las variaciones Sq en esas estaciones. Para ello se seleccionaron registros horarios correspondientes a días solarmente quietos ocurridos durante Marzo, Abril, Septiembre y Octubre, de 1975 y 1976 (con valores de los índices  $K_m \leq 2$ ). Se eligieron meses de equinoccio considerando que durante ese tiempo los vórtices de los sistemas equivalentes de corrientes externos e internos son aproximadamente coincidentes (Matsushita y Maeda 1965), y los años 1975 y 1976 porque la actividad solar tuvo un mínimo ( $R < 25$ ). La parte de las variaciones geomagnéticas originada por las corrientes de deriva magnetosféricas y por las corrientes de la magnetopausa fue removida empleando el índice Dst.

Luego se realizó el análisis espectral de las series temporales de las componentes N-S ( $H_x$ ), E-O ( $H_y$ ) y vertical ( $H_z$ ) de las variaciones Sq, determinándose los perfiles latitudinales correspondientes a cada armónico ( $T=24, 12, 8$  y  $6$ hs).

Teniendo en cuenta que, para todas las frecuencias, el valor de la componente  $H_y$  a lo largo del perfil resultaba bastante menor que el de las otras dos componentes del campo, y variaba alrededor de cero, Osella y Favetto pudieron separar las componentes  $H_x$  y  $H_z$  en sus partes externa e inducida empleando el método de Gauss-Schmidt (ver Osella y otros 1993a). Sólo separaron las componentes correspondientes a los períodos de 24 y 12hs, dada la baja amplitud de los restantes armónicos; los resultados encontrados se muestran en las figs. VII-2 y VII-3.

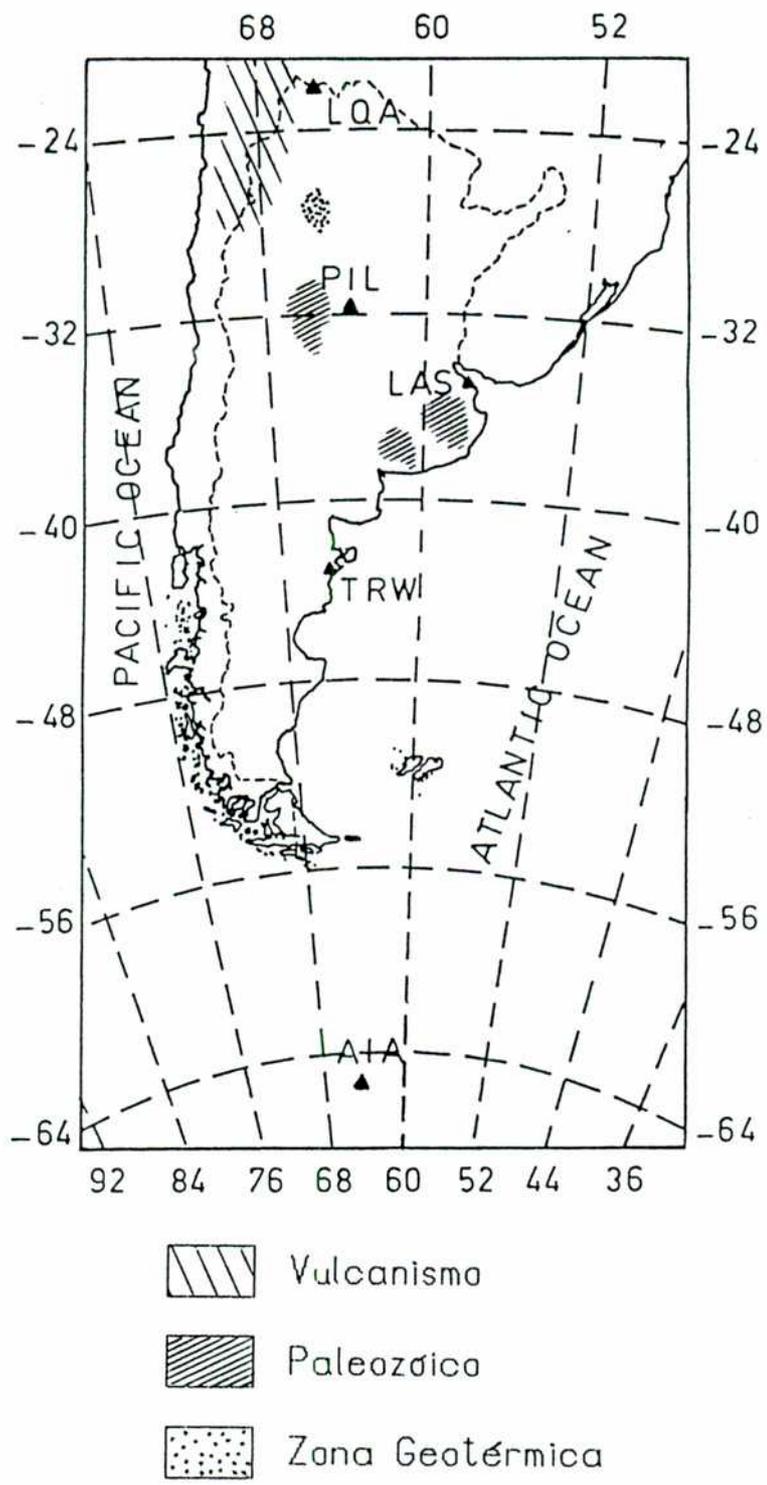


Fig. VII-1: Posición de los cinco observatorios geomagnéticos permanentes de la Argentina.

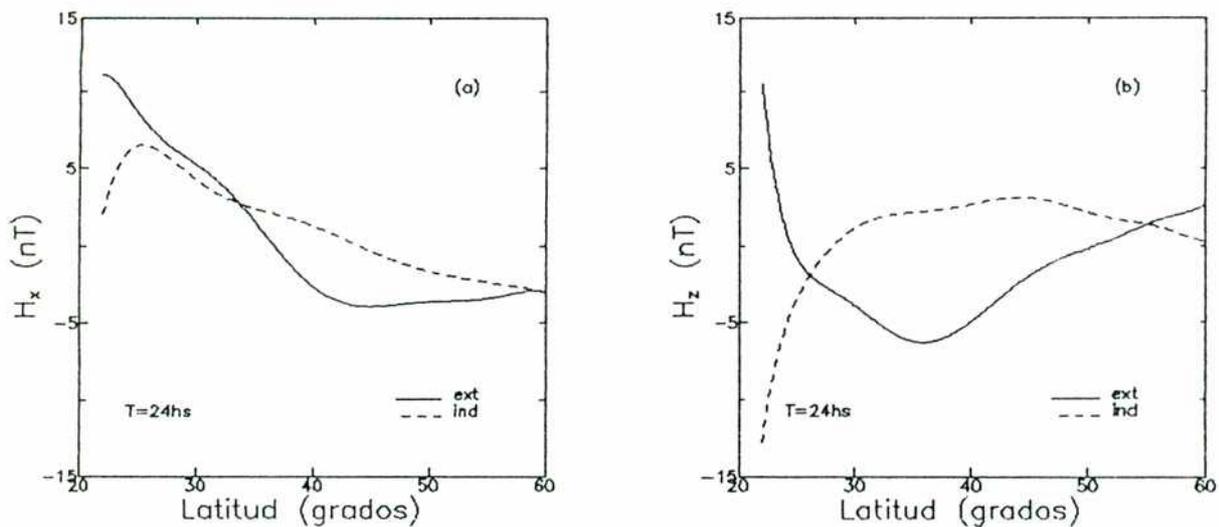


Fig. VII-2: Separación de las componentes del campo paralela al perfil ( $H_x$ ) y vertical ( $H_z$ ), correspondientes al período diario, realizada por Osella y Favetto (en Osella y otros 1993b).

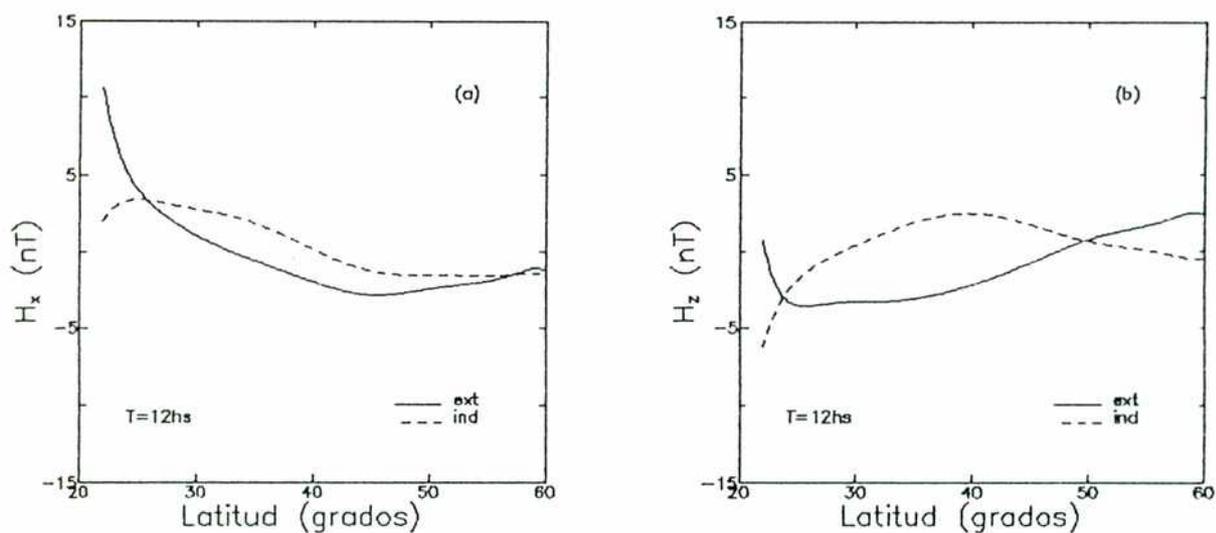


Fig. VII-3: Separación de las componentes del campo paralela al perfil ( $H_x$ ) y vertical ( $H_z$ ), correspondientes al período semidiario, realizada por Osella y Favetto (en Osella y otros 1993b).

respectivamente (estos se dan en función de la latitud geográfica).

A continuación se realiza un modelado 2D del campo inducido aplicando el método de RF, y se correlacionan los modelos obtenidos con los encontrados al analizar las VGD en Perú (los resultados también pueden verse en Osella y otros 1993a).

## VII. MODELADO 2D

Al modelar la parte interna del campo, se obtuvieron dos estructuras diferentes (fig VII-4). Según el modelo A, la profundidad a la que aparece el incremento de la conductividad del manto es al norte de 150km, y aumenta hacia el sur hasta llegar a 700km. El modelo B indica una conductividad del manto medio lateralmente homogénea cuyo valor se incrementa a una profundidad cercana a los 700km, y la existencia de una capa superficial altamente conductora de 170 km de espesor, situada por encima de otra resistiva, al norte del perfil.

Los ajustes obtenidos con cada modelo para las componentes  $H_x$  y  $H_z$  del campo inducido, pueden verse en las figs. VII-5 (para el período diario) y VII-6 (para el semidiario).

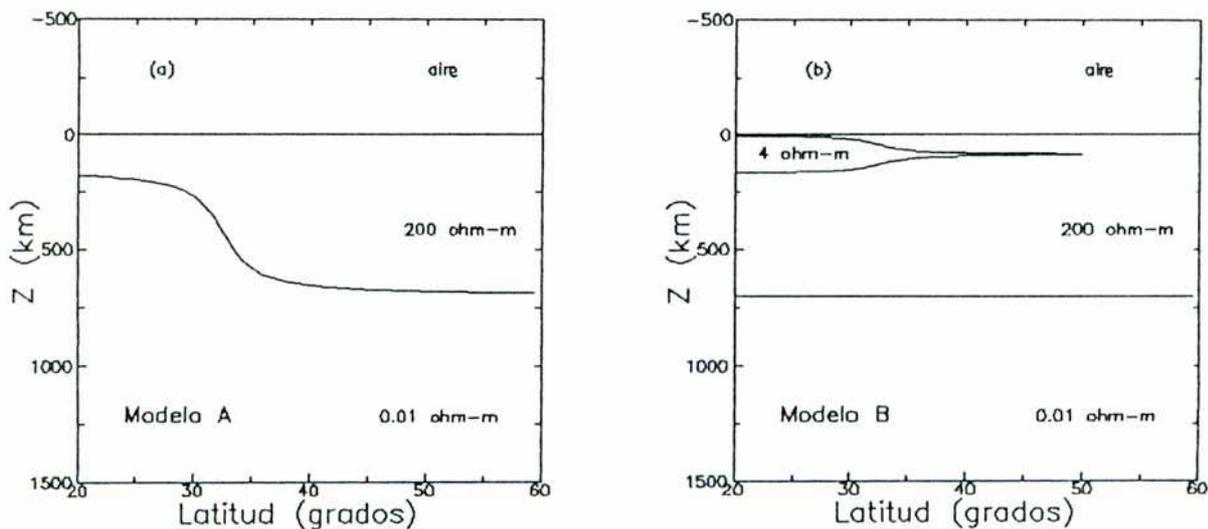


Fig. VII-4: Modelos propuestos para la distribución regional de la conductividad.

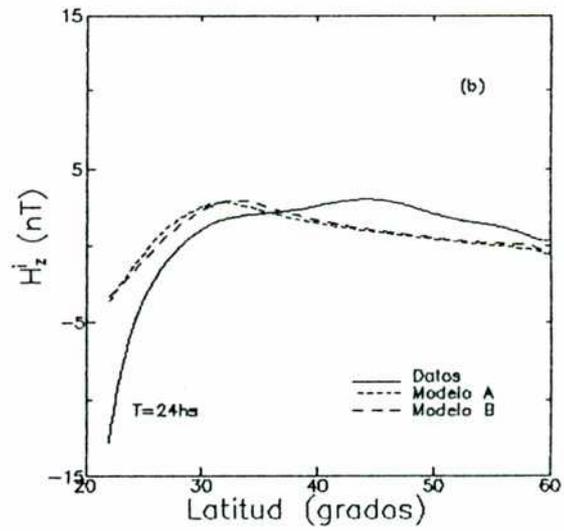
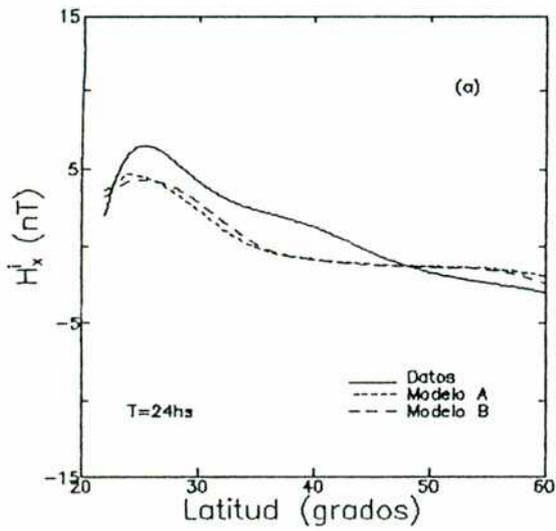


Fig. VII-5: Ajuste de la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias obtenido para cada modelo, calculando la respuesta con el método de RF.

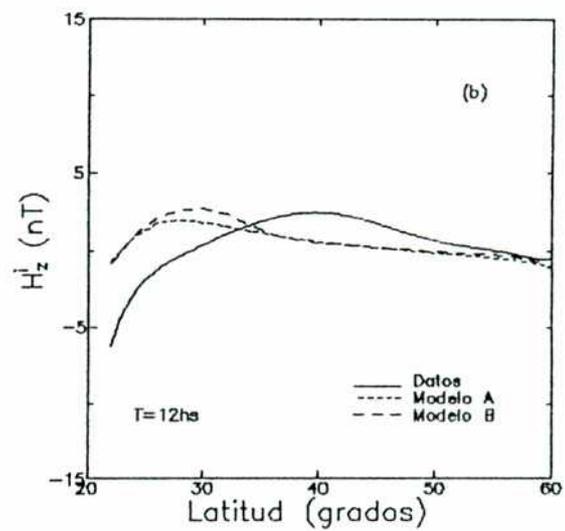
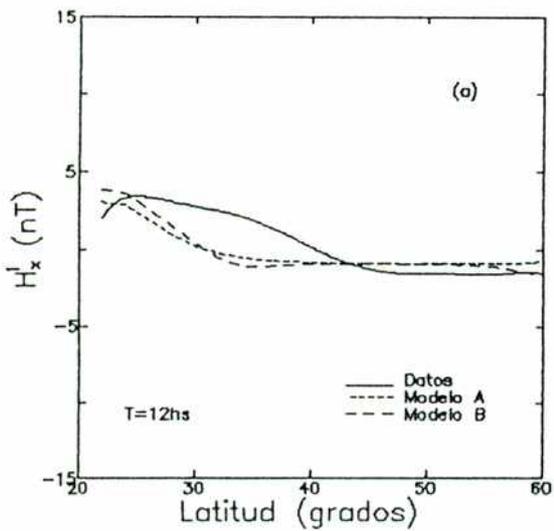


Fig. VII-6: Ajuste de la parte interna de las variaciones geomagnéticas semidiarias obtenido para cada modelo, calculando la respuesta con el método de RF.

Los errores en la estimación de la ubicación de las interfases son cercanos al 15%; las indeterminaciones en los valores de las resistividades son del 20% para la capa conductora superior y del 50% para la capa más resistiva. La posición del desnivel puede variar entre los 30 y 35 grados de latitud sur.

### VII.3. INTERPRETACION DE LOS RESULTADOS

Relacionando estos resultados con los encontrados para el perfil de Perú (el cual abarcaba desde los 4.5 hasta los 22.5 grados de latitud sur), se obtienen dos modelos alternativos de la distribución de la conductividad del manto superior y medio a lo largo de ambas zonas. El primer modelo corresponde a asumir que las anomalías observadas en el campo inducido se deben a irregularidades laterales del techo de la conductósfera; en el segundo, dichas anomalías se atribuyen a la presencia de una capa conductora superior. En ambos casos, la parte del perfil con conductividad anormalmente alta se encuentra entre los  $12.5^{\circ}\text{S}$  y  $32.5^{\circ}\text{S}$ , aproximadamente.

El modelo B explicaría los resultados obtenidos por Campbell y Schiffmacher (1988), mencionados en el capítulo anterior, ya que casi la mitad del perfil utilizado por ellos es cercano a esta área. De hecho, la región andina donde se detecta la anomalía está caracterizada por una intensa actividad volcánica asociada a la zona de subducción, que sería la causa de la baja resistividad media de la corteza y del manto superior.

En ambos modelos, la anomalía desaparece hacia el sur de Pilar. En Las Acacias, situada sobre un cratón muy antiguo, la conductividad permanece baja hasta los 700km de profundidad.

Tanto en Las Acacias como en Trelew, la componente semidiaria del campo inducido podría presentar una influencia importante del efecto de costa y de las mareas oceánicas. Islas Argentinas presentaría un comportamiento mucho más complicado debido al efecto de isla; siendo la única estación de la zona y estando situada muy lejos de las continentales, no es posible dar una interpretación de los datos de la misma.

Por último, debe señalarse que el análisis realizado constituye sólo una primera aproximación al estudio de la

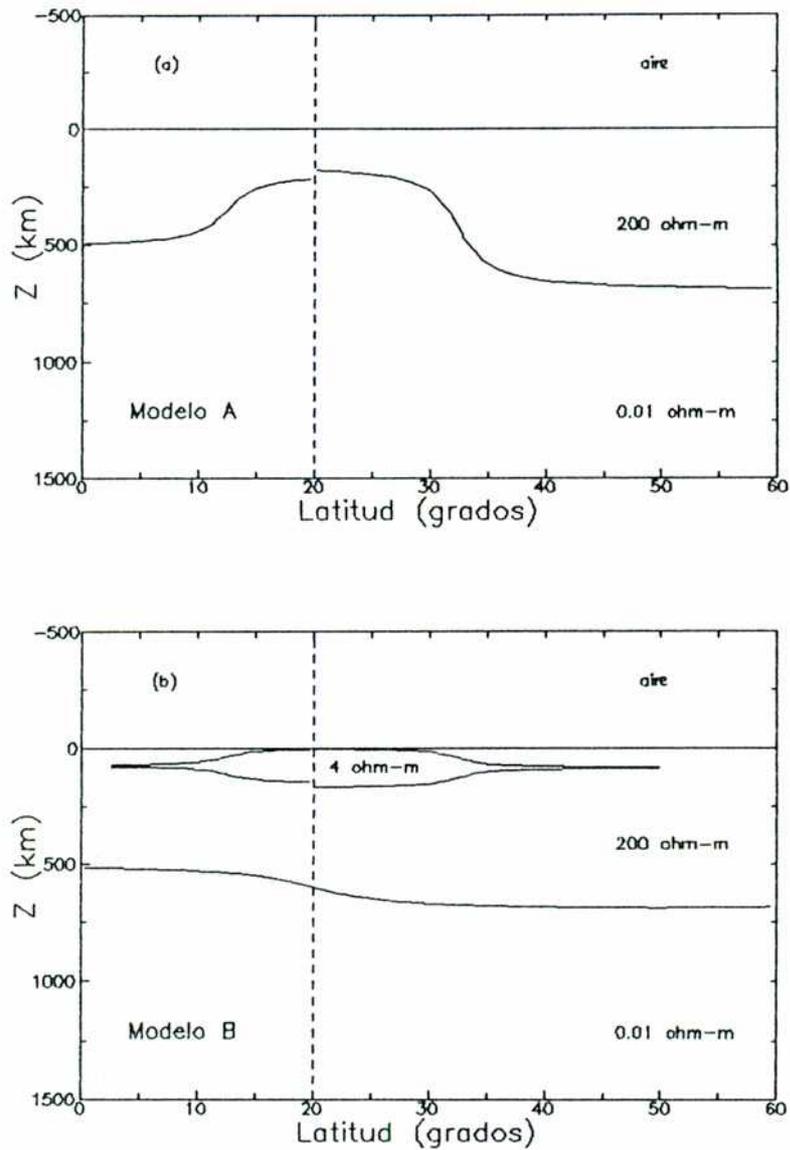


Fig. VII-7: Modelos obtenidos correlacionando los resultados encontrados para Argentina y Perú: (a) Asumiendo que las anomalías observadas en el campo inducido se deben a irregularidades del techo de la conductósfera, y (b) asumiendo que se deben a la presencia de una capa superficial altamente conductora.

conductividad del manto superior y medio en la Argentina. Para obtener una mejor descripción de la estructura deberían realizarse mediciones con mayor densidad. Por otra parte, la morfología de la componente  $H_y$  (obtenida por Osella y otros 1993b) indica la

posible existencia de efectos 3D, especialmente en la zona cercana a Pilar, por lo cual debería ser considerada la dependencia longitudinal de los campos.

## CONCLUSIONES

En este trabajo, teniendo como base la teoría de scattering de Rayleigh, se desarrolló un método para calcular la respuesta de estructuras 2D en multicapas con irregularidades laterales extensas de contornos suaves, a campos externos tanto uniformes como no uniformes.

En la primera parte del trabajo se resolvió el caso de campos inductores uniformes y medios isótropos. El método obtenido presenta buena convergencia. El número de términos de los desarrollos en serie que es necesario considerar es pequeño, en la mayoría de los casos varía entre 8 y 12 para el modo TE, y entre 12 y 16 para el TM, por lo tanto, el tiempo requerido para calcular la respuesta es corto (en una PC 386, algunos minutos). La restricción en el tipo de interfases que pueden ser modeladas la impone la teoría de Rayleigh, que no contempla las reflexiones múltiples; en general, cuando esa aproximación deja de tener validez el comportamiento de las series se vuelve oscilante. Como ejemplo puede mencionarse que interfases sinusoidales con pendientes máximas mayores que  $60^\circ$  han podido modelarse correctamente.

El método desarrollado tiene un rango de aplicabilidad complementario al de los dos métodos utilizados usualmente para el análisis de estructuras 2D, EF y DF. Los mismos no presentan restricciones en las pendientes de los contornos, admitiendo inclusive contactos verticales, y se adaptan especialmente al modelado de inhomogeneidades localizadas como, por ejemplo, intrusiones de cuerpos de forma geométrica bien definida. Sin embargo, cuando se tienen varias interfases con irregularidades extensas de variación suave, su implementación resulta poco práctica pues el diseño de la grilla adecuada para el modelado (que debe realizarse artesanalmente) se complica. En esos casos es más eficiente emplear el método de RF.

Luego, considerando que se han encontrado numerosas evidencias de la existencia de materiales terrestres eléctricamente anisótropos, se amplió la formulación para incluir ese tipo de medios, y pudo estudiarse el efecto que produce la presencia de capas anisótropas en la respuesta EM. Del análisis realizado se concluye que, si las capas más superficiales son anisótropas y los datos se ajustan sin tener en cuenta esas

anisotropías, se obtienen estimaciones incorrectas de las formas de los contornos. En esos casos, si se tuviera información adicional sobre las anisotropías presentes, empleando el método propuesto podría lograrse una mejor descripción de la estructura.

El método de RF se aplicó con buenos resultados al modelado de datos magnetotelúricos adquiridos en la zona geotérmica de la Cuenca Tucumana. El análisis bidimensional realizado permitió determinar el espesor del acuífero, la profundidad a la que se encuentra y su extensión en la dirección E-O. Permitted además obtener una descripción de la cubierta sedimentaria, que tiene un buen acuerdo con los resultados obtenidos por gravimetría, y estimar la ubicación del techo de la capa conductora inferior, que posiblemente constituye la fuente de calor para las aguas termales.

Como puede observarse, sólo pudieron ser determinadas las características del acuífero en la dirección E-O. Para obtener una descripción completa del reservorio geotérmico debería realizarse un trabajo de campo mucho más extenso que permitiera aplicar algún método de modelado tridimensional y también sería necesario realizar estimaciones del flujo térmico.

En la segunda parte del trabajo se calculó la respuesta a campos externos 2D cuya dirección de simetría coincide con la de la estructura (las dimensiones características de las fuentes deben ser comparables a las de la estructura).

Empleando ese resultado teórico, pudieron interpretarse las VGD obtenidas en perfiles realizados en las zonas ecuatoriales de Perú y Africa Central, y datos de los cinco observatorios geomagnéticos permanentes de la Argentina. Los perfiles de Perú y Africa Central habían sido analizados previamente utilizando modelos 2D sencillos formados por una capa superior de resistividad infinita y otra inferior perfectamente conductora. Aplicando el método de RF, se obtuvieron modelos de la distribución regional de la conductividad del manto superior y medio en cada zona, que tienen en cuenta el efecto de las capas superiores y una conductósfera con resistividad distinta de cero.

Para Africa Central, el modelo obtenido implica un desnivel en la profundidad a la que aparece la capa conductora del manto al norte y al sur del ecuador magnético, asociado posiblemente con la

transición plataforma-cratón. Este modelo confirma resultados previos sobre la posible correlación entre los rasgos tectónicos y la estructura profunda.

En Perú y Argentina, las anomalías observadas en la parte inducida de los campos pudieron explicarse tanto por irregularidades del techo de la conductósfera como por la presencia de una capa superior altamente conductora, si bien la segunda hipótesis parece ser la más probable de acuerdo a resultados regionales promedio (obtenidos sin considerar las variaciones laterales de la conductividad). Correlacionando ambos perfiles pudo delimitarse la zona con conductividad anormalmente alta. La región andina donde se detecta esta anomalía está caracterizada por una intensa actividad volcánica producida por la subducción de la placa de Nazca, que sería la causa del aumento de la conductividad en la corteza y el manto superior.

Considerando los resultados de este trabajo y los interrogantes que quedaron planteados en las aplicaciones realizadas surgen distintas líneas a seguir como, por ejemplo:

a. Generalizar el método al modelado tridimensional, adaptándolo, tanto al caso de sondeos MT como al caso de la utilización de las fuentes ionosféricas

b. Adaptando el formalismo, desarrollar un método de modelado bidimensional del flujo térmico terrestre. Esto es posible pues ambos fenómenos están regidos por ecuaciones de difusión.

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'H. J. ...' with a horizontal line underneath.A handwritten signature in black ink, appearing to be 'H.' with a horizontal line underneath.

## REFERENCIAS

Adam, A., 1987. Tectonic effects in the magnetotelluric field and their numerical modeling. *Gerl. Beitr. Geophys.*, 96, 17.

Adam, A., G. Duma, J. Berger and J. Horvath, 1992. Tectonic and geoelectrical features of the Periadriatic-Lineament (S-Austria) with a generalization. *Acta Geod. Geoph. Mont.*, 27, 47.

Baldis, B., J. Demicheli, J. Febrer, H. Fournier, E. García, J. Gasco, M. Mamaní and M. Pomposiello. 1983. Magnetotelluric results along a 1200km deep profile with an important geothermal area at its north-west end in the Provinces of Tucumán and Santiago del Estero in Argentina. *Acta Geod. Geoph. Mont.*, 18(4), 489.

Berdichevsky, M. and M. Zhdanov, 1984. Advanced theory of deep geomagnetic sounding. Ed. Elsevier, New York, 408.

Brewitt-Taylor, C.R. and J.T. Weaver, 1976. On the finite difference solution of two-dimensional induction problems. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 47, 375.

Cagniard, L., 1953. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, 18, 605.

Campbell, W. H. and E. R. Schiffmacher, 1988. Upper mantle electrical conductivity for seven subcontinental region of the Earth. *J. Geomag. Geoelectr.*, 40, 1387.

Cantwell, T., 1960. Detection and analysis of low frequency electromagnetic signals. Ph. D. Thesis. MIT, Massachusetts.

Chapman, S., 1919. The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, A*, 218, 1.

Chetayev, D. N., 1960. The determination of the anisotropy coefficient and the angle of inclination of a homogeneous anisotropic medium by measuring the impedance of the natural electromagnetic fields. *Izv. Acad. Sci. URSS, Gheoph. Sur.*, 4, 617.

Duhau, S. and A. M. Osella, 1984(a). Depth of the non-conducting layer at Central Africa. *J. Geomag. Geoelectr.*, 36 (3), 113.

Duhau, S. and A. M. Osella, 1984(b). Description of the coastal effect at equatorial latitudes with applications to the Peruvian and Nigerian zones. *Planet. Space Sci.*, 32(7), 845.

Eckhardt, D., K. Larner y T. Hadden, 1963. Long period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates. *J. Geophys. Res.*, 68, 6279.

Fambitakoye, O., 1973. Effects induit par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique. *Ann. Geophys.*, 29, 149.

Forbush, S. and M. Casaverde, 1961. Equatorial electrojet in Peru. *Carnegie Inst. Washington Publ.*, 620p.

Friedman, G. M. and J. E. Sanders, 1978. Principles of sedimentology. Ed. John Wiley, New York, 593p.

Groom, R. W. and R. C. Bailey, 1989. Some effects of multiple lateral inhomogeneities in magnetotellurics. *Geophys. Prosp.*, 37, 697.

Hjelt, S.E., P. Kaikonen and R. Pietila, 1984. On the interpretation of VLF resistivity measurements. *Geoexploration*, 23, 171.

Hohmann, G. W., 1971. Electromagnetic scattering by conductors in the earth near a line source of current. *Geophysics*, 36, 101.

Hohmann, G. W., 1975. Three-dimensional induced polarization and electromagnetic modeling. *Geophysics*, 40, 309.

Hohmann, G. W., 1983. Three-dimensional electromagnetic modeling. *Geophys. Sur.*, 6, 27.

Hohmann, G. W., 1988. Numerical modeling for electromagnetic methods of geophysics. In Nabighian, M. N., *Electromagnetic methods in applied geophysics*. Ed. Soc. Expl. Geophys., Tulsa, Oklahoma, 824p.

Hughes, W.J. and J.R. Wait, 1975. Electromagnetic induction over a two-layer Earth with a sinusoidal overburden. *Pure Appl. Geophys.*, 113, 591.

Jiracek, G., 1973. Numerical comparisons of a modified Rayleigh approach with other rough surface EM scattering solutions. *IEEE Trans. Ant. Prop.*, 21, 393.

Jupp, D. L. B. and K. Vozoff, 1975. Stable iterative methods for the inversion of geophysical data. *Gephys. J. R. Astr. Soc.*, 42, 957.

Kaufman A. and G. Keller, 1981. The magnetotelluric sounding method. Ed. Elsevier, Amsterdam, 601p.

Keller, G., 1988. In Nabighian, M. N., Electromagnetic methods in applied geophysics. Ed. Soc. Expl. Geophys., Tulsa, Oklahoma, 824p.

Kisak, E. and Silvester, 1975. A finite element program package for magnetotelluric modeling. Comp. Phys. Comm., 10, 421.

Kong, J. A., 1972. Electromagnetic fields due to dipole antennas over stratified anisotropic media. Geophysics, 37, 985.

Mann, J.E., 1964. Magnetotelluric theory of a sinusoidal interface. J. Geophys. Res., 69, 3517.

Matsushita, S. and H. Maeda, 1965. On the geomagnetic solar quiet daily variation field during IGY. J. Geophys. Res. , 70(11), 315.

Mon, R. and G. Vergara, 1987. The geothermal area of the eastern border of the Andes of north Argentina at Tucumán Province. Bull. Inter. Eng. Geol., 35, 87.

O'Brien, D. P. and H. F. Morrison, 1967. Electromagnetic fields in an N-layer anisotropic half space. Geophysics. 32, 668.

Osella, A.M. and E. Colombo, 1989. Distortions in long period geomagnetic variations due to deep electrical inhomogeneities. Phys. Earth Planet. Inter., 55, 31.

Osella, A.M. and S. Duhau, 1983. The effect of the depth of the non-conducting layer on the induced magnetic field at the peruvian dip equator. J. Geomag. Geoelectr., 35, 245.

Osella, A. M., A. Favetto and P. Martinelli, 1992(a). Sensitivity of the geomagnetic daily variations to 2D structures. Geophys. Trends (en prensa).

Osella, A. M., A. Favetto and P. Martinelli, 1993(a). Lateral heterogeneities in the upper and mid mantle conductivity in Argentina. Pure App. Geophys. (aceptado).

Osella, A. M., A. Favetto and A. Van Zele, 1993(b). Spectral analysis of geomagnetic variations at equatorial and mid latitudes. Geoacta (en prensa).

Osella, A. M. y P. Martinelli, 1990. Respuesta magnetotelúrica de medios anisótropos. An. AFA, 2, 297.

Osella, A. M. y P. Martinelli, 1991(a). Inversión de espectros MT en casos bidimensionales. Geoacta, 18, 1.

Osella, A. M. y P. Martinelli, 1991(b). Obtención de las características de una cuenca a partir de sondajes MT. Rev. Bras. Geof., 9(1), 1.

Osella, A. M. and P. Martinelli, 1991(c). The effects of anisotropy on synclinal and anticlinal structures. An. Soc. Bras. Geof., 1, 399.

Osella, A. M. and P. Martinelli, 1992. Magnetotelluric response of anisotropic two-dimensional structures. Geophys. J. Int. (en prensa).

Osella, A. M., M. C. Pomposiello, A. Favetto, C. Sainato and P. Martinelli, 1992(b). Bidimensional modeling of a geothermal anomaly in the eastern border of the Aconquija Range. Acta Geod. Geoph. Mont. (aceptado).

Osella, A. M., M. C. Pomposiello, A. Maidana and E. Borzotta, 1992(c). AMT studies in the geothermal area of the Tucumán Plain. Acta. Geod. Geoph. Mont., 27(1), 103.

Oshiman, N. and T. Rikitake, 1985. Electromagnetic induction in an irregular layer overlaying the Earth. (2) A semi-infinite conductivity having an undulatory surface. J. Geomag. Geoelectr., 37, 643.

Pellerin, L. and G. Hohmann, 1990. Transient electromagnetic inversion: A remedy for magnetotelluric static shifts. Geophysics, 55, 1242.

Pomposiello, M. C., A. M. Osella, A. Maidana and E. Borzotta, 1992. MT studies in the south-east region of Tucumán Plain in the north-west Argentina. J. South-America Earth Sci.

Price, A.T. and G.A. Wilkins, 1963. New methods for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932-3. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 256, 31.

Reddy, I. K. and D. Rankin, 1971. Magnetotelluric effect of dipping anisotropies. Geophys. Prosp., 19, 84.

Ritz, M., 1983. Use of magnetotelluric method for a better understanding of the West Craton shield. J. Geophys. Res., 88(B12), 10625.

Ritz, M. and B. Robineau, 1986. Crustal and upper mantle electrical conductivity structures in West Africa: Geodynamic implications. Tectonophysics, 124, 115.

Siebert, M. and W. Kertz, 1957. Zur zerlungung eines lokalen

erdmagnetischen feldes in ausseren und inneren Anteil, Narch, Akad. Wiss Goettingen Math-Phys. k1, 5.

Schmucker, U., 1964. Anomalies of geomagnetic variations in the south western United States. *J. Geomag. Geoelect.*, 15, 193.

Ting, S. and G. W. Hohmann, 1981. Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response. *Geophysics*, 46, 182.

Vatin-Perignon, N., M. C. Pomposiello, M. Mamaní, A. Maidana, M. Keller, J. C. Gasco, H. Fournier and J. M. Febrer, 1985. The hot dome of Taco Ralo, in the NW of Argentine. *Acta Geod. Geoph. Mont.*, 20(1), 159.

Wait, J. R., 1982. *Geo-electromagnetism*. Ed. Academic Press. New York, 268p.

Wannamaker, P., 1991. Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations. *Geophysics*, 56, 1716.

Wannamaker, P., G. W. Hohmann and W. San Filippo, 1984. Electromagnetic modeling of three-dimensional bodies in layered earths using integral equations. *Geophysics*, 49, 60.

Wannamaker, P., J. Stodt and L. Rijo, 1986. Two-dimensional topographic responses in magnetotellurics modeled using finite elements. *Geophysics*, 51, 2131.

Wannamaker, P., J. Stodt and L. Rijo, 1987. A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modeling. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 88, 2740.

Wannamaker, P., P. M. Wright, Zhou Zi-xing, Li Xing-bin and Zhao Jing-xiang, 1991. Magnetotelluric transect of Long Valley caldera: Resistivity cross-section, structural implications, and the limits of a 2-D analysis. *Geophysics*, 56, 926.

Weidelt, P., 1975. Electromagnetic induction three-dimensional structures. *J. Geophys.*, 41, 85.

Whitall, K. P. and D. W. Oldenburg, 1986. Inversion of magnetotelluric data using a practical inverse scattering formulation. *Geophysics*, 51(2), 383.

Xiong, Z., 1989. Electromagnetic fields of electric dipoles embeded in a stratified anisotropic earth. *Geophysics*, 54, 1643.

APENDICE

CALCULO DE MTE<sub>1</sub> Y MTM<sub>1</sub>

## 1. OBTENCION DE MTE<sub>1</sub>

Para obtener MTE<sub>1</sub> deben resolverse las siguientes ecuaciones, para  $1 \leq n \leq N-1$ :

$$I1_n A_n + I2_n B_n - I3_n A_{n+1} - I4_n B_{n+1} = 0 \quad (A-1)$$

$$M1_n A_n + M2_n B_n - M3_n A_{n+1} - M4_n B_{n+1} = 0$$

con  $I1_n, I2_n, I3_n, I4_n, M1_n, M2_n, M3_n$  y  $M4_n$  definidas por las ecs. I-35 e I-36. Debe tenerse en cuenta que:

$$A_N = 0 \quad (A-2)$$

Para cada  $n$ , se definen:

$$A_n = MTE_n B_n \quad (A-3)$$

y

$$IAUXTE_n = I3_n MTE_{n+1} + I4_n \quad (A-4)$$

$$MAUX_n = M3_n MTE_{n+1} + M4_n$$

De la ec. A-2 se tiene que:

$$MTE_N = 0 \quad (A-5)$$

Para  $n < N$ , MTE<sub>n</sub> puede calcularse a partir de MTE<sub>n+1</sub>. Reemplazando A-3 y A-4 en las ecs. A-1 se encuentra que:

$$I1_n A_n + I2_n B_n - IAUXTE_n B_{n+1} = 0 \quad (A-6)$$

$$M1_n A_n + M2_n B_n - MAUX_n B_{n+1} = 0$$

entonces MTE<sub>n</sub> resulta:

$$MTE_n = (IAUXTE_n^{-1}I1_n - MAUX_n^{-1}M1_n)^{-1}(MAUX_n^{-1}M2_n - IAUXTE_n^{-1}I2_n) \quad (A-7)$$

con  $IAUXTE_n$  y  $MAUX_n$  definidas por las ecs. A-4.

Resolviendo iterativamente desde la interfase N-1 a la 1. las ecs. A-5, A-7 y A-4 permiten calcular  $MTE_1$ .

## 2. OBTENCION DE $MTM_1$

Las ecuaciones a resolver para obtener  $MTM_1$  son, para  $1 \leq n \leq N-1$ :

$$I1_n A_n + I2_n B_n - I3_n A_{n+1} - I4_n B_{n+1} = 0 \quad (A-8)$$

$$P1_n A_n + P2_n B_n - P3_n A_{n+1} - P4_n B_{n+1} = 0$$

con  $I1_n$ ,  $I2_n$ ,  $I3_n$  e  $I4_n$  definidas por las ecs. I-35 y  $P1_n$ ,  $P2_n$ ,  $P3_n$  y  $P4_n$  por las ecs. I-57 e I-58, y donde:

$$A_N = 0 \quad (A-9)$$

La forma de las ecs. A-8 y A-9 es la misma que la de las ecs. A-1 y A-2 reemplazando  $M1_n$ ,  $M2_n$ ,  $M3_n$  y  $M4_n$  por  $P1_n$ ,  $P2_n$ ,  $P3_n$  y  $P4_n$ . En este caso se define, para cada n:

$$A_n = MTM_n B_n \quad (A-10)$$

y

$$IAUXTM_n = I3_n MTM_{n+1} + I4_n \quad (A-11)$$

$$PAUX_n = P3_n MTM_{n+1} + P4_n$$

De la ec. A-9,  $MTM_N = 0$ ;  $MTM_{n+1}$  se calcula a partir de  $MTM_n$  despejando de manera similar que para el modo TE, se obtiene que:

$$MTM_n = (IAUXTM_n^{-1}I1_n - PAUX_n^{-1}P1_n)^{-1}(PAUX_n^{-1}P2_n - IAUXTM_n^{-1}I2_n) \quad (A-12)$$

con  $IAUXTM_n$  y  $PAUX_n$  definidas por las ecs. A-11.

Resolviendo entonces desde  $n=N-1$  a 1, puede calcularse  $MTM_1$ .