

Tesis de Posgrado

Análisis de los métodos electromagnéticos de prospección y su aplicación al estudio de la conductósfera

Favetto, Alicia Beatriz

1990

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. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Favetto, Alicia Beatriz. (1990). Análisis de los métodos electromagnéticos de prospección y su aplicación al estudio de la conductósfera. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2371_Favetto.pdf

Cita tipo Chicago:

Favetto, Alicia Beatriz. "Análisis de los métodos electromagnéticos de prospección y su aplicación al estudio de la conductósfera". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1990. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2371_Favetto.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

República Argentina

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

ANALISIS DE LOS METODOS ELECTROMAGNETICOS DE PROSPECCION
Y SU APLICACION AL ESTUDIO DE LA CONDUCTOSFERA

por

Lic. Alicia Beatriz Favetto

Trabajo de Tesis presentado para optar al Título de
Doctor en Ciencias Físicas

Director de Tesis : Dra. Silvia Noemi Duhau

*2371
y. 2*

Agradcimientos

Quiero agradecer a mi esposo quien me apoyó en esta etapa con amor y paciencia y también a mis hijos que me bancaron este último tiempo

Tengo un especial reconocimiento y agradecimiento a mi directora, la Dra. Silvia Duhau a quien le debo mi formación en esta etapa de tanta importancia para mi carrera científica.

A mis compañeros de almuerzo la Dra Ana Osella, el Lic Matías de la Vega, la Dra Marta Ferraro, el Dr. Alejandro de la Torre, la Dra Cristina Azpiazu y el Dr. Alfredo Louro de quienes siempre he recibido mucho afecto y estímulo.

A mis padres quienes me apoyaron constantemente.

Por último quiero agradecer al CONICET por haber financiado en parte este trabajo y al Departamento de Física por darme un lugar.

I N D I C E

Capitulo I	Introduccion	
I.1	Motivación	2
I.2	Antecedentes	4
I.3	El presente trabajo	5
I.4	Contenido de la tesis	8
Capitulo II	Variaciones Geomagneticas de Origen Externo y Conductividad Terrestre	
II.1	Introducción	11
II.2.1	Variaciones "quietas" del campo geomagnético: Sq	11
II.2.2	Las Variaciones Geomagnéticas Diarias (VGD)	12
II.3	Ecuador Magnético o "dip"	13
II.4	El Electrochorro Ecuatorial	14
II.5	La Conductividad Terrestre	15
CAPITULO III	Separacion de los Campos Geomagneticos Locales en sus Partes Externa e Interna a Latitudes Ecuatoriales	
III.1	Introducción	22
III.2	Método de Separación	23
III.3	Aplicación a Latitudes Ecuatoriales	27
III.3.1	Antecedentes en la aplicación del método	28
III.4	Aplicación a India	30
III.4.1	Datos de India	32
III.4.2	Separación de las VGD en la India	34

Conductosfera a partir de la VGD

IV.1	Introducción	40
IV.2	Sistema de Corrientes Ionosféricas	43
IV.2.1	Campo Magnetico Inductor	45
IV.3	Antecedentes en el Cálculo de la Profundidad de la Conductosfera	47
IV.3.1	Campo Inducido por un Semi-espacio Infinito de Conductividad Infinita	47
IV.3.2	Aplicación a India	49
IV.4	Respuesta de un Modelo de Tierra Horizontalmente Estratificada	54
IV.4.1	Respuesta de n Capas Conductoras a una Corriente Espacialmete Armónica	55
IV.4.2	Respuesta Electromagnética de un Modelo de Multicapas Conductoras Frente a una Fuente que Varie Arbitrariamente con la Latitud	58
IV.4.3	Inducción en un Modelo Plano de Multicapas Conductoras Producida por la Corriente Ecuatorial	62
IV.5	Evaluación de la Influencia en las VGD de las Capas Superiores de la Tierra	63
IV.6	Profundidad de la Conductosfera Alrededor del Ecuador Magnético	68
IV.6.1	Africa	78
IV.6.2	Perú	78
IV.6.3	Sumario	79

IV.6.4	Hipótesis Acerca de la Estructura de la Tierra Debajo del Ecuador Magnético	79
---------------	--	-----------

CAPITULO V **Metodo Magnetotelurico a Frecuencias Diarias en el Ecuador Magnetico**

V.1	Introducción	81
V.2	Metodo Magnetotelúrico de Prospección	82
V.2.1	Aplicación del Método	83

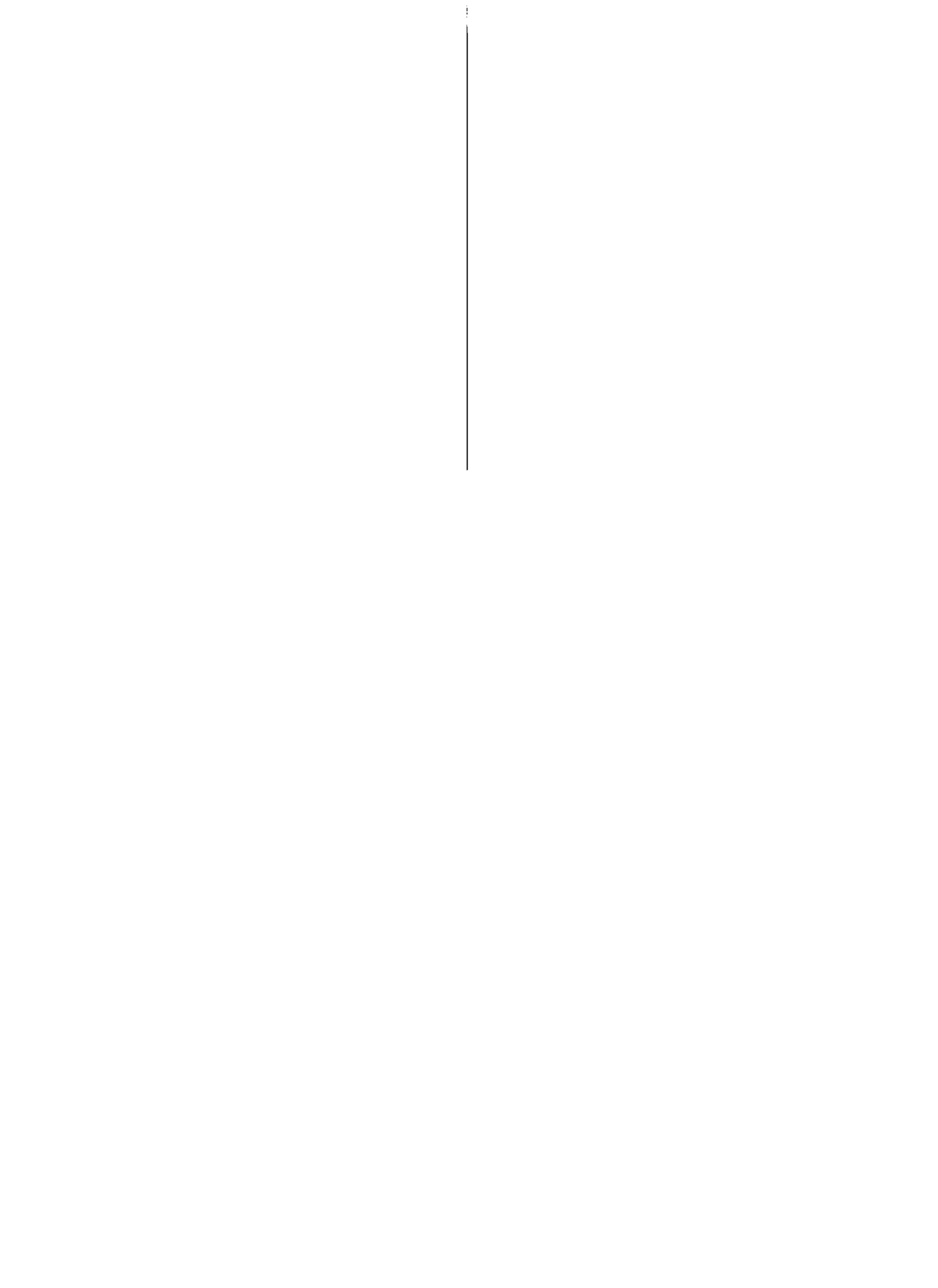
CAPITULO VI **Sumario y Conclusiones**

VI	Sumario y Conclusiones	94
-----------	-------------------------------	-----------

APENDICE 1		99
-------------------	--	-----------

APENDICE 2		103
-------------------	--	------------

REFERENCIAS		113
--------------------	--	------------



I.1 Motivación

Las variaciones geomagnéticas de origen externo se originan principalmente en las corrientes que circulan en la atmósfera, en la ionósfera y en la magnetósfera y contienen un espectro tan amplio de frecuencias que las hace utilizables en prospección geomagnética analizando la respuesta de la estructura geoelectrica subyacente. Las mediciones sobre la superficie terrestre de los campos eléctricos y magnéticos contienen información tanto de las fuentes que los originan como de los campos inducidos dentro de la tierra.

El hecho que las variaciones electromagnéticas naturales permitan calcular la conductividad eléctrica dentro de la tierra es utilizado principalmente por dos métodos de análisis de las mismas. El primero, el método del potencial magnético, utiliza sólo variaciones magnéticas y se basa en que el campo magnético en la superficie de la tierra es derivable de un potencial, lo cual es una suposición totalmente válida porque la conductividad por encima de la superficie terrestre y hasta la ionósfera es practicamente nula y la condición de cuasi-estacionariedad que se asume es válida para las frecuencias involucradas. El segundo, el método magnetotelúrico (MT), que utiliza variaciones eléctricas y magnéticas medidas simultáneamente, considera, además, que el campo externo sobre la superficie

puede considerarse uniforme sobre un plano infinito. Si bien la aplicación del método es diferente al potencial y la suposición de uniformidad de la fuente es una restricción muy fuerte que no siempre está justificada, en esencia ambos métodos están basados en los mismos principios físicos sólo difieren en la técnica de medición empleada que implica la elección de diferentes campos al medir en la superficie terrestre.

El método potencial se basa en la posibilidad de separar al campo magnético en sus contribuciones de origen externo e interno según sea originado por las corrientes ionosféricas o las que éstas inducen en el interior de la tierra respectivamente. Utilizando las mediciones realizadas en las estaciones geomagnéticas distribuidas en toda la tierra se obtienen la amplitud y fase de ambas partes de una manera global (ver por ejemplo Lahiri y Price, 1939, Campbell W., 1987).

Por otro lado, el método magnetotelúrico ha sido utilizado ampliamente en la determinación de la conductividad terrestre de las capas más superficiales, sin embargo también podemos encontrar aplicaciones del mismo para profundidades grandes, donde el método puede ser cuestionable debido a la validez de las aproximaciones implícitas en él.

Fue motivación de la presente tesis aplicar el método potencial al caso plano, estudiar particularmente

discontinuidades profundas, encontrar el rango de validez del método MT y mostrar la posibilidad y conveniencia de la aplicación complementaria de ambos, sobre todo para el estudio la conductividad de la tierra a gran profundidad.

I.2 Antecedentes

El uso del método potencial para la detección de discontinuidades laterales profundas requiere el análisis de frecuencias suficientemente bajas para que los campos penetren y permiten su detección. Por eso el análisis de las variaciones geomagnéticas diarias (VGD) por su baja frecuencia permite la misma.

El procedimiento para determinar la profundidad a la cual comienza la conductosfera a partir de las VGD ha sido presentado por Duhau y Osella (1982) quienes compararon los valores "in situ" de la corriente ionosférica a partir del análisis de las VGD mostrando que un 90% de la fuente externa fluye en su región E y que además para analizar las VGD puede ser considerada como una capa delgada y su variación latitudinal puede inferirse de las propias VGD. El análisis de las VGD a latitudes ecuatoriales de acuerdo a una representación sencilla de la corriente (ver Duhau y Osella, (1982) ha permitido detectar la profundidad donde se halla la capa de alta conductividad del manto superior, que llamaremos conductosfera y variaciones locales en esa

profundidad fueron halladas usando un modelo simple para interpretar la parte interna de las VGD medidas a latitudes ecuatoriales en Perú (Osella y Duhau, 1983), en Nigeria (Duhau y Osella, 1983) y en Africa Central (Duhau y Osella, 1984). Ese modelo simple consiste en una capa no conductora ubicada encima de un semiespacio perfectamente conductor, permitiendo detectar valores muy diferentes entre sí, desde pequeñas profundidades, como en Perú (Duhau y Osella, 1983), hasta valores muy grandes como 1000 km al sur del ecuador en Africa (Duhau y Osella, 1983, 1984). Esta amplia variación hallada localmente en zonas diferentes de la tierra es suficientemente significativa, como para estudiar este problema más profundamente.

Además, existen registros magnetotelúricos, por ejemplo, los analizados por Ritz (1983) y Ritz y Robineau (1986) donde perfiles de los valores de conductividad hasta una profundidad de 500 km son obtenidos dando lugar a la comparación de los métodos y a la discusión de la importancia de el conocimiento a priori de la estructura profunda para evaluar la más superficial.

I.3 El presente trabajo

En el presente trabajo se mejora el método de separación a latitudes ecuatoriales para su aplicación en el caso de datos poco densos como el caso de India, se aplica a

este caso la separación que permite modelar a partir de la parte externa la corriente ecuatorial considerando las especiales características de la esa zona, permitiendo así determinar la profundidad donde comienza la conductosfera.

Se utiliza el método potencial para un modelo de tierra plano que tiene en cuenta las capas superiores (similar al utilizado en MT), para analizar los datos geomagnéticos diarios y determinar la profundidad de la conductosfera. Al considerar dicho modelo frente a un modelo de corriente que represente adecuadamente la variación espacial de la fuente a latitudes ecuatoriales, se obtiene una forma general del campo inducido aplicable a cualquier variación latitudinal de la misma. Considerar la posibilidad de que el medio pueda ser horizontalmente estratificado permite principalmente determinar la posición de la conductosfera considerando dichas capas para evaluar en que casos es necesario incorporarlas en el cálculo. Este hecho es fundamental para el modelado de la forma ya que al despreciar las capas superiores el cálculo lleva muchas menos horas de cómputo. Además si se toma en cuenta que las multicapas son de conductividad finita se obtiene un método más preciso y de aplicación más general.

La aplicación del método de separación y posterior interpretación de su parte interna en India, da como resultado que debajo del escudo continental la conductosfera está ubicada muy profundamente (~ 1000 km) al igual que

debajo del escudo continental en Africa. Este resultado sostiene la hipótesis de que la profundidad a la que empieza la conductosfera en el escudo continental es bastante superior al promedio global de 600 km (Duhau and Osella, 1983; Duhau and Favetto, 1990) y muestra la posibilidad de que exista una correlación entre algunas características tectónicas y la conductividad de la tierra a profundidades del manto conductor.

El análisis de las VGD en diferentes zonas alrededor del ecuador magnético resulta en que una discontinuidad de gran envergadura en el manto conductor aparece en Africa y en Perú. Se proponen hipótesis sobre las posibles causas de estas discontinuidades laterales y se sugieren las características de las mediciones ecuatoriales necesarias para corroborar las mismas.

Se hace una comparación con el método MT y su rango de aplicación es analizado en forma general, la influencia de la fuente y de las inhomogeneidades son estudiadas. La presencia de discontinuidades laterales también determina la metodología a utilizar. El conocimiento de la profundidad donde comienza la conductosfera es, a veces, relevante en la determinación a través de magnetotelúrica y sondaje profundo (ver Moyano ,1990) de la posición y conductividad de las capas superiores, ya que en el caso de no tenerla en cuenta podrían hacerse falsas interpretaciones de las capas conductoras más superficiales.

I.4 Contenido de la tesis

En el capítulo II se dará una introducción teórica que describa cualitativamente a las variaciones a latitudes ecuatoriales, en particular las VGD.

En el capítulo III se detalla el método de separación del campo electromagnético en sus contribuciones de origen externo e interno, se particulariza en el caso bi-dimensional que se aplica a la zona ecuatorial. Se discute la aplicación del método de separación a latitudes ecuatoriales, además es aplicada a datos geomagnéticos de India donde el método de separación fue adaptado para una zona donde el perfil no ha podido ser medido a ambos lados del ecuador magnético.

En el capítulo IV se halla, a partir de la separación de las VGD en India, un modelo de corriente que permite inferir la profundidad de la conductosfera allí, donde las características geográficas no permiten hacer un ajuste convencional entre modelo y datos. Además, se incorpora el efecto de las capas superiores en la determinación de la profundidad de la conductosfera. Se comienza haciendo una estimación de la influencia de una capa conductora con conductividad finita por encima de ella, frente a una corriente armónica, se obtiene así, una idea del comportamiento promedio. Los resultados cualitativos son relevantes y permiten estudiar el comportamiento y las

condiciones para las cuales las capas superiores pueden contribuir y proveen valores límites de conductividad y ancho de la capa superior para cada nivel de inducción obtenido de los datos. A continuación se incorpora un modelo adecuado de la fuente y de las capas ubicadas por encima de la conductosfera y se lo aplica a las distintas zonas, entonces este modelo permite incluir el efecto del campo inducido por las capas superiores en el análisis de las VGD posibilitando así la evaluación de su contribución a la parte interna de estas variaciones y entonces la determinación más precisa de la profundidad a la cual comienza la conductosfera. El significado de los resultados de este modelo se analizan y se aplican a la reinterpretación de la parte inducida de las VGD en Perú, India y Africa Central.

En el capítulo V , una descripción básica del método MT es dada, las hipótesis del método se explicitan y la no validez del método para baja frecuencia se muestra. La imposibilidad de deteminar la profundidad de la conductosfera con MT y el hecho de que se pueda manifestar en las capas superficiales la presencia en la conductosfera de discontinuidades laterales se discute.

Por último, en capítulo VI se dan el sumario, las conclusiones y las perspectivas futuras del trabajo.

CAPITULO II

**II. VARIACIONES GEOMAGNETICAS DE ORIGEN EXTERNO
Y CONDUCTIVIDAD TERRESTRE**

II.1 Introducción

Si bien es muy sabido que el campo geomagnético tiene sus fuentes dentro de la tierra, las variaciones del mismo, muy lentas, son las variaciones seculares; también existen variaciones más rápidas que son originadas por fuentes externas. Estas fuentes inducen corrientes dentro de la tierra que contribuyen a los campos medidos sobre la superficie. Dentro de estas variaciones de origen externo se hallan las variaciones geomagnéticas en días quietos S_q (llamadas así por Solar quiet-time).

II.2.1. Variaciones "quietas" del campo geomagnético: S_q

En esta sección, es nuestro propósito, describir solamente los principales conceptos que permitan un entendimiento global. La figura II.1 muestra un registro de dos días de la componente horizontal del campo magnético que apunta hacia el Norte geográfico. Se puede observar que el día 23 es un día magnéticamente activo mientras que el día 24 es un día magnéticamente quieto (Campbell W., 1987).

La determinación global de la conductividad de la tierra obtenida por distintos autores que analizaron registros de variaciones medidas alrededor del mundo, muestran diferentes valores, lo cual puede atribuirse, en gran parte, a los diferentes criterios que existen para definir los días quietos.

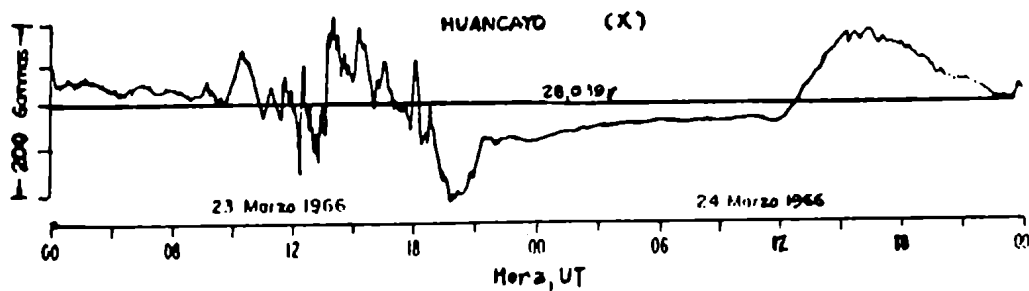


Figura II.1 Componente horizontal (X) dirigida al Norte de las variaciones geomagnéticas en el observatorio permanente de Huancayo (Perú) registrados durante un día activo (23-3) y el siguiente quieto (24-3). La variación en gammas (nT) y el valor promedio están indicados (CAMPBELL, 1987).

Para la deteminación de los días magnéticamente quietos, en general se utilizan los índices geomagnéticos K_p que son tri-horarios y cuasi-logarítmicos o su equivalente lineal, el A_p , que es diario. Algunos autores prefieren acotar el valor de A_p , otros toman los cinco días más quietos en el mes y otros acotan el valor de K_p .

La causa principal de las S_q son las corrientes que circulan en la ionósfera, en particular en la región E, debida a la conductividad presente en es zona de la atmósfera. Esta corriente la llamaremos planetaria dada su índole global.

II.2.2 Las Variaciones Geomagnéticas Diarias (VGD)

A partir del análisis de las S_q , se hallan los principales componentes armónicos de su desarrollo temporal de Fourier, como se puede ver en la figura II.2. Su mayor

amplitud es para las 24 horas, variaciones a las que nos referiremos como diarias.

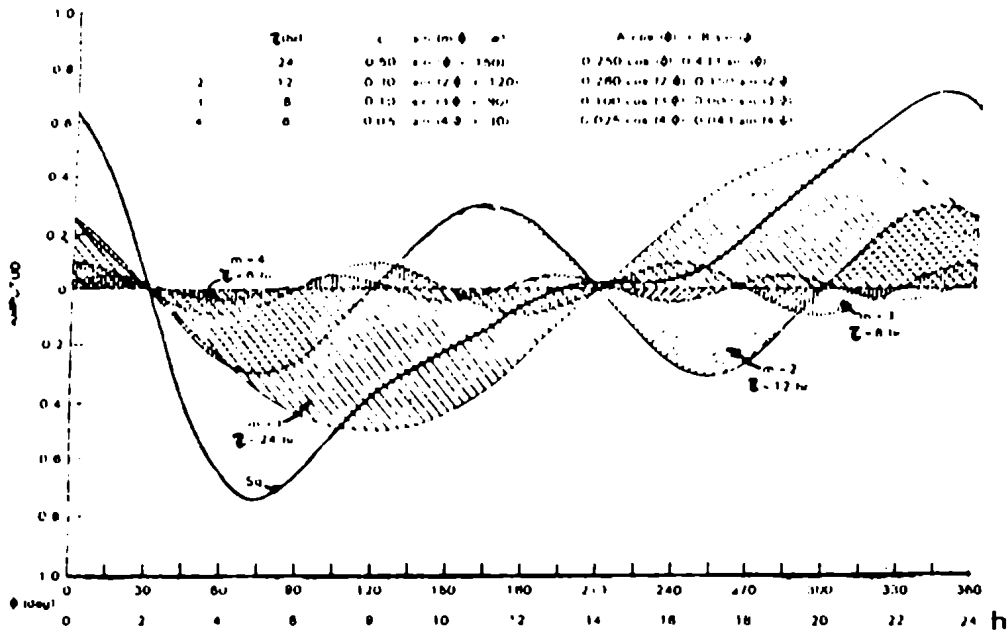


Figura II.2 Ejemplo del análisis de Fourier de las Sq. Se muestran las componentes con $m=1$ a 4 ($\tau=24$ a 6 hs) donde C es la amplitud y Φ el ángulo de fase. (CAMPBELL W., 1987)

II.3 Ecuador magnético o "dip"

Se define como ecuador magnético o "dip" a la línea a lo largo de la cual la componente vertical del campo magnético es cero. La figura II.3 muestra el ecuador geográfico y el magnético en un mapa del mundo. Cada ecuador está involucrado de forma diferente con los distintos fenómenos, por ejemplo los movimientos de aire son controlados por el geográfico y la conductividad de la ionósfera por el magnético y hay ciertas evidencias que la corriente planetaria está centrada en un ecuador definido equidistante

a ambos, que llamaremos "medio" (ver por ej. Onwumechilli, 1967).

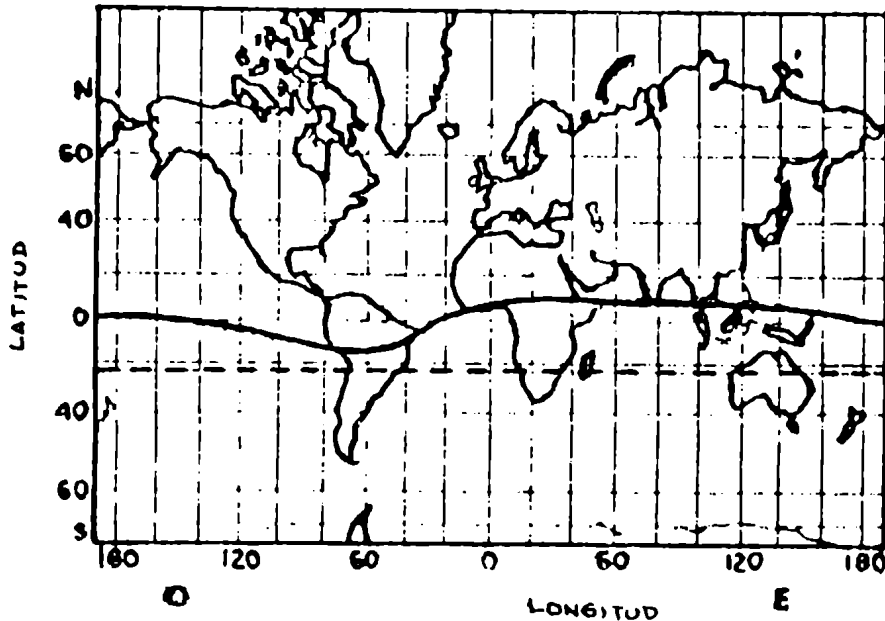


Figura II.3 Mapa del mundo mostrando los ecua-dores geográfico y magnético o "dip". (ONWUMECHILLI,1967)

II.4 El electrochorro ecuatorial

Un aumento significativo de la conductividad de la capa E de la ionósfera en la dirección este-oeste ocurre en una estrecha franja junto al ecuador magnético y decrece con la distancia al mismo. La intensidad de la corriente dirigida hacia el este sobre el ecuador magnético es muy superior a la que se encuentra a latitudes medias. A esta diferencia en el valor de la corriente excedente del valor que se le asigne a la planetaria a esa latitud se la llama

electrochorro ecuatorial. El electrochorro se halla a todas las longitudes y sin importar cuanto se aleje del ecuador geográfico.

Las diferentes componentes del campo geomagnético a frecuencia diaria son calculadas a partir del valor a mediodía menos el valor a medianoche para días quietos durante equinoxios. La componente horizontal dirigida hacia el Norte geográfico presenta un incremento que llega al doble o triple del valor de la planetariaa esa latitud, ningún efecto se halla sobre la componente horizontal dirigida hacia el este, tal como debe suceder en el caso de un corriente que fluye en la dirección Este-Oeste. La componente vertical es cero en el ecuador magnético, llega a su magnitud mayor a unos pocos grados de él y luego tiende a cero hacia las latitudes medias. Si bien esta componente a veces no es estrictamente antisimétrica, diferentes magnitudes son alcanzadas al Norte y Sur del mismo. La razón principal de ello es que la parte planetaria tiene su máximo en el ecuador medio mientras el electrochorro en el magnético, lo cual justifica en parte esta no-antisimetría (Ownumechilli,1967) de la componente vertical.

II.5. La conductividad terrestre

En los últimos años la distribución espacial de los parámetros que describen de una u otra manera a la tierra

han sido de gran interés para los investigadores. Progresos en tal sentido pueden verse en la determinación de los parámetros elásticos de la tierra y su densidad (Woodhouse y Dziewonski, 1984; Dziewonski, 1984; Nataf et al., 1984; Martinéc y Péc, 1986). La determinación de los parámetros eléctricos es un problema más complicado que la determinación de los mecánicos debido a los cambios drásticos en la conductividad; tanto como seis órdenes de magnitud en la profundidad y cinco en las variaciones laterales, mientras que la variación de la densidad no excede el 5% (Pěcřv et al., 1987).

Desde 1889 Schuster ya había demostrado la posibilidad de obtener un perfil de la conductividad terrestre a partir de las fluctuaciones del campo magnético de origen externo (Eckhardt et al., 1963).

Estudios recientes de rocas, realizados a alta temperatura y presión, revelan que a una profundidad de 400 km existe un cambio en la estructura de las rocas principales siendo ete probablemente responsable de un aumento en la velocidad sísmica y la densidad del material. Una segunda fase de transformación ocurre a los 670 km donde vuelve a incrementarse dicha velocidad (Dimitriev et al., 1987).

También se han realizado progresos en la teoría de inducción electromagnética para resolver problemas locales en 3-D, sin embargo solución del problema global ha sido

conocida solo para simetría radial, o sea en 1-D (Berdichevsky et al., 1976; Banks, 1981; Eckardt, 1963).

Las figuras II.4 y II.5 muestran ejemplos de los perfiles propuestos por diferentes autores donde en general se interpreta la conductividad terrestre no de forma continua sino a través de capas concéntricas con saltos marcados en su conductividad.

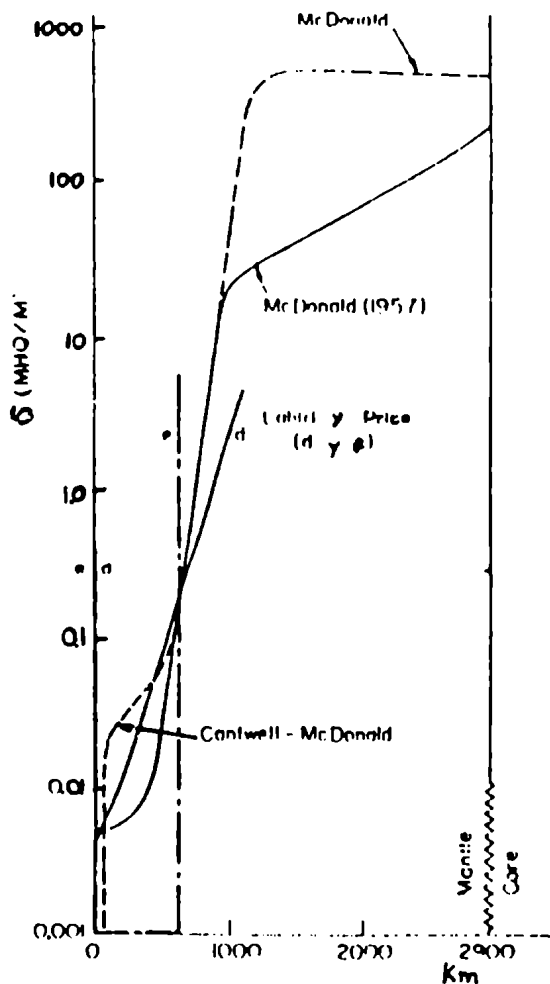


Figura II.4 Perfiles teóricos de la conductividad a profundidades del manto (después de EKCHARDT et al, 1969)

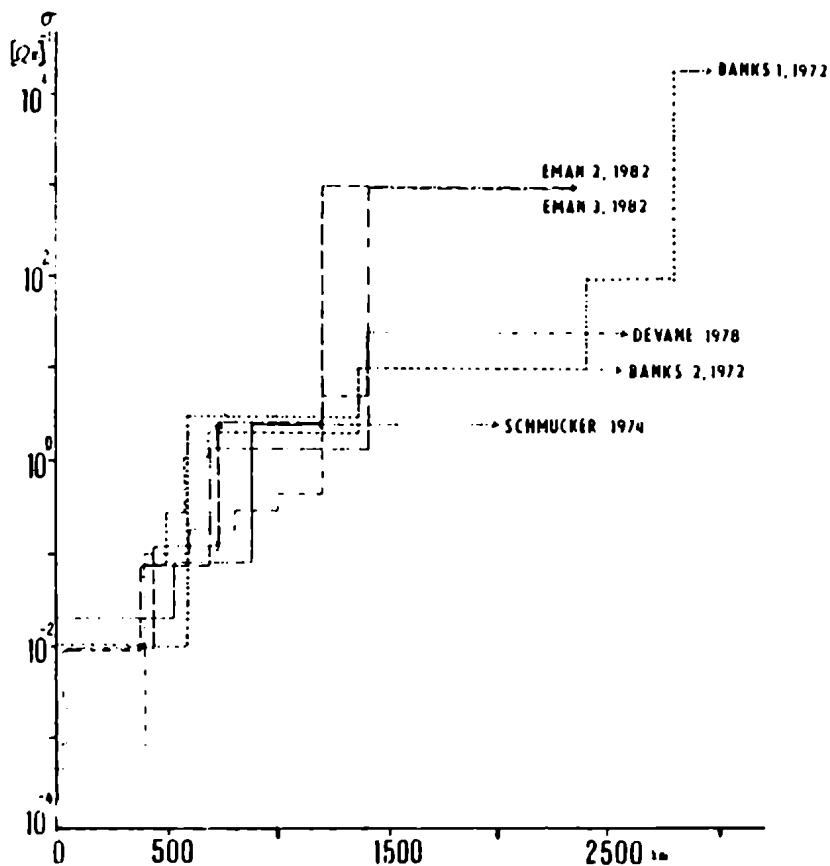


Figura II.5 Conductividad terrestre, diferentes resultados y modelos (después de PĚCŮVÁ et al, 1987)

Algunos pocos autores han propuesto variaciones totalmente continuas o continuas de a tramos (Zarkov, 1983), donde se halla un salto importante en la conductividad a los 600 km coincidente con el salto hallado en el estudio directo de las rocas y el cambio de la velocidad sísmica, otro salto también puede observarse alrededor de los 1300 km (ver fig.II.6).

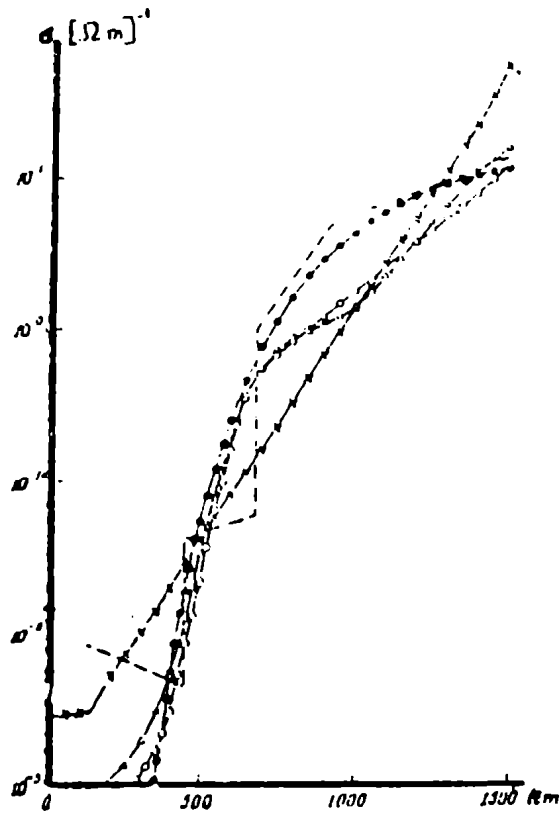


Figura II.6 Conductividad terrestre, resultados y modelos propuestos por Zharkov (1983)

Un análisis global de la conductividad para valores de hasta 500 km es realizado por Campbell W.(1987) el cual ilustra claramente la metodología utilizada en el análisis global y presenta una revisión de las S_q y la importancia del conocimiento de la conductividad de las capas más profundas.

Sin embargo, la conductividad terrestre puede sufrir discontinuidades laterales aún a grandes profundidades (Duhau y Romanelli, 1979) por lo tanto se requería un método

que permitiera detectarlas, el cual fue introducido por Duhau y Osella (1982) utilizando el análisis de las VGD. Este método fue mejorado y ampliado más adelante por Duhau y Favetto (1990a) y Duhau y Favetto (1990b) como se detalla en el capítulo IV de la presente tesis.

CAPITULO III

**III. SEPARACION DE LOS CAMPOS GEOMAGNETICOS LOCALES EN SUS
PARTES EXTERNA E INTERNA A LATITUDES ECUATORIALES**

III.1 Introducción

El estudio de las anomalías locales en la conductividad terrestre se puede hacer mediante un análisis de las variaciones geomagnéticas sobre una dada zona de la superficie, midiéndolas en un cierto número de estaciones. Luego, se requiere establecer qué parte de las mediciones es de origen externo y qué parte es de origen interno, o sea los campos producidos por corrientes que circulan en la ionósfera y aquellos originados por corrientes inducidas dentro de la tierra respectivamente. Muchos métodos han sido propuestos para este fin y así expresar las componentes de campos externos e internos en función de los campos totales, cuyo comportamiento espacial es inferido a partir de interpolar las mediciones realizadas en las estaciones disponibles.

Siebert y Kertz (1957) discutieron con gran detalle el formalismo que permite separar las componentes del campo en forma sencilla para el caso bidimensional, expresaron las componentes separadas en función de las componentes del campo total aplicando un operador que es equivalente a una transformada de Hilbert. Este formalismo no permite la extensión directa y sencilla a tres dimensiones. Weaver (1963) desarrolló un método que si bien es también de aplicación directa y coincide con el de Siebert y Kertz (1957) en el caso bidimensional, tiene la ventaja de ser

aplicable tanto para dos como tres dimensiones en forma directa.

En el presente capítulo se darán los detalles del método desarrollado por Weaver (1963) para dos dimensiones. Se discutirá la aplicación del método de separación a latitudes ecuatoriales, además será aplicado a datos geomagnéticos de India para calcular la corriente externa y a partir de ello poder deducir la profundidad a la cual se halla la conductosfera (lo cual se hará en el capítulo III).

III.2 Método de separación

Como consecuencia de que las variaciones geomagnéticas son suficientemente lentas, las corrientes de desplazamiento pueden ser despreciadas y entonces el campo magnético se puede expresar por un potencial que sobre la superficie satisface la ecuación de Laplace.

Dado que solamente pretendemos estudiar anomalías locales entonces nos restringiremos a una zona relativamente pequeña de la tierra tal que, para los efectos de nuestro análisis, su superficie pueda ser considerada plana. Definiendo las coordenadas cartesianas x, y y z positivas hacia el norte, este y abajo respectivamente y considerando que esta superficie se halla en $z = 0$ y que las corrientes circulan en $z = -h$ podemos asegurar que entre 0 y $-h$ vale la ecuación de Laplace para el potencial magnético, Ω , entonces

$$\nabla^2 \Omega = 0$$

que para el caso de dos dimensiones, considerando que el potencial no depende de la coordenada y y debe satisfacer:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{III.1})$$

Recordemos las expresiones de las Transformadas de Fourier (TF) de la función $f(x)$ y la anti transformada dadas por:

$$\tilde{f}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\xi x} dx \quad (\text{III.2})$$

y

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi) e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.3})$$

respectivamente.

Al aplicar la TF (ec. III.2) a la ec. III.1 resulta la siguiente ecuación

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Omega}}{\partial z^2} = \xi^2 \tilde{\Omega} \quad (\text{III.4})$$

y resolviendo la ecuación (III.4) la solución está dada por:

$$\tilde{\Omega} = \alpha(\xi) e^{-|\xi|z} + \beta(\xi) e^{|\xi|z} \quad (\text{III.5})$$

aplicando a la ec.(III.5) la TF inversa dada por la ec.(III.3) obtenemos la siguiente expresión del potencial:

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\alpha(\xi) e^{-|\xi|z} + \beta(\xi) e^{|\xi|z} \right] e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.6})$$

Ahora podemos denominar Ω_{\bullet} y Ω_i a las contribuciones de origen externo e interno respectivamente y considerando que cuando la coordenada $z \rightarrow +\infty$ entonces $\Omega_{\bullet} \rightarrow 0$ y además cuando $z \rightarrow -\infty$ entonces $\Omega_i \rightarrow 0$ entonces podemos asignar el primer término a Ω_{\bullet} y el segundo a Ω_i , si diferenciamos las expresiones correspondientes a ambos potenciales respecto a z y hacemos el límite para $z \rightarrow 0$ hallamos la siguientes expresiones para las contribuciones externas e internas de la componente vertical del campo (Z)

$$Z_{\bullet} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\xi) |\xi| e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.7})$$

$$Z_i = \frac{-1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(\xi) |\xi| e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.8})$$

mientras que si hacemos lo mismo con respecto a la componente x obtendremos las partes externas e internas de la componente horizontal del campo (X), que si observamos las ecuaciones III.8 y III.9 es facil ver que $\alpha(\xi) = \tilde{Z}_0 / |\xi|$ y $\beta(\xi) = -\tilde{Z}_i / |\xi|$; dando

$$X_0 = \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_0 \operatorname{sgn} \xi e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.9})$$

$$X_i = \frac{-i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_i \operatorname{sgn} \xi e^{-i\xi x} d\xi \quad (\text{III.10})$$

donde $\operatorname{sgn} \xi$ es la TF de $-ix^{-1}/2\pi$ entonces aplicando el teorema de Faltung que establece que

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi) \tilde{g}(\xi) e^{-i\xi x} d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) g(x-u) du \quad (\text{III.11})$$

tenemos que

$$X_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z(u)}{x-u} du = K [Z_0] \quad (\text{III.12})$$

donde la forma de definir al operador K coincide con la obtenida por Siebert y Kertz (1957), donde siguiendo el mismo procedimiento es posible mostrar que

$$\begin{aligned} Z_{\bullet} &= -K [X_{\bullet}] & X_{\bullet} &= K [Z_{\bullet}] \\ Z_i &= K [X_i] & X_i &= -K [Z_i] \end{aligned}$$

y teniendo en cuenta que $Z = Z_{\bullet} + Z_i$ y $X = X_{\bullet} + X_i$ encontramos que valen las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} X_{\bullet} &= \frac{1}{2} (X + K [Z]) \\ X_i &= \frac{1}{2} (X - K [Z]) \\ Z_{\bullet} &= \frac{1}{2} (Z - K [X]) \\ Z_i &= \frac{1}{2} (Z + K [X]) \end{aligned} \tag{III.13}$$

donde las partes interna y externa de la componente horizontal se obtienen aplicando el operador K a la componente vertical y viceversa.

De la misma forma se puede obtener una relación similar para tres dimensiones como se desarrolla en el Apéndice 1.

III.3 Aplicación a latitudes ecuatoriales

Según se detalla en la sección III.2 el método de separación requiere el conocimiento de las componentes de los campos magnéticos a lo largo de la coordenada x para el

caso bi-dimensional y en ambas x e y para el caso tri-dimensional. Este hecho requiere cierto cuidado cuando es aplicado a un dado perfil donde una extrapolación fuera del intervalo de medición debe ser realizada. Alrededor de este punto se abre una discusión sobre los criterios con los cuales este método de separación ha sido aplicado hasta el momento en la zona cercana al ecuador magnético.

III.3.1 Antecedentes en la aplicación del método.

En la zona ecuatorial, el procedimiento seguido usualmente para separar las componentes del campo en sus partes externa e interna (ver por ejemplo las aplicaciones de Forbush y Casaverde, 1961 y Onwumechilli, 1967) consiste en considerar al campo magnético constituido por las partes localizada y planetaria. La corriente localizada o electrochorro ecuatorial está definida tal que cuando se estudia un perfil que se extiende a ambos lados de él, en general tiende a cero a unos cientos de kilómetros alrededor del ecuador magnético. Este hecho permite aplicar directamente el método de separación a la parte localizada de las componentes del campo magnético pero requiere de una estimación de la contribución interna correspondiente a la parte planetaria. Para lo cual se asume que las corrientes inducidas por esta parte planetaria contribuyen con un campo que es el 40% del correspondiente inductor, tal que .

$$X_i^P = 0.4 X_{\bullet}^P$$

$$Z_i^P = -0.4 Z_{\bullet}^P$$

entonces, a partir de las mediciones suficientemente alejadas del ecuador magnético se obtienen las componentes totales de la parte planetaria. A partir de ellas y considerando que

$$X^P = X_{\bullet}^P + X_i^P$$

$$Z^P = Z_{\bullet}^P + Z_i^P$$

se determina la parte externa X_{\bullet}^P a partir de la parte planetaria del perfil medido. Para hallar la componente vertical Z_{\bullet}^P a partir de X_{\bullet}^P se propone continuarla con una función anítica que proporcione una adecuada extrapolación mediante el correspondiente ajuste.

Este procedimiento permite obtener la parte localizada para poder aplicar el método de separación a ella, sin embargo debemos tener presente que para determinar la parte inducida a través de este procedimiento ha sido estimada parte de ella, lo cual podría estar introduciendo errores tanto en la parte externa como en la interna.

Duhau y Osella (1982) proporcionaron cambios en la manera de aplicar el método de separación que permitieron obtener los campos externos e internos sin ninguna hipótesis previa sobre el campo planetario inducido. Para lograr esto,

propusieron que la separación sea directamente realizada sobre los campos totales. Como la componente Z del campo usualmente alcanza valores más pequeños que la componente X hacia el final del intervalo de medición, entonces es considerada como más adecuada para que, provista una dada extrapolación, ésta no incida de forma importante sobre la separación. Por lo tanto el método de separación es solo usado para separar X cuando los valores de Z al final del intervalo de medición sean pequeños. También Z fue separada utilizando la ayuda de la representación analítica que mejor ajusta a la parte planetaria de origen externo.

III.4 Aplicación a India

Dado que la separación de los campos según su origen es útil en el modelado de la corriente externa, un resultado que nos interesa obtener luego a partir de los campos separados, es la profundidad de la conductosfera en India a través del análisis de las VGD. La aplicación de este método a India requiere el análisis de los datos registrados en las estaciones que se observan en la fig III.1 , que no proveen un perfil ni extenso ni denso de datos alrededor del ecuador.

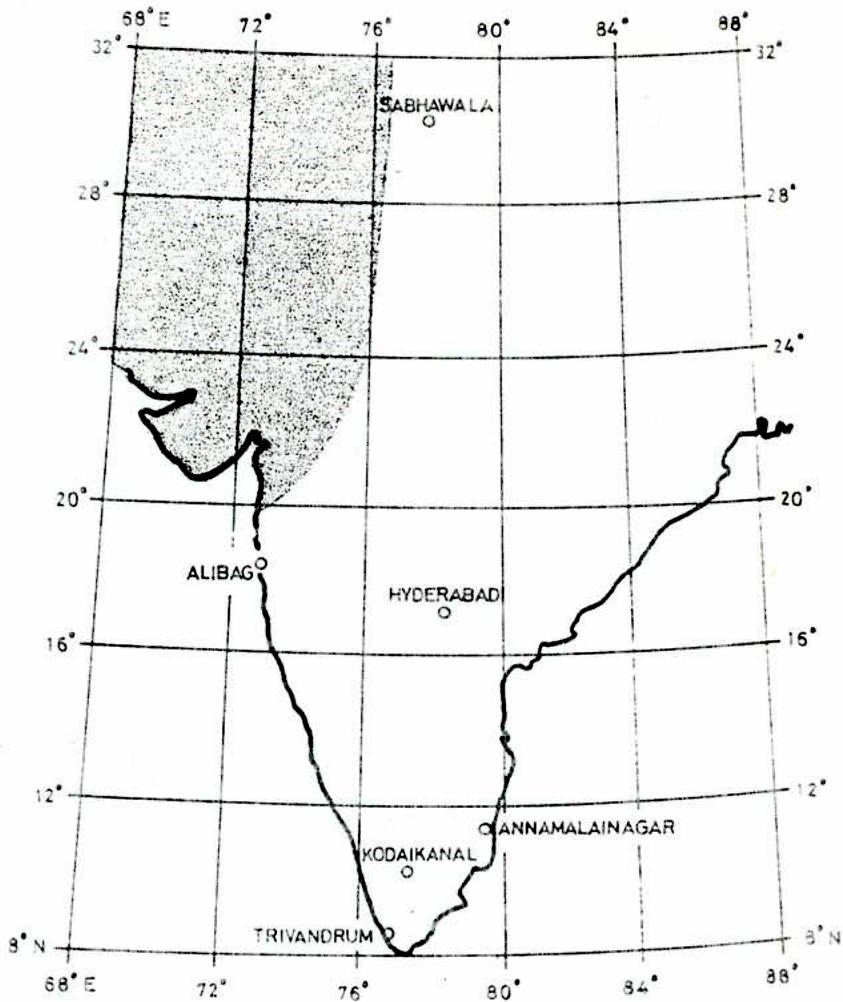




Figura III.1 Mapa de India, tectónica  escudo continental
 Himalayas y estaciones geomagnéticas

Las características de los datos en esta región son:

1) la declinación magnética, D , es muy pequeña (ver por ejemplo Singh et al., 1986 and Rastogi et al., 1986) razón por la cual el campo puede ser considerado bi-dimensional (see e.g. Weaver, 1964);

2) debido a la ubicación geográfica de las estaciones y a la presencia de la costa cerca del ecuador magnético casi ningún dato se tiene al sur del ecuador magnético excepto la estación Trivandrum.

A partir de 1) se justifica el uso de la forma 2-D del método de Weaver (1963) detallado previamente en este capítulo para separar las componentes de acuerdo a su origen, pero debido a 2) la aplicación del método de separación debe contemplar las características geográficas particulares de la zona que hagan posible la aplicación del mismo de forma confiable. Una vez superada esta dificultad, que requiere la estimación del campo magnético en la zona no medida, se obtiene el campo separado externo que permitirá el modelado de la corriente.

III.4.1. Datos de India

Los datos geomagnéticos registrados según sus promedios horarios durante los años 1982 y 1983 en India son utilizados para obtener las componente horizontal y vertical del las VGD. Estos datos fueron registrados en el Indian Institute of Geomagnetism (Alibag, Annamalainagar and Trivandrum), National Geophysical Research Institute (Hyderabad), Indian Institute of Astrophysics (Kodaikanal) y Survey of India Geodetic and Research Branch (Sabhawala), en observatorios magnéticos ubicados como se muestra en la

figura III.1 .Esta figura también muestra las principales características tectónicas de la zona (Willie,1971). Las variaciones geomagnéticas diarias fueron obtenidas a partir de los datos horarios promediados mensualmente sobre los días considerados internacionalmente como quietos, haciendo la diferencia entre los valores alcanzados alrededor del mediodía y medianoche, estos valores para las componentes X y Z se pueden observar en la tabla III.1.

ESTACION	UBICACION (km)	MARZO 1982		MARZO 1983	
		X(nT)	Z(nT)	X(nT)	Z(nT)
Trivandrum	-114.7	131.7	24.0	97.4	16.5
Kodaikanal	11.1	117.0	-24.0	80.5	-20.7
Annamalainagar	118.5	92.0	-27.0	58.7	-19.5
Hyderabad	788.1	70.7	-10.5	52.7	-7.5
Alibag	1063.7	64.2	-14.7	45.0	-16.5
Sabhawala	3122.8	31.5	-16.0	20.0	-8.2

ESTACION	UBICACION (km)	ABRIL 1982		ABRIL 1983	
		X(nT)	Z(nT)	X(nT)	Z(nT)
Trivandrum	-114.7	107.5	3.7	123.5	2.0
Kodaikanal	11.1	96.0	-37.2	104.7	-35.7
Annamalainagar	118.5	67.7	-40.7	75.7	-46.5
Hyderabad	788.1	48.7	-14.2	54.0	-19.2
Alibag	1063.7	40.2	-23.0	45.7	-22.7
Sabhawala	3122.8	15.7	-11.5	11.2	-17.5

Tabla III.1 Ubicación de los observatorios geomagnéticos, y valores de las componentes horizontal (X) y vertical (Z), obtenidos de los datos del Indian Inst. of Geomagnetism.

III.4.2. Separación de las VGD en India

El aporte personal en este punto hace a la aplicación del método de separación a esta zona particular (ver Favetto et al., 1990):

- Se analiza la influencia de varias extrapolaciones hacia el sur del ecuador magnético en los campos separados, se hace lo mismo para las zonas de baja densidad de datos en el perfil medido.

- Se utiliza solo la componente vertical del campo para separar la componente horizontal, y la componente vertical total se usa para comparar con la teórica que proviene de proveer un modelo de corriente que produzca ese campo externo separado e inferir la profundidad de la conductosfera con él para comparar luego la parte total de ambas componentes del campo a los datos medidos (ver capítulo IV).

De acuerdo al método descrito previamente, para aplicar el operador K a las componentes de campo, éstas deben conocerse en el intervalo $[-\infty, +\infty]$. Como, por supuesto, los datos siempre están medidos en un intervalo finito debemos evaluar la incidencia de este hecho y superar primero esta dificultad. De todas maneras, nuestro propósito es separar la parte externa de la componente horizontal para inferir a partir de ella la corriente externa. Por lo tanto tenemos que dar un perfil completo de Z para poderle aplicar

el operador K y así separar X utilizando las ecs. III.14 y los valores medidos de X .

Dado que solo un registro fue tomado al sur del ecuador magnético, la extrapolación de la componente Z fuera del perfil medido debe ser elegida con algún criterio. En nuestro caso la asumimos antisimétrica respecto al punto donde X toma su máximo valor porque es la continuación más adecuada de acuerdo a la distribución latitudinal de la componente vertical del campo observada en otras partes del mundo donde el perfil medido se extiende ampliamente a uno y otro lado del ecuador magnético (ver por ej. Duhau and Osella, 1982, Duhau and Osella, 1984). Si bien el criterio utilizado, parece ser lo más aproximado que podemos dar considerando la información disponible, evaluamos la magnitud de los errores que se introducen en los campos separados debido a la extrapolación elegida. Para lo cual, se calcularon los valores de X_0 y X_i aplicando el operador K sobre Z con esta supuesta extrapolación (como se puede observar en el caso I de la figura III.2a). Los resultados han sido comparados con los obtenidos para una extrapolación muy diferente (caso II, fig. IIIb), donde la componente Z tiende abruptamente a cero.

Como consecuencia, se halla que la relación X_i/X_0 difiere en menos del 20% entre ambos casos (ver figura III.2a) y vale la pena mencionar que el caso II propuesto está lejos de cualquier situación real posible. También se

evalúan las diferencias en el campo separado por completar de diferente manera el perfil al Norte donde los datos no suficientemente densos, esta pequeña influencia se muestra en las figuras III.3a y b.

Además, hemos hallado que los resultados de la separación no son modificados en forma apreciable cuando se permiten pequeños apartamientos de la extrapolación de Z elegida que contemplen las posibles diferencias debido a anomalías locales.

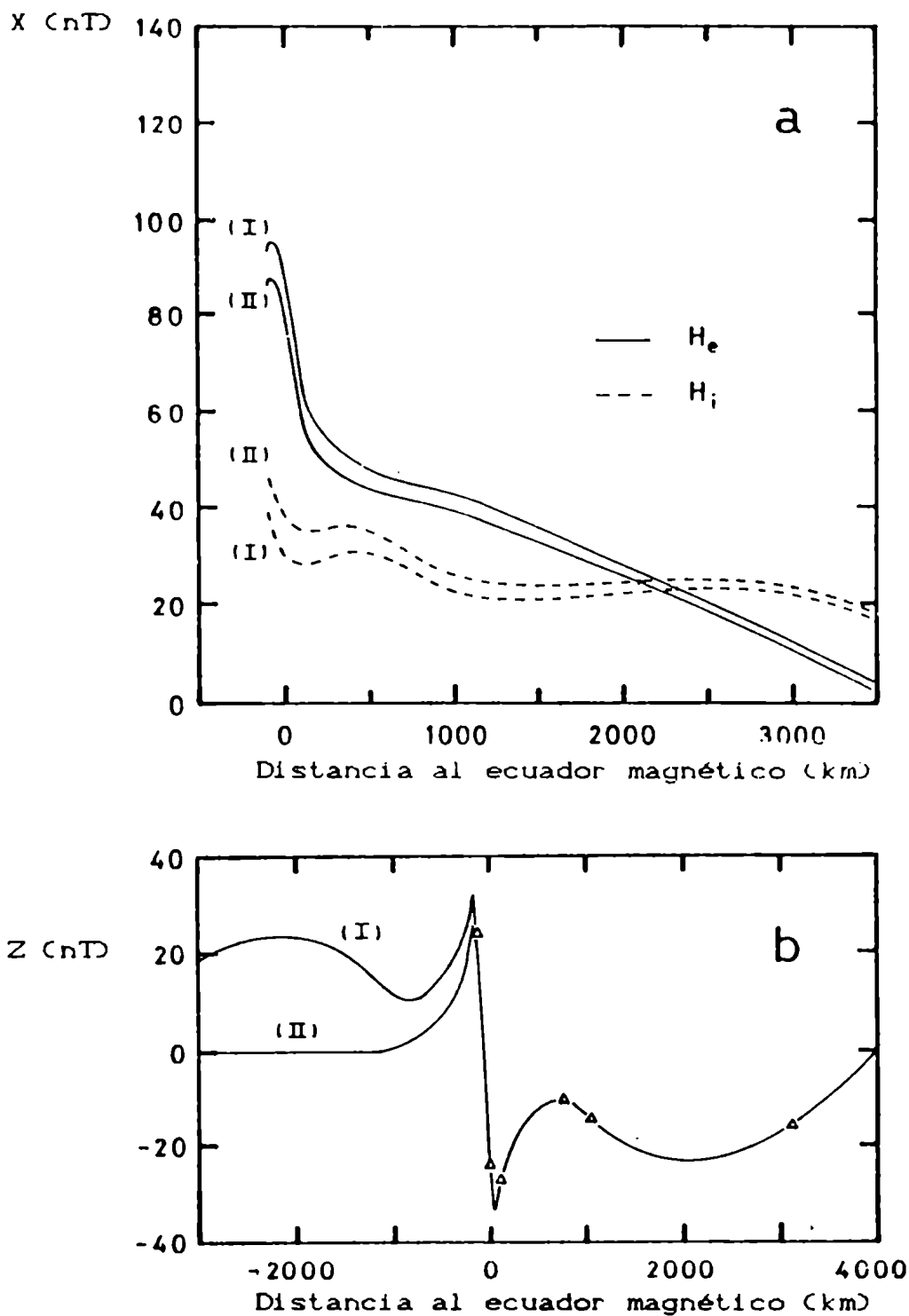


Figura III.2 Partes interna y externa de la componente horizontal (a) según fueron separadas a partir de dos extrapolaciones bien diferentes de la componente vertical (b) hacia el sur del ecuador magnético.

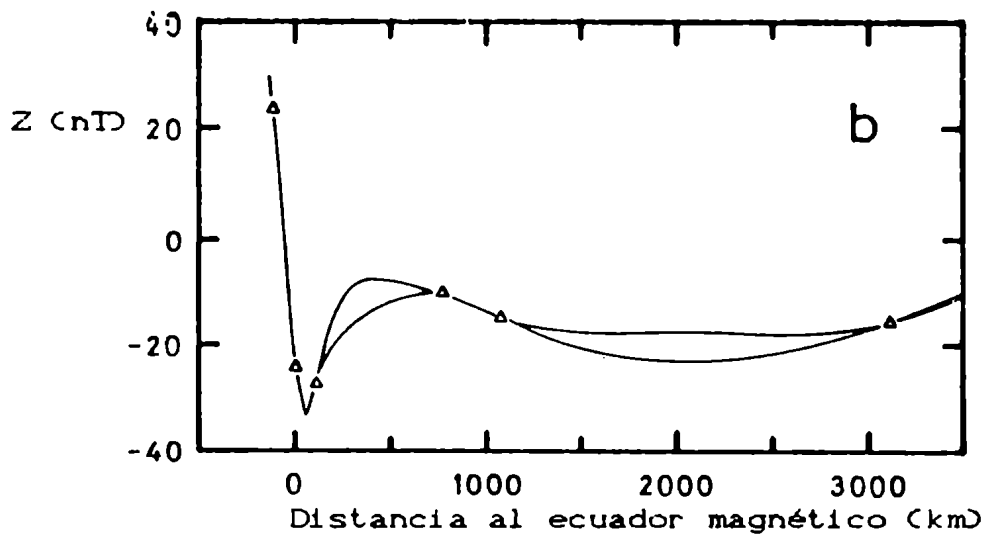
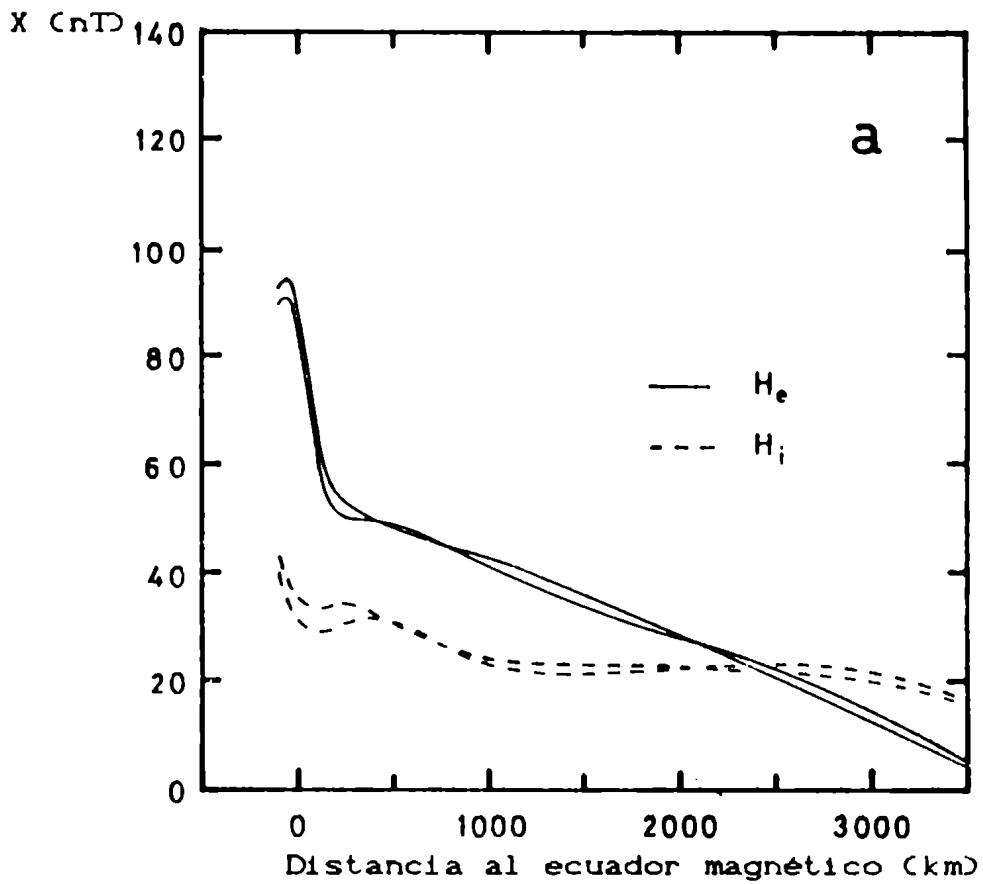


Figura III.3 Partes interna y externa de la componente horizontal (a) según fueron separadas a partir de dos interpolaciones diferentes de la componente vertical (b) dentro del intervalo medido al norte del ecuador magnético.

123

124

125

IV.1 Introducción

Las variaciones geomagnéticas comprenden tan amplio rango de frecuencias que el estudio de la respuesta de la tierra a esos campos permite obtener la conductividad eléctrica desde zonas muy cercanas a la superficie hasta profundidades del manto superior debido a la dependencia de esta profundidad con la frecuencia.

Cuando nos referimos a fuentes externas de origen natural y como sintetizamos en la introducción, hay básicamente dos métodos para investigar la conductividad de la tierra en ese amplio rango de profundidades que son:

- MT-Magnetotelúrico: donde las componentes horizontales del campo magnético y el eléctrico mutuamente ortogonales son medidas (una descripción general de este método se da en el capítulo V).
- GDS: Sondaje geomagnético profundo donde las tres componentes del campo magnético son medidas.

Las VGD son las variaciones de origen externo que contienen frecuencias suficientemente bajas tal que proveen información adicional y complementaria acerca de las estructuras más profundas; dado que penetran lo suficiente, es posible estimar la profundidad donde comienza la capa de alta conductividad, que hemos llamado conductosfera (ver por ej. Duhau and Romanelli, 1979). A frecuencias diarias, el campo inducido dentro de la tierra depende del tamaño de la fuente, contrario con lo que ocurre a frecuencia mayores

donde es normal considerar a la fuente espacialmente uniforme (ver por ej. Price, 1967). Esta dependencia, se hace mucho más importante cuando analizamos lo que ocurre a latitudes ecuatoriales, donde el electrochorro ecuatorial fluye en la ionósfera en una banda de aproximadamente 400 km, y dado que la MT y GDS no consideran este hecho, mal podrían estimar la conductividad del manto conductor. La resolución de este problema requiere conocer la posición y distribución espacial de la misma. Además del interés intrínseco que presenta el conocimiento de la profundidad donde comienza la conductosfera, ésta es también relevante en la determinación a través de magnetotelúrica y sondaje profundo, de la posición y conductividad de las capas superiores, ya que en el caso de no tenerla en cuenta podrían aparecer con éstos métodos falsas interpretaciones de las capas conductoras más superficiales.

Variaciones locales en esa profundidad fueron halladas usando un modelo simple para interpretar la parte interna de las VGD medidas a latitudes ecuatoriales en Perú (Osella y Duhau, 1983), en Nigeria (Duhau y Osella, 1983), en Africa Central (Duhau y Osella, 1984) y en India (Favetto et al, 1990). Ese modelo simple consiste en una capa no conductora ubicada encima de un semiespacio perfectamente conductor, permitiendo detectar valores muy diferentes entre sí, desde pequeñas profundidades, como en Perú (Duhau y Osella, 1983), hasta valores muy grandes como 1000 km al sur

del ecuador en Africa (Duhau y Osella, 1983, 1984) y al norte de India (Favetto et al., 1990). Esta amplia variación hallada localmente en zonas diferentes de la tierra es suficientemente significativa, como para estudiar este problema más profundamente.

Se mejora el modelo comunmente usado incorporando las conductividades de las capas superiores en multicapas planas para la interpretación de las VGD. Este modelo permite incluir el efecto del campo inducido por las capas superiores en el análisis de las VGD posibilitando así la evaluación de su contribución a la parte interna de estas variaciones y entonces la determinación más precisa de la profundidad a la cual comienza la conductosfera. El significado de los resultados de éste modelo se analizan y se aplican a la reinterpretación de la parte inducida de las VGD en Perú, India y Africa Central.

En este capítulo primeramente se discute y se muestra la representación analítica de la corriente a utilizar, se aplica el método de Duhau y Osella (1984) adaptándolo a las características geográficas de India y así, inferir la profundidad de la conductosfera debajo del escudo continental en esta zona utilizando un modelo donde un semi-espacio perfectamente conductor la representa. Se extiende la teoría de Price para un conductor (ver apéndice 2) a n capas y se aplica a un modelo de tierra plana en multicapas frente a una fuente externa que represente la

forma global promedio de la corriente ionosférica. Por último, se calcula la inducción debida a las capas superficiales frente a un modelo de corriente que la represente adecuadamente a latitudes ecuatoriales incluyendo el electrochorro ecuatorial. A partir de esto se provee la expresión del campo para cualquier variación latitudinal de la corriente, o lo que es lo mismo, cualquier forma del campo en la superficie.

IV.2. Sistema de corrientes ionosféricas

A latitudes ecuatoriales la corriente ionosférica circula de este a oeste desde a una altura aproximada de 107 km entonces el método 2-D de separación descrito en el capítulo III puede ser aplicado para obtener el campo magnético de origen externo.

Trabajos previos de varios autores (ver por ejemplo Ownumchilli, 1967), utilizan diversas representaciones de la corriente ecuatorial, donde sencillas formas analíticas permiten la obtención de resultados igualmente analíticos de problemas complejos. En esta sección daremos la representación que usamos para describir la corriente a latitudes ecuatoriales. Es decir, la corriente consta de tres contribuciones : una armónica en x , otra constante y por último la corriente localizada que se extiende a ambos lados del ecuador magnético y se hace cero a unos

trescientos kilómetros del mismo.

Se propone como representación analítica para describir las corrientes a latitudes ecuatoriales y los correspondientes campos en la superficie, por conveniencia en los cálculos, la superposición de partes localizada o electrochorro ecuatorial, J^J , y global o planetaria, J^P .

Una adecuada formulación de la parte planetaria fue propuesta por Osella and Duhau (1983) y está dada por:

$$J^P(x) = J_0^P e^{-kh} \cos(k(x-x_0)) + J_1^P \quad (\text{IV.1})$$

donde J_0^P y J_1^P son las amplitudes y k el número de onda.

La parte localizada de la corriente será representada por (ver por ej. Duhau and Osella, 1982)

$$J^J(x) = \begin{cases} J_0^J \left(1 - \frac{(x-x_j)^2}{D^2} \right) & |x-x_j| \leq D \\ 0 & \text{otro } x \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

donde J_0^J es la amplitud y x_j es la posición del centro del electrochorro ecuatorial y D es su ancho.

La representación presentada del sistema de corrientes si bien es común y ampliamente utilizada en la bibliografía no tiene significado físico, por lo tanto solamente la corriente total se utilizará en las interpretaciones que

se realicen en todo este trabajo.

IV.2.1. Campo magnético inductor

Aplicando la ley de Biot y Savart, se integra la corriente permitiendo así obtener la expresión del campo en la superficie. La parte externa de las componentes horizontal y vertical para cada contribución planetaria o localizada se dan a continuación.

Componente horizontal

El campo horizontal que produce el sistema de corrientes sobre la superficie está dado por una contribución planetaria:

$$X_{\circ}^P = A \cos(k(x-x_{\circ})) + B \quad (\text{IV. 3})$$

con $A = \mu_{\circ} / 2 J_{\circ}^P$ y $B = \mu_{\circ} / 2 J_{\circ}^P$

donde μ_{\circ} es la susceptibilidad magnética del vacío y la parte localizada de la corriente contribuye con un campo horizontal dado por:

$$X_{\circ}^J = \frac{\mu_{\circ}}{2} J_{\circ}^J F_x(x', h) \quad (\text{IV. 4})$$

donde $x' = x - x_0$, y F_x está dada por:

$$F_x(x', h) = \frac{1}{\pi} \left\{ \left(1 - \frac{x'^2}{2} + \frac{h^2}{2}\right) \left[\arctan\left(\frac{x'+D}{h}\right) - \arctan\left(\frac{x'-D}{h}\right) \right] - \frac{2h}{D^2} + \frac{x'h}{D^2} \ln \left[\frac{(x'+D)^2 + h^2}{(x'-D)^2 + h^2} \right] \right\}$$

Los valores de J_0^P , J_1^P , J_0^J , el número de onda k , x_j y x_0 deben ser tales que representen adecuadamente a la parte externa de la componente horizontal de las VGD dada por las ecuaciones III.13.

Componente vertical

La componente vertical del campo externo producida por el sistema de corrientes descrito por las ecuaciones IV.1 y IV.2 están expresadas por:

$$Z_0^P = -A \operatorname{sen}(k(x-x_0)) \quad (\text{IV.5})$$

$$Z_0^J = \frac{\mu_0}{2} J_0^J F_z(x, h) \quad (\text{IV.6})$$

donde la función F_z corresponde a:

$$F_z(x', h) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{2hx'}{D} \left[\arctan\left(\frac{x'-D}{h}\right) - \arctan\left(\frac{x'+D}{h}\right) \right] + \frac{2x'}{D} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{x'^2 - h^2}{D^2}\right) \ln \left[\frac{(x'+D)^2 + h^2}{(x'-D)^2 + h^2} \right] \right\}$$

donde P y J indican las partes planetaria y localizada respectivamente, mientras e e i indican respectivamente las contribuciones externas e internas (ver por ej. Osella and Duhau, 1983).

IV.3. Antecedentes en el cálculo de la profundidad de la conductosfera

El modelo de tierra más usado cuando se analizan las VGD es un semi-espacio conductor ubicado a una profundidad p que representa la profundidad a la que se halla el manto conductor. (ver Onwumehilli, 1967 ; Duhau y Osella, 1982)

IV.3.1 Campo inducido por un semi-espacio infinito de conductividad infinita.

El campo inducido por la tierra que se estima utilizando este modelo de la conductividad se puede calcular de manera sencilla utilizando el método de imágenes (ver Onwumehilli, 1967 ; Duhau y Osella, 1982), entonces las corrientes expresadas por las ecuaciones IV.1 y IV.2 inducen en el semiespacio perfectamente conductor corrientes que producen sobre la superficie los siguientes campos:

$$X_i^P = A e^{-2kp} \cos(k(x-x_0)) + B \quad (IV.7)$$

$$X_i^J = \frac{\mu_0}{2} J_0^J F_x(x', h+2p) \quad (IV.8)$$

$$Z_i^P = A \sin(k(x-x_0)) e^{-2kp} \quad (IV.9)$$

$$Z_i^J = -\frac{\mu_0}{2} J_0^J F_z(x', h+2p) \quad (IV.10)$$

con $F_x(x', h+2p)$ y $F_z(x', h+2p)$ definidos previamente en las ecuaciones IV.4 y IV.6 respectivamente.

La componente horizontal del campo total, X , calculada sumando todas las contribuciones será:

$$X = X_0^P + X_0^J + X_i^P + X_i^J \quad (IV.11)$$

donde X_0^P , X_0^J , X_i^P y X_i^J están dados por las ecuaciones IV.3, IV.4, IV.7 y IV.8 respectivamente.

También la componente vertical, Z , puede ser calculada sumando todas sus partes:

$$Z = Z_0^P + Z_0^J + Z_i^P + Z_i^J \quad (IV.12)$$

donde Z_0^P , Z_0^J , Z_i^P y Z_i^J están dados por las ecuaciones IV.5, IV.6, IV.9 y IV.10 respectivamente.

IV.3.2 Aplicación a India

Según lo señalado en el párrafo anterior el campo inducido se calcula asumiendo un modelo de la conductividad terrestre, sencillo, formado por dos capas, donde la superior es no-conductora la cual representa la corteza y el manto no-conductor y un semi-espacio perfectamente conductor que representa la estructura a partir del manto conductor, lo cual ha sido demostrado ser una aproximación válida para variaciones diarias (Duhau y Favetto, 1990).

Utilizando la componente horizontal del campo externo ya separado en el capítulo III se infieren los parámetros de la corriente o lo que es lo mismo del campo que ella produce sobre la superficie y finalmente, la profundidad a la cual comienza la conductosfera es estimada ajustando el campo total como una función del parámetro p (que da cuenta de esa profundidad) a los datos por el método de cuadrados mínimos.

Análisis de los datos

Como se ha expresado en la sección IV.2, la corriente externa se puede separar en parte planetaria y localizada siguiendo las ec. IV.1 y IV.2 respectivamente.

En el análisis que se hace a continuación, se utiliza la parte constante de la planetaria para estimar la posición del máximo de la misma, este hecho permitió obtener muy buenos ajustes con el mismo valor de la profundidad p para

todos los meses analizados a pesar de la falta de datos al sur del ecuador magnético, el hecho de tener medio perfil dificulta grandemente la determinación de la planetaria.

Para la determinación del sistema de corrientes mediante esa representación es necesario conocer primero x_0 , k , J_0^P y J_1^P (lo cual es equivalente a conocer A y B que son los parámetros correspondientes al campo externo planetario expresado por la ec.IV.3) es decir, la posición del centro de la parte armónica del sistema planetario, su número de onda, intensidad y parte constante; x_j , J_0^J y D que son el centro del electrochorro ecuatorial y su intensidad y ancho. Debido a la carencia de datos al sur del ecuador magnético, en este caso no es posible encontrar todos esos parámetros directamente del campo externo, pero afortunadamente, resultados previos pueden ser usados para superar este problema, como sigue.

Dado que el número de ondas, k , estima el tamaño del sistema de corrientes a escala global, entonces el valor de $k = 7.6 \cdot 10^{-6} \text{ km}^{-1}$ encontrado por Duhau y Osella (1982), es asumido como válido en el presente caso. El ancho del electrochorro ecuatorial, D, que es notablemente más angosto en India que en otras partes, ha sido encontrado tanto teórica como experimentalmente (ver Sugiura and Poros, 1969; Rastogi, 1978; Sampath and Sastry, 1979), entonces el valor de $D = 250 \text{ km}$ será usado también en nuestra estimación. Para ajustar el campo externo separado a la correspondiente

expresión matemática es imprescindible, como primer paso, encontrar valores próximos a los parámetros. Entonces, a partir de la componente horizontal separada, X_0 y X_1 , y la expresión matemática de las partes externa e inducida del campo planetario ecs. IV.3 y IV.7 respectivamente, se puede ver en la figura IV.2a una primera estimación de B y x_0 que se obtienen a partir del punto donde se cruzan las partes interna y externa, el cual está suficientemente lejos de ecuador magnético como para poder decir que en primera aproximación allí X_0^P y X_1^P son iguales. Esto significa que en la coordenada x donde se cruzan ambos campos valen aproximadamente B, mientras x_0 estará relacionado a este punto por $k(x-x_0) = \frac{\pi}{2}$. También una primera aproximación del máximo del electrochorro ecuatorial se puede estimar gráficamente de la separación. Entonces, asumiendo k , y D conocidos, se utiliza un proceso iterativo para ajustar por el método de cuadrados mínimos el resto de los parámetros alrededor de los valores estimados. Los resultados para los diferentes meses se resumen en la tabla IV.1; de los cuales se puede observar que los valores hallados de A son muy similares en los diferentes meses analizados, mientras que B toma diferentes valores dependiendo de la intensidad del campo total, también se observó que los resultados no son muy sensibles a cambios en x_0 .

	Mar 1982	Mar 1983	Abril 1982	Abril 1983
A (nT)	19.37	17.0	21.6	17.1
B (nT)	22.0	13.0	13.0	9.0
x_o (km)	160.0	200.0	-240.0	380.0
x_j (km)	70.0	-100.0	-100.0	-100.0
$X_o^j(0)$ nT	94.0	100.0	80.0	105.0

Tabla IV.1 Parámetros que dan el mejor ajuste de la componente horizontal del campo externo al campo representado por las ecs. IV.3 y IV.4

La profundidad de la conductosfera en India.

La profundidad a la cual comienza la conductosfera, p , es estimada ajustando a los datos la componente X calculada por la ecuación IV.11.

La figura IV.1 muestra dos ejemplos del ajuste logrado para datos registrados dos años diferentes. Los valores promedio obtenidos para p son de $1000 \text{ km} \pm 200 \text{ km}$. Con este valor de p y los parámetros hallados para la corriente externa se puede calcular la componente vertical del campo (ec. IV.12) que también ha sido graficada en la figura IV.1. Allí podemos comprobar que la profundidad hallada para el comienzo de la conductosfera da también un buen ajuste de Z (téngase en cuenta que Z no fue separado sino que el solo el total es utilizado como verificación).

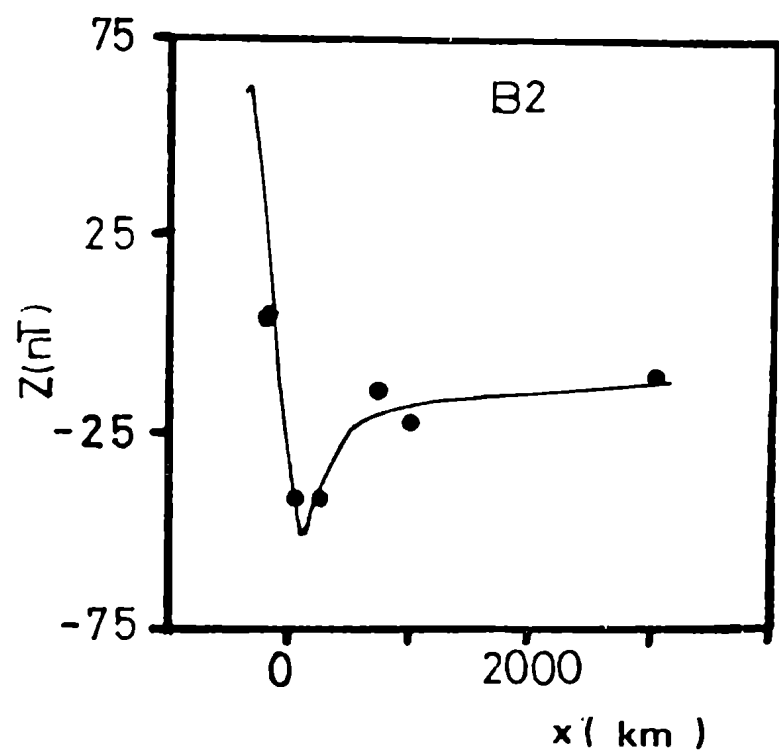
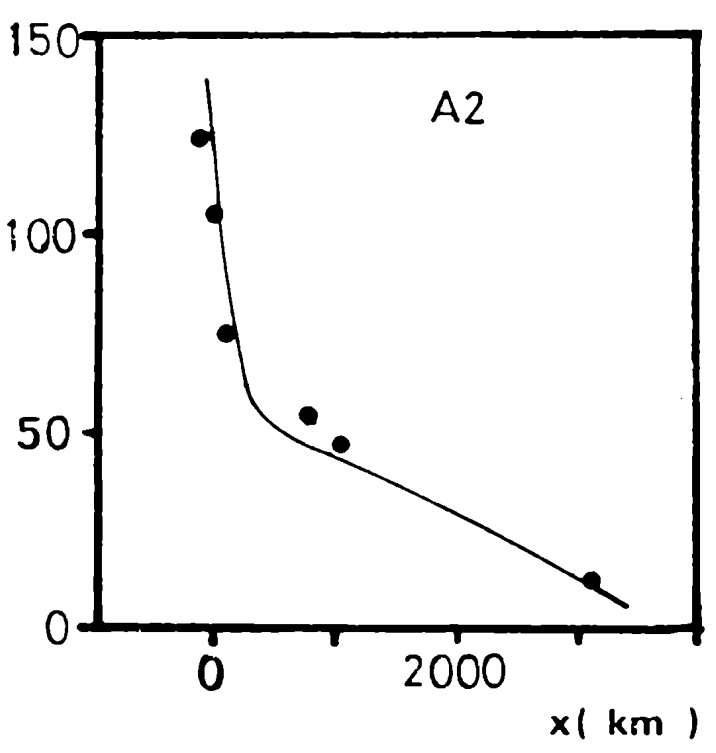
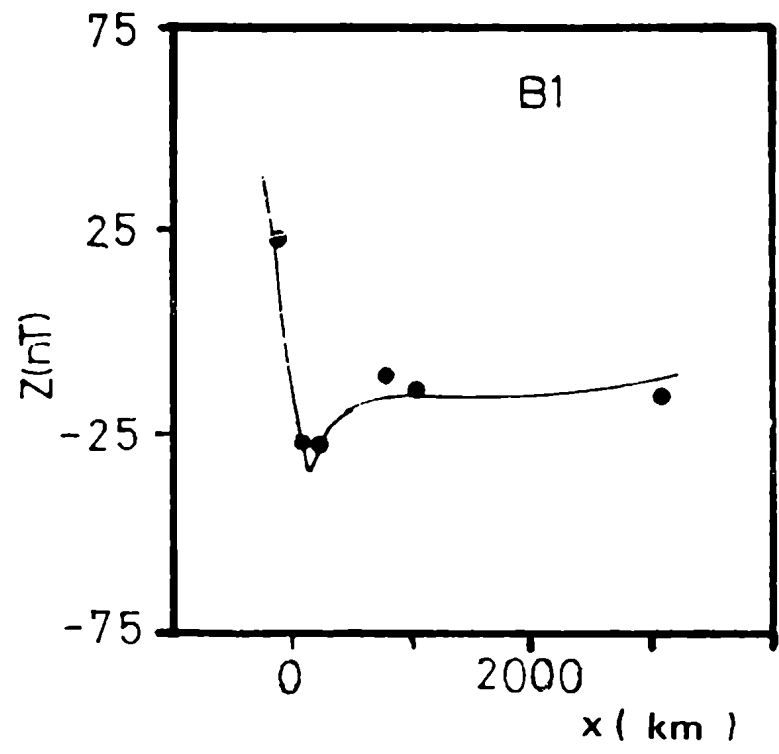
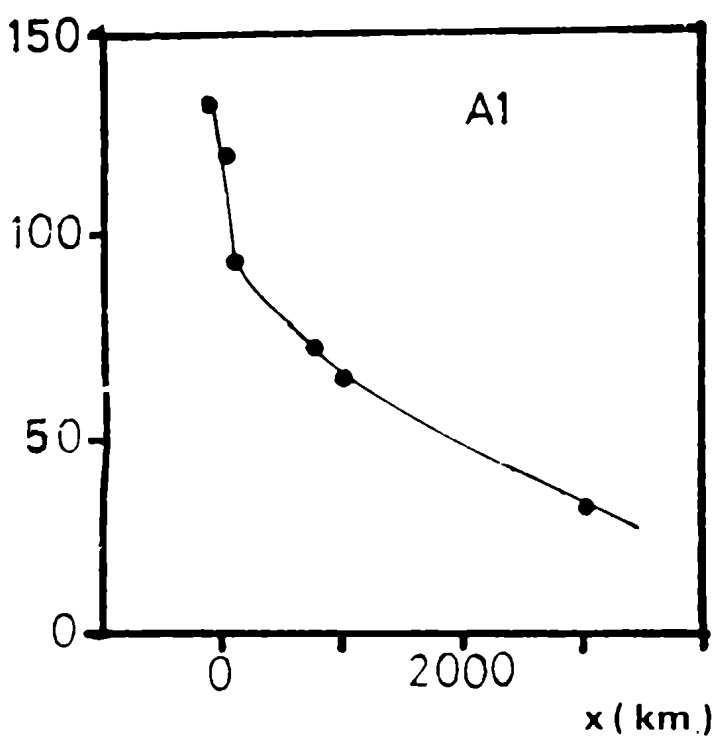


Figura IV.1 Componentes del campo total horizontal (A1 y A2) y vertical (B1 y B2) calculadas con $p=1000$ km (línea llena) y los datos (círculos) para Marzo de 1982 (A1 y B1) y Abril de 1983 (A2 y B2) en función de la distancia al ecuador magnético.

Cuando comparamos los resultados obtenidos con los hallados previamente en Africa Central por Duhau y Favetto (1990) un muy tentativo comentario sobre la implicancia de la sistemática diferencia entre la teoría y los datos en Z puede darse. Teniendo en mente, que en Africa el escudo continental está ubicado al sur del ecuador magnético y que en India está al norte se puede ver que el comportamiento sobre el escudo en ambos casos es muy similar. En Africa se ha podido comprobar un salto brusco en la conductosfera porque se contó con una cadena de estaciones extensa hacia ambos lados del ecuador magnético. En este caso lo único que se puede decir es que la profundidad de la conductosfera debajo del escudo en Africa coincide con la del escudo en India.

IV.4. Respuesta de un modelo de tierra horizontalmente estratificada

Los trabajos previos de inducción geomagnética que consideran la distribución espacial de la fuente y desprecian en su análisis la conductividad de las capas superiores a la conductosfera muestran que su ubicación está a veces muy cerca de la superficie y otras muy lejos de ella en distintas zonas ecuatoriales de la tierra (sec. IV.3).

Los métodos de prospección geomagnética en general no utilizan las frecuencias que lleguen tan profundo como para

evaluar esa profundidad y además desprecian el tamaño de la fuente y la consideran uniforme.

En la presente sección se utiliza la teoría de Price (ver Apéndice 2) para resolver el problema de n capas conductoras, y se provee la metodología para el análisis de una variación arbitraria de la corriente con la latitud, en particular se resuelve el caso de la corriente uniforme mencionado por Price (1950) como indeterminado y el electrochorro ecuatorial.

IV.4.1. Respuesta de n capas conductoras a una corriente espacialmente armónica

A partir de la representación dada para la parte planetaria del sistema de corriente ionosférica en la sección IV.2 y los correspondientes campos sobre la superficie explicitados en la sección IV.3 es de nuestro interés calcular cómo es el campo inducido correspondiente a una fuente que tiene una variación armónica con la latitud, o sea que el campo externo sobre la superficie sea representable por:

$$X_{\bullet} \sim \cos(k(x-x_0))$$

$$Z_{\bullet} \sim -\sin(k(x-x_0))$$

lo que significa según la ec. A2.20 del apéndice 2 una

dependencia en x e y

$$P(x,y) = 1/k \sin(k(x-x_0))$$

entonces a partir de la ecuación A2.20 se obtiene la expresión general del campo magnético, tal que fuera del conductor tiene la forma:

$$X = k/(i\omega \mu) \left[M e^{kz} - N e^{-kz} \right] \cos(k(x-x_0)) \quad \text{IV.13}$$

$$Z = k/(i\omega \mu) \left[M e^{-kz} + N e^{kz} \right] \sin(k(x-x_0)) \quad \text{IV.14}$$

y el campo eléctrico, que de acuerdo a la ec. A2.17 solamente tiene componente en la dirección \hat{y} distinta de cero, será:

$$E = \left[M e^{-kz} + N e^{kz} \right] \cos(k(x-x_0)) \quad \text{IV.15}$$

donde el término que contiene $M e^{-kz}$ representa al campo inductor y el que contiene a $N e^{kz}$ representa al inducido.

Si consideramos que la tierra puede ser representada por un modelo de capas horizontales tendremos que las expresiones generales de los campos dentro del conductor y en cada capa serán:

$$X = \theta_i/(i\omega \mu) \left[N_i e^{\theta_i z} - M_i e^{-\theta_i z} \right] \cos(k(x-x_0)) \quad \text{IV.16}$$

$$Z = k/(i\omega \mu) \left[M_i e^{-\theta_i z} + N_i e^{\theta_i z} \right] \sin(k(x-x_0)) \quad \text{IV.17}$$

$$E = \left[M_i e^{-\theta_i z} + N_i e^{\theta_i z} \right] \cos(k(x-x_0)) \quad \text{IV.18}$$

cuando las condiciones de contorno se hacen cumplir en todas las superficies de separación y se impone que el campo no tienda a infinito para $z \rightarrow \infty$, se define a α , el factor de inducción tal que :

$$\alpha = N/M = \frac{(k - \theta_1) + N_1/M_1 (k + \theta_1)}{(k + \theta_1) + N_1/M_1 (k - \theta_1)} \quad \text{IV.19}$$

donde se satisface la fórmula de recurrencia

$$N_i / M_i = \frac{(\theta_i - \theta_{i+1}) + N_{i+1}/M_{i+1} (\theta_i + \theta_{i+1})}{(\theta_i + \theta_{i+1}) + N_{i+1}/M_{i+1} (\theta_i - \theta_{i+1})} \exp(-2\theta_i p_i)$$

con

$$N_n / M_n = \frac{(\theta_n - \theta_{n+1})}{(\theta_n + \theta_{n+1})} \exp(-2\theta_n p_n)$$

donde el subíndice i indica la capa i siendo σ_i su conductividad y p_i la profundidad hasta donde se extiende, la última capa es la conductosfera que se considera la capa $n+1$ éxima.

El valor de α para el modelo simple, que consiste de un semi-espacio perfectamente conductor ubicado a una profundidad p con una capa no-conductora arriba (Osella y Duhau, 1983), es:

$$\alpha = - e^{-2kp}$$

Se observa que α no es un valor constante pues depende no solo de las características eléctricas del medio sino también del tamaño de la fuente, tenido en cuenta a través de k . Cuando se asume un campo inducido dado por una fracción de 0.4 del externo se está presuponiendo según este modelo un valor de p de aproximadamente 650 km (ver Osella y Duhau, 1983).

IV.4.2 Respuesta electromagnética de un modelo de multicapas conductoras frente a una fuente que varíe arbitrariamente con la latitud.

Partiendo de la suposición que la corriente circula en la dirección este-oeste, que en nuestro sistema de ejes cartesianos es la dirección \hat{y} , podemos pensar cualquier distribución latitudinal como suma de líneas de corrientes oscilantes que fluyen en esa dirección \hat{y} se hallan a un altura $-h$ por encima de la superficie.

En esta sección y sobre todo por completitud se

calculará el campo para una línea de tales características, se calculará su inducción sobre el modelo de capas conductoras y se hará la superposición espacial para ser utilizada en el análisis de las VGD.

Campo magnético producido por una corriente que circula en la dirección \hat{y}

Consideremos una línea de corriente que por su distribución espacial se expresa como:

$$\vec{J} = J_0 \delta(z + h) \delta(x - x_0) \hat{y}$$

donde J_0 es la intensidad, x_0 es su posición en x y $-h$ su posición en z y δ es la función delta de Dirac.

Aplicando la ley de Biot y Savart, es inmediata la obtención de las dos componentes del campo X_0 y Z_0 .

$$X_0 = \frac{J_0 \mu}{2 \pi} \left[\frac{z + h}{(x - x_0)^2 + (z + h)^2} \right]$$

$$Z_0 = - \frac{J_0 \mu}{2 \pi} \left[\frac{x - x_0}{(x - x_0)^2 + (z + h)^2} \right]$$

una manera de expresar estos resultados como un desarrollo en el número de ondas horizontal puede hacerse utilizando el

teorema integral de Fourier , donde

$$\frac{x - x_0}{(x-x_0)^2 + (z+h)^2} \Rightarrow \int_0^{\infty} e^{-zk} e^{-hk} \sin(k(x-x_0)) dk$$

$$\frac{z + h}{(x-x_0)^2 + (z+h)^2} \Rightarrow \int_0^{\infty} e^{-zk} e^{-hk} \cos(k(x-x_0)) dk$$

ver por ejemplo, Arfken, 1985) por lo tanto sobre la superficie ($z=0$) X_0 y Z_0 están expresados por:

$$X_0 = \frac{J_0 \mu}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-hk} \cos(k(x-x_0)) dk \quad \text{IV.20}$$

$$Z_0 = -\frac{J_0 \mu}{2\pi} \int_0^{\infty} e^{-hk} \sin(k(x-x_0)) dk \quad \text{IV.21}$$

esta formulación de los campos es extremadamente conveniente dado que permite encontrar de manera muy sencilla el campo inducido a partir del resultado obtenido previamente en la sección IV.4.1, en la cual se puede ver que para cada valor de k el campo externo sobre la superficie se reduce al anterior lo que produce un factor de inducción α para cada k idéntico al de la ecuación IV.19. Entonces los campos magnéticos inducidos por el modelo de multicapas conductoras se expresan como:

$$X_i = \frac{J_o \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} \alpha(k) e^{-hk} \cos (k(x-x_o)) dk \quad \text{IV.22}$$

$$Z_i = \frac{J_o \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} \alpha(k) e^{-hk} \sin (k(x-x_o)) dk \quad \text{IV.23}$$

Cabe de forma inmediata la generalización a una distribución espacial arbitraria mediante la suma de líneas de corriente con intensidad variable, para una variación $J(x')$ de la corriente con la latitud se tendrá:

$$X_o = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x') \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} e^{-hk} \cos (k(x-x')) dk dx' \quad \text{IV.24}$$

$$Z_o = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x') \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} e^{-hk} \sin (k(x-x')) dk dx' \quad \text{IV.25}$$

y por consiguiente el campo inducido será:

$$X_i = \int \frac{J(x') \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} \alpha(k) e^{-hk} \cos (k(x-x')) dk dx' \quad \text{IV.26}$$

$$Z_i = \int \frac{J(x') \mu}{2 \pi} \int_0^{\infty} \alpha(k) e^{-hk} \text{sen} (k(x-x')) dk dx' \quad \text{IV.27}$$

IV.4.3 Inducción en un modelo plano de multicapas conductoras producida por la corriente ecuatorial

Cada una de las partes de la corriente es considerada independientemente y la suma de todas las contribuciones es aplicada a los datos en las distintas zonas ecuatoriales. Un modelo de las capas que se encuentran por encima de la conductosfera es construido a partir de los datos de MT que han sido interpretados en la zona. En el caso de Africa, donde presentaremos la aplicación con más detalle, el modelo utilizado fue construido con los resultados de Ritz (1983), Ritz y Robineau(1986).

Campo inducido por la corriente localizada en un modelo de multicapas conductoras

Para analizar el campo que produce la corriente localizada sobre la superficie, se utilizará la representación matemática descrita por la ecuación IV.2 y reemplazando en las ecuaciones IV.24 a IV.27 se obtienen directamente las componentes de campo magnético de origen externo e interno. La misma expresión de α contempla la fracción del campo externo que es inducido por la tierra.

Campo inducido por una corriente uniforme en un modelo de multicapas conductoras

A pesar de que Price (1950) mencionara este caso como un caso indeterminado es fácil ver que puede calcularse como caso particular con líneas de corriente de igual intensidad. Un análisis del error que se comete al considerar un campo inducido igual que al inductor, que es el caso de considerar un semiespacio perfectamente conductor a una profundidad p , será hecho para cada modelo cuantitativo donde sea aplicado.

4.5. Evaluación de la influencia en las VGD de las capas superiores de la tierra.

Comenzamos primeramente, analizando en forma general la influencia de las capas superiores frente a una fuente espacialmente armónica, puesto que de esta manera podemos evaluar cuando ellas deben ser tenidas en cuenta en el caso general.

Para calcular los valores numéricos del factor de inducción α , dado por la ec. IV.19 es necesario establecer un valor de k que permita describir adecuadamente la forma promedio de la fuente: el valor utilizado es el hallado por Duhau y Osella (1983), $k = 7.6 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$.

El efecto de magnetización se desprecia ya que se evaluó que la variación debida al mismo está dentro del 1%, entonces se considera que todos los μ_i son iguales a μ_0 .

En primer lugar y a fin de determinar de forma general cuando el efecto de las capas superiores es apreciable o no en las VGD se evalúa la influencia promedio de las conductividades de las capas superficiales en las mismas a fin de utilizarlas para la determinación de la profundidad de la conductosfera con un modelo de dos capas. Una capa superior de profundidad p y conductividad σ , por encima de un semi-espacio perfectamente conductor.

El factor α , fue estudiado según la variación de su módulo, A , y su fase φ con p y σ . La figura IV.1 muestra un conjunto de curvas que expresan esa variación con σ para valores de p desde 100 km hasta 1500 km.

Un valor promedio apropiado para σ es $\cong 0.01$ Mho/m, la figura IV.1A muestra que en este caso p estará bien definido para $A > 0.45$, la resolución dependerá más fuertemente de los valores de σ cuanto más pequeño sea A , en cuyo caso, un valor mínimo de p puede ser determinado para cada A . La figura IV.2 muestra la variación de A como una función de p para diferentes valores del parámetro σ . Puede notarse que para un dado valor de A queda bien definido un valor máximo de σ a menos que la conductosfera esté muy cerca de la superficie, en tal caso A es tan alto que la contribución de las capas superiores es absolutamente despreciable. Resumiendo, en todos los casos, el valor de A define un límite inferior para p y un límite superior para σ .

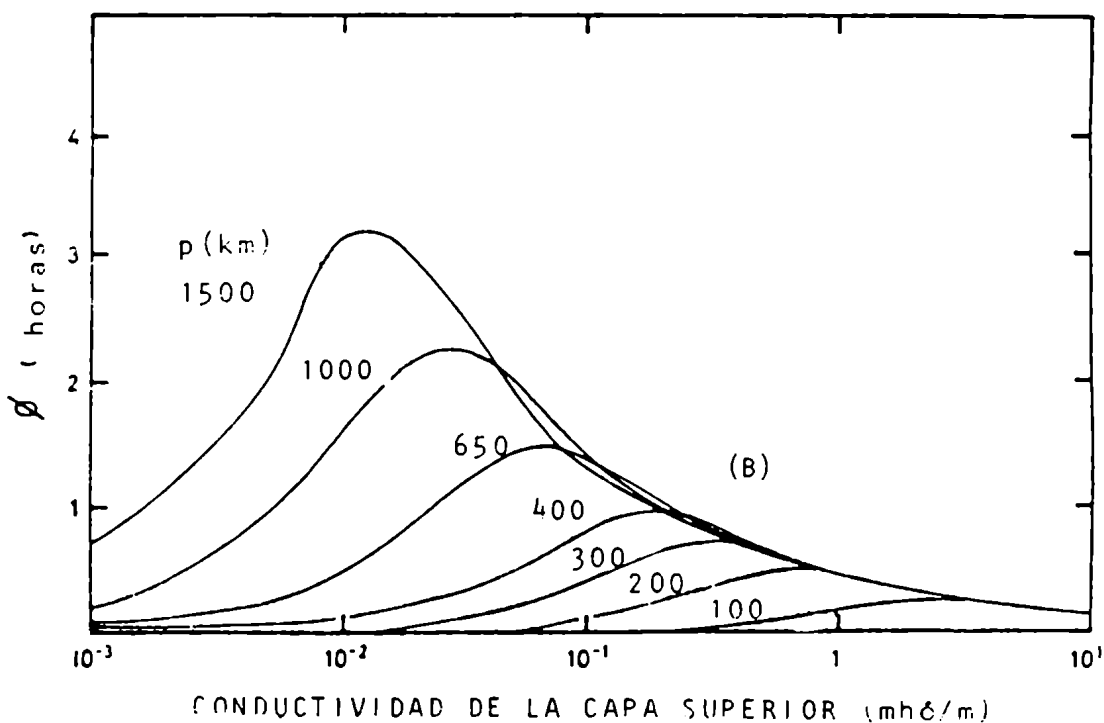
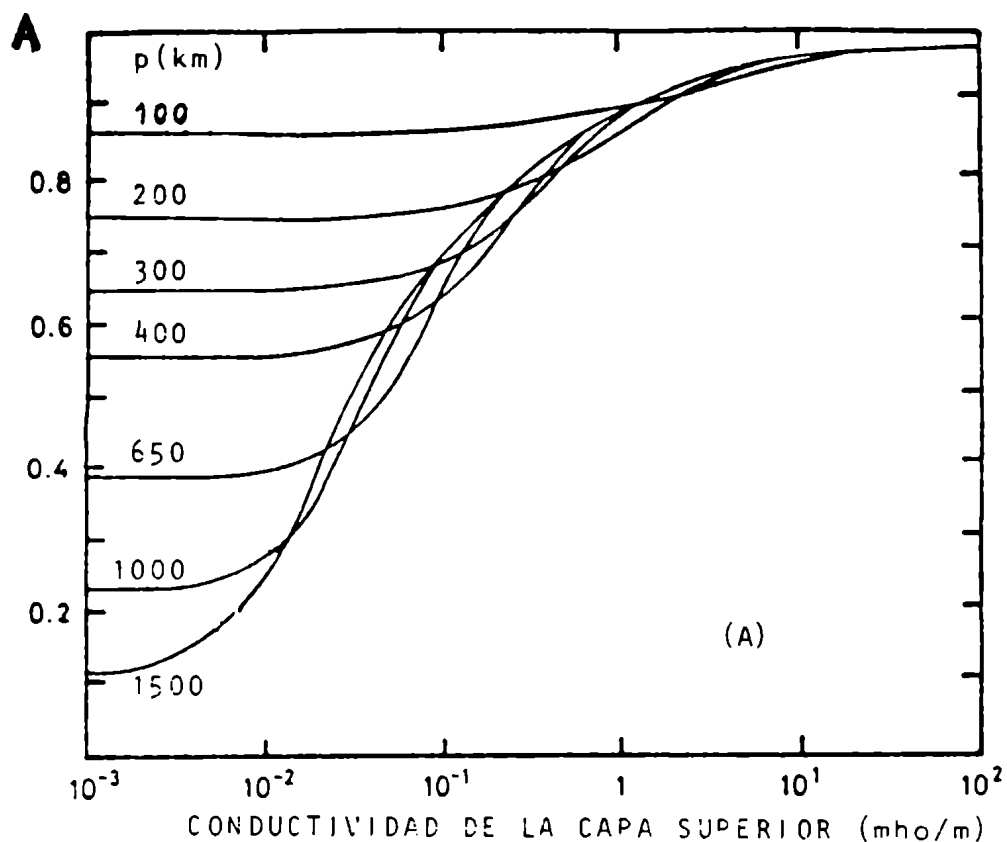


Figura IV.1 amplitud, A (fig 1A) y fase, Φ (fig 1B) del cociente entre el campo inducido y el inductor, α , en función de la conductividad de la capa superior a la onductosfera para diferentes valores de su anch p .

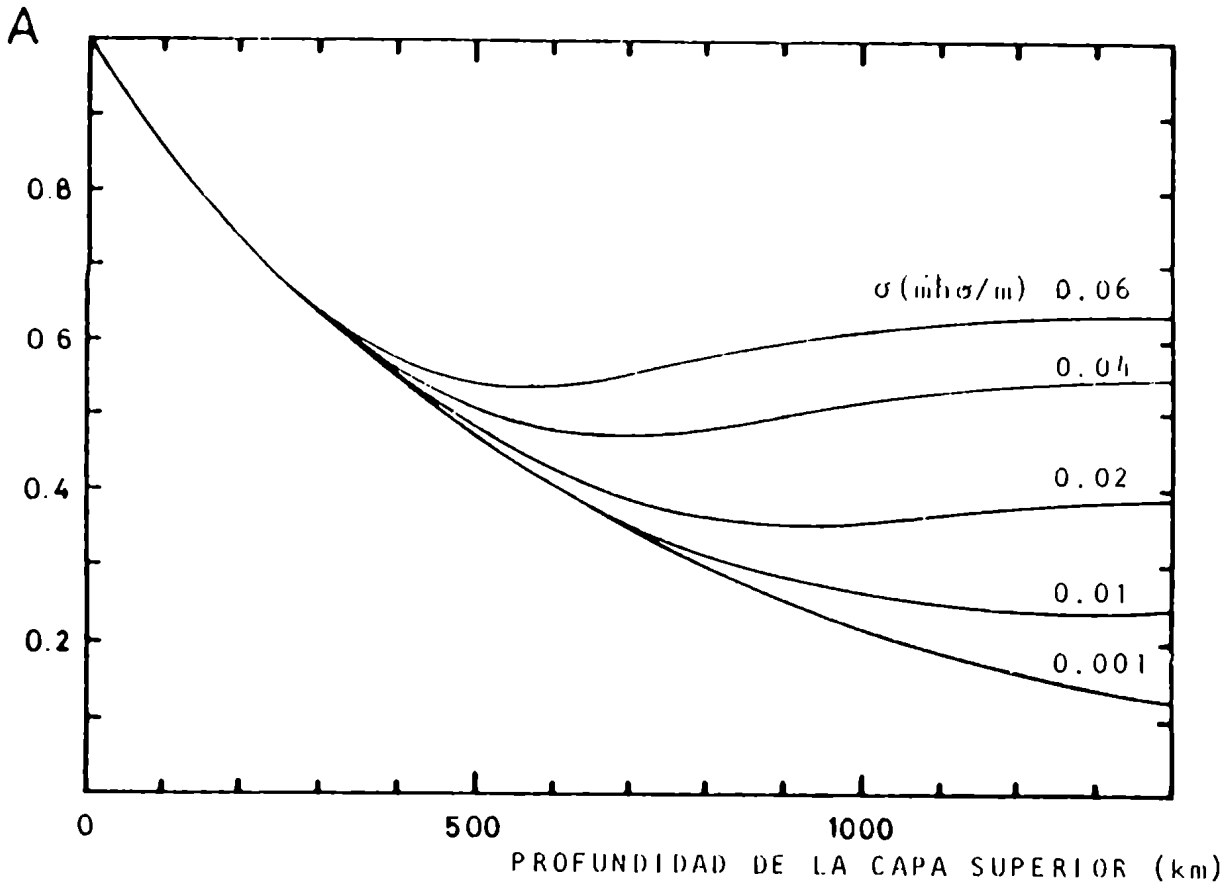


Figura IV.2 Amplitud del cociente entre el campo inucido y el inductor, A , en función del ancho de la capa superior a la conductosfera, p , para diferentes valores de su conductividad, σ .

La figura IV.3 describe la relación $g = A(\sigma)/A(0)$ donde $A(\sigma)$ es el valor de A cuando la conductividad efectiva de las capas superiores es σ , mientras que $A(0)$ corresponde al caso en que dicha conductividad se desprecia, lo que reproduce el modelo sencillo. El hecho de que la contribución de las capas superiores crece con p se hace aquí evidente.

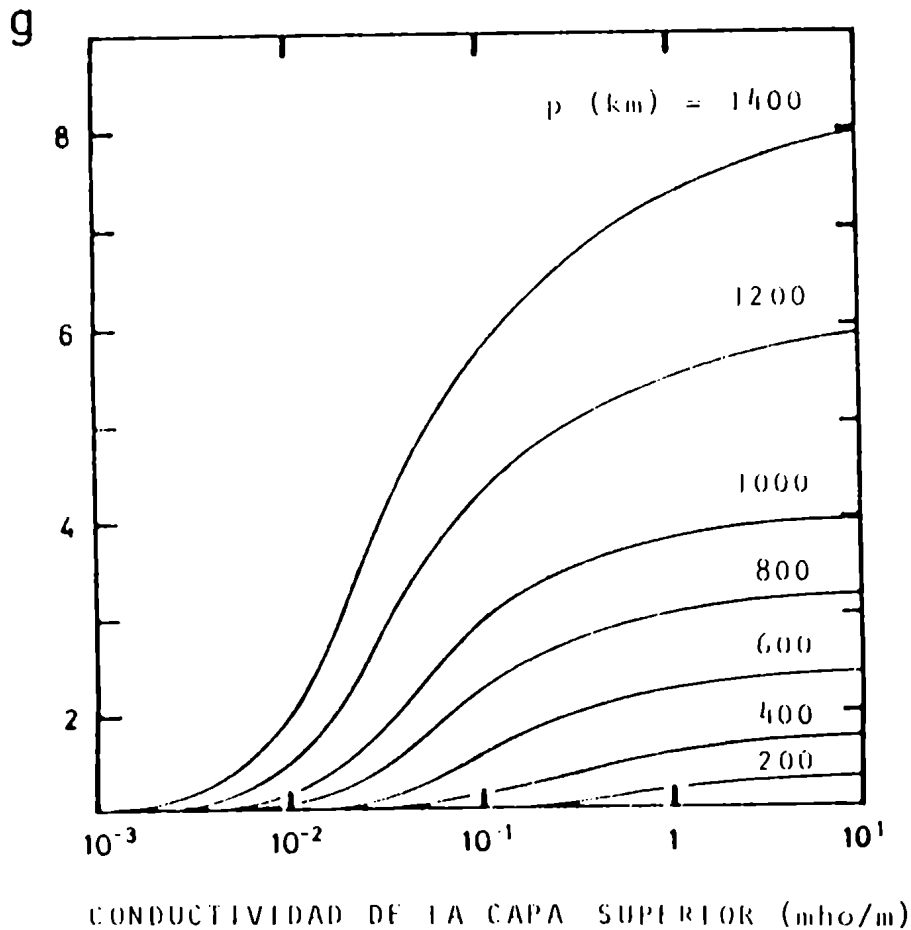


Figura IV.3 Variación de g con la conductividad de la capa superior, σ , para diferentes valores de su ancho, p . ($g=A(\sigma)/A(0)$, representa la amplitud del cociente entre el campo inducido y el inductor para conductividad σ , una fracción del mismo cociente cuando $\sigma = 0$)

En particular, cuando $\sigma \cong 0.01 \text{ Mho/m}$ se observa que para p menor que 650 km el efecto de las capas superficiales es absolutamente despreciable.

La tabla IV.2 muestra los valores de p y α obtenidos en trabajos previos para las zonas de Perú y Africa en zonas ecuatoriales, a continuación estos casos serán reinterpretados considerando las capas superiores.

TABLA IV.2 : α y p al norte y sur del ecuador en Peru y Africa

	NORTE		SUR	
	α	P (km)	α	P (km)
PERU	0.80	150 \pm 25	0.50	450 \pm 50
AFRICA	0.47	500 \pm 50	0.21	1000 \pm 100

La discontinuidad en p a ambos lados del ecuador en Africa Central, hallada en trabajos previos, podría estar asociada a características tectónicas dado que un valor más grande de p fue encontrado debajo del escudo continental o cratón al sur, $p = 1000$ km, y un valor más pequeño al norte, $p = 500$ km (Duhau y Osella, 1983, 1984). Por lo tanto, los resultados previos sobre el valor del factor de inducción, α , y el análisis hecho en esta sección nos permite asegurar que en el caso de Perú la conductosfera aparece tan arriba que las capas superiores son absolutamente despreciables, por el contrario en el caso de Africa una evaluación más precisa de la profundidad de la conductosfera se puede obtener con la representación adecuada de la corriente ecuatorial y las capas superficiales.

IV.6. Profundidad de la conductosfera alrededor del ecuador magnético

Las VGD han sido registradas a latitudes ecuatoriales, en perfiles Norte-Sur, sobre los distintos continentes. En

Africa por Fambitacoye (1973) en observatorios distribuidos en un amplio rango alrededor del ecuador magnético y por Onwumechilli (1967) en una cadena mas densa pero cubriendo un intervalo mas estrecho de latitudes; y en Peru por Forbush y Casaverde (1961) (ver fig.IV.4) y en India por el Indian Institute of Geomagnetism (1982) (ver fig.III.1). Estos datos fueron analizados con el modelo de un semiespacio perfectamente conductor en el laboratorio de Geofísica (ver por ej. Favetto et.al.). En lo que sigue, los resultados de la separación de las VGD se reinterpretarán considerando las capas superiores a la luz de lo discutido en la sección anterior.

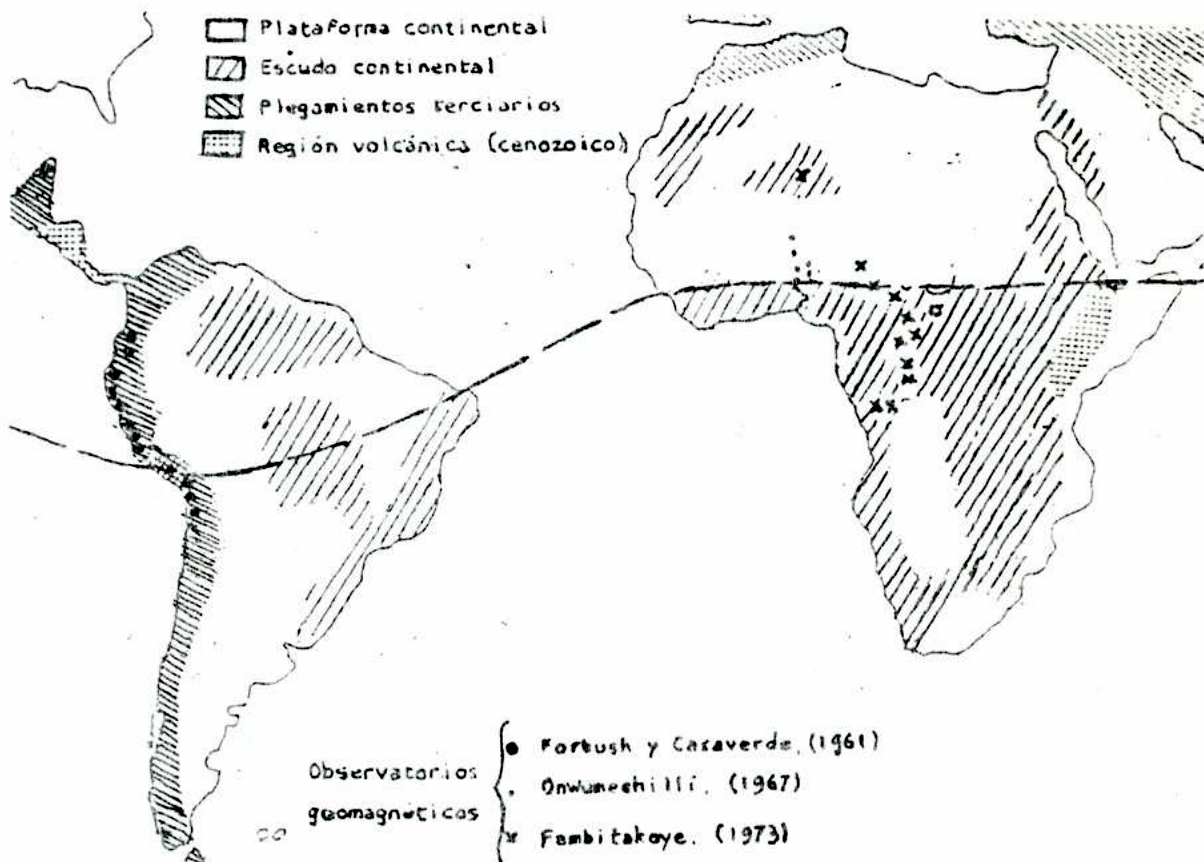


Figura IV.4 Ubicación de las estaciones en Africa y Perú y las características tectónicas del mismo. DUHAU Y OSELLA (1984)

IV.6.1 Africa

La componente horizontal del campo total separada en sus partes de origen externo e interno por Duhau and Osella (1984), a partir de las mediciones sobre la superficie registradas por Fambitacoye y Mayaud (1976) en la zona ecuatorial de Africa Central, pueden ser observadas en la figura IV.5. Los parámetros que describen el sistema de corrientes utilizados en la presente sección, han sido aquellos obtenidos por Duhau y Osella (ver tabla IV.2) ajustando dichos parámetros a la componente horizontal externa (curva a en la fig. IV.5).

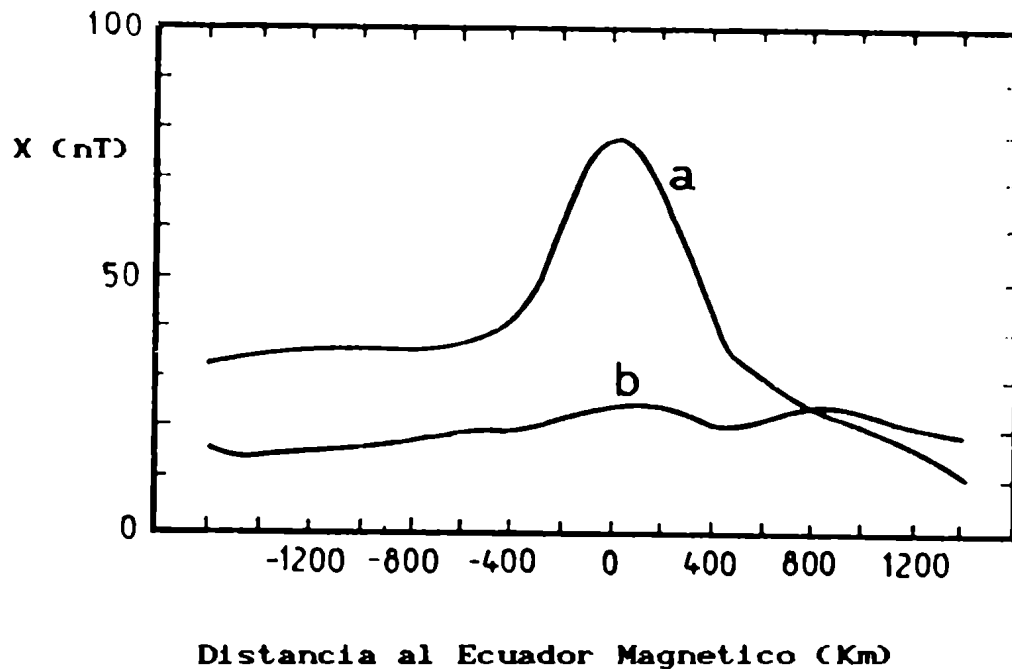


Figura IV.5 Separación de la componente horizontal de las VGD en Africa (según DUHAU Y OSELLA, 1984)

CORRIENTE PLANETARIA	CORRIENTE LOCALIZADA
$k = 7.6 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ $A = 19 \text{ nT}$ $C = 15 \text{ nT}$ $x_o = -700 \text{ km}$	$D = 350 \text{ km}$ $x_j = 40 \text{ km}$ $J_o^j = 144.04 \text{ nT}/\mu_o$

Tabla IV.2 Valores de los parámetros de la corriente según DUHAU Y OSELLA, 1984.

Utilizando métodos de sondaje profundo Ritz y Robineau (1986) detectaron una capa de alta conductividad (0.1 Mho/m) donde también se manifestaba una discontinuidad lateral, ya que debajo del cratón comenzaba a los 450 km mientras que en la zona sedimentaria a los 300 km. Esta discontinuidad parece existir a profundidades mayores según los resultados del análisis de las VGD, ya cuando Duhau y Osella (1984) interpretaron el campo inducido a partir de un modelo de tierra plana que solo tenía en cuenta la conductividad de la conductosfera.

En el presente trabajo se construyó un modelo de capas para evaluar la influencia de las capas superiores en la determinación de la conductosfera donde los valores para las conductividades de las capas más superficiales fueron extraídos de los resultados obtenidos por Ritz (1983) mediante sondaje MT sobre las mismas zonas. Si bien los

resultados de Ritz (1983) son bi-dimensionales, el máximo valor presente en cada capa fue considerado y la capa de 0.1 Mho/m fue agregada inmediatamente arriba de la conductosfera, a la que se le asignó una conductividad de 100 Mho/m, con lo cual los modelos de la figura IV.6 son obtenidos.

Para analizar las VGD teniendo en cuenta la conductividad de las capas superiores, se siguió el procedimiento descrito en las secciones previas. Los campos totales producidos por ambas contribuciones, la planetaria y la localizada, son calculados para esa distribución de la conductividad de las capas superiores y así se obtiene el valor de p que provee el perfil en latitud que mejor ajuste a los datos.

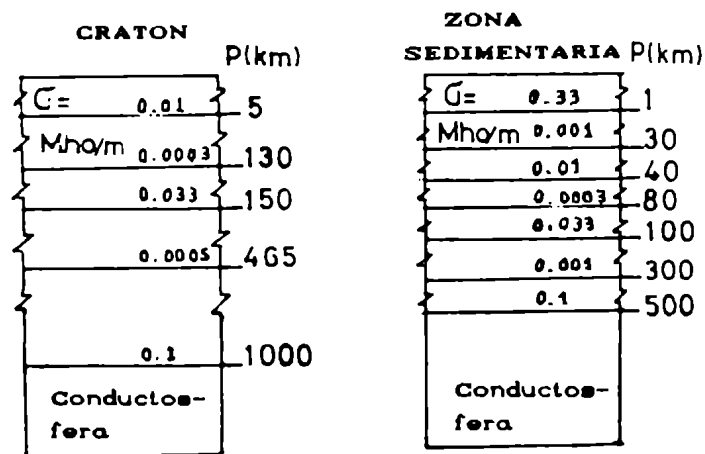


Figura IV.6 Modelo de capas utilizado para interpretar el campo inducido en Africa donde al Norte se halla la zona sedimentaria y al Sur el Cratón.

En la figura IV.7 se muestra el resultado cuando los modelos de ambas estructuras, sedimentaria y cratón, son

considerados.

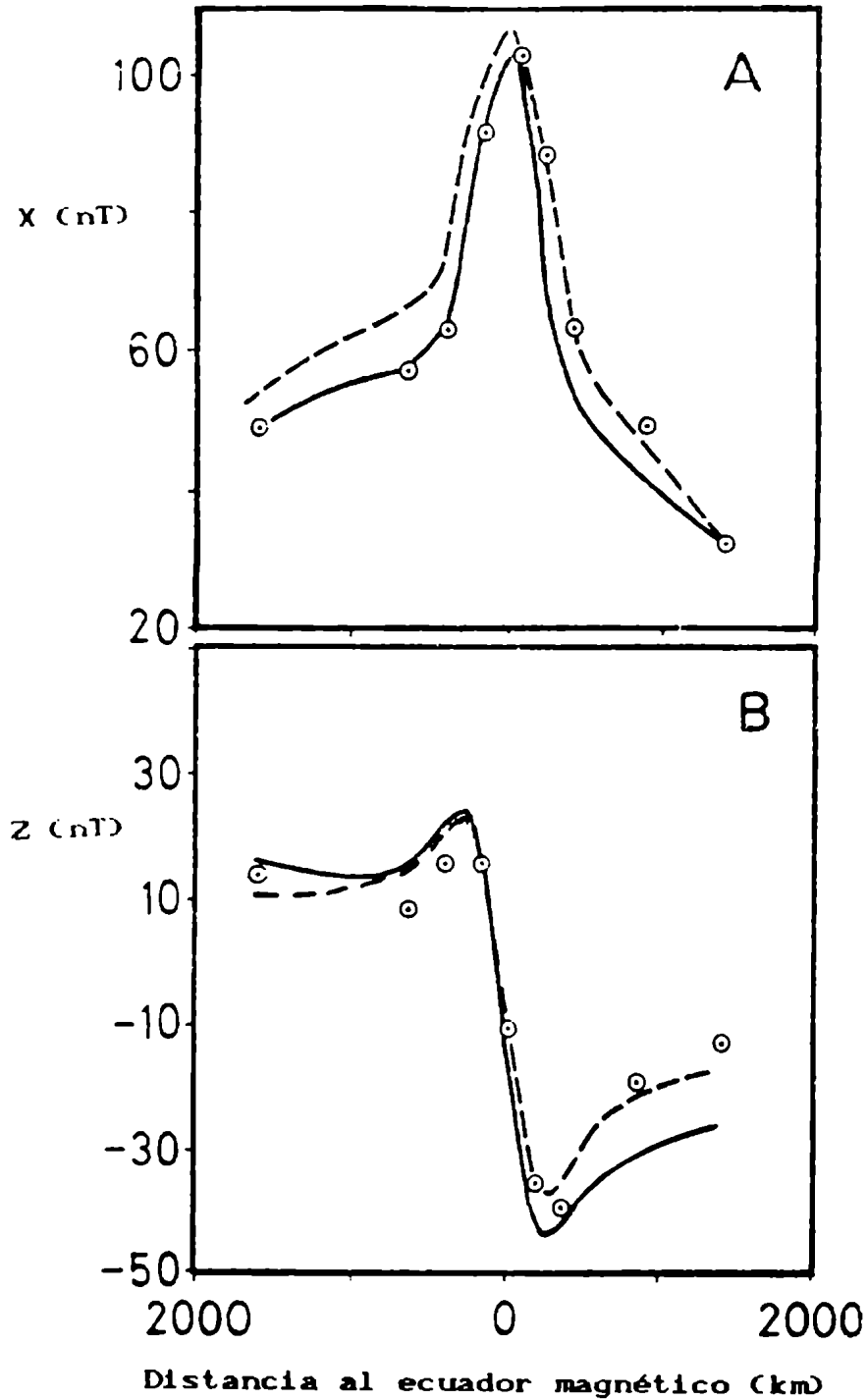


Figura IV.7 Componente horizontal (3A) y vertical (3B) de las VGD como una función de la distancia al ecuador) Datos (●) (Fambitacoye, 1973) y 2) Perfil calculado como la suma del campo externo producido por el sistema de corrientes dado en la secc.IV.2 y el campo inducido por la estructura de la fig IV.6, para el cratón (—) y la zona sedimentaria (- - -).

Nótese que para ambas componentes, X y Z, el modelo de cratón ajusta bien hacia el sur del ecuador magnético y el modelo de la parte sedimentaria hacia el norte. Entonces, una fuerte variación en la estructura existe dentro de un estrecho intervalo alrededor del ecuador magnético. Por supuesto que esta discontinuidad se hace muy notoria al comparar la componente Z con los datos, observándose que ninguno de los modelos ajusta correctamente en el intervalo (-500 km , 500 km) alrededor del ecuador magnético.

El hecho que los datos de Z ajusten correctamente fuera de este intervalo por cada uno de los correspondientes modelos indica que la variación de la conductividad terrestre ocurre en un intervalo de latitud menor o igual a ese.

Podemos concluir, que hay una discontinuidad en la conductividad entre la parte sedimentaria y cratón, no sólo en la profundidad donde la primera capa de conductividad alta ($\sigma = 0.1$ Mho/m) aparece sino que también se observa a mayor profundidad, en la conductosfera. Vale la pena notar que el resultado no cambia cuando la resistividad de las capas superiores es despreciada y solo la capa de 0.1 Mho/m y la conductosfera son consideradas. Entonces, solo un modelo de dos capas sirve para interpretar las variaciones de tan baja frecuencia como las VGD (~ 1 día).

Cuando la parte inducida por la parte uniforme de la corriente se interpreta con un semiespacio perfectamnte

conductor a una profundidad p , este campo es igual al inductor. En nuestro caso el hecho de considerar las conductividades finitas resulta un campo inducido practicamente igual al inductor si la conductosfera está a 500 km y 1.5 nT menor cuando está a 1000 km. Para discutir más ampliamente el significado de estas capas en la fig. IV.8 y IV.9 los resultados de dos modelos alternativos, donde la conductosfera es tenida en cuenta y el otro en el cual un semi-espacio de 0.1 Mho/m es considerado.

Puede observarse que en el cratón ambos modelos dan resultados equivalentes y no pueden distinguirse con las VGD, mientras en la parte sedimentaria la capa de 0.1 Mho/m puede ser despreciada frente a la conductosfera.

Puede concluirse que debajo de la zona sedimentaria, la profundidad de la conductosfera es de alrededor de 500 km mientras que en el cratón puede estar a 1000 km o más. Una pregunta nos queda aún sin respuesta: Está esa fuerte discontinuidad en la estructura de la tierra asociada totalmente con la tectónica ? Datos de otras partes de la tierra permiten elaborar algunas hipótesis sobre este punto, lo que se tratará en las secciones siguientes.

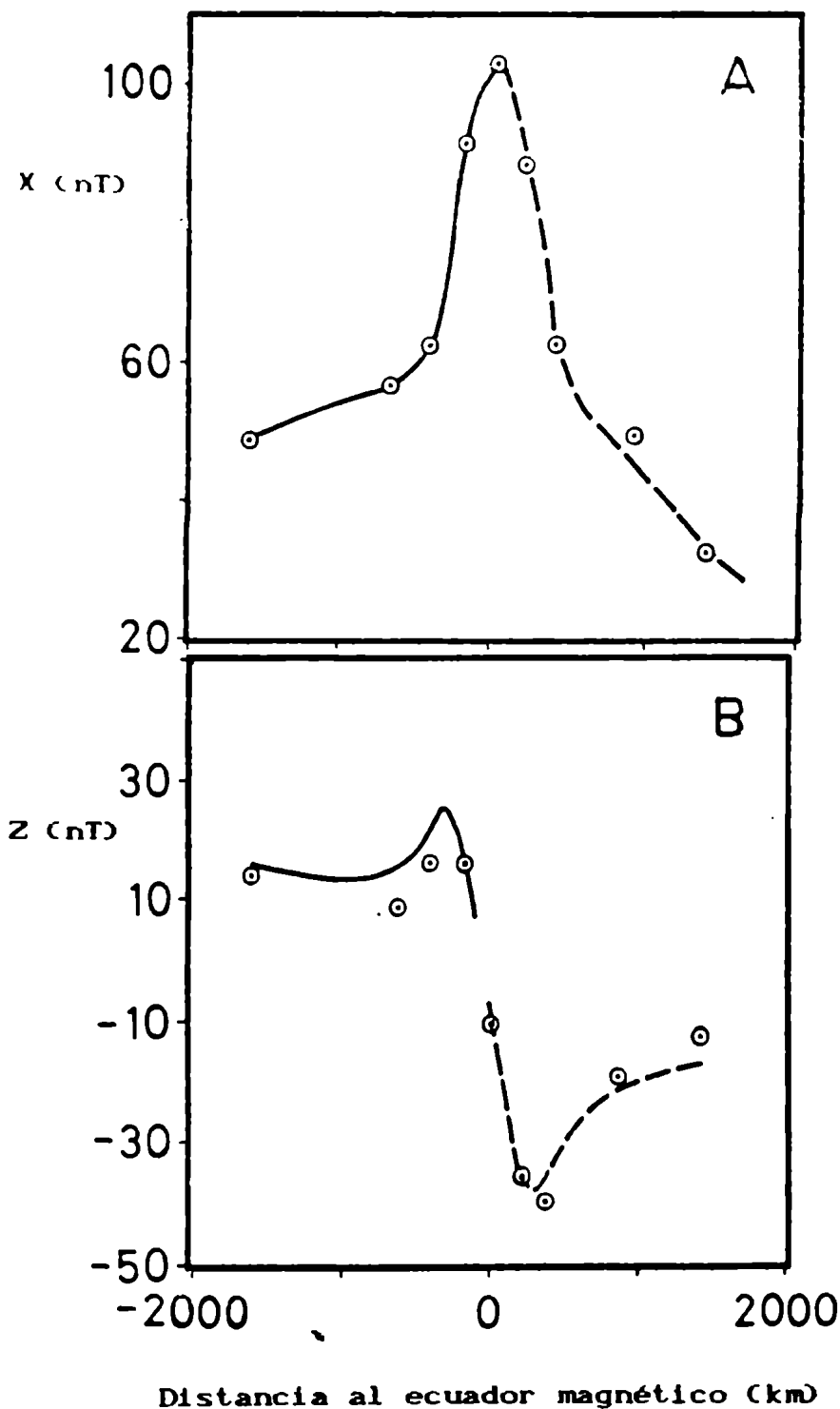


Figura IV.8 Componente horizontal (4A) y vertical (4B) de las VGD como una función de la distancia al ecuador) Datos (o) (Fambitacoye, 1973) y 2) Idem Fig IV.7 pero ahora el campo inducido es inferido despreciando la conductividad de las capas superiores asumiendo un valor de 100 Mho/m para la conductividad de la conductosfera que comienza a los 1000 km en el cratón (—) y a los 500 km en la zona sedimentaria (- - -).

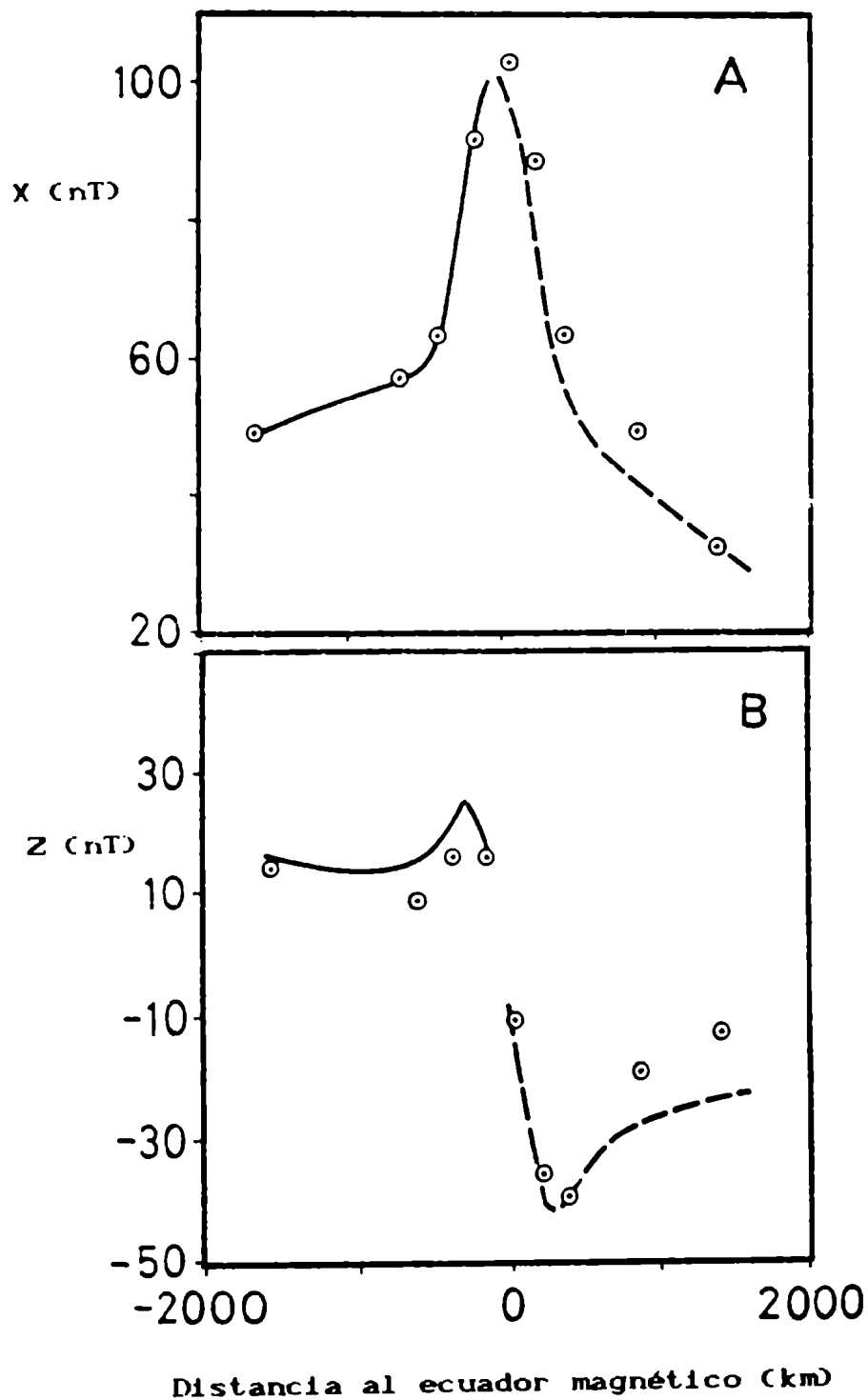


Figura IV.9 Componente horizontal (5A) y vertical (5B) de las VGD como una función de la distancia al ecuador) Datos (•) (Fambitacoye, 1973) y 2) Idem Fig IV.8 pero ahora el campo inducido es inferido asumiendo ando la conductividad de las capas superiores asumiendo un semiespacio de conductividad 0.1 Mho/m que comienza a los 465 km en el cratón (—) y a los 300 km en la zona sedimentaria (- - -).

IV.6.1 India

Los resultados del análisis de las VGD en Africa pueden ser extendidos a India. Allí como se explicó en la sección III.4.1, los datos están registrados todos al norte del ecuador magnético por la presencia de la costa, debido a lo cual consideraciones especiales sobre el método han sido incorporadas para la separación de la componente horizontal y posterior evaluación del campo inducido. Los resultados obtenidos dan una ubicación de la conductosfera a aproximadamente unos 1000 km. Este resultado sostiene la hipótesis de que la profundidad a la que empieza la conductosfera en el escudo continental es bastante superior al promedio global de 600 km. (Duhau and Osella, 1983; Duhau and Favetto, 1990) mostrando la posibilidad de que exista una correlación entre algunas características tectónicas y la conductividad de la tierra a profundidades del manto conductor. Las conductividades superficiales en India son del mismo orden a las que hay en Africa incluyendo la capa de 0.1 Mho/m (ver p.ej. Chamalaun et al., 1987 ; Ramaswamy et al., 1985) con lo cual podemos asegurar que la conductosfera está a 1000 km o aún más.

IV.6.2 Perú

De acuerdo a los resultados de IV.5, en Perú, debido a la presencia de la conductosfera tan por encima del valor

promedio, las capas ubicadas arriba de la misma son totalmente despreciables en el análisis de las VGD.

IV.6.3 Sumario

Resumiendo, debajo del escudo continental en Africa e India la conductosfera comienza por debajo de los 1000 km, debajo de la parte sedimentaria de Africa a los 500 km y debajo de los plegamientos terciarios en Perú hay una discontinuidad que no correlaciona con la tectónica de la superficie.

IV.6.4 Hipótesis acerca de la estructura de la tierra debajo del ecuador magnético

Si observamos que el ecuador magnético en Africa sigue la línea que define el límite entre el escudo continental y la zona sedimentaria eso puede pensarse como una discontinuidad profunda que va siguiendo al ecuador magnético, ya que también se observa en Perú. Esto puede proveer un indicio de que, por lo menos parcialmente, la posición del ecuador magnético puede estar asociada a discontinuidades profundas en la conductividad terrestre. Más datos a latitudes ecuatoriales deben analizarse en otras partes del mundo para aclarar este hecho.

CAPITULO V

V. METODO MEGNETOTELURICO A FRECUENCIAS DIARIAS

EN EL ECUADOR MAGNETICO

V.1 Introducción

En el presente capítulo se hace una breve descripción del método de prospección magnetotelúrico, las hipótesis en las que se basa son discutidas y también su rango de validez. Algunos trabajos recientes sobre sondajes MT indican que a través de modelos 1D de la tierra obtenidos a partir de una medición aislada se puede arribar a una falsa información de la conductividad terrestre. Tanto la existencia de inhomogeneidades profundas y sus discontinuidades laterales conducen a falsas interpretaciones cuando estos sondajes se llevan a cabo.

El uso de modelos de capas homogéneas resulta bastante aproximado cuando se trata, por ejemplo, de parámetros elásticos pero en general la conductividad terrestre no está bien representada debido a las inhomogeneidades existentes, donde aparecen variaciones de varios órdenes de magnitud tanto en profundidad como lateralmente.

Ese hecho conduce a tratar de utilizar diferentes métodos para incorporar "a priori" la mayor cantidad de parámetros del medio como sea posible y así llegar a una distribución de conductividades más aproximada a la real.

En principio, este capítulo abre una discusión sobre cuáles son las hipótesis que son, a nuestro juicio, las que introducen imprecisión en el método y pueden ser removidas.

V.2 Método magnetotelúrico de prospección

Solamente nos referiremos, brevemente, a las bases teóricas del método sin entrar en los problemas de las mediciones ni obtención de los datos y análisis espectral.

Las bases que sustentan al método MT son de extremada simplicidad. Según fuera expresado por primera vez por Cagniard (1953) se basa esencialmente, como cualquier otro método de prospección electromagnético en el efecto de penetración de los campos electromagnéticos alternos en un conductor y su dependencia con la conductividad y la frecuencia.

Las siguientes hipótesis son establecidas en el método:

- 1- Los campos eléctricos y magnéticos son considerados espacialmente uniformes.
- 2- El medio está constituido por capas horizontales
- 3- Tanto el campo inductor como el inducido son ondas planas
- 4- La variación temporal se puede estudiar como funciones armónicas $e^{i\omega t}$

A partir del desarrollo teórico de Price para cada componente espacial con dos capas conductoras, que se muestra en el apéndice A2, es inmediato ver que si el medio es uniforme y de conductividad σ y se halla frente a un campo también uniforme ($\mathcal{E} = 0$), entonces la relación entre

campo eléctrico y magnético (horizontales y mutuamente ortogonales) E_y y H_x da la impedancia, por lo tanto,

$$\frac{E_y}{H_x} = \left[\frac{i\omega}{\sigma} \right]^{1/2} \quad \text{V.1}$$

a partir de la cual se define la resistividad aparente como la resistividad que presenta el medio como si fuera un semiespacio uniforme conductor, ρ_a ,

$$\rho_a = 0.2 \tau \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2 \quad \text{con } \tau = 2\pi/\omega \quad \text{V.2}$$

cuando σ es uniforme para todo el semiespacio se puede ver inmediatamente que ρ_a debe dar constante, mientras que si no lo es variará con τ . Dado que la penetración variará con τ , la variación de ρ_a con τ dará una idea de los valores de conductividad en el perfil, que luego de la adecuada inversión proveerá un perfil de tierra horizontalmente estratificada para cada punto donde se toman las mediciones.

V.2.1 Aplicación del método.

Si bien en algunas ocasiones las hipótesis en las que el método se basa son útiles para obtener perfiles

realistas, la aplicación del mismo tanto en casos donde haya variaciones espaciales de la fuente como la presencia de grandes anomalías, las hipótesis del método son violadas.

A continuación enumeraremos ciertas consideraciones que deben tenerse en cuenta al aplicar el método MT:

1- que el período sea lo suficientemente bajo para que la aproximación plana sea correcta

A partir del trabajo de Srivastava (1965) donde calcula la teoría de MT para un modelo de tierra esférica con variación radial de la conductividad en capas; distintos modelos de la tierra con diferentes valores de la conductividad se utilizan para calcular el ρ_a y se estudia la diferencia con el modelo plano para diferentes períodos. Un amplio rango de variación de τ desde 10^9 hasta 10^8 s es abarcado por ese trabajo. Una evaluación de los resultados revela que la curvatura de la tierra solo es importante para períodos mayores que $5 \cdot 10^5$ s.

2- que la fuente sea suficientemente homogénea

Las inhomogeneidades que puedan estar presentes en la fuente violan esencialmente la hipótesis de onda plana. En el análisis que realizamos para electrochorro ecuatorial,

donde hay una inhomogeneidad latitudinal en la fuente, pudimos observar que los campos resultantes no son ondas planas.

De la teoría de Price es inmediato que si no es posible separar los armónicos espaciales, los campos resultantes de medición E_y y H_x no dependerán de la latitud, como regla general de la misma manera, como lo hacen cada uno de sus armónicos. En cuyo caso, la definición de la impedancia que es $Z_{yx} = E_y/H_x$ y vale para una onda plana debe ser reconsiderada.

Recordemos que según los resultados obtenidos en la sección IV.4.3. una distribución localizada de corriente que circula en la dirección \hat{y} dará una contribución al campo en la superficie de la forma:

$$H_x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x')}{2\pi} \int_0^{\infty} (\alpha_1(\lambda) - 1) e^{-h\lambda} \cos(\lambda(x-x')) d\lambda dx' \quad V.3$$

$$E_y = \frac{1}{i\mu\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x')}{2\pi} \int_0^{\infty} (\alpha_1(\lambda) + 1) \vartheta_1 e^{-h\lambda} \cos(\lambda(x-x')) d\lambda dx' \quad V.4$$

donde $\alpha_1(\lambda)$ está dado por:

$$\alpha_i = \frac{(\vartheta_i - \vartheta_{i+1}) + \mathcal{N}_{i+1} / \mathcal{M}_{i+1} (\vartheta_i + \vartheta_{i+1})}{(\vartheta_i + \vartheta_{i+1}) + \mathcal{N}_{i+1} / \mathcal{M}_{i+1} (\vartheta_i - \vartheta_{i+1})} \exp(-2\vartheta_i p_i)$$

con

$$\mathcal{N}_n / \mathcal{M}_n = \frac{(\vartheta_n - \vartheta_{n+1})}{(\vartheta_n + \vartheta_{n+1})} \exp(-2\vartheta_n p_n)$$

Estas expresiones representan el campo total que se mide en la primer capa con características eléctricas dadas por ϑ_1 , ya que fuera, con $\sigma = 0$, no se puede medir. Para cada armónico vale

$$Z_{yx} = E_y / H_x = \frac{\vartheta_1 (\alpha_1(A) + 1)}{i\mu\omega (\alpha_1(A) - 1)} \quad \text{V.5}$$

pero como se puede observar, el hecho de sumar todas las contribuciones de los armónicos da la siguiente relación para la impedancia

$$\frac{E_y}{H_x} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x')}{2\pi} \int_0^{\infty} (\alpha_1(A) - 1) Z_{yx} e^{-hA} \cos(A(x-x')) dA dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{J(x')}{2\pi} \int_0^{\infty} (\alpha_1(A) - 1) e^{-hA} \cos(A(x-x')) dA dx'}$$

A partir de lo cual se puede ver que no siempre es posible despejar la impedancia como una función de los campos eléctrico y magnético. Solamente en aquellos casos donde la variación de Z_{yx} con el número de ondas horizontal sea muy pequeña se podrá asegurar que el cociente entre los campos horizontales eléctrico y magnético corresponda a la impedancia y se satisfaga

$$Z_{yx} = E_y / H_x$$

para que la medición de E_y y H_x corresponda a esta expresión se impone que la fuente sea de banda limitada y solo contribuyan valores pequeños de k . O sea, que para aquellas corrientes que contengan valores de k grandes la definición de $\rho_a = 0.2 \tau |Z_{yx}|^2$ tiene un sentido diferente al habitual .

Además, la expresión de ρ_a puede ser calculada también midiendo la componente vertical del campo magnético y las derivadas de las componentes horizontales, tal que en general vale

$$\rho_a = i\mu\omega \left| \frac{H_z}{\partial H_x / \partial x + \partial H_y / \partial y} \right|^2 \quad \text{V. 6}$$

Resumiendo, cuando el medio está horizontalmente estratificado y las corrientes ionosféricas presentan una

distribución espacial no uniforme ρ_a medida en cualquiera de sus formas ya sea los campos eléctrico y magnético o el campo magnético y sus derivadas puede introducir errores significativos, salvo que en el rango de frecuencias temporales que se trabaje se tenga la certeza que las variaciones son realmente de banda limitada. Lo cual hace pensar que el método presenta más garantías si se trabaja en las primeras capas con τ pequeños.

En adelante se considerará ρ_a como

$$\rho_a = 0.2 \tau \left| \frac{E_y}{H_x} \right|^2$$

sin reparar si los campos se pueden considerar como ondas planas, y solamente para ilustrar las variaciones del ρ_a en zonas ecuatoriales se lo calculó para los primeros armónicos de las VGD que abarcan períodos desde $8.64 \cdot 10^4$ a $1 \cdot 10^4$ s, este último valor corresponde al período máximo alcanzado por Ritz y Robineaux (1986), observándose que variación espacial tiene el ρ_a cerca al ecuador cuando un medio estratificado horizontalmente es considerado.

La figura V.1 muestra ρ_a para el caso campo externo uniforme con un modelo de capas similar al utilizado en Africa en función del período.

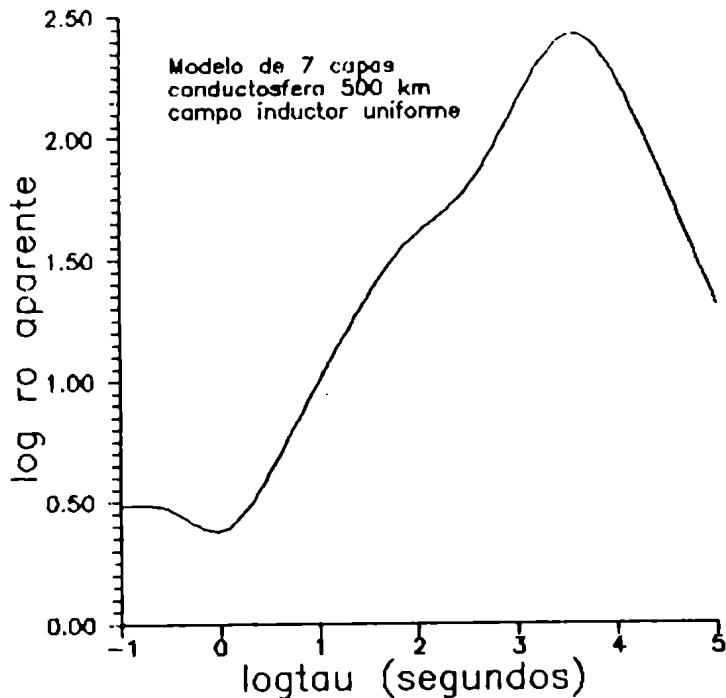


Figura V.1 Resistividad aparente en función del período para un modelo de 7 capas con la conductosfera a 500 km.

En la figura IV.2(a) se muestra la variación con la latitud de los valores de ρ_a cuando se utiliza un período diario y en la figura IV.2(b) la componente X del campo magnético sobre la superficie que tiene la típica forma del las VGD en el ecuador magnético. En el caso de período diario se ve que hay una disminución significativa de la resistividad aparente sobre el ecuador, pero el efecto de la planetaria también es importante ya que hacia el norte disminuye donde la planetaria alcanzará su mínimo (cero de la parte variable).

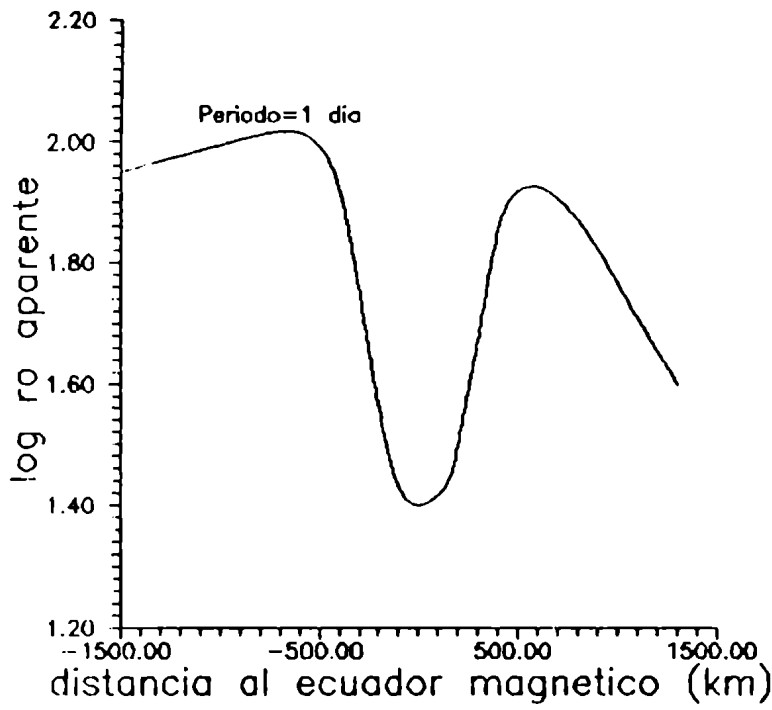


Figura V.2a Logaritmo de la resistividad aparente en función de la distancia al ecuador magnético para $\tau=24$ hs.

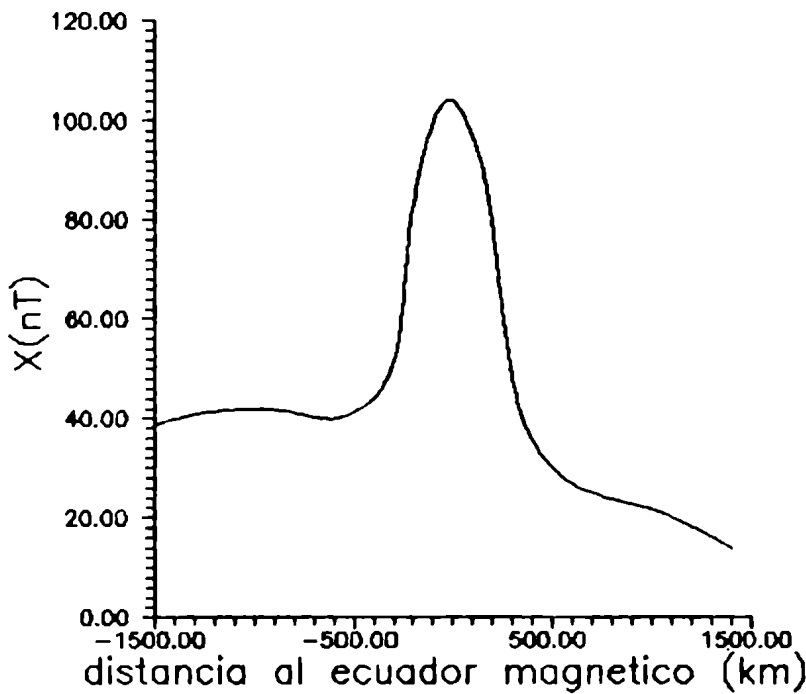


Figura V.2b Componente horizontal del campo magnético en la superficie que se usó para calcular ρ_a en a.

Los armónicos más importantes en el ecuador magnético muestran también que ρ_a es entre 50% y 20% menor para $\tau = 1$ día y 6 hs respectivamente, esta disminución aparece tal como si hubiera una inhomogeneidad muy conductora por debajo del ecuador magnético pues un cilindro muy conductor en un campo uniforme produce una disminución del mismo tipo para un rango limitado de períodos.

En el caso de los armónicos de período menor la influencia de la planetaria es menor ya que a partir de los 10^4 s ρ_a no muestra una variación significativa con la latitud debida a la planetaria y se puede ver en la figura V.3 varios armónicos que a diferencia del mediodía tienden al valor del campo uniforme fuera de la influencia del electrochorro ecuatorial.

A la frecuencia diaria, la parte planetaria varía con un número de ondas k de $7.6 \text{ E-}04 \text{ km}^{-1}$ que es suficientemente grande para dar una variación espacial importante.

Ahora bien, las mediciones realizadas cerca al ecuador magnético de sondaje profundo, con períodos de 10^4 s, suponen la fuente uniforme cuando la influencia de la fuente es grande, con lo cual estamos en condiciones de asegurar que los resultados de la prospección profunda utilizando fuente uniforme en la zona ecuatorial no son adecuados para estudiar las características de esas capas.

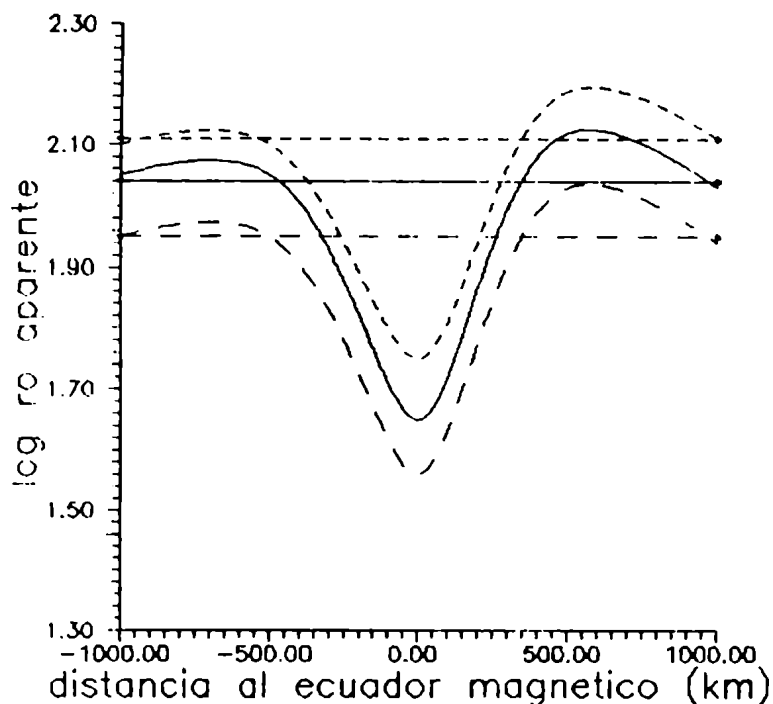


Figura V.3 Logaritmo de la resistividad aparente en función de la distancia al ecuador magnético para $\tau = 12, 8$ y 6 hs (de abajo hacia arriba). Las líneas horizontales son el valor cuando el campo externo es considerado uniforme.

3- que las anomalías permitan un análisis dentro de la hipótesis de onda plana.

Según Zhdanov (1986), las variaciones más importantes y notorias en los campos medidos se deben a la presencia de anomalías profundas que distorsionan la evaluación de las conductividades más superficiales, y muestra la variación espacial de las componentes del campo magnético H_x y H_z para un período de 2 horas, y propone separar la influencia de las inhomogeneidades profundas para obtener mayor precisión en la determinación de las

THE HISTORY OF THE

REIGN OF

CHARLES THE FIRST

BY

JOHN BURNET

OF

OXFORD

IN

SEVEN VOLUMES

THE SECOND

AND LAST

VOLUME

BY

JOHN BURNET

OF

OXFORD

IN

SEVEN VOLUMES

THE SECOND

AND LAST

VOLUME

BY

JOHN BURNET

OF

OXFORD

IN

SEVEN VOLUMES

THE SECOND

AND LAST

VOLUME

BY

JOHN BURNET

OF

OXFORD

IN

SEVEN VOLUMES

THE SECOND

AND LAST

VOLUME

CAPITULO VI

VI. SUMARIO Y CONCLUSIONES

En este último capítulo se dará el sumario y las conclusiones de la presente tesis y las perspectivas futuras de trabajo.

1- El efecto de las capas superiores sobre las corrientes inducidas por las VGD fueron estimadas para poder evaluar su influencia en la determinación de la profundidad donde comienza la conductosfera. La parte interna de esas variaciones se interpretó a través de un modelo horizontalmente estratificado.

A partir de los resultados podemos concluir:

- La profundidad a la cual comienza la conductosfera, a latitudes ecuatoriales, está bien definida con el análisis de las VGD cuando está ubicada bien arriba, hasta unos 500 km, en cuyo caso la conductividad de la conductosfera debe ser por lo menos 10 Mho/m, contrariamente, ocurre que cuando está a 1000 km, la capa de 0.1 Mho/m que está ubicada sobre la conductosfera la apantalla tal que solo un límite superior en p puede inferirse. Si tenemos en cuenta que un gran número de modelos pretenden describir la distribución de conductividades para un modelo esférico 1D y muchos de ellos proponen que valores entre 0.1 y 1. Mho/m se alcanzan a los 500 km y entre 10. y 100. Mho/m a los 1300 km (ver eg. Pecova et al., 1987), nosotros podemos concluir que nuestro trabajo encuentra información adicional y de alguna forma 2D de esta última capa conductora, la conductosfera, ya que

evalúa discontinuidades profundas.

- De las partes interna y externa de las VGD es siempre posible determinar un valor máximo de conductividad promedio para las capas superiores y un valor mínimo de profundidad a la que se encuentra la conductosfera.

2. A partir del análisis de las VGD en India se halló que la profundidad donde comienza la conductosfera es 1000 km y por lo tanto si aplicamos las conclusiones generales de 1) se puede agregar que su valor verdadero aún podría estar por debajo de este, resultado que sostiene la hipótesis de que la profundidad a la que empieza la conductosfera en el escudo continental es bastante inferior al promedio global de 600 km. (Duhau and Osella, 1983; Duhau and Favetto, 1990) mostrando la posibilidad de que exista una correlación entre algunas características tectónicas y la conductividad de la tierra a profundidades del manto conductor.

3- Evidencias de una correlación entre la tectónica y la profundidad donde comienza la conductosfera como también de la presencia de un salto brusco en la profundidad de esta última asociada al ecuador magnético fue precisamente mostrada a partir de los métodos introducidos en la presente tesis.

4- Se analizaron las hipótesis de MT y su aplicación para investigar estructuras profundas y a partir de los resultados podemos concluir que hay dos fuentes principales de error en el método MT: la imposición de fuente espacialmente uniforme y la presencia de inhomogeneidades tridimensionales que lleva a que la definición de la impedancia no esté avalada por la aproximación de onda plana.

La metodología general aplicada a las VGD, que utiliza el análisis espacial de la fuente y de los campos producidos por ella permite no solo la incorporación de la variación espacial tanto de la fuente como inhomogeneidades sino que permite el trabajo con los armónicos espaciales y obtener así resultados de manera, si bien aproximada, mucho más sencilla. Cuando se trata de determinar la conductosfera, sobre todo si la misma está ubicada cerca de la superficie y presenta una discontinuidad, el método MT debe ser complementado con el estudio de las VGD para tener en cuenta dicha discontinuidad. Cuando un modelo de tierra horizontalmente estratificada es propuesto frente al campo externo se obtiene una respuesta, tanto más difiera ella del campo inducido separado tanto mayor será la anomalía presente. En el caso de las VGD y de acuerdo a lo mostrado en el capítulo IV, cuando la conductosfera está cerca de la superficie es más fácil modelar la discontinuidad porque las capas superficiales son despreciables y en el caso que la

conductosfera esté muy profunda su influencia sobre las superficiales será muy pequeña.

Esta tesis abre varias líneas nuevas de investigación; entre otras:

1- Utilización del método de prospección presentado para el estudio de discontinuidades electromagnéticas de orígenes diversos.

2-Búsqueda y modelado de causas profundas que producen la distorsión del dipolo geomagnético.

3- Investigación de modelos teóricos que permitan calcular más acertadamente la conductividad terrestre a partir de la resistividad aparente hallada por el método MT.

Wilma Dulce

F. J.

APENDICE 1

SEPARACION DE LOS CAMPOS GEOMAGNETICOS TRIDIMENSIONALES EN SUS PARTES EXTERNA E INTERNA

Como sobre la superficie de la tierra vale la ecuación de Laplace para el potencial magnético, Ω , entonces

$$\nabla^2 \Omega = 0$$

que para el caso de tres dimensiones es:

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0$$

Recordemos las expresiones de las Transformadas de Fourier (TF) de la función $f(x,y)$ y la anti transformada dadas por:

$$\tilde{f}(\xi, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) e^{i(\xi x + \zeta y)} dx dy$$

y

$$f(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\xi, \zeta) e^{-i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta$$

respectivamente.

Al aplicar la TF (ec. III.2) a la ec. III.1 resulta la siguiente ecuación

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Omega}}{\partial^2 z} = (\xi^2 + \zeta^2)$$

y resolviendo esta ecuación la solución está dada por:

$$\tilde{\Omega} = \alpha(\xi, \zeta) e^{-\nu z} + \beta(\xi, \zeta) e^{\nu z}$$

$$\text{con } \nu = (\zeta^2 + \xi^2)^{1/2}$$

y α y β se obtienen de las condiciones de contorno en $z=0$

la TF inversa da

$$\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [\alpha(\xi, \zeta) e^{-\nu z} + \beta(\xi, \zeta) e^{\nu z}] e^{-i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta$$

Ahora podemos denominar Ω_{\bullet} y Ω_i a las contribuciones de origen externo e interno respectivamente y considerando que cuando la coordenada $z \rightarrow +\infty$ entonces $\Omega_{\bullet} \rightarrow 0$ y además cuando $z \rightarrow -\infty$ entonces $\Omega_i \rightarrow 0$ entonces podemos asignar el primer término a Ω_{\bullet} y el segundo a Ω_i , si diferenciamos las expresiones correspondientes a ambos potenciales respecto a z y hacemos el límite para $z \rightarrow 0$ hallamos la siguientes expresiones para las contribuciones externas e internas de la componente vertical del campo (Z)

$$Z_{\bullet} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nu a(\xi, \zeta) e^{-i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta$$

$$Z_{\bullet} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \nu b(\xi, \zeta) e^{-i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta$$

mientras que si hacemos lo mismo con respecto a la componente x obtendremos las partes externas e internas de la componente horizontal del campo (X), tal que

$$a(\xi, \zeta) = \tilde{Z}_{\bullet} / \nu \quad \text{y} \quad b(\xi, \zeta) = -\tilde{Z}_{\bullet} / \nu$$

sustituyendo a y b en la expresión del potencial y haciendo uso del teorema de Faltung que dice

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \zeta) \tilde{g}(\xi, \zeta) e^{-i(\xi x + \zeta y)} d\xi d\zeta = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u, v) g(x-u, y-v) du dv$$

se llega a la expresión de los campos separados en función de los totales de la siguiente forma:

$$X_{\bullet} = \frac{1}{2} (X + M_1 Z)$$

$$X_{\bullet} = \frac{1}{2} (X - M_1 Z)$$

$$Y_{\bullet} = \frac{1}{2} (Y + M_2 Z)$$

$$Y_{\bullet} = \frac{1}{2} (Y - M_2 Z)$$

$$Z_{\bullet} = \frac{1}{2} (Z - M_1 X - M_2 Y)$$

$$Z_{\bullet} = \frac{1}{2} (Z + M_1 X + M_2 Y)$$

M M S. 10

1000

1000 2

A2. Apéndice 2

A2.1 Teoría de Price para un conductor plano

La respuesta de un semi-espacio conductor a una fuente arbitraria ha sido resuelto por Price (1950). Los pasos y consideraciones seguidas para resolver este problema se detallan a continuación.

A2.1.1 Ecuaciones generales

Las ecuaciones de Maxwell que se satisfacen en todo medio continuo se pueden expresar como:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{A2.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{A2.2}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{A2.3}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{A2.4}$$

cuando el medio es isótropo y homogéneo también se debe satisfacer que:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad \text{A2.5}$$

donde

\vec{H} es la intensidad de campo magnético

\vec{E} es la intensidad de campo eléctrico

\vec{B} es la inducción magnética

\vec{D} es el desplazamiento eléctrico

\vec{J} es la densidad de corriente de conducción

ρ es la densidad volumétrica de carga

σ es la conductividad eléctrica

μ es la permeabilidad magnética

ϵ es la constante dieléctrica

En esta sección se utilizará la nomenclatura clásica del electromagnetismo para evitar confusiones y las expresiones finales serán posteriormente relacionadas con la denominación utilizada típicamente para las componentes del campo geomagnético que se emplean fuera de esta sección.

Escribiendo A2.1 en función de \vec{D} y tomando la divergencia se obtiene la ecuación:

$$(\sigma/\epsilon) \vec{\nabla} \cdot \vec{D} + \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$$

donde la solución para la divergencia de \vec{D} da la caída temporal de la carga presente inicialmente en el

conductor, tal que

$$\rho = \rho_0 \exp(-\sigma t / \epsilon)$$

a partir de lo cual se puede ver que no perdemos generalidad si en el futuro esta carga inicial se toma nula, entonces la ecuación A2.4 se convierte en:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{A2.6}$$

tomando rotor de A2.1 y A2.2 se obtiene:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} = -\mu\sigma \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}$$

aplicando la igualdad vectorial $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$ se llega a una ecuación que deben satisfacer todas las componentes ya sea del campo eléctrico, E_k como del magnético, H_k :

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} = \left[\mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} \quad \text{A2.7}$$

Fuera del conductor, $\sigma \approx 0$ hace que esta ecuación se convierta en

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} = \left[\mu \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix}$$

pero considerando que para los casos de interés el período es grande comparado con el tiempo que emplean las ondas electromagnéticas en atravesar la región, entonces se satisface la ecuación de Laplace :

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} = 0 \quad \text{A2.8}$$

mientras que dentro del conductor se supone que el término $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix}$ puede ser ignorado frente al que depende explícitamente de la conductividad, tal que valdrá la ecuación de inducción o difusión dada por:

$$\nabla^2 \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} = \left[\mu \sigma \frac{\partial}{\partial t} \right] \begin{Bmatrix} E_k \\ H_k \end{Bmatrix} \quad \text{A2.9}$$

Las aproximaciones hechas implican que en el dieléctrico

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$$

a partir de lo cual se puede decir que aproximadamente \vec{H} es el gradiente de un potencial escalar, Ω , entonces:

$$\vec{H} = - \nabla \Omega$$

En cada superficie de separación las componentes de \vec{E} y \vec{H} tangenciales a la superficie y la componente normal de \vec{B} deben ser continuas, éstas condiciones de contorno deben ser satisfechas por la solución de las ecuaciones A2.8 y A2.9 para cada problema.

A2.1.2. Solución a las ecuaciones de campo

Las soluciones elementales de las ecuaciones de campo pueden siempre ser expresadas a través del producto de una función que dependa de la profundidad y otra que dependa de las coordenadas transversales. Para el caso de interés, donde las discontinuidades dependen de la profundidad, éste tipo de representación puede ser muy útil.

Consideremos las coordenadas cartesianas x , y y z positivas hacia el norte, este y abajo, respectivamente y la superficie de la tierra ubicada en $z = 0$, donde una discontinuidad en la conductividad está presente y las inhomogeneidades dentro del conductor también se deben a diferencias en la conductividad y consideradas en capas.

Entonces, podemos escribir al campo eléctrico como:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = Q(z, t) \vec{F}(x, y)$$

substituyendo en las ecuaciones A2.6, A2.8 y A2.9 obtenemos respectivamente:

$$Q \left[\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} \right] + F_z \frac{\partial Q}{\partial z} = 0 \quad \text{A2.10}$$

dentro del conductor se satisface:

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial y^2} = \frac{1}{Q} \left[\mu\sigma \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} \right] \vec{F} \quad \text{A2.11}$$

mientras fuera del conductor:

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial y^2} = - \frac{1}{Q} \left[\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} \right] \vec{F} \quad \text{A2.12}$$

tanto en A2.11 como en A2.12 el coeficiente de \vec{F} no depende de x e y por lo tanto debe ser una constante real, entonces la ecuación que debe satisfacer la parte que depende de las coordenadas horizontales es:

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial y^2} + k^2 \vec{F} = 0 \quad \text{A2.13}$$

mientras que las ecuaciones que dependen de la coordenada vertical son, dentro del conductor:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} - k^2 Q - \mu\sigma \frac{\partial Q}{\partial t} = 0 \quad \text{A2.14}$$

y fuera del conductor

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} - k^2 Q = 0 \quad \text{A2.15}$$

Esto da dos tipos de soluciones elementales:

$$F_z = 0 \quad \text{y} \quad \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = 0 \quad \text{A2.16}$$

o bien

$$\frac{1}{F_z} \left[\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} \right] = -\frac{1}{Q} \left[\frac{\partial Q}{\partial z} \right] = -\zeta$$

donde ζ puede ser real o compleja

Cuando se evalúan las expresiones para \vec{H} y \vec{E} en el último caso se halla un campo magnético nulo fuera del conductor lo cual hace que para el caso que es de nuestro interés este tipo de solución no sea considerada.

Entonces, a partir de A2.16 se puede inmediatamente hallar que \vec{F} puede ser escrito como:

$$\vec{F} = \left\{ \frac{\partial P}{\partial y}, -\frac{\partial P}{\partial x}, 0 \right\} \quad \text{A2.17}$$

donde p es una función de x e y que debe satisfacer A2.13, por lo tanto A2.13 se convierte en:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + k^2 P = 0 \quad \text{A2.18}$$

fuera del conductor la solución de la ecuación A2.15 tiene la forma:

$$Q(Z, t) = A(t) e^{kz} + B(t) e^{-kz}$$

con lo cual la expresión del campo eléctrico fuera del conductor es:

$$\vec{E}(x, y, Z, t) = Q(Z, t) \left[\frac{\partial P}{\partial y}, -\frac{\partial P}{\partial x}, 0 \right] \quad \text{A2.19}$$

y utilizando la ec. A2.1 se puede obtener la siguiente expresión para \vec{H} :

$$\mu \frac{\partial \vec{H}(x, y, Z, t)}{\partial t} = - \left[\frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial Q}{\partial z}, \frac{\partial Q}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial y}, k^2 Q P \right] \quad \text{A2.20}$$

Si el campo externo es periódico, podemos analizar los armónicos que lo componen aisladamente y en caso de querer componer la señal original sintetizarla a posteriori.

Si el periodo que estamos analizando es $2\pi/\omega$, la dependencia temporal del campo eléctrico es $e^{i\omega t}$ con lo cual la ecuación A2.14 que vale dentro del conductor toma la forma:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial z^2} - \left[k^2 + \mu\sigma i\omega \right] Q = 0 \quad \text{A2.21}$$

y la solución dentro del conductor se puede expresar como

$$Q = \left[A_1 e^{-\vartheta z} + B_1 e^{\vartheta z} \right] \quad \text{A2.22}$$

con

$$\vartheta^2 = (\sigma\mu i\omega + k^2)$$

A partir de este desarrollo simple hecho por Price con la finalidad de resolver problemas geofísicos se puede resolver con mayor o menor dificultad de cálculo el problema de cualquier fuente frente a un conductor homogéneo en x e y. Entonces, en la presente, tesis hemos utilizado estos resultados y a partir de su interpretación y la

generalización de los mismos se aplicaron a problemas geofísicos. A lo largo del texto las componentes vertical (según la dirección z) y horizontal (según la dirección x) de B serán referidas como Z y X respectivamente.

Referencias

Banks, R. J. , (1981) *Strategies for improved electromagnetic response estimates* J. Geomagn. Geoelectr.. 33, 569

Berdichevsky, M. N. , Fainberg, E. B. , Rotanova, N. M. , Smirnov, J. B. y Vanyan, L. L. (1976) *Deep electromagnetic investigations*, Ann. Geophys. 32, 143

Campbell, W. (1987) *The upper mantle conductivity analysis method using observatory records of the geomagnetic field*. Pageoph. 125, 427.

Cargniard, L. ,(1953). *Basic theory of magnetotelluric method of geophysical prospecting*, Geophysics, 18, 605.

Chamalaun, F. H. , Prasad, S. N. , Lilley, F. E. M. , Srivastava, B. J. , Singh, B. P. y Arora B. R. (1987), *On the interpretation of the distinctive pattern of geomagnetic induction observed in northwest India*, Tectonophys., 140, 247.

Chapman, S. (1951), *The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere*, Ach. Meteorol. Geophys. Bioklimatol., A 4, 368.

Dimitriev, V. I. , Rotanova, N. M. , Zakharova, O. K y Fiskina, M. (1987). *Models of deep electrical conductivity obtained from data on global magnetic variational sounding*. Pure and Applied Geophys., 125, 409.

Duhau, S. y Favetto, A., (1990 a) *The conductosphere depth at equatorial latitudes as determined from geomagnetic daily variations*. Pure and Applied Geophys. (en prensa)

Duhau, S. y Favetto, A. (1990 b), *Estimacion de la contribucion a las variaciones geomagneticas diarias de los campos inducidos en las capas superiores de la tierra*. Geospectra, 17, 1.

Duhau, S y Osella, A.M. (1982), *A correlation between measured E-region current and geomagnetic daily variation at equatorial latitudes*, J. Geomag. Geoelectr., 34, 213.

Duhau, S y Osella, A.M. (1983), *Depth of the non-conducting layer at the Nigerian dip equator*, J. Geophys. Res., 88 (A7), 5523

Duhau, S y Osella, A.M. (1984), *Depth of the non-conducting layer at Central Africa*, J. Geomag. Geoelectr., 36 (3), 113.

Duhau, S. y Romanelli, L. (1979), *Electromagnetic induction at South American Geomagnetic Equator as Determined from Measured ionospheric currents*. J. Geophys. Res., 84, A5, 1849.

Dziewonski, A.M. (1984) *Mapping the lower mantle: determination of lateral heterogeneities in P velocity up to degree of order 6*, J. Geophys. Res. 89, No B7, 5929.

Eckhardt, D.; Lander, K. y Hadden, T. (1963) *Long period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates*, J. Geophys. Res. 68, 6279.

Fambitacoye, O. (1973), *Effects induits par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique*, Ann. Geophys. 29, 149.

Fambitacoye, O. y Mayaud, R.N. (1976), *Equatorial electrojet and regular daily variations SR, I, A determination of equatorial electrojet parameters*, J. Atmosphere. Terr. Phys., 38, 1.

Favetto, A., Osella, A.M. y Duhau, S. (1990), *Depth of the conductosphere under the Indian shield*, Submitted for publication.

Forbush, S. y Casaverde, M. (1961), *Equatorial electrojet in Peru*. Carnegie Inst. Washington Pub.

Hibbs, R.D., Jones, F.W., Ramaswamy, V. y Dosso, H.W. (1978) *Electromagnetic analogue model measurements and finite difference numerical calculations of the response of a conducting slab to three different source fields*. Phys. Earth Planet. Inter., 16, 327

Jones, F.W. y Pascoe, L.J. (1971) *A general computer program to determine the perturbation of alternating electric currents in a two-dimensional model of a region of uniform conductivity with embedded inhomogeneity* Geophys. J.R. Astron. Soc. 24, 537

Lahiri, B.N. y Price, A.T. (1939), *Electromagnetic induction in non-uniform conductors, and the determination of the conductivity of the earth from terrestrial magnetic*

variations, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 237, 509.

Martinec, Z. y Pec, K. (1986), *Normal earth density models*. Studia Geoph. Geod. 30, 124.

Moyano, C. Tesis doctoral presentada en el Depto. de Física FCEN-UBA (1990)

Nataf, H. C., Nakanishi, I. y Anderson, D. L. (1984). *Anisotropy and shear-velocity heterogeneities in the upper mantle*. Geophys. Res. Lett. 11, 109.

Onwumechilli, C. A. (1967), *Physics of Geomagnetic phenomena*, Vol 1 editado por Matsushita y Campbell, 462 .

Osella, A. M. y Duhau, S. (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. y Duhau, S. (1985), *Analysis of the effect produced by lateral inhomogeneities in the mantle at equatorial latitude*, J. Geomag. Geoelectr. 37 (5) 531.

Pecová, J., Martinec, Z. y Pec, K. (1987), *Appreciation of spherically symmetric models of electrical conductivity*, Pure and Appl. Geophys., 125, 2/3, 291.

Price, A. T. (1950), *Electromagnetic induction in a semi-infinite conductor with a plane boundary*, J. Mech. and Appl. Math. 3, 385.

Price, A.T., (1967), *Electromagnetic induction within the Earth in Physics of Geomagnetic Phenomena*, editado por Matsushita y Campbell.

Ramaswamy, V., Agarwal, A.K. y Singh, B.P. (1985), *A three dimensional numerical model study of electromagnetic induction around the Indian peninsula and Sri Lanka island*, *Phys. Earth. Planet Inter.*, 39, 52.

Ritz, M. (1983), *Use of magnetotelluric method for a better understanding of the West Craton shield.*, *J. Geophys. Res.*, 88 B12, 10625.

Ritz, M. y Robineau, B. (1986), *Crustal and upper mantle electrical conductivity structures in West Africa: Geodynamic implications*, *Tectonophysics*, 124, 115.

Roberts, R.G. (1983), *Electromagnetic evidence for lateral inhomogeneities within the Earth's upper mantle*, *Phys. Earth. Planet Inter.*, 33, 198.

Siebert, M. y Kertz, W. (1957), *Zur Zerlungung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in ausseren und inneren Anteil*, *Narch, Akad. Wiss Goettingen, Math-Phys. K1 5*.

Singh, B.P., Agarwal, A.K. y Rastogi, R.G. (1986). *On the nature of residual trend in MAGSAT passes after removal of core external components*, *Annal. Geophys.* V4, b6, 653.

Srivastava, S.P. (1965), *Theory of magnetotelluric method for a spherical for a spherical conductor*. *Geophys. J. Astr. Soc.* 9, 169.

Weaver, J. T., (1964), *On the separation of local geomagnetic fields into external and internal parts* Z. Geophys., 30, 29.

Willie, P. J. (1971), *The dynamic earth Textbook in Geoscience*, p 9. John Wiley, NY.

Woodhouse, J., Dziewonski, J. H. y Dziewonski, A. M. (1984), *Mapping the lower mantle : three-dimensional modelling of earth structure by inversion of seismic waveforms.* J. Geophys. Res. 89, No B7, 5953.

Zhdanov, M. S., (1986). *2-D Model fitting of a geomagnetic anomaly in the soviet carpathians.* Ann. Geophysicae, 4, 335.

Zarkhov, V. N. (1983) *Internal structure of the earth and planets.* Nauka, 415