

## Tesis de Posgrado

# Estudio de la inducción electromagnética producida por corrientes ionosféricas en el manto superior terrestre a latitudes ecuatoriales

Osella, Ana María

1983

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Osella, Ana María. (1983). Estudio de la inducción electromagnética producida por corrientes ionosféricas en el manto superior terrestre a latitudes ecuatoriales. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1792\\_Osella.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1792_Osella.pdf)

**Cita tipo Chicago:**

Osella, Ana María. "Estudio de la inducción electromagnética producida por corrientes ionosféricas en el manto superior terrestre a latitudes ecuatoriales". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1983.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1792\\_Osella.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1792_Osella.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Departamento de Física - Grupo de Física de la Alta Atmósfera

ESTUDIO DE LA INDUCCION ELECTROMAGNETICA PRODUCIDA  
POR CORRIENTES IONOSFERICAS EN EL MANTO SUPERIOR  
TERRESTRE A LATITUDES ECUATORIALES

por

Ana María OSELLA

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

Directora de Tesis: Prof. Dra. Silvia DUHAU

- 1983 -

1792  
Ej. 2

*A Ricardo*

## *Agradecimientos*

*A mi marido, por su constante apoyo y comprensión, y también, por sus útiles comentarios sobre distintos aspectos numéricos.*

*A mis padres, por el cariño que me brindan.*

*A los miembros del Departamento de Física, que han contribuido a mi formación científica, en especial a mi Consejero de Estudios, el Dr. Rubén Contreras.*

*Al Sr. Ernesto Romanelli, por su eficiente trabajo dactilográfico.*

*A la Srta. Marta Pedernera, por su colaboración en distintas tareas computacionales.*

*Al Centro de Cómputos en Salud (UBA) y al Centro de Tecnología y Ciencias de Sistemas (UBA), por los servicios de computación gentilmente cedidos.*

*Finalmente, quiero agradecer a mi directora de Tesis, la Dra. Silvia Duhau quien no sólo me ha enseñado y orientado científicamente, sino también me ha alentado constantemente con su confianza y su entusiasmo en el trabajo realizado.*

# INDICE

CAPITULO I. <u>Introducción</u> .....	1.
1.1. Reseña histórica	2.
1.2. El campo magnético terrestre y sus variaciones	4.
1.3. Variaciones geomagnéticas diarias en la zona ecuatorial	5.
1.3.1. Condiciones ecuatoriales	5.
1.3.2. Morfología del sistema de corrientes	5.
1.4. Importancia del análisis de las variaciones geomagnéticas diarias en la determinación de la distribución de la conductividad terrestre	7.
1.4.1. Métodos de separación	8.
1.4.2. Análisis de la parte inducida	10.
1.5. Aplicación a la zona ecuatorial	11.
1.5.1. Resumen del presente trabajo	12.
CAPITULO II. <u>Separación de las variaciones geomagnéticas diarias y obtención del sistema de corrientes en la zona ecuatorial peruana</u>	16.
11.1. Introducción	17.
11.2. Datos utilizados	18.
11.3. Descripción del método de transformadas integrales	23.
11.4. Revisión de los métodos usados en la zona ecuatorial	26.
11.5. Separación de las v.g.d.	29.

11.5.1. Obtención de las partes externa e interna de la componente horizontal	29.
11.5.2. Separación de la componente horizontal externa en sus partes planetaria e incremental	32.
11.5.3. Separación de la componente vertical en sus partes externa e interna	33.
11.6. Determinación de la corriente ionosférica a partir de las v.g.d.	35.
<b>CAPITULO III. <u>Determinación de la profundidad de la capa no conductora del manto en la zona ecuatorial peruana</u></b> .....	40.
III.1. Introducción	41.
III.2. Distribución de la corriente externa	44.
III.2.1. Parte extensa .....	44.
III.2.2. Parte localizada	44.
III.3. Cálculo del campo inducido .....	46.
III.3.1. Campo inducido por la corriente extensa	47.
III.3.2. Campo inducido por la corriente localizada	52.
III.4. Resultados	53.
<b>CAPITULO IV. <u>Descripción del efecto de costa</u></b> .....	57.
IV.1. Introducción	58.
IV.2. Modelo teórico .....	59.
IV.3. Aplicación a la zona ecuatorial	70.

IV.4. El efecto de costa en la zona ecuatorial peruana	71.
CAPITULO V. <u>Análisis del efecto producido por inhomogeneidades en el manto</u> .....	
V.1. Introducción	78.
V.2. Cálculo del campo inducido usando transformaciones conformes	80.
V.2.1. Modelo teórico	80.
V.2.2. Cálculo del campo inducido para un contorno semielíptico .....	84.
V.3. Aplicación a la zona peruana	86.
CAPITULO VI. <u>Aplicación a la zona ecuatorial nigeriana</u>	
VI.1. Introducción	93.
VI.2. Mediciones de las v.g.d. en Nigeria	93.
VI.3. Separación de las v.g.d.	95.
VI.3.1. Componente horizontal	95.
VI.3.2. El sistema de corrientes ionosféricas	97.
VI.3.3. Componente vertical	102.
VI.3.4. Discusión de los resultados	103.
VI.4. Análisis de la parte interna	103.
VI.5. Efecto de costa.....	107.
VI.6. Conclusiones	110.
CAPITULO VII. <u>Aplicación a Africa Central</u> .....	
VII.1. Introducción .....	112.

VII.2. Datos utilizados .....	112.
VII.3. Separación de las v.g.d.	112.
VII.3.1. Componente horizontal	112.
VII.3.2. Sistema de corrientes	115.
VII.3.3. Componente vertical	115.
VII.4. Análisis de la parte interna	117.
VII.5. Efecto producido por inhomogeneidad en el manto	119.
 CAPITULO VIII. <u>Correlación entre las anomalías en la                   conductividad, las estructuras tectóni-                   cas básicas y la corriente ionosférica</u>	 124.
VIII.1. Introducción	125.
VIII.2. La velocidad de fase de irregularidades en la región E	125.
VIII.3. Las variaciones geomagnéticas diarias en el ecuador magnético	130.
VIII.4. Discusión de los resultados	133.
VIII.5. Conclusiones	136.
 CAPITULO IX. <u>Conclusiones</u>	 138.
 APENDICE. <u>Inducción en un semiespacio conductor deli-                   mitado por una superficie plana producida                   por un campo magnético uniforme .....</u>	 142.
A.1. Introducción	143.
A.2. Inducción en un semiespacio de conductividad arbitraria	143.

A.2.1. Ecuaciones generales y condiciones de contorno	143.
A.2.2. Caso indeterminado	147.
A.3. Solución del problema .....	150.
BIBLIOGRAFIA .....	153.

# C A P I T U L O I

## I N T R O D U C C I O N

## 1.1 Reseña histórica

Una historia muy completa sobre el origen del geomagnetismo, que comprende hasta el año 1925 aproximadamente, puede leerse en un trabajo de Chapman (1967), cuyos puntos principales se resumirán a continuación.

El descubrimiento de las propiedades magnéticas de la tierra se debe a Gilbert, en el año 1600, quien llegó a la conclusión de que la tierra era en sí misma un gran imán, cuyo magnetismo se difundía en todo el planeta y que permanecía constante salvo que se produjeran cambios geológicos que lo modificaran. En 1635, Gellibrand encontró variaciones en el campo geomagnético que se producían a velocidades demasiado elevadas para estar relacionada con la evolución geológica de la superficie terrestre. Aparece entonces el concepto de variaciones geomagnéticas seculares. Gauss, en 1839, publicó el primer análisis en armónicos esféricos del campo magnético terrestre y confirmó matemáticamente las conclusiones de Gilbert de que dicho campo provenía del interior de la tierra. De dicho análisis se obtuvo que el término de primer orden era el más importante y correspondía al campo producido por un dipolo en el centro de la tierra.

Estudiando las variaciones seculares, Graham en 1722, encontró perturbaciones mucho más rápidas del campo geomagnético, que fueron llamadas variaciones transitorias y además hizo la importante distinción entre días magnéticamente quietos o

calmos de los que son activos o perturbados. Trabajando con Celsius, ambos descubrieron que en diferentes lugares de la tierra, los días eran simultáneamente calmos o perturbados, mostrando que se trataba de fenómenos más bien globales que locales.

Las variaciones solares diarias en días quietos ( $S_q$ ) observadas por primera vez por Graham, fueron posteriormente observadas por Gauss y sus sucesores a partir de 1834. Gradualmente, su morfología se fue haciendo más clara y el análisis de los registros geomagnéticos en todo el mundo llevó a Stewart, en 1882, a inferir que las  $S_q$  debían tener su origen en corrientes eléctricas en la alta atmósfera. Schuster, en 1889, hizo un análisis en armónicos esféricos de las  $S_q$ , siendo la primera vez que este método se aplicaba a campos variables y confirmó la hipótesis de Stewart de que las  $S_q$  provenían principalmente de la alta atmósfera pero encontró además una pequeña parte de origen interno, que la relacionó con las corrientes inducidas en la tierra por el campo externo.

La exploración de la ionósfera a partir de la segunda década de este siglo confirmó la hipótesis de Stewart sobre la existencia de una capa de la atmósfera eléctricamente conductora.

En 1925, Breit y Tuve, Appleton y Barnett y varios seguidores, enviando pulsos verticales de radio de frecuencia variable desde la superficie, en distintos lugares de la tierra,

podieron hacer una descripción de la concentración electrónica de la ionósfera hasta el nivel de máxima densidad electrónica (el pico de la capa  $F_2$ ). Mediciones posteriores con satélites permitieron describir toda la estructura de la ionósfera y se encontró que la ionización variaba en el curso de un ciclo solar en una forma consistente con las variaciones solares, confirmando así su origen en la zona conductora de la alta atmósfera.

## 1.2 El campo magnético terrestre y sus variaciones

El campo geomagnético está originado por corrientes en el interior de la tierra, que circulan a profundidades del orden de 2900 km. La presencia de corrientes de convección producen la parte irregular del campo y la mayor parte de su variación secular.

Existen como ya se dijo, además, otros tipos de variaciones que producen cambios de menor duración y son las llamadas variaciones transitorias que modifican el campo geomagnético debido a la presencia de campos producidos por corrientes eléctricas que circulan en la ionósfera y por las corrientes secundarias inducidas en la tierra por las corrientes externas. Los campos inducidos afectan especialmente la componente vertical de los campos externos en la superficie de la tierra, mientras que la componente horizontal se ve especialmente afectada por las corrientes externas. Las variaciones transitorias más importantes

son las variaciones solares diarias ( $S$ ) y las variaciones lunares diarias ( $L$ ) y son producidas por corrientes que circulan fundamentalmente a alturas de la capa E de la ionósfera (90-130 km).

### 1.3 Variaciones geomagnéticas diarias en la zona ecuatorial

#### 1.3.1 Condiciones ecuatoriales

Se define como ecuador magnético a la línea a lo largo de la cual la componente vertical del campo geomagnético medido en la superficie es nula. La ubicación del mismo no coincide con la correspondiente al ecuador geográfico y tampoco con la del ecuador dipolar, que es el correspondiente al campo magnético producido por el dipolo equivalente ubicado en el centro de la tierra.

La ubicación de estos ecuadores se muestran en la figura 1.1.

#### 1.3.2 Morfología del sistema de corrientes

En 1822, el Departamento de Magnetismo terrestre del Instituto Carnegie de Washington estableció un observatorio magnético en Huancayo (Perú), muy cerca del ecuador magnético. Del análisis de los magnetogramas obtenidos se encontró que la componente horizontal de las variaciones geomagnéticas diarias en días quietos ( $S_q$ ) era anormalmente grande (Chapman, 1951). Mediciones posteriores hechas en distintas zonas ecuatoriales

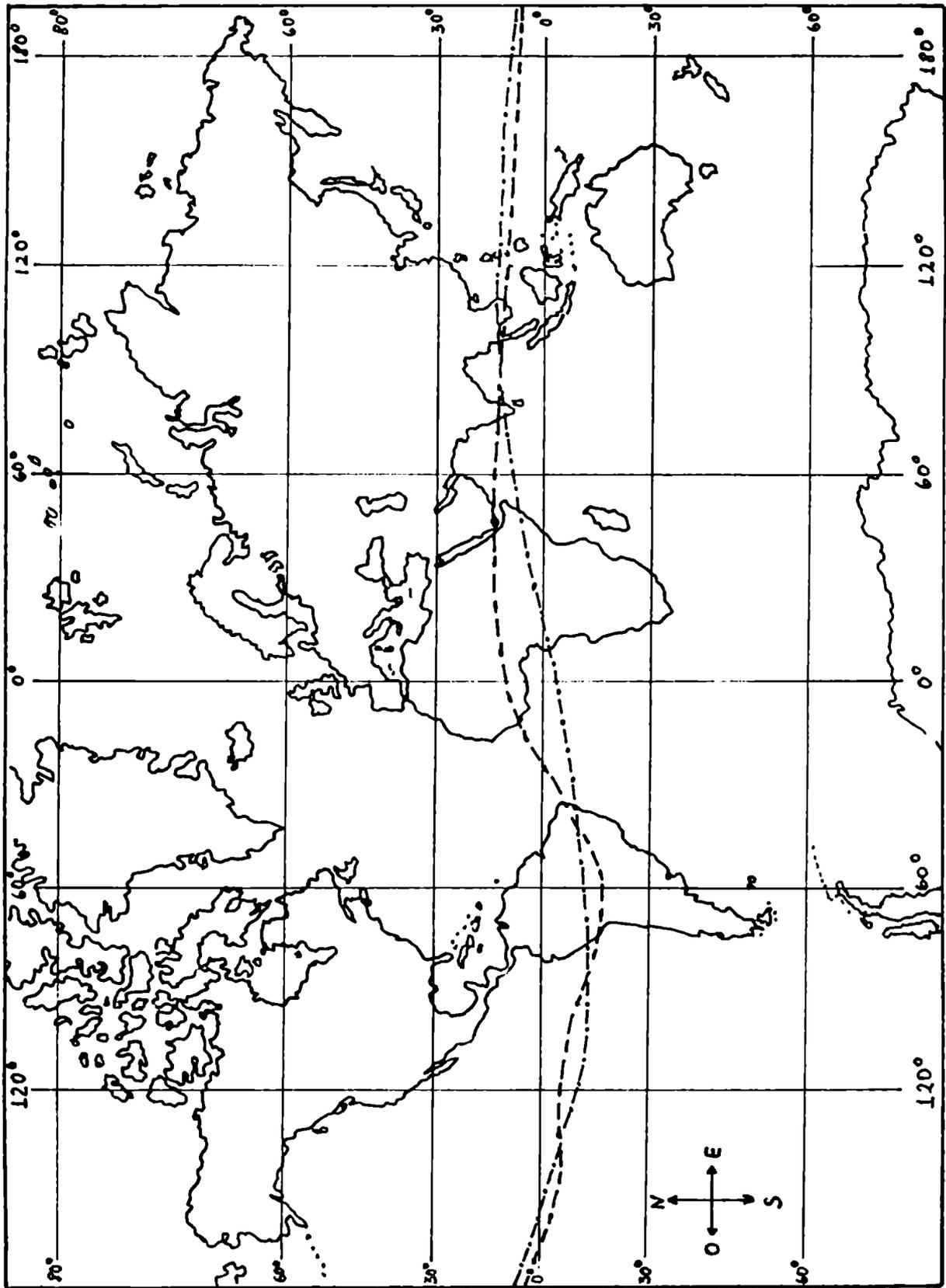


FIGURA 1.1

(Ogbuhei y Onwumechilli, 1967; Fambitakoye, 1973) probaron que este aumento en la componente horizontal se observaba en toda la tierra alrededor del ecuador magnético y se encontró que provenía de un aumento de la corriente que circulaba en la alta atmósfera. Se descubrió así el llamado "electrochorro ecuatorial", que es una banda de unos 600 km de ancho de alta concentración de corriente que circula de oeste a este, a lo largo del ecuador magnético y a la altura de la capa E de la ionósfera y su presencia se debe a la gran anisotropía de la conductividad ionosférica junto con el hecho de que, en la región ecuatorial, el campo magnético es prácticamente horizontal (ver p.e., Hirono, 1952; Baker y Martin, 1953).

Por lo tanto, en la zona ecuatorial, el sistema de corrientes ionosféricas se puede separar en dos partes: una de extensión planetaria, que produce en la superficie un campo de dimensiones globales y una debida al electrochorro que produce un campo localizado.

#### 1.4 Importancia del análisis de las variaciones geomagnéticas diarias en la determinación de la distribución de la conductividad terrestre

Se ha visto que las variaciones geomagnéticas diarias (v.g.d.) son debidas básicamente a las corrientes ionosféricas y a las corrientes inducidas por éstas en el interior de la tierra

y son campos de frecuencia suficientemente baja como para penetrar hasta las profundidades del manto superior terrestre. Por consiguiente, si se separan previamente las variaciones geomagnéticas en sus partes de origen externo e interno, de su análisis es posible obtener información sobre parámetros ionosféricos y sobre la distribución de la conductividad terrestre.

#### 1.4.1 Métodos de separación

Uno de los métodos más antiguos para investigar la distribución de la conductividad dentro de la tierra consiste en hacer un análisis de las variaciones temporales del campo magnético sobre toda la tierra, siendo esencial la separación de dicho campo en sus partes de origen externo e interno. Se han desarrollado dos métodos para hacer dicha separación, uno usando armónicos esféricos (ver p.e. Chapman, 1919, Chapman y Price, 1930) y otro usando integrales superficiales (Price y Wilkins, 1963).

El primer método consiste en desarrollar el potencial magnético en armónicos esféricos, estando los coeficientes de dicho desarrollo relacionados con las contribuciones externa e interna. Si se cuenta con una red de estaciones sobre la superficie distribuidas adecuadamente en todo el globo, con las mediciones del campo obtenidas se pueden determinar esos coeficientes usando un número finito de términos, y obtener así una

buena aproximación para el potencial en la superficie y determinar separadamente las contribuciones debidas a las fuentes externas e internas.

El método de integrales superficiales consiste esencialmente en considerar que las variaciones diarias provienen de un campo que es estacionario respecto del sol pero con una distribución e intensidad que dependen de la posición angular de la tierra a medida que rota alrededor del sol. Las contribuciones externa e interna al potencial se calculan a partir de una integral superficial, obtenida por Vestine (1941), que presupone el conocimiento de la componente vertical del campo sobre toda la superficie de la tierra.

Si bien de ambos métodos se obtienen resultados que son coincidentes entre sí (ver Price, 1967), hay que tener en cuenta que éstos son valores promedios, ya que se partió de hacer un análisis global del campo y, en consecuencia, no permiten detectar discontinuidades laterales. Por lo tanto, si se quiere hacer un análisis del campo en una zona localizada estos métodos no pueden ser aplicados; en estos casos se puede despreciar la esfericidad de la tierra y resolver el problema en un plano (ver p.e. Wilkins, 1951; Price y Wilkins, 1963), pudiendo aún simplificarse el tratamiento en los casos en que el campo pueda ser tratado en forma bidimensional (Siebert y Kertz, 1957).

#### 1.4.2 Análisis de la parte inducida

Para estudiar la inducción electromagnética en el interior de la tierra debida a la presencia de las corrientes externas, es necesario proponer un modelo para representar la distribución de la conductividad terrestre. Es claro entonces que la corriente inducida obtenida va a depender tanto de la forma del campo inductor como de la distribución de la conductividad propuesta.

Según las dimensiones del problema se pueden hacer dos tipos de tratamiento, uno global y otro localizado.

En el primer caso se tienen en cuenta campos inductores de dimensiones globales y se consideran valores promedios para las propiedades de la tierra, dadas por su distribución de conductividad ( $\sigma$ ). Por lo tanto, si se usan coordenadas esféricas ( $r, \theta, \lambda$ ), entonces  $\sigma = \sigma(r, \theta, \lambda)$ . Esta función no tiene en cuenta las variaciones locales de  $\sigma$ , sino las de larga escala.

Un problema del tipo global muy estudiado es el que supone  $\sigma = \sigma(r)$  (ver p.e. Chapman, 1919; Lahiri y Price, 1939). Esta suposición, sin embargo no es cierta ya que cerca de la superficie, por ejemplo, la conductividad promedio del océano es mayor que la de las áreas continentales y en zonas del manto superior (aproximadamente 600 km) hay evidencias de discontinuidades laterales (ver p.e. Rikitake, 1964; Schmucker, 1966; Osellay Duhau, 1983; Duhau y Osella, 1983a). Por lo tanto, los

resultados obtenidos con estos modelos sólo pueden servir para una interpretación global de las mediciones.

Las inhomogeneidades locales se pueden estudiar interpretando mediciones en zonas bien determinadas realizadas con la suficiente densidad. En estos casos se ignora la esfericidad de la tierra y se la trata, en cambio, como un semiespacio conductor con una distribución no uniforme de la conductividad (ver p.e. Price, 1950; Weaver, 1970; Hibbs y Jones, 1973; Duhau y Osella, 1982a).

### 1.5 Aplicación a la zona ecuatorial

La zona ecuatorial presenta características especiales ya que se tiene, además del sistema planetario de corrientes, un sistema localizado debido a la presencia del electrochorro. Por lo tanto, para estudiar la distribución de la conductividad terrestre en esas zonas, hay que separar previamente las v.g.d. no sólo en sus partes de origen externo e interno, sino también separar las contribuciones debidas a ambos sistemas. Los métodos usuales de separación en estas zonas usan el formalismo propuesto por Siebert y Kertz (1957), ya que el campo puede ser tratado en forma bidimensional, pero además incluyen hipótesis previas sobre la parte interna de las v.g.d. (ver p.e. Forbush y Casaverde, 1961; Onwumechilli, 1967; Fambitakoye y Mayaud, 1976). La naturaleza de esas hipótesis hace que dichos métodos no puedan ser aplicados a zonas donde existan anomalías en la

conductividad y por lo tanto deben ser modificados (Duhau y Romanelli, 1979).

Una vez resuelto este problema, es necesario obtener primero el sistema de corrientes ionosféricas a partir de la parte externa de las v.g.d. y luego proponer un modelo para la distribución de la conductividad que tenga en cuenta la presencia de posibles anomalías, como por ejemplo, las debidas a una costa oceánica o a un manto de contorno irregular.

Es pues motivo del presente trabajo de tesis a partir del análisis de las v.g.d. en zonas ecuatoriales:

- a. encontrar un método que permita separar las v.g.d. sin hacer hipótesis previas sobre el campo inducido,
- b. hallar el sistema de corrientes ionosféricas a partir de la parte externa de dichas variaciones,
- c. proponer un modelo para representar la distribución de la conductividad terrestre que tenga en cuenta la presencia de anomalías en la conductividad, relacionando el resultado obtenido con la estructura tectónica y geológica de la zona estudiada.

#### 1.5.1 Resumen del presente trabajo

En el Capítulo II se revisan y modifican los métodos usuales de separación de las v.g.d. en sus partes de origen externo e interno con el fin de quitar toda hipótesis previa sobre los campos inducidos, de modo de poder hacer la separación aún

en zonas con anomalías en la conductividad. El procedimiento resultante se aplica a las v.g.d. medidas en la zona ecuatorial peruana y se obtiene la distribución de la corriente ionosférica a partir de la parte externa del campo. Para probar la validez del método propuesto se compara luego esta corriente con mediciones previas de la que circula en capa E (ver también Duhau y Osella, 1982b).

Se analiza luego la parte interna de las v.g.d. en esa zona, para hallar un modelo que represente la distribución de la conductividad. En zonas donde no hay anomalías, es común usar un modelo sencillo que consiste en una capa no conductora hasta una cierta profundidad y un semiespacio perfectamente conductor, que representa el manto, debajo (ver p.e. Price, 1967).

En el Capítulo III se usa este modelo para calcular el campo inducido por el sistema de corrientes hallado en el Capítulo anterior a partir de la parte externa de las v.g.d., ajustando el parámetro del modelo (la profundidad de la capa no conductora) de modo de reproducir la parte interna de las v.g.d..

Dado que se encuentra un gradiente en la profundidad de la capa no conductora es necesario proponer un modelo más realista que tenga en cuenta la presencia de anomalías en la conductividad.

En la zona peruana las dos anomalías más importantes son a) la debida a la costa oceánica y b) la debida a la no-uniformidad del manto. En el Capítulo IV se analiza la importan-

cia del efecto de costa (ver también Duhau y Osella, 1982a) y se lo evalúa de modo tal que, eliminándolo de la parte interna de las v.g.d., el campo remanente se deba a efectos tectónicos o geológicos.

En el Capítulo V se propone un modelo que tiene en cuenta la presencia de un manto no uniforme y, usando transformaciones conformes, se calcula el campo inducido ajustando los parámetros del modelo de modo de reproducir el campo remanente previamente definido. Dado que un modelo previo que incluía una elevación del manto de contorno semicircular (Osella, 1983) mejoraba el acuerdo entre el campo inducido y la parte interna, se propone ahora un contorno semi-elíptico ya que, variando adecuadamente los parámetros, permite reproducir el desnivel en la profundidad del manto hallado en el Capítulo III.

En los Capítulos VI y VII se aplican los procedimientos detallados en los Capítulos anteriores para separar las v.g.d., hallar el sistema de corrientes, que en otras zonas aún no ha sido medido, y estudiar la estructura del manto en Nigeria y Africa Central.

En el Capítulo VIII se comparan los resultados obtenidos en las zonas de Perú, Nigeria y Africa Central (ver también Osella y Duhau, 1983; Duhau y Osella, 1983a y b) y se correlacionan los sistemas de corrientes hallados en las distintas zonas y las características tectónicas con las anomalías en la conductividad.

En el Capítulo IX se resumen finalmente las conclusio-

Se agregó además un Apéndice, donde se discute el problema de inducción electromagnética frente a un conductor de contorno plano debido a un campo externo uniforme; se analiza la solución propuesta por Price (1950), quien había concluido que éste era un caso indeterminado, obteniéndose un resultado que para el caso particular de conductividad infinita reproduce el hallado en el Capítulo III.

## C A P I T U L O I I

SEPARACION DE LAS VARIACIONES GEOMAGNETICAS DIARIAS Y OBTENCION  
DEL SISTEMA DE CORRIENTES EN LA ZONA ECUATORIAL PERUANA

## 11.1 Introducción

Como se ha comentado en el Capítulo anterior las v.g.d. en las zonas ecuatoriales tienen, junto con una parte extensa debida al sistema global de corrientes ionosféricas, una parte localizada debida al electrochorro. Esto trae como consecuencia la necesidad de separar el campo en sus partes planetaria y localizada para poder luego interpretar correctamente no sólo las contribuciones externas, sino también las internas.

En zonas donde no existen anomalías en la conductividad el electrochorro no induce una corriente apreciable y la parte planetaria interna es una fracción de la parte planetaria externa cuyo valor resulta del análisis en armónicos esféricos del campo geomagnético global (Duhau y Romanelli, 1980). Promediando los coeficientes de los tres primeros términos de ese desarrollo se obtiene para dicha fracción un valor de 0,4 y -0,4 para la componente horizontal y vertical respectivamente. Los métodos usuales de separación en zonas ecuatoriales usan esta hipótesis (ver p.e. Forbush y Casaverde, 1961; Onwumechilli, 1967; Fambitakoye y Mayaud, 1976) y por consiguientes no son aptos para aplicarlos en zonas donde pueden existir anomalías en la conductividad.

Analizando datos obtenidos previamente por otros autores en la zona ecuatorial peruana, Duhau y Romanelli (1979) encontraron que:

a. la hipótesis usual de que la componente horizontal de la

parte interna del campo planetario es una fracción de 0,4 de la parte externa de ese campo puede ser inadecuada en esta zona, donde la fracción parece ser de 0,7,

- b. corrientes que circulan a alturas de la capa F parecen contribuir apreciablemente al campo planetario en la superficie,
- c. tal como concluyeron Forbush y Casaverde (1961), Davis y otros (1967) y Shuman (1970), a esas latitudes el electrochorro induce dentro de la tierra una corriente que contribuye en forma significativa a las v.g.d..

Por lo tanto, las conclusiones a) y c) muestran la presencia de, o bien una discontinuidad tangencial en la conductividad de la tierra, o un manto situado a una profundidad menor que la promedio. Ambas posibilidades invalidan cualquier hipótesis previa sobre las características de las corrientes inducidas y por lo tanto invalidan los métodos usuales de separación de las v.g.d..

En el presente Capítulo, entonces, se analizan los métodos usuales de separación y se los modifica con el fin de eliminar las limitaciones que los hacen inaplicables a zonas de conductividad anómala. Se aplica luego el método resultante a las v.g.d. en la zona ecuatorial sudamericana y se prueba la validez de los resultados, comparando el campo externo así obtenido con el producido por la corriente ionosférica medida.

## 11.2 Datos utilizados

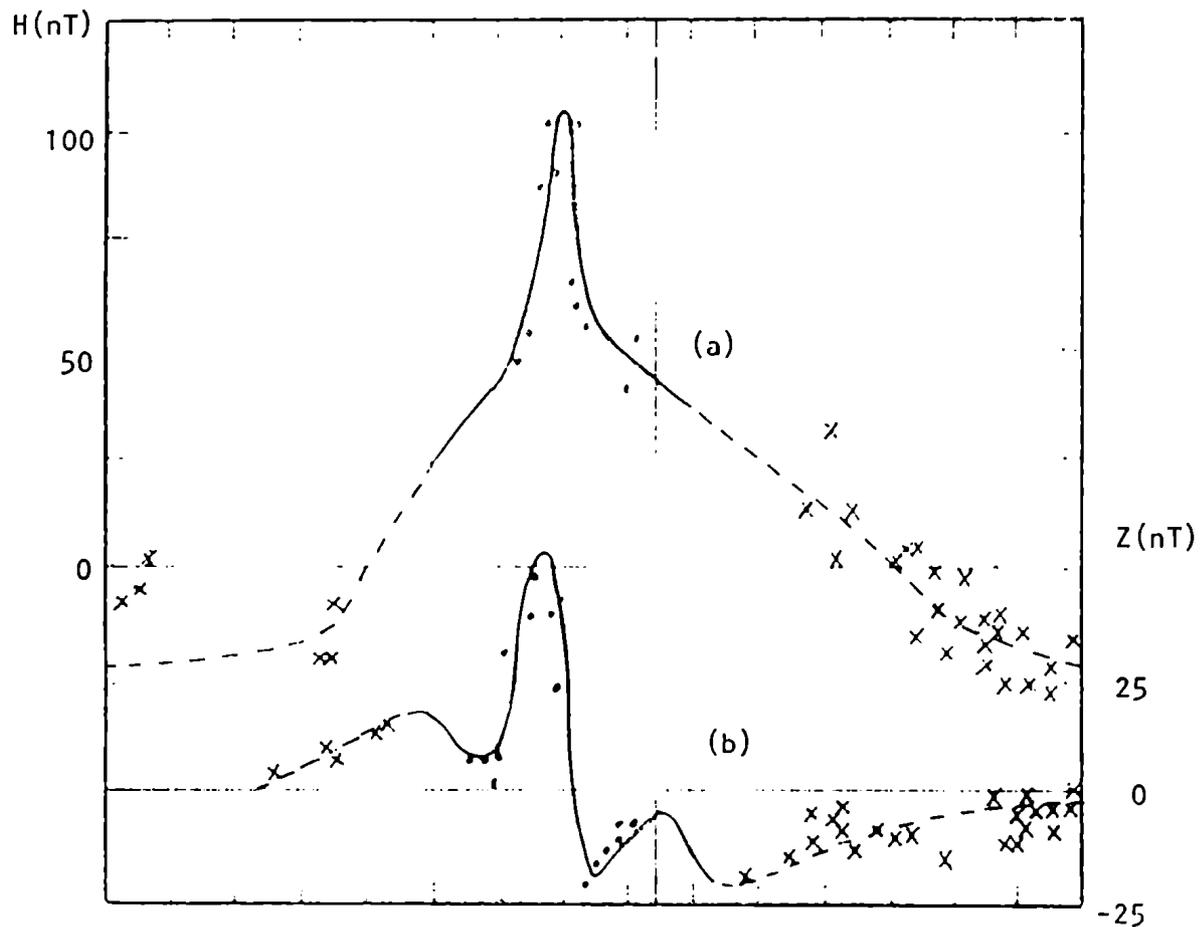
Forbush y Casaverde (1961) midieron las v.g.d. en una

extensa cadena de estaciones a lo largo de la costa occidental de la zona ecuatorial sudamericana. La figura 11.1 muestra los resultados para las componentes horizontal,  $H$ , (fig. 11.1a) y vertical,  $Z$ , (fig. 11.1b) de esas variaciones.

La cadena utilizada por esos autores cubría un intervalo longitudinal de  $10^\circ$  alrededor del meridiano  $75^\circ 0$  y un intervalo latitudinal entre los  $5,5^\circ N$  y los  $22^\circ S$ , que corresponden a un intervalo entre  $-2030$  km y  $2100$  km alrededor del ecuador magnético (ver figura 11.2). En la figura 11.1, los datos fuera de ese intervalo corresponden a mediciones realizadas en los días quietos internacionales durante Setiembre y Octubre de 1958 para la componente  $H$  (fig. 11.1.a) y al año polar internacional 1932-1933 para la componente  $Z$  (fig. 11.1.b) (ver Onwumechilli, 1967) e incluye estaciones de otros continentes; estos datos se han consignado a fin de mostrar la forma general de las componentes del campo geomagnético fuera del intervalo medido por Forbush y Casaverde.

La densidad de corriente integrada en altura fue medida en la zona ecuatorial peruana por Davis y otros (1967), Maynard (1967) y Shuman (1970). La figura 11.3 muestra una recopilación de estos datos, junto la curva que mejor los ajusta, según fuera obtenida por Duhau y Romanelli (1979).

Todos los datos han sido normalizados para dar  $100nT$  para la componente horizontal en Huancayo. La validez de este procedimiento ya fue demostrado por los autores citados en el párrafo anterior.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA 11.1

a) La componente horizontal, H, y b) la vertical, Z, de las v.g.d. en la zona ecuatorial peruana normalizadas en forma que  $H = 100$  nT en Huancayo. Los puntos y la curva llena representan las observaciones de Forbush y Casaverde (1961); las cruces, corresponden a) al año quieto internacional b) al año polar internacional. La curva de trazos es la continuación del perfil medido, por Duhau y Osella (1982).

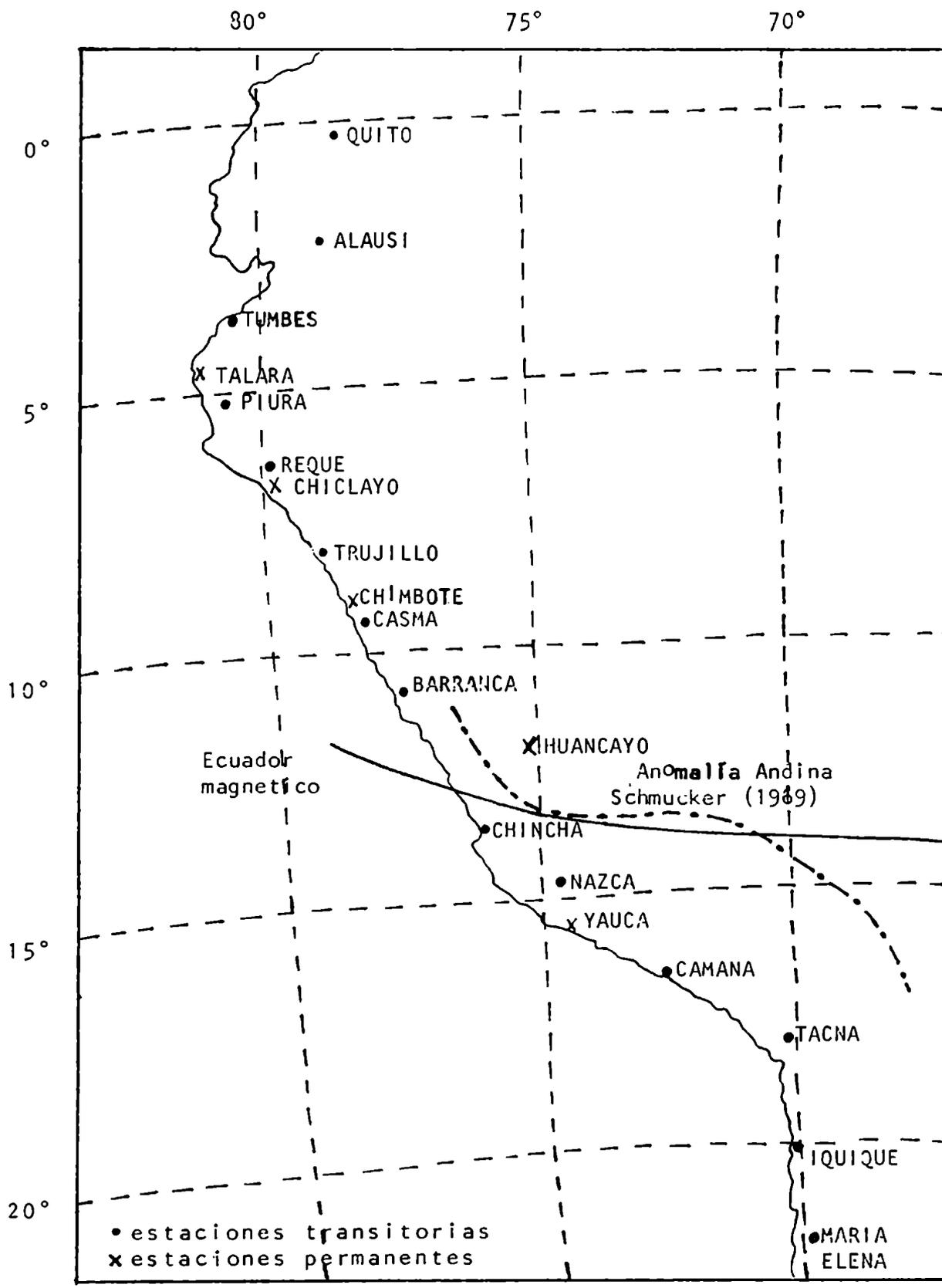


FIGURA 11.2

Ubicación de las estaciones geomagnéticas utilizadas por Forbush y Casaverde (1961)

DENSIDAD DE CORRIENTE INTEGRADA EN ALTURA (Amp/m)

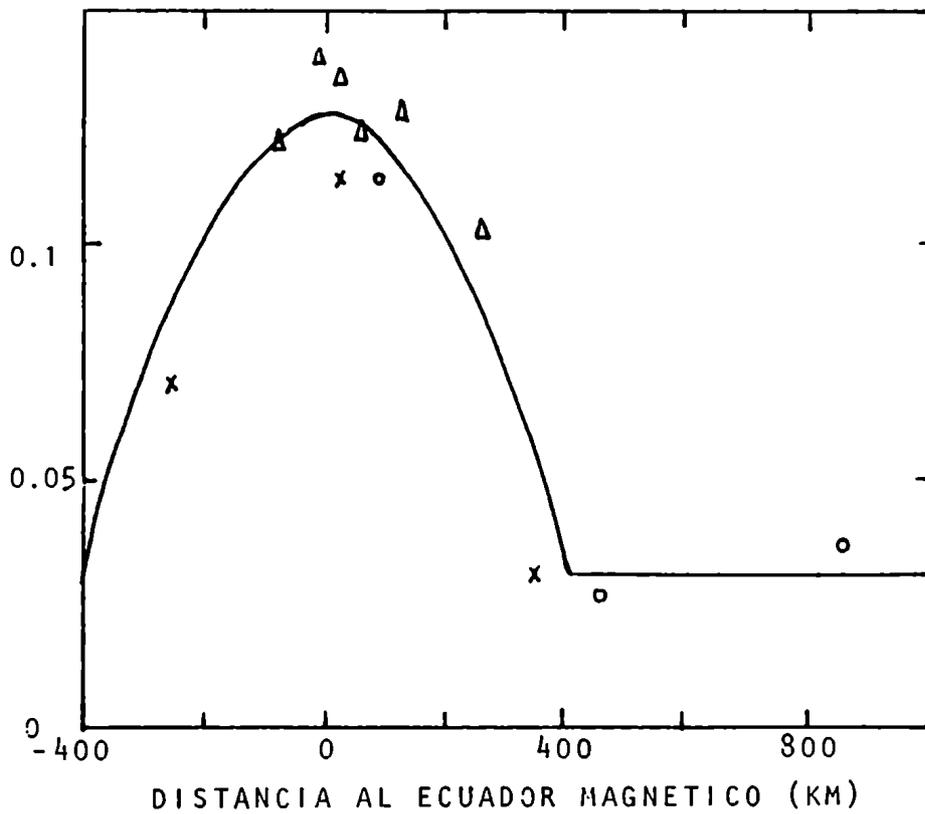


FIGURA 11.3.

Variación con la latitud de la densidad de corriente integrada en altura en horas cercanas al mediodía. Los datos han sido obtenidos por Davis y otros (1967) (Triángulos), Maynard (1967) (círculos) y Shuman (1967) (cruces). La parábola es la curva que mejor ajusta los datos.

### 11.3 Descripción del método de transformadas integrales

Los métodos usuales para analizar las v.g.d. utilizan el método de transformadas integrales, propuesto por Siebert y Kertz (1957) para separar los campos en sus partes externa e interna, por lo que a continuación se dará un breve resumen de éste.

El campo geomagnético o sus perturbaciones cuando éstos son extensos se pueden separar en sus partes externa e interna, con el método de Gauss, a partir del desarrollo en armónicos esféricos de los campos, ya que la tierra puede ser considerada como una esfera (ver p.e. Chapman y Bartels, 1940).

Ahora bien, cuando se quiere analizar una zona en la cual existen corrientes externas muy localizadas, como lo es el electrochorro, resulta necesario hacer un desarrollo hasta términos de órdenes superiores, lo que requiere una red de estaciones muy densa distribuidas en todo el mundo (Onwumechilli, 1967). Lo mismo sucede si se tiene una inhomogeneidad lateral localizada en la conductividad terrestre. Para resolver este problema, el método propuesto por Siebert y Kertz (1957) presupone ante todo una perturbación magnética cuasi-estacionaria, es decir, que ésta puede ser estudiada sin analizar su evolución precedente. Por lo tanto, como se puede despreciar la corriente de desplazamiento, se tiene que en la superficie y dado que la permeabilidad magnética del aire es prácticamente igual a la unidad, el vector  $\vec{B}$  de la perturbación cumple que:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = 0 \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \qquad (11.1)$$

por lo que  $\vec{B}$  puede ser representado por el gradiente de un potencial escalar,  $W$ , que satisface la ecuación de Laplace:

$$\nabla^2 W = 0 \qquad (11.2)$$

Sean  $x, y, z$  el sistema cartesiano con orientación positiva hacia el norte, el este y verticalmente hacia abajo, respectivamente y sean  $X, Y, Z$ , las correspondientes componentes de  $\vec{B}$ . Se tiene entonces que:

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \qquad (11.3)$$

En una zona localizada en tierra las direcciones del ecuador magnético y geográfico forman entre sí un ángulo constante de tal forma que siempre existe un perfil permitido a lo largo del cual la ecuación tridimensional de Laplace se transforma en una bidimensional.

Sean  $u, v, z$  las coordenadas cartesianas del sistema en el cual se cumple que:

$$\frac{\partial u}{\partial u} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0 \qquad \frac{\partial V}{\partial v} = 0 \qquad (11.4)$$

donde  $u, V$  y  $Z$  son las componentes de  $\vec{B}$  en este nuevo sistema.

Resolviendo la ecuación de Laplace bidimensional se obtiene que:

$$\begin{aligned}
u_e &= K Z_e & u_i &= -K Z_i \\
Z_e &= -K u_e & Z_i &= K u_i
\end{aligned}
\tag{11.5}$$

donde los subíndices  $e$ ,  $i$  indican, respectivamente, externo e interno y el operador  $K$  es la transformada de Hilbert de la función, definida por:

$$K f(u) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(u')}{u - u'} du'
\tag{11.6}$$

como  $H = H_e + H_i$  y  $Z = Z_e + Z_i$  se tiene que:

$$H_e = \frac{1}{2} [H + K Z]
\tag{11.7a}$$

$$H_i = \frac{1}{2} [H - K Z]
\tag{11.7b}$$

$$Z_e = \frac{1}{2} [Z - K H]
\tag{11.7c}$$

$$Z_i = \frac{1}{2} [Z + K H]
\tag{11.7d}$$

Si las componentes del campo no se anulan en los extremos del perfil, hay que considerar una continuación de éste fuera del intervalo de medición. Esta continuación se puede hacer usando una función analítica arbitraria con la condición de que se amortigüe suficientemente para  $x \rightarrow \pm\infty$  y de que reproduzca los valores observados en los extremos del perfil. A través del operador  $K$  ésta se transforma nuevamente en una función analítica.

El siguiente par de funciones,  $F$  y  $G$ , fueron propues-

tos por Siebert y Kertz para continuar las dos componentes del campo observado:

$$F = \frac{A}{1 + \left(\frac{x - x_0}{D}\right)^2} \quad (11.8a)$$

$$G = \frac{A}{D} \frac{x - x_0}{1 + \left(\frac{x - x_0}{D}\right)^2} \quad (11.8b)$$

donde  $A$ ,  $x_0$  y  $D$  son constantes que deben ser determinadas.

#### 11.4 Revisión de los métodos usados en la zona ecuatorial

En la zona ecuatorial la corriente circula siguiendo la línea del ecuador magnético que es aproximadamente la dirección este-oeste, y así el campo magnético sólo tiene una componente horizontal,  $H$ , perpendicular a aquél, y una componente vertical,  $Z$ . Por lo tanto, si se mide el campo magnético en una serie de estaciones ubicadas a lo largo de una dirección perpendicular al ecuador magnético, el perfil resultante constituye un "perfil permitido" y es posible hacer un análisis bidimensional del problema.

Los procedimientos usuales de separación de las v.g.d. en regiones ecuatoriales (ver p.e. Forbush y Casaverde, 1961, en la zona peruana, y Onwumechilli, 1967, en Nigeria) consisten en separar, primero, las componentes del campo total,  $Z$  y  $H$ , en una parte localizada,  $Z^j$  y  $H^j$ , las cuales se anulan en los extremos del perfil medido y que se suponen que corresponden a la corriente del electrochorro, y en una parte extensa,  $Z^p$  y  $H^p$ ,

que provienen de la corriente planetaria. Para hacer esto, se supone que la componente horizontal medida,  $H$ , es igual a la parte planetaria en los extremos del perfil medido y se extrapola al ecuador para hallar el valor de  $H^P$  allí.

Se supone luego que la contribución interna a la parte planetaria es:

$$H_i^P = 0,4 H_e^P \quad (11.9.a)$$

$$Z_i^P = -0,4 Z_e^P \quad (11.9.b)$$

$$H^P = H_i^P + H_e^P \quad (11.10.a)$$

$$Z^P = Z_i^P + Z_e^P \quad (11.10.b)$$

usando (11.9.a), se determina  $H_e^P$  a partir de  $H^P$  en el perfil medido. Luego, a partir de  $H_e^P$ , se obtiene  $Z_e^P$ ; para hallarlo se han propuesto distintos métodos. A continuación se describirá el usado por Forbush y Casaverde (1961) para la zona peruana.

Estos autores continuaron el perfil de  $H_e^P$  con la función analítica dada por la ec. (11.8.a), ajustando los parámetros correspondientes. Luego, con  $Z_e^P$  determinado a partir de la ec. (11.8.b) y  $Z_i^P$  de la ec. (11.9.b) obtuvieron  $Z^P$  (ec. 11.10.b).

Ahora bien, hay varios conjuntos de parámetros que dan curvas de la familia de funciones dadas por (11.3.a) que ajustan  $H_e^P$ ; de éstas se elige la que mejor ajusta la componente

$\mathcal{Z}$  medida.

Sin embargo, Forbush y Casaverde encontraron que no existe ningún juego de parámetros que ajuste en forma correcta la componente  $\mathcal{Z}$  en la zona cercana a la estación de Yauca, ubicada a unos 300 km al sur del ecuador magnético (ver figura 11.2), por lo cual usaron sólo la zona norte para ajustar los parámetros.

Restando  $H^p$  y  $\mathcal{Z}^p$  de  $H$  y  $\mathcal{Z}$ , respectivamente, se obtienen  $H^j$  y  $\mathcal{Z}^j$ ; aplicando ahora las ecs. (11.7.a, 11.7.c) y (11.7.b, 11.7.d), respectivamente, se obtienen las contribuciones externas,  $H_e^j$  y  $\mathcal{Z}_e^j$ , y las internas,  $H_i^j$  y  $\mathcal{Z}_i^j$ , del campo incremental.

Se tiene así, finalmente, separadas las v.g.d. en sus partes interna y externa y a su vez, separadas las contribuciones planetaria e incremental. Sin embargo, este método no es adecuado para la zona en que fue aplicado, por las hipótesis de las que se parte, fundamentalmente por la representada por las ecs. (11.9.a) y (11.9.b). Como ya se discutió en la sección 11.1, en un trabajo previo (Duhau y Romanelli, 1979) se encontró que en esta zona la fracción entre la parte interna y la externa de la componente horizontal del campo planetario es aproximadamente 0,7; además, dado que se encontró una contribución significativa del campo producido por el electrochorro a la parte interna, parece probable la presencia de una anomalía en la conductividad terrestre. Ambos factores hacen que las ecs. (11.9.a) y (11.9.b) no sean correctas, con lo que el método propuesto por Forbush y Casaverde no pueda ser aplicado en esta zona.

Otro método para separar las v.g.d. en esta zona fue propuesto por Romanelli y otros (1981) y consiste, esencialmente, en aplicar las ec. (11.7.a, b, c, d) a las componentes del campo total, para lo cual se completaron en forma arbitraria con funciones monótonas decrecientes hacia los extremos del perfil, fuera de la zona de medición, las componentes  $H$  y  $Z$  del campo total. Usando este método obtuvieron un sistema de corrientes que no coincide con el medido en capa E y que, por razones físicas, no pueden ser atribuidas a contribuciones provenientes de otras zonas (Duhau y Osella, 1983c).

## 11.5 Separación de las v.g.d.

### 11.5.1 Obtención de las partes externas e internas de la componente horizontal

Para eliminar las hipótesis dadas por las ecs. (11.9.a, b), es necesario aplicar la transformada de Hilbert sobre el campo total.

Siebert y Kertz (1957) encontraron que, cuando alguna componente del campo total no se anulaba en los extremos del perfil medido, era aún posible calcular su transformada de Hilbert siempre que existiera una continuación adecuada de la componente fuera del perfil medido y siendo este método confiable en un caso en que los valores de la componente del campo fuera pequeño en los extremos del intervalo.

Para el caso de las v.g.d. en la zona ecuatorial, esta última condición se verifica para la componente vertical, ya que

es muy pequeña en los extremos del intervalo (-1300 km; 1400 km) alrededor del ecuador, pero no para la componente horizontal (ver fig. 11.1.a, b). Por lo tanto, si el cálculo se restringe al intervalo (-1300 km; 1400 km), es de esperar que el método de aplicar la transformada de Hilbert a las componentes del campo total se lo pueda usar para hallar la componente  $H$  pero no para la  $Z$ .

En consecuencia, se usará este método para separar  $H$  en sus partes de origen externo e interno, y se implementará otro método, que luego se detallará, para separar  $Z$ . Para aplicar la transformada de Hilbert a la componente  $Z$ , es necesario conocer su distribución en el intervalo  $(-\infty, +\infty)$ ; para ello se completa el perfil fuera de la zona medida, con mediciones realizadas en otras zonas de la tierra y se las grafica en función exclusivamente de la latitud, lo cual permite estimar en forma bastante precisa la variación latitudinal de esa componente fuera del intervalo medido (ver figura 11.1).

La figura 11.4 (curva A) muestra las contribuciones externa,  $H_e$  e interna,  $H_i$ , de la componente horizontal, que resultan de aplicar las ec (11.7.a y b) a los perfiles indicados en la figura 11.1, junto con los resultados obtenidos por Forbush y Casaverde (1961) (curva B) y por Romanelli y otros (1982) (curva C). Nótese que tanto los perfiles de la parte externa (fig. 11.4.a) como los de la interna (fig. 11.4.b) dados por (A) y (C) difieren entre sí en forma muy notoria; si bien Romanelli y otros (1981) completaron el perfil en forma arbitraria, esto no alcanza

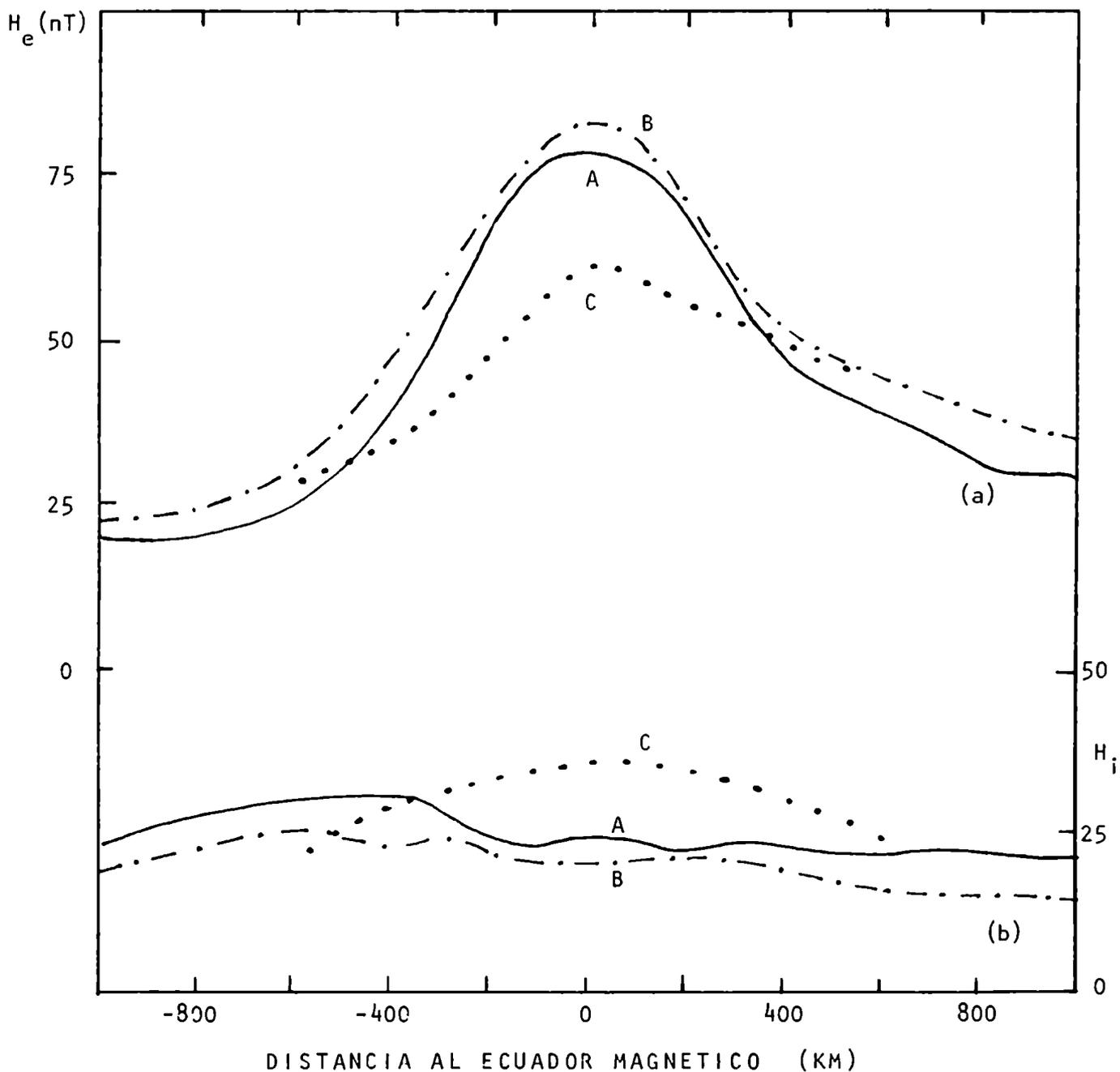


FIGURA 11.4

a) La parte externa,  $H_e$ , y b) la interna,  $H_i$ , de la componente horizontal de las v.g.d. en la zona ecuatorial peruana, obtenidas en el presente trabajo (curva A), obtenidas por Forbush y Casaverde (1961) (curva B) y por Romanelli y otros (1982), (curva C).

para explicar la diferencia ya que se ha demostrado que si se continúa el perfil de  $Z$  con distintas funciones, al calcular su transformada de Hilbert, se modifican los valores en los extremos pero no en el centro (Duhau y Osella, 1982b); esto lleva a suponer que se usó además algún método de cálculo no apropiado para este problema. En cuanto al resultado obtenido por Forbush y Casaverde (curva B), si bien es morfológicamente similar, difiere en el nivel. Esto muestra que la suposición hecha por esos autores de que el cociente entre  $H_e^P$  y  $H_i^P$  es de 0,4 lleva a una subestimación de  $H_i^P$  y por ende a una sobreestimación de  $H_e^P$ .

#### 11.5.2 Separación de la componente horizontal externa en sus partes planetaria e incremental

Para separar la componente horizontal externa en sus partes planetaria e incremental se supone que  $H_e$  es igual a  $H_e^P$  fuera del intervalo (-300 km, 800 km) alrededor del ecuador magnético y se ajusta por cuadrados mínimos una curva de la familia de funciones dada por la ec. (11.8.a) con el valor del campo fuera del intervalo previamente descripto, obteniéndose que:

$$H_e^P = \frac{34 \text{ mT}}{1 + \left( \frac{x - 360 \text{ km}}{1536 \text{ km}} \right)^2} \quad (11.11)$$

Para estimar la precisión de esta representación, se probaron

otras curvas, como por ejemplo una función similar a la dada por la ec. (11.8.a) sumada a una constante negativa para representar los valores negativos de  $H$  lejos del ecuador (ver fig. 11.1.a) y se encontró que los resultados, cerca del ecuador y dentro de la zona medida, difieren a lo sumo en 1 nT, no sólo para  $H_e^p$ , sino también para su transformada de Hilbert,  $Z_e^p$ .

Restando el valor de  $H_e^p$  dado por la ec. (11.11) (fig. 11.5.b) de  $H_e$ , se obtiene  $H_e^j$ .

La figura (11.5.a) muestra el resultado para  $H_e^j$  junto con el campo obtenido a partir de la ley de Biot-Savart suponiendo que la corriente circula en una capa delgada localizada a la altura,  $Z_0$ , donde se encuentra el pico de la densidad de corriente medida en región E ( $Z_0 = 107$  km, según Maynard, 1967) y con una intensidad igual a la corriente medida integrada en altura (entre los 90 km y los 140 km). La similitud entre ambos resultados muestra que la corriente incremental circula enteramente en la región E.

### 11.5.3. Separación de la componente vertical en sus partes externa e interna

Como se probó en la sección previa, la parte planetaria externa,  $Z_e^p$ , queda bien representada en todo el rango del perfil medido, por la transformada de Hilbert de la ec. (11.11)

$$Z_e^p(x) = \frac{34 \text{ mT} (x - 360 \text{ km})}{1536 \text{ km} \left[ 1 + \left( \frac{x - 360 \text{ km}}{1536 \text{ km}} \right)^2 \right]} \quad (11.12)$$

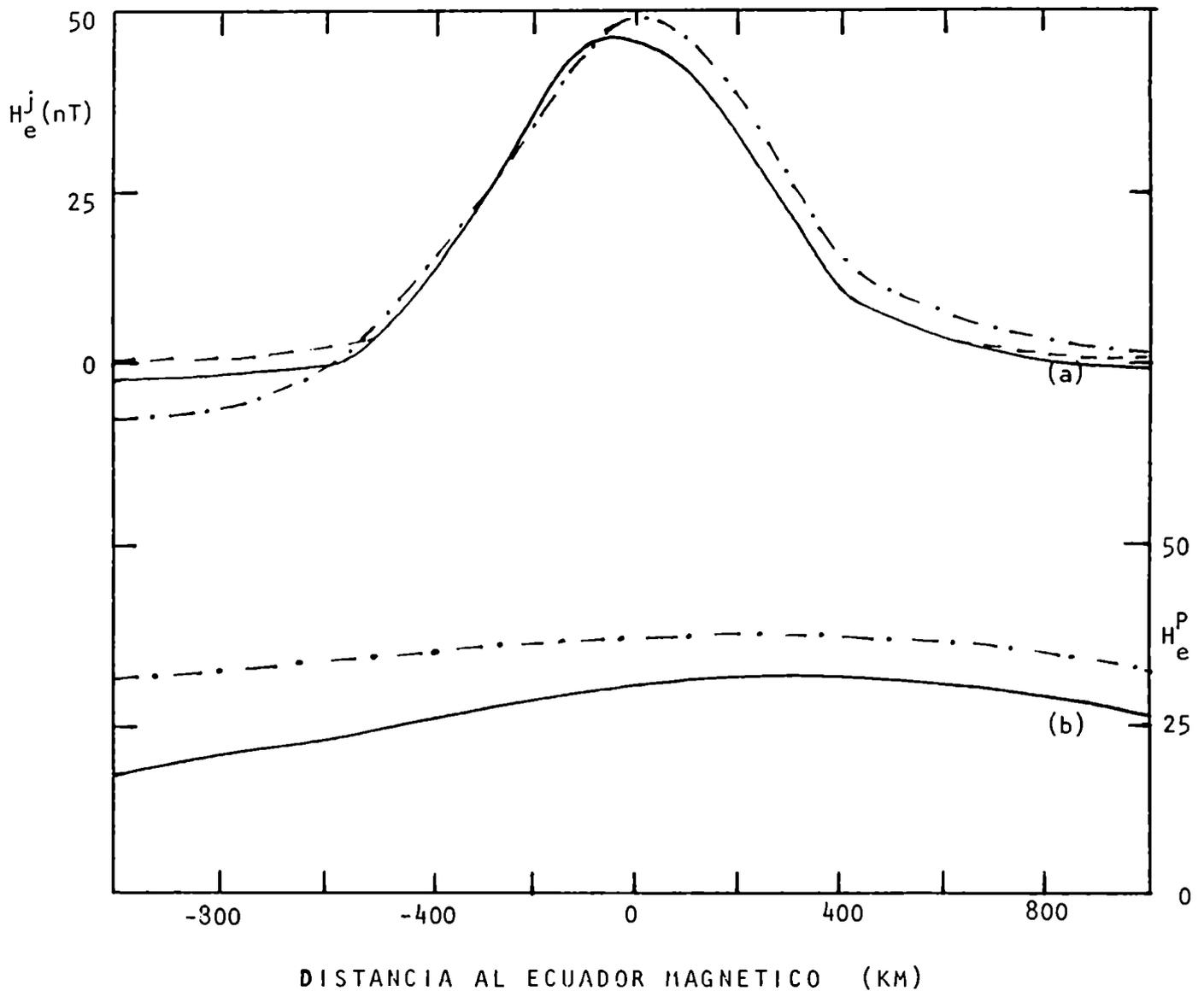


FIGURA 11.5

Parte externa de la componente horizontal debida a) al electrochorro,  $H_e^j$ , y b) a la corriente planetaria,  $H_e^p$ .  
 Curva llena: resultado obtenido en el presente trabajo.  
 Curva de punto y raya: obtenido por Forbush y Casaverde.  
 Curva de rayas: calculada a partir de la corriente medida.

Por otro lado,  $Z_e^j$  se obtiene a partir de la transformada de Hilbert de  $H_e^j$  (ec. 11.5):

$$Z_e^j = -K H_e^j \quad (11.13)$$

Así, a partir de (11.12) y (11.13) se obtiene  $Z_e = Z_e^p + Z_e^j$  y restándolo de  $Z$ , se obtiene  $Z_i$ . El resultado se muestra en la figura (11.6) (curva A) junto con el obtenido por Forbush y Casaverde (curva B). Nótese que el resultado de separar la componente vertical es distinto en las dos casos y que, en el caso B, la suma de sus partes externas e interna no coinciden con el valor medido, pudiéndose atribuir la diferencia existente a que estos autores usaron, como ya se indicó en la sección 11.4 sólo la zona norte.

### 11.6 Determinación de la corriente ionosférica a partir de las v.g.d.

Como se mostró en la sección 11.5.2, la corriente incremental circula en la región E. Por lo tanto, para hallar la corriente incremental a partir de  $H_e^j$ , se va a hacer la misma hipótesis.

Para evaluar  $H_e^j$  a partir de  $H$  y obtener de allí la densidad de corriente incremental,  $J_j(x)$ , se va a usar un método similar al utilizado por Duhau y Romanelli (1979) para inferir el ancho del electrochorro a partir de las v.g.d..

La densidad de corriente incremental puede ser representada por (Chapman, 1951):

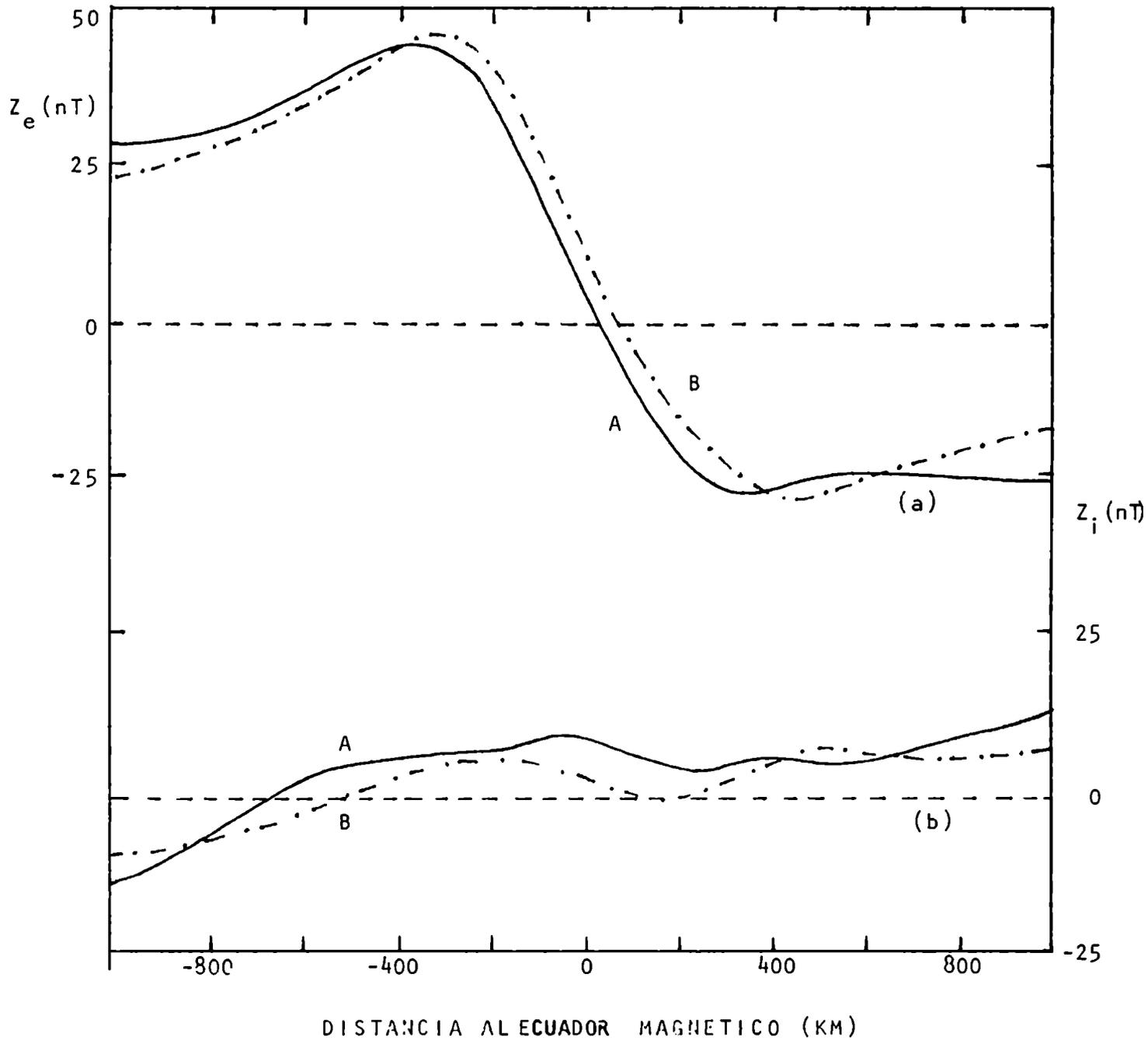


FIGURA 11.6

a) La parte externa,  $Z_e$ , y b) la parte interna,  $Z_i$ , de la componente vertical de las v.g.d., obtenidas en el presente trabajo (curva llena) y por Forbush y Casaverde (curva de punto y raya)

$$J_j(x) = \begin{cases} J_{0j} \left(1 - \frac{x^2}{D^2}\right) & -D \leq x \leq D \\ 0 & x < -D; x > D \end{cases} \quad (11.14)$$

donde  $J_{0j}$  es la densidad de corriente integrada y  $D$  el ancho de su distribución latitudinal. Introduciendo el valor de  $J_j(x)$ , dado por la ec. (11.14) en la ley de Biot-Savart, se obtiene:

$$H_e^j(x) = \frac{\mu_0}{2} J_{0j} T(x) \quad (11.15)$$

$$T(x) = \frac{1}{\pi Z_0} \int_{-D}^D \frac{1 - x'^2/D^2}{1 + \left(\frac{x-x'}{Z_0}\right)^2} dx \quad (11.16)$$

Si se resuelve (11.15) para dos puntos arbitrarios,  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $J_{0j}$  resulta:

$$J_{0j} = \frac{H_e^j(x_2) - H_e^j(x_1)}{T(x_2) - T(x_1)} \quad (11.17)$$

Para un valor fijo de  $D$ , los valores de  $J_{0j}$  para cada par de valores de  $H_e^j$  en el intervalo (-500 km, 500 km) alrededor del ecuador magnético se evalúan y promedian para hallar  $J_{0j}$ . El valor de  $D$  se varía sistemáticamente para encontrar el que dé menor

dispersión de los valores de  $J_0$ .

Finalmente los resultados son:

$$D = (400 \pm 10) \text{ km} \quad J_{0j} = (0,094 \pm 0,015) \text{ Amp/m}$$

que resultan en notable acuerdo con los valores medidos (ver fig. 11.3):

$$D = (390 \pm 10) \text{ km} \quad J_{0j} = (0,093 \pm 0,010) \text{ Amp/m}$$

Lejos del ecuador, la densidad de corriente integrada ha sido medida sólo en el norte y su valor promedio allí es 0,034 Amp/m (ver fig. 11.3). Sin embargo, cuando esta densidad de corriente se la calcula a partir de  $H_e^P$  se obtiene una corriente de 0,046 Amp/m. La diferencia entre el valor medido y el calculado a partir de la parte externa de las v.g.d. muestra que la corriente extensa que circula a alturas superiores a las de la capa E contribuye con un 9% a la densidad de corriente integrada, en la zona ecuatorial. Este resultado está de acuerdo con los cálculos teóricos hechos por Untiedt (1967), quien evaluó que las corrientes que circulan por encima de la región E contribuyen en un 10% a la densidad de corriente integrada en el ecuador. La figura 11.6 muestra además el resultado obtenido por Forbush y Casaverde (1967). A partir de los valores de  $H_c^P$  obtenidos por Forbush y Casaverde (curva B), resulta una corriente planetaria de 0,056 Amp/m, que es mayor que la esperada. Esto, junto con el hecho de haber encontrado un campo horizontal interno más pequeño (ver fig. 11.4), muestra que subestimaron la contribución interna debida a la inducción de la corriente planetaria al usar las ec. (11.9) lo cual

lleva a una sobreestimación de  $H_e^P$ . Nótese que, contrariamente a los resultados obtenidos en este trabajo, los valores que esos autores hallaron para  $H_e^j$  no son simétricos alrededor del ecuador magnético.

## C A P I T U L O   I I I

DETERMINACION DE LA PROFUNDIDAD DE LA CAPA NO CONDUCTORA  
DEL MANTO EN LA ZONA ECUATORIAL PERUANA

### III.1 Introducción

En el Capítulo anterior se han separado las v.g.d. medidas en la zona ecuatorial peruana en sus partes de origen externo e interno. Como el método introducido para hacer la separación no incluye hipótesis previas sobre las características del campo inducido, el resultado obtenido permite investigar la distribución de la conductividad terrestre.

Para explicar la parte interna no sólo de las v.g.d. sino también de las tormentas geomagnéticas (Dst), se han hecho análisis globales proponiendo distintos modelos de conductividad (ver p.e. Lahiri y Price, 1932; Mac Donald, 1957). La figura III.1 muestra los resultados obtenidos por estos distintos autores, recopilados por Eckhardt y otros (1963). Nótese que, si bien los modelos tienen diferencias, todos presentan una pequeña capa superficial conductora, luego aumenta lentamente la conductividad hasta una profundidad promedio de alrededor de 600 km y luego aumenta bruscamente. La mencionada capa superficial es debida en parte al efecto del océano y en parte a incrustaciones metálicas en la superficie. En la figura III.1 se muestran también los resultados obtenidos mediante el método magnetotelúrico por Cantwell (ver Eckhart y otros, 1963) (mediciones simultáneas del campo eléctrico y magnético en la superficie terrestre), los que confirman el comportamiento predicho mediante el análisis de las v.g.d. y de las Dst.

Ahora bien, los resultados obtenidos constituyen valores promedios, por lo tanto no pueden ser usados estrictamente en un análisis localizado. Sin embargo, en zonas donde no existan anomalías

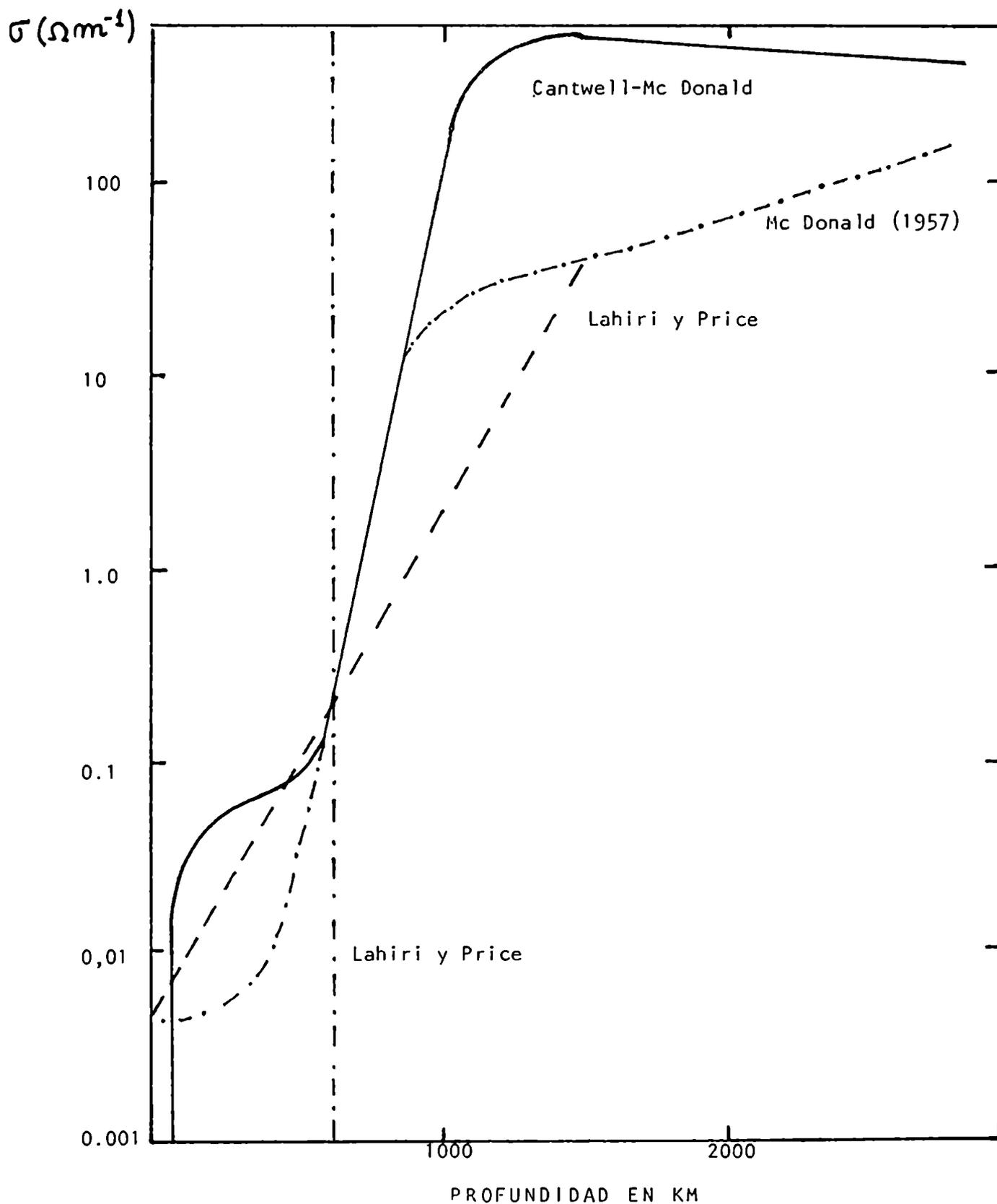


FIGURA III.1

Perfiles de conductividad eléctrica del manto terrestre (ver Eckhardt y otros, 1963).

en la conductividad estos resultados justifican usar un modelo plano sencillo, que consiste en una capa no conductora hasta una profundidad  $p$  y un semiespacio perfectamente conductor debajo de ésta (ver p.e., Price 1967, Onwumechilli, 1967; Sampath y Sastry, 1979).

En la zona ecuatorial sud-americana existen principalmente dos anomalías en la conductividad, la "anomalía andina" (Schmucker, 1969; Aldrich y otros, 1975) y la debida a la costa oceánica (Aldrich y otros, 1975; Honkura, 1978). No obstante el modelo mencionado previamente será usado para reproducir la componente horizontal de la parte interna de las v.g.d. en los extremos del perfil medido, ya que esta componente no se va afectada por el efecto de costa (Schmucker, 1969; Cox y Filloux, 1974) y la anomalía parece estar localizada cerca del ecuador magnético (Schmucker, 1969; Aldrich y otros, 1975; Honkura, 1978) (ver figura 11.2).

Por lo tanto, a partir del sistema de corrientes ionosféricas, que se obtiene de la parte externa de las v.g.d., se va a calcular la componente horizontal del campo inducido en la superficie de la tierra usando el modelo previamente descrito. El parámetro de dicho modelo, la profundidad de la capa no conductora, se obtiene ajustando la componente horizontal del campo inducido calculado con la de la parte interna de las v.g.d.. Finalmente, se calcula con el valor de la profundidad hallada, la componente vertical del campo inducido y se la compara con la de la parte interna.

### III.2 Distribución de la corriente externa

#### III.2.1 Parte extensa

Se representa la parte extensa del campo externo por funciones armónicas dadas por:

$$Z_e^p = -A \sin [K(x - x_p)] \quad (III.1a)$$

$$H_e^p = B + C \cos [K(x - x_p)] \quad (III.1b)$$

donde  $K = 7,6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  y  $A = -C = 22 \text{ nT}$ ,  $B = 9 \text{ nT}$  y  $x_p = 350 \text{ km}$  son constantes que se obtuvieron de ajustar las ecs.(III.1.a, b) a las respectivas componentes del campo planetario externo obtenido en el Capítulo anterior (ver figura III.2).

Aplicando las ecuaciones de Maxwell se obtiene la densidad de corriente,  $\vec{j}_p$  que produce un campo cuyas componentes están dadas por las ec. (III.1.a,b):

$$\vec{j}_p(x, z) = \frac{2}{\mu_0} \left[ C e^{-Kz} \cos [K(x - 350 \text{ km})] + B \right] \delta(z+h) \hat{y} \quad (III.2)$$

donde  $h$  es la altura a la cual circula la corriente,  $\hat{y}$  es el vector en la dirección este-oeste,  $\delta$  es la función de Dirac y  $B = 0,0352 \text{ Amp/m}$  y  $C = 0,0144 \text{ Amp/m}$  son las amplitudes de las partes variable y constante, respectivamente, de la densidad de corriente.

#### III.2.2 Parte localizada

El electrochorro puede ser descripto por una densidad

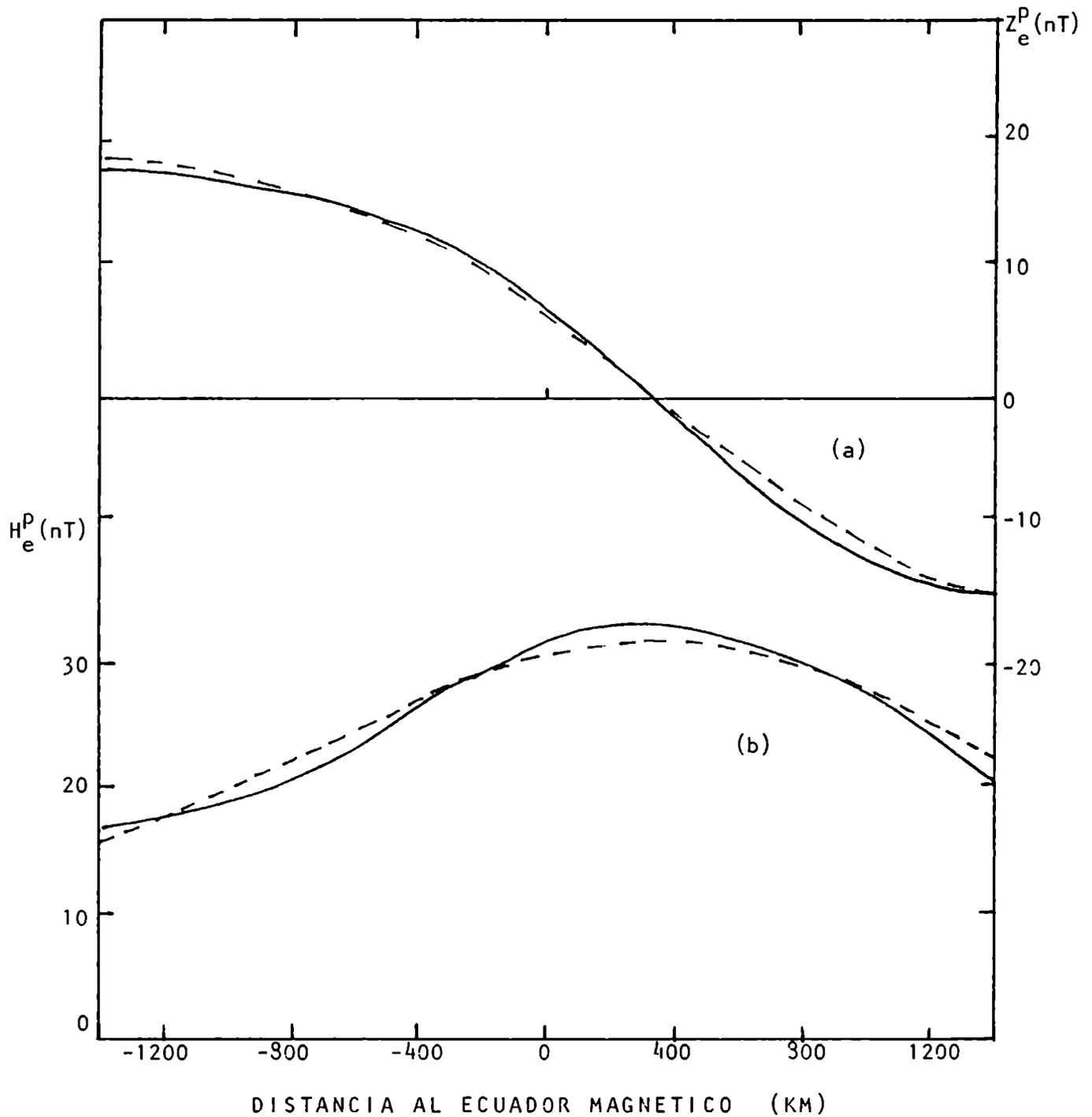


FIGURA III.2

Componentes vertical,  $Z_e^P$ , ( a ) y horizontal,  $H_e^P$ , ( b ) de la parte planetaria externa de las v.g.d. (curva llena) y su representación por funciones armónicas (curva de trazos)

de corriente dada por:

$$\vec{J}_j(x, z) = \begin{cases} J_{0j}(1 - x^2/D^2) \delta(z+h) \hat{y} & -D \leq x \leq D \\ 0 & x < -D, x > D \end{cases} \quad (III.3)$$

donde los parámetros tienen los siguientes valores (ver Capítulo II):

$$D = 400 \text{ km} \quad J_{0j} = 0.094 \text{ Amp/m} \quad h = 107 \text{ km}$$

### III.3 Cálculo del campo inducido

Se puede obtener el campo magnético producido por una distribución superficial de corriente a partir de la superposición de los campos producidos por líneas de corriente que reproduzcan en forma adecuada la distribución propuesta.

Una línea de corriente que circula a una altura  $h$  está representada por:

$$\vec{J}_e = J \delta(x) \delta(z+h) \hat{y} \quad (III.4)$$

donde  $J$  es la corriente total.

Para calcular el campo inducido, se va a asumir la configuración descrita en la sección III.1, es decir, una capa no conductora hasta una profundidad  $p$ , y un semiespacio perfectamente conductor debajo de ella. Por lo tanto, aplicando el método de imágenes, se tiene que el campo inducido en la superficie es igual al producido por una línea de corriente de la misma intensidad  $J$ ,

pero que circula en sentido contrario, a una profundidad  $d = h + 2p$  y cuyas componentes están dadas por:

$$E_i = \frac{\mu_0 J}{2\pi} \frac{x}{x^2 + d^2} \quad (III.5a)$$

$$H_i = \frac{\mu_0 J}{2\pi} \frac{d^2}{x^2 + d^2} \quad (III.5b)$$

donde  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío.

### III.3.1 Campo inducido por la corriente extensa

Dada la linealidad de las ecuaciones de Maxwell, se va a representar la parte variable de  $J_p$  (primer término en la ec. (III.2)) como:

$$\vec{J}_{p,v} = I(x,z) \delta(z+h) \hat{y} \quad (III.6)$$

$$I(x,z) = J_{op} e^{i\kappa x_c - \kappa z} \quad (III.7)$$

y, para obtener el campo inducido, se tomará la parte real del resultado final. En la ec. (III.7) se tiene  $x_c = x - 350$  km.

La distribución de corriente dada por la ec. (III.6) produce un campo cuyas componentes son:

$$Z_{e,v}^p = -\frac{C}{i} e^{i k x_c} \quad (111.8a)$$

$$H_{e,v}^p = \frac{C}{i} e^{i(k x_c - \pi/2)} \quad (111.8b)$$

$$C = \frac{\mu_0 \int_{op}}{2} \quad (111.9)$$

y que es equivalente al campo producido por un conjunto infinito de líneas de corriente de intensidad  $I(x', h) dx'$ . Por lo tanto, la contribución de cada línea de corriente al campo inducido está dada, para la componente vertical, por: (ec. 111.5.a):

$$dZ_{i,v}^p(x, z) = -\frac{\mu_0 \int_{op}}{2\pi i} e^{i k x_c' - k z} \frac{x - x'}{(x - x')^2 + (z - d)^2} dx' \quad (111.10)$$

para el semiespacio  $Z < 0$ .

Integrando esta ecuación en el intervalo  $(-\infty, \infty)$  se obtiene, en la superficie, que:

$$Z_{i,v}^p(x, 0) = \frac{C}{i} e^{-2kp} e^{i k x_c} = -e^{-2kp} Z_{e,v}^p(x, 0) \quad (111.11a)$$

En forma análoga se obtiene la componente horizontal, que resulta:

$$H_{i,v}^p(x, 0) = -C e^{-2kp} e^{i k x_c} = e^{-2kp} H_{e,v}^p(x, 0) \quad (111.11b)$$

La parte constante espacialmente de la corriente extensa (segundo término de la ec. III.2) se puede obtener como caso particular en la ec. III.7, haciendo tender  $K$  a cero. Se obtiene entonces que:

$$H_{i,c}^P = H_{e,c}^P \quad (\text{III.12a})$$

$$\mathcal{Z}_{i,c}^P = 0 \quad (\text{III.12b})$$

Finalmente, de las ecs.(III.11) y (III.12) el campo inducido en la superficie por el sistema de corrientes planetario está dado por:

$$\mathcal{Z}_i^P(x,0) = -\alpha \mathcal{Z}_e^P(x,0) \quad (\text{III.13a})$$

$$H_i^P(x,0) = H_{e,c}^P + \alpha H_{e,r}^P(x,0) \quad (\text{III.13b})$$

$$\alpha = e^{-2K\rho} \quad (\text{III.14})$$

Como ya se comentara en el Capítulo II, el campo planetario inducido, dado por las ecs.(III.13a) y (III.13b) difiere del usado por los diversos autores que han trabajado previamente en la zona ecuatorial, quienes supusieron una fracción constante como se expresa en las ecs. (II.9.a y b).

Nótese que, según las ecs.(III.13.a) y (III.13.b), la parte inducida del campo planetario ya no es una fracción constante

de la parte externa de dicho campo sino que varía localmente, dependiendo de la profundidad de la capa no conductora en cada zona. Es interesante mostrar que, si la ec. (III.13b) se promedia en una longitud de onda ( $\lambda=2\pi/K$ ) se obtiene:

$$\frac{L}{\lambda} \int_0^{\lambda} \frac{H_i^p(x)}{H_e^p(x)} dx = \alpha \quad (\text{III.15})$$

con  $\alpha$  dado por la ec. (III.14); este coeficiente da también el cociente entre la parte interna y externa de la componente vertical (ec. III.13.a) y resulta igual a 0,4 para  $p=600$  km (ver fig. III.3) que coincide con la profundidad promedio de la capa no conductora que se obtiene del análisis en armónicos esféricos de las v.g.d. globales (ver p.e., Eckardt y otros, 1963). Quiere decir, entonces, que el campo planetario inducido dado por las ecs. (III.13.a, b) que se obtiene del modelo plano, y que varía localmente, coincide en promedio con los resultados obtenidos haciendo el análisis en armónicos esféricos del campo geomagnético global.

La teoría de inducción de corrientes en un semiespacio conductor delimitado por una superficie plana había sido ya estudiada por Price (1950), quien encontró que, cuando el campo magnético inductor es uniforme, el problema queda indeterminado. La solución a esta aparente contradicción se resuelve en el Apéndice.

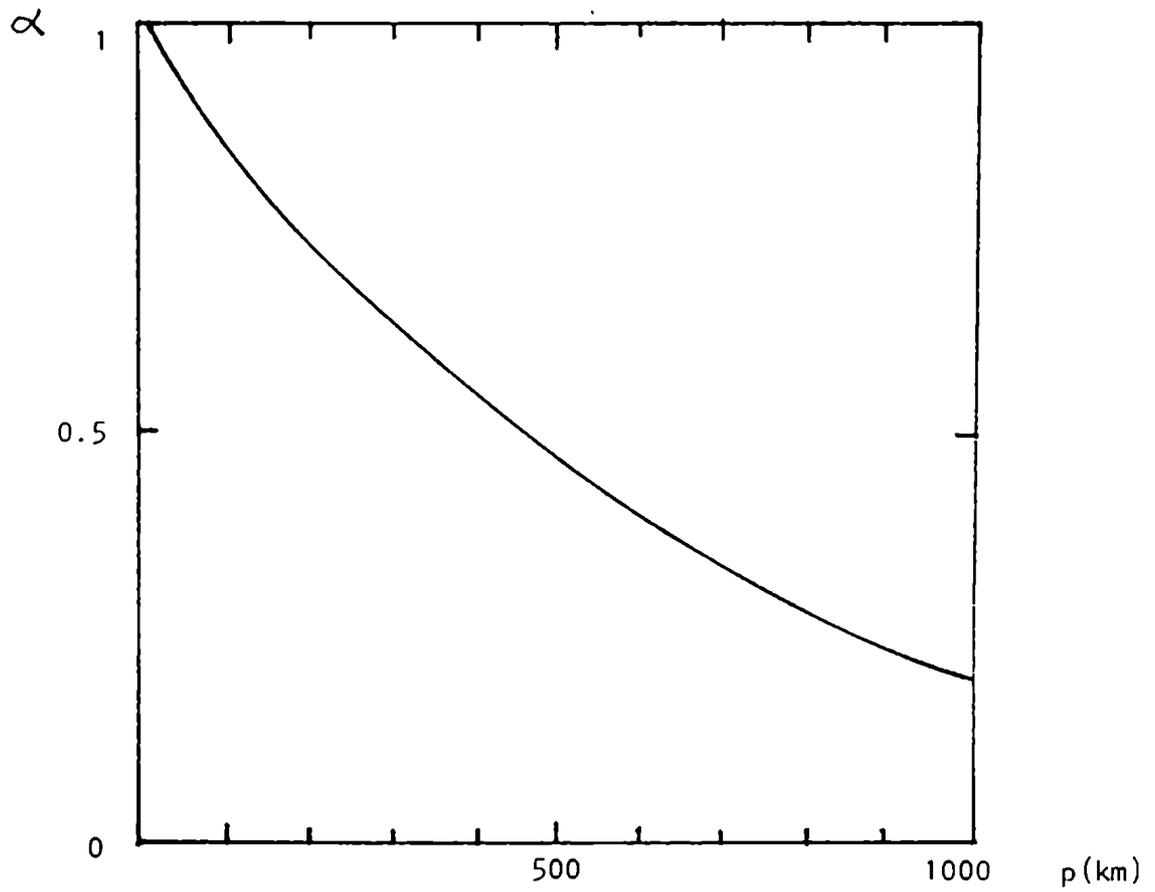


FIGURA III.3

El parámetro  $\alpha = e^{-2Kp}$ , con  $K = 7,6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ ,  
graficado en función de  $p$ .

## 111.3.2 Campo inducido por la corriente localizada

Aplicando el procedimiento descripto en la sección anterior para la distribución de corriente dada por la ec. (111.3), se obtiene el campo inducido por la corriente localizada, cuyos componentes son:

$$Z_i^j(x,0) = - \frac{J_{0j} \mu_0}{2\pi} F_z(x,d) \quad (111.16a)$$

y

$$H_i^j(x,0) = \frac{J_{0j} \mu_0}{2\pi} F_H(x,d) \quad (111.16b)$$

$$F_z(x,d) = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{x^2}{D^2} + \frac{d^2}{D^2} \right) \ln \frac{(x+D)^2 + d^2}{(x-D)^2 + d^2} + \frac{2x}{D} - \frac{dx}{D^2} \left( \operatorname{arctg} \frac{x+D}{d} - \operatorname{arctg} \frac{x-D}{d} \right) \quad (111.17a)$$

y

$$F_H(x,d) = \left( 1 - \frac{x^2}{D^2} + \frac{d^2}{D^2} \right) \left( \operatorname{arctg} \frac{x+D}{d} - \operatorname{arctg} \frac{x-D}{d} \right) - \frac{2d}{D} + \frac{xd}{D^2} \ln \frac{(x+D)^2 + d^2}{(x-D)^2 + d^2} \quad (111.17b)$$

Luego, dado que las componentes del campo inducido están dadas por:

$$Z_i = Z_i^p + Z_i^j \quad (111.18a)$$

$$H_i = H_i^p + H_i^j \quad (III.18b)$$

reemplazando por los resultados obtenidos en las ecs. (III.13.a) y (III.16.a) y en las (III.13.b) y (III.16.b), respectivamente, se obtiene el campo total inducido frente a la configuración dada. Finalmente, para determinar la profundidad de la capa no conductora, se busca por cuadrados mínimos el valor de  $p$  que mejor ajuste la componente horizontal del campo inducido (ec. III.18b) a la parte interna de la componente horizontal de las v.g.d.

#### III.4 Resultados

La figura (III.4) muestra las componente vertical (III.4.a) y horizontal (III.4.b) de la parte interna de las v.g.d., obtenidas en el Capítulo II, junto con los resultados provenientes de aplicar el método descrito en la sección anterior.

Se observa un buen ajuste en los intervalos (800 km, 1300 km) y (-700 km, -1200 km) con  $p = (450 \pm 50)$  km en la zona norte y  $p = (150 \pm 50)$  km en la zona sur.

Para mostrar la importancia relativa de las contribuciones del electrochorro y de la corriente planetaria al campo inducido, ambas son detalladas en la tabla I. Nótese que el campo inducido por el electrochorro contribuye al campo total en forma similar tanto en la zona norte como en el sur, a pesar de la

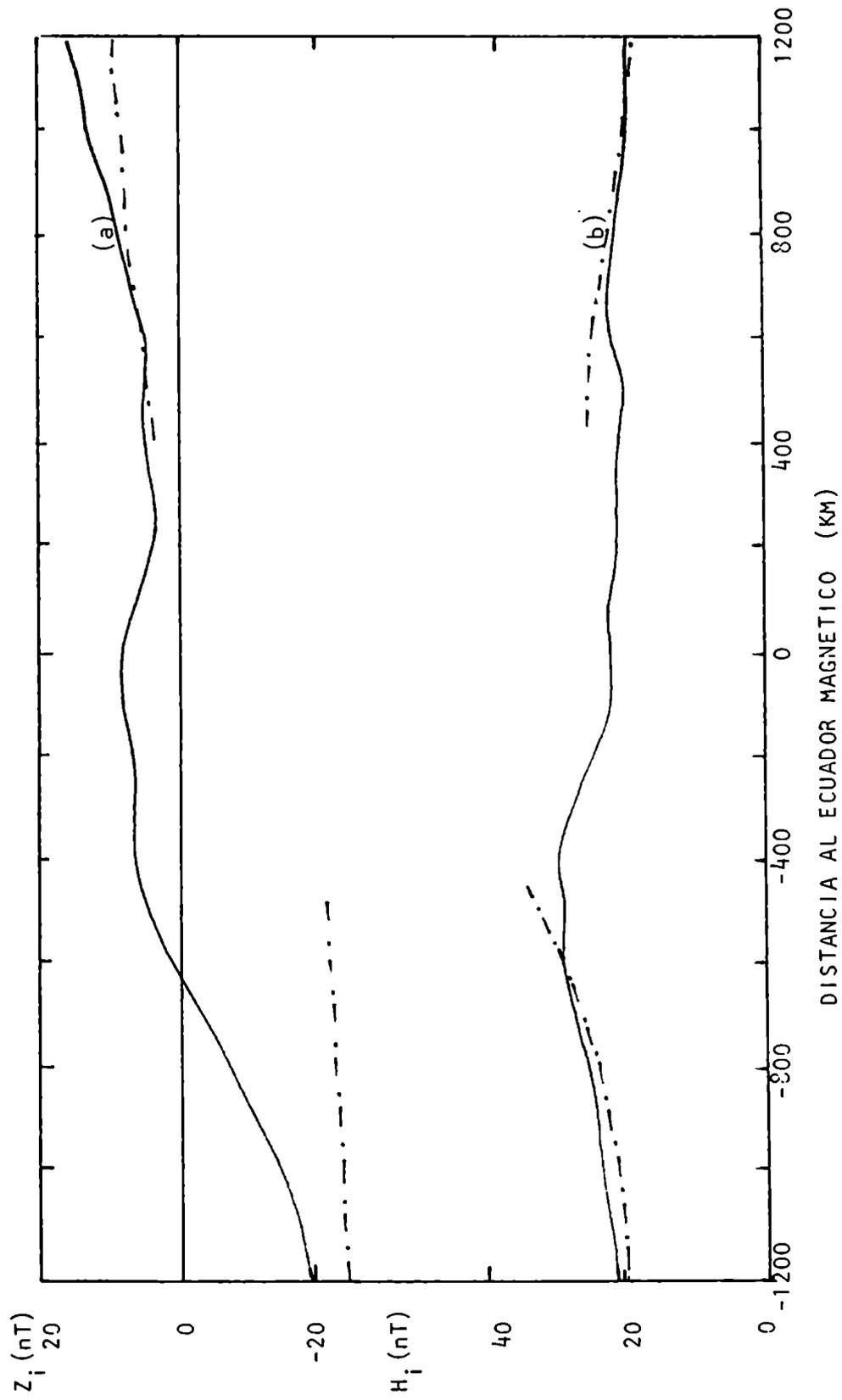


FIGURA III.4

(a) Componente vertical,  $Z_i$ , y (b) horizontal,  $H_i$ , de la parte interna de las v.g.d. (línea llena) y las correspondientes al campo inducido, calculados con  $p=450$  km al norte del ecuador y con  $p=150$  km al sur del mismo (línea de rayas y puntos).

diferencia en el valor de  $\rho$ . La contribución de su componente horizontal es de aproximadamente el 25%, lo cual concuerda con resultados previos (Forbush y Casaverde, 1961; Davis y otros, 1967; Shuman, 1970; Duhau y Romanelli, 1979).

Distancia al ecuador magnético (km)	$H_{i,m}$ (nT)	$H_i^P$ (nT)	$H_i^J$ (nT)	Distancia al ecuador magnético (Km)	$H_{i,m}$ (nT)	$H_i^P$ (nT)	$H_i^J$ (nT)
-1300	20,6	14,4	2,3	600	22,0	19,0	6,8
-1200	21,2	15,8	2,6	700	23,0	18,8	6,3
-1100	21,6	17,0	3,1	800	23,0	16,2	5,9
-1000	22,0	18,1	3,7	900	23,0	16,3	5,4
- 900	23,0	19,2	4,4	1000	21,7	16,3	4,9
- 800	25,0	20,3	5,4	1100	22,5	16,0	4,5
- 700	28,0	21,4	6,7	1200	23,2	15,5	4,2
- 600	29,0	22,2	8,4	1300	23,0	15,0	3,8

TABLA I

La parte interna de la componente horizontal de las y.g.d.,  $H_i$ , y sus contribuciones debidas al electrochorro,  $H_i^J$ , y a la corriente planetaria,  $H_i^P$ .

Es importante notar que se obtiene un buen ajuste de la componente vertical en el intervalo norte pero no en el sur (ver fig. III.4.b). Estos resultados coinciden con los obtenidos por Schmucker (1969), quien al estudiar las bahías geomagnéticas, encontró un comportamiento anómalo al sur del ecuador magnético, pero no al norte de él.

Finalmente, el resultado más remarcable es la notoria diferencia en la profundidad de la capa no conductora en el norte y en el sur del ecuador (450 km y 150 km, respectivamente), que muestra la existencia de una discontinuidad en la zona central,

alrededor del ecuador, la cual puede ser un factor importante en la descripción de la "anomalía andina", cuya ubicación se muestra en la figura 11.2. Para una mejor comprensión del problema es necesario estudiar en detalle los efectos producidos sobre el campo inducido en un modelo que tenga en cuenta no sólo la presencia de discontinuidades laterales en la conductividad terrestre, sino también el efecto de costa. Esto se hará en los siguientes Capítulos.

## CAPITULO IV

DESCRIPCION DEL EFECTO DE COSTA

#### IV.1 Introducción

El efecto del océano en las variaciones geomagnéticas observadas en la superficie de la tierra ha sido ampliamente investigado y se lo describe generalmente mediante un "vector de inducción" (Schmucker, 1970), cuyo módulo está dado por el cociente entre la componente vertical del campo anómalo,  $Z_{\alpha}$ , y la componente horizontal del campo normal,  $H_{\Delta}$ . Abundantes evidencias (ver p.e. Schmucker, 1970; Greenhouse y otros, 1972; Honkura, 1978) muestran que estos vectores son aproximadamente ortogonales a la costa y su módulo decrece a medida que se aleja de la costa, adentro del continente.

Como la profundidad de penetración es inversamente proporcional con la frecuencia, la costa oceánica debería influir especialmente en las variaciones de período corto ( $T \sim 1 \text{min}$ ); sin embargo se han observado aumentos persistentes en la intensidad de las variaciones de períodos más largos (ver p.e. Parkinson, 1964; Schmucker, 1970). Además, la presencia de campos inductores no uniformes, como los que existen en la zona ecuatorial, pueden proveer otra contribución al campo inducido.

Varios autores han calculado los campos inducidos por las corrientes ionosféricas frente a la presencia de una costa oceánica (Roden, 1964; Parker, 1968; Doss y Ashour, 1971; Greenhouse y otros, 1973; Cox y Filloux, 1974; Fisher y otros, 1978; Green y Weaver, 1978; Dawson y Weaver, 1979), usando diferentes modelos, dependiendo de la frecuencia de la corriente inductora,

es decir, suponiendo la profundidad del océano infinita para el caso de micropulsaciones (p.e., Weaver, 1979) o infinitesimal para variaciones diarias, en cuyo caso el manto debe ser tenido en cuenta (p.e., Roden, 1964). En el caso de las variaciones geomagnéticas diarias en la zona ecuatorial todos los modelos tienen una restricción fundamental y es que sólo se han considerado campos extensos constantes o sinusoidales. Como el electrochorro es un sistema de corrientes muy localizado, los resultados previos no son aplicables en este caso.

Por lo tanto, en el presente capítulo se calculará el efecto de una costa oceánica en presencia de un sistema localizado de corriente. También se calculará el campo inducido por el sistema de corrientes extenso, para poder compararlo con el producido por el electrochorro ya que ambos sistemas tienen la misma magnitud en la zona ecuatorial peruana, lo cual permite que una vez eliminado el efecto de costa de la parte interna de las variaciones geomagnéticas diarias, el campo remanente se deba casi exclusivamente a las características geológicas.

#### IV.2 Modelo teórico

Para calcular el campo inducido por un sistema de corrientes no uniforme en presencia de una costa oceánica, se usará el siguiente modelo para la distribución de la conductividad terrestre: una capa no conductora hasta una profundidad  $p$ , a partir de la cual la conductividad se hace

infinita; la capa está parcialmente cubierta por una banda de ancho  $2a$ , longitud infinita, profundidad  $e$  ( $e \ll a$ ) y conductividad  $\sigma$  constante sobre la banda, que representa el océano (ver figura IV.1).

Dada la linealidad de las ecuaciones de Maxwell, la inducción producida en esta estructura por una corriente externa se puede obtener haciendo un análisis de Fourier y por lo tanto, cada frecuencia  $\omega$  se estudiará por separado.

Con el fin de tener un problema bidimensional, varios autores han considerado sólo el modo transverso eléctrico (es decir, campo magnético externo normal y corriente ionosférica paralela a la costa); esta restricción no es importante para el caso de las v.g.d., ya que el modo transverso magnético no contribuye apreciablemente al campo magnético total para bajas frecuencias (Cox y Filloux, 1974); por lo tanto, serán estudiadas sólo corrientes que circulen paralelas a la costa.

Como a latitudes ecuatoriales la corriente circula fundamentalmente en la dirección este-oeste, la densidad de corriente  $\vec{J}$  puede ser representada por:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = J(x, z) e^{i\omega t} \hat{y} \quad (\text{IV.1})$$

donde  $x, y, z$  son las coordenadas cartesianas en las direcciones norte-sur, este-oeste y vertical positiva ha-

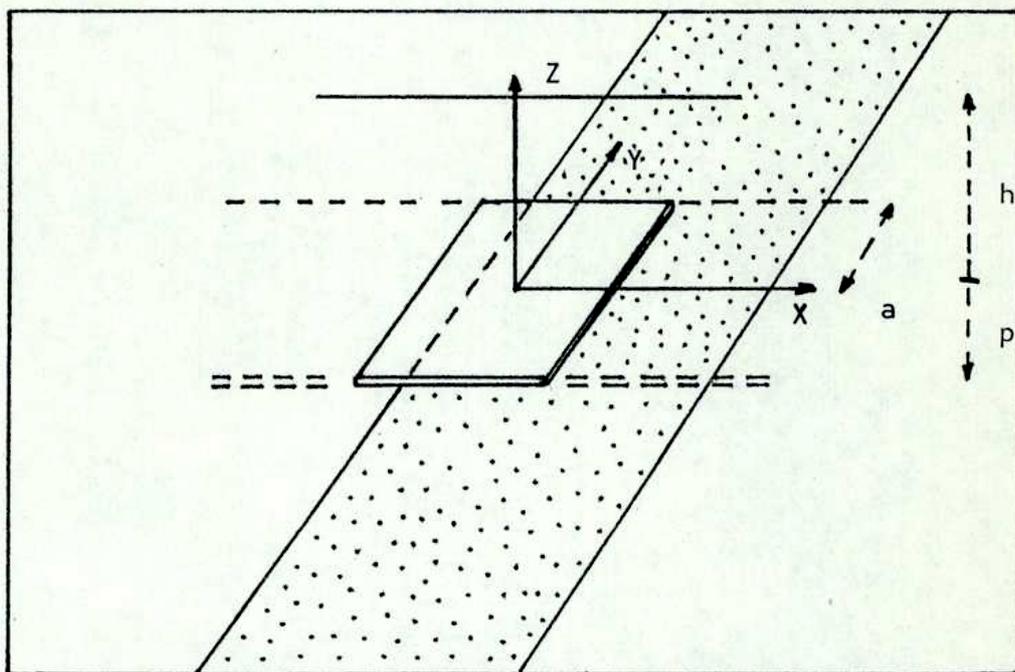


FIGURA IV.1

Geometría del modelo usado para evaluar  
el efecto de costa

cia abajo, respectivamente. La amplitud de la densidad de corriente  $J(x, z)$  se la ha supuesto independiente de la coordenada paralela a la costa,  $y$ , de modo de tener un problema bidimensional.

El campo magnético total  $\vec{B}(\vec{r}, t)$  producido por el sistema de corrientes dado por la ec. (IV.1), será de la forma:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = (B_x(x, z) \hat{x} + B_z(x, z) \hat{z}) e^{i\omega t} \quad (IV.2)$$

donde  $\hat{x}$  y  $\hat{z}$  son los versores en las direcciones  $x$  y  $z$  respectivamente.

La fuerza electromotriz,  $\mathcal{E}$ , en un circuito cerrado producido por el campo magnético fluctuante es

$$\mathcal{E} = - \frac{\partial}{\partial t} \iint \vec{B} \cdot d\vec{r} \quad (IV.3)$$

donde la integral se calcula sobre la superficie del circuito y está relacionada con el campo eléctrico  $\vec{E}$  por la ley de Ohm:

$$\mathcal{E} = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = \frac{1}{\sigma_e} \int \vec{I}(x) \cdot d\vec{l} \quad (IV.4)$$

con  $\sigma_e$  la conductividad superficial del océano y  $\vec{I}(x)$  su densidad superficial de corriente.

Resolviendo las ecs. (IV.3) y (IV.4) para un circuito rectangular en el plano  $z = \text{constante}$  y en el rango

$0 \leq x' \leq x$  y  $0 \leq y' \leq y$ , se obtiene:

$$I(x) - I(0) = i\omega\sigma e \int_0^x [V(x', 0) + Z(x', 0)] dx' \quad (IV.5)$$

donde  $V$  es la amplitud de la componente vertical del campo inductor y  $Z$  es la amplitud de la componente vertical del campo inducido, es decir, el proveniente de las corrientes que circulan en el océano. Del mismo modo se pueden definir  $H$  e  $Y$ , las amplitudes de las componentes horizontales de los mencionados campos, respectivamente.

En la ec. (IV.5) se ha despreciado la corriente que circula normal a la superficie del océano; esto es una buena aproximación dada las dimensiones relativas del océano ( $e \ll a$ ).

La ionósfera puede ser considerada en este problema como una capa infinitesimal de muy alta conductividad; por lo tanto será transparente aún para altas frecuencias y por lo tanto se puede despreciar cualquier inducción mutua sobre ésta. Así, en la ec. (IV.5),  $V$  tiene los siguientes términos:  $V_e$ , el campo externo (ionosférico);  $V_m$ , el campo producido por la corriente inducida en el manto por la corriente externa y  $V_{om}$ , el campo producido por la corriente inducida en el manto por la corriente oceánica. Para las frecuencias de interés ( $\sim 1$  ciclo/día), se pueden suponer campos cuasiestacionarios; por lo tanto, a partir de las ecuaciones de Maxwell, se tiene que:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (IV.6)$$

cuya solución general es:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{J}(\vec{r}', t) \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3r' \quad (IV.7)$$

Usando el método de imágenes propuesto por Maxwell

se obtiene:

$$V_{om}(x, 0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x')(x-x')}{[(x-x')^2 + 4p^2]} dx' \quad (IV.8a)$$

$$H_{om}(x, 0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x')h}{[(x-x')^2 + 4p^2]} dx' \quad (IV.8b)$$

$$Z(x, 0) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x')}{(x-x')} dx' \quad (IV.9a)$$

$$Y(x, 0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{-a}^a \frac{2I(x')h}{(x-x')^2} dx' \quad (IV.9b)$$

Las expresiones para  $V_e$ ,  $V_m$  y  $H_e$ ,  $H_m$  dependen del sistema de corrientes inductor. Dado que a latitudes ecuatoriales la corriente ionosférica está representada por una

parte localizada y una extensa, el efecto de costa debido a ambos sistemas serán tratados separadamente.

a) Corriente localizada.

Se representa la corriente localizada por una línea paralela a la costa que circula a una distancia  $d$  del centro del océano y a una altura  $h$  sobre éste. El vector intensidad de esta densidad de corriente,  $\vec{J}_e$ , se puede representar por:

$$\vec{J}_e(\vec{r}) = I_0^l \delta(x-d) \delta(z+h) \hat{y} \quad (\text{IV.10})$$

donde  $I_0$  es la intensidad de la corriente.

De las ecs. (IV.7) y (IV.10) el campo externo resulta ser:

$$V_e^l(x,0) = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 I_0^l (x-d)}{(x-d)^2 + h^2} \quad (\text{IV.11a})$$

$$H_c^l(x,0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 I_0^l h}{(x-d)^2 + h^2} \quad (\text{IV.11b})$$

y usando el método de imágenes se obtiene:

$$V_m^l(x,0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 I_0^l (x-d)}{(x-d)^2 + (h+2p)^2} \quad (\text{IV.12a})$$

$$H_m^l(x,0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2 I_0^l h}{(x-d)^2 + (h+2p)^2} \quad (\text{IV.12b})$$

Reemplazando las ecs. (IV.8.a), (IV.9.a), (IV.11.a) y (IV.12.b) en las ec. (IV.5):

$$I^l(x) - I^l(0) = -\frac{\mu_0}{4\pi} i \omega s e \left[ G^l + \int_{-a}^a I^l(x'') D(x, x'') dx'' \right] \quad (\text{IV.13})$$

con

$$G^l = I_0^l \ln \left[ \frac{1 + (x-d)^2/h^2}{1 + d^2/h^2} \cdot \frac{1 + d^2/(h+2p)^2}{1 + (x-d)^2/(h+2p)^2} \right] \quad (\text{IV.14})$$

y

$$D(x, x'') = \ln \frac{1 + 4p^2/x''^2}{1 + 4p^2/(x-x'')^2} \quad (\text{IV.15})$$

Para resolver la ec. (IV.13), se va a separar la corriente total en una parte simétrica,  $I_s^l$  y una antisimétrica,  $I_a^l$  tal que:

$$I^l(r) = I_a^l(r) + I_s^l(r) \quad (\text{IV.16})$$

con las condiciones (Roden, 1964):

$$I_a^l(0) = 0 \quad \int_0^a I_s^l(x') dx' = 0 \quad (\text{IV.17})$$

se obtiene entonces que:

$$I_a^l(x) = -\frac{\mu_0}{4\pi} i\omega e \left[ G_a^l + \int_0^a I_a^l(x'') D_a(x, x'') dx'' \right] \quad (IV.18) \quad 67.$$

$$G_a^l = \frac{I_0^l}{2} \ln \left[ \frac{1 + (x-d)^2/h^2}{1 + (x-d)^2/(h+2p)^2} \cdot \frac{1 + (x+d)^2/(h+2p)^2}{1 + (x+d)^2/h^2} \right] \quad (IV.19)$$

$$D_a(x, x'') = \ln \frac{1 + 4p^2/(x+x'')^2}{1 + 4p^2/(x-x'')^2} \quad (IV.20)$$

$$I_s^l(x) = -\frac{\mu_0}{4\pi} i\omega e \left[ G_s^l + \int_0^a I_s^l(x'') D_s(x, x'') dx'' \right] \quad (IV.21)$$

$$\begin{aligned} G_s^l = \frac{I_0^l}{2} & \left[ \ln \left( \frac{[1 + (x-d)^2/h^2][1 + (x+d)^2/h^2]}{[1 + (x-d)^2/(h+2p)^2][1 + (x+d)^2/(h+2p)^2]} \right) \right. \\ & \cdot \frac{[1 + (a-d)^2/(h+2p)^2][1 + (a+d)^2/(h+2p)^2]}{[1 + (a-d)^2/h^2][1 + (a+d)^2/h^2]} \left. \right] + \\ & + \frac{d}{a} \ln \frac{[1 + (a-d)^2/h^2][1 + (a+d)^2/(h+2p)^2]}{[1 + (a+d)^2/h^2][1 + (a-d)^2/(h+2p)^2]} - \\ & - \frac{2h}{a} \left[ \operatorname{arctg} \frac{a-d}{h} + \operatorname{arctg} \frac{a+d}{h} \right] + \\ & + 2 \frac{(h+2p)}{d} \left[ \operatorname{arctg} \frac{a-d}{h+2p} + \operatorname{arctg} \frac{a+d}{h+2p} \right] \quad (IV.22) \end{aligned}$$

y

$$D_S(x, x'') = \frac{x''}{a} \ln \frac{[1 + 4p^2/(a+x'')^2]}{[1 + 4p^2/(a-x'')^2]} + \frac{4p}{a} \left( \operatorname{arctg} \frac{a-x''}{2p} + \operatorname{arctg} \frac{a+x''}{2p} \right) + \ln \frac{[1 + 4p^2/(a+x'')^2][1 + 4p^2/(a-x'')^2]}{[1 + 4p^2/(x+x'')^2][1 + 4p^2/(x-x'')^2]} \quad (IV.23)$$

La amplitud de las componentes del campo inducido tiene dos partes, una que existe sin la presencia del océano,  $\sqrt{m}^{\ell}$  y  $H_m^{\ell}$ , respectivamente, y la otra producida específicamente por el océano:  $Z_0^{\ell} = \sqrt{om}^{\ell} + Z^{\ell}$  y  $H_0^{\ell} = H_{om}^{\ell} + Y^{\ell}$

Resolviendo numéricamente las ec. (IV.18) y (IV.21), se obtiene  $I(x)^{\ell}$ ; luego, de las ec. (IV.8) y (IV.9) se calculan  $Z_0^{\ell}$  y  $H_0^{\ell}$

#### b) Corriente extensa

Se representa la corriente extensa por:

$$\vec{J}_p(\vec{r}) = J_{op} e^{iKx - Kz} \delta(z+h) \hat{y} \quad (IV.24)$$

donde  $J_{op}$  es la amplitud de la corriente extensa y  $K$  el número de onda.

De las ecs. (IV.7) y (IV.10), se calcula el campo externo, cuyas componentes están dadas por:

$$V_e^p(x, 0) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi J_{op}}{i} e^{iKx} \quad (IV.25a)$$

$$H_e^p(x, 0) = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi J_{op} e^{iKx} \quad (IV.25b)$$

usando el método de imágenes se tiene (ver Capítulo III):

$$V_m^P(x,0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\pi J_{0p}}{i} e^{-2kP} e^{ikx} \quad (IV.26a)$$

$$H_m^P(x,0) = \frac{\mu_0}{4\pi} 2\pi J_{0p} e^{-2kP} e^{ikx} \quad (IV.26b)$$

Para calcular las contribuciones al campo inducido debidas a la presencia del océano, es decir,  $V_{0m}^P$ ,  $Z^P$  y  $H_{0m}^P$ ,  $Y^P$ , la corriente inducida,  $I^P$ , se computa usando el mismo método que el descrito en la sección previa para encontrar la corriente inducida por el sistema localizado. Así resulta que:

$$I_a^P(x) = -\frac{\mu_0}{4\pi} i\omega\sigma e \left[ G_a^P + \int_{-a}^a I_a^P(x'') D_a(x, x'') dx'' \right] \quad (IV.27)$$

con  $D_a(x, x'')$  dada por la ec. (IV.20) y

$$G_a^P = \frac{2\pi J_{0p} i}{k} \left( e^{-2kP} - 1 \right) \text{sen } kx \quad (IV.28)$$

y

$$I_s^P(x) = \frac{\mu_0}{4\pi} i\omega\sigma e \left[ G_s^P + \int_0^a I_s^P(x'') D_s(x, x'') dx'' \right] \quad (IV.29)$$

con  $D_s(x, x'')$  dada por la ec. (IV.21) y

$$G_s^P = \frac{2\pi J_{0p}}{k} \left( 1 - e^{-2kP} \right) \left( \frac{\text{sen } ka}{k} - \cos kx \right) \quad (IV.30)$$

De las ecs. (IV.27) y (IV.28), se calcula la corriente inducida

total,  $I^p = I_s^p + I_a^p$ , y reemplazándola en la ec. (IV.8) y (IV.9), se obtienen las componentes del campo inducido que aparecen debido a la presencia del océano,  $\mathcal{E}_0^p$  y  $H_0^p$ , respectivamente.

### IV.3 Aplicación a la zona ecuatorial

El electrochorro puede ser descrito por una densidad de corriente dada por (ver Capítulo II):

$$j_j(x_j, z) = \begin{cases} j_{0j}(1 - x_d^2/D^2) \delta(z+h_j) \hat{y} & -D \leq x_j \leq D \\ 0 & x_j \leq -D, x_j \geq D \end{cases} \quad (IV.31)$$

con  $h_j = 107 \text{ km}$  y  $j_{0j}$  y  $D$  la amplitud y el ancho respectivamente, del electrochorro, cuyos valores dependen de la longitud. En la ec. (IV.31),  $x_d$  es la coordenada cartesiana, en la dirección norte-sur, centrada en el ecuador magnético.

Con el fin de simplificar el problema la distribución dada por la ec. (IV.31) se puede reemplazar por la correspondiente a una línea de corriente, cuya intensidad está dada por la ec. (IV.10), ya que es posible reproducir el campo inductor en la tierra siempre que se elijan los parámetros  $I_0^e$  y  $h$  en forma adecuada.

La parte extensa de la corriente está representada por (ver Capítulo III):

$$\vec{j}_p(x, z) = \left\{ j_{0p} e^{-kz} \cos[k(x_d - x_p)] + j_{oc} \right\} \delta(z+h) \hat{y} \quad (IV.32)$$

donde  $K$ , el número de ondas,  $J_{0p}$  y  $J_{0c}$ , las amplitudes y  $x_p$ , la posición del máximo, son parámetros que dependen de la longitud.

Para calcular la corriente inducida debida a la presencia del océano, sólo se tiene en cuenta la componente vertical (ver la ec. IV.5); como la parte constante de la ec. (IV.32) produce campos horizontales, este término se puede despreciar y considerar sólo la parte variable de la ec. (IV.32). Como las ecuaciones de Maxwell son lineales, se representará  $J_p$  por la ec. (24) y, para calcular el campo inducido, habrá que tomar la parte real del resultado final.

Como tanto en la ec. (IV.31) como en la ec. (IV.32) el origen de coordenadas está en el ecuador magnético, habrá que reemplazar  $x_d$  por  $(x-d)$  para llevar el origen al centro del océano, de modo de usar el sistema indicado en la sección anterior.

Para describir el océano, se supondrán los siguientes valores para los parámetros:  $e = 5 \text{ km}$ ,  $a = 2500 \text{ km}$  y  $\sigma = 4 \Omega \text{ m}^{-1}$ .

Como el efecto de costa se calculará para v.g.d., la frecuencia es  $\omega = 4\pi \text{ c/día}$ , ya que, haciendo una estimación de la contribución de los cuatro armónicos siguientes, ésta no supera el 10% del total.

#### IV.4 El efecto de costa en la zona equatorial peruana

En la figura (II.2) se observa claramente que fuera del intervalo ( $15^\circ\text{S}$ ,  $13^\circ\text{S}$ ) alrededor del ecuador magnético la costa es perpendicular a la corriente, de modo que en esa zona el efec-

to de costa puede ser despreciado. En cambio, dentro de ese intervalo, como la costa es prácticamente paralela a la corriente, este efecto puede ser apreciable. Por lo tanto, el campo inducido debido a la presencia del océano será calculado para este intervalo.

En esta zona el electrochorro está descrito por la ec. (IV.31) donde los parámetros tienen los siguientes valores (Capítulo III):

$$D = 400 \text{ km} \quad J_{0j} = 0,094 \text{ Amp/m} \quad h = 107 \text{ km}$$

Los parámetros en la ec. (IV.24) que mejor reproducen la componente vertical del campo real,  $\mathcal{E}_c^j$ , son:

$$I_0^l = 90477,8 \text{ Amp} \quad h = 300 \text{ km}$$

Para la corriente extensa, los parámetros en la ec. (IV.32) son (ver Capítulo III):

$$J_{op} = 0,0352 \text{ Amp/m} \quad k = 7,6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$$

$$h = 107 \text{ km} \quad x_p = 350 \text{ km}$$

La profundidad de la capa no conductora en esta zona varía entre 150 km y 450 km, según se obtuvo en el Capítulo III, y  $d \approx 500 \text{ km}$ , (ver figura 11.2). Se encontró que una variación en estos parámetros, así como también en el espesor,  $e$ , y el ancho,  $a$ , del océano, dentro de los rangos observados, modifica el campo

inducido calculado en menos de un 5%. Este hecho muestra que los resultados no dependen esencialmente de la morfología exacta del océano, por lo que el modelo dará una buena estimación del efecto producido por la costa.

La componente horizontal del campo inducido resulta despreciable no sólo para la parte extensa sino también para la localizada, lo cual coincide con las mediciones previas de Schmucker y otros (1966).

La figura (IV.2) muestra la componente vertical del campo inducido producido por el electrochorro  $\mathcal{Z}_0^d$ , (fig. IV.2) y por la corriente extensa,  $\mathcal{Z}_0^P$  (fig. IV.2b). Nótese que cerca de la costa el efecto es de aproximadamente 0,7 nT para  $\mathcal{Z}_0^d$  y de 1 nT para  $\mathcal{Z}_0^P$  y se hace despreciable dentro del continente aproximadamente a los 100 km en ambos casos.

En el sur del intervalo medido, todas las estaciones están cerca de la costa, no más allá de 50 km (ver fig. II.2), de modo que el efecto total de costa es de aproximadamente 2 nT en todas ellas, lo que representa un 20% de la parte interna de las v.g.d. (ver resultados del Capítulo II). De todos modos, esto no es suficiente para explicar la anomalía encontrada en la componente  $\mathcal{Z}$  (ver también Schmucker y otros, 1966) pero debe ser tomada en cuenta cuando se estudie en más detalle esta anomalía.

Schmucker y otros (1966) midieron las bahías geomagnéticas (que son fenómenos nocturnos muy uniformes espacialmente y con una duración de 1 a 3 horas) en la zona peruana y calcularon el campo total suponiendo que la corriente externa está representada

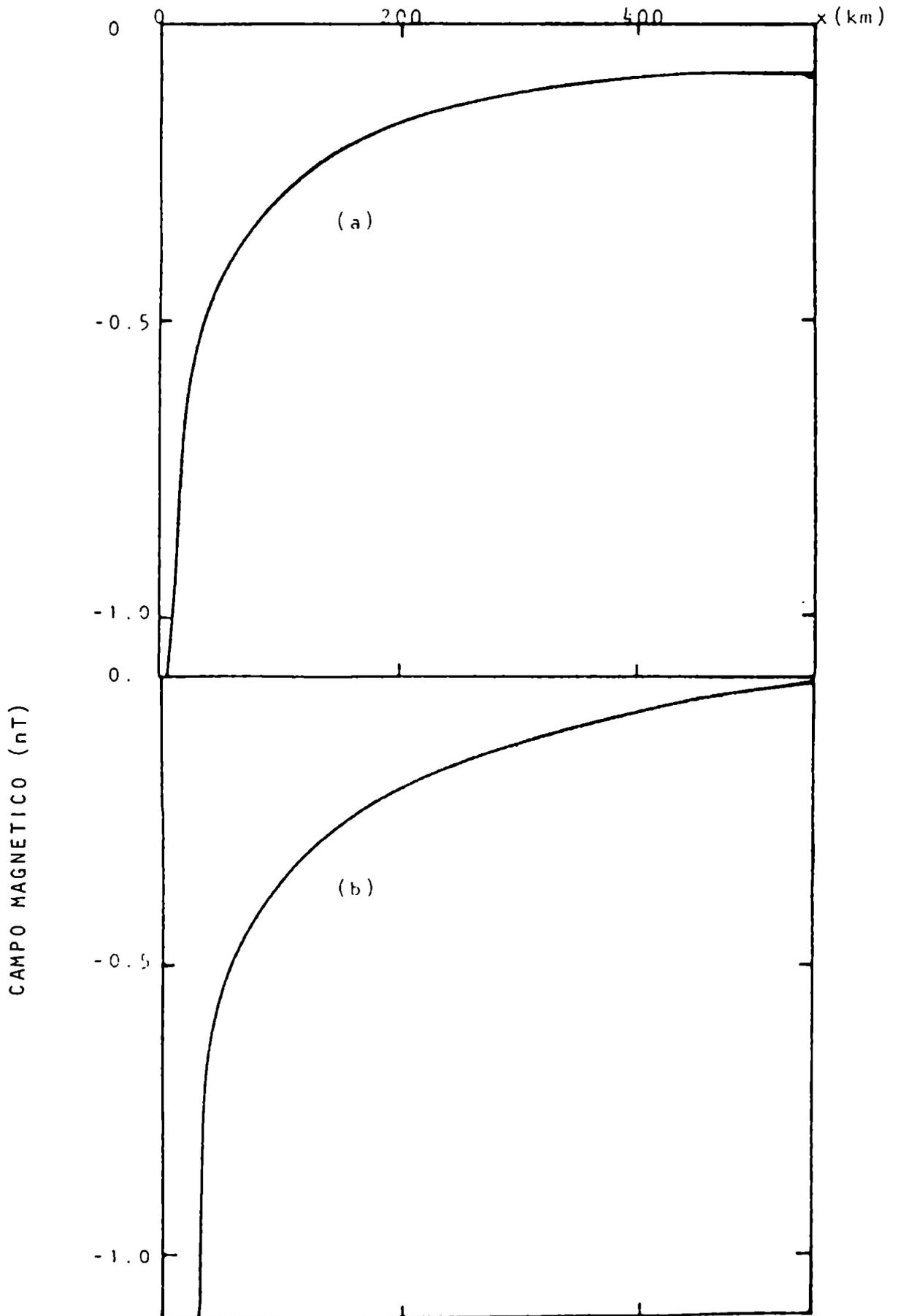


FIGURA IV.2

Componente vertical del campo inducido producido por el electrochorro,  $Z_o^j$  (a) y por la corriente extensa,  $Z_o^p$ , (b)

en este caso por una función armónica con  $K = 1,6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ ,  
 $\omega = 2\pi \times 2 \text{ C/hora}$  y una amplitud de 50 nT.

Suponiendo  $p = 250 \text{ km}$  obtuvieron que en ausencia de anomalías el campo total debería ser de 2 nT, mucho menor que los valores medidos en la mayoría de las estaciones. Este comportamiento anómalo fue atribuido a la "anomalía andina".

La figura IV.3 muestra el efecto de costa para las bahías magnéticas calculado con el modelo descrito en este Capítulo usando para los parámetros, los valores asignados por Schmucker y otros. Nótese que se encuentra un efecto apreciable de 2nT, que aunque es del mismo orden que el campo "normal" es insuficiente, como ya lo predijo Schmucker, para explicar los elevados valores de las bahías magnéticas en la zona andina.

Resumiendo finalmente los resultados de aplicar este modelo, se obtuvo que:

- a. el efecto sobre la componente horizontal es despreciable,
- b. el efecto sobre la componente vertical es del orden del 20% de la respectiva componente de la parte interna de las v.g.d.,
- c. dado que el efecto de costa explica solamente una pequeña parte del comportamiento anómalo en la componente vertical de las v.g.d. en la zona al sur del ecuador magnético (ver figura III.4) es necesario investigar su otra causa, que es la presencia de discontinuidades en la profundidad de la capa no conductora.

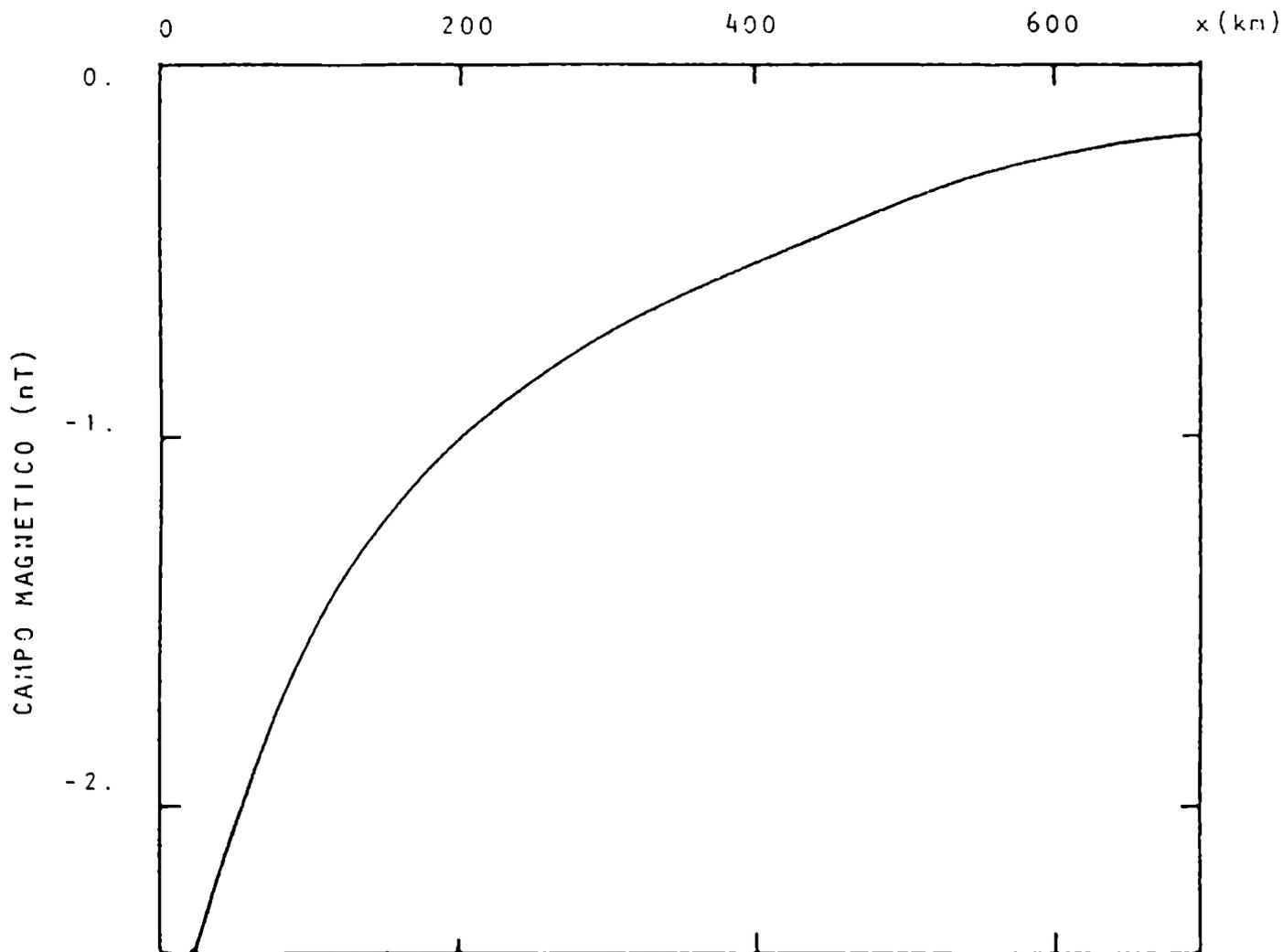


FIGURA IV.3

Componente vertical del campo inducido producido por las bahías geomagnéticas.

# CAPITULO V

ANALISIS DEL EFECTO PRODUCIDO POR  
INHOMOGENEIDADES EN EL MANTO

## V.1 Introducción

En el Capítulo III se encontró que la profundidad de la capa no conductora no se mantenía constante a lo largo del perfil norte-sur, siendo dicha profundidad de aproximadamente 450 km al norte y 150 km al sur del ecuador magnético. Para confirmar estos resultados es necesario entonces proponer un modelo de conductividad que tenga en cuenta la presencia de un gradiente latitudinal en  $\rho$ .

Analizando las bahías geomagnéticas, Schmucker y otros, (1966) detectaron la presencia de una anomalía debajo de los Andes, cuya ubicación se muestra en la figura II.2, y concluyeron que se debía a una elevación localizada de la zona conductora. Estos autores propusieron distintos modelos para representar su sección transversal, y encontraron que se podían explicar las mediciones con un contorno semielíptico o triangular (ver figura V.1.a) y que debía ascender, por lo menos, hasta unos 60 km de la superficie.

Por lo tanto, teniendo en cuenta los resultados previos, en este Capítulo se va a hallar una expresión para el campo inducido en presencia de un manto de contorno irregular en la dirección norte-sur y se lo va a calcular para el caso particular de un contorno semielíptico. Se ha elegido este contorno porque variando en forma adecuada no sólo la profundidad del manto sino también el ancho y alto de la elevación, se puede reproducir tanto el caso de una elevación localizada como el de una extensa.

Finalmente, se ajustarán los parámetros del modelo de

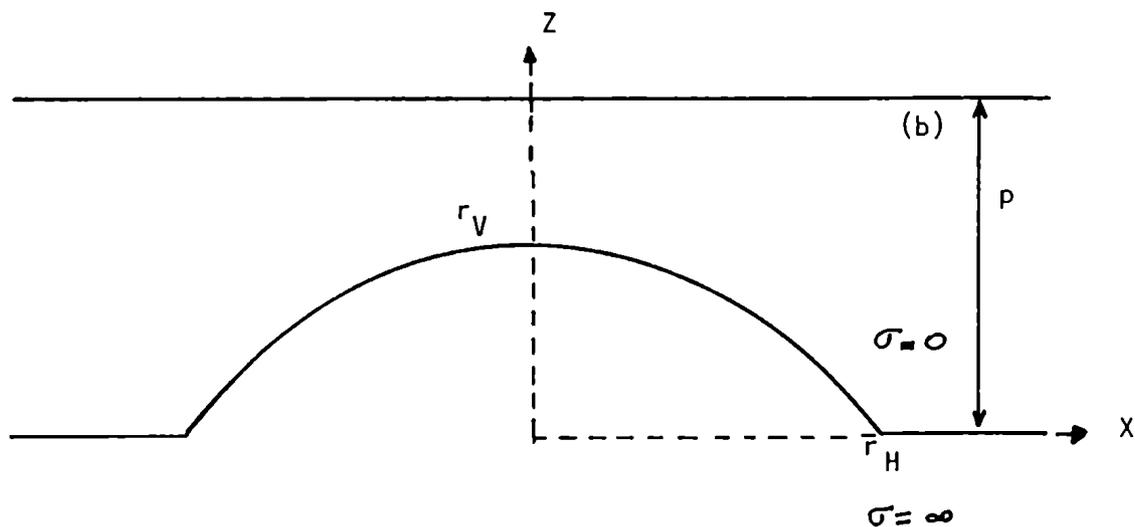
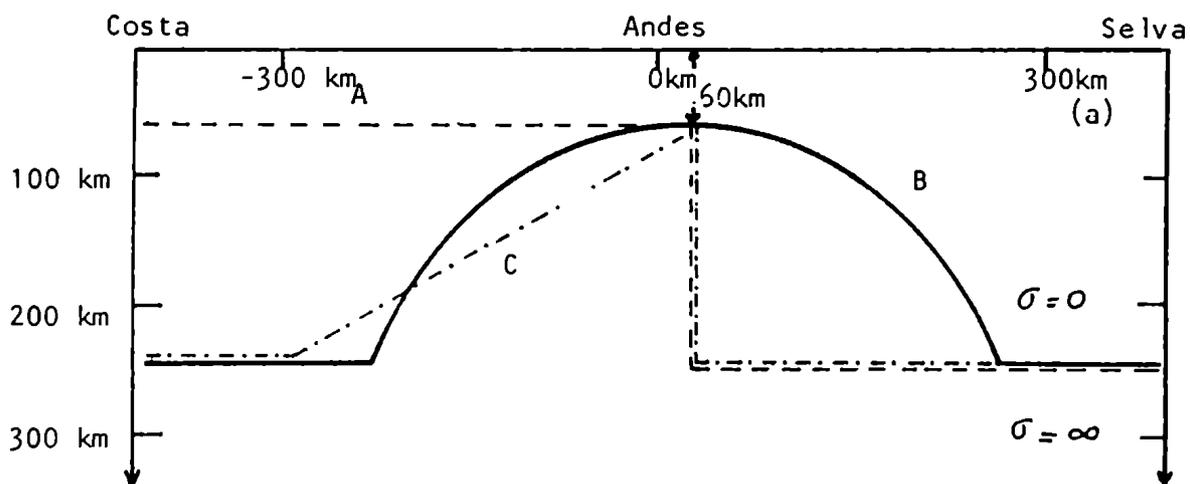


FIGURA V.1

- a) Los contornos A, B, C corresponden a las interfases entre la zona no conductora y la zona perfectamente conductora del manto superior, propuestos por Schmucker y otros (1966).
- b) Geometría del modelo propuesto en el presente trabajo.

modo de reproducir la parte interna de las v.g.d. en Perú, obtenidas en el Capítulo II.

## V.2 Cálculo del campo inducido usando transformaciones conformes

### V.2.1 Modelo teórico

El problema a resolver es el de calcular el campo inducido por corrientes ionosféricas en presencia de un manto de contorno irregular. Se va a usar un sistema cartesiano de referencia, con origen en el manto, con las coordenadas  $x$ ,  $y$ ,  $z$  positivas hacia el norte, el oeste y arriba respectivamente.

Como en la zona ecuatorial la corriente circula casi exclusivamente en la dirección este-oeste, se puede considerar el siguiente sistema bidimensional: un semiespacio perfectamente conductor con un contorno dado por la función  $f(x,z)$ , que representa el manto, y un semiespacio perfectamente dieléctrico por encima de él, siendo todas las propiedades del medio y los campos constantes en la dirección  $y$ .

La componente vertical del campo magnético,  $B_z$ , se puede expresar como:

$$B_z(x,z) = \int J(x',z') G(\vec{r}, \vec{r}') dx' dz' \quad (V.1)$$

donde  $G(\vec{r}, \vec{r}')$  es la función de Green que da el campo producido en  $\vec{r}' [\vec{r}' = (x', 0, z')]$  por una línea de corriente de intensidad igual a la unidad, ubicada en  $\vec{r} [\vec{r} = (x, 0, z)]$  frente a la configuración dada y  $J(x', z')$  es la densidad de corriente, que tiene la siguiente expresión:

$$J(x', z') = J(x') \delta[z' - (h + p)] \quad (V.2)$$

con  $p$  la distancia a la cual se encuentra la superficie de la tierra y  $h$  la altura, por encima de ésta, por donde circula la corriente.

Como en general es difícil hallar la función de Green, resulta útil hacer una transformación de las coordenadas en forma tal que el contorno del conductor quede transformado en un plano y dado el carácter bidimensional del problema considerado se van a usar transformaciones conformes.

Sea  $\vec{B}_L$  el campo producido por una línea de corriente frente a la configuración dada. Fuera de las fuentes se cumple que:

$$\vec{\nabla}_x \cdot \vec{B}_L = 0 \quad (V.3)$$

por lo tanto, se puede escribir:

$$\vec{B}_L = - \vec{\nabla} \Omega \quad (V.4)$$

Dado que el potencial magnético,  $\Omega(x, z)$ , cumple la ecuación de Laplace (por ser  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ ), es una función armónica y por consiguiente se la puede escribir como la parte real de una función compleja,  $\tilde{\Omega}(w)$ , es decir:

$$\Omega(x, z) = \text{Re } \tilde{\Omega}(x + iz) = \text{Re } \tilde{\Omega}(w) \quad (V.5)$$

Considérense ahora las variables complejas:

$$w = x + iz \quad (V.5a)$$

$$W = u + iv \quad (V.5b)$$

y supóngase que existe una transformación conforme,  $W = g(w)$ , que transforma el contorno del conductor, en el plano  $w$ , en el eje real en el plano  $W$ , y todos los puntos por encima del contorno, en  $w$ , en puntos del semiplano  $Im > 0$ , en  $W$ . Se tiene que cumplir, entonces, que el potencial en un punto  $w_i$  sea igual al del correspondiente  $W_i$ . Esto es:

$$\tilde{\Omega}(w_i) = \tilde{\Omega}(f(W_i)) = \Xi(W_i) \quad (V.6)$$

donde

$$W = g(w) \quad (V.7a)$$

$$w = f(W) \quad (V.7b)$$

Las condiciones de contorno frente a un conductor perfecto no se modifican al pasar al plano transformado, por lo tanto, si en el plano  $w$  se cumple que  $\frac{\partial \Omega}{\partial n} = 0$ , en  $W$  se debe cumplir que  $\frac{\partial \text{Re } \Xi}{\partial v} \Big|_{v=0} = 0$ . Un potencial que cumple con esta condición es (ver Greenhouse y otros, 1973):

$$\Xi = -i \frac{\mu_0}{2\pi} I \ln \frac{W - W_0}{W - W_0^*} \quad (V.8)$$

Este potencial es el correspondiente a una línea ubicada en  $W_0$  y a su imagen ubicada en  $W_0^*$ . Ahora bien, de la ec. (V.4) se tiene que:

$$B_x^L \hat{x} + B_z^L \hat{z} = -\frac{\partial \Omega}{\partial x} \hat{x} - \frac{\partial \Omega}{\partial z} \hat{z} \quad (V.9)$$

es decir:

$$B_z^L = -\frac{\partial \Omega}{\partial z} \quad (V.10)$$

Por otro lado, por las condiciones de Cauchy-Riemann se tiene que:

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial w} = \frac{\partial \Omega}{\partial x} - \frac{i \partial \Omega}{\partial z} \quad (V.11)$$

y reemplazando por ec. (V.9)

$$\frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial w} = -B_x^L + i B_z^L \quad (V.12)$$

Luego:

$$B_z^L = \text{Im} \frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial w} = \text{Im} \frac{\partial \Xi}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (V.13)$$

Finalmente, de (V.8) y (V.13), con  $I$  igual a la unidad, se obtiene la función de Green:

$$G_z(x, z, x', z') = \text{Im} \left[ -\frac{i \mu_0}{2\pi} \left( \frac{1}{w-w'} - \frac{1}{w-w'^*} \right) \left( \frac{\partial g(w)}{\partial w} \right)_{x,z} \right] \quad (V.14)$$

donde:

$$W = g(w) = g(x + iz) \quad (V.15a)$$

$$W' = g(w') = g(x' + iz') \quad (V.15b)$$

Por lo tanto, reemplazando por las ecs. (V.2) y (V.14) en (V.1), se tiene, en el plano sin transformar, que la componente vertical del campo en la superficie de la tierra, está dado por:

$$B_z(x, p) = \int J(x') G_z(x, p; x', p+h) dx' \quad (V.16)$$

Hay que notar que el resultado obtenido en (V.16) da la componente vertical del campo total. Como la corriente externa se conoce, se puede calcular la componente  $Z_e$  del campo externo, y restándola de  $B_z$  se obtiene el campo inducido,  $Z_i$ :

Para hallar la componente horizontal,  $H_i$  se calcula la transformada de Hilbert de  $Z_i$ , dada por:

$$H_i = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z_i(x')}{x - x'} dx' \quad (V.17)$$

### V.2.2. Cálculo del campo inducido para un contorno semielíptico

Se va a suponer un manto con una elevación semielíptica.

Así la función:

$$w = f(W) = \frac{aW + \sqrt{W^2 - b^2}}{a+1} \quad (V.18)$$

transforma el eje del plano  $W$  en el eje real del plano  $w$ , excepto por un contorno semielíptico alrededor del origen, con un radio horizontal  $r_h = \frac{ab}{a+1}$  y un radio vertical  $r_v = \frac{b}{a+1}$  (ver fig. V.1.b).

La función inversa, es decir  $W = g(w)$  se puede obtener fácilmente, y resulta ser, para  $a \neq 1$ :

$$W = g(w) = \frac{a(a+1)w + \sqrt{b^2(1-a^2) + z^2(a+1)^2}}{a^2 - 1} \quad (\text{V.19})$$

Si  $a=1$  el contorno resultante es una semicircunferencia, y en este caso la función inversa está dada por:

$$W_c = g_c(w) = w + \frac{R}{w} \quad (\text{V.20})$$

con  $R = b/2$

Luego, reemplazando  $g(w)$  y su derivada en la ec. (V.14) se obtiene la función de Green.

El sistema de corrientes en la zona ecuatorial está representado, tal como se vio en los Capítulos anteriores, por una parte externa y otra localizada, dadas por:

$$J_p(x') = J_{op} \cos [K(x' - x_0 - x_p)] + J_{oc} \quad (\text{V.21a})$$

$$J_j(x') = \begin{cases} J_{oj} (1 - (x' - x_0)/D)^2 & -D + x_0 \leq x' \leq x_0 + D \\ 0 & x' > x_0 + D; x' < -D + x_0 \end{cases} \quad (\text{V.21b})$$

donde  $x_0$  es la distancia al ecuador magnético desde el punto en que se tomó el origen de coordenadas. Luego, reemplazando en la ec. (V.16), con  $J$  dados por las ec. (V.21.a, b) se obtiene la componente vertical del campo total planetario,  $\mathcal{B}^P$  y localizado,

$Z^i$ , respectivamente.

La parte externa del campo planetario,  $Z_e^P$ , está dado por la ec. (III.1.a), mientras que la correspondiente al campo localizado,  $Z_e^i$ , resulta:

$$Z_e^i = \frac{J_{0j} M_0}{2\pi} F_Z(x, h) \quad (V.22)$$

con  $F_Z$  dado por la ec. (III.17.a).

Tanto en las expresiones de  $Z_e^P$  como de  $Z_e^i$ , hay que reemplazar  $x$  por  $(x-x_0)$  y cambiar los signos para que sean coherentes con los sistemas usados en los Capítulos anteriores. Finalmente se obtienen los campos inducidos:

$$Z_i^P = Z^P - Z_e^P \quad (V.23)$$

$$Z_i^i = Z^i - Z_e^i \quad (V.24)$$

Las componentes horizontales de los campos inducidos,  $H_i^P$  y  $H_i^i$  se obtienen calculando la transformada de Hilbert, ec. (V.17), de  $Z_i^P$  y  $Z_i^i$ , respectivamente

### V.3 Aplicación a la zona peruana

Se usaron, para los parámetros de la ecuación (V.21.a, b) los valores hallados en el Capítulo III, y se variaron  $x_0$ ,  $p$  a y  $b$  de modo de conseguir un buen ajuste entre el campo inducido calculado y la parte interna de las v.g.d., hallándose el siguiente conjunto de valores:

$$p = (450 \pm 50) \text{ km} \quad r_v = (350 \pm 30) \text{ km} \quad r_H = (5000 \pm 500) \text{ km}$$

$$x_0 = (4200 \pm 400) \text{ km}$$

La figura V.2 muestra los resultados para la componente horizontal (fig. V.2.a) y la vertical (fig. V.2.b). Se observa un buen ajuste en la componente horizontal, salvo en la zona central, en un intervalo de aproximadamente (-400 km, 600 km) alrededor del ecuador magnético, notándose en esta zona la presencia de una anomalía localizada. La componente vertical confirma estos resultados, ya que reproduce el perfil medido en los extremos del intervalo y se observa también la presencia de la anomalía que, como es de esperar, afecta en forma más extensa a esta componente.

De acuerdo a los valores obtenidos para los parámetros del modelo (ver fig. V.1.b), se confirma la presencia de un desnivel en  $p$  y, si bien el manto puede no tener un contorno similar al propuesto en la zona de transición, se puede asegurar que la profundidad de la capa no conductora es de aproximadamente 450 km y 150 km al norte y al sur, respectivamente, del ecuador magnético.

La diferencia que se observa en la zona central puede deberse o bien a que la forma en que se produce la discontinuidad no coincide con la propuesta o bien que existe alguna otra anomalía que afecta no sólo a  $Z$  sino también, aunque en menor escala, a  $H$ . Esta diferencia podría estar asociada a la "anomalía andina", encontrado por Schmucker y otros (1966). Nótese que el intervalo en el cual se halla localizada la anomalía de la componente hori-

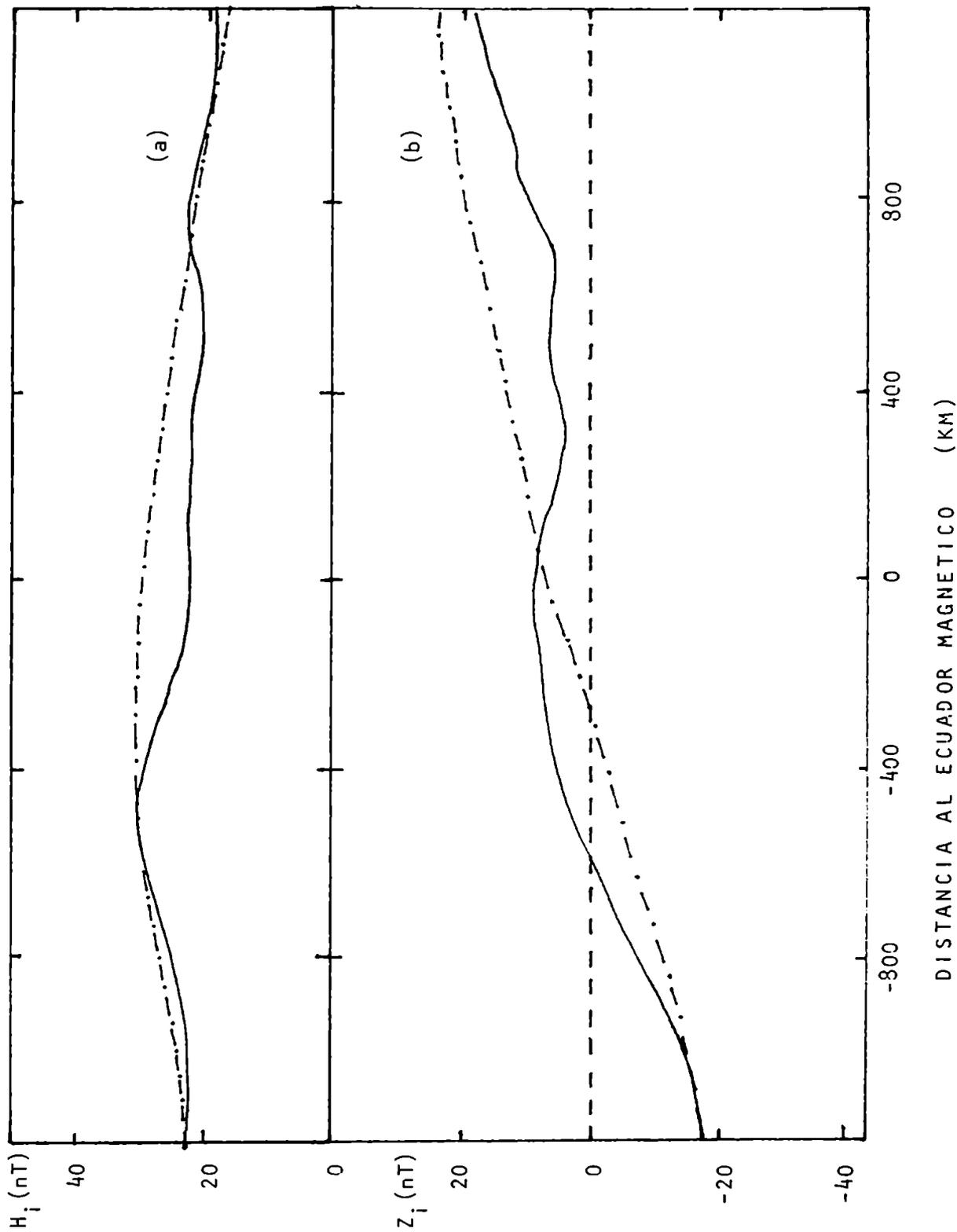


FIGURA V.2

Componentes horizontal,  $H_i$ , (a) y vertical,  $Z_i$ , (b) de la parte externa de las v.g.d. (curva llena) y las calculadas usando el modelo de conductividad descrito en la fig. V.1b (curva de puntos y rayas).

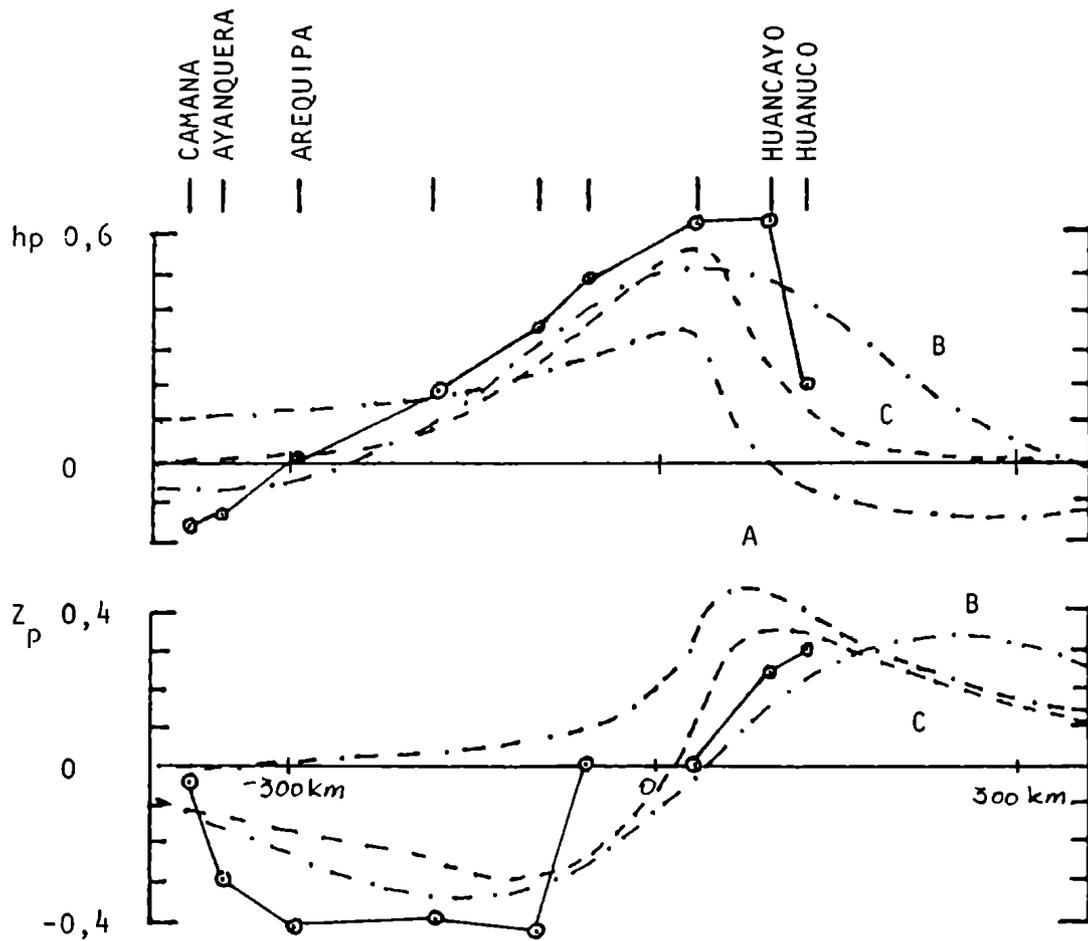


FIGURA V.3

Esta figura muestra los resultados obtenidos por Schmucker y otros (1966), según los modelos indicados en la fig. V.1a.

a) Parte anómala de la componente horizontal,  $h_p$ , y b) parte anómala de la componente vertical,  $Z_p$ , normalizadas para dar una intensidad máxima igual a la unidad. Los círculos representan valores empíricos, obtenidos a partir de mediciones de las bahías geomagnéticas. Las curvas restantes son las calculada con los modelos indicados en la fig. V.1a.

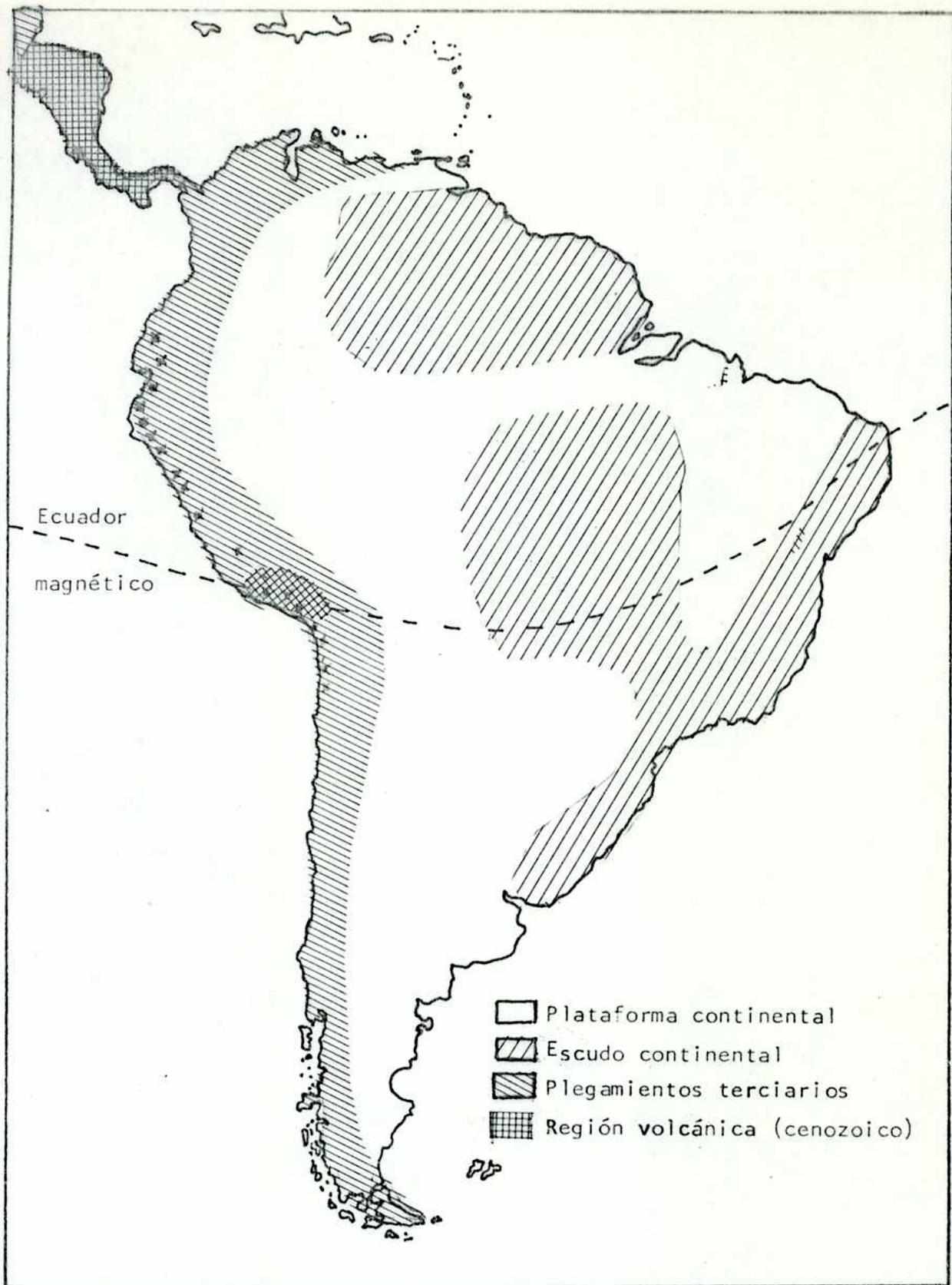


FIGURA V.4

Mapa tectónico simple de la Zona sudamericana. Los puntos indican la posición de las estaciones utilizadas por Forbush y Casaverde (1961).

zonal de las bahías geomagnéticas (figura V.3) coincide con la zona donde aparece la anomalía remanente en esta componente de las v.g.d. (figura V.2).

Resumiendo, se puede concluir que hay por lo menos dos efectos superpuestos, uno de gran escala, debido a un fuerte gradiente latitudinal en  $p$  y otro que, si se incorporan los resultados hallados por Schmucker y otros, podría deberse a la presencia de una zona localizada muy conductora y más superficial. En la figura V.4 se muestra un mapa tectónico simple de la zona ecuatorial sudamericana, donde se ha indicado la ubicación de la cadena geomagnética utilizada. Nótese la existencia de una zona volcánica ubicada en un entorno del ecuador magnético que podría estar asociada a esta anomalía localizada.

# CAPITULO VI

APLICACION A LA ZONA ECUATORIAL NIGERIANA

## VI.1 Introducción

Utilizando mediciones simultáneas de las corrientes ionosféricas y de las v.g.d., en la zona ecuatorial peruana, se encontró un método para separar esas variaciones aplicables a zonas con anomalías en la conductividad, que no requiere hipótesis previas acerca del campo inducido, y a partir de la parte externa se halló el sistema de corrientes ionosféricas (ver Capítulo II).

Los resultados obtenidos se aplicarán en este Capítulo a la zona ecuatorial Nigeriana donde la corriente ionosférica no ha sido aún medida.

Para ello, se van a separar, primeramente, las v.g.d. usando el método introducido en el Capítulo II, a partir de la componente externa se va a inferir el sistema de corrientes ionosférico y, finalmente se va a calcular la profundidad de la capa no-conductora, ajustando el campo inducido por el sistema de corrientes hallado con la parte interna de las v.g.d.

## VI.2 Mediciones de las v.g.d. en Nigeria

Las v.g.d. en Nigeria fueron medidas en una cadena de once estaciones, dentro del intervalo (-450 km, 450 km) alrededor del ecuador magnético, por Ogbuehi y Onwumechilli (ver la recopilación realizada por Onwumechilli, 1967). En el presente trabajo se han seleccionado las observaciones de Ogbuehi (1964) durante el equinoccio de Septiembre de 1962 (ver figura VI.1).

Para que los resultados sean comparables con los obtenidos

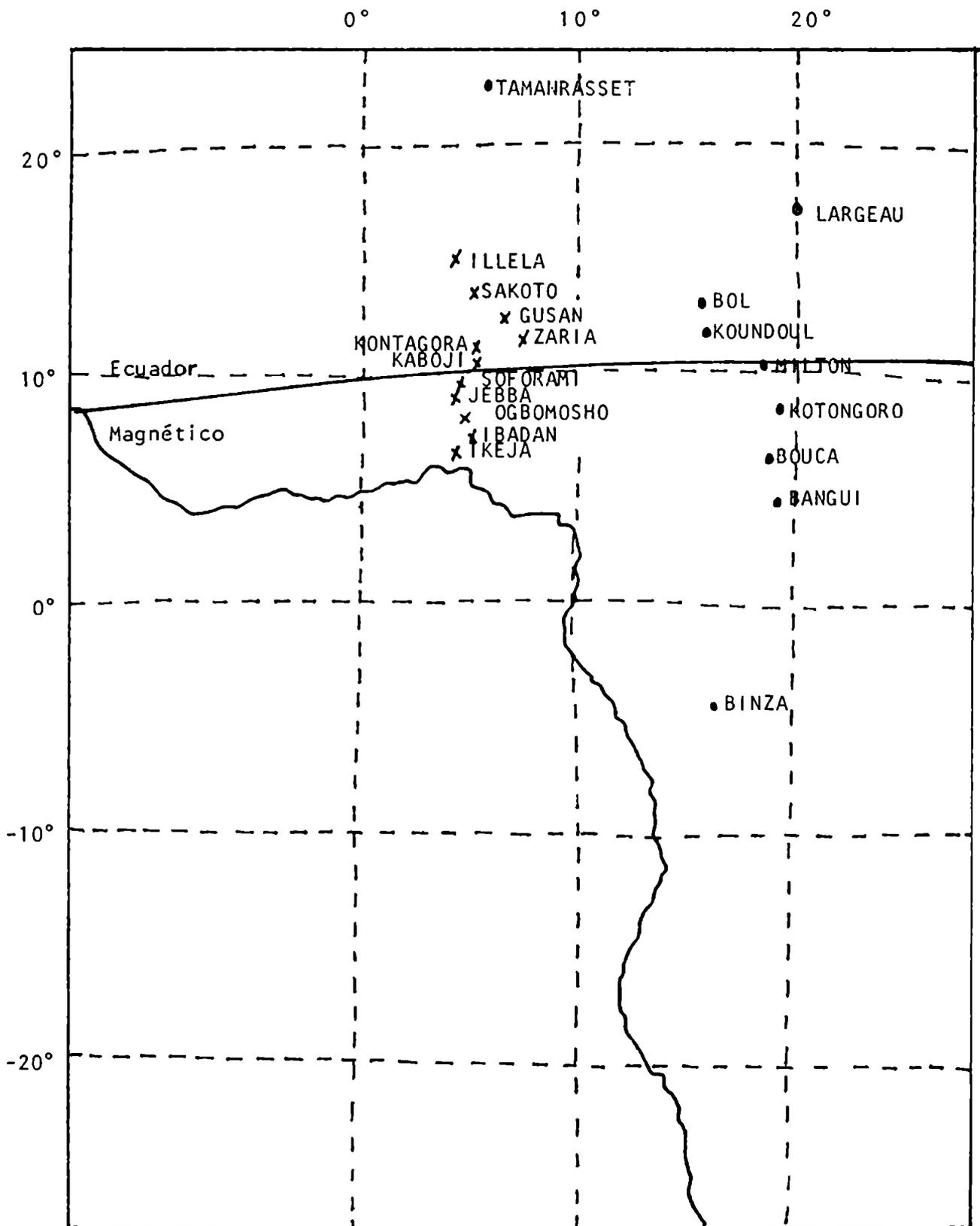


FIGURA VI.1

Ubicación de las estaciones usadas por Ogbuehi y Onwumehilli (ver Onwumehilli, 1967) (cruces) y por Fambitakoye (1973) (puntos)

en otras zonas, en particular con la zona peruana, los datos se han normalizado para dar una componente horizontal de 100 nT a 140 km al norte del ecuador peruano.

Los datos así normalizados y el perfil resultante se muestran en la figura VI.2

### VI.3 Separación de las v.g.d.

#### VI.3.1 Componente horizontal

Como ya se comentó en el Capítulo II, el método introducido por Siebert y Kertz (1957) de transformadas integrales se puede aplicar a cualquier campo siempre que exista un "perfil permitido" a lo largo del cual la derivada normal de la componente del campo perpendicular a este perfil pueda ser despreciada. En particular, en la zona Nigeriana, cualquier perfil norte-sur es un perfil permitido (ver Onwumechilli, 1967) y lo tanto se puede aplicar en esta zona.

A fin de calcular la transformada de Hilbert de la componente vertical del campo total, dada por la ec.(II.5) es necesario, como ya se vio, completar el perfil medido continuándolo en forma adecuada. En la zona de Perú se continuó la componente vertical del campo con datos **provenientes** de otras longitudes en condiciones solares **equivalentes**. Como en esta zona no sólo el campo magnético se conoce mejor sino que también se ha medido la corriente externa, se pudo probar la validez de esta continuación. Por lo tanto, se completó el perfil de la componente vertical en Nigeria del mismo modo. El

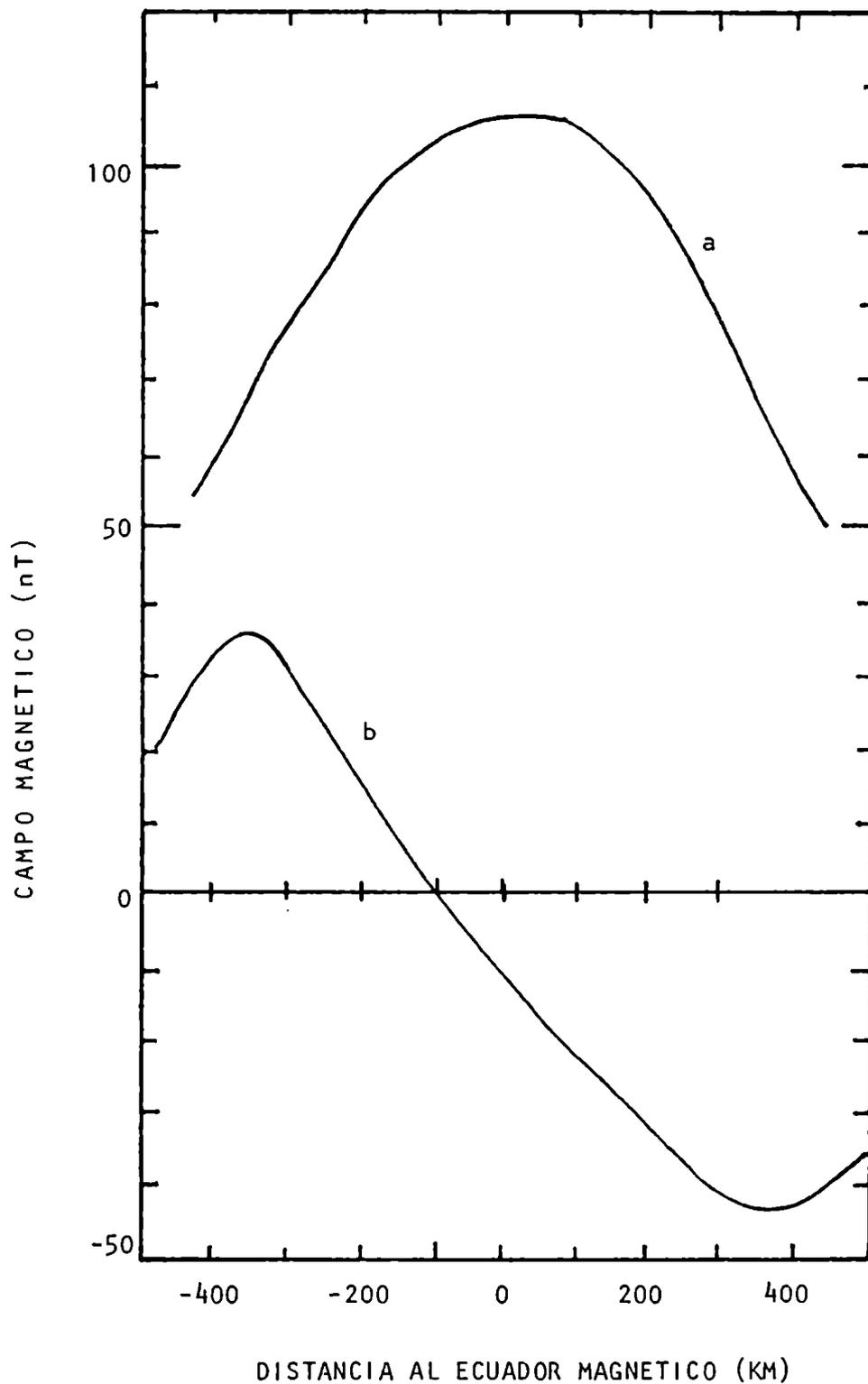


FIGURA VI.2

La componente horizontal (a) y la vertical (b) de las v.g.d. medidas en Nigeria por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) normalizadas para dar 100 nT a 140 km al norte del ecuador.

resultado se muestra en la figura VI.3

Una vez calculada la transformada de Hilbert de  $\mathcal{Z}$  se obtienen las partes externa,  $\mathcal{H}_e$ , e interna,  $\mathcal{H}_i$ , de la componente horizontal,  $\mathcal{H}$ , a partir de las ecs. (II.7.a) y (II.7.b) respectivamente.

En las ecs. (II.6) y (II.7) y en las siguientes el sistema de referencia es análogo al usado en los Capítulos II y III, es decir,  $x, y, z$  son las coordenadas cartesianas en las direcciones norte-sur, este-oeste y vertical respectivamente.

En la Figura VI.4 se muestran los resultados obtenidos al resolver las ecuaciones (II.7.a) y (II.7.b). En la figura VI.5.a se graficó la parte interna junto con los resultados previos obtenidos por Onwumechilli (1967).

### VI.3.2 El sistema de corrientes ionosféricas

Se ha demostrado en los Capítulos anteriores que la corriente ionosférica puede ser representada por la suma de un sistema localizado,  $\vec{J}_j$ , y uno extenso,  $\vec{J}_p$ , dados por:

$$\vec{J}_j(x, z) = \begin{cases} J_{0j} (1 - x^2/D^2) \delta(z+h) \hat{y} & -D \leq x \leq D \\ 0 & x \gg D; x \leq -D \end{cases} \quad (\text{VI.1})$$

y

$$\vec{J}_p(x, z) = \frac{2}{\mu_0} \left\{ C e^{-kz} \cos [k(x-x_0)] + B \right\} \delta(z+h) \hat{y} \quad (\text{VI.2})$$

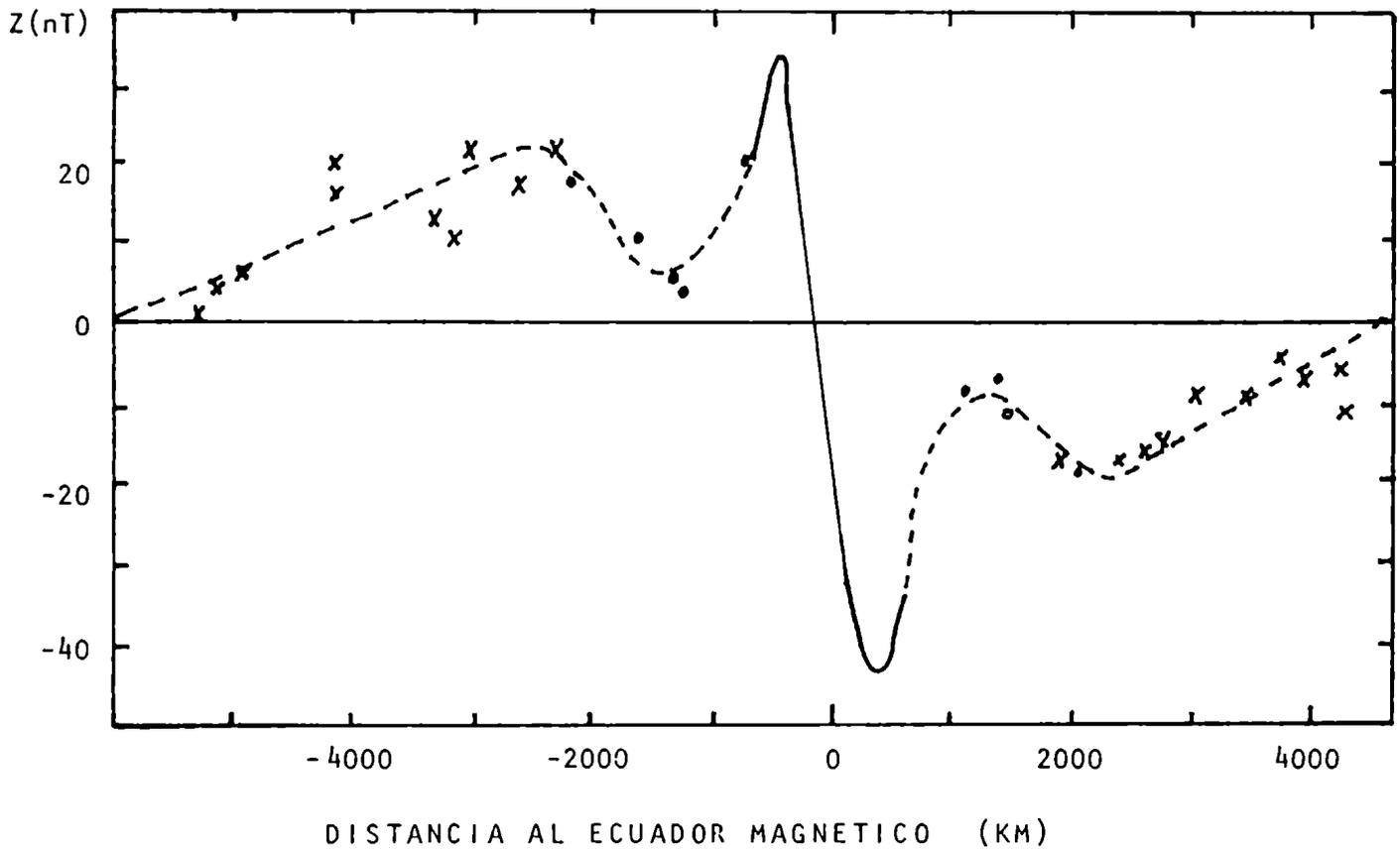


FIGURA VI.3

Continuación de la componente vertical fuera del perfil medido usada para calcular la transformada de Kertz. Las cruces representan datos del Año Polar Internacional 1932-1933 (Onwumechilli, 1967); los puntos y círculos, datos de Forbush y Casaverde (1961) y Fambitakoye (1973), respectivamente, para condiciones equinoxiales. Se han considerado sólo datos correspondientes a distancia mayores que 1000 km del ecuador magnético.

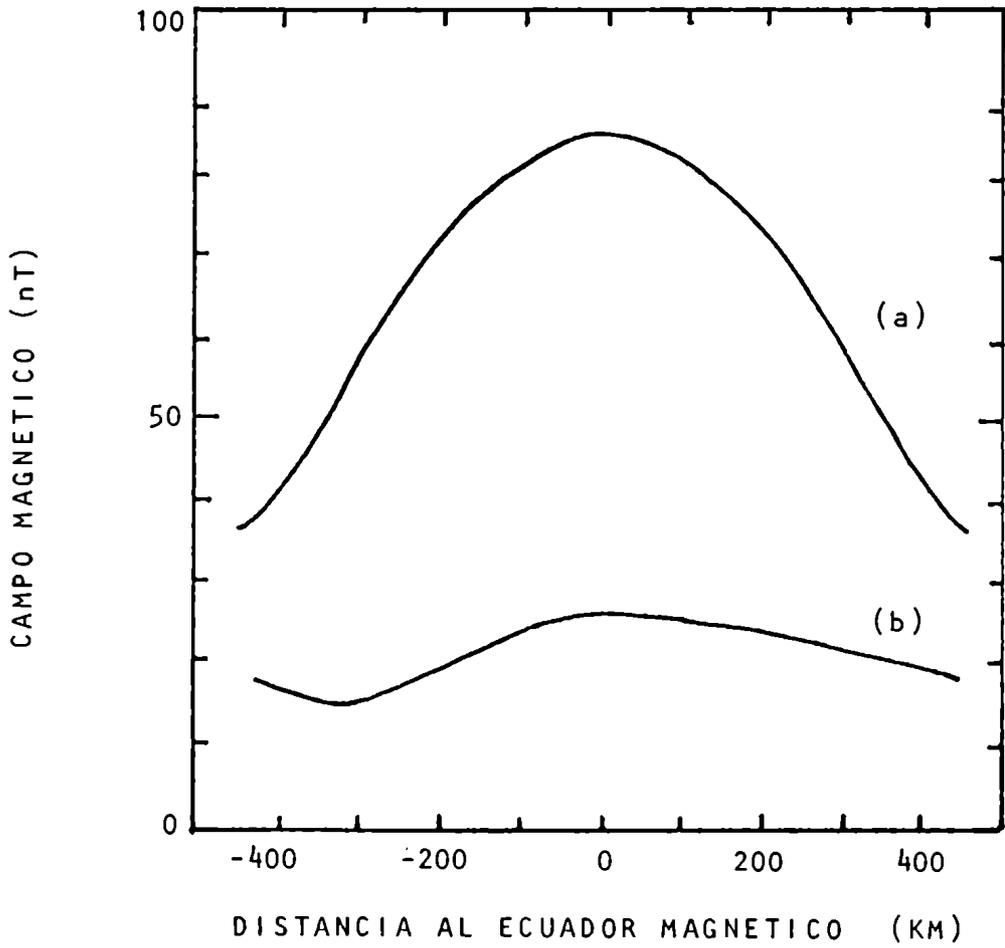
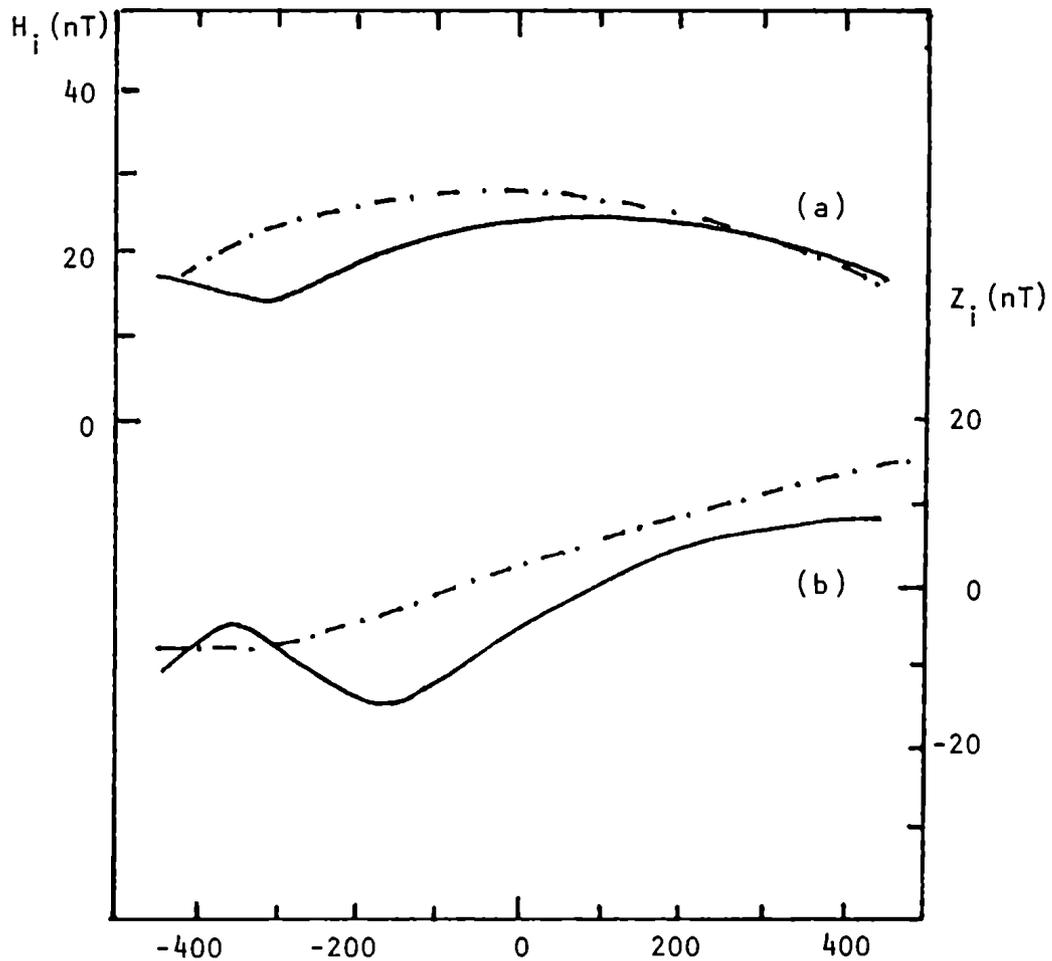


FIGURA VI.4

La parte externa (a) y la interna (b) de la componente horizontal separada a partir del campo total.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VI.5

Las componentes horizontal,  $H_i$ , (a) y vertical,  $Z_i$ , (b) de la parte interna. Curva llena: resultado obtenido en este trabajo. Curva de raya y punto: resultado obtenido por Onwumechilli (1967).

donde  $\gamma_{0j}$ ,  $D$ ,  $C$ ,  $B$ ,  $k$  y  $\chi_0$  son los parámetros a determinar a partir del campo externo.

En el Capítulo III se encontró que en la zona de Perú, el número de onda,  $k$ , era igual a  $7,6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$  y  $(C-B)$  igual a 13 nT, que representa la componente horizontal del campo planetario externo en  $\chi = 2\pi/k$ , que es un punto muy alejado del intervalo medido y en una zona donde se supone que el campo magnético está bien representado por el campo planetario.

Dado que en la zona de Nigeria el intervalo en el cual se han realizado las mediciones es mucho menor, no es posible hallar los valores de  $k$  y de  $(C-B)$ ; por lo tanto se les va a asignar a estos parámetros, los mismos valores que los hallados para la zona peruana. Así, a partir de la ec. (VI.2) se obtiene que:

$$C = \frac{H_0^p + 13 \text{ nT}}{2} \quad (\text{VI.3a})$$

$$B = \frac{H_0^p - 13 \text{ nT}}{2} \quad (\text{VI.3b})$$

donde  $H_0^p = (C+B)$  es la amplitud de la componente horizontal del campo planetario externo en  $\chi = \chi_0$

Finalmente, a partir de las ecs. (VI.1) y (VI.2) se calcula la componente horizontal del campo magnético total, que está dada por:

$$H_e(x) = \frac{\mu_0}{2} \sum_j I_{0j} F_H(x, h) + C \cos[k(x-x_0)] + B \quad (VI.4)$$

con  $F_H(x, h)$  dada por la ec. (III.17.b) y  $C$  y  $B$  por las ecs. (VI.3.a y b) respectivamente.

Ajustando esta función con la parte externa de la componente horizontal de las v.g.d. (fig. VI.3.1) por cuadrados mínimos, se encontraron los siguientes valores para los parámetros:

$$x_0 = -200 \text{ km} \quad H_0^p = 24 \text{ nT} \quad H_0^t = \frac{\mu_0}{2} \sum_j I_{0j} F_H(0, h) = 61 \text{ nT} \quad D = 390 \text{ km}$$

con un factor de correlación  $r = 0,99$ .

### VI.3.3 Componente vertical

La parte externa se obtiene a partir de las ecs. (VI.2), (VI.3) y (VI.4), aplicando la ley de Biot-Savart:

$$Z_e(x) = \frac{\mu_0}{2} \sum_j I_{0j} F_Z(x, h) + \frac{H_0^p + 13 \text{ nT}}{2} \sin[k(x-x_0)] \quad (VI.5)$$

con  $F_Z(x, h)$  dada por la ec. (III.17.a) y  $\sum_j I_{0j}$ ,  $H_0^p$  y  $x_0$ , los parámetros hallados en la sección anterior.

Restando la parte externa,  $Z_e$ , así obtenida de la componente vertical del campo medido,  $Z$ , se obtiene la parte interna,  $Z_i$ :

La figura (VI.5.b) muestra la parte interna obtenida junto con el resultado obtenido por Onwumechilli (1967).

### VI.3.3 Discusión de los resultados

Para analizar las diferencias entre los resultados obtenidos en el presente trabajo y los hallados por Onwumechilli (ver fig. VI.5), hay que tener en cuenta que el método usado por este autor implica la validez de dos hipótesis previas:

- 1) que la profundidad de la capa no conductora del manto es constante, lo cual explica la forma monótona de sus perfiles respecto al obtenido aquí,
- 2) que el campo interno planetario es una fracción constante, igual a 0,4, del campo externo, que no es el valor correcto para esa zona como se demostrará más adelante.

### VI.4 Análisis de la parte interna

Observando los perfiles de las v.g.d. se puede suponer que la profundidad de la capa no conductora es constante al norte del ecuador magnético (ver fig. (VI.2.a, b) y fig. (VI.5.a, b)), por lo tanto se va a suponer el modelo sencillo para la distribución de la conductividad descrito en el Capítulo III. Usando este modelo, el campo inducido en la superficie por el sistema de corrientes dado por las ecs. (VI.1) y (VI.2) resulta:

$$H_i = \frac{\mu_0 J_0}{2} F_H(x, h+2p) + \left\{ \frac{H_0^P - 13n\pi}{2} + \frac{H_0^P + 13n\pi}{2} e^{-2kp} \cos[k(x-x_0)] \right\} \quad (VI.6a)$$

$$H_i = -\frac{H_0}{2} \gamma_{0j} F_Z(x, h+2p) - \frac{H_0^p + 13nT}{2} e^{-2kp} \sin [k(x-x_0)] \quad (\text{VI.6b})$$

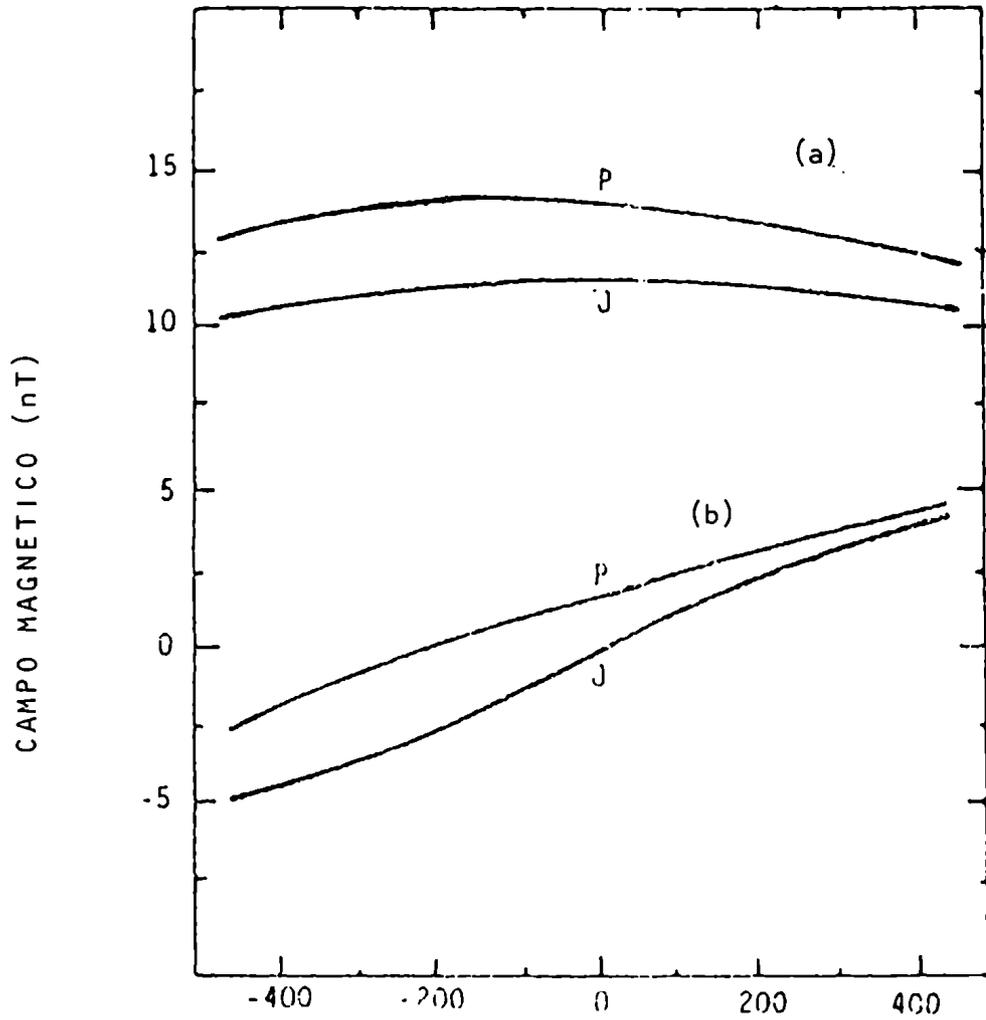
donde  $F_Z$  y  $F_H$  son las funciones definidas por las ecs. (III.17.a y b) respectivamente. Para mostrar la importancia relativa de cada término en las ecs. (VI.6.a) y (VI.6.b), ambas se han indicado en la figura (VI.6).

Como la componente horizontal se encuentra menos afectada por anomalías superficiales de la conductividad terrestre (Schmucker, 1970), es conveniente usar sólo esta componente para determinar  $p$ .

Ajustando por cuadrados mínimos el valor de  $H_i$  calculado (ec. (VI.6.a)) con el resultado obtenido al separar el campo  $H$  observado en el intervalo (-100, 400) km (ver fig. VI.4.b) se encuentra que  $p = (500 \pm 30)$  km. El resultado se muestra en la figura (VI.7.a). La componente vertical obtenida a partir de la ec. (VI.6.b) con este valor de  $p$  se ajusta también en el norte (ver fig. VI.7.b) y la notable anomalía en el sur se observa claramente en ambas componentes.

Para evaluar el error que se introduciría en el cálculo de  $p$  si los parámetros  $k$  y  $(C-B)$  tuviesen valores distintos de los asumidos, se los ha variado, encontrándose que el valor de  $k$  estimado es el que mejor ajusta ambas componentes del campo inducido y que la variación de  $p$  que resulta de variar  $(C-B)$  hasta en un 60%, siempre que  $(C+B)$  ( $C+B = H_0^p = 24 \text{ mT}$ ) se mantenga constante, es de un 15%.

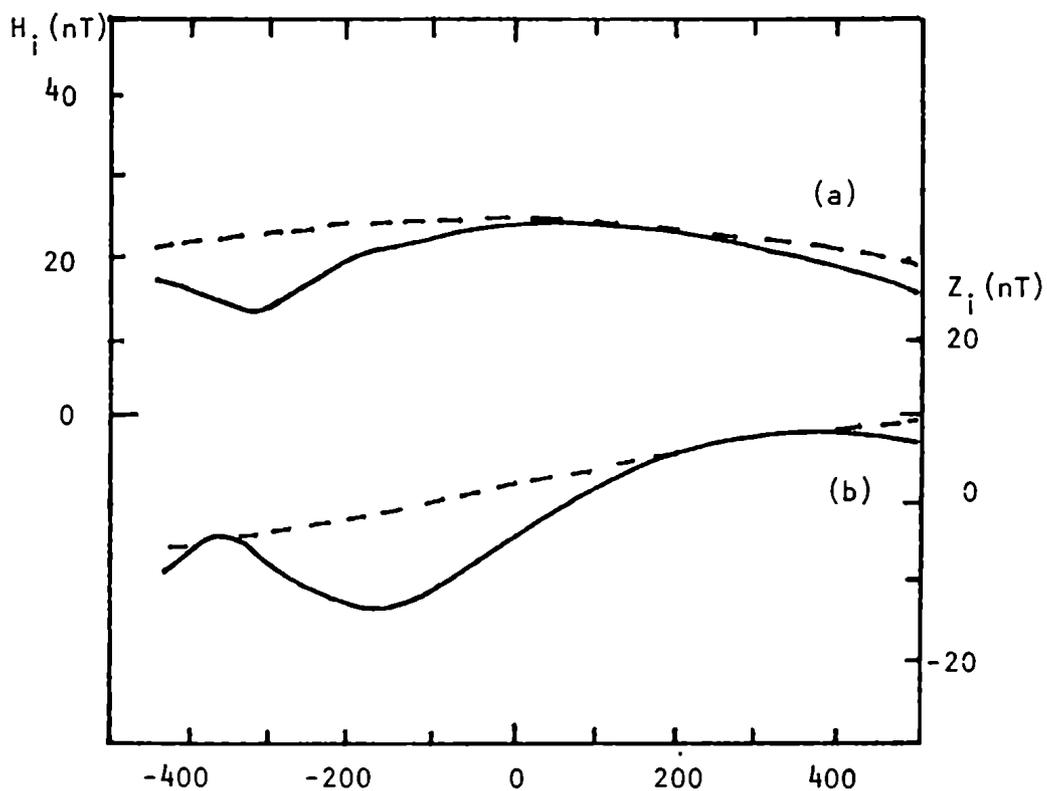
Ogbuehi y Onwumechilli (1964) encontraron que  $p = 200 \text{ km}$ ,



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VI.6

Contribuciones planetaria (P) y localizada (J) a la componente horizontal (a) y vertical (b) de la parte interna de las v.g.d. calculadas con  $p = 500$  km



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VI.7

Componentes horizontal,  $H_i$ , (a) y vertical,  $Z_i$ , (b) de la parte interna. Curva llena: obtenida de las v.g.d. Curva de rayas: calculadas con  $p = 500$  km.

un valor mucho más pequeño que el hallado aquí. La principal causa de esta diferencia es que esos autores subestiman la componente horizontal del campo planetario inducido, porque supone<sup>n</sup> que éste es una fracción de 0,4 de la componente horizontal del campo planetario externo, que es la hipótesis usual cuando se trata de v.g.d. en zonas ecuatoriales (p.e., Forbush y Casaverde, 1961, Onwumechilli, 1967; Fambitakoye y Mayaud, 1976); de hecho, el valor de esta fracción encontrado en este trabajo depende con la latitud y su promedio en el intervalo medido es de 0,6.

El valor asumido usualmente de 0,4, como ya comentamos en el Capítulo II, corresponde a un promedio global de la profundidad de la capa no conductora de 600 km, mayor que el encontrado en este trabajo para la zona de Nigeria. Esto, junto con el hecho de que aquí se obtuvo que esta fracción varía con la latitud, explica la diferencia entre el presente resultado, de 0,6, y la hipótesis usual, de 0,4.

#### VI.5 Efecto de costa

La figura VI.1 muestra la posición de las estaciones donde Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) midieron las v.g.d.. En esta zona, el ecuador magnético, y por lo tanto la corriente ionosférica son prácticamente paralelas a la costa, mientras que la cadena de estaciones es perpendicular a ésta, de modo que el efecto de costa, según se vio en el Capítulo IV, debería ser mayor en las estaciones cercanas a ésta.

Para calcular este efecto, se va a usar el modelo descrito en el Capítulo IV, con los mismos parámetros para representar el océano, y con el sistema de corrientes hallado en la sección VI.3.2. Teniendo en cuenta este sistema, los parámetros en la ec. (IV.2.4) que mejor reproducen la componente vertical del campo localizado son:

$$I_{0j} = 1,24 \times 10^5 \text{ Am} \rho \quad h = 300 \text{ km}$$

En esta zona  $d \approx 500 \text{ km}$  y  $\rho = 500 \text{ km}$  en el norte del intervalo pero aumenta bruscamente hacia el sur, de modo que se ha variado este parámetro entre 500 km y 1000 km; se encontró que el efecto de costa disminuye con  $\rho$ , pero de todas formas esta fluctuación no supera el 7%, por lo que se eligió  $\rho = 600 \text{ km}$ .

La figura VI.7 muestra la componente vertical del campo inducido producido por el electrochorro,  $Z_0^d$ , (fig. VI.7a) y por la corriente extensa,  $Z_0^p$ , (fig. VI.7.b).

La intensidad cerca de la costa es de 1,5 nT para  $Z_0^d$  y de 1 nT para  $Z_0^p$  y disminuye, a medida que se aleja de la costa dentro del continente, siendo despreciable más allá de los 300 km y de los 100 km, respectivamente, de la costa.

Las componentes horizontales son despreciables en ambos

En resumen, la contribución total a la componente vertical es de 2,5 nT para la estación más cercana a la costa y decrece rápidamente a medida que se aleja de ésta, siendo despreciable para

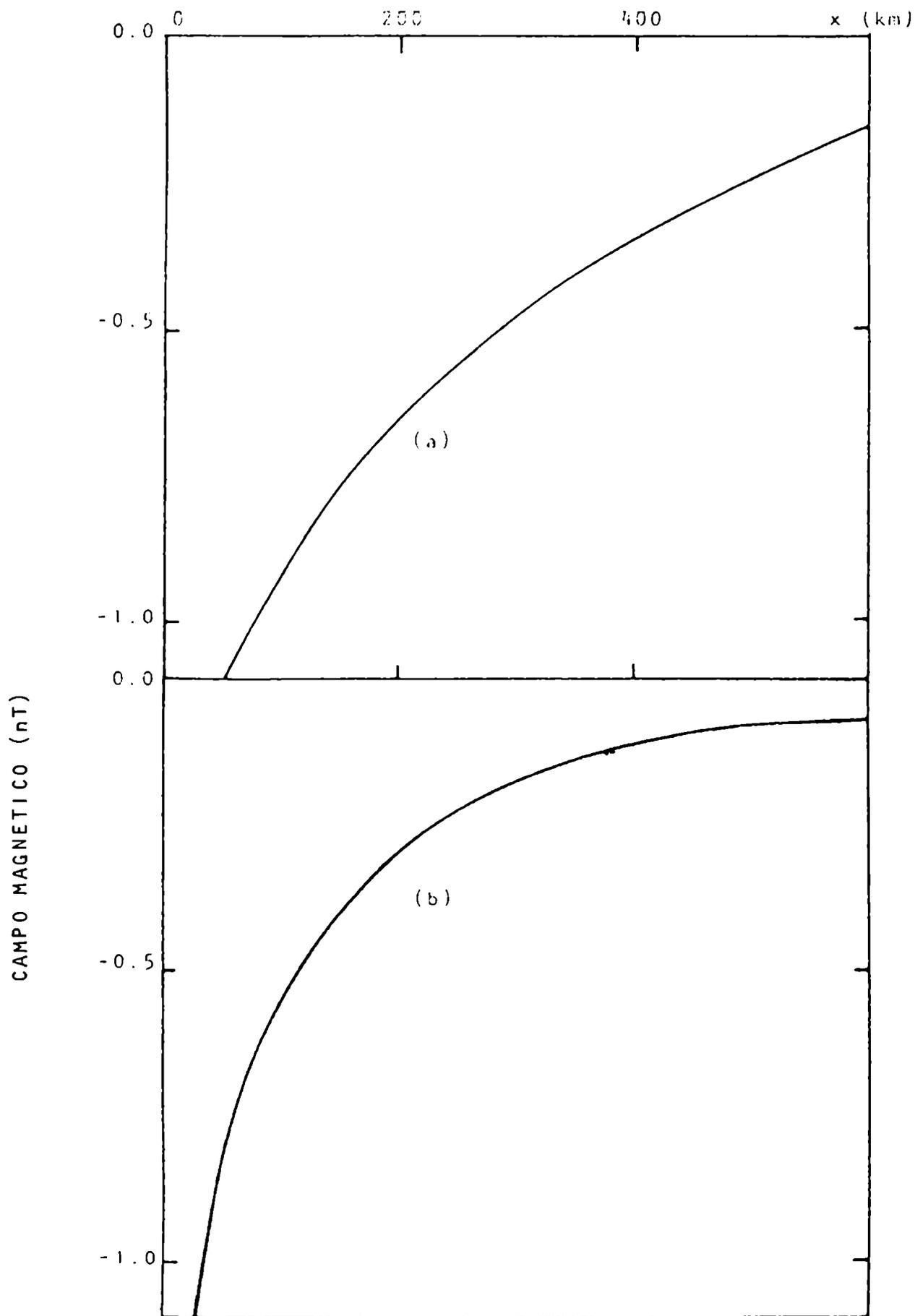


FIGURA VI.8

Componente vertical del campo inducido producido por el electrochorro,  $Z_0^J$  (a) y por la corriente extensa,  $Z_0^P$  (b).

estaciones ubicadas a una distancia de aproximadamente 300 km desde la costa.

#### VI.6 Conclusiones

Se ha visto en la sección anterior que la anomalía observada en ambas componentes, al sur del ecuador magnético no puede ser debida sólo a la presencia del océano, ya que éste afecta en forma apreciable sólo a la componente vertical y aún así no alcanza a explicarla.

Dado que el perfil medido está orientado en la dirección norte-sur, una anomalía apreciable no sólo en la componente vertical sino también en la horizontal implica la presencia de una discontinuidad prácticamente latitudinal en  $\rho$ , ya que si ésta fuera paralela al perfil medido no se detectaría en la componente horizontal. Dado que la cadena de mediciones abarca un intervalo pequeño, no es posible determinar la extensión de la anomalía. Para un mejor análisis de la configuración de la zona, es necesario contar con una cadena más larga de estaciones. En Africa Central, en una zona relativamente cercana a Nigeria, Fambitakoye (1973) midió las v.g.d. en una extensa cadena de estaciones; en el siguiente Capítulo se las analizará, lo cual permitirá obtener mayor información acerca de la distribución del manto en la zona ecuatorial africana.

# CAPITULO VII

APLICACION A AFRICA CENTRAL

### VII.1 Introducción

Los métodos para analizar las v.g.d., explicados en los Capítulos II, III, IV y V, que permiten investigar las anomalías en la conductividad de la tierra, serán aplicados en este Capítulo a la zona de Africa Central, donde Fambitakoye (1973) midió las v.g.d. en una extensa cadena alrededor del ecuador magnético. Se compararán luego los resultados con los obtenidos en la zona de Nigeria.

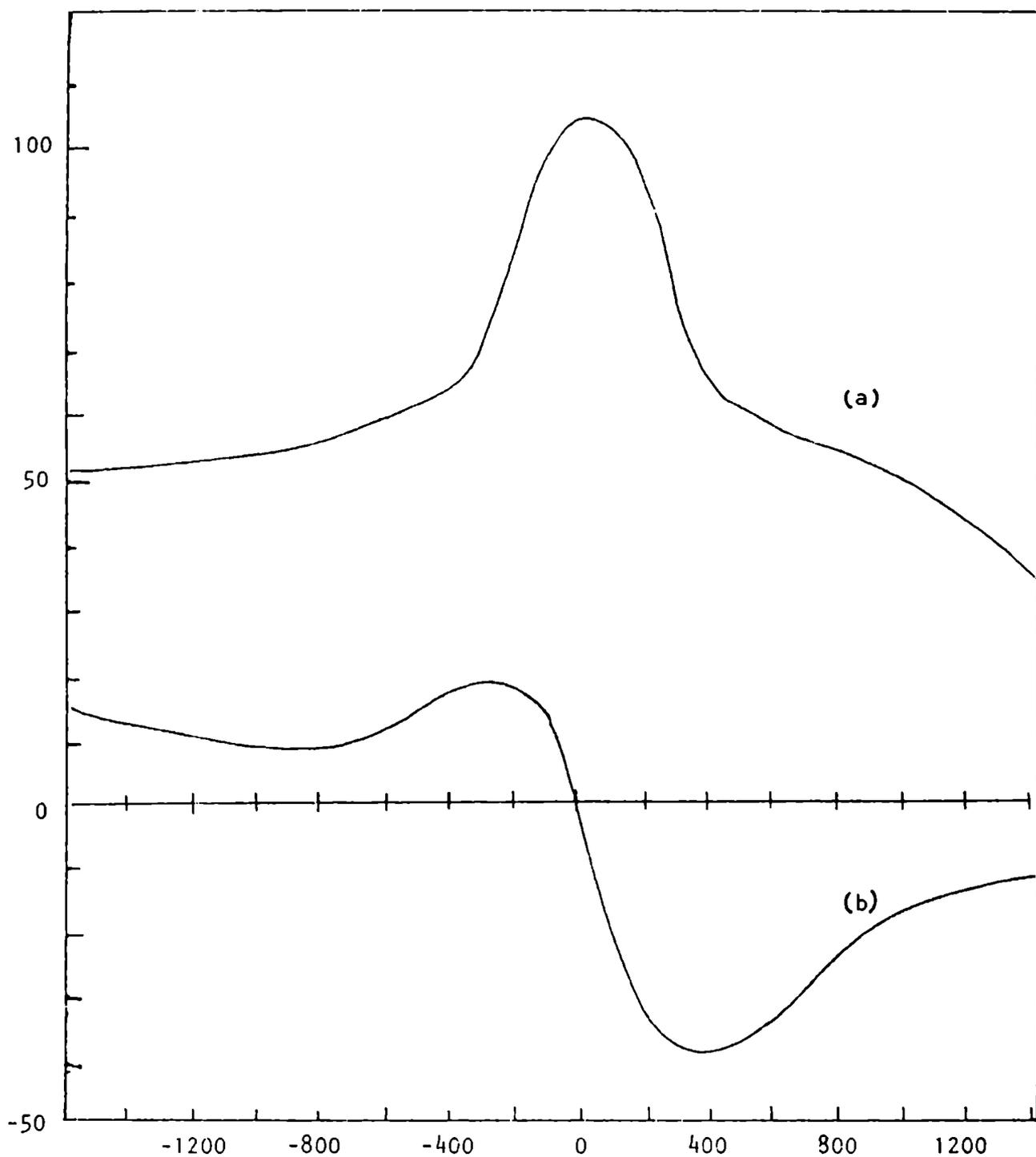
### VII.2 Datos utilizados

Las v.g.d. en Africa Central fueron medidas por Fambitakoye (1973) en una cadena de nueve estaciones que cubren el intervalo latitudinal de (22°48'N, -0,4°23'S) alrededor del ecuador magnético (ver figura VI.1). Todos los datos han sido normalizados como en los anteriores casos. Los perfiles resultantes se muestran en la figura VII.1.

### VII.3 Separación de las v.g.d.

#### VII.3.1 Componente horizontal

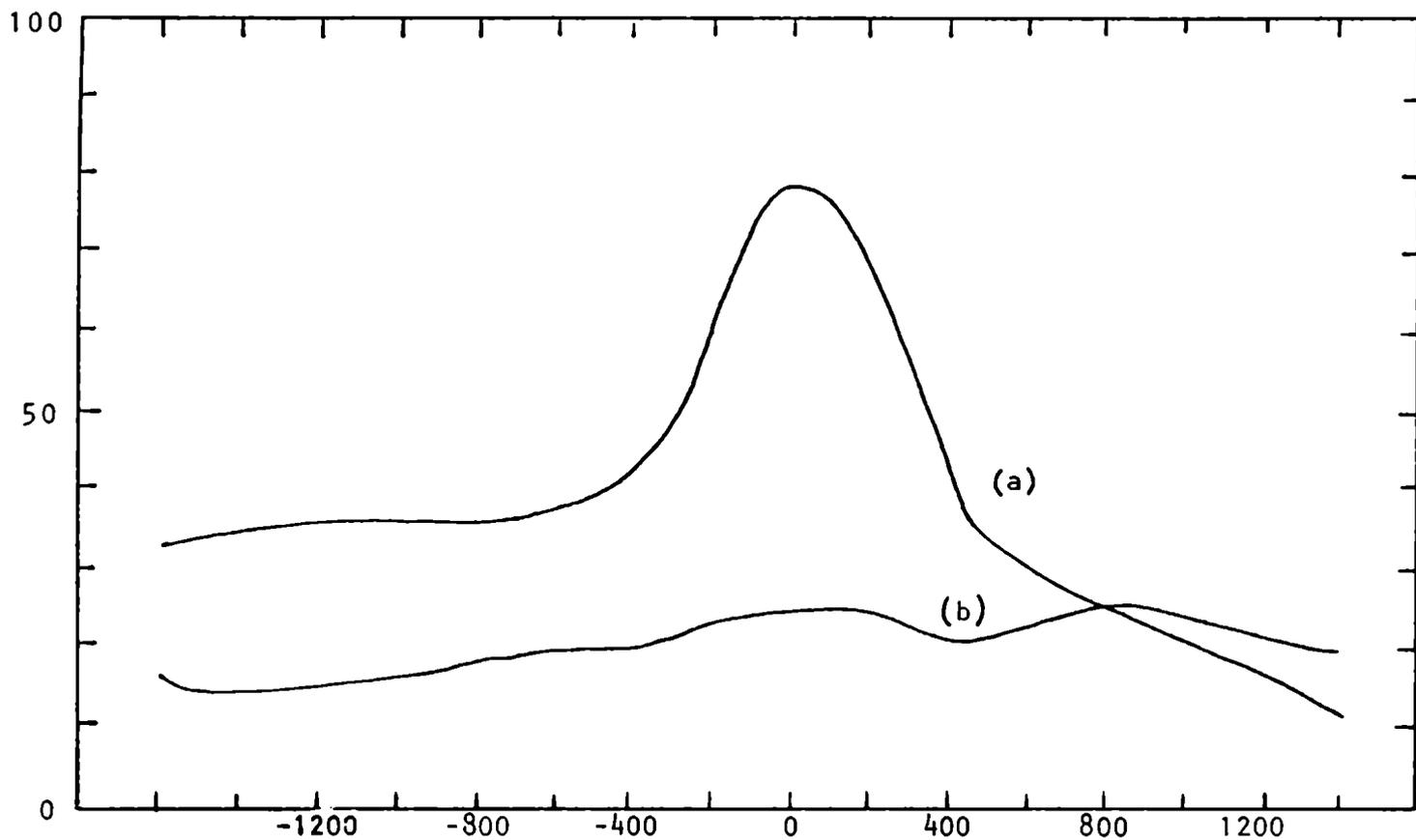
Las partes externa,  $H_e$ , e interna,  $H_i$ , de la componente horizontal,  $H$ , se obtienen aplicando el método de Kertz descrito en el Capítulo II. Los resultados se muestran en la figura VII.2.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VII.1

La componente horizontal (a) y vertical (b) de las v.g.d. medidas por Fambitakoye (1973) en Africa Central, normalizadas para dar 100 nT a 140 km del ecuador magnético.



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VII.2

Las partes externa,  $H_e$ , (a) e interna,  $H_i$ , (b) de la componente horizontal separada a partir del campo horizontal total.

### VII.3.2 Sistema de corrientes

Como se vió en los Capítulos anteriores, la corriente ionosférica se puede representar por la suma de un sistema localizado,  $J_j'$ , y uno extenso,  $J_p$ , dados por las ec. III.3 y III.2 respectivamente, los que producen un campo, cuya componente horizontal está dada por la ec. (VI.4). Ajustando esta ecuación con la parte externa de la componente horizontal (fig. VII.2.a), se obtienen los valores de los parámetros. Se encontró que sólo es posible un buen ajuste si el centro del electrochorro está desplazado una distancia  $x_j$  del ecuador magnético; por lo tanto, en la ec.(III.18.b), hay que reemplazar  $x$  por  $(x-x_j)$ , siendo ahora  $x_j$  otro parámetro a determinar. Usando el método de cuadrados mínimos se encontró que:

$$C = 19 \text{ nT} \quad B = 15 \text{ nT} \quad x_0 = -700 \text{ km} \quad K = 7.6 \times 10^{-4} \text{ km}^{-1}$$

$$H_0^j = \frac{\mu_0}{2} J_0^j F_H(0, w) = 47.5 \text{ nT} \quad D = 350 \text{ km} \quad x_j = 40 \text{ km}$$

con un factor de correlación dado por  $\rho = 0,998$ .

En la figura VII.3 se muestran la componente horizontal calculada con estos parámetros y la parte externa de la componente horizontal de las v.g.d. (ver fig. VII.2).

### VII.3.3 Componente vertical

El sistema de corrientes representado por las ec. III.2 y III.3 producen un campo cuya componente vertical,  $B_e$ , está dada por la suma de las ecs.(V.22) y (III.1.a) respectivamente. Resolviendo esta ecuación con los valores de los parámetros hallados

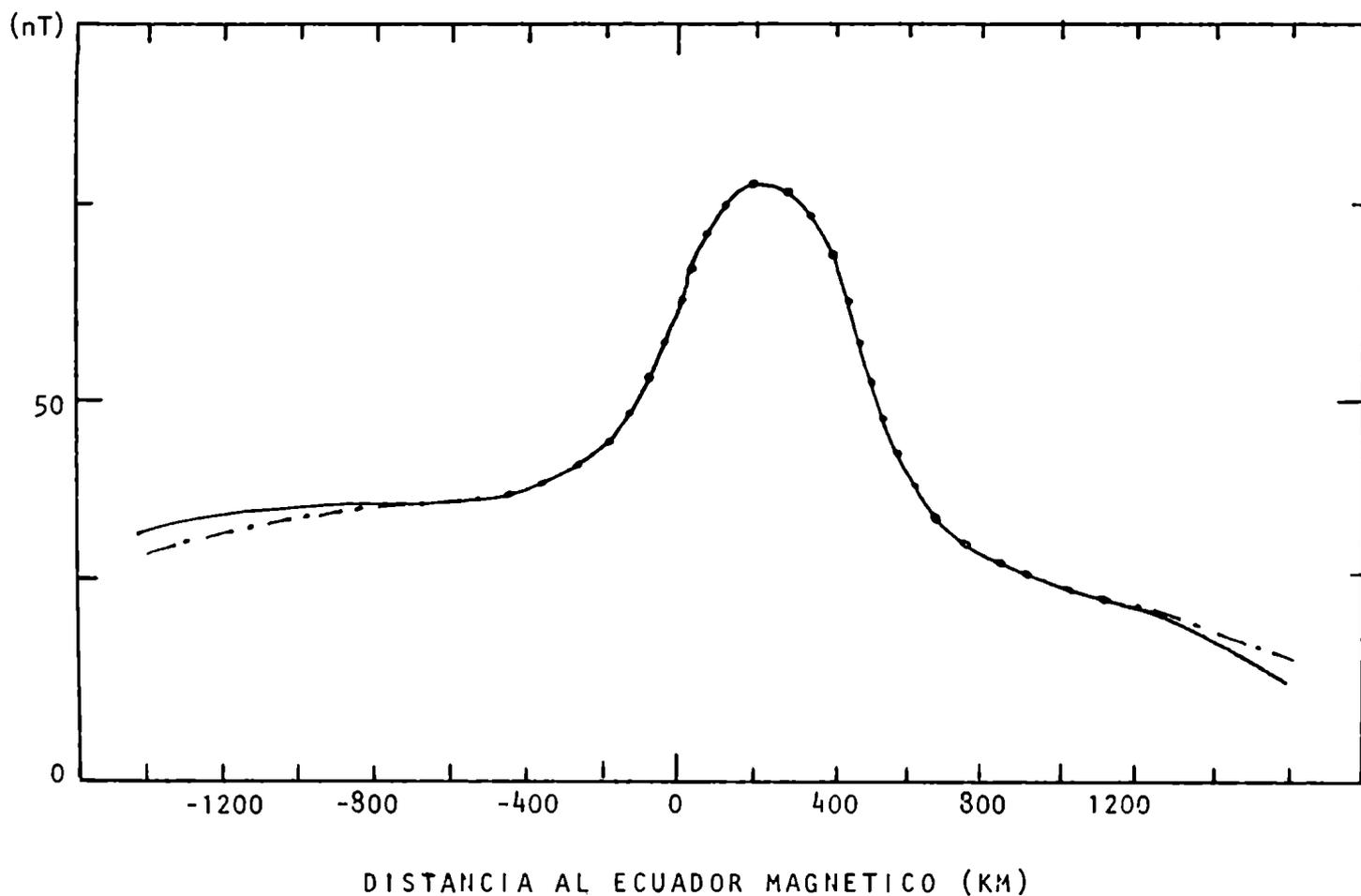


FIGURA VII.3

La parte externa de la componente horizontal,  $H_e$ .  
 Curva llena: obtenida a partir del campo total.  
 Curva de punto y raya: calculada con el modelo de densidad de corriente propuesto en el texto

en la sección previa, se obtiene  $H_e$ . Restándolo de la componente vertical del campo medido (fig. VII.1.b), se obtiene la parte interna,  $H'_i$  (fig. VII.4.b).

#### VII.4 Análisis de la parte interna

Un análisis cualitativo de las partes externa e interna de la componente horizontal (ver fig. VII.2) muestra claramente una diferencia en la profundidad de la capa no conductora a lo largo del perfil medido, siendo mayor al sur del ecuador, donde la parte externa es casi el doble de la interna, que al norte, donde la parte interna es levemente mayor que la externa.

La profundidad de la capa no conductora parece ser constante en los intervalos (-1200 km, -400 km) y (600 km, 1300 km); por lo tanto, en estas zonas se usará el modelo sencillo de dos capas, una no conductora, de profundidad  $p$ , y otra debajo de ésta, de conductividad infinita, que ya fuera descrito en los Capítulos III y VI. Entonces, usando este modelo, la componente horizontal del campo inducido por el sistema de corrientes dado por las ecs. (III.2) y (III.3), queda representado por:

$$H_i = \frac{\mu_0}{2} \sum_j I_{0j} F_H(x-x_j, h+2p) + B + C e^{-2kP} \cos [k(x-x_0)] \quad (\text{VII.1})$$

con  $F_H$  dado por la ec. (III.17.b).

Usando los parámetros obtenidos en la sección VII.3.2, se obtiene  $p$  ajustando la ec. (VII.1) con la parte interna (fig. VII.2.b) por cuadrados mínimos, obteniéndose que la profundidad de

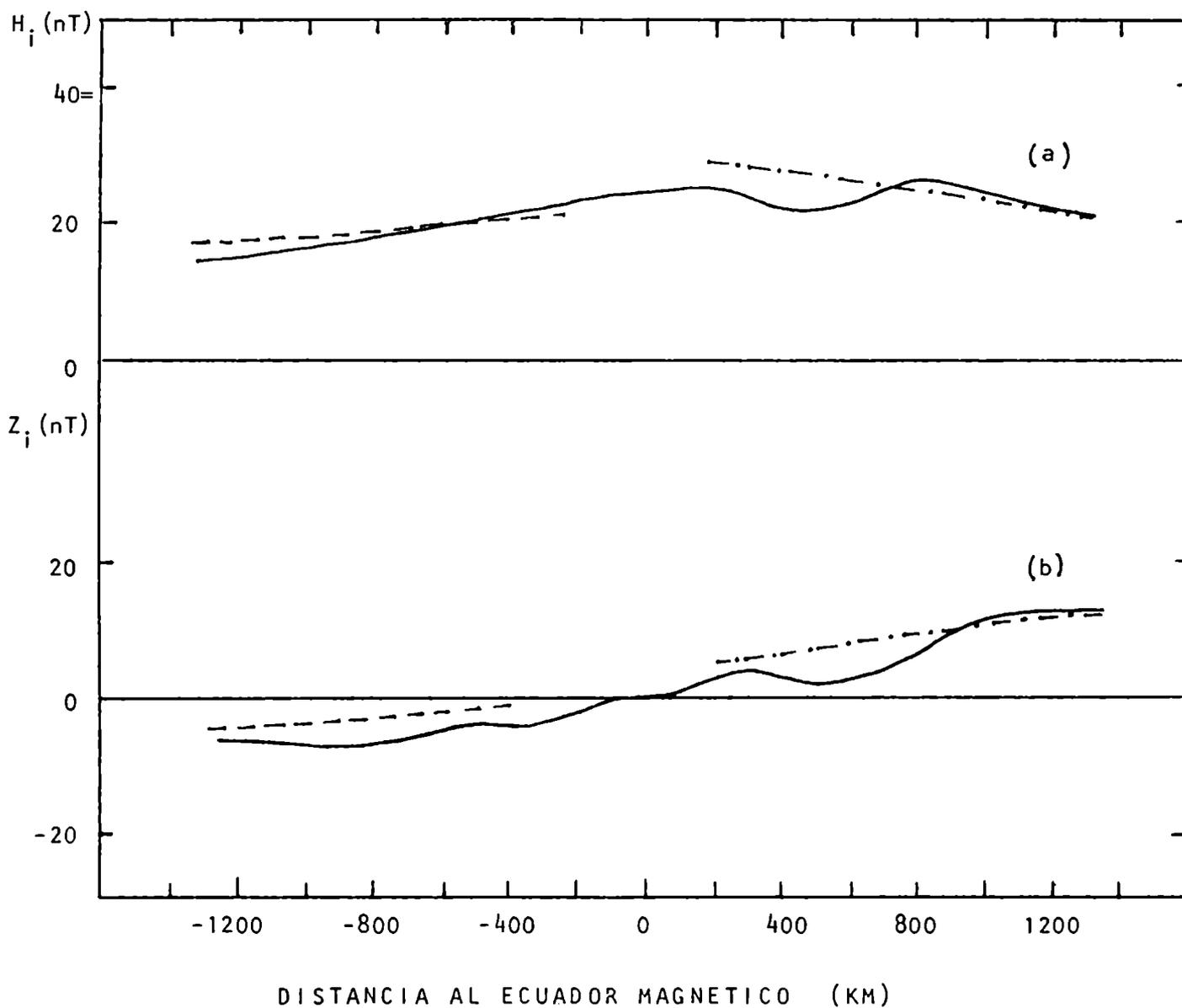


FIGURA VII.4

Componente horizontal,  $H_i$ , (a) y vertical,  $Z_i$ , (b) de la parte interna. Curva llena: obtenidos a partir del campo total. Curva de trazos: calculadas con  $p = 1000$  km. Curva de punto y raya: calculada con  $p = 500$  km.

la capa no conductora es igual a 500 km en el intervalo norte y a 1000 km en el sur. El resultado se muestra en la figura VII.4a.

Con el modelo citado, la componente vertical del campo inducido está dada por:

$$Z_i = -\frac{\mu_0}{2} \sum_j I_j F_z(x-x_j, h+2p) - C e^{-2kp} \sin [k(x-x_0)] \quad (\text{VII.2})$$

con  $F_z$  dado por la ec.(III.17.a).

El campo calculado usando esta ecuación y el valor de  $p$  hallado para cada zona, se muestra en la figura VII.4.b, junto con la parte interna de las v.g.d.

Si se compara los resultados obtenidos en esta zona con los de Nigeria se observa que la profundidad al norte del ecuador es la misma ( $p \approx 500$  km) y que la anomalía que comienza a detectarse al sur del ecuador en Nigeria, también se observa ya extendida hacia el sur, en Africa Central. La figura VII.5 muestra un mapa tectónico simple de la zona y se puede observar que esta discontinuidad en  $p$  podría estar correlacionada con la transición entre la plataforma y el escudo continental.

#### VII.5 Efecto producido por inhomogeneidades en el manto

Dado el desnivel hallado en la profundidad de la capa no conductora, se estudiará ahora el efecto producido por un manto de contorno irregular para poder explicar el comportamiento anómalo de las v.g.d.. Para esto se va a usar el modelo de conductividad descrito en el Capítulo V: un manto con una elevación semielíptica

(ec. V.19) junto con el sistema de corrientes dado por la ec.(V.18), cuyos parámetros  $J_{op}$ ,  $J_{of}$ ,  $x_p$ ,  $D$  y  $k$  son los obtenidos en el párrafo VII.3.2 y el restante parámetro,  $x_0$ , y los correspondientes a la descripción del manto,  $\rho$ ,  $\Gamma_v$  y  $\Gamma_H$ , se obtienen por cuadrados mínimos ajustando la componente horizontal del campo inducido así calculado con la correspondiente componente de la parte interna de las v.g.d..

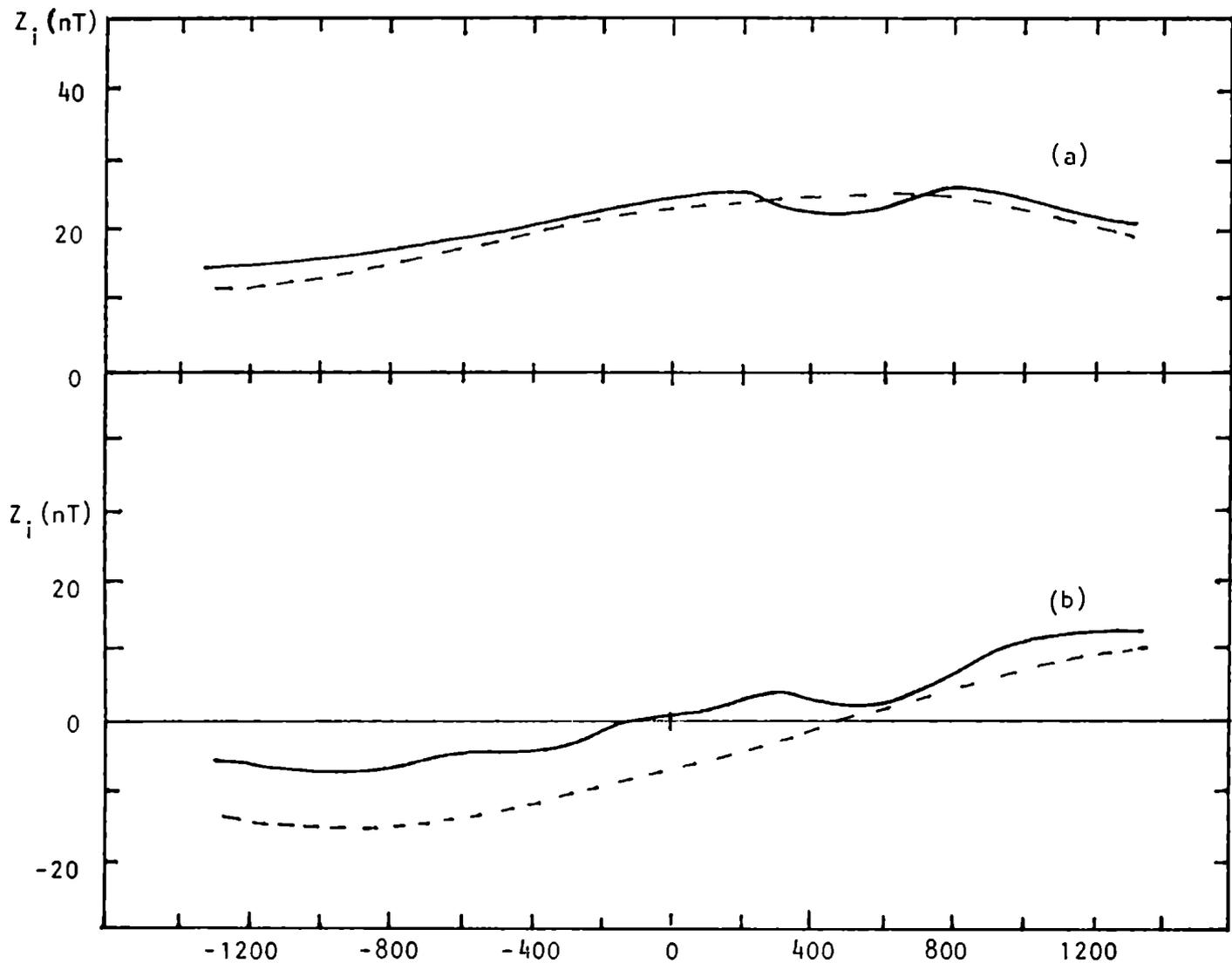
El resultado se muestra en la figura VII.6.a, siendo los valores obtenidos para los parámetros los siguientes:

$$x_0 = -(4500 \pm 200) \text{ km} \quad \rho = (1000 \pm 100) \text{ km}$$

$$\Gamma_H = (5000 \pm 300) \text{ km} \quad \Gamma_v = (600 \pm 100) \text{ km}$$

Con estos parámetros se calcula la componente vertical del campo inducido. El resultado se muestra en la figura VII.6.b, junto con la componente vertical de la parte inducida de las v.g.d., hallada en la sección VII.3.3.

En la figura VII.6.a se observa un buen ajuste en la componente horizontal, lo cual confirma la existencia de un fuerte gradiente latitudinal en  $\rho$ . Se observa también una anomalía localizada, centrada alrededor de los 600 km al norte del ecuador magnético; además, dado que en los extremos del perfil el campo calculado está por debajo del medido, esto parece indicar que al sur el manto vuelve a subir. Si se observa la componente vertical, (figura VII.6.b) estas consideraciones se confirman, ya que la anomalía también es evidente en esta componente (nótese que, mientras en  $H_i$



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VII.5

Componentes horizontal,  $H_i$ , (a) y vertical,  $Z_i$ , (b) de parte interna de las v.g.d. (curva llena) y las calculadas usando el modelo de conductividad descrito en la fig. V.1b (curva de trazos).

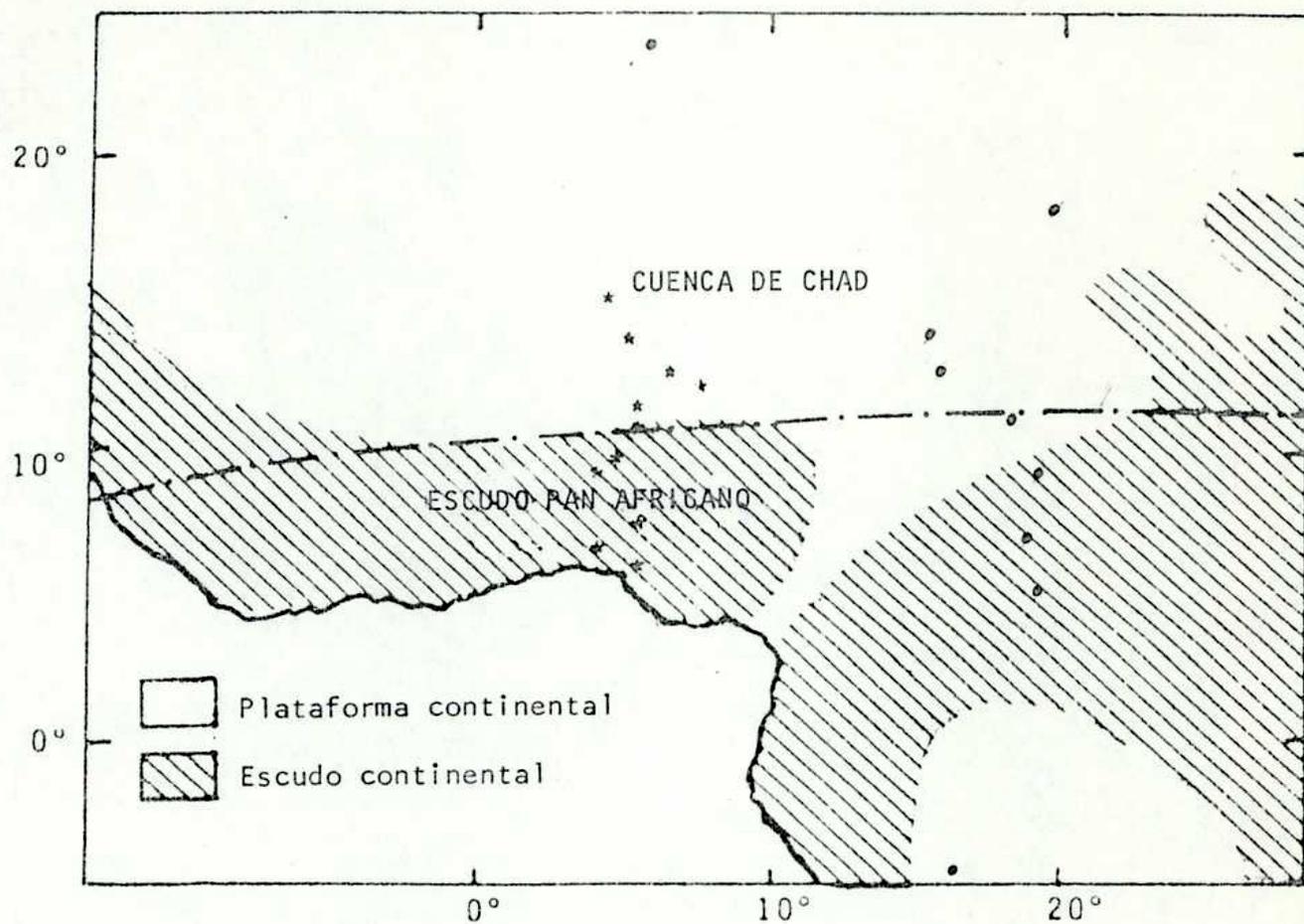


FIGURA VII.6

Mapa tectónico simple de la zona ecuatorial sudafricana. Los asteriscos indican la posición de las estaciones utilizadas por Ogbuehi y Onwumechilli (ver Onwumechilli, 1967) y los puntos las utilizadas por Fambitakoye (1973).

es antisimétrica alrededor de  $x \sim 600$  km, en  $Z_i$  es simétrica) y además, también se comprueba la diferencia en  $P$  en el extremo sur del perfil. Dado que en la componente vertical las anomalías afectan una zona más amplia, esto explica la mayor diferencia entre el campo calculado y el medido, en esta componente respecto de la horizontal.

## CAPITULO VIII

CORRELACION ENTRE LAS ANOMALIAS EN LA CONDUCTIVIDAD, LAS  
ESTRUCTURAS TECTONICAS BASICAS Y LA CORRIENTE IONOSFERICA

### VIII.1 Introducción

La corriente del electrochorro deducida de las velocidades de fase de irregularidades en la región E medidas con el radar de dispersión muestran en algunos casos, y contrariamente a lo esperado, grandes variaciones en la dirección este-oeste (Basley, 1969; Crochet y otros, 1976). Basley propuso como una de las causas más probables de este fenómeno la influencia de factores geográficos.

En los capítulos anteriores se han obtenido perfiles norte-sur de la corriente integrada en el electrochorro a partir del análisis de las v.g.d.. Estos perfiles aportan evidencias adicionales acerca del problema señalado por Basley (1969), puesto que corresponden a zonas próximas a las que se hallan ubicados los radares, y se ha estudiado además la parte interna de las v.g.d. lo cual da información acerca de la distribución de la conductividad de la tierra.

Por lo tanto, en este Capítulo se sintetizan y discuten tanto los resultados de radar como los obtenidos de las v.g.d. y luego se los correlaciona con un mapa tectónico simple de América del Sur y Africa, que son las zonas donde se han obtenido ambas series de datos.

### VIII.2 La velocidad de fase de irregularidades en la región E

La velocidad de fase,  $v_f$ , de las irregularidades se deduce de la frecuencia Doppler de los ecos de radar mediante un análisis espectral de potencia. La velocidad de los electrones,  $v_e$ , puede

obtenerse de la  $\nu_f$  de las inestabilidades del campo normal mediante la relación (Rogister y D'Angelo, 1970):

$$\nu_e = \nu_f \left[ 1 + \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_e \Omega_i} \right] \quad (\text{VIII.1})$$

donde  $\nu_e$ ,  $\nu_i$  y  $\Omega_e$ ,  $\Omega_i$  son las frecuencias de colisión ( $\nu$ ) y de ciclotrón ( $\Omega$ ) de los electrones e iones respectivamente.

La  $\nu_f$  obtenida por el radar corresponde a un promedio en alturas a lo largo de una distancia de aproximadamente 5 km alrededor del máximo de corriente del electrochorro, por lo que prácticamente es una medida de la  $\nu_f$  allí (Basley, 1969).

En la región E, a esas alturas ((107±3) km) la movilidad de los iones es mucho menor que la de los electrones (ver p.e. Rishbeth y Garriot, 1969) de manera que la densidad de corriente,  $\vec{J}$ , vale:

$$\vec{J} = e n_e \vec{v}_e \quad (\text{VIII.2})$$

donde  $e$  es la carga del electrón y  $n_e$  es la densidad numérica de los electrones.

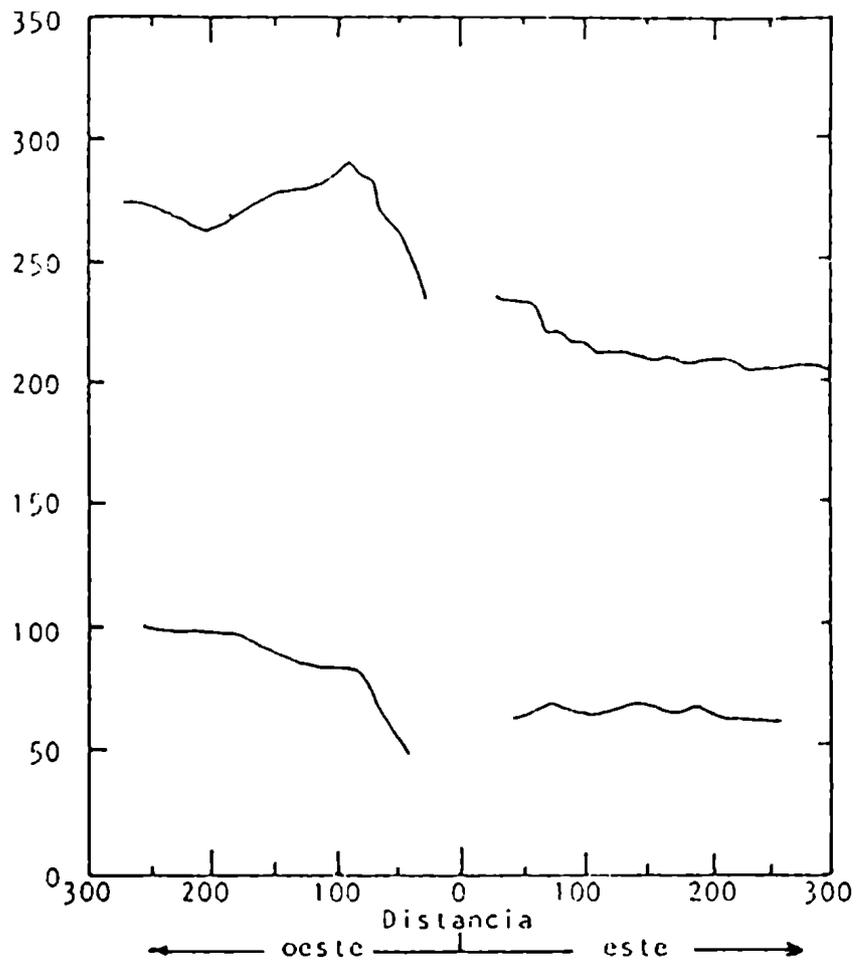
Nótese que según las ecs. (VIII.1) y (VIII.2),  $\vec{J}$  resulta proporcional a  $\nu_f$  siempre y cuando  $n_e$  se mantenga constante. Como en la región E existe equilibrio foto-químico, es muy probable que el fenómeno que se estudia aquí, que es de origen dinámico, no afecte esta variable de forma que, en este caso,  $\nu_f$  sea efectivamente una medida de  $\vec{J}$

Durante las horas cercanas al mediodía la intensidad de la corriente del electrochorro debería ser uniforme en la dirección este-oeste; sin embargo, Balsley (1969) observó que la  $V_f$  medida desde Jicamarca (J), Perú, varía bruscamente en la dirección este-oeste, como se muestra en la figura VIII.1

La misma experiencia fue hecha en Africa en dos estaciones, una situada en el centro del continente, Sarh-Fort-Archambault (S), (Hanuse y Crochet, 1975) y otra en su costa este, Arta-Djibuti (A), (Crochet y otros, 1976). La ubicación de estas estaciones puede observarse en la figura VIII.2. En estos casos se encontró que el electrochorro es uniforme en la dirección este-oeste alrededor de S pero que una variación de su intensidad en esa dirección, aún más notable que la hallada en J, existe alrededor de A.

El contraste entre el comportamiento de  $V_f$  en S y A permitió a Crochet y otros (1976) concluir que se debe descartar el proceso de inestabilidad en sí mismo como posible causa del fenómeno de asimetría este-oeste en el electrochorro. Este hecho y diversas consideraciones de índole morfológico permitieron a estos autores concluir además que la asimetría encontrada se debe muy probablemente a un efecto de inducción debida, no a la presencia de una costa oceánica sino a la proximidad de la plataforma continental.

En la figura VIII.2 se muestra un mapa tectónico simple de Africa y Sudamérica en el cual se ha indicado la posición de las estaciones de radar y del ecuador magnético. Nótese que S está sobre el escudo continental mientras que A y J están junto a un plegamiento montañoso terciario orientado mayormente en la dirección



**FIGURA VIII.1**

La velocidad de deriva horizontal de los electrones,  $V_e$ , obtenida por Basley (1969) en el radar de Jicamarca (J), en función de la distancia al observatorio

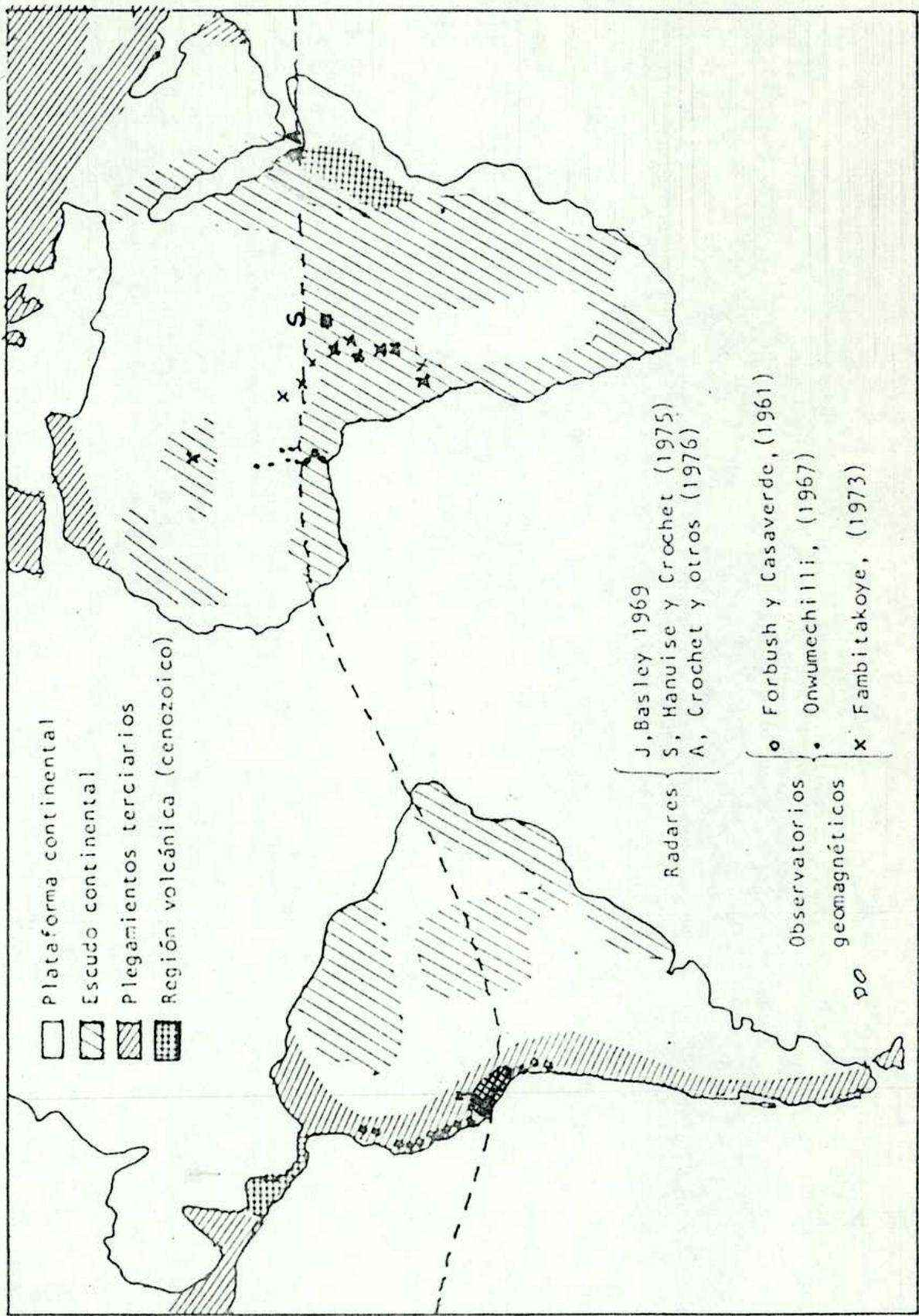


FIGURA VIII.2

norte-sur.

### VIII.3 Las variaciones geomagnéticas diarias en el ecuador magnético

En la ionósfera ecuatorial la corriente circula casi exclusivamente en la dirección este-oeste presentando su intensidad una drástica variación en la dirección norte-sur, lo cual hace que las v.g.d. en esa zona deban ser estudiadas, como ya se comentó, en cadenas de estaciones lo más alineadas posible a esa dirección. En la figura VIII.2 se muestran las cadenas utilizadas hasta el presente por Forbush y Casaverde (1961) en Perú, Onwumechilli (1967) en Nigeria y Fambitakoye (1973) en Africa Central sobre un mapa tectónico de Sudamérica y Africa.

A partir de la parte externa de las v.g.d. se puede obtener la densidad de corriente integrada en la región E, pero dada la densidad con la que se distribuyen las estaciones geomagnéticas, no se pueden detectar detalles en su variación norte-sur en una escala menor que los 100 km, es decir, se pueden detectar asimetrías que tengan una escala mayor que esa. Sin embargo, tienen la ventaja de que, como a partir de la parte interna puede conocerse simultáneamente la estructura lateral de la conductividad terrestre su medición permite verificar la hipótesis de Basley (1969) sobre el origen, en una asimetría en la conductividad terrestre, de las asimetrías en la densidad de corriente externa.

En los Capítulos II, VI y VII se obtuvieron los sistemas de corrientes en la zonas de Perú, Nigeria y Africa Central, a partir

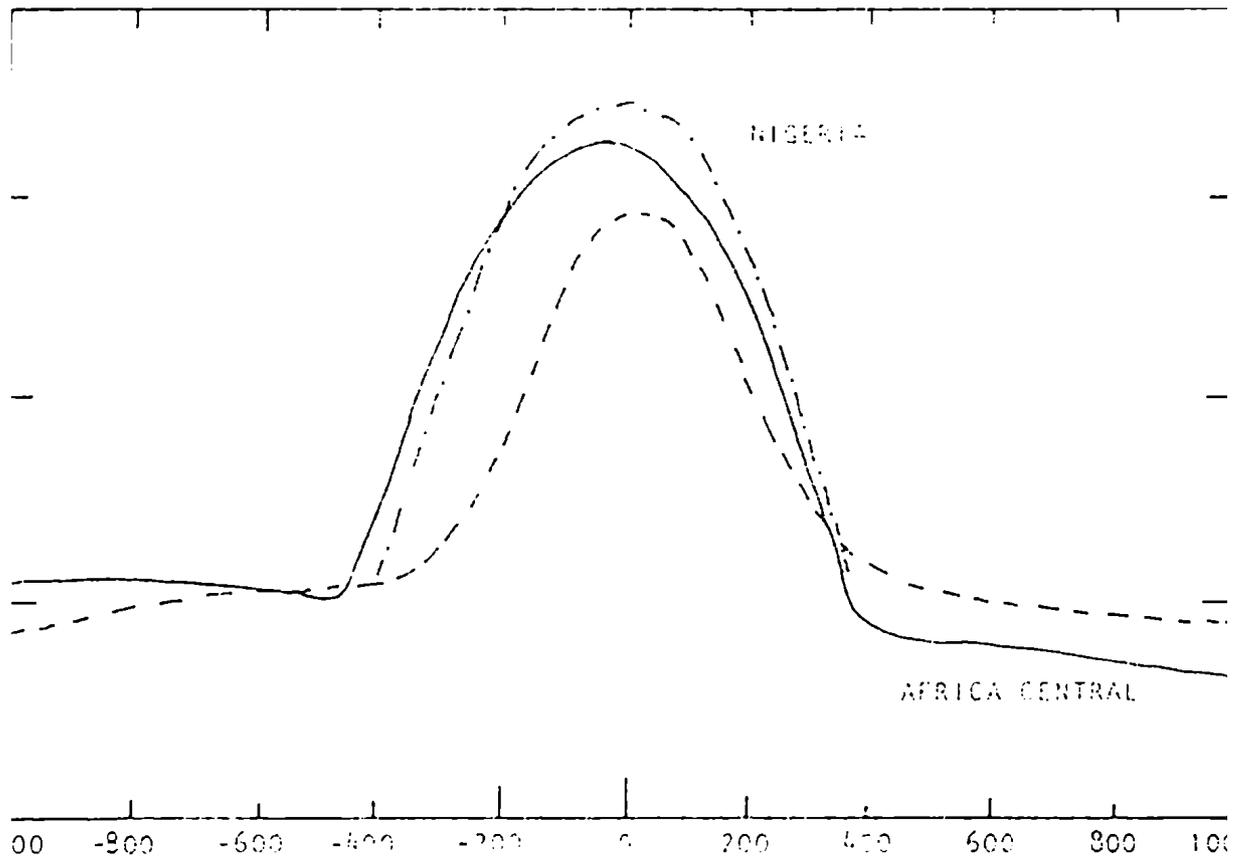
del análisis de las v.g.d.. La densidad de corriente integrada en función de la latitud se muestra en la figura VIII.3. Nótese que existe una asimetría notable en la dirección norte-sur en Africa Central en contraste con una distribución simétrica en la zona de Perú.

Se encontró además una discontinuidad transversal (norte-sur) en la profundidad de la capa no conductora del manto superior en las tres zonas, como se resume en la siguiente Tabla:

zona	Profundidad de la capa no conductora (km)	
	Norte del ecuador magnético	Sur del ecuador magnético
Perú	450	150
Africa Central	500	más de 1000
Nigeria	500	?

La profundidad en la zona sur de la cadena nigeriana no pudo determinarse debido, por un lado, a la pequeñez del intervalo latitudinal cubierto por esta cadena (ver figura VIII.2) y por otro, a que el resultado allí indica que existe una discontinuidad que se extiende del ecuador magnético hacia el sur; dicha discontinuidad podría estar asociada a la transición tectónica entre la plataforma continental al norte y el escudo continental al sur.

Obsérvese que, de ser cierto esto, como la cadena de Africa Central presenta la misma correlación tectónica, la profundidad de la capa no conductora del manto superior debería presentar allí



DISTANCIA AL ECUADOR MAGNETICO (KM)

FIGURA VIII.3

La corriente integrada en el electrochorro ecuatorial,  $J$ , obtenida a partir de las v.g.d. en la presente tesis en función de la distancia al ecuador magnético.

la misma característica que en Nigeria. Esto se ve confirmado, puesto que se encuentra que la profundidad es la misma al norte y que aumenta rápidamente hacia el sur, llegando a duplicarse.

Cuando se hace un estudio más detallado de las discontinuidades, usando el modelo propuesto en el Capítulo V, se encuentra que en Perú se confirma la existencia de un gradiente latitudinal en  $\rho$  pero se detecta además la presencia de un efecto mucho más localizado, en un intervalo aproximado de (-400 km, 400 km) alrededor del ecuador magnético que podría deberse, si se tienen en cuenta los resultados obtenidos por Schmucker y otros (1966), a la presencia de una anomalía más superficial; observando el mapa de la figura VIII.2, dicha anomalía podría estar asociada con la presencia de la zona volcánica cenozoica ubicada en esa zona.

En Africa Central también se confirma la existencia de un gradiente latitudinal muy pronunciado en  $\rho$  y dado que los resultados obtenidos coinciden con los hallados en Nigeria, se puede concluir que la discontinuidad en  $\rho$  se extiende ampliamente en la dirección este-oeste. Este resultado es coherente con los rasgos tectónicos de esta zona (ver figura VIII.2), ya que dicha discontinuidad podría estar asociada a la transición plataforma-escudo continental, estando orientada el borde de esta transición en la dirección este-oeste y abarcando cada una de las zonas adyacentes una buena porción del continente africano.

#### VIII.4 Discusión de los resultados

Si existe inducción mutua entre la tierra y la ionósfera,

la densidad de corriente que circula en ésta debe estar correlacionada con los rasgos tectónicos.

La corriente externa obtenida en el presente trabajo es compatible con esta hipótesis. En Africa Central, donde la cadena geomagnética utilizada está orientada normalmente con respecto a la discontinuidad tectónica, la corriente ionosférica presenta una distribución latitudinal de la intensidad claramente asimétrica, la posición de su máximo se halla desplazada hacia el sur del ecuador magnético y la intensidad es mayor al sur del mismo. En Perú, donde la cadena está alineada con la dirección de la discontinuidad, la distribución latitudinal de la corriente es notablemente simétrica.

Los resultados obtenidos con radar a partir de la medición de  $v_f$  son explicables a partir de la presencia de las mismas discontinuidades tectónicas. Recuérdese que lo que en este caso lo que se observa son perfiles longitudinales de la corriente ionosférica.

En J la corriente es más intensa al oeste, sobre el océano, que al este, sobre la cordillera de los Andes (Basley, 1969).

En S la intensidad de la corriente es homogénea sobre el escudo continental (Hanuise y Crochet, 1977).

En A existe una variación longitudinal de la intensidad más fuerte que en J (Crochet y otros, 1976) asociada con una doble transición tectónica; de este a oeste se atraviesa la plataforma continental una estrecha zona volcánica (cenozoica) y el escudo continental, sucediendo, al igual que en la cadena geomagnética de Africa Central, que la mayor intensidad de corriente está asociada a la presencia del escudo continental (ver figura VIII.3).

Finalmente, la intensidad del electrochorro es notoriamente menor en Perú que en Africa Central. Si bien este hecho podría estar asociado a una diferencia en la morfología del campo geomagnético entre estas dos zonas, podría también explicarse en función de los rasgos tectónicos puesto que justo debajo del electrochorro en Perú y localizada allí se encuentra una zona volcánica cenozoica. Esta conclusión se ve doblemente reforzada, por un lado si se observa los resultados obtenidos midiendo  $V_f$ , puesto que en A la corriente es también menor sobre la zona volcánica cenozoica y la plataforma continental, que sobre el escudo continental y en J es menor sobre la zona cenozoica que sobre el océano; y por el otro, por los resultados obtenidos a partir de la parte interna de las v.g.d., que como se mostró en el Capítulo V muestran claramente la presencia de una anomalía localizada en la misma zona. Es decir que parecería que las zonas volcánicas cenozoicas están asociadas a un notable decremento de la corriente ionosférica.

Todos estos hechos indican una muy buena evidencia a favor de una correlación biunívoca entre la intensidad de la corriente externa y los rasgos tectónicos generales.

En contraste, obsérvese que la discontinuidad en la profundidad del manto superior se halla asociada en Africa Central con una discontinuidad tectónica mientras que aparentemente no sucede lo mismo en Sudamérica. Esto no es llamativo puesto que nada hace esperar de antemano una correlación entre la tectónica de la corteza que en parte se debe a la forma en que se produjo la sedimentación superficial y las características de la conductividad a profundidades tan grandes

como las del manto superior. Por el contrario la correlación existente en Africa Central podría estar indicando que la anomalía encontrada en la parte interna de las v.g.d. podría deberse a una discontinuidad en los parámetros electromagnéticos de la corteza y no, por lo menos totalmente, a una discontinuidad a profundidades mayores.

Esta conclusión se ve reforzada por el hecho de que en Sudamérica, donde la discontinuidad de la profundidad en la zona no conductora del manto superior no está correlacionada con una discontinuidad tectónica, la corriente externa no presenta asimetría mientras que en Africa Central, donde esa correlación existe, la corriente es marcadamente asimétrica.

Todo esto lleva a cuestionar el modelo usado hasta el presente para interpretar la parte interna de las variaciones geomagnéticas de baja frecuencia en el cual se supone una conductividad variable con la profundidad pero se supone una permeabilidad magnética y una constante dieléctrica cercanas a la unidad. Como las rocas y sedimentos superficiales tienen conductividad efectivamente muy pequeña y se ha encontrado una fuerte correlación entre su morfología y la corriente externa, esto indicaría la necesidad de tener en cuenta el valor real de los restantes parámetros electromagnéticos cuya influencia en las fluctuaciones geomagnéticas de frecuencia baja se ha descartado hasta el presente.

#### VIII.5 Conclusiones

a) Analizando la correlación existente entre la intensidad de la corriente ionosférica y los rasgos tectónicos básicos en las zonas

ecuatoriales de los continentes sudamericano y africano, se ha encontrado que:

- 1) La intensidad de la corriente es mayor sobre el escudo continental que sobre la plataforma continental.
- 2) Lo mismo ocurre entre la cordillera de los Andes y el océano.
- 3) El contraste mayor en la intensidad está asociado al caso (1) y no al (2).
- 4) La corriente disminuye sobre las zonas volcánicas cenozoicas.

b) Correlacionando los parámetros mencionados en a) con la profundidad de la zona no conductora del manto superior se mostró que es necesario formular modelos de estructura electromagnética terrestre que además de las variaciones en la conductividad tengan en cuenta variaciones en otros parámetros electromagnéticos.

# C A P I T U L O I X

## C O N C L U S I O N E S

Las variaciones geomagnéticas diarias, al estar originadas por corrientes ionosféricas, contienen abundante información sobre los parámetros ionosféricos y sobre la morfología interna de la tierra. Dada la facilidad con que se pueden medir y por su conocimiento muy difundido y antiguo complementan otras mediciones más directas, pero costosas, como por ejemplo las hechas "in situ" con satélites. De estos hechos surge la **importancia** de su correcta interpretación.

El presente trabajo aportó un método nuevo de separación de dichas variaciones en sus partes provenientes de las corrientes ionosféricas y de las terrestres que puede ser aplicado a cualquier zona de la tierra independientemente de su morfología, lo cual permitió la obtención de información contenida en esos datos y abrió la posibilidad de futuras aplicaciones de los mismos.

En particular, correlacionando la corriente ionosférica medida "in situ" con la parte externa de las variaciones geomagnéticas diarias se encontró un modelo realista de la densidad de corriente integrada, cuyos parámetros se obtienen a partir de la parte externa de estas variaciones, demostrándose además que el modelo plano propuesto reproduce, en promedio, los resultados obtenidos haciendo un análisis esférico global. La obtención de este modelo permite predecir la corriente ionosférica en zonas donde aún ésta no ha sido medida, a partir sólo del conocimiento de las variaciones geomagnéticas diarias. Conocido el sistema de corrientes ionosféricas se analizó luego la parte interna de las variaciones geomagnéticas, lo cual aportó conocimientos nuevos sobre la morfología interna de la tierra a profundidades del manto superior. Para hacer dicho análisis fué

necesario proponer modelos de conductividad terrestre que tuvieran en cuenta la presencia de anomalías en la distribución de la conductividad. Se desarrollaron modelos para calcular: a) el efecto debido a la presencia de una costa oceánica producido por un sistema de corrientes ionosféricas tanto extenso como localizado, teniendo en cuenta la inducción mutua entre el océano y el manto altamente conductor y b) el efecto producido por un manto de contorno irregular.

Los modelos obtenidos fueron luego aplicados a las zonas ecuatoriales de Perú, Nigeria y Africa Central, donde se cuenta con mediciones abundantes de las variaciones geomagnéticas diarias, con los siguientes resultados:

- a) Se encontró el sistema de corrientes ionosféricas en Perú, que coincide con los valores medidos, y luego en Nigeria y en Africa Central donde ésta no ha sido medida aún.
- b) Se evaluó que el efecto de costa, presente en las zonas peruana y nigeriana, afecta en un 10% a la componente vertical y es despreciable en la componente horizontal.
- c) Se halló la existencia de un gradiente latitudinal en la profundidad de la capa no conductora, tanto en la zona peruana como en la africana siendo negativo en la dirección norte-sur, en el primer caso y positivo en el segundo. Este desnivel podría estar asociado a los rasgos tectónicos presentes en esas zonas.
- d) Se encontró, además, en ambas zonas la presencia de una anomalía más localizada y superficial, que podría estar asociada a la presencia de zonas de mayor permeabilidad magnética, como puede ser,

por ejemplo la presencia de una zona volcánica cenozoica.

- c) Finalmente, correlacionando los sistemas de corrientes externos con los rasgos tectónicos de cada zona, se encontró que es muy probable la existencia de una interacción mutua entre la tierra y la ionósfera.

De los resultados obtenidos surge además el interés de comenzar con dos líneas nuevas de trabajo, en las cuales:

- a) Se analice el efecto producido en las v.g.d. por la presencia de anomalías superficiales debidas a la presencia de discontinuidades no sólo en la conductividad sino también en la permeabilidad magnética y constante dieléctrica.
- b) Dado que se ha encontrado que las corrientes terrestres también influyen sobre las variables ionosféricas, se modifiquen los modelos usados de dinámica de la ionósfera ecuatorial para incluir en los mismos la inducción mutua entre la ionósfera y la tierra.

En síntesis, el presente trabajo de tesis deja abierta nuevas perspectivas de aprovechamiento de la información contenida en las variaciones geomagnéticas diarias, lo cual muestra la utilidad de obtener dichas variaciones en zonas donde aún no han sido medidas.

## A P E N D I C E

INDUCCION EN UN SEMIESPACIO CONDUCTOR DELIMITADO POR UNA SUPERFICIE  
PLANA PRODUCIDA POR UN CAMPO MAGNETICO UNIFORME

## A.1 Introducción

La teoría sobre la inducción de corrientes en un semiespacio conductor delimitado por una superficie plana, producida por un sistema de corrientes externo, fue estudiada por Price (1950), quien encontró que en el caso particular de que el campo magnético inductor fuera uniforme el problema quedaba indeterminado.

Sin embargo, en el Capítulo III se encontró la solución de este problema para el caso de un semiespacio de conductividad infinita usando el método de imágenes, lo cual contradice la teoría general de Price.

Como el problema de inducción debida a un campo uniforme frente a un semiespacio conductor es importante en aplicaciones geofísicas (ver p.e., Osella y Duhau, 1983; Duhau y Osella, 1983) resulta necesario resolver esta aparente contradicción y encontrar la solución para el caso más general de conductividad arbitraria.

## A.2 Inducción en un semiespacio de conductividad arbitraria

Dado que para resolver este problema se usará la teoría de Price (1950), se hará primero un breve resumen de ella.

### A.2.1 Ecuaciones generales y condiciones de contorno

En un medio continuo, lineal, isótropo y homogéneo, cada componente  $\mathcal{F}$  del campo eléctrico,  $\vec{E}$ , y del campo magnético,  $\vec{B}$  satisfacen una ecuación, obtenida a partir de las ecuaciones de Maxwell que en el sistema gaussiano está dada por:

$$\nabla^2 \mathcal{F} = \frac{\mu}{c^2} \left( 4\pi\sigma \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathcal{F} \quad (\text{A1})$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $\mu$ ,  $\epsilon$  y  $\sigma$  son la permeabilidad magnética, la constante dieléctrica y la conductividad, respectivamente.

En un conductor, cuando los cambios temporales en el campo no son demasiado rápidos, se puede despreciar el término  $\left| \epsilon \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial t^2} \right|$  frente a  $|4\pi\sigma \mathcal{F}|$  y por lo tanto la ecuación (A1) se reduce a:

$$\nabla^2 \mathcal{F} = \frac{\mu}{c^2} 4\pi\sigma \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial t} \quad (\text{A2})$$

En un dieléctrico  $\sigma$  es cero o despreciable, de modo que la ecuación (A1) se reduce a:

$$\nabla^2 \mathcal{F} = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{F}}{\partial t^2} \quad (\text{A3})$$

Si las variaciones temporales son lo suficientemente pequeñas (de modo de poder despreciar términos de segundo orden en la frecuencia), entonces la ec. (A3) se reduce a:

$$\nabla^2 \mathcal{F} = 0 \quad (\text{A4})$$

En realidad, estas aproximaciones equivalen a despreciar las corrientes de desplazamiento tanto en el conductor como en el dieléctrico y además a considerar:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{A5})$$

lo cual es una buena aproximación para baja frecuencia. En cada uno de los medios, los campos eléctricos y magnéticos están relacionados

a través de la ecuación:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A6})$$

y en la interfase entre ambos medios se debe cumplir que las componentes tangenciales de  $\vec{E}$  y de  $\vec{H}$  y la componente normal de  $\vec{B}$  sean continuas.

Usando un sistema cartesiano Price resolvió el problema, para el caso de un conductor que ocupa el semiespacio  $z < 0$ , de modo que su superficie es el plano  $z=0$ , y un sistema de corrientes externo que circula en la región  $z > L > 0$ , siendo la zona intermedia no conductora. Por lo tanto, se deben cumplir las ecs. (A2), (A4) y (A5) en el semiespacio  $z < 0$  y las ecs. (A4), (A5) y (A6) en la región  $z > 0$ .

Dada la geometría del problema se puede hacer una separación de variables, de modo que:

$$\vec{E} = \mathcal{Z}(z, t) \vec{F}(x, y) \quad (\text{A7})$$

y por lo tanto, al introducir la ec. (A7) en las expresiones dadas por las ec. A2 y A4 se obtiene que  $\vec{F}$  satisface, en ambos medios, una ecuación similar, del tipo:

$$\frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial y^2} + \lambda^2 \vec{F} = 0 \quad (\text{A8})$$

donde  $\lambda$  es una constante arbitraria positiva que resulta, al aplicar la condición de contorno sobre la componente tangencial de  $\vec{E}$ , ser la misma en ambos medios. Para  $\mathcal{Z}$ , en cambio, se cumple que:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{Z}}{\partial z^2} - \lambda^2 \mathcal{Z} - \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial \mathcal{Z}}{\partial t} = 0 \quad z < 0 \quad (\text{A9})$$

y

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} + \lambda^2 \mathcal{E} = 0 \quad z > 0 \quad (\text{A10})$$

Si ahora se reemplaza la ec. (A7) en (A5) se tiene que:

$$\mathcal{E} \left[ \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} \right] + F_z \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = 0 \quad (\text{A11})$$

que presenta dos tipos de soluciones linealmente independientes:

$$F_z = 0 \quad \text{y} \quad \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = 0 \quad (\text{A12})$$

$$-\frac{1}{\mathcal{E}} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = \frac{1}{F_z} \left( \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} \right) = -\alpha \quad (\text{A13})$$

con  $\alpha$  una constante arbitraria.

Price demostró que las soluciones del primer tipo correspondientes a la ec. (A12), son las únicas que se requieren cuando se consideran los efectos de un campo externo inductor. En este caso, se puede escribir que:

$$\vec{F} = \vec{\nabla} P(x, y) \times \hat{z} \quad (\text{A14})$$

Como  $\vec{F}$  satisface la ec. (A8),  $P$  cumple que:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \lambda^2 P = 0 \quad (\text{A15})$$

En el dieléctrico,  $\mathcal{E}$  satisface la ec. (A10), por lo tanto:

$$\mathcal{E} = G(t) e^{\lambda z} + K(t) e^{-\lambda z} \quad z > 0 \quad (\text{A16})$$

Finalmente se tiene que:

$$\vec{E}_d = [G(t) e^{\lambda z} + K(t) e^{-\lambda z}] (\vec{\nabla} P \times \hat{z}) \quad z > 0 \quad (A17)$$

$$\vec{E}_c = E_c(z, t) (\vec{\nabla} P \times \hat{z}) \quad z < 0 \quad (A18)$$

donde los subíndices  $d$  y  $c$  se refieren a los medios dieléctrico y conductor respectivamente. Además, dado que el campo magnético satisface la ecuación de Laplace en la región  $0 < z < L$ , éste se puede expresar en función de un potencial  $\Omega$  de la forma:

$$\Omega = - (B^e(t) e^{\lambda z} + B^i(t) e^{-\lambda z}) P(x, y) \quad (A19)$$

pudiéndose demostrar que el término que incluye  $e^{\lambda z}$  corresponde a fuentes sobre la región  $z > L$ , es decir, al campo inductor, mientras que el otro término que incluye  $e^{-\lambda z}$  corresponde a la región  $z < 0$ , es decir, al campo inducido.

### A.2.2 Caso indeterminado

Price encontró que, cuando  $\lambda = 0$  y el campo inductor es armónico, el problema queda indeterminado.

Cuando el campo magnético es armónico, la ec.

(A19) se convierte en:

$$\Omega_a = - (B^e e^{\lambda z} + B^i e^{-\lambda z}) e^{i\omega t} P(x, y) \quad (A20)$$

y para el caso particular en que  $\lambda \rightarrow 0$  se propone un potencial de la siguiente forma:

$$\Omega_u = - (Az + B) e^{i\omega t} P(x, y) \quad (A21)$$

que incluye, si se toma  $A=0$  y  $P(x,y)=x$ , el caso de un campo producido por una corriente uniforme que circula sobre la superficie  $z=0$  y según el eje  $y$ .

Al tener  $\lambda \rightarrow 0$ , se obtiene de la ec. (A9) que en el conductor:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{Z}}{\partial z^2} = \frac{4\pi i \sigma \mu \omega}{c^2} z \quad z < 0 \quad (\text{A22})$$

cuya solución es:

$$\mathcal{Z} = C \exp \{ i\omega t + (1+i)\delta z \} \quad (\text{A23})$$

$$\delta = \sqrt{\frac{2\pi \sigma \mu \omega}{c^2}}$$

Por lo tanto, dentro del conductor se tiene:

$$\vec{E}_c = C \exp \{ i\omega t + (1+i)\delta z \} (\vec{\nabla} P \times \hat{z}) \quad (\text{A24})$$

y fuera de él (de la ec. A10):

$$\vec{E}_d = (az + b) e^{i\omega t} (\vec{\nabla} P \times \hat{z}) \quad (\text{A25})$$

Para que la componente tangencial de  $\vec{E}$  sea continua

debe ser:

$$C = b \quad (\text{A26})$$

Introduciendo la expresión para el campo eléctrico dada por la ec. (A24), en la ec. (A6) se obtiene el campo magnético dentro del conductor:

$$\vec{H}_c = - \frac{c C (1-i)\delta}{\omega \mu} \exp \{ i\omega t + (1+i)\delta z \} \vec{\nabla} P \quad (\text{A27})$$

Fuera del conductor el campo magnético tiene un potencial de la forma:

$$\Omega_d = - (Az + B) e^{i\omega t} P(x, y) \quad (\text{A28})$$

de modo que:

$$\vec{H}_d = e^{i\omega t} \left\{ (Az + B) \frac{\partial P}{\partial x}, (Az + B) \frac{\partial P}{\partial y}, AP \right\} \quad (\text{A29})$$

Al aplicar las condiciones de contorno, para que la componente de  $\vec{H}$  normal a la superficie en  $z=0$  sea continua debe ser:

$$A = 0 \quad (\text{A30})$$

y para que la componente tangencial también sea continua se tiene que cumplir que:

$$B = - \frac{c \delta (1-i)}{\omega \mu} C \quad (\text{A31})$$

Tanto la constante  $A$  como la  $B$  incluyen una parte debida al campo inductor,  $A_0$  y  $B_0$  y una debida al campo inducido,  $A_1$  y  $B_1$ , respectivamente, es decir:

$$A_0 = - A_1 \quad (\text{A32})$$

$$B_1 = - \frac{c \delta (1-i)}{\omega \mu} C - B_0 \quad (\text{A33})$$

En el caso particular en que  $\lambda = 0$  la ec. (A33) resulta

insuficiente para determinar la componente del campo inducido paralelo a la superficie, ya que contiene dos coeficientes desconocidos:  $B_{\perp}$  y

C Como Price no encontró ninguna otra expresión que las relacionara concluyó que este caso quedaba indeterminado.

### A.3 Solución del problema

Nótese que se puede obtener más información de las ecs. (A32) y (A33) si se reinterpretan los coeficientes que aparecen en la ec. (A21). En efecto, dicho potencial puede obtenerse haciendo un desarrollo en serie de la forma general dada por la ec. (20), en cuyo caso se obtiene que:

$$A = \lambda (B^e - B^i) \quad (A34)$$

$$B = B^e + B^i \quad (A35)$$

Como  $A$  debe ser estrictamente cero (ec. A30), resulta que:

$$\lambda (B^e - B^i) = 0 \quad (A36)$$

por lo que, para  $\lambda \neq 0$ , debe ser  $B^e = B^i$  y reemplazando este resultado en la ec. (A34) (donde, por la ec. (A35), resulta  $B^e = B_0$  y  $B^i = B_{\perp}$ ) el problema queda resuelto. Por consiguiente, sólo queda por resolver el caso especial en que  $\lambda = 0$ .

Un análisis cuidadoso de la teoría muestra que el campo magnético dentro del conductor,  $\vec{H}_c$ , está adecuadamente relacionado con el correspondiente campo eléctrico,  $\vec{E}_c$ , a través de la ec. (A6), pero no se ha demostrado que los campos magnético,  $\vec{H}_d$  y eléctrico,  $\vec{E}_d$  fuera del conductor también cumplan esa ecuación. Para hacer esto,

es necesario tomar cuidadosamente el límite cuando  $\lambda \rightarrow 0$  en las expresiones generales.

De la ec. (A17), cuando el campo es armónico se tiene que:

$$\vec{E}_d = (G e^{\lambda z} + K e^{-\lambda z}) e^{i\omega t} (\vec{\nabla} \rho \times \hat{z}) \quad (A37)$$

Introduciendo en la ec. (A6) la expresión para el campo eléctrico dada por la ec. (A37) se obtiene que:

$$i\omega \vec{H}_d = -c\lambda \vec{\nabla} \left\{ (G e^{\lambda z} - K e^{-\lambda z}) \rho \right\} e^{i\omega t} \quad (A38)$$

y de la ec. (A19):

$$\Omega_d = - (B^e e^{\lambda z} + B^i e^{-\lambda z}) \rho e^{i\omega t} \quad (A39)$$

Comparando (A38) y (A39) se tiene:

$$c\lambda G = -i\omega B^e \quad (A40)$$

$$c\lambda K = i\omega B^i \quad (A41)$$

y por lo tanto:

$$-c\lambda (G+K) = i\omega (B^e - B^i) \quad (A42)$$

De la ec. (A26) y (A37), en  $z=0$ , resulta:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} (G+K) = b \quad (A43)$$

y como  $b$  debe permanecer finito para que el campo eléctrico también lo sea, entonces:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} (B^e - B^i) = 0 \quad (A44)$$

De las ec. (A40), (A41) y (A44):

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} (G-K)\lambda = -\frac{i\omega}{c} 2B^e \quad (A45)$$

Es decir que  $G \rightarrow \infty$  y  $K \rightarrow -\infty$ , de modo que  $\lambda(G-K)$  permanece finito, ya que  $\vec{\nabla} \times \vec{E}_d$  y por consiguiente  $\vec{H}_d$  no se pueden anular.

Por lo tanto, tomando el límite a la expresión de  $\vec{H}_d$  dada por la ecuación (A31) y usando los resultados dados por las ecs. (A31) y (A45) se tiene que:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \vec{H}_d = 2B^e \vec{\nabla} P e^{i\omega t} \quad (\text{A46})$$

que, para  $P=y$  y en la región  $0 < z < L$  coincide con la ec. (12a) del Capítulo III.

Además, de la ec. (A31) se obtiene que:

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} B = 2B^e = \lim_{\lambda \rightarrow 0} - \frac{c \delta (1-i)}{\omega \mu} C \quad (\text{A47})$$

En el caso particular de que  $\sigma \rightarrow \infty$ ,  $\delta \rightarrow \infty$  y por lo tanto  $C$  debe tender a cero para que el producto se mantenga acotado. Por lo tanto, si  $C \rightarrow 0$  reemplazando en la ec. (A25) se tiene que el campo eléctrico dentro del conductor es nulo, como era de esperar.

*Silvia Dubran*



## B I B L I O G R A F I A

- Aldrich, L.T., Bannister, J.R., del Pozo, S., Salgueiro, R. y Beach, L., 1975: Electrical conductivity studies in South-America: Chile-Bolivia; Carnegie Inst. Washington Yearbook, p. 292.
- Baker, W.G. y Martyn, D.F., 1953: Electric currents in the ionosphere, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 246, 281.
- Balsley, B.B., 1969: Measurement of electron drift velocities in the night time equatorial electrojet, J. Atmos. Terr. Phys., 31(3), 475.
- Cox, C. y Filloux, J., 1974: Two dimensional numerical models of the California electromagnetic coastal anomaly; J. Geomag. Geoelect 26, 257.
- Crochet, M. Poman, C. y Hanuise, C., 1976: Radar profiles of the equatorial electrojet; Geophys. Res. Letters, 3(11), 674.
- Chapman, S., 1919: The solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 218, 1.
- Chapman, S., 1951: The equatorial electrojet as detected from the abnormal electric current distribution above Huancayo, Perú, and elsewhere; Arch. Meteorol. Geophys. Bioclimatol., A, 4, 368.
- Chapman, S. 1967: Perspective in Physics of Geomagnetic Phenomena, edited by Matsushita, S. y Campbell, W. Academic Press, New York, p. 3.
- Chapman, S. y Bartels, J., 1940: Geomagnetism; Oxford Univ. Press., London and New York.
- Chapman, S. y Price, A.T., 1930: The electric and magnetic state

of the interior of the earth as inferred from terrestrial magnetic variations; Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 229, 427

- Davis, T.N., Burrows, K. y Stolarik, J., 1967: A latitude survey of the equatorial electrojet with rocket-borne magnetometers; J. Geophys. Res., 73, 1845.
- Dawson, T.W. y Weaver, J.T., 1979: Three dimensional induction in a non-uniform thin sheet at the surface of a uniformly conducting earth, Geophys. J. R. astr. Soc., 59, 445.
- Doss, S.S. y Ashour, A.A., 1971: Some results on the magnetic field of electric currents induced in a thin hemispherical shell of finite conductivity with Geomagnetic applications, Geophys. J.R. astr. Soc., 22, 385.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982a: Inducción electromagnética producida por una corriente ionosférica localizada en las proximidades de una costa oceánica, Geoacta, 11(2), 157.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1982b: A correlation between E-region current and geomagnetic daily variation at equatorial latitudes. J. Geomag. Geoelectr., 34, 23.
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983a: Depth of the non-conducting layer at the nigerian dip equator. J. Geophys. Res. (en prensa).
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983b: Depth of the non-conducting layer at Central Africa (enviado para su publicación).
- Duhau, S. y Osella, A.M., 1983c: Estudio de la anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. I. Análisis del sistema de corrientes ionosféricas. Geoacta (enviado para su publicación).

- Duhau, S. y Romanelli, L., 1979: Electromagnetic Induction at the South-American Geomagnetic equator as determined from measured ionospheric currents, *J. Geophys. Res.*, 84 (A5), 1849.
- Duhau, S. y Romanelli, L. 1980: La inducción electromagnética en Ecuador Nigeriano, *Geoacta*, 10(2), 65.
- Duhau, S., Romanelli, L. y Hirsch, F.A., 1982: Indication of anomalous conductivity at the Nigerian dip equator, *Planet. Space Sci.*, 30(1), 97.
- Eckhardt, D., Larner, K. y Hadden, T., 1963: Long-period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates, *J. Geophys. Res.*, 68, 6279.
- Fambitakoye, O. 1973: Effects induits par l'electrojet equatorial au centre de l'Afrique, *Ann. Geophys.* 29, 149.
- Fambitakoye, O. y Mayaud, R.N., 1976: Equatorial electrojet and regular daily variations  $S_R$ , I, A determination of equatorial electrojet parameters, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 38, 1.
- Fisher, G. Schnegg, P. y Usadel, K., 1978: Electromagnetic response of an ocean coast model to E-polarization induction, *Geophys., J. R. Astr. Soc.*, 53, 599.
- Forbush, S. y Casaverde, M. 1961: Equatorial electrojet in Peru. Carnegie Inst. Washington Pub., 1961.
- Green, V.R. y Weaver, J.T., 1979: Two-dimensional induction in a thin sheet of variable integrated conductivity at the surface of a uniformly conducting earth, *Geophys., J.R. Astr. Soc.*, 55, 721.
- Greenhouse, J.P., 1972: Geomagnetic Time variations on the sea floor

(

off Northern California , Ph. D. Thesis, Univ. California, San Diego.

- Greenhouse, J.P., Parker, R.L, y White, A. 1973: Modelling geomagnetic variations in or near an ocean using a generalized image technique, Geophys., J.R. Astr. Soc., 32, 325.
- Hanuise, C. y Crochet, M., 1977: Oblique HFradar studies of Plasma instabilities in the equatorial electrojet in Africa, J. Atmos. Terr. Phys. (citado por Crochet y otros, 1976).
- Hibbs, R.D. y Jones, F.W., 1973: Electromagnetic induction in the earth by a symmetric non-uniform source, Geophys., J.R. Astr. Soc., 32, 269.
- Hirono, M., 1952: A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region; J. Geomagn. Geoelectr., 4, 7.
- Honkura, Y., 1978: Electrical conductivity anomalies in the earth; Geophys. Surveys, 3, 225.
- 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.
- Maynard, N.C., 1967: Measurements of ionospheric current of the coast of Peru; J. Geophys. Res., 72, 1863.
- Mc Donald, K.L., 1957: Penetration of the Geomagnetic secular variation through a mantle with variable conductivity, J. Geophys. Res., 62, 117.

- Ogbuehi, P.O., 1964: The equatorial electrojet in Nigeria, Doctorate Thesis, Univ. of London.
- Onwumehilli, A., 1967: Geomagnetic variations in Equatorial zone in Physics of Geomagnetic Phenomena, editado por Matsushita y Campbell, Academic Press, New York, pag. 425.
- Osella, A.M., 1983: Estudio de la anomalía en la conductividad terrestre en la zona ecuatorial peruana. II. Determinación de la profundidad de la zona no conductora. Geoacta (enviado para su publicación).
- Osella, A.M. y Duhau, S., 1983: The effects of the depth of the non-conducting layer on the induced magnetic field at the Peruvian equator; J. Geomag. Geoelectr. (en prensa).
- Parker, R.L., 1968: Electromagnetic induction in a thin strip, Geophys. J.R. Astr. Soc., 14, 487.
- Parkinson, W.D., 1964: Conductivity anomalies in Australia and the ocean effect, J. Geomagn. Geoelectr., 15, 222.
- Price, A.T., 1950: Electromagnetic induction in a semi-infinite conductor with a plane boundary, Quart. J. Mech., Appl. Math., 3, 385.
- Price, A.T., 1967: Electromagnetic induction within the earth in Physics of Geomagnetic Phenomena, editado por Matsushita y Campbell, Academic Press, New York, p. 235.
- Price, A.T. y Wilkins, G.A., 1963: New methods for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932-3, Phil. Trans. Roy. Soc. London, A, 256, 31.

- Rikitake, T., 1964: Outline of the anomaly of geomagnetic variations in Japan, J. Geomag. Geoelectr., 15, 181.
- Rishbeth, M. y Garriot, O.K., 1969: Introduction to ionospheric physics, Academic Press, New York, pag. 89.
- Roden, R. 1964: The effect of an ocean on magnetic diurnal variation Geophys. J.R. Astr. Soc., 8, 375.
- Rogister, A. y D'Angelo, N., 1970: Type II irregularities in the equatorial electrojet, J. Geophys. Res., 75(19), 3879.
- Romanelli, L. Hirsch, F.A. y Duhau, S., 1981: Analisis de las variaciones geomagneticas ecuatoriales en presencia de anomalías en la conductividad terrestre, Geoacta, 11(1), 259.
- Sampath, S. y Sastry, T.S.G., 1979: Depth of non-conducting layer in the Indian Ocean region around Thumba, derived from in situ investigations of Equatorial Electrojet-II, J. Geomag. Geoelectr., 31, 381.
- Schmucker, U., Forbush, S., Hartmann, O., Giesecke, A., Casaverde, M Castillo, J. Salgueiro, R. y del Pozo, S. 1966: Electrical conductivity anomaly under the Andes, Carnegie Inst. Wash. Yearbook, 65, 11.
- Schmucker, U. 1969: Conductivity anomalies with special reference to the Andes in The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors, S.K. Runcorn ed. Wiley - Interscience, London, pág. 125.
- Schmucker, U. 1970: Anomalies of Geomagnetic variations in the Southwestern United States, Bull. Scripps Inst. Oceanogr., Univ. Calif. San Diego, 13.

- Siebert, M. y Kertz, W. 1957: Zur Zerlungung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in ausseren und inneren Anteil, Narch, Akad. Wiss Goettingen Math-Phys. Kl 5.
- Shuman, B.M., 1970: Rocket measurement of the equatorial electrojet, J. Geophys. Res., 75, 3889.
- Untiedt, J. 1967: A model of the equatorial electrojet involving meridional current, J. Geophys. Res., 72, 5799.
- Vestine, E.H., 1941: On the analysis of surface magnetic fields by integrals, Terrest. Magn. Atmosph. Elec., 46, 27.
- Weaver, J.T., 1970: The General Theory of electromagnetic induction in a conducting half-space., Geophys. J.R. Astr. Soc., 22, 83.
- Weaver, J.T., 1979: Electromagnetic induction in thin sheet conducting anomalies at the surface of the earth, Proceedings of the IEEE, 67(7), 1044.
- Wilkins, G.A., 1951: A new analysis of the daily variations of the earth's magnetic field, Ph. D. Thesis, Univ. of London.