

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
CENTRO DE GEOCIÊNCIAS
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM GEOFÍSICA

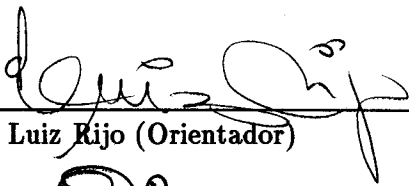
MODELAGEM NUMÉRICA DA INFLUÊNCIA DO
ELETROJATO EQUATORIAL EM DADOS
MAGNETOTELÚRICOS PRODUZIDOS POR
ESTRUTURAS TRIDIMENSIONAIS

TESE APRESENTADA POR
ANTONIO ABEL GONZÁLEZ CARRASQUILLA


COMO REQUISITO PARCIAL À OBTENÇÃO DE GRAU DE
DOUTOR EM CIÊNCIAS NA ÁREA DE GEOFÍSICA

Data de Aprovação : 05 / 02 / 1993

COMITÊ DE TESE:



Dr. Luiz Rijo (Orientador)



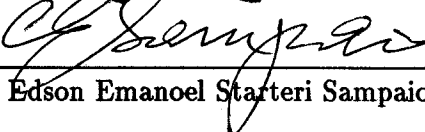
Dr. Om Prakash Verma



Dr. Jandyr Menezes Travassos



Dr. Sergio Luiz Fontes



Dr. Edson Emanuel Starteri Sampaio

BELÉM

1993

CARRASQUILLA, Antonio Abel González. Modelagem numérica da influência do Eletrojato Equatorial em dados magnetotelúricos produzidos por estruturas tridimensionais. Belém, Universidade Federal do Pará. Centro de Geociências, 1993. 176 p.

Tese (Doutorado em Geofísica) – Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Centro de Geociências, UFPa., 1993.

1. MODELAGEM NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL. 2. ELETROJATO EQUATORIAL. 3. RESULTADOS MAGNETOTELÚRICOS TRIDIMENSIONAIS. I. Título.

*Aos meus pais, de cujos cabelos
brancos, eu sou uma das principais
causas.*

*A Rosângela e Anayansi, principais
causas dos meus cabelos brancos.*

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar meus agradecimentos, em primeiro lugar, ao Dr. Luiz Rijo pela sua excelente orientação e seus amigáveis conselhos.

Ao Dr. Carlos Dias, pelo seus incentivos e seu permanente exemplo de luta.

Ao colega e amigo Walter Medeiros, por sua revisão crítica do texto e seus conselhos nas horas difíceis.

Ao convênio UFPA/PETROBRÁS/FADESP/CAPES/FINEP/CNPq pelo apoio financeiro e concessão da bolsa de estudos.

Aos Professores Paulo Buarque, Jorge Leão e Lurimar Batista, pela boa amizade e pela significativa contribuição na solução dos numerosos problemas computacionais que surgiram nesta tese.

Aos membros das bancas de qualificação e de defesa da tese: Drs. Om Verma, Sergio Fontes, Jandyr Travassos, Nalim Trivedi e Edson Sampaio, que sempre nos proporcionaram boas ideias para a realização de um bom trabalho.

Ao corpo docente do Curso de Pós Graduação em Geofísica da Universidade Federal do Pará, que contribui com sua transmissão de experiências e conhecimentos.

Aos funcionários do Projeto e do Curso de Geofísica, sem os quais seria muito difícil atingir nossos objetivos.

Ao desenhista Ronald Vieira, pela sua paciência, disposição e talento na confecção das ilustrações.

Os agradecimentos são extensivos a todos os companheiros do curso por todos estes anos, que por ser muitos não daria para escrever nesta folha. O importante é reconhecer que além de extraordinários amigos, foram e são sem dúvida nenhuma, os recursos mais valiosos deste projeto.

Finalmente, não posso deixar de agradecer a minha esposa e filha, que suportaram pacientemente meus nervosismos, preocupações e ausências, dando sempre o equilíbrio espiritual que precisava.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	1
ABSTRACT	4
1 - INTRODUÇÃO	7
1.1 ORIGENS DO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO	7
1.2 CONTROVERSAS NO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO	9
1.2.1 A Influência da Fonte na Modelagem de Dados Magnetotelúricos	10
1.3 MODELAGEM MAGNETOTELÚRICA	16
1.4 OBJETIVOS DA TESE	19
1.5 METODOLOGIA	20
1.6 ORGANIZAÇÃO DA TESE	20
2 - CAMPO ELETROMAGNÉTICO NATURAL	22
2.1 INTRODUÇÃO	22
2.2 ORIGEM DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO NATURAL	23
2.2.1 Fontes Eletromagnéticas de Onda Plana	25
2.2.2 Fontes Eletromagnéticas de Onda não - Plana	27
2.3 A IONOSFERA EQUATORIAL	31
2.4 O ELETROJATO EQUATORIAL	33
2.4.1 Trabalhos Experimentais sobre o Eletrojato	35
2.4.2 Teoria sobre o Eletrojato	39
2.5 O ELETROJATO EQUATORIAL NO BRASIL	47
2.6 CONCLUSÕES	48
3 - MODELAGEM NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL	52
3.1 INTRODUÇÃO	52
3.2 FORMULAÇÃO GERAL DAS SOLUÇÕES NUMÉRICAS	53
3.3 FORMULAÇÃO TEÓRICA DA EQUAÇÃO INTEGRAL TRIDIMENSIONAL	55

3.3.1	Expressões para o Campo Primário	63
3.3.1.1	Onda Plana	63
3.3.1.2	Linha de Corrente	64
3.3.1.3	Eletrojato Gaussiano	66
3.3.1.4	Eletrojato Ondulante	68
3.4	TESTE DO ALGORITMO UTILIZADO	72
3.4.1	Comparação com os resultados de TING & HOHMANN (1981)	72
3.4.2	Simetria e Discretização	72
3.5	CONCLUSÕES	76
4	EFEITOS DO ELETROJATO EQUATORIAL	79
4.1	INTRODUÇÃO	79
4.2	EFEITO DA FREQUÊNCIA	80
4.3	EFEITO DA DISTÂNCIA AO CENTRO DO ELETROJATO	94
4.4	EFEITO DA ORIENTAÇÃO DO ESTRUTURA TRIDIMENSIONAL EM RE- LAÇÃO À DIREÇÃO DO ELETROJATO EQUATORIAL	106
4.5	EFEITO DA DIMENSÃO DA DIREÇÃO PRINCIPAL DA ESTRUTURA TRI- DIMENSIONAL	110
4.6	DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	122
4.7	CONCLUSÕES	127
5	MODELAGEM DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS TRIDIMENSIO- NAIS DA BACIA DO MARAJÓ	129
5.1	INTRODUÇÃO	129
5.2	GENERALIDADES SOBRE A BACIA DO MARAJÓ	129
5.2.1	Arcabouço Estrutural da Bacia do Marajó	131
5.2.2	Estratigrafia da Bacia do Marajó	133
5.3	MODELAGEM DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS TRIDIMENSIONAIS DA BACIA DO MARAJÓ	133
5.3.1	Estrutura Tridimensional da Sub - Bacia de Cametá	140
5.3.2	Estrutura Tridimensional da Sub - Bacia de Limoeiro	149
5.4	DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	157
5.5	CONCLUSÕES	161
6	CONCLUSÕES E SUGESTÕES	163
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	167

RESUMO

A América do Sul apresenta várias peculiaridades geomagnéticas, uma delas, é a presença do Eletrojato Equatorial, o qual se estende de leste para oeste no Brasil ao longo de aproximadamente 3500 km. Considerando-se o fato de que a influência do Eletrojato Equatorial pode ser detectada a grandes distâncias do seu centro, isto suscita o interesse em se estudar os seus efeitos na exploração magnetotelúrica no Brasil.

A influência do eletrojato equatorial na prospecção magnetotelúrica tem sido modelada para meios geológicos uni e bidimensionais valendo-se para isto de soluções analíticas fechadas e de técnicas numéricas tais como elementos finitos e diferenças finitas. Em relação aos meios geológicos tridimensionais, eles tem sido modelados na forma de "camadas finas", usando o algoritmo "thin sheet". As fontes indutoras utilizadas para simular o eletrojato equatorial nestes trabalhos, tem sido linhas de corrente, eletrojatos gaussianos e eletrojatos ondulantes. Por outro lado, o objetivo principal da nossa tese foi o modelamento dos efeitos que o eletrojato equatorial provoca em estruturas tridimensionais próprias da geofísica da prospecção. Com tal finalidade, utilizamos o esquema numérico da equação integral, com as fontes indutoras antes mencionadas.

De maneira similar aos trabalhos anteriores, os nossos resultados mostram que a influência do eletrojato equatorial somente acontece em frequências menores que 10^{-1} Hz. Este efeito decresce com a distância, mantendo-se até uns 3000 km do centro do eletrojato. Assim sendo, a presença de grandes picos nos perfis da resistividade aparente de um semi - espaço homogêneo, indica que a influência do eletrojato é notável neste tipo de meio. Estes picos se mostram com diferente magnitude para cada eletrojato simulado, sendo que a sua localização também muda de um eletrojato para outro. Entretanto, quando se utilizam modelos geo - elétricos unidimensionais mais de acordo com a realidade, tais como os meios estratificados, percebe-se que a resposta dos eletrojatos se amortece significativamente e não mostra muitas diferenças entre os diferentes tipos de eletrojato. Isto acontece por causa da dissipação da energia eletromagnética devido à presença da estratificação e de camadas condutivas.

Dentro do intervalo de 3000 km, a resposta eletromagnética tridimensional pode ser deslocada para cima ou para baixo da resposta da onda plana, dependendo da localização do corpo, da frequência, do tipo de eletrojato e do meio geológico. Quando a resposta aparece deslocada para cima, existe um afastamento entre as sondagens uni e tridimensionais devidas ao

eletrojato, assim como um alargamento da anomalia dos perfis que registra a presença da heterogeneidade tridimensional. Quando a resposta aparece deslocada para baixo, no entanto, há uma aproximação entre estes dois tipos de sondagens e um estreitamento da anomalia dos perfis. Por outro lado, a fase se mostra geralmente, de uma forma invertida em relação à resistividade aparente. Isto significa que quando uma sobe a outra desce, e vice-versa. Da mesma forma, comumente nas altas frequências as respostas uni e tridimensionais aparecem deslocadas, enquanto que nas baixas frequências se mostram com os mesmos valores, com exceção dos eletrojatos ondulantes com parâmetros de ondulação $\alpha = -2$ e -3 .

Nossos resultados também mostram que características geométricas próprias das estruturas tridimensionais, tais como sua orientação em relação à direção do eletrojato e a dimensão da sua direção principal, afetam a resposta devido ao eletrojato em comparação com os resultados da onda plana. Desta forma, quando a estrutura tridimensional é rotacionada de 90° , em relação à direção do eletrojato e em torno do eixo z, existe uma troca de polarizações nas resistividades dos resultados, mas não existem mudanças nos valores da resistividade aparente no centro da estrutura. Ao redor da mesma, porém, se percebe facilmente alterações nos contornos dos mapas de resistividade aparente, ao serem comparadas com os mapas da estrutura na sua posição original. Isto se deve à persistência dos efeitos galvânicos no centro da estrutura e à presença de efeitos indutivos ao redor do corpo tridimensional.

Ao alongar a direção principal da estrutura tridimensional, as sondagens magnetotélúricas vão se aproximando das sondagens das estruturas bidimensionais, principalmente na polarização XY. Mesmo assim, as respostas dos modelos testados estão muito longe de se considerar próximas das respostas de estruturas quase-bidimensionais. Porém, os efeitos do eletrojato em estruturas com direção principal alongada, são muito parecidos com aqueles presentes nas estruturas menores, considerando-se as diferenças entre as sondagens de ambos tipos de estruturas. Por outro lado, os mapas de resistividade aparente deste tipo de estrutura alongada, revelam um grande aumento nos extremos da estrutura, tanto para a onda plana como para o eletrojato. Este efeito é causado pelo acanalamento das correntes ao longo da direção principal da estrutura.

O modelamento de estruturas geológicas da Bacia de Marajó confirma que os efeitos do eletrojato podem ser detetados em estruturas pequenas do tipo "horst" ou "graben", a grandes distâncias do centro do mesmo. Assim, os efeitos do eletrojato podem ser percebidos tanto nos meios estratificados como tridimensionais, em duas faixas de frequência (nas proximidades de 10^{-1} Hz e para frequências menores que 10^{-3} Hz), possivelmente influenciados pela presença do embasamento cristalino e a crosta inferior, respectivamente. Desta maneira, os resultados utilizando o eletrojato como fonte indutora, mostram que nas baixas

freqüências as sondagens magnetotelúricas podem ser fortemente distorcidas, tanto pelos efeitos galvânicos da estrutura tridimensional como pela presença da influência do eletrojato. Conseqüentemente, interpretações errôneas dos dados de campo podem ser cometidas, se não se corrigirem os efeitos do eletrojato equatorial ou, da mesma forma, não se utilizarem algoritmos tridimensionais para interpretar os dados, no lugar do usual modelo unidimensional de *Tikhonov - Cagniard*.

ABSTRACT

South America presents several unique geomagnetic features, one of which is the Equatorial Electrojet, a current system which extends east - west in Northern Brazil, for almost 3500 km. Considering the fact that the influence of the Equatorial Electrojet can be detected at great distances from its central axis, it is important to understand its effects on magnetotelluric exploration in Brazil.

In magnetotelluric prospecting, the influence of the equatorial electrojet has been modelled for both one and two - dimensional geological media, employing both analytical and numerical techniques solutions such as finite element and finite difference. Three-dimensional geological media have been modeled by "thin - layers" using a "thin sheet" algorithm. Lines of current, gaussian electrojets and undulatory electrojets have been used as induction sources to simulate the equatorial electrojet in these algorithms. In this thesis the principal objective is to model the effects of the equatorial electrojet on three - dimensional structures commonly found in geophysical prospecting. To accomplish this, we have computed numerical solutions of the integral equation for three - dimensional media using the inductive sources mentioned before.

As previous works have indicated, our results also show that the influence of the equatorial electrojet is prominent only for frequencies lower than 10^{-1} Hz. This influence decreases with distance but is detectable up to as far as 3000 km from the center of the electrojet. Thus, the presence of peaks in the apparent resistivity profiles over a homogeneous half - space indicates that the influence of the electrojet is more noticeable for this kind of medium. These peaks display different amplitudes for each type of simulated electrojet, and the peak locations also change from one electrojet to the other. However, when we use more geologically realistic one - dimensional models such as a stratified media, the effect of the electrojet source diminishes considerably and the results do not vary greatly for the different kinds of electrojet employed in the model. This effect is caused by the electromagnetic energy dissipation due to the presence of stratified conductive layers within the media.

Within the 3000 km region, the three - dimensional electromagnetic response can be larger or smaller than the plane wave response, depending on location body, frequency, kind of the electrojet and geology. When the apparent resistivity is larger than the plane wave response, there is a spread between the one and the three-dimensional sounding curves caused by the

electrojet, as well as a widening of the profile anomaly caused by the three - dimensional inhomogeneities relative to the one due to a plane wave. When the apparent resistivity is less the two kinds of sources yield anomalies approximately equal as well as a shortening of the profile anomaly. On the other hand, the phase usually shows an inverted way related to the apparent resistivity. This means that when one phase goes up the apparent resistivity goes down, and vice - versa. Similarly at high frequencies, the one and three - dimensional phases are offset, while at low frequencies they are the same, except for the undulating electrojet with undulation factor $\alpha = -2$ and -3 .

Our results also show that the geometric characteristics of three-dimensional structures, such as their orientation relative to the direction of the electrojet and the dimensions of their principal direction, change the response due to the electrojet source as compared to a plane wave source. For example, when the three - dimensional structure is rotated 90 degrees, relative to the direction of the electrojet, there is a change in polarization (of the electric and magnetic fields) but there are no changes in the values of apparent resistivity at the center of symmetry of the structure. When the measurements are taken away from the center of symmetry changes in the apparent resistivity are shown when compared with the unrotated structure. This is due to the persistence of the galvanic effects at the center of the structure and the presence of inductive effects at the periphery of the three - dimensional body.

When we elongate the principal direction of the three - dimensional structure, the magnetotelluric soundings start to approach those of two-dimensional structures. This is more noticeable in the XY polarization. Even so, the responses of the models tested are still quite different from the responses of the quasi - two - dimensional structures. Nevertheless, the effects of the electrojet in structures with elongated principal direction are very similar to those present in smaller structures, considering the differences between the soundings of both kinds of structures. On the other hand, the apparent resistivities of this kind of elongated structures show a great increase at the edges of these structures, both for the plane wave or electrojet sources. This effect is caused by the channelling of the current along the main direction of the structure.

The modelling of geological structures in the Marajó Basin, confirms that the effects of the electrojet can be detected even in small horst and graben structures located at great distances from electrojet center. Electrojet effects are noticeable in both one and three - dimensional media for two frequency bands, one near 10^{-1} Hz and another band, between 10^{-3} Hz to DC. This possibly reflects the influence of a resistive geological basement and a resistive lower crust, respectively. The results of the analysis, using the electrojet as an inductive source show that at low frequencies the computed responses from the magnetotelluric soundings

can be strongly distorted, both by galvanic effects in the three - dimensional structure as well as the presence of the electrojet. Therefore, if the equatorial electrojet effects are not accounted for, a misleading interpretation magnetotelluric data will result. Similarly, a three - dimensional model should be used to interpret the data, instead of one-dimensional *Tikhonov-Cagniard* model.

1 - INTRODUÇÃO

Nesta introdução, apresenta-se um breve relato histórico do método magnetotelúrico, enfatizando algumas controvérsias que o envolvem desde suas origens. Uma delas, precisamente a relacionada com as fontes, é analisada com mais detalhe, devido à sua importância na definição dos objetivos da tese. Em seguida, é feita uma revisão da modelagem no método magnetotelúrico pela necessidade de se ter algum entendimento sobre o assunto para introduzir a metodologia a ser empregada. Este estudo permitiu escolher a técnica numérica mais conveniente para a nossa modelagem, em função dos recursos computacionais à nossa disposição. A organização da tese nas suas diversas partes é apresentada no final.

1.1 ORIGENS DO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO

Por volta de 1850, os telegrafistas ingleses associaram as oscilações do campo elétrico terrestre às variações do campo geomagnético. Estas variações perturbavam as linhas telegráficas de tal forma que impediam as comunicações nos momentos de grandes tempestades magnéticas. Durante as tempestades, constatava-se uma correspondência geral entre as variações dos campos magnético e telúrico. Também notava-se uma ligeira semelhança durante os períodos de calma da atividade magnética. A existência de correntes terrestres naturais em grande escala, foi primeiramente estabelecida por *Barlow* em 1849, durante o desenvolvimento do primeiro sistema britânico de telégrafos. Os primeiros estudos das oscilações associadas aos campos geomagnético e telúrico, através de registros de período longo, foram feitos em Greenwich, Paris e Berlim no século dezanove (*Charles Walker* em 1861, *Lloyd* em 1861, *Johann Lamont* em 1862 e *George Biddell Airy* em 1868) (TELFORD et al., 1975).

Baseado nestes estudos, *Conrad Schlumberger* em 1921 elaborou o método telúrico, o qual relaciona o campo elétrico das correntes naturais na terra, em vários pontos de investigação, com medidas simultaneamente observadas numa estação base.

Por outro lado, analisando sistematicamente as variações magnéticas das componentes verticais de longo período, *Wiese* iniciou em 1951 (na antiga Alemanha Oriental), o hoje conhecido método das sondagens geomagnéticas profundas. Influenciado pelas idéias de *Schlumberger* e *Wiese*, *TIKHONOV* (1950) propôs a utilização simultânea das componentes totais

elétricas (\vec{E}) e magnéticas (\vec{H}) no ponto de investigação, para obter os valores da resistividade como uma função da profundidade, bastando, para tanto, selecionar o intervalo de frequência apropriado do campo eletromagnético natural. Posteriormente, CAGNIARD (1953) denominou este novo método de magnetotelúrico, nome que enfatiza a utilização das duas componentes, a magnética e a elétrica. Os métodos das sondagens geomagnéticas profundas e magnetotelúrico são ainda amplamente utilizados, enquanto que o método telúrico não é mais usado (SCHMUCKER & WEIDELT, 1975).

O mecanismo de indução em todos estes métodos é um campo eletromagnético que se propaga, com ligeira atenuação sobre grandes distâncias, no espaço existente entre a ionosfera e a superfície terrestre, de forma semelhante a um guia de ondas entre placas condutoras paralelas. Isto significa que este campo se reflete várias vezes entre as bordas deste sistema e, a grandes distâncias da fonte, este campo eletromagnético pode ser considerado como uma onda plana de frequência variável (entre 10^{-5} Hz até as frequências audíveis), que incide normalmente sobre a superfície terrestre. As principais fontes indutoras se localizam fora do planeta, estando as suas flutuações periódicas e transientes correlacionadas com as variações diurnas do campo magnético terrestre, sendo estas variações por sua vez, causadas pela emissão solar. Estas variações têm uma influência direta nas correntes da ionosfera, as quais induzem as correntes telúricas.

Uma outra fonte indutora, de frequência mais alta, são as tempestades elétricas. Apesar de seu caráter geralmente aleatório, existem três centros principais de geração de tempestades elétricas, todos localizados nas regiões equatoriais (Brasil, África Central e Malásia). Uma parte da energia destas descargas elétricas é convertida em campo eletromagnético que também se propaga no espaço existente entre a superfície terrestre e a ionosfera. No entanto, qualquer que seja a sua origem, o campo eletromagnético natural pode penetrar na superfície terrestre para produzir as correntes telúricas, possibilitando assim que se faça prospecção a centenas de quilômetros dentro da Terra (KAUFFMANN & KELLER, 1981).

Com os trabalhos de WAIT (1954) e DMITRIEV & BERDICHEVSKIY (1979), o método magnetotelúrico foi aperfeiçoado para se constituir em um dos principais métodos geofísicos de estimativa da resistividade elétrica que, combinada com o conhecimento geológico, permite inferir as estruturas geológicas em subsuperfície. Desde que foi descrito pela primeira vez, este método chamou a atenção de muitos geofísicos devido, principalmente, ao fato de que ele usa a energia eletromagnética natural para prospectar o terreno. Desta forma, o método magnetotelúrico oferece simplicidade e é particularmente útil em áreas remotas onde é difícil transportar fontes pesadas de energia, as quais são necessárias nas sondagens eletromagnéticas convencionais profundas com fontes controláveis.

Além dos autores já mencionados, outros pesquisadores também contribuíram bastante no desenvolvimento do método magnetotelúrico: *G.G. Obukov* na ex-URSS; *A.T. Price* na Inglaterra; *T.R. Madden, C.M. Swift, Jr., T. Cantwell, F.X. Bostick, Jr., H.M. Smith e K. Vozoff* nos USA; enquanto que no Japão *Y. Kato & T. Kikuchi e T. Rikitake*. Este método tem sido usado na prática, na determinação da estrutura de bacias sedimentares (VOZOFF, 1972), localização de reservatórios geotermiais (STANLEY et al., 1977), delimitação de depósitos minerais (STRANGWAY et al., 1973) e para estudar a estrutura profunda da crosta (SWIFT, 1971). Especialmente na ex-USSR, há uma grande experiência na aplicação sistemática deste método na prospecção de estruturas geológicas com gás e petróleo, como mostra o trabalho de *Berdichevskiy* e seus colaboradores (VOZOFF, 1986).

Esta multiplicidade de aplicações e a diversidade de pessoas trabalhando no aperfeiçoamento do método, tem levado ao surgimento de algumas controversias no transcurso do seu desenvolvimento histórico.

1.2 CONTROVERSIAS NO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO

A princípio, os esforços realizados para aplicar o método magnetotelúrico ofereceram resultados desanimadores. Com o acúmulo de experiência, foi gradualmente reconhecido que várias características das fontes de campo natural eram importantes, e que a interação deste campo com as estruturas geológicas em subsuperfície era complexa e necessitava de cuidadosa análise antes que o método pudesse ser efetivamente aplicado na prospecção (RANKIN, 1962). Assim, surgiram no final da década de 50 e no princípio da década de 60, as pesquisas direcionadas a estudar os efeitos das heterogeneidades geológicas e dos diversos tipos de anisotropia (D'ERCEVILLE & KUNETZ, 1962).

Nesta época, surgiu a controvérsia da aplicabilidade da teoria de *Cagniard*, sobretudo em relação a três temas principais: a) insuficiência de uniformidade do campo magnético indutor; b) efeito de heterogeneidades do subsolo; e c) efeito da esfericidade da Terra. No primeiro tema, em especial para períodos longos, existem até hoje duas tendências: na primeira, se agrupam os chamados autores "prudentes", ou seja aqueles que dão grande importância à não uniformidade do campo magnético indutor para períodos geralmente superiores a 1000 s e que concluem que se a variação do campo incidente for suave, o modelo de *Tikhonov - Cagniard* é justificável (PRICE, 1973); na segunda, agrupam-se os chamados autores "ousados", ou seja, aqueles autores que estimam ser pouco importante esta insuficiência da uniformidade ou que acreditam ser superável a dificuldade que ela provoca (MADDEN & NELSON, 1964). Eles consideram que uma acumulação estatística suficiente

de medidas compensa e corrige as deficiências de uniformidade, planicidade e horizontalidade da onda incidente. Em relação às dificuldades devidas às heterogeneidades do subsolo, efeitos topográficos e variações geológicas laterais, surgiram alguns trabalhos, tais como os de WESCOTT & HESSLER (1960) e WATANABE (1964), entre outros. O problema relacionado com a esfericidade da Terra tem sido julgado como sendo pouco perturbador, tal como mostram os trabalhos de SRIVASTAVA (1965) e PRICE (1962).

A hipótese de fonte uniforme, na forma de uma onda plana, tem funcionado muito bem, sobretudo em latitudes médias, onde o método foi proposto, testado e amplamente utilizado para estimar a condutividade elétrica em subsuperfície. Contudo, em latitudes equatoriais e aurorais, existem jatos de corrente ionosférica, cuja concentração de corrente produz variações nos campos magnéticos na superfície terrestre e invalidam a hipótese de onda plana. No caso equatorial, tal concentração de corrente é conhecida como "Eletrojato Equatorial" (HUTTON, 1972). É conveniente, portanto, considerar as limitações desta teoria nos casos de se trabalhar nas proximidades de correntes elétricas produzidas por estes eletrojatos.

Como o assunto das fontes e sua influência nos dados magnetotelúricos é uma das questões mais polêmicas no método, além de estar intimamente relacionada com o tema da nossa tese, é conveniente analisar a bibliografia a seu respeito. Um enfoque mais detalhado sobre as fontes, será apresentado no Capítulo 2, onde será feita uma clara distinção entre as fontes da onda plana e as variações tipo eletrojato equatorial.

1.2.1 A Influência da Fonte na Modelagem de Dados Magnetotelúricos

Na teoria magnetotelúrica básica, a hipótese da fonte geradora do campo incidente ser uniforme sobre uma extensa área da superfície terrestre, faz com que o campo primário seja representado por ondas planas. Este é o conhecido modelo de *Tikhonov - Cagniard*, que se baseia nas seguintes hipóteses em relação ao campo eletromagnético incidente:

1. os fenômenos eletromagnéticos são independentes da origem das correntes telúricas na terra;
2. as lâminas de correntes telúricas são suficientemente uniformes e harmônicas;
3. a velocidade das ondas eletromagnéticas planas no espaço livre, assim como na Terra, é suficientemente grande para ser considerada igual à velocidade da luz;
4. o campo eletromagnético natural é uma onda plana que se propaga no interior da Terra;
5. o meio geológico é lateralmente uniforme.

Estas hipóteses permitem calcular a resistividade aparente usando a fórmula de CAGNIARD (1953). A hipótese de onda plana, porém, resulta inadequada quando observações são realizadas a pequenas distâncias das distribuições de correntes que originam o campo eletromagnético. Esta questão da fonte no método magnetotelúrico vem sendo exaustivamente analisada desde que o método foi proposto. Nenhuma das hipóteses fundamentais são válidas de uma forma geral, mas as deficiências das mesmas na utilização do método têm sido bem entendidas (HERMANCE, 1978). Diversos pesquisadores estudaram a complexidade do campo eletromagnético natural, para regiões com eletrojatos, e mostraram quais as influências dos mesmos nos dados magnetotelúricos (LILLEY & BENNET, 1973). A seguir, faremos um breve resumo dessas contribuições.

Os trabalhos de PRICE (1962) e WAIT (1962), sugeriram que as estimativas das resistividades em subsuperfície, obtidas com base nas hipóteses de *Tikhonov - Cagniard*, podem ser enganosas em circunstâncias onde não se tem ondas planas, embora tenham concluído que bons resultados podem ser obtidos se a variação do campo incidente for suave. Estes autores acreditam que a complexidade do comportamento das impedâncias observadas na superfície do terreno era, em grande parte, devido a variações da fonte, e por isso, a hipótese de se supor o campo como uma onda plana, não é totalmente válida. Eles mostram que certas correções são necessárias para períodos maiores que 10 s, quando as fontes são de tamanho finito.

Autores como HOFFMANN & HORTON (1966) e WARD & MORRISON (1966), insistiram na aplicabilidade do método, mesmo em regiões com a presença de eletrojatos. De maneira similar, pesquisadores que trabalham com dados reais nestas latitudes, têm relutado em abandonar as hipóteses de *Tikhonov - Cagniard*, devido principalmente à sua facilidade de aplicação (HERMANCE & GARLAND, 1968). As conclusões do trabalho de MADDEN & NELSON (1964) proporcionaram outra visão para esta controvérsia. Eles afirmaram que os efeitos de natureza periódica da fonte serão fortemente reduzidos se são admitidas estruturas realísticas da distribuição da resistividade do terreno, já que, segundo eles, a complexidade comumente observada nos dados magnetotelúricos é, em grande parte, devido à maneira como as medidas de impedância são feitas e não devido a variações na fonte.

Um método para interpretar dados magnetotelúricos quando a fonte do campo é considerada, foi descrito por SRIVASTAVA (1965). Da mesma forma, SCHMUCKER (1971) fez estudos similares, usando como fonte do campo incidente, uma linha de corrente e um eletrojato gaussiano. Por outro lado, HUTTON (1972) calculou as expressões teóricas gerais para as variações temporais dos campos elétricos e magnéticos nas vizinhanças do equador

magnético. Esta pesquisadora utilizou vários modelos, inclusive o de camadas planas paralelas, encontrando que a resistividade aparente muda muito seus valores em relação aos valores da onda plana, especialmente para períodos maiores que 7 horas.

A modelagem analítica tem sido utilizado por vários autores para definir a resposta de um dado embasamento com fontes que simulam o efeito do eletrojato. Para testar se a relação de *Cagniard* para a resistividade aparente é válida na presença do eletrojato, HERMANCE & PELTIER (1970) propuseram que um eletrojato do tipo linha infinita de corrente na direção leste - oeste, localizada a 110 km verticalmente sobre um meio estratificado. O estudo do modelo de duas camadas, que é apropriado para representar meios continentais e áreas tectonicamente ativas, indicou a validade da hipótese de *Cagniard* nas áreas ativas.

Uma extensão desses trabalhos foi proposta por PELTIER & HERMANCE (1971) que simularam o eletrojato através de uma densidade superficial de corrente seguindo uma distribuição planar gaussiana, localizada a uma altura de 110 km e fluindo na direção leste - oeste. Estes autores concluíram que o efeito da fonte cresce com a resistividade da sub-superfície. Assim sendo, as técnicas convencionais de interpretação, baseadas no modelo *Tikhonov - Cagniard*, são menos adequadas em áreas continentais do que em áreas tectonicamente ativas. Para um dado substrato e uma distância ao eletrojato, o efeito da fonte aumenta com o período, decrescendo porém, com a distância ao centro do eletrojato. As medidas feitas nos pontos diretamente abaixo do eletrojato para períodos maiores a 10 s, tendem a subestimar os valores das resistividades e superestimar os valores das fases, enquanto ocorre o inverso para pontos distantes do centro.

As variações diurnas nas correntes telúricas e nos campos geomagnéticos, em estações localizadas ao norte e ao sul do equador magnético na Nigéria, foram estudadas no trabalho de AKINTOBI (1972). Seus resultados mostram que as variações em latitude das correntes são parcialmente controladas pelo eletrojato equatorial e parcialmente pelas diferenças em superfície das estruturas geológicas.

O método utilizado por HERMANCE & PELTIER (1970) foi generalizado no trabalho realizado por HIBBS & JONES (1973a), de maneira a incluir o efeito de fontes simétricas não uniformes, utilizando meios estratificados. Neste trabalho foi utilizada a técnica das diferenças finitas para determinar a resposta magnetotelúrica de modelos contendo heterogeneidades bidimensionais. Usando como modelo um meio contendo heterogeneidades laterais, os resultados obtidos mostraram que para períodos longos (maiores que 10^2 s) a configuração da fonte influencia consideravelmente os valores da resistividade aparente. Em um trabalho subsequente, HIBBS & JONES (1973b) calcularam a indução eletromagnética sobre um meio

bidimensional, gerada por uma fonte de corrente não - uniforme e assimétrica. Estes autores obtiveram um alto grau de assimetria nas componentes magnéticas horizontal (H_y) e vertical (H_z), onde y é a direção da fonte bidimensional.

Uma excelente análise sobre o tema da complexidade do campo eletromagnético, foi realizada por BERDICHEVSKIY & DMITRIEV (1979), em relação aos vários tipos de fontes de variação magnética. Estes autores estabeleceram níveis de 1 até 3 para as fontes de campo eletromagnético natural, de acordo com a complexidade da geometria dessas fontes (Tabela 1.1). Os problemas para extrair a informação sobre o meio geológico crescem com a complexidade do campo. Como pode ser visto na Tabela 1.1, o modelo de onda plana proposto por CAGNIARD (1953) pertence ao nível 1. O eletrojato equatorial, que constitui o tipo de fonte de maior interesse no nosso trabalho, é representado por um campo magnético uniforme de orientação arbitrária de nível 3.

Analisando o modelo de *Tikhonov - Cagniard* para os trabalhos de exploração geofísica, DMITRIEV & BERDICHEVSKIY (1979) confirmaram a sua validade principalmente quando a área prospectada é relativamente pequena em relação a curvatura da Terra. Na mesma publicação, eles generalizaram o critério de *Wait - Price* mostrando que se a variação do campo magnético em relação à distância for linear (mesmo sendo acentuada), o modelo de *Tikhonov - Cagniard* é igualmente válido. Também, eles mostraram que a principal condição para a validade deste modelo é a linearidade nas variações do campo horizontal e não a suavidade desta variação, como propuseram *Wait - Price*. Dessa maneira, estes autores estabeleceram que "se na superfície de um terreno homogêneo as componentes magnéticas horizontais (H_x e H_y) variarem linearmente com distâncias na ordem de três vezes a profundidade de penetração do campo (δ , "skin depth"), as relações entre as componentes elétricas e magnéticas horizontais ($\frac{E_x}{H_y}$ e $\frac{E_y}{H_x}$) determinam a impedância de *Tikhonov - Cagniard*".

A influência das fontes de campo situadas na ionosfera, nos dados magnetotelúricos a grandes profundidades, foi estudada por OSIPOVA (1983). Entre outras coisas, neste trabalho foi considerada a possibilidade de usar o modelo magnetotelúrico de *Tikhonov - Cagniard*, sob um arco de corrente ionosférica de abertura de 90° . As curvas de resistividade aparente, calculada ao longo de um perfil que passa através do centro do arco, coincide praticamente com as curvas de onda plana (semi - espaço de $\rho = 10 \Omega \cdot m$), em todos os períodos $T < 1$ s, exceto na região da mudança de sinal das componentes horizontais dos campos elétrico e magnético. Para períodos maiores, estas resistividades estão mais próximas uma da outra, quanto maior for o parâmetro $\frac{r}{h_0}$, que é a razão entre a distância do eletrojato e a altura da fonte da superfície da Terra.

Tabela 1.1 - Complexidade do campo eletromagnético (adaptado de BERDICHEVSKIY & DMITRIEV (1979)).

<i>Modelo de Fonte</i>	<i>Grau de Complexidade</i>	<i>Condição de aplicabilidade</i>
I - Dipolo elétrico com pouco movimento horizontal	2	Micropulsações observadas em latitudes médias e baixas.
II - Dipolo elétrico ou magnético sujeito a translação linear com momento variante no tempo: (a) - Momento horizontal	2	Subtempestades das calotas polares observadas em latitudes médias e baixas. Começo súbito de tempestades ao redor do mundo.
(b) - Momento vertical	3	
III - Filamento linear de corrente	1	Subtempestades das calotas polares observadas em latitudes médias e baixas.
IV - Onda plana arbitrariamente polarizada	2	Micropulsações e subtempestades de calotas polares observadas em latitudes médias e baixas.
V - Corrente induzida fixa de configuração constante	1	Leves variações solares diurnas observadas em latitudes médias.
VI - Campo magnético uniforme arbitrariamente orientado	3	Componente principal das tempestades magnéticas ao redor do mundo.

Uma solução aproximada para a indução eletromagnética gerada por uma fonte bidimensional, diretamente paralela ao “*strike*” de um corpo anômalo bidimensional, foi descrita no trabalho de HERMANCE (1984). Ele mostrou que sob certas condições o campo é perturbado somente na vizinhança da heterogeneidade lateral. Porém, à medida que cresce a distância do contato, a resposta se torna mais influenciada pelas dimensões da fonte.

Para testar a validade das sondagens geomagnéticas profundas em latitudes aurorais, MARESCHAL (1986) usou modelos analógicos de fontes tridimensionais em escala reduzida. Com a utilização do algoritmo de lâmina fina (“*thin sheet*”), MARESCHAL et al. (1987) realizaram testes numéricos simples visando definir os condutores a nível crustal que melhor definem as correntes de canalização na parte sul da Índia.

O Instituto Meteorológico Finlandês tem especial interesse nos estudos dos efeitos do eletrojato nos campos eletromagnéticos da região auroral. HÄKKINEN & PIRJOLA (1986) mostraram teoricamente que as impedâncias nas proximidades de um eletrojato diferem significativamente daquelas originadas por ondas planas. Para os modelos estratificados, esta diferença torna-se importante nos períodos maiores que 60 s. Segundo eles, os campos podem ser tratados como se fossem gerados por uma linha de corrente.

Uma distribuição gaussiana de corrente foi utilizada por AGARWAL & WEAVER (1990a) para modelar numericamente, com a ajuda do algoritmo de lâmina fina, os efeitos indutivos das variações geomagnéticas devido ao eletrojato diurno na região sul da Índia e Sri Lanka. Eles verificaram que as fontes não - uniformes têm um pronunciado efeito nas correntes induzidas da região. Utilizando o mesmo tipo de algoritmo, AGARWAL & WEAVER (1990b) analisaram também os efeitos da costa nas variações geomagnéticas associadas com o eletrojato equatorial diurno, para períodos S_q (24 hr) e subtempestades (20 e 60 min). Eles encontraram que os efeitos indutivos são maiores nos períodos das subtempestades e que são muito dependentes da dimensão principal da heterogeneidade.

Na sua tese de mestrado, MOTA (1991) descreveu uma solução aproximada da resposta magnetotelúrica para meios estratificados ou bidimensionais, com fontes que simulavam o eletrojato equatorial. Utilizando o método dos elementos finitos, MOTA (1991) obteve a resposta magnetotelúrica para situação em que a fonte está paralela ou perpendicular ao “*strike*” de um corpo anômalo bidimensional. Este autor estudou os casos em que a fonte é representada por uma linha infinita de corrente e por um eletrojato gaussiano, tendo a corrente uma dependência harmônica com o tempo ($e^{i\omega t}$). MOTA (1991) encontrou que a influência na resposta magnetotelúrica é maior quando a fonte é paralela ao “*strike*” da estrutura bidimensional. Da mesma maneira que HIBBS & JONES (1973b), MOTA & RIJO (1991)

verificaram que os efeitos do eletrojato equatorial nos dados magnetotelúricos são mais significativos nas baixas frequências (menores que 0.1 Hz) e em meios com embasamento resistivo e profundo. Eles usaram os modelos de linha e eletrojato gaussiano em presença de meios estratificados ou bidimensionais.

Estudiosos como CHAPMAN (1948), HESSE (1982) e ONWUMECHILLI (1967) observaram, por outro lado, que em virtude da mudança de direção das correntes na ionosfera, o eletrojato equatorial apresenta um caráter espacial ondulante. Por conseguinte, os modelos da linha e de distribuição gaussiana de corrente não correspondem adequadamente a esse formato de eletrojato, precisando-se de modelos mais realistas, que reflitam melhor a realidade física. Seguindo esta abordagem, RIJO (1991) modelou a resposta magnetotelúrica em regiões de baixas latitudes usando fontes de forma mais complexas, obtidas com a interpolação linear da fonte com funções chapéu ("hat functions"), permitindo assim, a modelagem de eletrojatos mais reais. Com esta metodologia, este autor encontrou que as ondulações no eletrojato devido às mudanças de sinal das correntes, intensificam bastante os efeitos da fonte nos dados magnetotelúricos nas frequências baixas (menores que 1 Hz). Desta forma, ele concluiu que a influência da fonte no método magnetotelúrico em regiões de baixa latitude não pode ser ignorada e, além disso, que esta influência depende não somente da variação espacial das correntes, mas também da sua polarização.

Esta revisão nos proporcionou uma visão sobre o problema do eletrojato nas baixas latitudes e de como seus efeitos foram modelados no transcurso das últimas décadas. Uma introdução sucinta à modelagem numérica no método magnetotelúrico torna-se necessária nesta altura, para delinear nossos objetivos e traçar a metodologia a ser seguida.

1.3 MODELAGEM MAGNETOTELÚRICA

O estudo dos modelos unidimensionais é simples e não apresenta nenhuma dificuldade matemática, tendo já alcançado um grau de desenvolvimento avançado. A solução analítica dos meios estratificados tem sido utilizada há muitos anos tanto para modelagem direta como para inversão. Os modelos bidimensionais e tridimensionais, pelo contrário, só podem ser solucionados analiticamente em casos muito simples que apresentem um alto grau de simetria. Aproximação assintótica e expansão em séries dos campos, em torno de estruturas bidimensionais e tridimensionais, são duas das técnicas comumente usadas antes do começo dos anos 70 (KAUFFMANN & KELLER, 1981). Por esta época, surgiram os computadores de alta velocidade e com eles os modelos bidimensionais puderam ser totalmente analisados com a aplicação de métodos numéricos. Entre esses métodos numéricos pode-se mencionar:

elementos finitos (COGGON, 1971), equação integral (HOHMANN, 1971) e diferenças finitas (SWIFT, 1971). A partir desse esforço inicial, houve nas últimas décadas um progresso contínuo na arte de simulação eletromagnética numérica, graças ao aparecimento de novas técnicas de processamento. Isso foi motivado pela necessidade de melhores procedimentos de interpretação em regiões de geologia complexa e pelo contínuo aprimoramento dos instrumentos de aquisição de dados de campo (RIJO (1990)).

Não obstante, a modelagem tridimensional ainda está muito pouco desenvolvido e até recentemente utilizaram-se apenas modelos unidimensionais e bidimensionais para interpretar os dados magnetotelúricos. As distorções dos campos causadas por estruturas tridimensionais podem ser severas e não são facilmente previsíveis usando modelos unidimensionais e bidimensionais (PARK, 1985). JIRACEK (1990) demonstrou que a resistividade da crosta inferior pode ser severamente sobrestimada quando no entorno de estruturas tridimensionais, os dados são interpretados usando modelos unidimensionais.

As soluções numéricas no método magnetotelúrico são obtidas com a aproximação da equação diferencial ou integral em questão, através de um conjunto de equações algébricas lineares. A implementação de técnicas numéricas para a modelagem, pode ser feita por meio dos seguintes métodos: a) método das equações diferenciais; b) método das equações integrais e c) métodos híbridos (JONES (1974)).

As soluções numéricas por equações diferenciais, são os esquemas mais amplamente utilizados na modelagem eletromagnética. Estas soluções são obtidas através das técnicas das diferenças finitas (JONES & PRICE, 1971) e dos elementos finitos (RIJO, 1977). Ambos os métodos têm sido usados com muito sucesso na modelagem magnetotelúrica bidimensional, onde estruturas realmente complexas podem ser modeladas. Porém, a modelagem tridimensional com estas técnicas, apresenta muita dificuldade e só pode ser feito em computadores de grande porte. Assim sendo, a maioria das implementações computacionais são ineficientes (REDDY et al., 1977). A grande deficiência destes métodos consiste na necessidade de discretizar grandes malhas para controlar as condições de contorno na borda da malha. Adicione-se a isso, a necessidade de encontrar a solução em cada nó da malha, o que dá como resultado grandes matrizes de forma bandeada e esparsa (LAPIDUS & PINDER, 1982). Conseqüentemente, é necessário dispor de muita memória de computador (PRIDMORE et al., 1981). De modo geral, podemos afirmar que estas técnicas estão ainda longe de ser computacionalmente econômicas com a atual tecnologia de computadores (RANGANAKI & MADDEN, 1980), a menos que sejam usados supercomputadores. Outra técnica numérica deste grupo, usada em menor grau na solução dos problemas eletromagnéticos, é a formulação analógica da solução por diferenças finitas, conhecida como

método "network" (MADDEN & THOMPSON, 1969).

Na tentativa de superar as dificuldades surgidas na solução dos problemas por equações diferenciais, utilizou-se a formulação por equação integral. As primeiras aplicações da formulação integral na modelagem geofísica foram desenvolvidas em modelos bidimensionais por HOHMANN (1971) e PARRY & WARD (1971). O método da equação integral foi posteriormente estendido para calcular a resposta de estruturas tridimensionais, através dos trabalhos fundamentais de HOHMANN (1975), RAICHE (1974) e WEIDELT (1975). Apesar da formulação por equação integral envolver maiores dificuldades matemáticas, ela reduz consideravelmente o tempo computacional (BAKER, 1977). Neste método, as variações nas condutividades das heterogeneidades são tratadas como fontes de correntes equivalentes e os campos são calculados usando funções diádicas de *Green*, as quais possuem solução analítica para modelos simples do meio encaixante. Como consequência, só é necessário calcular o campo elétrico gerado pelas correntes espalhadas dentro da heterogeneidade, e não em todo o meio. Assim sendo, apenas as heterogeneidades tridimensionais precisam ser discretizadas. Em consequência, embora as matrizes sejam cheias, elas são de menor dimensão e utilizam menos memória de computador que as soluções por equações diferenciais, cujas malhas e matrizes se tornam muito grandes à medida que se complicam os modelos (WEIDELT, 1975). Por tal razão, o método das equações integrais é atualmente o mais indicado e o mais comumente utilizado para os modelos tridimensionais simples com alto grau de simetria (TING & HOHMANN, 1981). Porém, esta eficiência desaparece quando as distribuições de condutividade se tornam complicadas ou quando se tenta simular modelos tridimensionais complexos contendo vários corpos. Estas situações dão como resultado enormes matrizes totalmente cheias, o que torna o método das equações integrais menos competitivo, em termos computacionais, do que o de elementos finitos (REDDY et al., 1977).

Os métodos híbridos, por outro lado, consistem em combinar as vantagens das soluções por equações diferenciais e por equação integral (KONG, 1989). Estas abordagens, relativamente recentes e ainda pouco exploradas, são as mais promissoras para tentar contornar o problema da grande necessidade de memória de computador ao solucionar casos tridimensionais complexos (LEE et al., 1981).

Uma aproximação importante para a modelagem numérica tridimensional, é a aproximação por lâmina fina ("thin sheet"), a qual tem sido implementada tanto com esquemas de equações diferenciais como de equações integrais (PARK et al., 1983). Esta aproximação é uma forma útil e efetiva para modelar distorções do campo eletromagnético, que são provocadas por heterogeneidades próximas a superfície, a exemplo de camadas sedimentares e oceanos. Esta aproximação, porém, não apresenta muita utilidade nos casos da modelagem

de estruturas tridimensionais localizadas, as quais são o principal interesse da geofísica de prospecção.

Nesta tese, trabalharemos com estruturas tridimensionais simples, que podem ser facilmente modeladas com a técnica da equação integral. Esta técnica possui as características necessárias para ser utilizada nestes casos e se adapta muito bem aos nossos recursos computacionais, sendo portanto, o esquema numérico ideal para a nossa modelagem. O tema da simulação tridimensional através da solução por equação integral será tratado mais detalhadamente no Capítulo 3. Uma vez escolhida a técnica de modelagem, passaremos a apresentar os objetivos da nossa tese.

1.4 OBJETIVOS DA TESE

Concluimos através desta revisão, que nas regiões equatoriais a condição de ondas planas é violada devido à presença do eletrojato equatorial. Da mesma forma, concluímos que os modelos de linha de corrente e eletrojato gaussiano, comumente utilizados na literatura para modelar os efeitos desse eletrojato, não são satisfatórios, devido às complexidades geométricas do eletrojato equatorial. É aconselhável portanto, incluir na modelagem dos dados magnetotelúricos, fontes que se aproximem mais da descrição física dos eletrojatos.

A simulação dos efeitos do eletrojato nas anomalias magnetotelúricas dos meios unidimensionais e bidimensionais já foi bastante explorado e seus resultados estão suficientemente entendidos. No entanto, são poucos os trabalhos existentes na simulação dos efeitos deste tipo de fonte nos meios tridimensionais. De nosso conhecimento, existem apenas trabalhos que utilizaram a aproximação de lâmina fina, tais como AGARWAL & WEAVER (1990a e b) e MARESCHAL et al. (1987). Desta forma, a modelagem da influência do eletrojato equatorial em estruturas tridimensionais simples de interesse para a prospecção geofísica, não é encontrado na bibliografia. Este será o principal objetivo da nossa tese. Ressaltamos que os resultados obtidos, são de importância, uma vez que o eletrojato equatorial atravessa o território brasileiro de leste a oeste em aproximadamente 3500 km e sua influência nos dados magnetotelúricos é marcante, especialmente nas baixas frequências (TRIVEDI, 1989).

Uma vez estabelecidos os objetivos principais da nossa tese, apresentaremos a seguir a metodologia que vamos utilizar.

1.5 METODOLOGIA

Como foi justificado, utilizaremos a técnica das equações integrais para a modelagem dos efeitos do eletrojato equatorial nas estruturas tridimensionais. Para tanto, adaptamos o programa desenvolvido por TING & HOHMANN (1981) e WANNAMAKER et al. (1984a) as condições do computador disponível (*Disco VAX - 8600*), assim como mudamos a forma de solucionar o sistema linear de equações e implementamos a alocação dinâmica de memória. Este programa também foi modificado no sentido de incorporar fontes que simulam o eletrojato equatorial, já que ele havia sido originalmente formulado para onda plana. Os modelos da fonte utilizados foram os de linha de corrente, eletrojato gaussiano e eletrojato ondulante.

Uma das questões mais importantes nesta metodologia é a verificação do bom funcionamento do programa, face às mudanças introduzidas. Para isso, foi necessário comparar a resposta por ele calculada, com resultados já publicados. Com tal finalidade, escolhemos os resultados de TING & HOHMANN (1981), pois eles foram obtidos com a versão original do programa. Um outro teste foi realizado com a finalidade de verificar a equivalência do uso de células cúbicas e prismáticas. Para isto, foi utilizado um modelo totalmente simétrico, que nos proporcionou também a possibilidade de mostrar a presença desta simetria, nos perfis e contornos calculados para uma determinada frequência.

Uma vez constatado o bom funcionamento do programa, modelaremos os efeitos que o eletrojato equatorial provoca em diferentes estruturas tridimensionais simples, em diferentes condições e situações, buscando assim investigar qual é a sua influência nos resultados da simulação. A utilização de modelos geológicos mais realistas foi incluída no final, com a escolha de estruturas características da Bacia do Marajó. Estes modelos foram tomados das seções sísmicas e das interpretações gravimétricas e magnéticas originadas de levantamentos executados na própria bacia.

Com apresentação do problema e a forma como ele vai ser investigado, nos resta agora mostrar como ele vai ser organizado na continuação da tese.

1.6 ORGANIZAÇÃO DA TESE

Considerando os temas tratados nesta introdução, esta tese está dividida em cinco capítulos:

2 CAMPO ELETROMAGNÉTICO NATURAL

Neste capítulo é feita uma apresentação da origem do campo magnetotélico, pretendendo-se com isto deixar bem clara a presença de variações tipo eletrojato equatorial,

as quais podem influenciar significativamente os dados magnetotelúricos.

3 - MODELAGEM NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL

Apresentaremos aqui a técnica numérica utilizada na solução do nosso problema com mais detalhe. As modificações introduzidas no programa original da equação integral e a verificação do seu bom funcionamento, são apresentadas também neste capítulo.

4 - EFEITOS DO ELETROJATO EQUATORIAL

Os resultados da modelagem e sua respectiva análise são apresentados neste capítulo, onde se focalizam os diversos efeitos do eletrojato na determinação da resistividade aparente das estruturas tridimensionais.

5 - MODELAGEM DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS DA BACIA DO MARAJÓ

A partir de seções sísmicas e de interpretações de dados gravimétricos e magnéticos da Bacia de Marajó, obtivemos alguns modelos tridimensionais simples para serem calculados com a nossa metodologia. Estes modelos podem representar uma primeira aproximação dos dados magnetotelúricos que seriam obtidos nesta bacia.

6 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES

As conclusões referentes à tese, assim como as recomendações para futuros trabalhos são apresentadas neste capítulo. Com isto pretendemos contribuir ao esclarecimento do problema, com a principal finalidade de prevenir aqueles que realizam trabalhos de prospecção, sobre os cuidados que se devem ter ao interpretar dados provenientes de áreas onde se apresentam fontes do tipo eletrojato equatorial.

2 - CAMPO ELETROMAGNÉTICO NATURAL

Este capítulo é uma revisão dos principais conceitos relacionados com o campo eletromagnético natural, que é utilizado no estudo da resistividade elétrica em sub-superfície através do método magnetotelúrico. As propriedades eletromagnéticas da magnetosfera, ionosfera e atmosfera, serão apresentadas de forma sucinta, conjuntamente com a consideração da origem das principais pulsações e variações. Com isso, pretendemos proporcionar as bases para o entendimento das fontes eletromagnéticas naturais, incluindo o Eletrojato Equatorial.

2.1 INTRODUÇÃO

No método magnetotelúrico, a utilização do campo eletromagnético natural possibilita a prospecção geoeétrica a profundidades tais que, se fosse usada uma fonte artificial, grandes geradores seriam necessários para atingi-las. Este fato se constitui na principal vantagem do método e, ao mesmo tempo, na sua maior fraqueza, devido à natureza errática do campo eletromagnético natural da Terra. Este campo contém uma quantidade apreciável de energia, distribuída num amplo espectro de freqüências, que é originada por diferentes processos que ocorrem desde o núcleo da Terra até as mais distantes galáxias. Todavia, dentro das freqüências de interesse na prospecção geofísica ($10^{-3} - 10^4$ Hz), só os sinais gerados na atmosfera e na magnetosfera são importantes (POSTENDORFER, 1975).

Para freqüências acima de 1 Hz, o campo natural tem contribuições da atividade cultural do homem, como também da atividade meteorológica das tempestades elétricas. A parcela cultural consiste do campo proveniente de sistemas de distribuição de energia e de estações de rádio. A contribuição da atividade meteorológica, porém, é a componente mais importante nestas freqüências. Todavia, o principal interesse na aplicação do método magnetotelúrico está na prospecção a grandes profundidades, sendo portanto, as freqüências abaixo de 1 Hz as de maior interesse. Nestas freqüências, o campo eletromagnético natural é produzido por complicadas interações entre o campo magnético permanente da Terra, o fluxo de plasma proveniente do Sol e a atmosfera (KAUFFMANN & KELLER, 1981). A forma como estas fontes originam o campo eletromagnético natural de interesse no método magnetotelúrico será apresentada sucintamente na próxima seção.

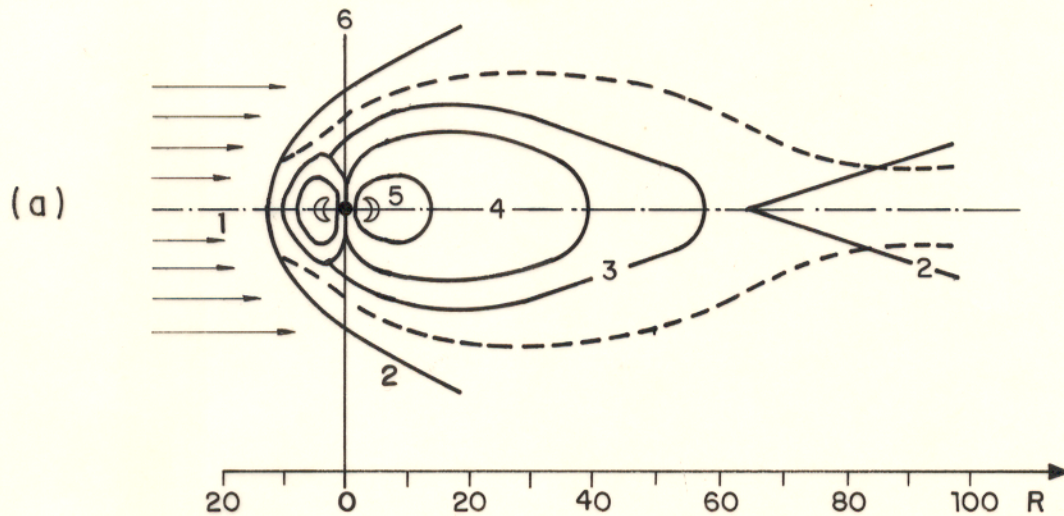
2.2 ORIGEM DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO NATURAL

O campo magnético terrestre está submetido a variações irregulares de origem interna ou externa, com períodos muito diversos. Começando pelos períodos mais longos, existem diversas variações como as inversões de polaridade (da ordem de 30 milhões de anos), a variação secular (da ordem de 500 anos), as devidas ao ciclo solar (11 anos), as anuais, as devidas a rotação solar (27 dias), a variação diurna, etc. Em períodos mais curtos existem as perturbações baía ("bay", 20 minutos a 2 horas) e as micropulsões (menos de 600 s). Porém, as variações com períodos menores que 1 ms não penetram muito no terreno, sendo desta forma, pouco usadas na prospecção geofísica. No outro extremo, oscilações com períodos maiores que um dia não são usualmente registradas no método magnetotelúrico.

O campo magnético de origem interna da Terra provoca rápidas variações do campo eletromagnético natural, quando partículas ionizadas vindo do Sol encontram este campo interno no espaço. As partículas ionizadas constituem o chamado vento solar. Este, golpeia constantemente o planeta de forma caprichosa e caótica (Figura 2.1a). Quando as partículas entram no campo magnético da Terra, elas tendem a ser refletidas em direções opostas. Em consequência, plasmas condutores são gerados na forma de correntes elétricas. Estas correntes causam a grande parte do campo magnético natural variável da Terra, cujas frequências são de interesse no método magnetotelúrico (POSTENDORFER, 1975).

As mudanças momentâneas provocadas pelo aumento do vento solar incidente, e pela rotação da Terra dentro da sua magnetosfera assimétrica, originam as conhecidas micropulsões. O comportamento temporal das micropulsões do campo magnético é essencialmente desordenado, embora formas características em frequência e/ou espaço possam existir, como resultado das condições locais. Estas pulsões, ao chegar ao limite inferior da ionosfera, se transformam em ondas eletromagnéticas. Estas ondas chegam até a superfície terrestre e induzem, na crosta, correntes elétricas denominadas de correntes telúricas (VOZOFF, 1991).

Dentro da magnetosfera encontram-se a atmosfera e a ionosfera. A atmosfera contém gases que são ionizados pela ação da radiação solar. A alta pressão existente nos primeiros 60 km da atmosfera medidos a partir da superfície terrestre, provoca a recombinação dos íons. Entre 100 km e 250 km, a densidade das partículas eletricamente carregadas aumenta com a altitude. Depois de 250 km, a quantidade de íons começa a declinar com a altitude devido à diminuição da pressão. Esta região, compreendida entre aproximadamente 60 km e 350 km, é chamada de ionosfera. Ela é abundante em íons e, por isso, altamente condutiva. As diferenças de pressão existentes na ionosfera, provocadas pelo aquecimento da radiação solar, originam sistemas de ventos. A ação destes ventos, unida aos efeitos de maré atmosférica e à



- 1 - Vento solar
- 2 - Frente de choque
- 3 - Linha de campo magnético
- 4 - Plasma da magnetosfera
- 5 - Cinturões de radiação
- 6 - Terra
- R - 6370 km - Raio da terra

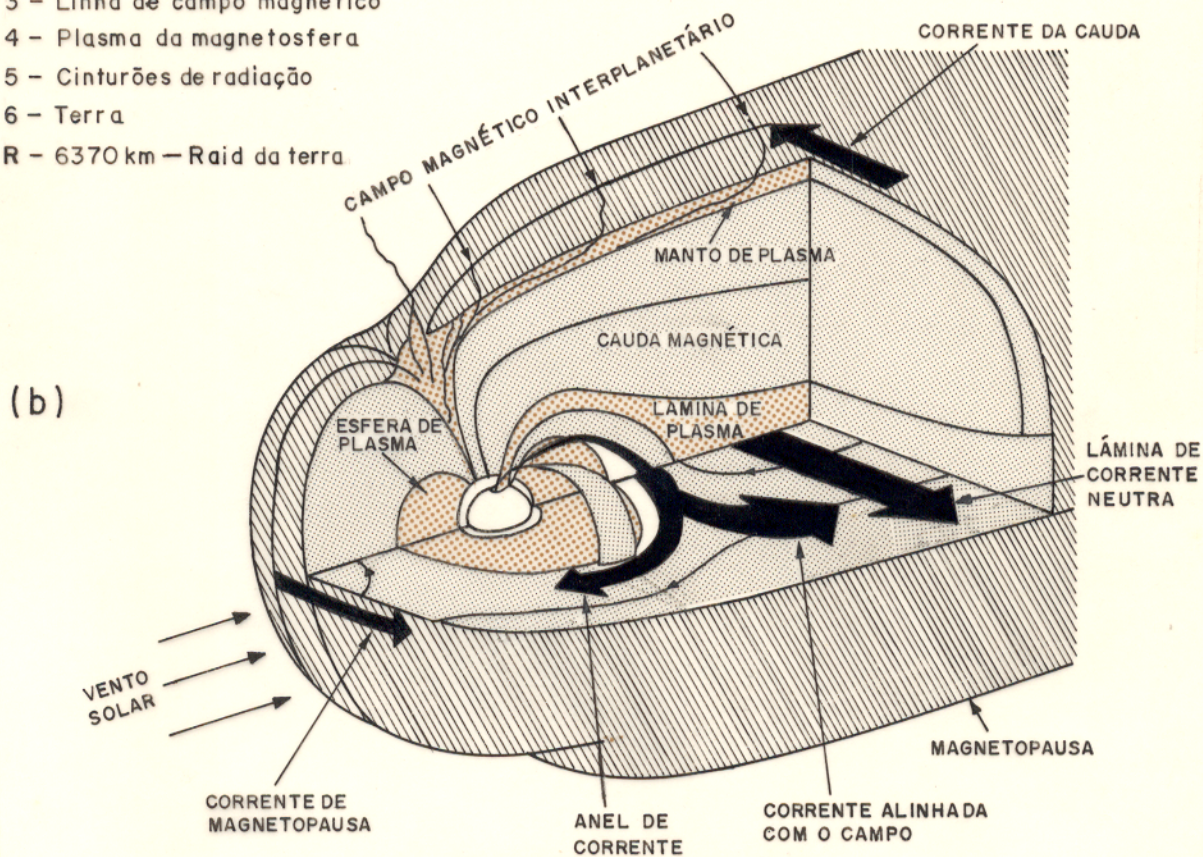


Figura 2.1 - Correntes de vento solar interagindo com a magnetosfera terrestre. (a) Vista em perfil (adaptado de POSTENDORFER (1975)). (b) Vista esquemática (adaptado de MARESCHAL (1986)).

influência do campo magnético terrestre, produzem sistemas de corrente elétrica. Estes sistemas, causam fenômenos hidromagnéticos ao longo das linhas de campo do plasma, gerando assim grandes lâminas de corrente horizontal na ionosfera no intervalo de altitude de 90 a 140 km (Figura 2.1b). Estas lâminas de corrente transportam energia na magnetosfera dos diferentes hemisférios, sendo elas também fontes de radiação puramente eletromagnética dentro da atmosfera (KAUFFMANN & KELLER, 1981).

Não obstante a complexidade destes fenômenos, é possível agrupar as fontes que originam o campo eletromagnético, para propósitos práticos no método magnetotelúrico, em dois tipos principais: as fontes de onda plana e as fontes de onda não - plana.

2.2.1 Fontes Eletromagnéticas de Onda Plana

É bem conhecido que nas latitudes médias a energia eletromagnética natural incidente pode ser considerada como uma onda plana (CAGNIARD (1953)). Do ponto de vista da prospecção magnetotelúrica, podemos distinguir os seguintes limites para o espectro desta energia, de acordo com o intervalo de frequências: a) a faixa das micropulsações (Pc), para frequências maiores que $1,5 \times 10^{-3}$ Hz; b) a faixa das frequências extra - baixas (ELF), limitada pelo intervalo de 3 Hz a 3 kHz, e c) a faixa das frequências muito baixas (VLF), que se estende desde 3 kHz até 30 kHz. A Figura 2.2 mostra um espectro típico de amplitude versus frequência para as variações magnéticas. Observa-se um mínimo para a frequência de 1 Hz, que serve como limite aproximado para separar as origens do campo. Para frequências acima de 1 Hz, a atividade de natureza global das tempestades elétricas é a fonte dominante do campo eletromagnético. Para frequências abaixo de 1 Hz, as micropulsações do campo magnético terrestre são as principais responsáveis pelo sinal eletromagnético (PATRA & MALLICK, 1980).

O campo eletromagnético para frequências acima de 1 Hz, precisamente nas bandas ELF e VLF, é geralmente produzido por descargas elétricas. A atividade das tempestades está concentrada principalmente nos trópicos, especificamente nas regiões equatoriais do Brasil, África Central e Malásia. Nas zonas temperadas existe uma menor incidência de trovoadas que, quando ocorrem, usualmente estão associadas ao movimento de frentes frias (Figura 2.3). A energia eletromagnética proporcionada por estas fontes é surpreendentemente uniforme e apresenta uma alta densidade entre as frequências de 1 a 10 kHz, tendo sido chamada de "sferics" (Figura 2.4b). É lógico que este tipo de campo eletromagnético não pode ser considerado como uma onda plana quando ele é detectado em localidades próximas dos principais centros da sua origem, especialmente nas latitudes baixas. Contudo, em regiões afastadas destes centros, especificamente nas latitudes médias, este tipo de campo natural tem

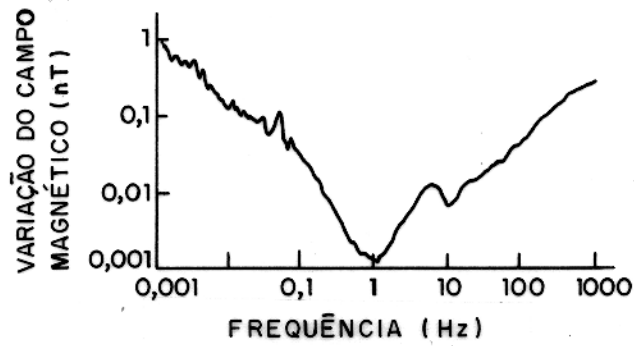


Figura 2.2 - Espectro de amplitude das variações magnetotélúricas no intervalo $10^{-3} \leq f \leq 10^3$ (adaptado de PATRA & MALLICK (1980)).



Figura 2.3 - Ocorrência anual das tempestades elétricas nos principais centros de atividade meteorológica do mundo (adaptado de KAUFFMANN & KELLER (1981)).

sido utilizado, com muito sucesso, supondo-o uma onda plana (STRANGWAY et al., 1973).

As fontes do campo eletromagnético para frequências abaixo de 1 Hz se originam das micropulsões. Estas incluem o grupo das pulsões contínuas (P_c), o grupo das pulsões irregulares (P_i) e, em menor importância, o grupo das pulsões pérolas (“pearls”, P_p). Esta divisão é feita de acordo com a regularidade destas pulsões. O primeiro grupo inclui fenômenos de caráter predominantemente regular e contínuo. O segundo grupo, como seu nome indica, está constituído pelas pulsões irregulares (ORELLANA, 1974). Dependendo do período das micropulsões, estas têm sido classificadas tal como aparece na Tabela 2.2. Nas latitudes afastadas dos centros de tempestades elétricas, existem processos magnetosféricos que contribuem significativamente em todo o espectro, além das micropulsões. Os sinais originados desses processos, possuem frequências audíveis, tendo por isso sido denominados com nomes descritivos tais como: “coro da madrugada” (“dawn chorus”), “assobios terrestres” (“terrestrial whistlers”), “rugidos de leão” (“lions roar”), etc. (VOZOFF, 1991). A Figura 2.4 e a Tabela 2.1, mostram todos estes eventos distribuídos entre 10^{-3} Hz a 10^4 Hz. As ressonâncias que ocorrem na cavidade terra - ionosfera, conhecidas como “ressonâncias de Schumann”, também são indicadas nestas figuras, assim como as perturbações baía.

Em resumo, o campo geomagnético natural consiste de uma parte principal e das oscilações transientes de período curto. O período do campo principal da Terra é tão grande, que para propósitos práticos ele pode ser considerado uniforme. Os eventos de período curto têm sido descritos como pulsões que cobrem períodos de até 600 s, os quais são considerados como as principais fontes de onda plana.

2.2.2 Fontes Eletromagnéticas de Onda não - Plana

As fontes de onda não - plana, surgem das variações do campo eletromagnético natural da Terra para frequências menores que 0,0025 Hz. Estas variações podem ser percebidas ao se comparar magnetogramas obtidos em dias magneticamente tranquilos (Figura 2.5a), com magnetogramas obtidos em dias de distúrbios magnéticos (Figura 2.5b). Como pode-se observar na Tabela 2.3, nos dias de distúrbios encontram-se as variações conhecidas como distúrbios diários D. Estas variações estão relacionadas com a diminuição da componente horizontal do campo devido às radiações de partículas solares, sendo divididas nas componentes temporais do campo local (DCF, DR, DS) e nas componentes temporais das tempestades (D_{st}). Por outro lado, nos dias geomagnéticos tranquilos, encontram-se 4 variações: S_q (“Solar quiet”), SFE (“Solar Flare Effect”), L (“Lunar”) e o EEJ (“Equatorial Electrojet”) (ONWUMECHILLI, 1967).

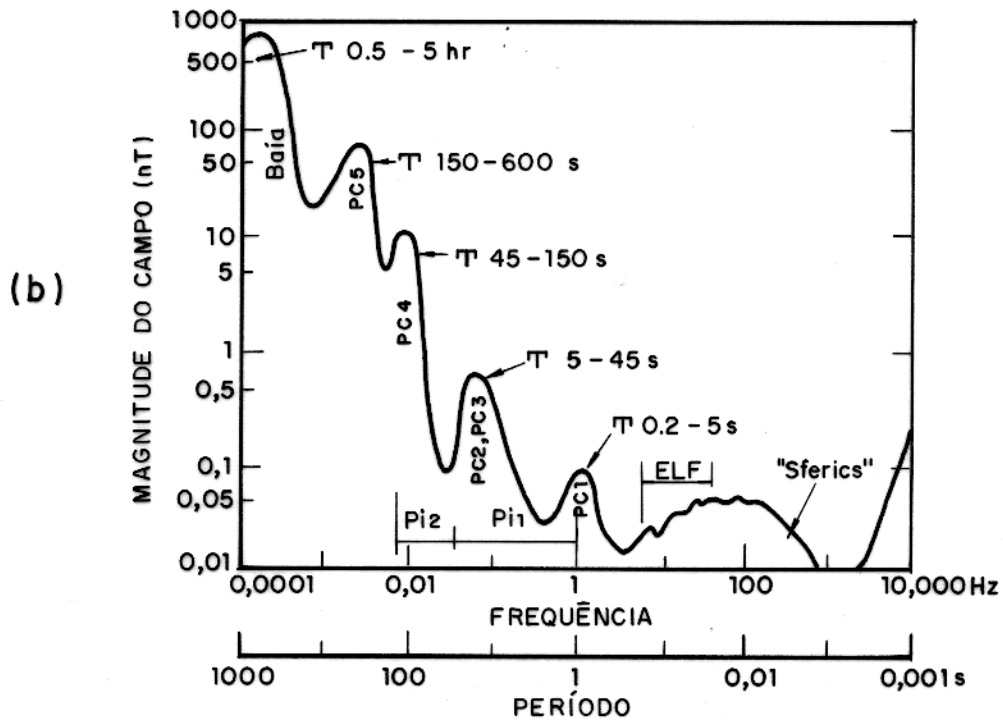
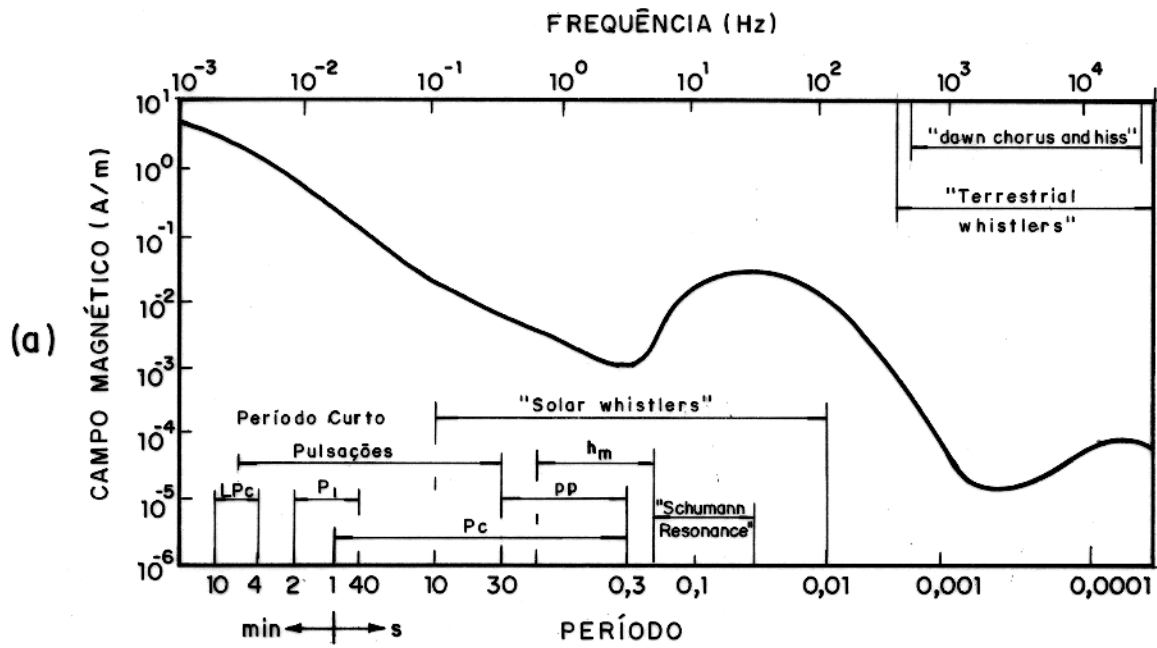


Figura 2.4 - Espectros do campo eletromagnético natural. (a) Espectro de frequência. (b) Espectro de amplitude (adaptado de PATRA & MALLICK (1980)).

Tabela 2.1 - Nomenclatura das bandas de frequência abaixo dos 3 kHz (adaptado de POSTENDORFER (1975)).

No. de Banda	Frequência (Hz)	Fenômeno Principal
3	3000 - 300	"Whistlers".
2	300 - 30	
1	30 - 3	Modos principais das "resonâncias de Schumann".
0	3 - 0,3	Guias de onda do campo magnético terrestre. Micropulsações Pérolas e Pc1.
-1	0,3 - 0,03	Banda de transição. Micropulsações Pc2, Pc3 e Pi1.
-1	0,03 - 0,003	Oscilações que envolvem a cavidade magnetosférica. Micropulsações Pc4, Pc5 e Pi2.

Tabela 2.2 - Classificação das micropulsações (adaptado de PATRA & MALLICK (1980)).

Tipo de pulsação	Frequência (Hz).
Pulsção Regular P_c	
P_{c1}	5 - 0,2
P_{c2}	0,2 - 0,1
P_{c3}	0,1 - 0,02
P_{c4}	0,02 - 0,007
P_{c5}	0,007 - 0,002
Pulsção Irregular P_i	
P_{i1}	1 - 0,025
P_{i2}	0,25 - 0,007
Pulsção Pérola P_p	
P_p	3,33 - 0,33

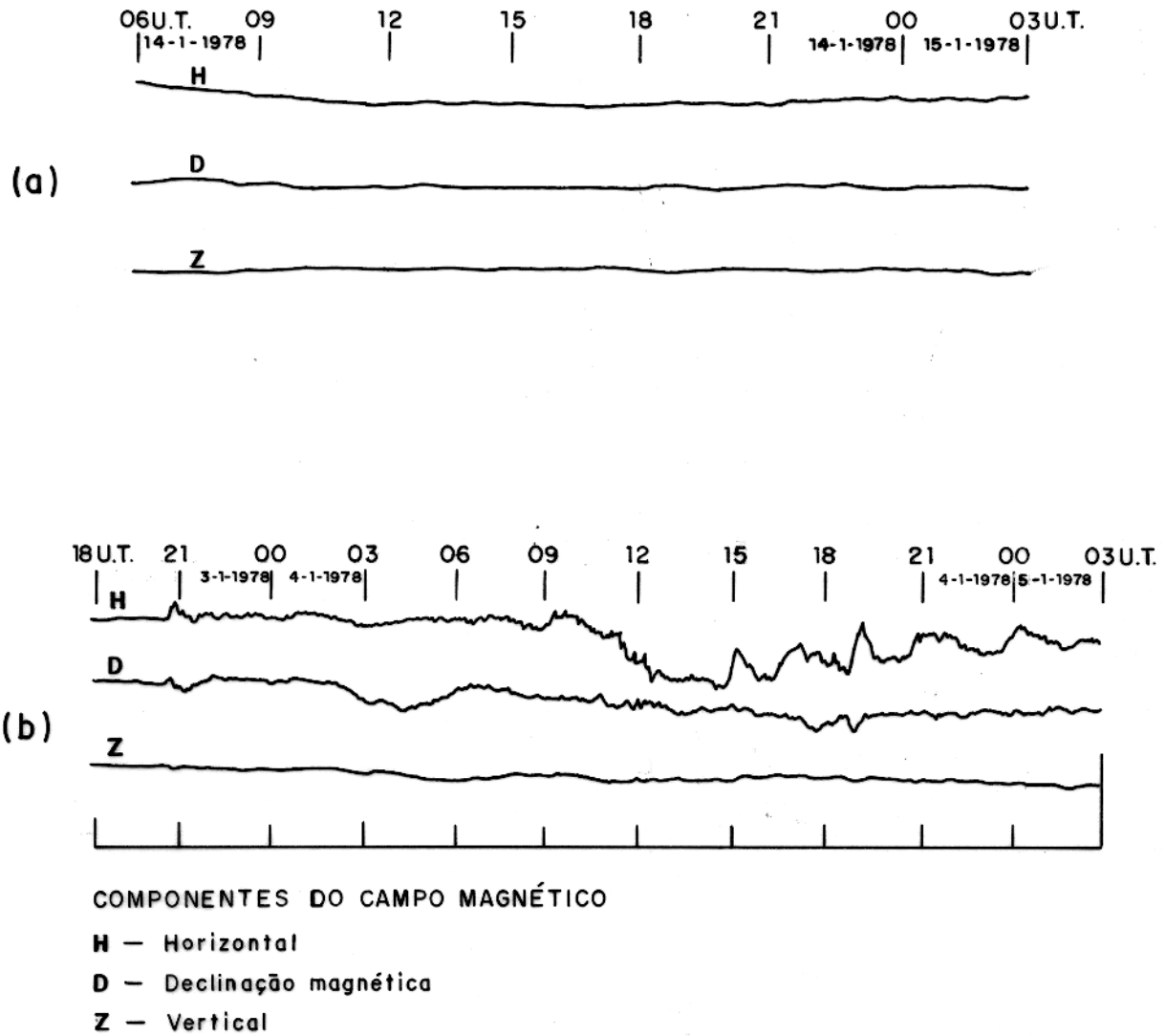


Figura 2.5 - Magnetogramas obtidos em Hyderabad (India). (a) Magnetograma de um dia magneticamente tranqüilo (14-01-78). (b) Magnetograma de uma dia de distúrbios magnéticos (3 e 4-01-78) (adaptado de PATRA & MALLICK (1980)).

Tabela 2.3 - Variações do campo magnético natural (adaptado de PATRA & MALLICK (1980).)

Frequência (Hz)	Atividade	Classificação dos campos
Menores que 0,002 s	dias tranqüilos	S_q EEJ SFE L
	distúrbios diários D	D_{st} DCF DR DS

O eletrojato equatorial, a variação que estamos particularmente interessados, foi primeiramente registrado nos observatórios próximos do equador magnético (inclinação magnética igual a zero), os quais captaram um aumento diurno das correntes S_q e L . Em latitudes baixas, as fontes do tipo eletrojato equatorial estão relativamente próximas dos locais de prospecção, não sendo possível, portanto, considerar o campo eletromagnético natural por elas geradas como sendo uma onda plana. Devido ao eletrojato equatorial ser um fenômeno provocado por peculiaridades da ionosfera equatorial, é conveniente, então, conhecer algumas importantes propriedades da mesma.

2.3 A IONOSFERA EQUATORIAL

Como definimos anteriormente, a ionosfera é uma camada condutiva da atmosfera, situada entre 60 e 350 km de altitude que tem sido descrita como fortemente ionizada, com abundantes colisões entre partículas. A ionosfera é subdividida em três regiões principais de acordo com ONWUMECHILLI (1967), comumente denominadas de camadas F, E e D (Figura 2.6). A distribuição em altitude da densidade de ionização, tal como mostra a Figura 2.6, revela um pico bem definido nas proximidades dos 300 km de altura, que limita a região ionosférica F. Abaixo da região F, os processos fotoquímicos são dominantes. Nestas altitudes, estão localizadas as regiões D e E, entre aproximadamente 70 e 85 km e 90 e 160 km de altura, respectivamente. Na mesma figura observa-se que a concentração de partículas nestas regiões, muda significativamente do dia para a noite, como consequência direta da presença do vento solar. De acordo com resultados experimentais, na região equatorial E a variação de parâmetros tais como a densidade de ionização, a pressão, a temperatura e a composição

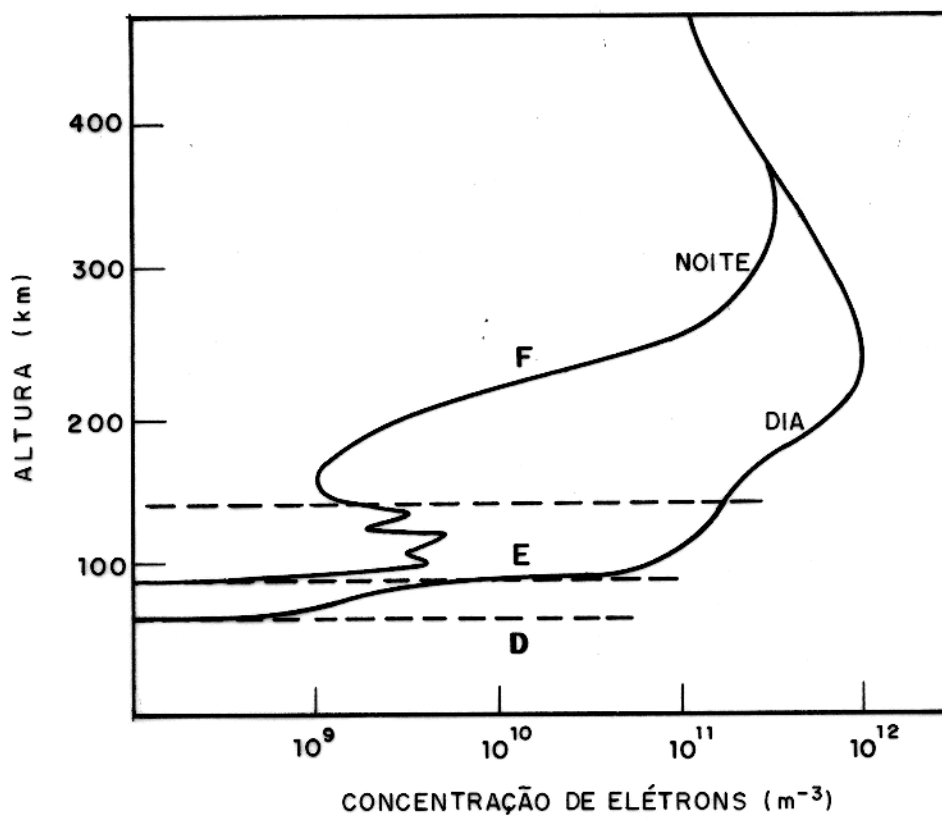


Figura 2.6 - Perfis típicos diurnos e noturnos da densidade de ionização atmosférica (adaptado de KUDEKI (1983)).

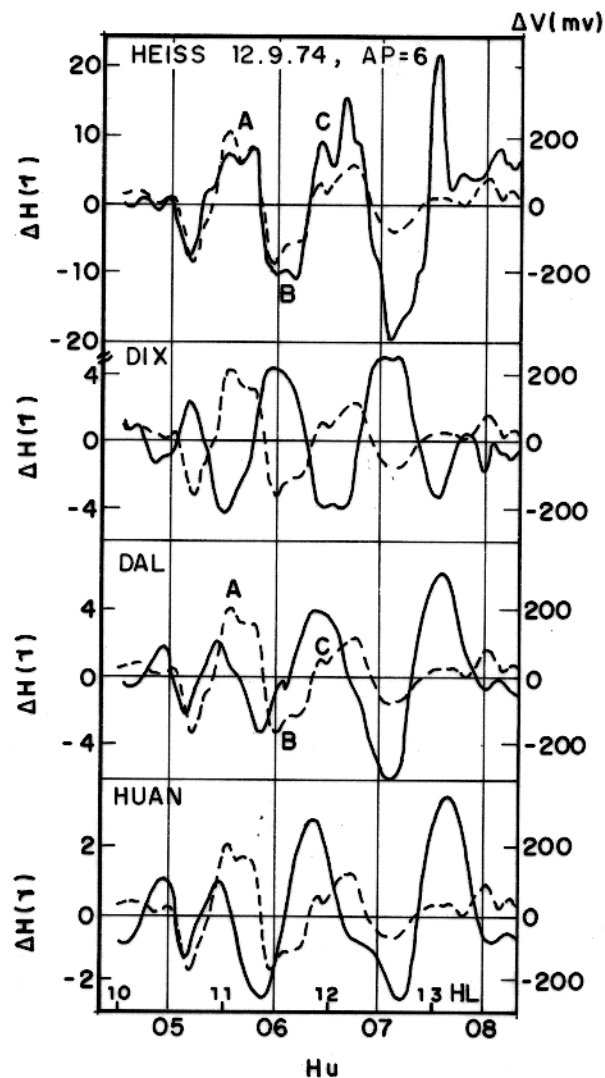
iônica, é similar a aquelas observadas nas regiões E das latitudes mais altas. A condutividade elétrica, porém, aumenta consideravelmente nas baixas latitudes geomagnéticas, apresentando-se, além disso, com uma alta anisotropia (ONWUMECHILLI, 1967).

A região equatorial, compreendida entre 20°S e 20°N de latitude geográfica, é de particular interesse, devido à intensa interação das partículas carregadas com o campo magnético terrestre nas proximidades do equador magnético. Nesta região, a particular orientação do campo em relação à Terra, provoca vários fenômenos ionosféricos e geomagnéticos, muitos dos quais são únicos. Estes fenômenos dependem da combinação de vários fatores, principalmente da geometria espacial do campo magnético e da meteorologia tropical, bem como do fato de que a maioria das radiações solares que alcançam a atmosfera terrestre, chegam preferencialmente na zona equatorial.

Há muito tempo foi reconhecido que as ondas hidromagnéticas originadas pela interação do vento solar com a magnetosfera terrestre, produzem manifestações espetaculares nas correntes do eletrojato auroral. Sabe-se agora, também, que muitos tipos de variações no campo geomagnético observadas em altas latitudes têm suas formas correspondentes nos magnetogramas equatoriais, sendo isto uma evidência de processos eletrodinâmicos acoplados, que têm a ionosfera como intermediadora (Figura 2.7). Na ionosfera equatorial, a geração de correntes devido aos ventos na camada E, resulta na geração de campos elétricos nas proximidades do equador magnético de toda a Terra, os quais causam fenômenos peculiares na região equatorial. Em especial, provocam uma forte corrente elétrica conhecida como eletrojato equatorial, que é também um importante indicador de tais processos acoplados (KUDEKI, 1983).

2.4 O ELETROJATO EQUATORIAL

Historicamente, a primeira observação do eletrojato equatorial foi feita em 1922, pelo Departamento de Magnetismo Terrestre do Instituto Carnegie de Washington, num observatório localizado em Huancayo (Peru), nas proximidades do equador magnético. O registro da variação diurna do campo magnético horizontal terrestre neste observatório, revelou que as variações geomagnéticas eram anormalmente grandes, em comparação com as de outras latitudes (PARKINSON, 1964). A origem destas variações foram amplamente investigadas na época, descobrindo-se que elas apresentavam uma curva simétrica com pico agudo perto do equador magnético, suavizando-se à medida que se afastava para latitudes maiores. A manifestação básica do eletrojato equatorial a nível da superfície terrestre é esta grande variação diurna no campo magnético horizontal (STENING, 1985), a qual provoca uma forte corrente



	Latitude Geomagnética e Longitude Geográfica
Heiss	71° N , 264° E
Dixon	63° N , 81° E
Dallas	43° N , 263° E
Huancayo	0.8° S , 285° E
Thumba	1.1° S , 77° E

HL = Hora local em Thumba

Hu = Hora Universal

Figura 2.7 - Flutuações magnéticas no dia 12-09-74, em 4 lugares diferentes do planeta: na ilha Heiss, Dixon, Dallas e Huancayo. A linha sólida mostra as flutuações no respectivo lugar e a linha tracejada são as flutuações do eletrojato equatorial em Thumba (adaptado de REDDY (1989)).

que flui numa estreita faixa latitudinal. Esta corrente foi primeiramente identificada por *Egedal* em 1947 e posteriormente chamada de “Eletrojato Equatorial” por *Chapman* em 1951. Medidas subsequentes feitas em Uganda, Togo, Peru, Sudão e na Índia, provaram que estes aumentos nos valores das variações S_q , podem ser encontrados em qualquer lugar do planeta, dentro da faixa de $\pm 5^\circ$ de latitude, inclusive no Brasil (Figura 2.8) (ONWUMECHILLI, 1967).

Faremos, a seguir, uma revisão das principais informações existentes acerca do eletrojato equatorial, obtidas a partir dos numerosos trabalhos teóricos e experimentais existentes sobre este tema.

2.4.1 Trabalhos Experimentais sobre o Eletrojato

A física do eletrojato equatorial tem sido pesquisada em detalhe ao longo dos anos, em diversos estudos executados com a ajuda de magnetômetros e de radares VHF e HF, colocados tanto em terra como em balões e em satélites (RAGHAVARAO et al., 1989). Estes estudos, objetivam estudar as características do eletrojato equatorial, entre elas: fluxo de corrente vertical, variações com a hora local, diferenças em longitude e efeitos dos ventos locais. A partir do Ano Geofísico Internacional (1957 - 1958), houve uma intensificação destas pesquisas (FORBES, 1981), que continuou até o presente e que resultou numa enorme quantidade de dados observacionais, que passaremos a descrever abaixo.

O eletrojato equatorial se constitui numa lâmina de corrente de 15 km de espessura, que flui normalmente de leste para oeste no hemisfério iluminado, conduzindo aproximadamente entre 20.000 a 70.000 A (MARESCHAL, 1986). O intervalo de altitude no qual o eletrojato equatorial flui, coincide mais ou menos com o pico de densidade de eletrons da camada E (entre os 90 e 130 km). Esta altitude, porém, muda muito de um lugar para outro, sendo aproximadamente de 105 km na Índia e de 108 km no Peru. A largura média em latitude das irregularidades do eletrojato equatorial, é de cerca de $\pm 3^\circ$ (350 - 600 km), centrada no equador magnético (Figura 2.9) (McNISH, 1938).

As principais características morfológicas do eletrojato equatorial aparecem ilustradas na Figura 2.10, em termos das variações magnéticas ΔH e ΔH_{Max} . ΔH é o desvio da componente horizontal do campo H , em relação ao “nível base noturno” (supostamente constante) e ΔH_{Max} é o máximo valor de ΔH para um dado dia, usualmente expresso como $r\Delta H$, o “intervalo diário”. As principais características a serem destacadas são: a) a taxa diária $r\Delta H$ é diferente em diferentes zonas longitudinais (Figura 2.10a); b) a variação sazonal é tal que $r\Delta H$ no equinócio é perto de duas vezes maior que nos solstícios (Figura 2.10b);

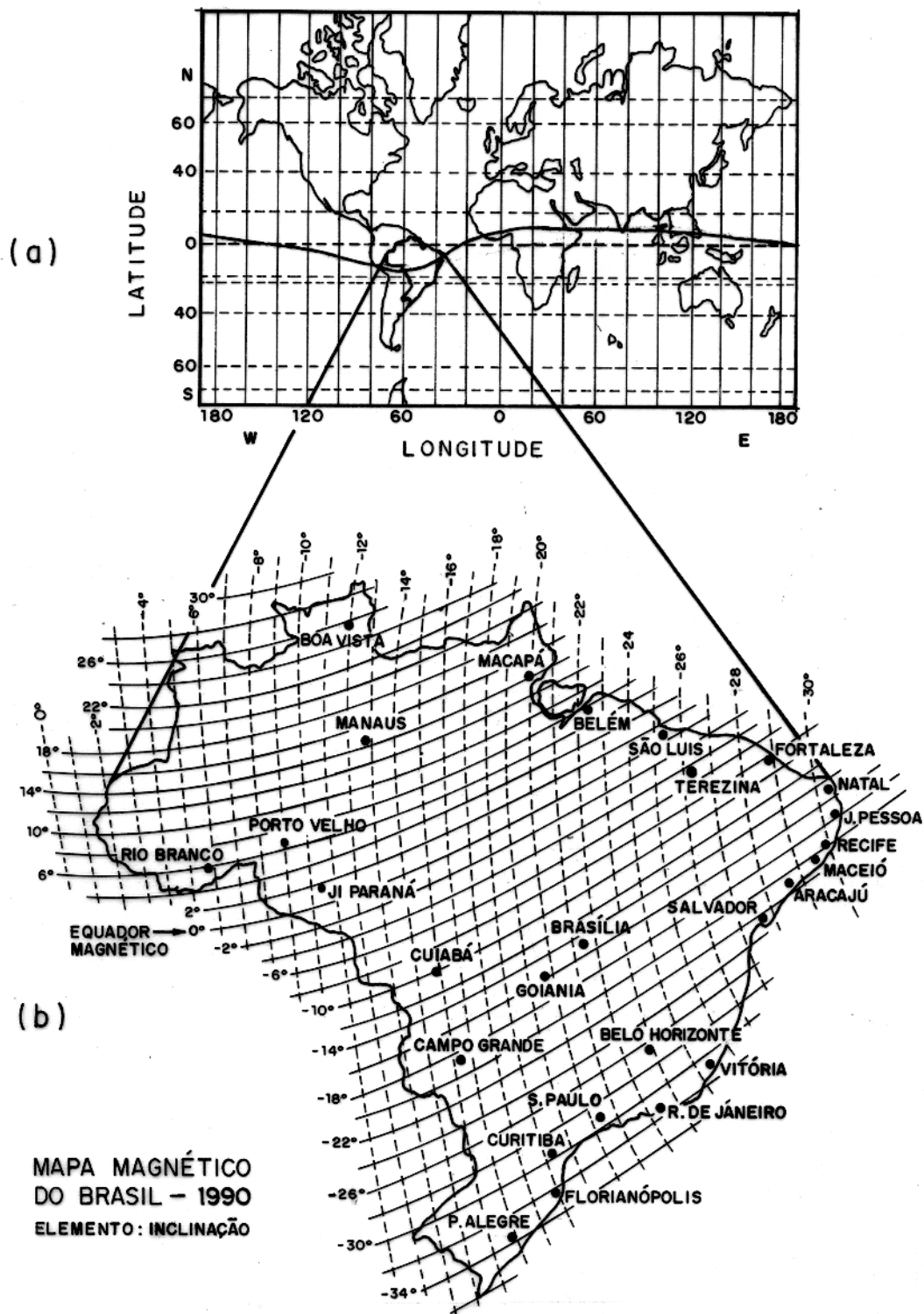
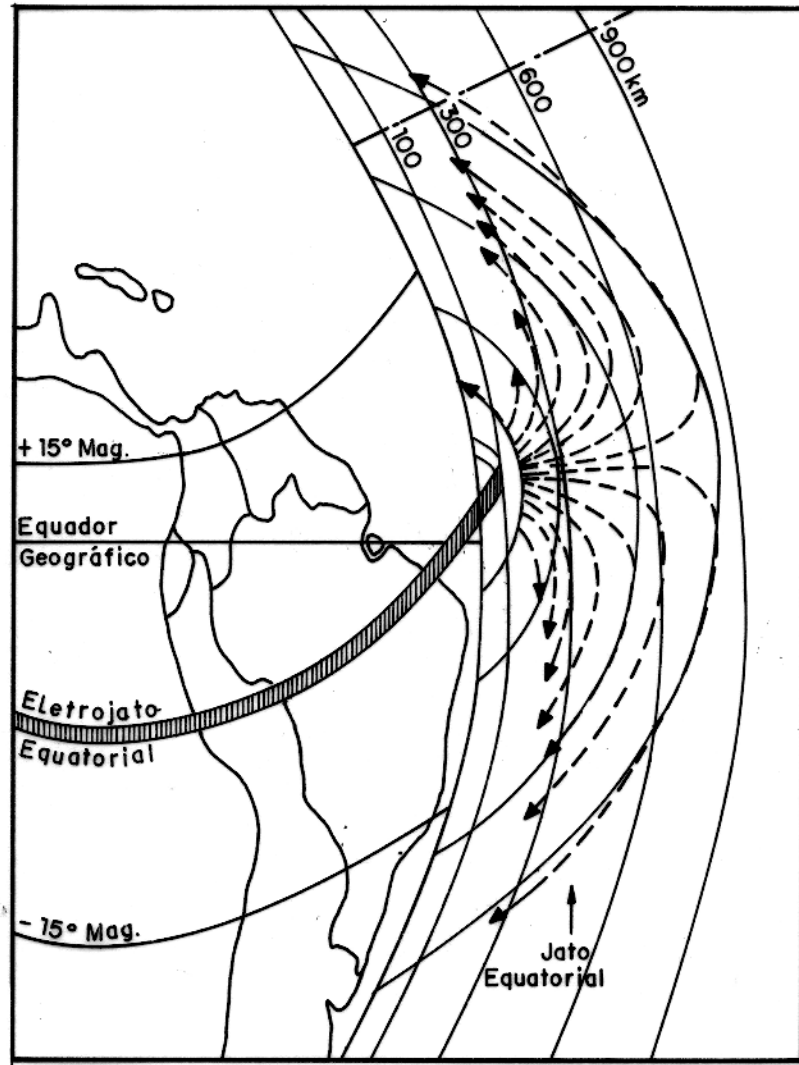
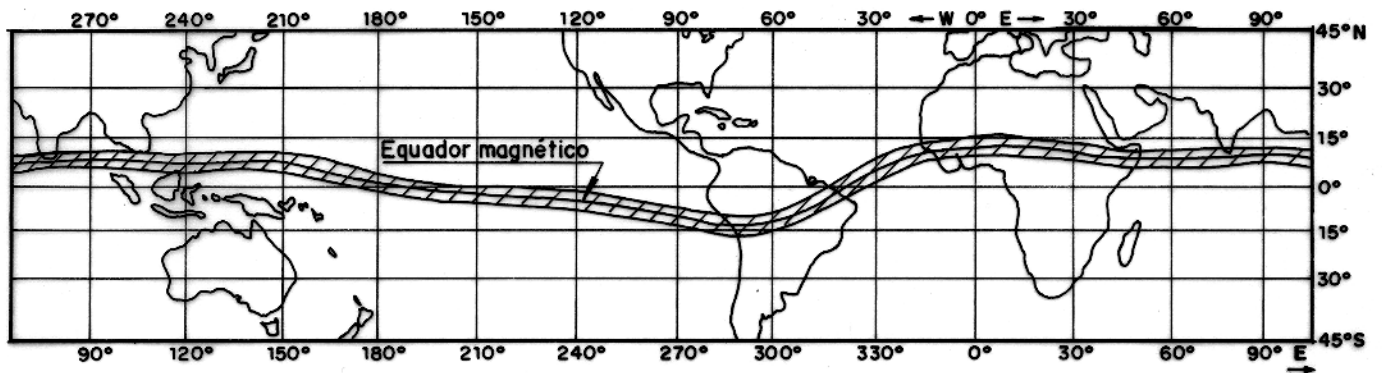


Figura 2.8 - (a) Mapa da Terra mostrando o equador geográfico (linha tracejada) e equador magnético (linha sólida); (b) mapa magnético do Brasil em destaque. (adaptado de ONWUMECHILLI (1967)). (b) Inclinação magnética no Brasil - 1990 (adaptado do Programa do *International Equatorial Electrojet Year (IEEY) - Brazilian Participation* (1991)).



(a)



(b)

Figura 2.9 - Localização do eletrojato equatorial. (a) Vista esquemática (b) Localização a nível global (adaptado do programa do *International Electrojet Year - Brazilian Participation* (1991)).

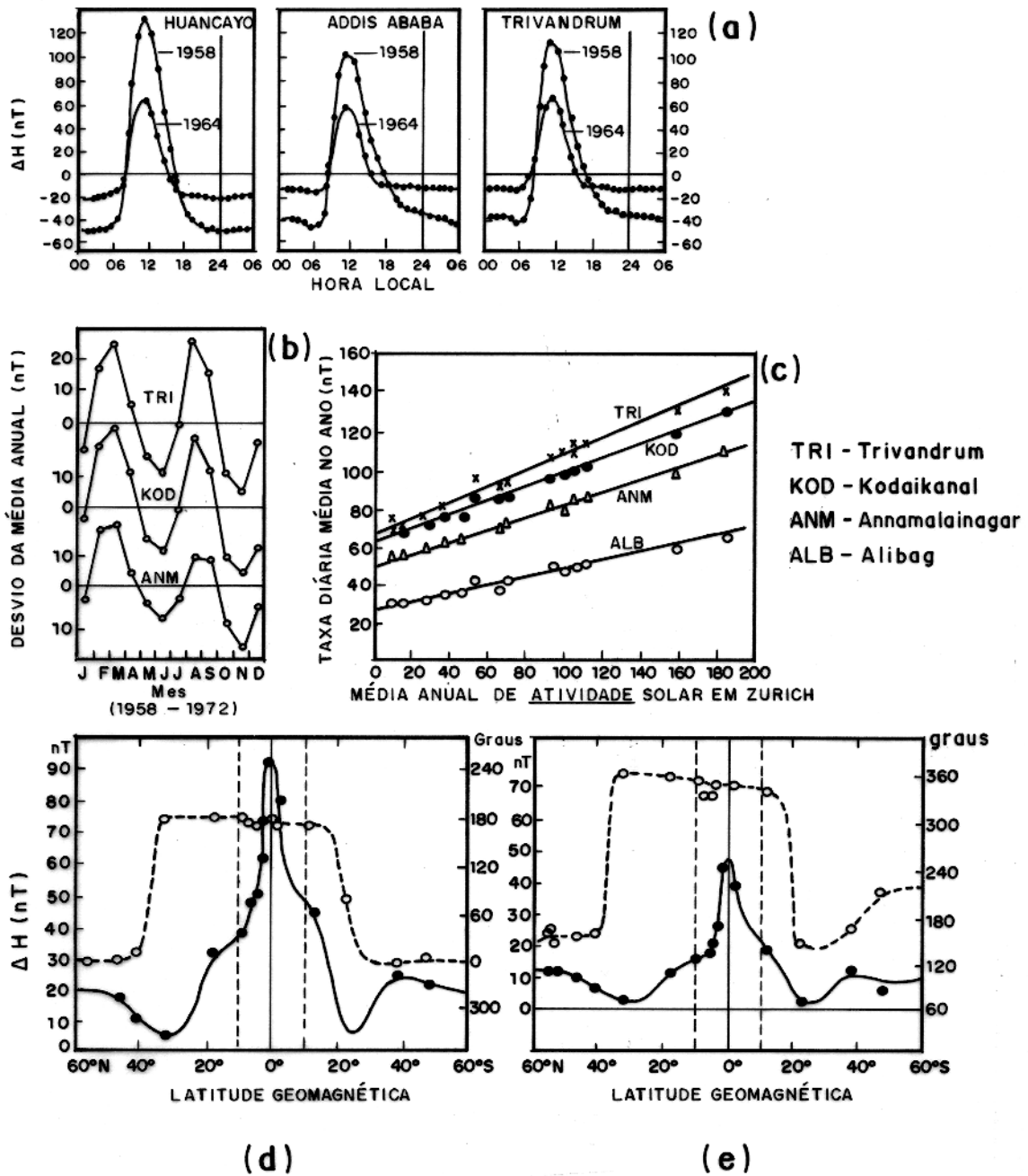


Figura 2.10 - Principais características morfológicas do eletrojo equatorial (a) ΔH em 3 estações (atividade solar máxima e mínima); (b) $r\Delta H$ mensal em 3 estações; (c) taxa média anual com a atividade solar em 4 estações (Índia); (d) e (e) variações latitudinais da amplitude (linha sólida) e fase (linha tracejada) de ΔH em 24 e 12 horas (adaptado de REDDY (1989)).

c) de uma forma geral, ΔH aumenta linearmente com a atividade solar média, tornando-se cerca de duas vezes maior durante o ano de atividade solar máxima (Figura 2.10c); d) as amplitudes das componentes diurnas e semidiurnas da variação diária de ΔH , no equador magnético, são cerca de 2,5 vezes maior que aquelas que correspondem aos 10° de latitude magnética (Figuras 2.10d e 2.10e) (REDDY, 1989).

Tal como já foi explicado, os fenômenos a nível global que originam o eletrojato equatorial na região equatorial, causam também ventos geralmente neutros, em alturas compreendidas entre 80 e 150 km. A interação destes ventos com o magnetoplasma dentro da região do eletrojato equatorial, pode gerar campos elétricos polarizados, que podem modificar a estrutura vertical e em latitude das correntes do eletrojato equatorial (Figura 2.11) (REDDY, 1989).

Outra característica importante do eletrojato equatorial, é o aumento da sua intensidade entre o amanhecer e o meio dia. Ao entardecer esta intensidade diminui, atingindo seus menores valores durante a noite. Além destas diferenças em intensidade, magnitudes negativas aparecem nos valores de ΔH em estações próximas ao eletrojato equatorial. Isto está aparentemente associado com as reversões nas correntes leste - oeste diurnas, sendo este fenômeno conhecido como "counter electrojet" ¹. A Figura 2.12a mostra os perfis em latitude do "counter electrojet" matutino na África Central, em termos de ΔH e ΔZ (desvio da componente vertical Z do campo magnético) de 06:30 a 12:30 horas (hora local) (REDDY, 1989). Na Figura 2.12b, apresenta-se o mesmo fenômeno para o Brasil, entre as 05:00 e 18:00 horas (hora local), em termos de ΔH_x (HESSE, 1982).

Estas observações experimentais tem sido complementadas com estudos teóricos realizados ao longo das últimas décadas, cujos principais aspectos revisaremos a seguir.

2.4.2 Teoria sobre o Eletrojato

A explicação teórica para o sistema de correntes do eletrojato equatorial pode ser obtida através da conhecida teoria dínamo da atmosfera (UNTIEDT, 1967). A teoria dínamo propõe, através da eletrodinâmica básica, uma atmosfera com estratos concêntricos. Dentro da atmosfera, há uma ionosfera altamente condutiva, onde existem sistemas de correntes e campos elétricos a nível global (MATSUSHITA & CAMPBELL, 1967). Estes campos e correntes são produzidos por marés atmosféricas que surgem devido ao aquecimento solar e a atração lunar.

¹Programa do *International Equatorial Electrojet Year(IEEY) - Brazilian Participation* (1991).

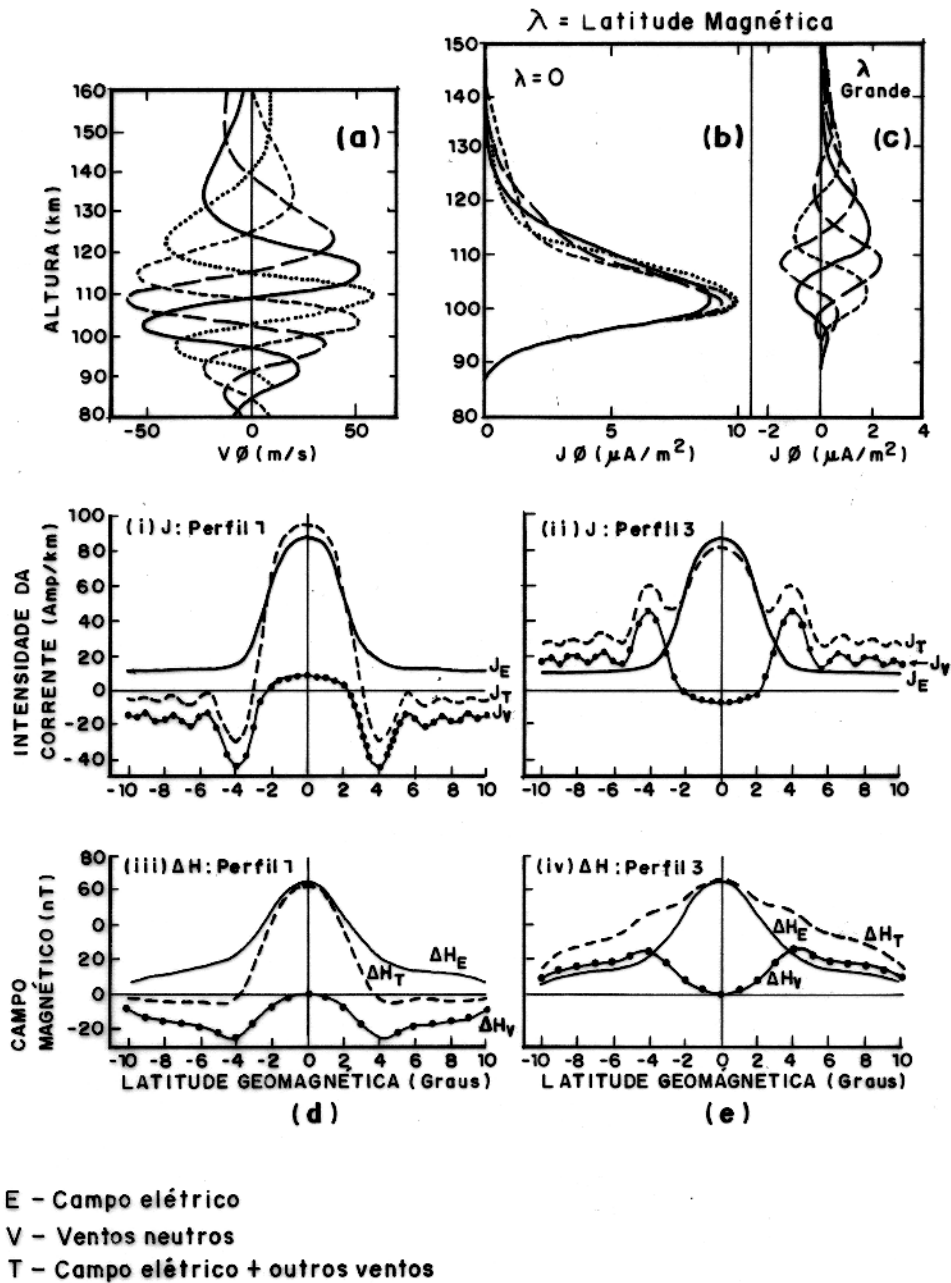


Figura 2.11 - Efeito dos ventos neutros no eletrojato equatorial. (a) 4 modelos de ventos leste - oeste; (b) densidade de corrente no equador magnético e (c) a diversos graus afastado do mesmo; (d) e (e) estruturas das correntes e de ΔH com a altura e com a latitude (adaptado de REDDY (1989)).

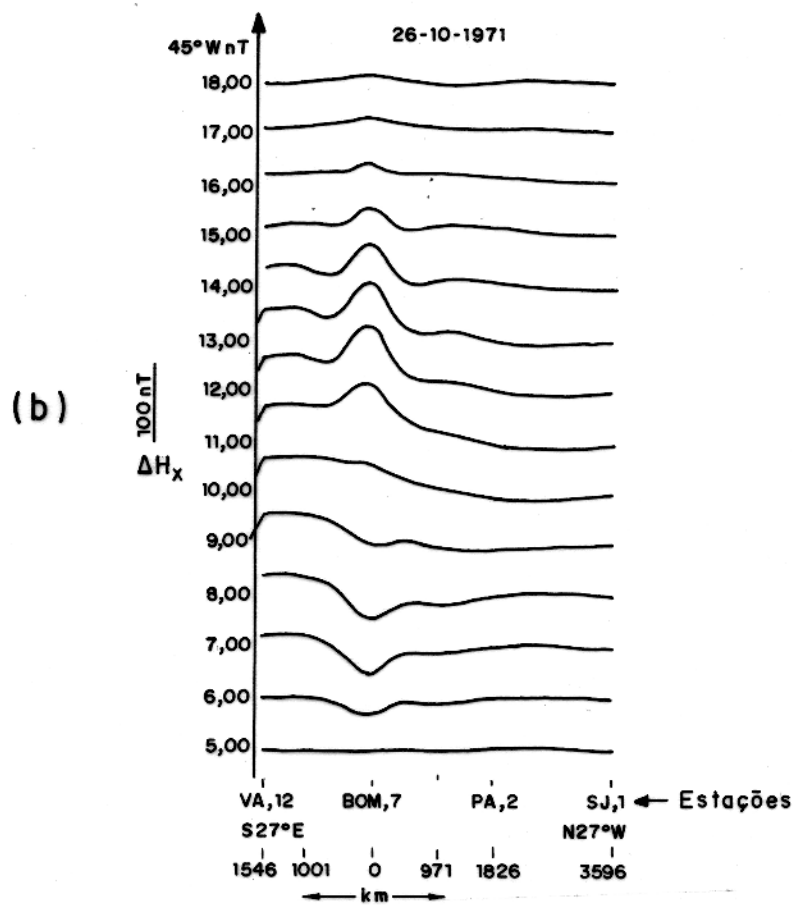
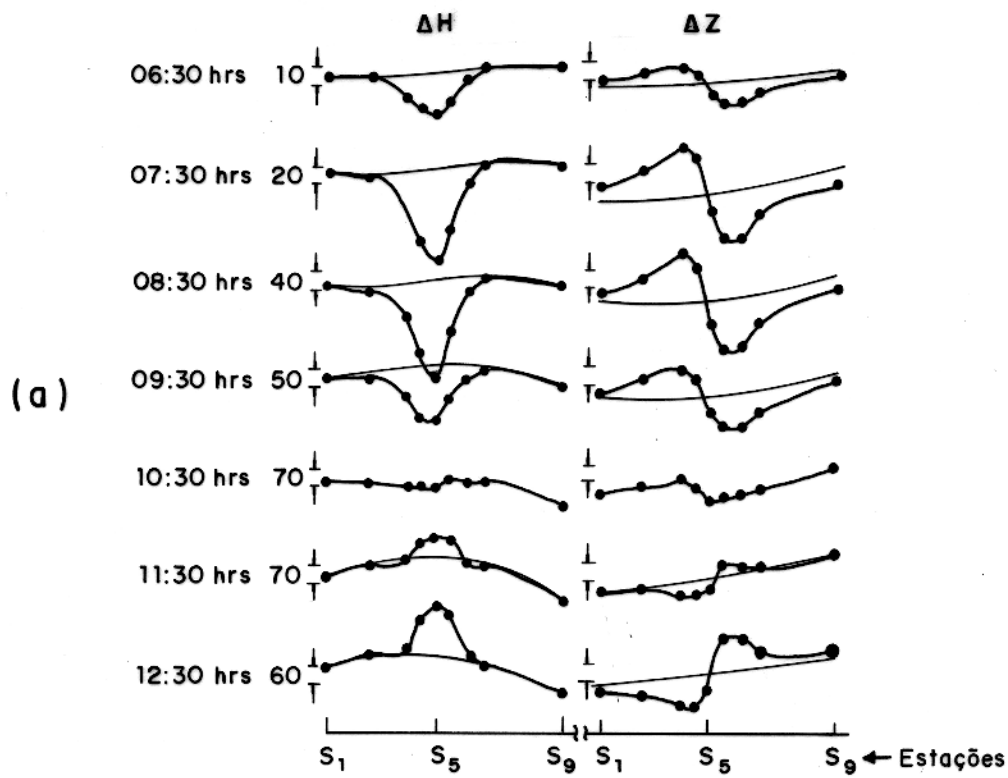


Figura 2.12 - O "counter electrojet" em duas localidades. (a) Estrutura do "counter electrojet" matutino na África Central (adaptado de REDDY (1989)).(b) Estrutura do "counter electrojet" no Brasil (26-10-71) (adaptado de HESSE (1982)).

Para entender teoricamente o que acontece na ionosfera, é necessário primeiramente entender a sua anisotropia. A condutividade da ionosfera é anisotrópica, devido ao fato de que o campo geomagnético é fortemente dependente das taxas de colisão (ν), do giro (Ω) e das frequências, tanto para elétrons como para íons. Assim sendo, é possível expressar a condutividade na forma de um tensor ($\tilde{\sigma}$), que relaciona a densidade de corrente \vec{J} ao campo elétrico \vec{E} , através da Lei de *Ohm* (KUDEKI, 1983):

$$\vec{J} = \tilde{\sigma} \cdot \vec{E}. \quad (2.1)$$

Esta densidade de corrente, por sua vez, pode ser definida também como:

$$\vec{J} = N_e(\vec{V}_i - \vec{V}_e), \quad (2.2)$$

em que N_e se refere à densidade volumétrica de carga dos elétrons, V_i é a velocidade de fluxo dos íons e V_e é a velocidade de fluxo dos elétrons. As letras e e i daqui para frente, se referirão a elétrons e íons, respectivamente, e a letra j a qualquer uma das duas.

Para encontrar a expressão do tensor de condutividade, é conveniente considerar a equação de momentum para partículas carregadas:

$$m_j \frac{d\vec{V}_j}{dt} = q_j(\vec{E} + \vec{V}_j \times \vec{B}) - m_j \nu_j (\vec{V}_j - \vec{U}), \quad (2.3)$$

em que m_j , q_j , ν_j e V_j são a massa, a carga elétrica, a frequência de colisão com as partículas neutras e a velocidade média da partícula j , respectivamente. Para os íons (anions), $q_j = +e$, e para os elétrons $q_j = -e$. Além disso, \vec{U} é a velocidade dos ventos neutros e \vec{B} é o campo magnético da Terra. Como o que interessa é encontrar a relação entre a velocidade das partículas carregadas e o campo elétrico, pode-se então considerar que a velocidade dos ventos neutros e o termo inercial são iguais a zero, isto é, $U = 0$ e $\frac{d\vec{V}_j}{dt} = 0$, respectivamente. Assim, a equação de momentum (sem os índices), torna-se:

$$q(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) - m\nu\vec{V} = 0, \quad (2.4)$$

cuja solução é (KUDEKI, 1983):

$$\vec{V} = \frac{(\pm\mu_0\vec{E}_{\parallel} \pm\mu_1\vec{E}_{\perp} + \mu_2\vec{E}_{\perp} \times \vec{B})}{|B|}, \quad (2.5)$$

em que \vec{E}_{\parallel} e \vec{E}_{\perp} são os campos elétricos paralelo e perpendicular ao campo \vec{B} e os sinais + e - correspondem aos íons e elétrons, respectivamente. As mobilidades μ_k ($k = 0, 1, 2$) que aparecem na expressão, são definidas da forma:

$$\mu_0 = \frac{e}{m\nu} \quad (\text{mobilidade longitudinal}),$$

$$\begin{aligned}\mu_1 &= \frac{e}{m\nu} \left(\frac{\nu^2}{\nu^2 + \Omega^2} \right) && \text{(mobilidade de Pedersen),} \\ \mu_2 &= \frac{e}{m\nu} \left(\frac{\nu\Omega}{\nu^2 + \Omega^2} \right) && \text{(mobilidade de Hall),}\end{aligned}\quad (2.6)$$

em que:

$$\Omega_j = \frac{e |B|}{m_j}, \quad (2.7)$$

é a frequência de giro dos elétrons e íons, considerada, neste caso, como positiva.

As mobilidades longitudinais para ambos os tipos de partículas são muito grandes, em toda a ionosfera. Seus valores típicos para a região E são:

$$\mu_{oe} \gg \mu_{2e} \gg \mu_{1e}, \quad (2.8)$$

$$\mu_{oi} \gg \mu_{1i} \gg \mu_{2i}. \quad (2.9)$$

Nestas expressões, pode-se observar que a mobilidade *Hall* para elétrons é muito maior que a de *Pedersen* e que a mobilidade *Hall* para íons é muito pequena.

Como os elétrons e os íons se movimentam em diferentes direções na região E, isto faz com que as condutividades sejam maiores nesta região que nas áreas adjacentes. Abaixo da região E, onde os elétrons e os íons estão geralmente colidindo, os ventos neutros e os campos elétricos causam pequenas correntes de *Pedersen*, devido à pouca ionização. Acima da região E, ambos os tipos de partículas estão essencialmente magnetizadas, sendo que os ventos neutros provocam mais desvios do plasma do que propriamente correntes. Para conhecer estas condutividades, uma expressão para a densidade de corrente pode ser obtida combinando as equações 2.2 e 2.5:

$$\vec{j} = \frac{(\pm\sigma_o \vec{E}_{||} \pm \sigma_1 \vec{E}_{\perp} + \sigma_2 \vec{E}_{\perp} \times \vec{B})}{|B|}, \quad (2.10)$$

em que:

$$\begin{aligned}\sigma_o &= N_e(\mu_{oi} + \mu_{oe}) && \text{(condutividade longitudinal),} \\ \sigma_1 &= N_e(\mu_{1i} + \mu_{1e}) && \text{(condutividade de Pedersen),} \\ \sigma_2 &= N_e(\mu_{2i} - \mu_{2e}) && \text{(condutividade de Hall).}\end{aligned}\quad (2.11)$$

cujos gráficos em relação a altura aparecem na Figura 2.13, onde também se mostra a condutividade de *Cowling*, a qual será explicada mais adiante.

Neste ponto, é conveniente introduzir um sistema de coordenadas no qual os eixos x , y e z estão dirigidos para o norte magnético, oeste e para cima, respectivamente. Neste sistema

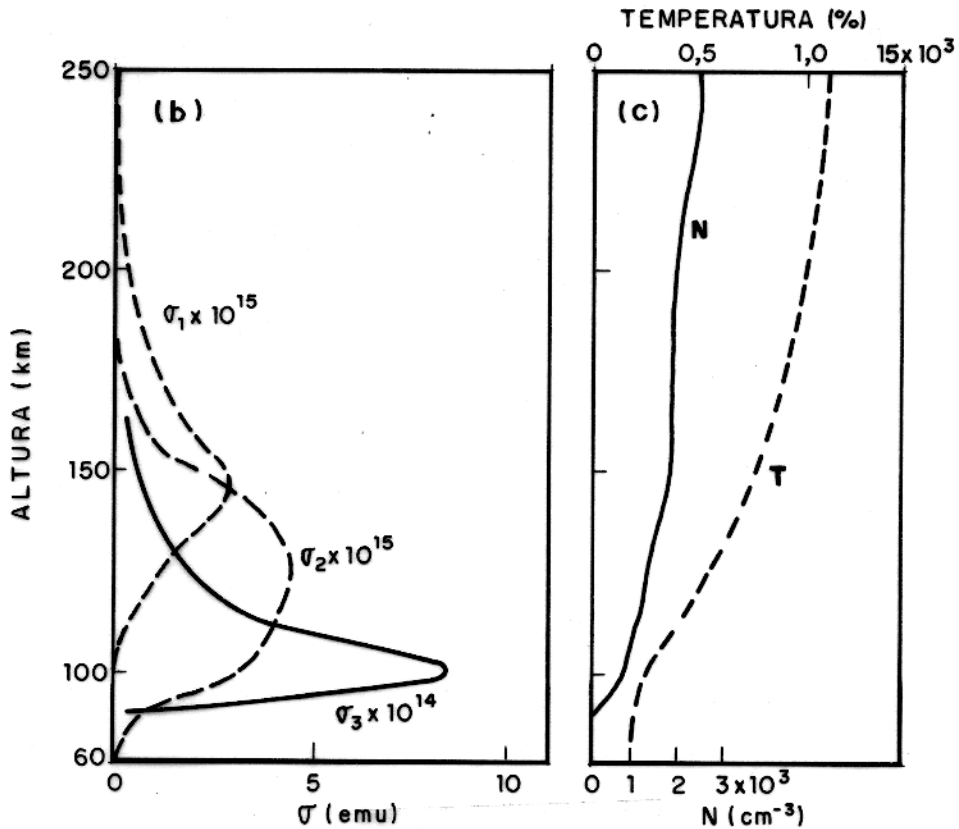
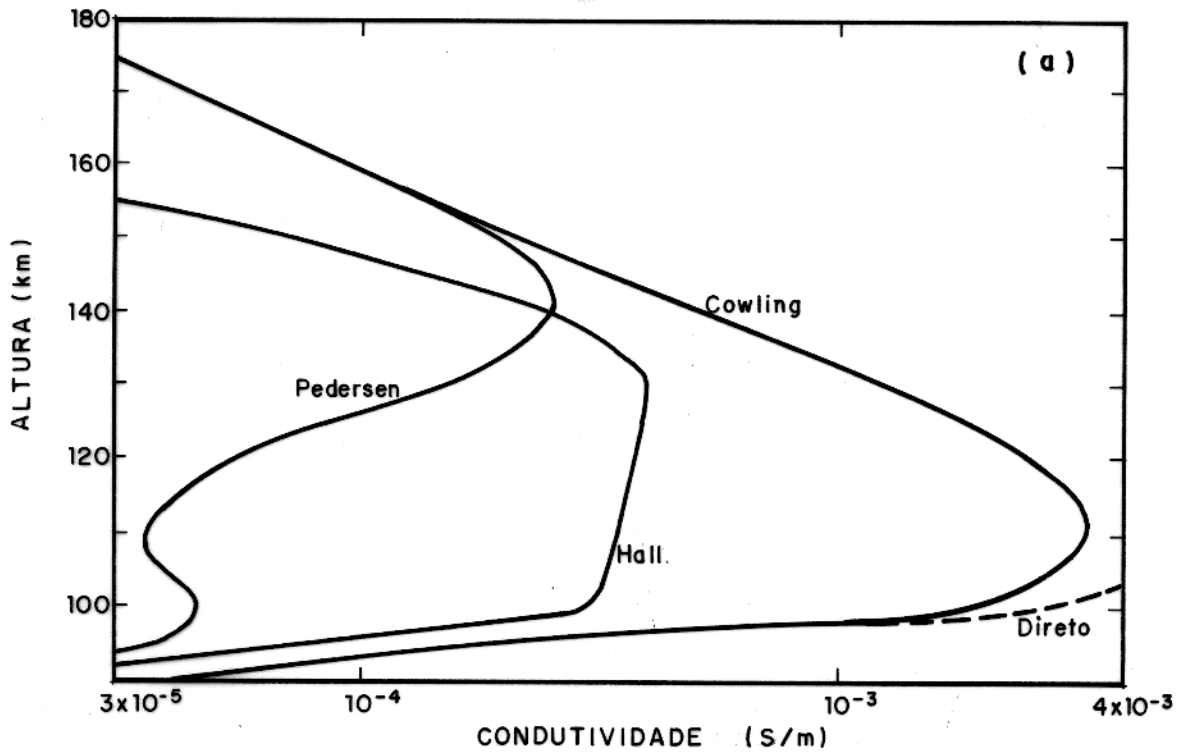


Figura 2.13 - Condutividades de Pedersen (σ_1), Hall (σ_2) e Cowling (σ_3). (a e b) Variação das condutividades com a altura para uma ionosfera com densidade de eletrons (N) e temperatura (T), como se mostram em (c) (adaptado de ONWUMECHILLI (1967)).

referencial, o tensor de condutividade, definido na equação 2.1, tem a forma:

$$\tilde{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_o \cos^2 I + \sigma_1 \sin^2 I & \sigma_2 \sin I & (\sigma_1 - \sigma_o) \sin I \cos I \\ -\sigma_2 \sin I & \sigma_1 & -\sigma_2 \cos I \\ (\sigma_1 - \sigma_o) \sin I \cos I & \sigma_2 \cos I & \sigma_1 \cos^2 I + \sigma_o \sin^2 I \end{bmatrix}, \quad (2.12)$$

em que I é a inclinação do campo magnético.

Um dos modelos mais simples do eletrojato equatorial que surge a partir desta teoria, reconhece a existência de um campo polarizado leste - oeste, o qual gera uma corrente $\vec{J} = \tilde{\sigma} \cdot \vec{E}$ no equador geomagnético. Porém, devido ao fato de que a largura da camada condutiva é finita, um campo vertical polarizado é criado, dentro de cujos limites flui uma corrente vertical (Figura 2.14a). Neste modelo simples, a densidade de corrente vertical é considerada muito pequena ($J_z \approx 0$), se obtendo a partir da equação 2.1, a seguinte expressão para E_z :

$$E_z = \frac{(\sigma_o - \sigma_1) \sin I \cos I E_x - \sigma_2 \cos I E_y}{\sigma_o \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}. \quad (2.13)$$

As componentes restantes de \vec{J} são encontradas a partir de:

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (2.14)$$

em que:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_o \sigma_1 (\sigma_o \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}, \\ \sigma_{xy} &= \sigma_o \sigma_2 \sin I (\sigma_o \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}, \\ \sigma_{yy} &= \sigma_1 + \sigma_2^2 \cos^2 I (\sigma_o \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

No equador magnético $I = 0$, portanto $\sigma_{xx} = \sigma_o$, $\sigma_{xy} = 0$, $\sigma_{yy} = \sigma_1 + (\frac{\sigma_2^2}{\sigma_1})$. Devido ao fato de que a ação dínamo na atmosfera impõe um campo elétrico E_y na direção leste - oeste, a corrente nesta direção é proporcional a σ_{yy} . Esta condutividade, que é conhecida como condutividade de *Cowling*, é maior que a condutividade de *Pedersen* por um fator de aproximadamente $(\frac{\sigma_2^2}{\sigma_1})$. Próximo da altitude de 100 km, a relação $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ é aproximadamente igual a 25, e como consequência disso, ocorre uma inibição da corrente vertical, o que pode ser visto como um aumento da condutividade de *Pedersen*. Devido a este aumento, o campo elétrico leste - oeste conduz a forte corrente do eletrojato equatorial, e como consequência, a expressão para o campo vertical polarizado tem a forma $E_z = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} E_y$ no equador magnético. Este campo é cerca de 25 vezes maior que o campo horizontal e conduz a forte corrente de *Hall* na região E. Devido ao fato de que a condutividade de *Hall* diminui acima e abaixo da

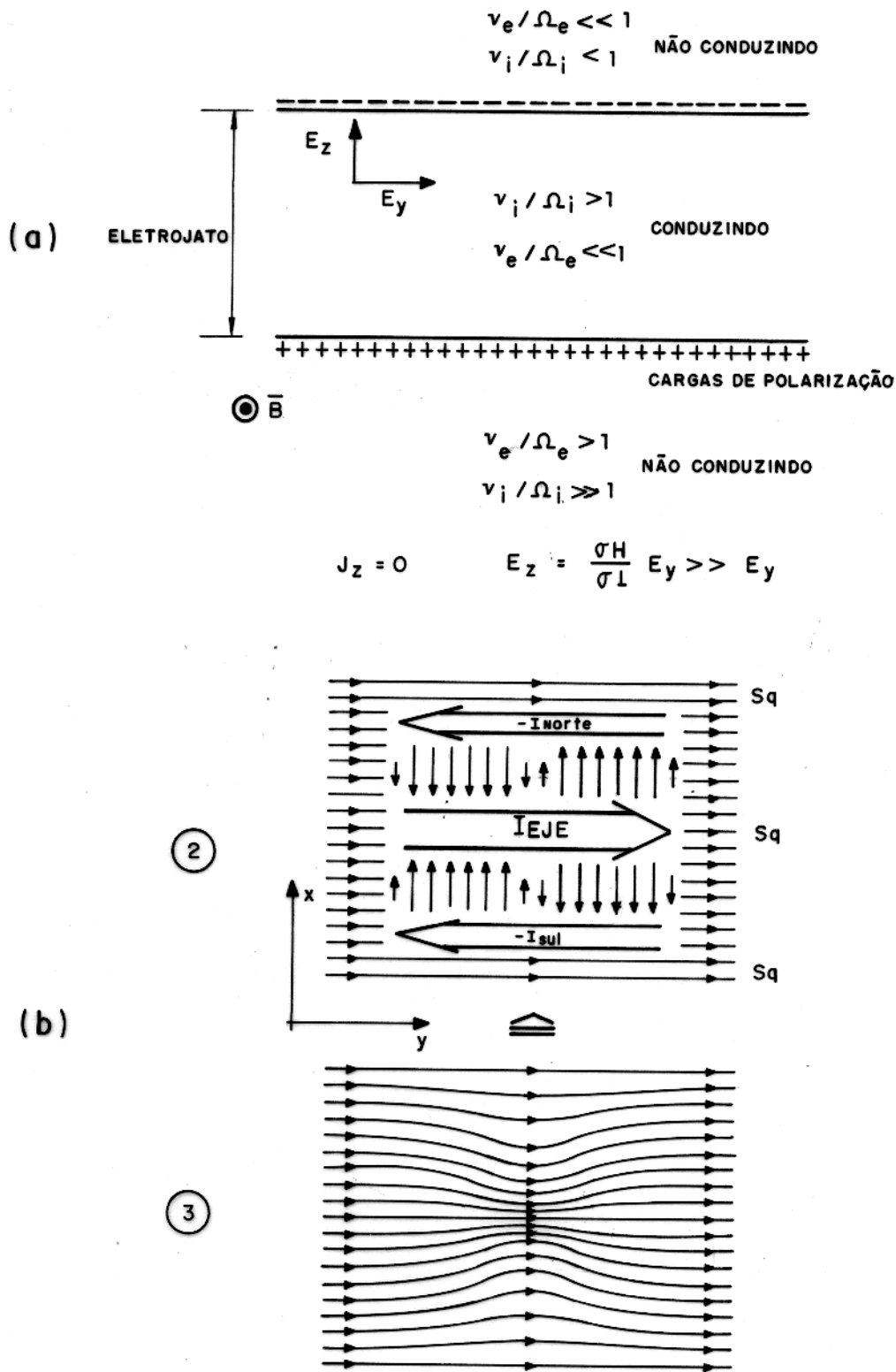


Figura 2.14 - Representações esquemáticas do eletrojato equatorial. (a) Condições de estado constante do eletrojato equatorial, com um campo elétrico que conduz o processo (adaptado de KUDEKI (1983)). (b) Possibilidades magnéticas equivalentes que explicam as ondulações dos perfis de latitude de ΔH_x (adaptado de HESSE (1982)).

região E, tanto a condutividade de *Cowling* como o campo vertical polarizado E_z diminuem também. Isto explica o confinamento do eletrojato equatorial nas alturas da região E (Figura 2.13). As mesmas quantidades também decrescem com o incremento de $\text{sen}^2 I$, o qual explica a estreita extensão latitudinal do eletrojato equatorial (Figura 2.11a) (KUDEKI, 1983).

As ondulações que aparecem no eletrojato equatorial, tem sido explicadas com base em três hipóteses diferentes: 1) ventos leste - oeste podem produzir uma corrente adicional a alguns graus de distância do equador magnético (FAMBITAKOYE et al., 1976); 2) para o eletrojato equatorial, os fluxos de corrente à norte e à sul do mesmo e as correntes que os ligam na direção x, são superpostas ao sistema de correntes homogêneas S_q (CHAPMAN, 1948; ONWUMECHILLI, 1967); 3) linhas de corrente convergentes e divergentes formam uma região com densidade de corrente positiva, com duas regiões adjacentes de densidade de corrente negativa (ASHOUR & CHAPMAN, 1965).

As hipóteses 2 e 3 podem ser observadas na Figura 2.14b. É geralmente aceito que o eletrojato equatorial forma parte do sistema de correntes S_q e que não há indícios de existirem dois sistemas de correntes separados e superpostos. Desta forma, a hipótese 2 é pouco provável. Isto se deve ao fato de que é também geralmente aceito que a região do eletrojato equatorial é uma área de alta condutividade, inserida numa região de condutividade menor. Por conseguinte, a hipótese 3, é a mais aceita, correspondendo à distribuição de densidade de corrente mostrada na parte inferior da Figura 2.14b (HESSE, 1982).

O eletrojato equatorial atravessa o Brasil em grande parte do seu território, apresentando inclusive características que o tornam notável em relação a outras partes do mundo. É portanto conveniente, observar as principais informações do eletrojato equatorial no Brasil.

2.5 O ELETROJATO EQUATORIAL NO BRASIL

No Brasil, o equador magnético apresenta um comportamento bastante especial porque o mesmo faz um ângulo de mais de 20° com o equador geográfico. Os dois equadores se interceptam posteriormente no Oceano Atlântico, permanecendo praticamente paralelos na África (Figura 2.8).

A não coincidência dos dois equadores no Brasil, cria uma situação complexa em relação ao sistema gerador das correntes S_q e às correntes de *Hall*. O efeito do grande ângulo de declinação magnética, no desenvolvimento do campo elétrico da região F sobre Brasil, foi investigado por ABDU et al. (1981) e BATISTA et al. (1986). Por outro lado, a influência destas condições no eletrojato equatorial do Brasil, foi analisada por KANE & TRIVEDI (1985), através do estudo das variações geomagnéticas em Eusebio (Ceará). Eles concluíram que as

correntes do eletrojato equatorial em Eusébio são mais fracas do que em Huancayo no Peru. De acordo com os mesmos autores, a incursão do sistema nórdico de correntes S_q , dentro do hemisfério sul e vice versa, são diferentes nas duas localidades. Além disso, o “counter electrojet” não ocorre na mesma hora local, nestes dois lugares.

Uma pesquisa do eletrojato equatorial no Brasil foi publicada por HESSE (1982), com base nas medições magnéticas executadas no Nordeste Brasileiro entre maio e novembro de 1971. Na Figura 2.15 ilustra-se a situação geográfica das nove estações de operação simultânea, as quais foram colocadas num perfil na direção S 27° E a N 27° W. Uma distância de 3400 km foi coberta, correndo perpendicular ao equador magnético, conjuntamente com as observações magnéticas de Vassouras (VA) e Paramaribo (PA). A Figura 2.12b mostra os perfis de ΔH_x do dia 26 de outubro de 1971, em horas espaçadas entre as 05:00 e 18:00 horas. O fato surpreendente nestes gráficos é a forma ondulada dos perfis, que está diretamente relacionada com a amplitude e a direção do eletrojato equatorial. As 10:00 horas, quando o aumento da densidade de corrente no equador magnético é quase zero, não há o fenômeno de ondulação. Com o aumento e, mais tarde, a diminuição da densidade de corrente do eletrojato equatorial, também aumenta e diminui o fenômeno de ondulação. Nas primeiras horas do dia, o eletrojato equatorial muda sua direção, sendo invertida a ondulação do perfil (ONWUMECHILLI, 1967). Observe-se que o conjunto destes perfis mostra claramente o fenômeno do “counter electrojet”.

Os perfis de campo magnético obtidos por HESSE (1982) para três dias diferentes estão apresentados na Figura 2.16. Na Figura 2.16a, são mostrados os perfis em latitude de ΔH_x (12:00 horas), ΔH_y e a densidade de corrente (J_y), no dia 26 de outubro de 1971. Neste perfil, é possível observar que o aumento da densidade de corrente na área do equador magnético, envolve uma redução a ambos lados do eletrojato equatorial, o que lhe dá um caráter ondulante. O típico fenômeno de variabilidade diária do eletrojato equatorial, é mostrado na Figura 2.16b. Nesta figura, são plotados os perfis em latitude para ΔH_x para os dias 17 e 21 de outubro de 1971 as 11:00 horas. A amplitude máxima de cada perfil é quase a mesma nos dois dias, tendo o eletrojato equatorial uma manifestação mais intensa no dia 21 que no dia 17.

2.6 CONCLUSÕES

Apesar de todo esforço dirigido ao estudo do eletrojato equatorial, o entendimento de alguns dos seus aspectos básicos permanece ainda incompleto. Não obstante, o conjunto de informações acerca do eletrojato equatorial no Brasil e nas outras partes do mundo, nos

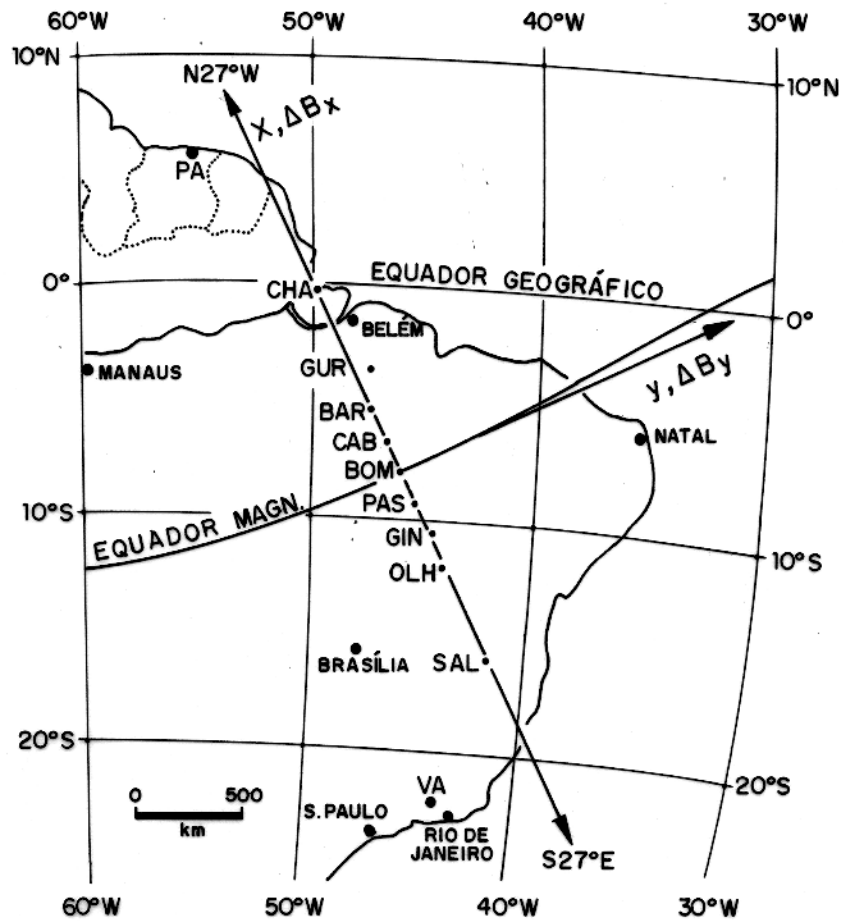


Figura 2.15 - Mapa da região Nordeste do Brasil, mostrando a localização das 9 estações temporárias ao longo do perfil perpendicular ao equador magnético, e os observatórios magnéticos de Vassouras (VA) e Paramaribo (PA) (adaptado de HESSE (1982)).

26-10-1971

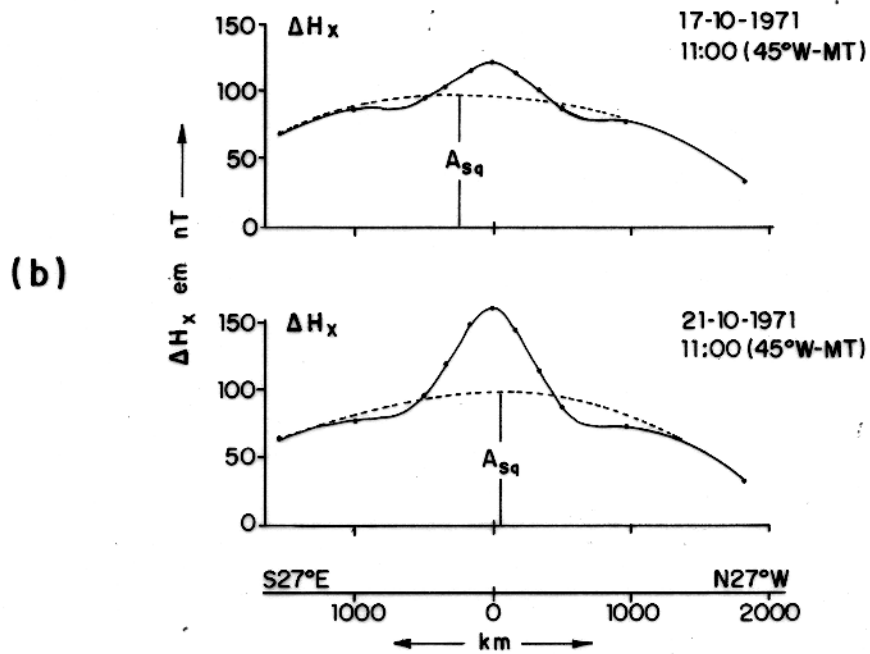
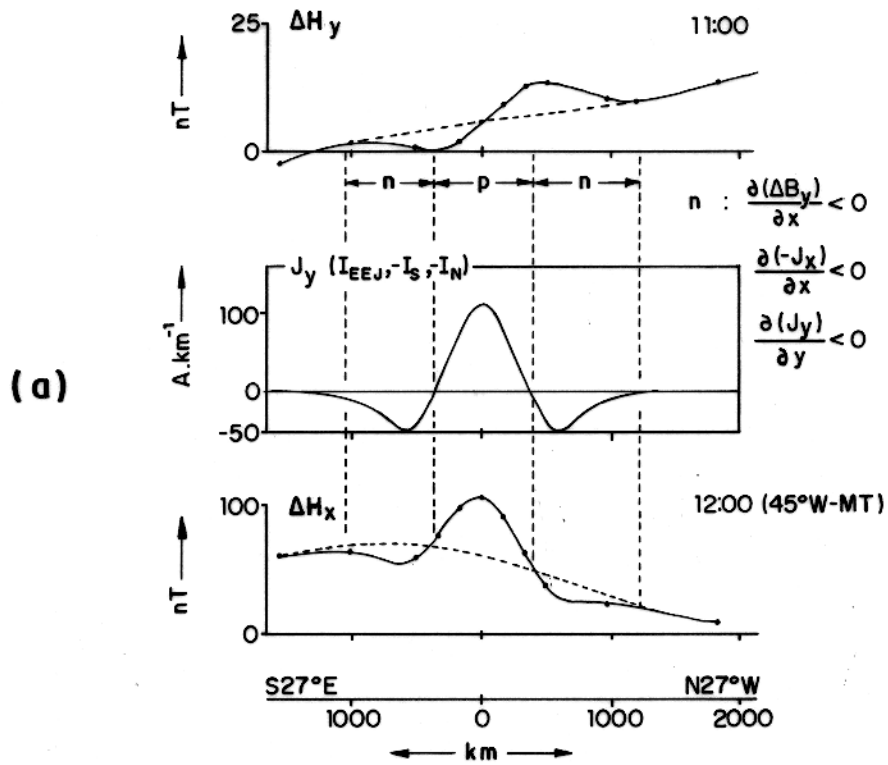


Figura 2.16 - Perfis em latitude do eletrojato equatorial no Brasil. (a) Perfis de ΔH_x , J_y ($I_{\text{eletrojato-equatorial}}$, $-I_{\text{sul}}$, $-I_{\text{norte}}$) e ΔH_y (26-10-71). (b) Perfis de ΔH_x em 17 e 21-10-71, as 11:00 horas. A curva tracejada é o sistema de correntes S_q . Os pequenos pontos são as observações e a curva sólida os pontos interpolados (adaptado de HESSE (1982)).

permite concluir que o eletrojato equatorial é um fenômeno muito complexo. Inclusive, a "International Association of Geomagnetism and Aeronomy" (IAGA) propôs o ano 1993 como Ano Internacional do Eletrojato Equatorial, exatamente para ampliar o conhecimento atual sobre este fenômeno. Por outro lado, os modelos utilizados, tanto para explicar o fenômeno, como para calcular seus efeitos nos dados geofísicos, mostram claramente que eles são demasiadamente simples para representar toda a complexidade do eletrojato equatorial. É portanto necessário, utilizar modelos mais próximos do formato ondulante do eletrojato equatorial, caso se queira modelar melhor seus efeitos. Por outro lado, como o equador magnético atravessa grande parte do território brasileiro, ao longo de aproximadamente 3500 km (Figura 2.8b), é conveniente conhecer a fundo as características do eletrojato equatorial. Da mesma maneira, as influências que este possa trazer aos dados magnetotélúricos, serão observadas praticamente em grande parte do território, resultando assim interessante a modelagem da sua influência.

3 - MODELAGEM NUMÉRICA TRIDIMENSIONAL

A escolha do método da equação integral na Introdução, como a técnica que vamos utilizar na nossa modelagem, motivou, no presente capítulo, a exposição da sua formulação teórica, inclusive com as expressões do campo primário incidente. Ao longo do capítulo, à medida que este método for sendo apresentado, serão também mostradas as modificações introduzidas no programa original de WANNAMAKER et al. (1984a). Devido a estas modificações, tornou-se necessário fazer a verificação do seu bom funcionamento, cujos testes aparecem no final do capítulo.

3.1 INTRODUÇÃO

A interpretação de dados magnetotelúricos é uma tarefa difícil, em decorrência da usual complexidade do meio geológico. Em vista disso, a construção de modelos que simplifiquem a situação real e que, simultaneamente, sejam apropriados para estudar os mecanismos de indução, não é um problema trivial. A excessiva simplificação dos modelos poderá resultar em sua completa inutilidade se eles não servirem para representar a realidade geológica. Por outro lado, a complicação dos modelos buscando uma melhor aproximação com esta realidade, poderá acarretar enormes dificuldades matemáticas. Desta forma, é necessário se estabelecer um compromisso entre estes dois extremos (KAUFFMANN & KELLER, 1981).

No método magnetotelúrico, tal como foi mostrado na Introdução, os modelos utilizados nas interpretações têm sido obtidos através de soluções analíticas, analógicas ou numéricas. A avaliação das respostas de estruturas bidimensionais ou tridimensionais complexas não pode ser obtida através de métodos analíticos ou de soluções analógicas, com exceção de modelos com geometrias muito simples, tais como esferas ou cilindros (DOSSO, 1973). Para modelos complexos, os métodos numéricos são de grande utilidade. Todavia, estes métodos quando aplicados ao caso tridimensional apresentam um alto grau de dificuldade. Estas dificuldades são devidas, principalmente, à necessidade de solucionar grandes sistemas lineares, os quais consomem um apreciável tempo de computação e muita memória de máquina (HOHMANN, 1983).

O método da equação integral, devido às propriedades de discretizar somente a heterogeneidade, utiliza menos memória e, com isso, reduz o tempo computacional. Por esta razão, é o melhor método numérico para solucionar problemas eletromagnéticos tridimensionais, especialmente quando as heterogeneidades são pequenas e há poucos corpos para modelar (DAS & VERMA, 1982). Por todas estas razões, o método da equação integral tem sido, até o momento, o método numérico mais utilizado na modelagem tridimensional (HOHMANN, 1991).

Apesar das diferenças existentes entre as técnicas numéricas revisadas na Introdução, é possível expressar todas elas através de uma formulação geral, como é apresentado na seguinte seção.

3.2 FORMULAÇÃO GERAL DAS SOLUÇÕES NUMÉRICAS

Todas as soluções numéricas, no domínio da frequência, podem ser colocadas no contexto do método dos momentos, também conhecido como método dos resíduos ponderados ou método de *Bubnov - Galerkin*. Com base neste método, qualquer equação integral ou diferencial pode ser escrita da forma (HOHMANN, 1991):

$$Lf = g, \quad (3.1)$$

em que L é o operador integral ou diferencial, f é a solução procurada e g é o termo da fonte.

Uma aproximação para f pode ser obtida através da soma dos N primeiros termos de uma expansão com funções - bases f_n convenientemente escolhidas, na forma:

$$f(\vec{r}) \approx \hat{f}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N a_n f_n(\vec{r}). \quad (3.2)$$

em que a_n são os coeficientes da expansão.

Ao substituir a equação 3.2 na equação 3.1 se obtém:

$$\sum_{n=1}^N a_n Lf_n + \epsilon = g, \quad (3.3)$$

em que ϵ é o resíduo obtido devido ao fato de que se usou \hat{f} em vez de f .

O método dos resíduos ponderados consiste em selecionar as funções - bases f_n , de tal forma que o resíduo seja o menor possível, de acordo com um dado critério. Para especificar este critério, vamos antes definir um conjunto de N funções - pesos ω_m e um produto interno

apropriado, na forma:

$$\sum_{n=1}^N a_n \langle \omega_m, Lf_n \rangle + \langle \omega_m, \epsilon \rangle = \langle \omega_m, g \rangle \quad m = 1, 2, \dots, N. \quad (3.4)$$

Podemos agora sugerir que todas as m funções - peso sejam ortogonais ao erro, ou seja, $\langle \omega_m, \epsilon \rangle = 0$, o que define o critério do resíduo mínimo. Assim sendo, a equação 3.4 se torna igual a:

$$\sum_{n=1}^N a_n \langle \omega_m, Lf_n \rangle = \langle \omega_m, g \rangle \quad m = 1, 2, \dots, N; \quad (3.5)$$

que define a equação matricial:

$$[\mathbf{Z}]\bar{a} = \bar{g}, \quad (3.6)$$

com os elementos da matriz $[\mathbf{Z}]$ sendo:

$$z_{mn} = \langle \omega_m, Lf_n \rangle, \quad (3.7)$$

e os elementos do vetor \bar{g} :

$$g_m = \langle \omega_m, g \rangle. \quad (3.8)$$

A equação 3.6 pode ser usada para calcular o vetor dos coeficientes desconhecidos \bar{a} , sendo a solução \hat{f} (a aproximação de f), dada pela equação 3.2. O crucial no problema numérico é escolher convenientemente as funções - bases e as funções - pesos de maneira tal que aproximem bem f , com um razoável número de termos, proporcionando assim uma solução estável. Outra importante consideração prática é a de que os elementos matriciais z_{mn} devam ser relativamente fáceis de calcular. No método dos elementos finitos, isto é geralmente feito utilizando as mesmas funções como funções - bases e como funções - pesos, as quais são diferentes de zero somente numa pequena porção do domínio de g . Outra prática comum é a de usar funções - pesos na forma de funções do tipo delta, as quais originam uma solução de ajuste pontual, conhecida como método da colocação. O método das diferenças finitas, por outro lado, aproxima o operador e depois usa o método da colocação. As funções - bases na forma de pulso e as funções - pesos do tipo delta têm sido usadas, nos problemas geofísicos eletromagnéticos, quase que exclusivamente para soluções por equação integral (HOHMANN, 1991).

Devido ao interesse específico que temos em relação à técnica da equação integral, a formulação teórica deste método será apresentada a seguir.

3.3 FORMULAÇÃO TEÓRICA DA EQUAÇÃO INTEGRAL TRIDIMENSIONAL

Para apresentar a formulação matemática da técnica da equação integral, vamos considerar o modelo mostrado na Figura 3.1. Este modelo é formado por um semi-espaço homogêneo de condutividade σ_r , que contém uma heterogeneidade tridimensional cuja condutividade é σ_c . O meio encaixante também pode ser considerado na forma estratificada, tal como aparece na Figura 3.2.

Se uma onda plana incide normalmente sobre a superfície de separação ar-terra, condições quase-estáticas são supostas (acontecendo, como uma aproximação resultante desta condição, que as correntes de deslocamento são iguais à zero ($\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$) e a permeabilidade magnética é igual à do vácuo ($\mu = \mu_0$)), as equações de *Maxwell* que descrevem os campos totais no domínio da frequência, podem ser escritas na forma (HARRINGTON, 1961):

$$\nabla \times \vec{E}_t + i\omega\mu_0\vec{H}_t = 0, \quad (3.9)$$

$$\nabla \times \vec{H}_t - \sigma\vec{E}_t = 0. \quad (3.10)$$

Nesta expressão, σ é igual a σ_r fora da heterogeneidade, e é igual a σ_c dentro da heterogeneidade.

Para facilitar os cálculos matemáticos, os campos eletromagnéticos totais E_t e H_t , podem ser divididos em duas componentes, chamadas de campos primário e secundário. O campo primário é o campo devido ao meio encaixante, sem a presença da heterogeneidade tridimensional. Este campo é descrito pelas seguintes equações diferenciais, cujas respectivas soluções correspondem aos campos elétrico e magnético primários (HOHMANN, 1983):

$$\nabla \times \vec{E}_p + i\omega\mu_0\vec{H}_p = 0, \quad (3.11)$$

$$\nabla \times \vec{H}_p - \sigma_r\vec{E}_p = 0. \quad (3.12)$$

Subtraindo-se a equação 3.11 da equação 3.9 e a equação 3.12 da equação 3.10, obtemos que:

$$\nabla \times (\vec{E}_t - \vec{E}_p) + i\omega\mu_0(\vec{H}_t - \vec{H}_p) = 0, \quad (3.13)$$

$$\nabla \times (\vec{H}_t - \vec{H}_p) - \sigma\vec{E}_t + \sigma_r\vec{E}_p = 0. \quad (3.14)$$

Vamos considerar as diferenças entre os campos total e primário, como os campos secundários elétrico e magnético. Assim, as equações 3.13 e 3.14 se transformam em:

$$\nabla \times \vec{E}_s = -i\omega\mu_0\vec{H}_s, \quad (3.15)$$

$$\nabla \times \vec{H}_s = \sigma_r\vec{E}_s + \vec{J}_s, \quad (3.16)$$

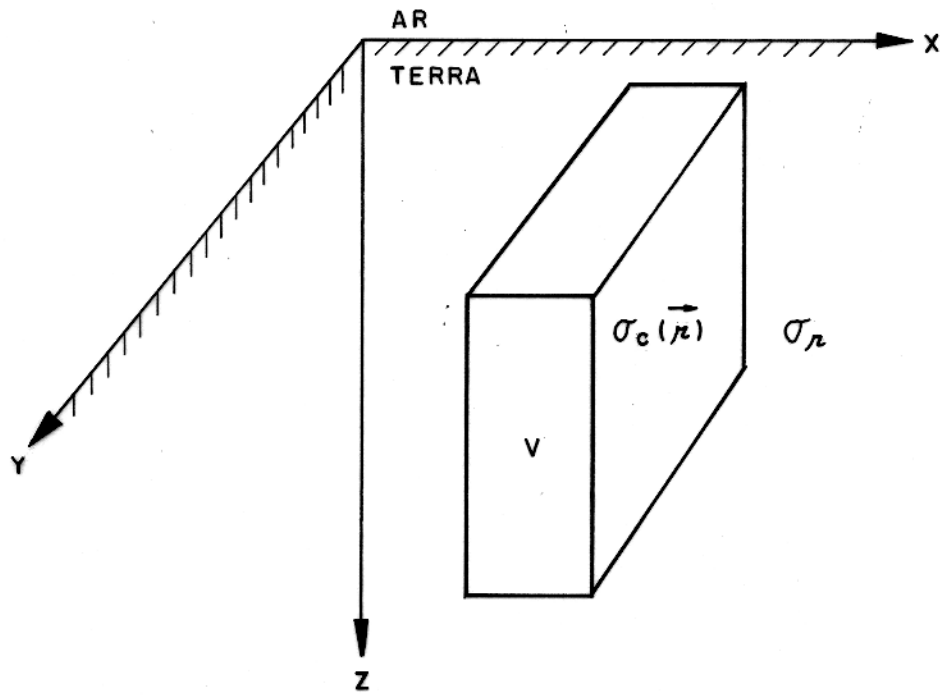


Figura 3.1 - Modelo tridimensional num semi - espaço homogêneo (adaptado de TING & HOHMANN (1981)).

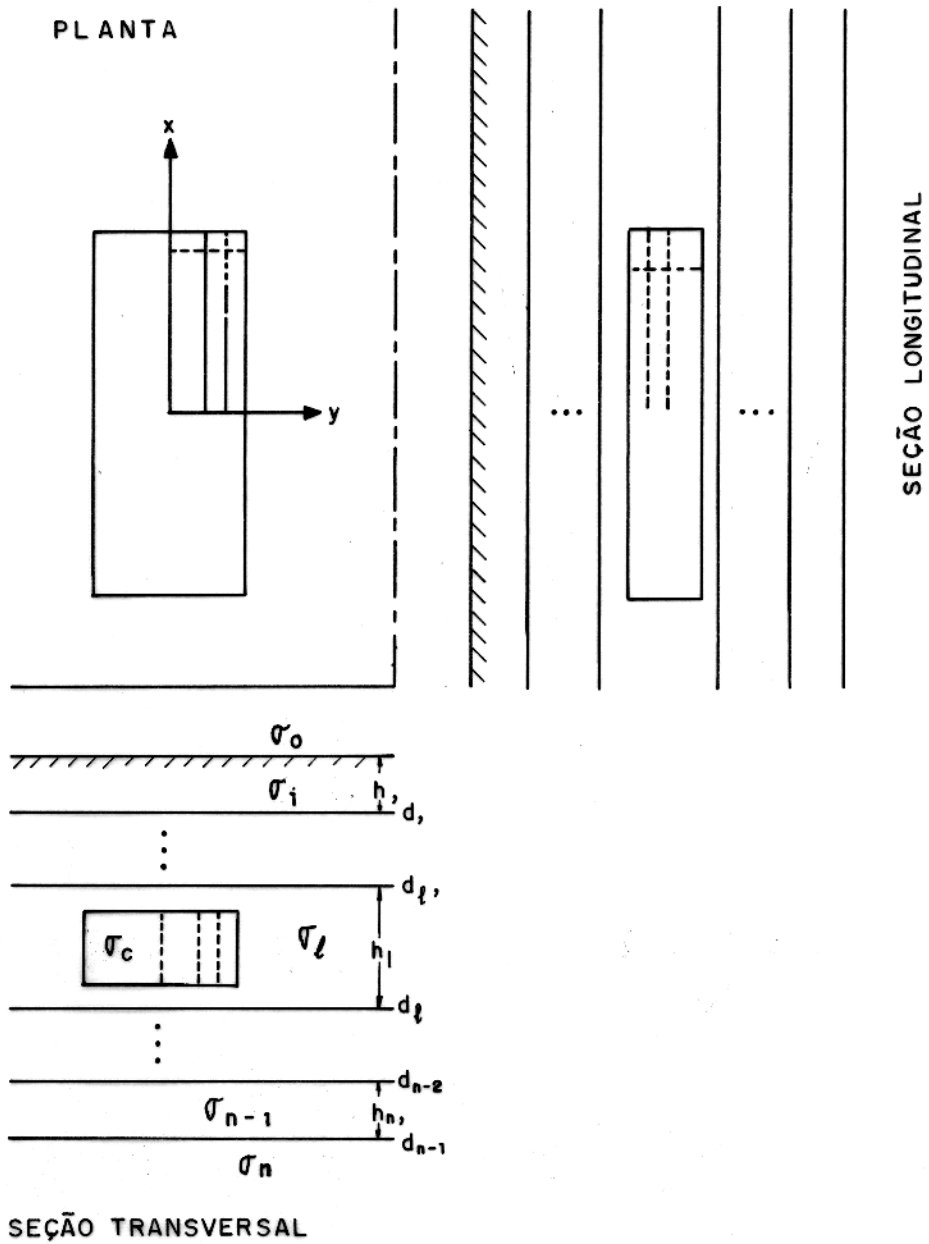


Figura 3.2 - Modelo tridimensional num meio estratificado (adaptado de WANNAMAKER et al. (1984b)).

em que $\vec{J}_s = \Delta\sigma\vec{E}_t$, com $\Delta\sigma = \sigma_c - \sigma_r$, é a corrente de espalhamento, a qual existe só dentro da heterogeneidade. No caso de a condutividade dentro do corpo ser considerada como variável, \vec{J}_s pode ser escrita como $\vec{J}_s = [\sigma_c(\vec{r}) - \sigma_r]\vec{E}_t$.

O campo secundário devido à corrente de espalhamento na heterogeneidade pode ser calculado considerando-se \vec{J}_s como uma fonte de corrente. Desta forma, as equações 3.15 e 3.16, devem ser convertidas para a forma integral e solucionadas numericamente. Para fazer isto, o campo elétrico secundário é expresso na forma:

$$\vec{E}_s = -i\omega\mu_0\vec{A} - \nabla\phi, \quad (3.17)$$

em que \vec{A} e ϕ são os potenciais vetorial e escalar de *Hertz* (PATRA & MALLICK (1980)). Estes potenciais, para um meio encaixante homogêneo, são dados por:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \int_v \vec{J}_s(\vec{r}')G(\vec{r}, \vec{r}')dv', \quad (3.18)$$

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{1}{\sigma_r} \int_v \nabla \cdot \vec{J}_s(\vec{r}')G(\vec{r}, \vec{r}')dv', \quad (3.19)$$

em que r é a coordenada em qualquer lugar do meio e r' é a coordenada dentro da estrutura tridimensional. A função escalar de *Green*: $G(r, r')$, é dada por:

$$G(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{-ik_r|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|}, \quad (3.20)$$

em que $k_r^2 = -i\omega\mu\sigma_r$, é o número de onda, sendo ω a frequência angular.

No caso de se considerar o meio encaixante como sendo um semi - espaço homogêneo ou um meio estratificado, termos adicionais devem ser colocados nos potenciais, para considerar as imagens das correntes nas interfaces entre as camadas e no contato superfície - ar. Para estes dois casos, estes potenciais estão calculados em HOHMANN (1975), HOHMANN (1983) e WANNAMAKER et al. (1984a).

Somando-se o campo primário incidente ao campo secundário, obtém-se a equação integral:

$$\vec{E}_t(\vec{r}) = \vec{E}_p(\vec{r}) + \int_v [\sigma_c(\vec{r}') - \sigma_r]\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{E}_t(\vec{r}')dv', \quad (3.21)$$

que é uma equação integral de *Fredholm* de segunda classe, a partir da qual se calcula o campo total $\vec{E}_t(\vec{r})$. Nesta expressão, \vec{G} é a função diádica de *Green* (HOHMANN, 1983).

Para solucionar numericamente esta equação, HOHMANN (1975) e WEIDELT (1975) dividiram a heterogeneidade em N células de forma cúbica ou prismática (Figura 3.3). Para representar o campo elétrico desconhecido na heterogeneidade, os autores acima citados, usaram funções - bases na forma de pulso e funções - pesos delta, constantes em cada

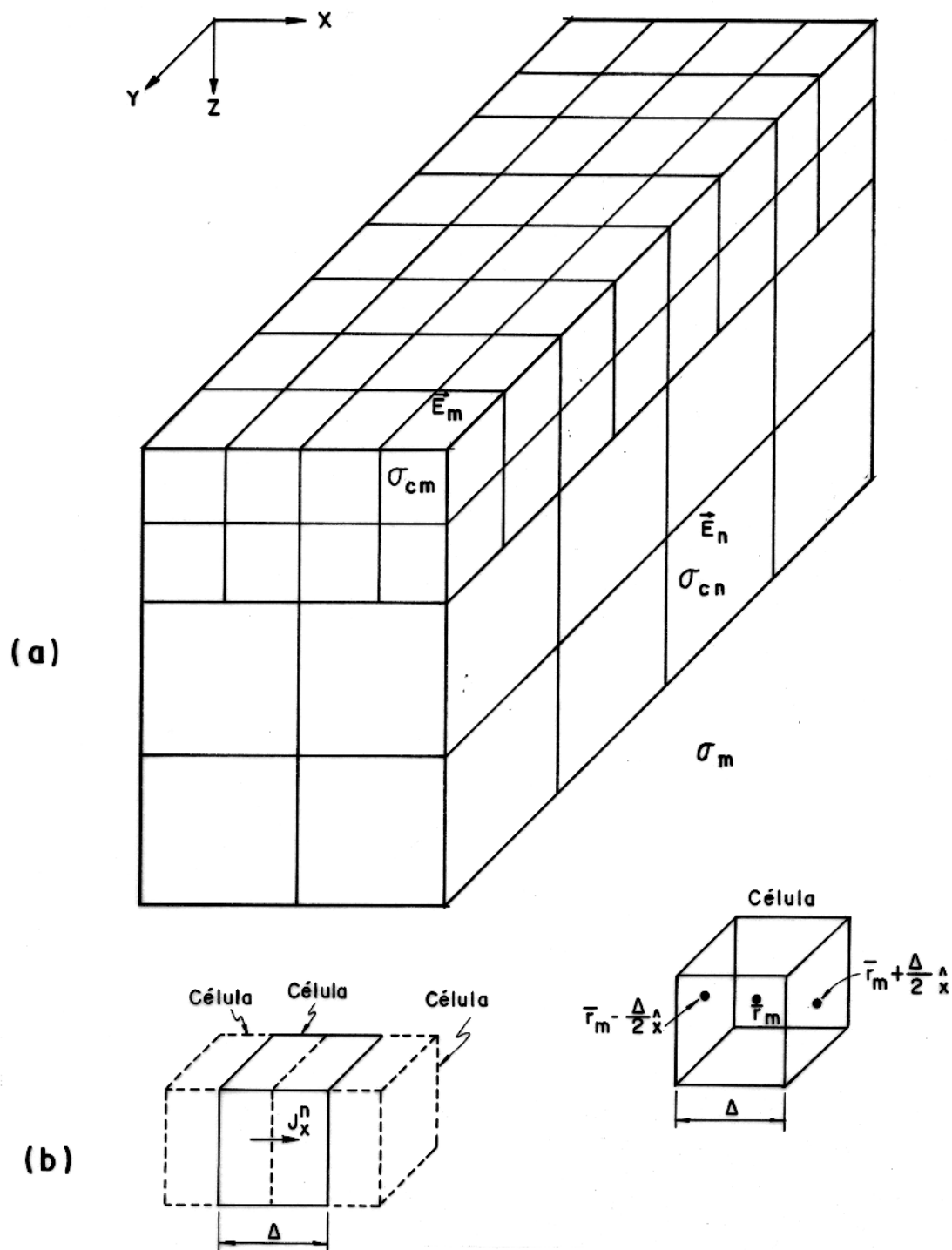


Figura 3.3 - a) Corpo tridimensional dividido em N células cúbicas. b) Distribuição das cargas entre o volume de duas células cúbicas (modificado de HOHMANN (1983)).

uma das células. A condutividade, assim como a corrente de espalhamento, também são consideradas constantes em cada célula. Desta forma, a integração sobre os volumes e superfícies das células da função diádica de *Green* pode ser calculada numérica ou analiticamente (HOHMANN, 1975). Após esta integração, a equação integral pode ser expressa:

$$\vec{E}_t(\vec{r}) = \vec{E}_p(\vec{r}) + \sum_{n=1}^N [\sigma_c - \sigma_r] \tilde{\Gamma}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{E}_t, \quad (3.22)$$

em que $\tilde{\Gamma}(\vec{r}, \vec{r}')$ é a função tensorial de *Green*, integrada em um pequeno volume de corrente. Cuidados especiais devem ser tomados no cálculo de $\tilde{\Gamma}$ porque \tilde{G} é singular em $\vec{r} = \vec{r}'$ (HOHMANN, 1983).

Na sua forma mais concisa, o campo elétrico no centro da célula m é dado por:

$$\vec{E}_t^m = \vec{E}_p^m + \sum_{n=1}^N [\sigma_{cn} - \sigma_r] \tilde{\Gamma}^{mn} \cdot \vec{E}_t^n, \quad (3.23)$$

em que σ_{cn} é a condutividade da célula n , σ_r é a condutividade do meio encaixante, \vec{E}_t^m é o campo elétrico total na célula m , \vec{E}_p^m é o campo elétrico primário na célula m e \vec{E}_t^n é o campo elétrico total na célula n (Figura 3.3).

Para obter a expressão 3.23, as derivadas do potencial escalar foram aproximadas por diferenças finitas. Além disso, ao invés de concentrar as cargas, dadas pelo termo $\nabla \cdot \vec{J}$, na equação 3.19, nas bordas entre células, elas foram distribuídas uniformemente sobre o volume localizado entre o centro de uma célula e o centro da outra, tal como aparece mostrado na Figura 3.3b (HOHMANN, 1975).

Rearrmando a equação 3.23, chega-se a:

$$\sum_{n=1}^N [(\sigma_{cn} - \sigma_r) \tilde{\Gamma}^{mn} - \tilde{\delta}^{mn}] \cdot \vec{E}_t^n = -\vec{E}_p^m, \quad (3.24)$$

em que:

$$\tilde{\delta}^{mn} = \begin{cases} \tilde{I}, & m = n \\ \tilde{O}, & m \neq n \end{cases}, \quad (3.25)$$

sendo \tilde{I} e \tilde{O} as diádicas unitária e nula, respectivamente. Tanto o tensor de *Green* como estas diádicas possuem uma dimensão 3×3 , devido à presença de correntes nas três direções do sistema de coordenadas.

Escrevendo a equação 3.24 para todas as combinações possíveis das células m e n , se obtém a equação matricial:

$$[\mathbf{M}] \cdot [\vec{E}_t] = -[\vec{E}_p], \quad (3.26)$$

em que os elementos de $[\mathbf{M}]$, são eles mesmos matrizes 3×3 , dados por:

$$[\mathbf{M}]^{mn} = (\sigma_{cn} - \sigma_r) \tilde{\Gamma}^{mn} - \tilde{\delta}^{mn}. \quad (3.27)$$

A solução da equação 3.26 fornece o campo elétrico total em cada célula. O campo elétrico total em qualquer ponto fora da heterogeneidade é calculado através da equação 3.21. O campo magnético total, por outro lado, é obtido aplicando a equação 3.9 à equação 3.21. As componentes dos campos elétrico e magnético assim calculadas, estão relacionadas através da expressão (JONES & VOZOFF, 1978):

$$\vec{E} = \tilde{Z}\vec{H}, \quad (3.28)$$

em que:

$$\tilde{Z} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} & Z_{xz} \\ Z_{yx} & Z_{yy} & Z_{yz} \\ Z_{zx} & Z_{zy} & Z_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3.29)$$

é o conhecido tensor de impedâncias e os vetores \vec{E} e \vec{H} possuem as componentes respectivas (E_x, E_y, E_z) e (H_x, H_y, H_z) . No processamento de dados magnetotelúricos, as publicações geralmente consideram que $E_z \approx 0$ e $H_z \approx 0$, para fonte do tipo onda plana e meios unidimensionais (KAUFFMAN & KELLER, 1981), resultando a equação 3.28 nas expressões:

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y, \quad (3.30)$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y. \quad (3.31)$$

e

$$\tilde{Z} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}, \quad (3.32)$$

Para o caso de modelos bi e tridimensionais e para uma fonte do tipo eletrojato $H_z \neq 0$ e $E_z \neq 0$. Mesmo estas componentes apresentarem intensidade baixa, podem alterar significativamente o valor das componentes horizontais de \vec{E} e \vec{H} , como mostram as equações de *Maxwell*. No entanto, nos usaremos a aproximação 3.32 do tensor de impedâncias para comparar assim os nossos resultados com os obtidos no uso habitual do método magnetotelúrico.

Para solucionar as quatro incógnitas em \tilde{Z} , é necessário usar duas polarizações da fonte para se obter o conjunto de equações :

$$E_{x1} = Z_{xx}H_{x1} + Z_{xy}H_{y1}, \quad (3.33)$$

$$E_{y1} = Z_{yx}H_{x1} + Z_{yy}H_{y1}, \quad (3.34)$$

$$E_{x2} = Z_{xx}H_{x2} + Z_{xy}H_{y2}, \quad (3.35)$$

$$E_{y2} = Z_{yx}H_{x2} + Z_{yy}H_{y2}, \quad (3.36)$$

em que os subíndices 1 e 2 indicam as duas polarizações (TING & HOHMANN, 1981).

O tensor de impedâncias obtido através da solução deste conjunto de equações, proporciona os valores de resistividade aparente e de fase através das fórmulas simples:

$$\rho_{ij} = \frac{|Z_{ij}|^2}{\mu_0 \omega}, \quad (3.37)$$

$$\theta_{ij} = \tan^{-1} \left[\frac{\text{Im}(Z_{ij})}{\text{Re}(Z_{ij})} \right], \quad (3.38)$$

em que $i, j = x, y$. Na equação 3.38, $\text{Re}(Z_{ij})$ e $\text{Im}(Z_{ij})$ são as partes real e imaginária de Z_{ij} , respectivamente.

A versão original do algoritmo da equação integral tridimensional de HOHMANN (1975), foi sucessivamente melhorada através dos anos, com os trabalhos de STODT et al. (1981) e de TING & HOHMANN (1981). Maiores progressos foram recentemente alcançados nos trabalhos de WANNAMAKER et al. (1984a) e de WANNAMAKER et al. (1984b). Estes autores desenvolveram em muitos anos de esforço um algoritmo para calcular uma heterogeneidade tridimensional na presença de um meio estratificado, realizando a integração sobre prismas. TRIPP & HOHMANN (1984) deram um passo à frente, ao explorar a simetria das estruturas tridimensionais modeladas, com a aplicação da teoria de grupos. Isto possibilitou uma substancial diminuição do tempo computacional e de memória de computador.

No presente trabalho, foram introduzidas as seguintes modificações neste algoritmo:

- Foram usados os subprogramas CGEFA e CGESL³, para solucionar o sistema linear. O primeiro subprograma fatora a matriz e o segundo soluciona o sistema linear, baseando-se na decomposição LU. O uso destes subprogramas permitiu a solução do sistema matricial mais rapidamente e com menor utilização de memória.
- Foi implementada a alocação dinâmica de memória, através do subprograma ADM - GETCOR⁴, com a finalidade de facilitar o cálculo de diferentes modelos.
- Foram introduzidas outras opções para o cálculo do campo elétrico primário E_p . No programa original era só considerada a fonte do tipo onda plana, enquanto que no programa modificado, é possível calcular o campo primário tanto para uma linha de corrente, como para um eletrojato gaussiano e um eletrojato ondulante.

Devido à importância da fonte na nossa tese, na próxima seção apresentaremos a forma de calcular o campo primário para as diferentes fontes utilizadas.

³Rotinas da LINPACK (EMLIB de autoria do Prof. Rijo (1990)).

⁴Subprograma pertencente ao sistema DISCO - VAX 8600.

3.3.1 Expressões para o Campo Primário

No nosso trabalho, o campo primário incidente devido aos diversos tipos de fonte, foi calculado tanto na superfície terrestre como no interior da heterogeneidade tridimensional. Estes calculos incluem desde a resposta para uma onda plana até diferentes tipos de eletrojato, em presença de um semi - espaço homogêneo como de meios estratificados. Para facilidade de representação, o meio geológico é dividido em dois semi - espaços: o primeiro ($z < 0$) contém o campo incidente e representa na prática a atmosfera; o segundo ($z > 0$) representa o terreno subdividido em N camadas horizontais, das quais a mais inferior, denominada de substrato, estende-se indefinidamente na direção z no sentido positivo (para baixo). Por sua vez, o meio estratificado é subdividido em duas regiões: a) $z < z_{N-1}$, isto é, o semi-espaço superior das camadas menos o substrato; e b) $z > z_{N-1}$, que corresponde ao substrato.

A seguir apresentaremos as expressões matemáticas para os campos primários em presença dos diversos tipos de fonte indutoras utilizadas neste trabalho.

3.3.1.1 Onda Plana

A expressão para o campo elétrico horizontal na direção y , tendo como fonte uma onda plana que incide verticalmente na superfície do terreno, é calculada na superfície e na interface de cada camada na forma (RIJO (1990)):

$$E_y^{p,(j)} = E_j [e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{u_j(z+z_j)}], \quad (3.39)$$

em que $j = 0, 1, \dots, N - 1$ e $u_j = k_j = (-i\omega\mu\sigma_j)^{\frac{1}{2}}$, é a constante de propagação. O valor de z_j é 0 para $z = 0$, sendo que representa as interfaces das camadas no caso $z > 0$. Nesta expressão, TE significa polarização do campo elétrico no modo transversal. O valor de $R_{TE}^{(j)}$ se refere ao coeficiente de reflexão da camada j , o qual é dado por:

$$R_{TE}^{(j)} = \frac{Y_j - \hat{Y}_{j+1}}{Y_j + \hat{Y}_{j+1}}, \quad (3.40)$$

em que $Y_j = u_j/\hat{z}$ é a admitância característica e \hat{Y} é a admitância aparente. Nesta última expressão, $\hat{z} = i\omega\mu$ é a impeditividade, com μ sendo a permeabilidade magnética e ω a frequência angular. A admitância aparente é obtida através da recorrência:

$$\hat{Y}_j = Y_j \frac{\hat{Y}_{j+1} + Y_j \tanh(u_j h_j)}{Y_j + \hat{Y}_{j+1} \tanh(u_j h_j)}, \quad (3.41)$$

em que a primeira etapa é $\hat{Y}_N = Y_N$. Nesta equação h_j é a espessura das camadas.

A constante E_j , para $0 < z < z_{N-1}$, é dada por:

$$E_j = E_{j-1} \frac{(1 + R_{TE}^{(j-1)})e^{-u_j h_j}}{1 + R_{TE}^{(j)}e^{-2u_j h_j}}, \quad (3.42)$$

com E_0 sendo a amplitude do campo elétrico em $z = 0$, tomada geralmente com valor unitário.

Na região $z > z_{N-1}$, o campo elétrico tem o valor:

$$E_y^{p,(N)} = E_N [e^{-u_j(z-z_{N-1})}], \quad (3.43)$$

em que E_N é dado por:

$$E_N = E_N(1 + R_{TE}^{N-1}). \quad (3.44)$$

As componentes H_x^p e H_z^p do campo magnético, são calculadas a partir das equações de *Maxwell*, na forma:

$$H_x^{p,(j)} = \frac{1}{\hat{z}_j} \frac{\partial E_y^{(j)}}{\partial z}, \quad (3.45)$$

$$H_z^{p,(j)} = -\frac{1}{\hat{z}_j} \frac{\partial E_y^{(j)}}{\partial x}. \quad (3.46)$$

O problema da onda plana aqui apresentado, pode ser considerado como um problema fundamental na solução de problemas mais complexos. Desta forma, o campo primário produzido por uma linha de corrente, é considerado como um somatório de ondas planas, tal como é apresentado a continuação.

3.3.1.2 Linha de Corrente

O modelo mais simples, e o primeiro a ser utilizado para simular o eletrojato, é o da linha de corrente. O problema de indução eletromagnética para uma fonte deste tipo com dependência temporal num meio estratificado, foi estudado por HERMANCE & PELTIER (1970). Estes autores usaram uma linha infinita de corrente posicionada em $z = -|h_0|$ e $x = x_0$, e paralela à direção y , sendo a intensidade de corrente igual $I_y(\omega)$ (Figura 3.4). Neste caso o campo elétrico reduz-se à componente E_y e o campo magnético às componentes H_x , H_z . Considerando estas condições, a expressão do campo elétrico E_y em $z \leq 0$ é dada por:

$$E_y^{p,(0)} = \frac{i\omega\mu_0 I_y(\omega)}{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{u_0} [e^{-u_0|z-h_0|} + R_{TE}^{(0)}e^{u_0(z+h_0)}] \cos(k_x(x-x_0)) dk_x, \quad (3.47)$$

em que $u_0 = (k_x^2 - k_0^2)^{\frac{1}{2}}$ é a constante de propagação, com $k_0^2 = -\hat{y}_0 \hat{z}_0$ sendo o número de onda do meio 0.

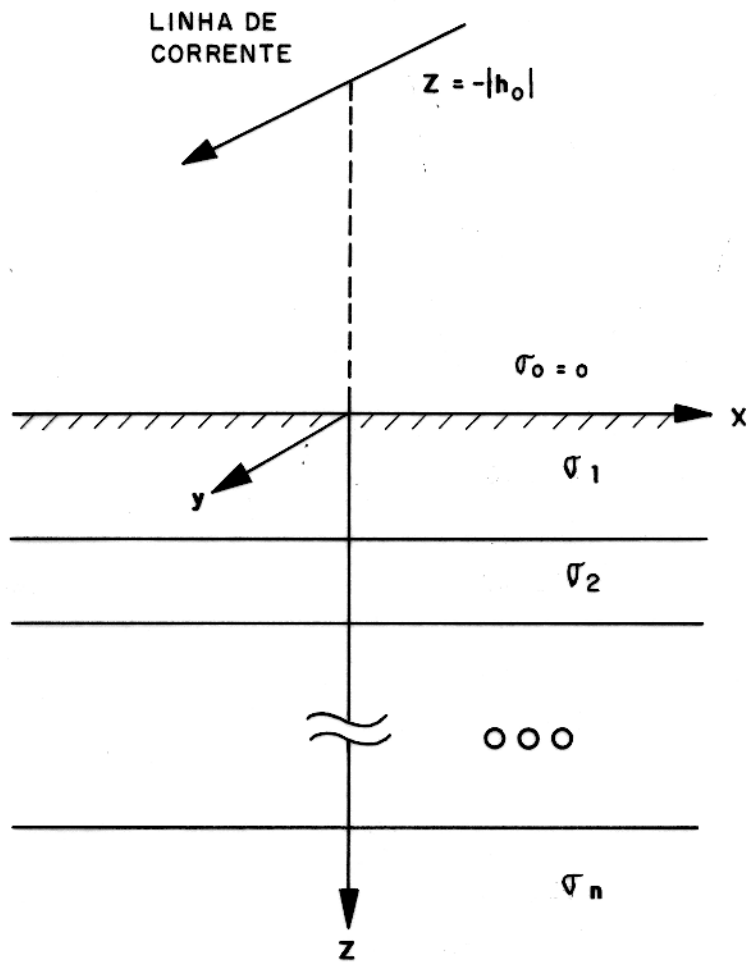


Figura 3.4 - Modelo da linha de corrente.

Para $z > 0$ até $z = z_{N-1}$, temos que:

$$E_y^{p,(j)} = \int_0^\infty E_j [e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{u_j(z+z_j)}] \cos(k_x(x-x_0)) dk_x, \quad (3.48)$$

Finalmente, no substrato:

$$E_y^{p,(N)} = \int_0^\infty E_N [e^{-u_N(z-z_{N-1})}] \cos(k_x(x-x_0)) dk_x, \quad (3.49)$$

em que $u_j = (k_x^2 - k_j^2)^{\frac{1}{2}} = (k_x^2 - i\omega\mu\sigma_j)^{\frac{1}{2}}$ é a constante de propagação.

Para a linha de corrente, E_0 é dado por:

$$E_0 = -\hat{z}_0 I_y(\omega) \frac{e^{u_0 h_0}}{2u_0}. \quad (3.50)$$

É importante destacar que as integrais que descrevem os campos primários, não podem ser resolvidas analiticamente. Para solucioná-las, é necessário utilizar a técnica dos filtros digitais lineares (GUPTASARMA, 1982). No nosso trabalho, estas integrais foram calculadas com a utilização dos subprogramas CCT281 e CST266⁵, os quais solucionam numericamente as integrais coseno e seno, com 281 e 266 valores para o filtro, respectivamente.

A resposta de uma linha de corrente, pode ser usada como função de *Green* para calcular campos eletromagnéticos mais gerais, através da convolução com distribuições de correntes mais próximas da realidade física do eletrojato, como é o caso do eletrojato gaussiano.

3.3.1.3 Eletrojato Gaussiano

Usando-se o princípio de considerar o eletrojato como um conjunto de linhas de corrente, PELTIER & HERMANCE (1971) simularam o efeito do eletrojato em presença de um meio estratificado. No trabalho destes autores, o eletrojato foi representado como uma lâmina com distribuição superficial de corrente na forma gaussiana, localizada a uma altura $z = -|h_0|$ (Figura 3.5). A intensidade em x_0 na equação 3.50, é fornecida por:

$$I_y(\omega) = I_0(\omega) e^{-x_0^2/(2s^2)}, \quad (3.51)$$

em que I_0 é a intensidade no centro e s é o desvio padrão da fonte.

Desta forma, considerando-se a fonte do tipo gaussiana como uma superposição de linhas de corrente de intensidade $I_y(\omega)$, o campo para cada uma destas linhas, na superfície da

⁵Biblioteca de programas EMLIB do Prof. Rijo (1989).

DISTRIBUIÇÃO GAUSSIANA DE CORRENTE

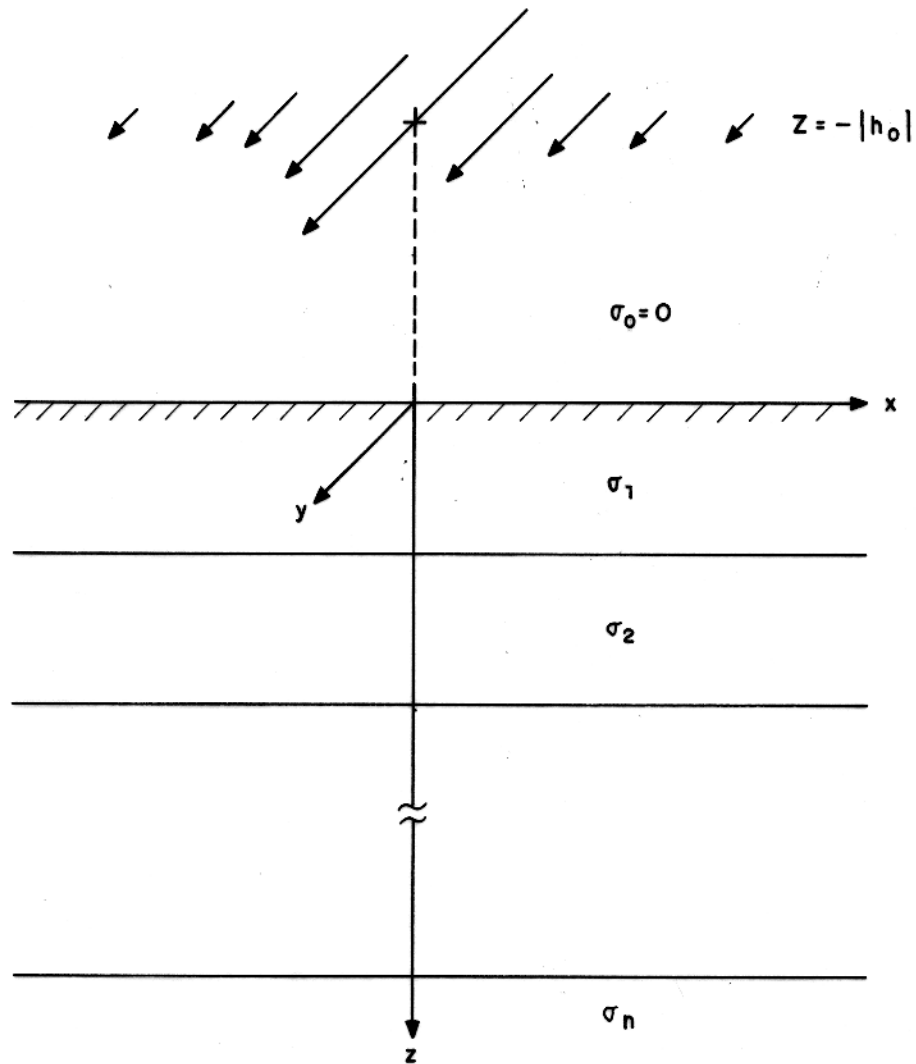


Figura 3.5 - Modelo do eletrojato gaussiano.

terra, têm a forma:

$$dE_y^{p,(0)} = \frac{i\omega\mu_0 I_0(\omega)}{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{u_0} [e^{-u_0|z-h_0|} + R_{TE}^{(0)} e^{u_0(z+h_0)}] e^{-x_0^2/(2s^2)} \cos(k_x(x-x_0)) dk_x. \quad (3.52)$$

Assim sendo, para obter o campo total, basta integrar para todo x_0 , obtendo-se a expressão, no caso do campo na superfície do terreno, da forma:

$$E_y^{p,(0)} = \frac{i\omega\mu_0 I_0(\omega)}{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{u_0} [e^{-u_0|z-h_0|} + R_{TE}^{(0)} e^{u_0(z+h_0)}] \left[\int_{-\infty}^\infty e^{-x_0^2/(2s^2)} \cos(k_x(x-x_0)) dx_0 \right] dk_x, \quad (3.53)$$

Aplicando este mesmo procedimento às expressões de cada uma das regiões anteriormente definidas, ou seja para $z < 0$, $0 < z < z_{N-1}$ e $z = N$, e solucionando analiticamente a integral interna, se obtém o campo E_y^p respectivo em cada uma destas regiões:

$$E_y^{p,(0)} = -\frac{i\omega\mu_0 I_0(\omega)}{s\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \frac{1}{u_0} [e^{-u_0|z-h_0|} + R_{TE}^{(0)} e^{u_0(z+h_0)}] e^{-k_x^2 s^2/2} \cos(k_x x) dk_x, \quad (3.54)$$

$$E_y^{p,(j)} = -\frac{i\omega\mu_0 I_0(\omega)}{s\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty E_j [e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{u_j(z+z_j)}] e^{-k_x^2 s^2/2} \cos(k_x x) dk_x, \quad (3.55)$$

e

$$E_y^{p,(N)} = -\frac{i\omega\mu_0 I_0(\omega)}{s\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty E_N [e^{-u_N(z-z_{N-1})}] e^{-k_x^2 s^2/2} \cos(k_x x) dk_x. \quad (3.56)$$

Este modelo do eletrojato gaussiano, por sua vez, é também bastante flexível, pois em principio, com ele é possível aproximar qualquer tipo de eletrojato pela superposição de modelos gaussianos (HIBBS & JONES (1973a)). Baseando-se nesta ideia, RIJO (1991) calculou as expressões para um eletrojato ondulante, como mostraremos na próxima seção.

3.3.1.4 Eletrojato Ondulante

Como foi dito no capítulo anterior, o eletrojato pode apresentar um caráter espacial ondulante. Com base neste fato, ONWUMECHILLI (1967) propôs um modelo em que existem correntes diretas (positivas) e reversas (negativas). O modelo de ONWUMECHILLI (1967) se constitui num dos modelos mais conhecidos sobre o eletrojato, porque ele é calculado com uma função simples, que contém um número pequeno de parâmetros. Este modelo de eletrojato possui a forma:

$$\vec{J}(x_n) = \vec{J}_o \frac{a^2(a^2 + \alpha x_n^2)}{(a^2 + x_n^2)^2} \quad (3.57)$$

em que $\vec{J}(x_n)$ é a densidade superficial de corrente, com a e α sendo constantes, J_o é a amplitude e x_n a coordenada. A Figura 3.6 ilustra as ondulações do eletrojato para $\alpha = 0, -1, -2$ e -3 .

Num trabalho recente, RIJO (1991) generalizou o trabalho de HIBBS & JONES (1973a), desenvolvendo uma maneira simples e precisa de aproximar a resposta de uma fonte arbitrária, e em particular, a de um eletrojato ondulante, através da interpolação linear com “funções - chapéus” (“hat functions”), que se constituem nas mesmas funções - bases usadas na interpolação por elementos finitos (Figura 3.7).

Usando-se esta interpolação linear e considerando que o eletrojato está localizado a uma altura h_o e em $x = x_o$, o campo elétrico horizontal na direção y é dado por:

$$E_y^{p,(0)} = -i\omega s \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\int_0^\infty \frac{A_e(k_x)}{u_o} [e^{-k_x|z-h_o|} + R_{TE}^{(0)} e^{k_x(z+h_o)}] \cos(k_x x) dk_x + \int_0^\infty \frac{B_e(k_x)}{u_o} [e^{-k_x|z-h_o|} + R_{TE}^{(0)} e^{k_x(z+h_o)}] \sin(k_x x) dk_x \right], \quad (3.58)$$

para $z < 0$.

Para $z > 0$ até $z < z_{N-1}$, a expressão para o campo é:

$$E_y^{p,(j)} = -i\omega s \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\int_0^\infty A_e(k_x) E_j [e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{u_j(z+z_j)}] \cos(k_x x) dk_x + \int_0^\infty B_e(k_x) E_j [e^{-u_j(z-z_j)} + R_{TE}^{(j)} e^{u_j(z+z_j)}] \sin(k_x x) dk_x \right], \quad (3.59)$$

enquanto que para $z > z_{N-1}$, o campo é representado pela expressão:

$$E_y^{p,(N)} = -i\omega s \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[\int_0^\infty A_e(k_x) E_N [e^{-u_N(z-z_{N-1})}] \cos(k_x x) dk_x + \int_0^\infty B_e(k_x) E_N [e^{-u_N(z-z_{N-1})}] \sin(k_x x) dk_x \right]. \quad (3.60)$$

Os valores para $A_e(k_x)$ e $B_e(k_x)$ em todas estas expressões, são dados por:

$$A_e(k_x) = \left(\frac{\sin(\frac{k_x s}{2})}{\frac{k_x s}{2}} \right)^2 \sum_{n=1}^N J(x_n) \cos(k_x x_n), \quad (3.61)$$

$$B_e(k_x) = \left(\frac{\sin(\frac{k_x s}{2})}{\frac{k_x s}{2}} \right)^2 \sum_{n=1}^N J(x_n) \sin(k_x x_n), \quad (3.62)$$

em que $J(x_n)$ é o valor arbitrário do eletrojato no ponto x_n e $2s$ é a largura da função - chapéu. Nestas equações, a expressão $(\sin(\frac{k_x s}{2})/\frac{k_x s}{2})$ é a transformada de *Fourier* da função - chapéu, enquanto que os somatórios, são a transformada, para o domínio da frequência,

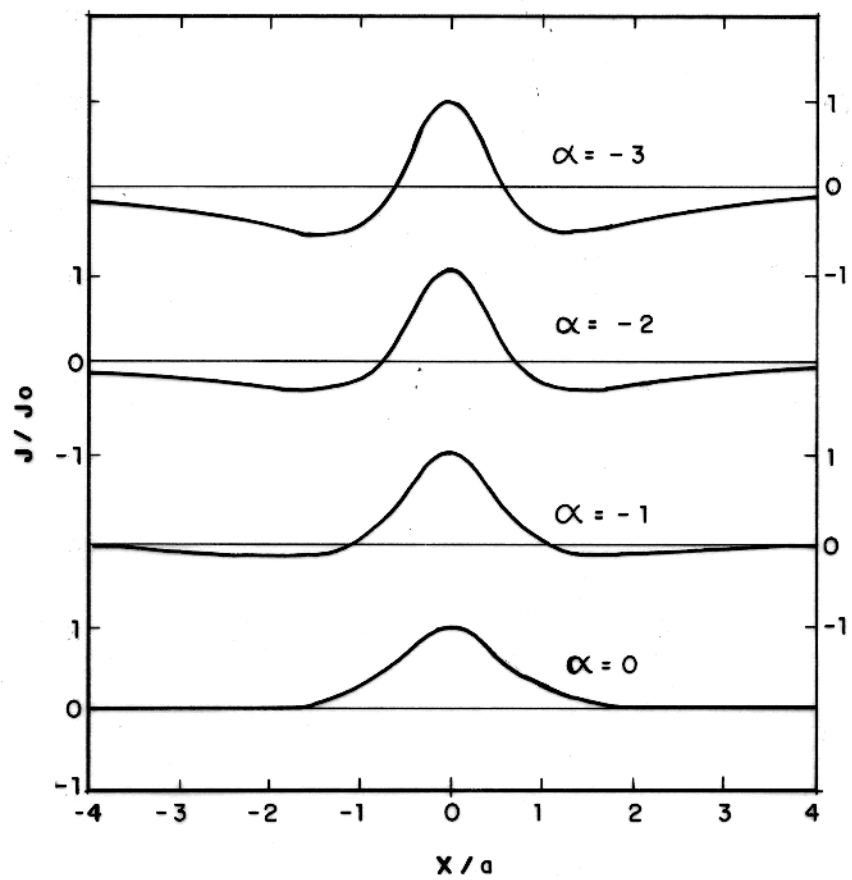


Figura 3.6 - Ondulações no modelo de eletrojato de ONWUMECHILLI (1967).

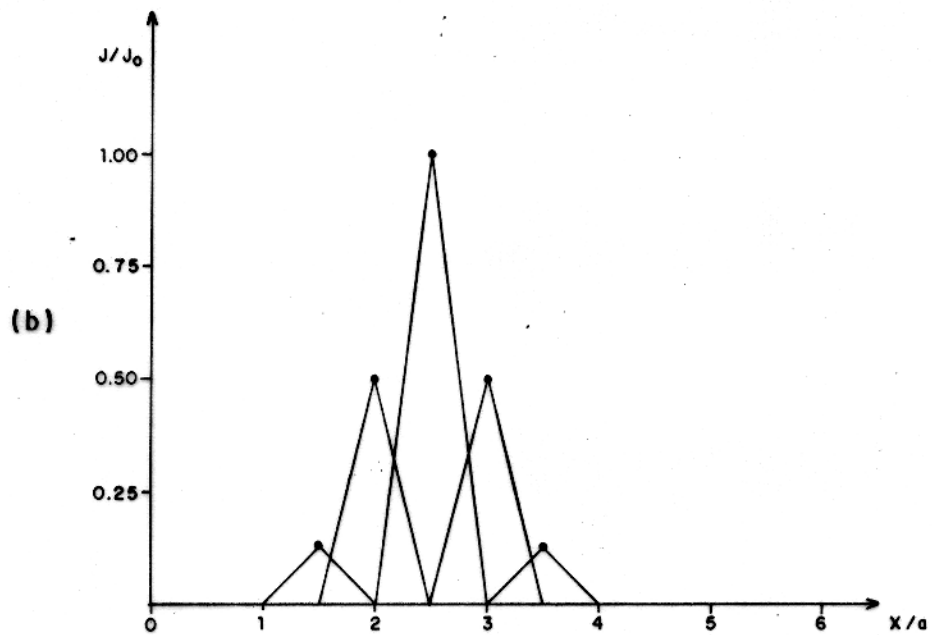
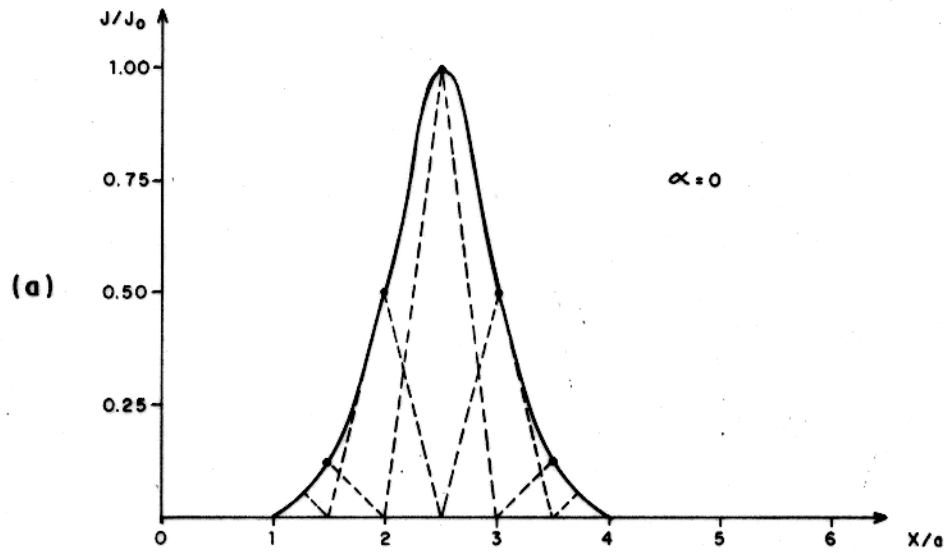


Figura 3.7 - a) Interpolação do eletrojoato ondulante ($\alpha = 0$) com b) funções - chapeu (adaptado de RIJO (1992)).

da discretização da função $J(x_n)$ no domínio do espaço. Assim sendo, a vantagem da interpolação linear é que ela permite aproximar facilmente qualquer tipo de fonte bidimensional $J(x_n)$, o que facilita o uso de eletrojos mais próximos da realidade física, tais como os eletrojos ondulantes de ONWUMECHILLI (1967).

Observe-se que no caso de eletrojos simétricos, com relação à origem, a integral que contém a função seno se anula. Para $x \neq 0$, as integrais são facilmente computadas pela técnica dos filtros lineares. Para $x=0$, usa-se a quadratura de *Gauss - Laguerre* (RIJO (1991)). Para realizar a integração por quadratura, nos utilizamos o subprograma CQGA32⁶, a qual utiliza 32 valores do filtro para resolver a integral.

3.4 TESTE DO ALGORITMO UTILIZADO

3.4.1 Comparação com os resultados de TING & HOHMANN (1981)

Para verificar o bom funcionamento do programa utilizado para a modelagem tridimensional, utilizamos os resultados de TING & HOHMANN (1981). Desta publicação, em que aparecem resultados da simulação com estruturas tridimensionais com o programa em sua versão original, escolhemos o modelo da Figura 3.8. A fonte utilizada é a onda plana, com uma frequência de 0.1 Hz. Os resultados de TING & HOHMANN (1981) para a resistividade aparente com as polarizações XY e YX aparecem na Figura 3.9, conjuntamente com nossos resultados. É importante observar que a convenção utilizada para as polarizações, é em primeiro lugar o campo elétrico e no segundo o campo magnético (por exemplo, XY significa campo elétrico medido na direção X e magnético na direção Y). Como se pode constatar, nossos resultados ajustam bem os resultados de TING & HOHMANN (1981), sendo que as pequenas diferenças encontradas podem dever-se às diferentes discretizações utilizadas.

3.4.2 Simetria e Discretização

Na realização deste teste, utilizamos uma estrutura tridimensional simétrica, da forma como aparece na Figura 3.10. Em termos da fonte, foi usada a linha de corrente. Este modelo serve com dois propósitos: a) verificar a consistência do algoritmo utilizado, através do estudo de um corpo simétrico; e b) testar a equivalência do uso de células cúbicas ou prismáticas.

A Figura 3.11 apresenta os perfis de resistividade aparente para uma frequência de 10^{-3}

⁶Biblioteca de programas EMLIB do Prof. Rijo (1989).

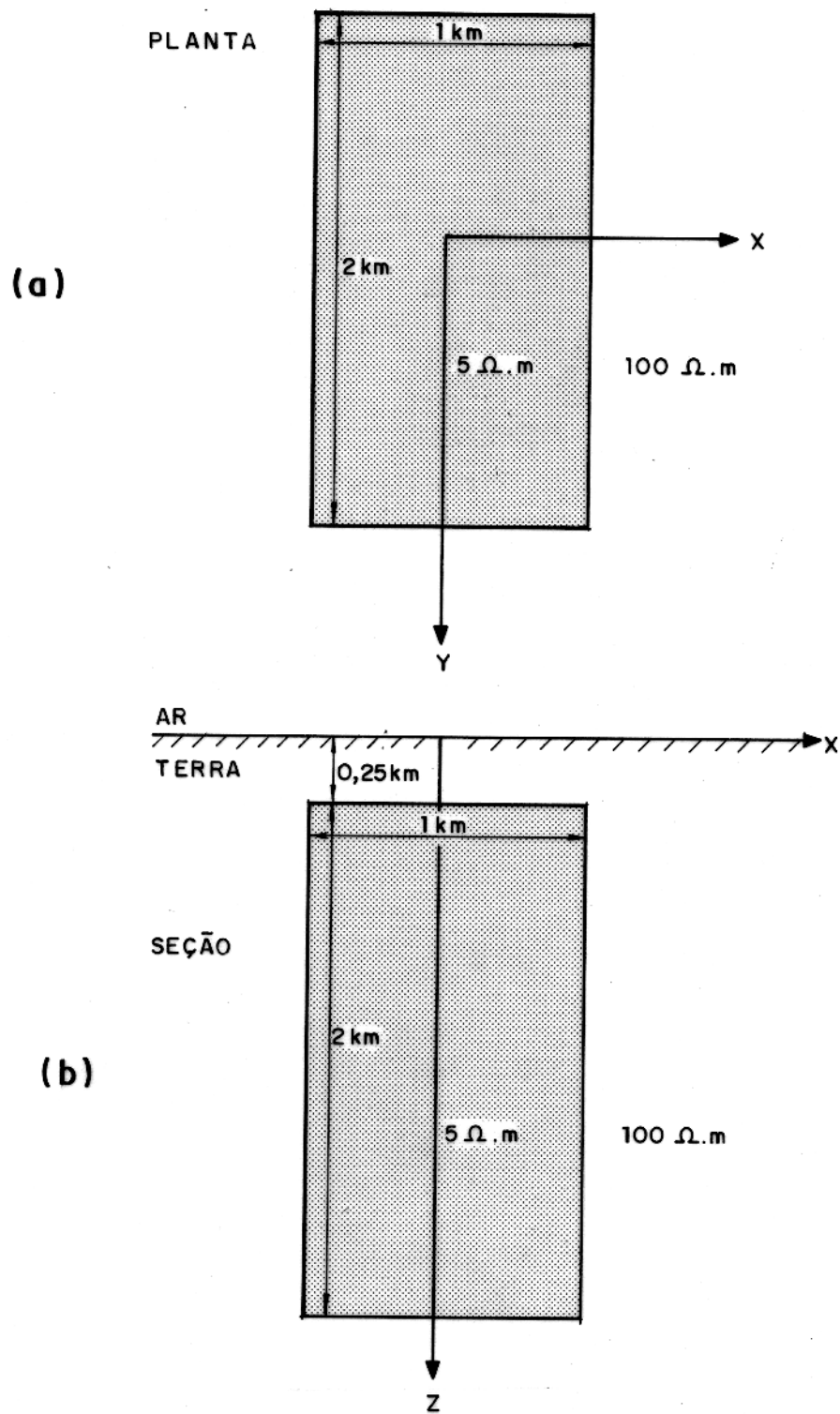


Figura 3.8 - Modelo tridimensional usado na comparação dos nossos resultados com os de TING & HOHMANN (1981).

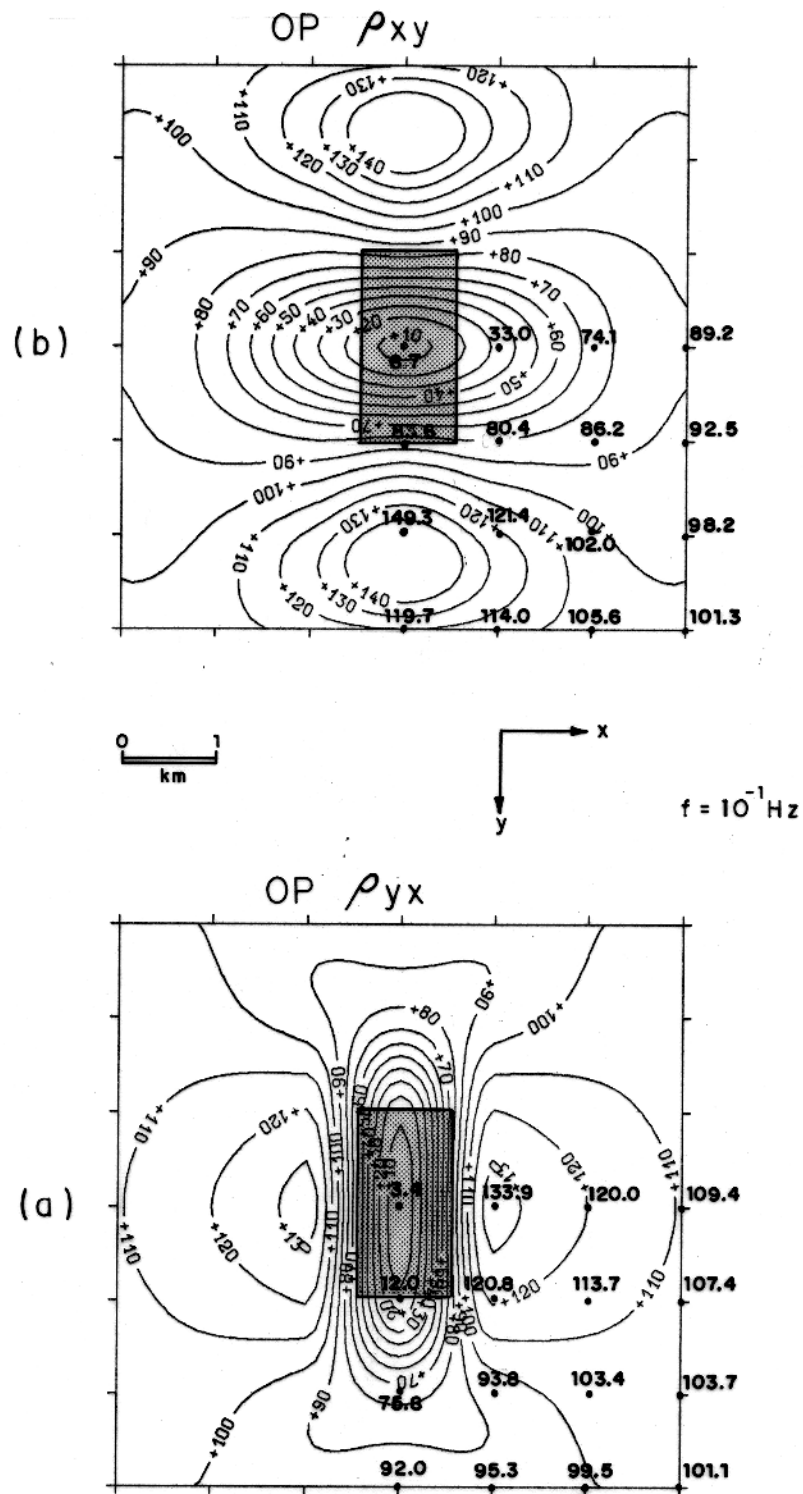


Figura 3.9 - Mapas de contornos de a) ρ_a^{yx} e b) ρ_a^{xy} na freqüência de 10^{-1} Hz, obtidos por nosso programa (contornos sólidos), comparados com os resultados de TING & HOHMANN (1981) (valores em negrito), para o modelo da Figura 3.8.

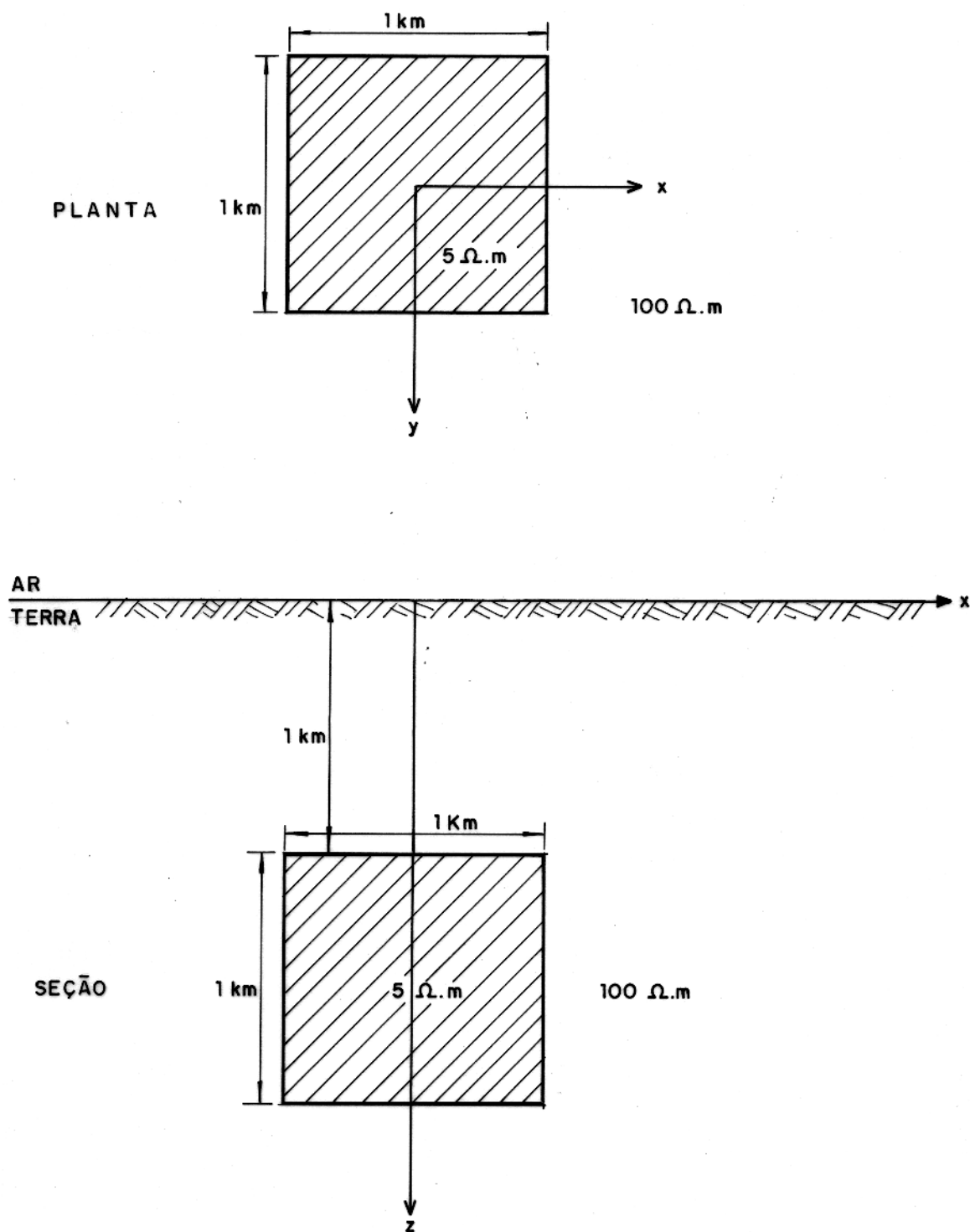


Figura 3.10 - Modelo tridimensional utilizado para testar a simetria e discretização

Hz, para as polarizações XY e YX calculados no eixo $Y = 0$. Da mesma forma, os perfis ao longo do eixo $X = 0$, serão os mesmos da Figura 3.11, mostrados para o eixo $Y = 0$, mas com as polarizações trocadas. Por outro lado, a Figura 3.12 apresenta os mapas de contornos da resistividade aparente para as duas polarizações na mesma frequência de 10^{-3} Hz. Como se percebe nestes mapas, os contornos da polarização YX não são mais que os contornos da polarização XY rotacionados de 90° em torno do eixo z . Estes resultados eram de se esperar neste tipo de estrutura, por causa da sua simetria (GOLUBTSOVA, 1981, 1982). Com respeito ao teste de discretização, cada curva dos perfis e dos mapas, representa um tipo de discretização utilizado. Assim sendo, os resultados nos mostram a boa concordância dos valores da resistividade aparente para os três tipos de discretização, nos revelando, assim, a equivalência do uso entre as células cúbicas e prismáticas.

3.5 CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentamos a formulação teórica do método utilizado na modelagem, assim como as diferentes expressões utilizadas no cálculo das fontes primárias indutoras, as quais simulam o eletrojato. Além disso, apesar das mudanças introduzidas no programa, verificamos seu bom funcionamento através de vários testes. Isto possibilitou avançar para o próximo capítulo, no qual serão analisados os efeitos do eletrojato equatorial em estruturas tridimensionais.

POLARIZAÇÕES $xy - yx$

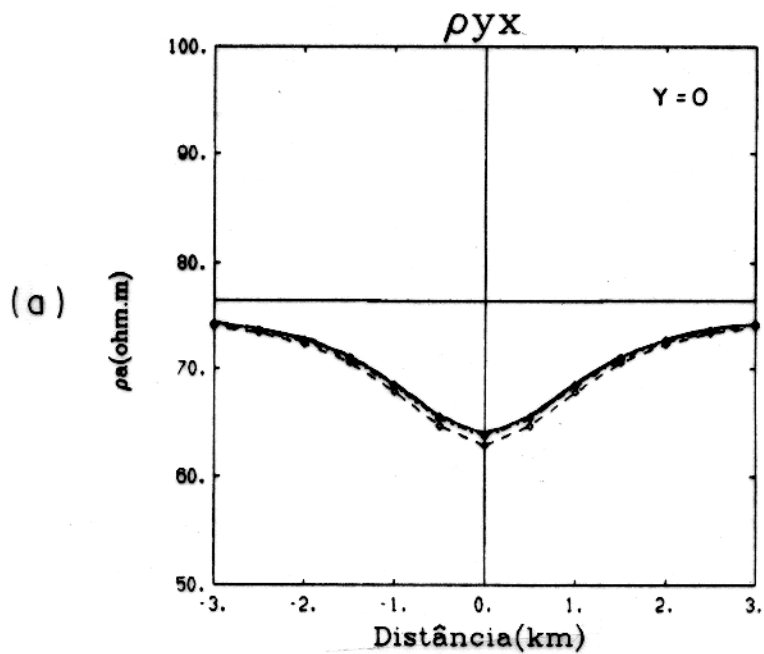
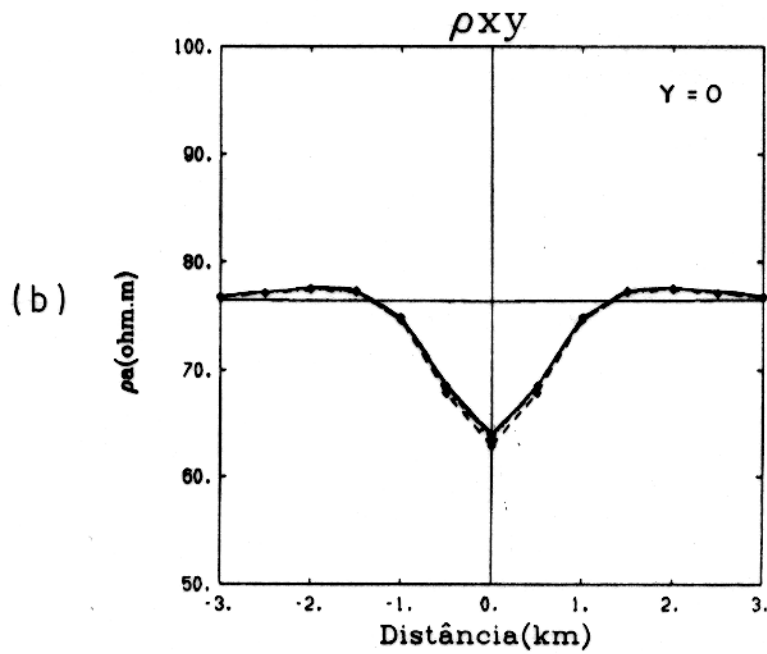


Figura 3.11 - Perfis de a) ρ_a^{yx} e b) ρ_a^{xy} para $Y = 0$, na frequência de 10^{-3} Hz. A curva sólida representa a primeira discretização ($250 \times 250 \times 250$ m), a curva tracejada a segunda discretização ($250 \times 250 \times 500$ m) e a curva pontilhada - tracejada é a terceira discretização ($500 \times 250 \times 500$ m).

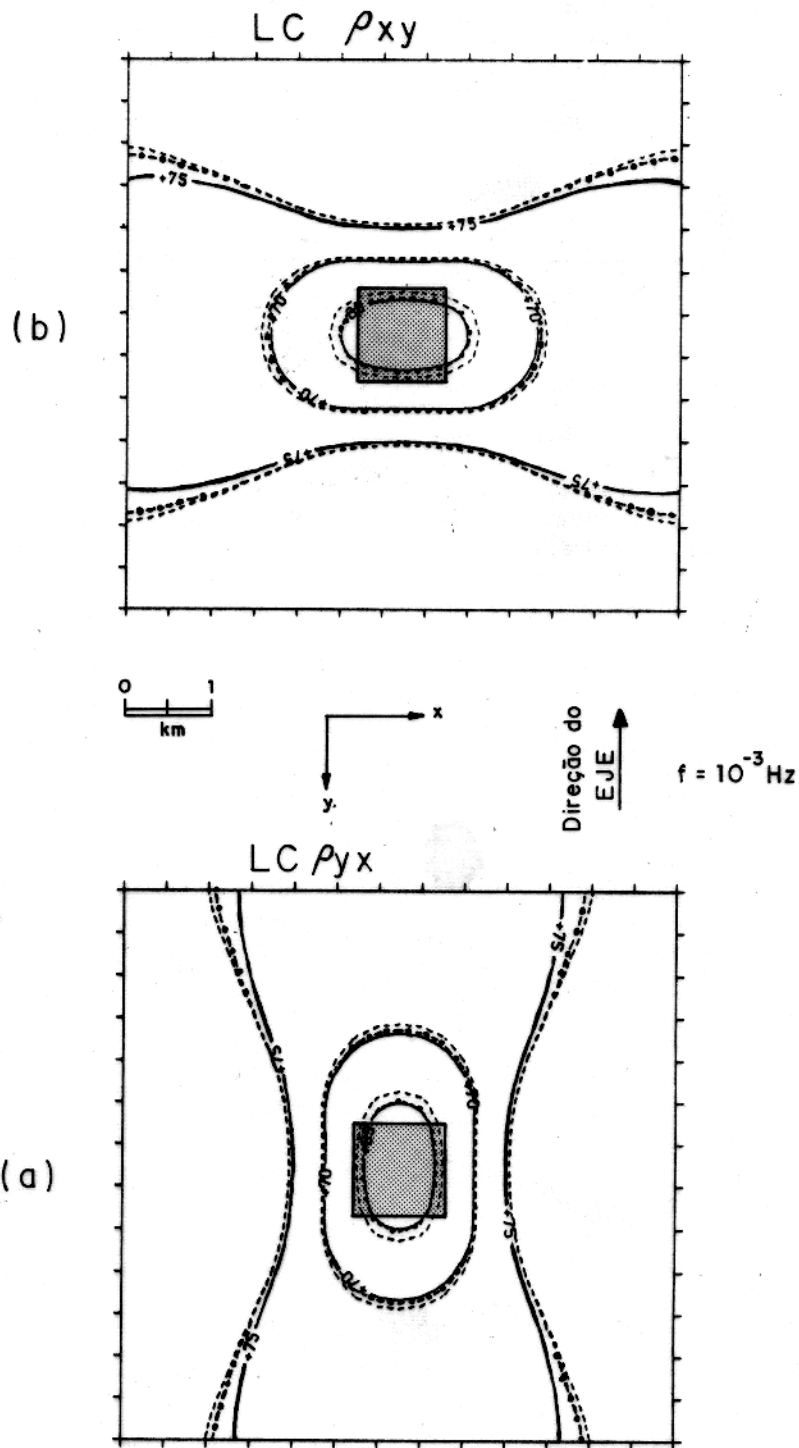


Figura 3.12 - Mapas de contornos de a) ρ_a^{yx} e b) ρ_a^{xy} , na frequência de 10^{-3} Hz. A curva sólida representa a primeira discretização ($250 \times 250 \times 250$ m), a curva tracejada é a segunda discretização ($250 \times 250 \times 500$ m) e a curva pontilhada - tracejada é a terceira discretização ($500 \times 250 \times 500$ m).

4 - EFEITOS DO ELETROJATO EQUATORIAL

Neste capítulo serão analisados os resultados da modelagem tridimensional, substituindo a onda plana por diversas fontes que simulam o eletrojato equatorial. O capítulo é subdividido de acordo com os vários efeitos que podem influenciar a resposta magnetotelúrica: o efeito da frequência, o efeito da distância ao centro do eletrojato, o efeito da orientação da estrutura tridimensional em relação à direção do eletrojato e o efeito da dimensão da direção principal do corpo.

4.1 INTRODUÇÃO

Este capítulo se constitui numa análise da influência que o eletrojato equatorial exerce nos dados magnetotelúricos obtidos em meios tridimensionais. Para pesquisar esta influência, varios efeitos foram estudados, tais como o efeito da frequência, da distância ao centro do eletrojato, da orientação da estrutura tridimensional em relação à direção do eletrojato e da dimensão da direção principal do corpo. O eletrojato equatorial foi simulado na forma de linha de corrente, de distribuição gaussiana de corrente e de eletrojatos ondulantes de ONWUMECHILLI (1967) ($\alpha = -1, -2$ e -3). Com base nas informações apresentadas no Capítulo 2, o eletrojato foi modelado numa altura de 110 km, tendo a porção central do mesmo um desvio padrão de aproximadamente 200 km. Além disso, o eletrojato apresenta-se na direção leste - oeste, que coincide por sua vez, com a direção Y do nosso sistema de coordenadas.

Os valores de resistividade aparente (ρ_a) e fase (ϕ) a serem apresentados foram calculados de acordo com as equações 3.37 e 3.38. Para calcular a resistividade aparente e a fase, foram considerados somente os elementos fora da diagonal principal do tensor de impedâncias (XY e YX), devido ao fato que eles apresentam valores muito maiores que os elementos da diagonal principal (XX e YY), os quais por causa disto, são pouco utilizados na interpretação. Como já foi mencionado anteriormente, XY se refere a medição da componente E_x do campo elétrico e a componente H_y do campo magnético, enquanto que YX está relacionado com a medição da componente E_y do campo elétrico e a componente H_x do campo magnético. Com a finalidade de manter a analogia com o método geofísico eletro - resistivo, as sondagens deste capítulo são mostradas em termos de periodo (T). Não obstante, a frequência será

sempre usada nas nossas análises. Além disso, apresentaremos somente os resultados das sondagens realizadas no centro da estrutura tridimensional, porque de acordo com os nossos resultados, é precisamente neste local que as sondagens possuem maior efeito galvânico. A importância principal do mecanismo galvânico é que ele não aparece no modelo *Tikhonov - Cagniard*. Desta forma, são as heterogeneidades bi ou tridimensionais que dão surgimento a cargas, cujas densidades são proporcionais à intensidade do campo telúrico induzido normalmente à superfície da estrutura. Conseqüentemente, os ramos das sondagens para as baixas freqüências mostram formas características, que indicam a presença dos efeitos galvânicos (BERDICHEVSKIY et al., 1986).

É necessário antes de avançar no estudo dos vários efeitos, conhecer a influência que os diversos eletrojatos simulados exercem sobre o meio encaixante sem a estrutura tridimensional. RIJO(1991,1992) estudou detalhadamente esta questão, onde o leitor interessado pode encontrar mais informações. O meio encaixante é, neste caso, um semi - espaço homogêneo de $100 \Omega.m$. Com tal finalidade, os perfis da resistividade aparente e da fase em função da separação ao centro do eletrojato, são apresentados nas Figuras 4.1, 4.2 e 4.3. Estes perfis foram calculados para várias freqüências, podendo-se observar a evolução da resposta desde a freqüência mais baixa (10^{-4} Hz) até as freqüências altas (10^2 Hz), nas quais os perfis coincidem com os da onda plana. Estes perfis foram calculados somente até 3000 km do centro do eletrojato, distância até a qual a sua influência pode ser detectada. Como mostram as Figuras 4.1 e 4.2, nas proximidades do centro dos eletrojatos e nas freqüências baixas, os perfis da resistividade aparente apresentam valores menores que o valor de $100 \Omega.m$ correspondente à onda plana. Entretanto, os perfis da fase se mostram com valores maiores que os 45° correspondentes à onda plana. A exceção é o eletrojato com $\alpha = -3$ (Figura 4.3), cujos valores de resistividade aparente aparecem deslocados para cima, e muda de valores positivos para negativos na fase. Para pontos localizados em distâncias maiores do centro dos eletrojatos, nos perfis também é possível observar que existem picos significativos na resposta (Figuras 4.1, 4.2 e 4.3). Estes picos apresentam valores expressivos para os eletrojatos ondulantes com $\alpha = -1$ e -3 , mostrando-se muito menores para a linha de corrente, o eletrojato gaussiano e o ondulante com $\alpha = -2$.

Vamos apresentar agora, os resultados para cada um dos efeitos estudados.

4.2 EFEITO DA FREQÜÊNCIA

O estudo do efeito da freqüência foi efetuado utilizando a estrutura tridimensional mostrada na Figura 4.4. O centro desta estrutura foi localizado numa posição que dista 10

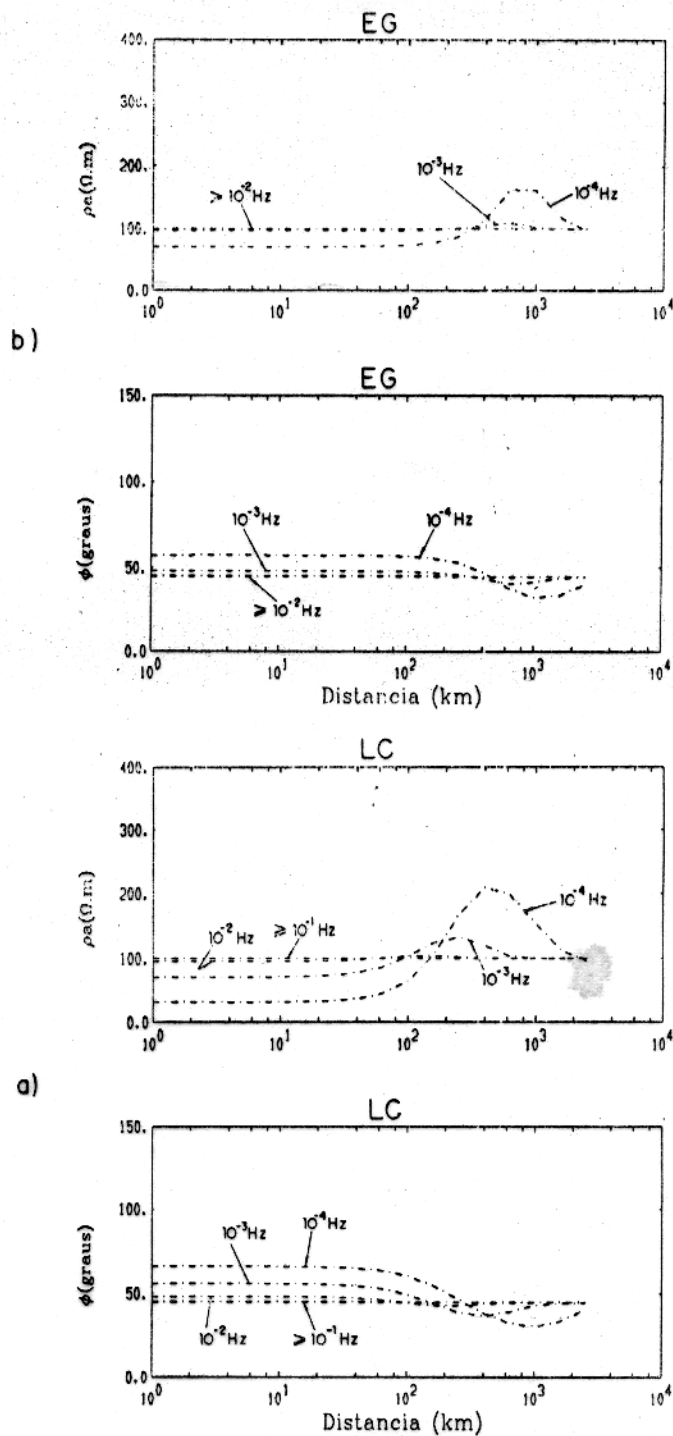


Figura 4.1 - Perfis da resistividade aparente e da fase em função da distância ao centro do eletrojato, para um semi-espaco homogêneo de $100 \Omega \cdot m$, no intervalo de frequências 0.0001 a 100 Hz. As fontes utilizadas foram: a) linha de corrente; b) eletrojato gaussiano.

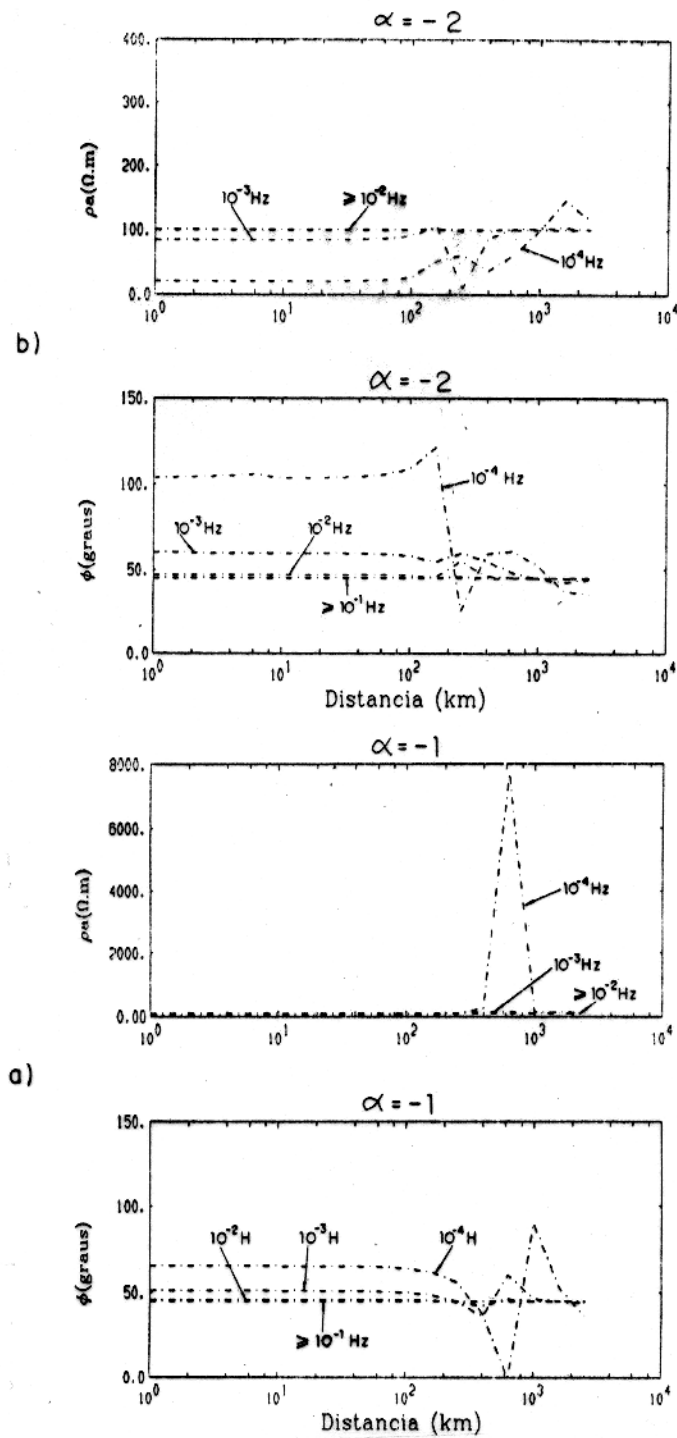


Figura 4.2 - Perfis da resistividade aparente e da fase em função da distância ao centro do eletrojato, para um semi-espaço homogêneo de $100 \Omega \cdot m$, no intervalo de frequências 0.0001 a 100 Hz. As fontes utilizadas foram os eletrojatos ondulante com a) $\alpha = -1$; b) $\alpha = -2$.

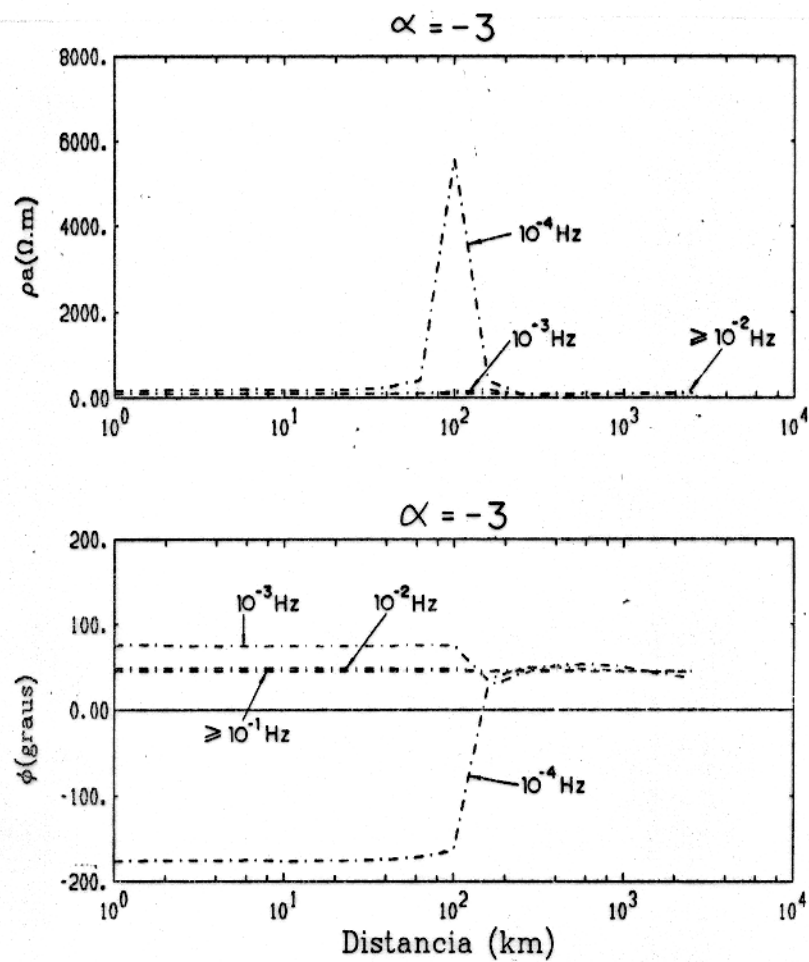


Figura 4.3 - Perfis da resistividade aparente e da fase em função da distância ao centro de eletrojato, para um semi-espaco homogêneo de $100 \Omega \cdot m$, no intervalo de frequências 0.0001 a 100 Hz. A fonte utilizada foi o eletrojato ondulante com $\alpha = -3$.

km do centro do eletrojato. Para o caso do eletrojato tipo linha de corrente, a Figura 4.5 apresenta as sondagens magnetotelúricas uni e tridimensionais sobre o centro do modelo estudado, nas polarizações XY e YX, conjuntamente com ambas sondagens para a onda plana. Nesta figura podemos observar que as curvas de resistividade aparente com a onda plana, apresentam um deslocamento entre as sondagens uni e tridimensionais, por causa do efeito galvânico da estrutura tridimensional. Como conseqüência, um paralelismo acontece entre as duas sondagens, o qual se estende até as freqüências mais baixas. O efeito galvânico também provoca uma separação entre as sondagens uni e tridimensionais da linha de corrente. No entanto, nas altas freqüências, até aproximadamente 10^{-2} Hz, observa-se que a resposta do eletrojato coincide com os valores da onda plana. Para freqüências abaixo de 10^{-2} Hz, a sondagem unidimensional da linha de corrente, vai se afastando da sondagem unidimensional da onda plana, sendo acompanhada pela respectiva sondagem tridimensional de uma forma quase paralela. Isto significa que, nas freqüências mais baixas, existe uma pequena aproximação entre as sondagens uni e tridimensionais da linha de corrente. Outro fato importante observado nestas curvas (Figura 4.5), é que tanto as sondagens da onda plana como as da linha de corrente com polarização YX, possuem maior efeito galvânico que as sondagens com polarização XY. Quanto à fase, existe um adiantamento próximo a 10^1 Hz dos valores tridimensionais, tanto da onda plana como da linha de corrente, em relação aos 45° da onda plana unidimensional, acontecendo, entretanto, um ajuste perfeito nas freqüências menores que 10^{-2} Hz. Da mesma forma, para os valores da fase da linha de corrente, observa-se que nas altas freqüências os valores uni e tridimensionais coincidem com os respectivos valores da onda plana. Para as baixas freqüências, na fase ocorre exatamente o contrário do que ocorre na resistividade aparente. Isto é, nas freqüências abaixo de 10^{-2} Hz, os valores unidimensionais se afastam, subindo do valor de 45° , sendo que, as respostas uni e tridimensional coincidem.

As Figuras 4.6 e 4.7 apresentam os perfis da resistividade aparente e da fase, para os meios uni e tridimensional, utilizando como fonte indutora a onda plana e a linha de corrente, na freqüência de 10^{-3} Hz. Os perfis em ambas polarizações, passam no centro do corpo, nas direções X e Y. De acordo com estes perfis, existe um deslocamento para baixo dos perfis uni e tridimensionais da resistividade aparente do eletrojato tipo linha de corrente, em relação aos mesmos perfis da onda plana. Igualmente, se observa que o valor da anomalia que registra a presença da estrutura tridimensional, sofre um encurtamento em relação à anomalia da onda plana. Isto se observa no maior valor da amplitude δ em relação à amplitude γ , ambas mostradas em todos os perfis. Quanto à fase, observa-se um deslocamento para cima dos 45° (adiantamento na fase) e uma coincidência entre as respostas uni e tridimensionais.

Os mapas de contornos da resistividade aparente na freqüência de 10^{-3} Hz para as polarizações XY e YX, aparecem na Figura 4.8. Estes mapas dão uma visão global da anomalia

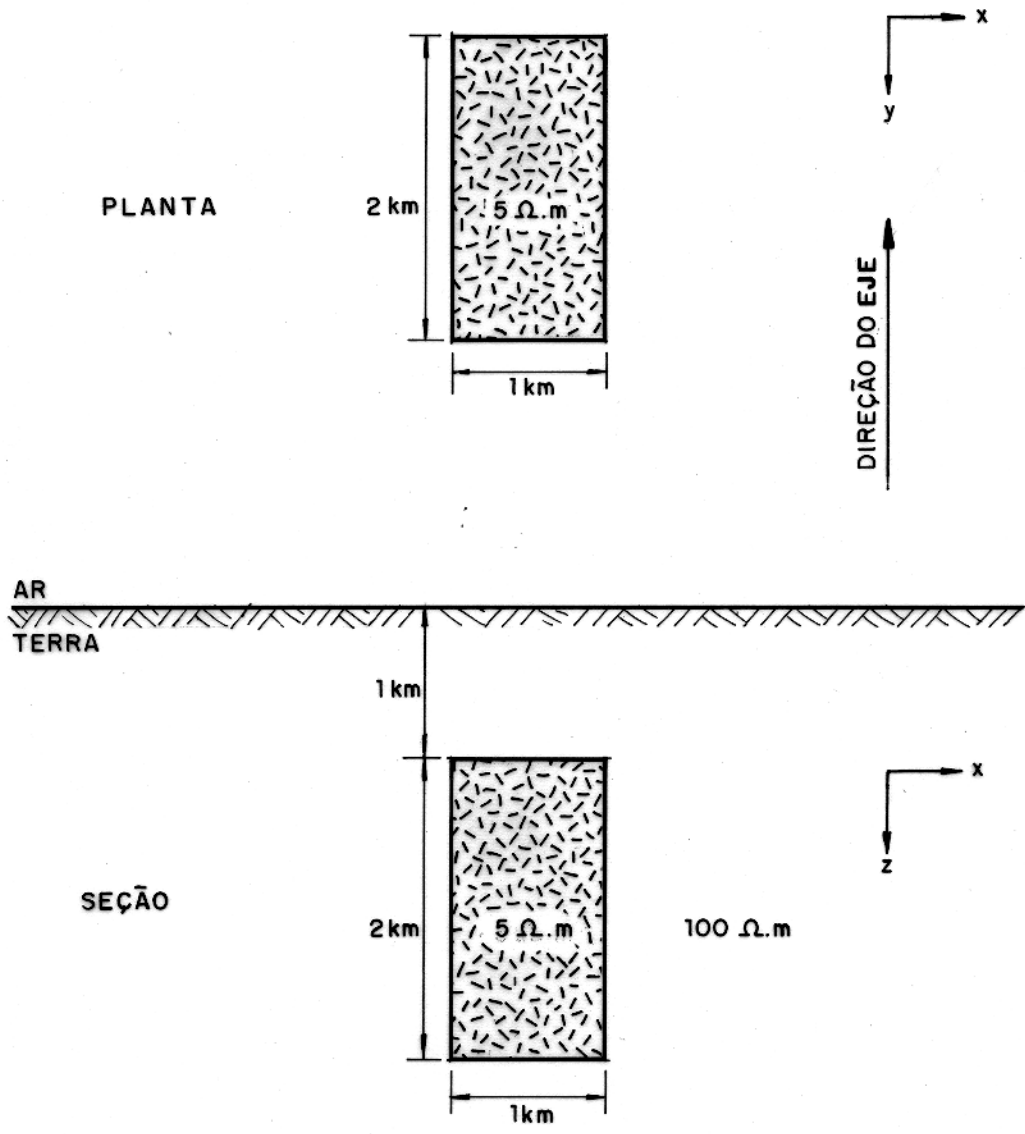


Figura 4.4 - Modelo tridimensional utilizado.

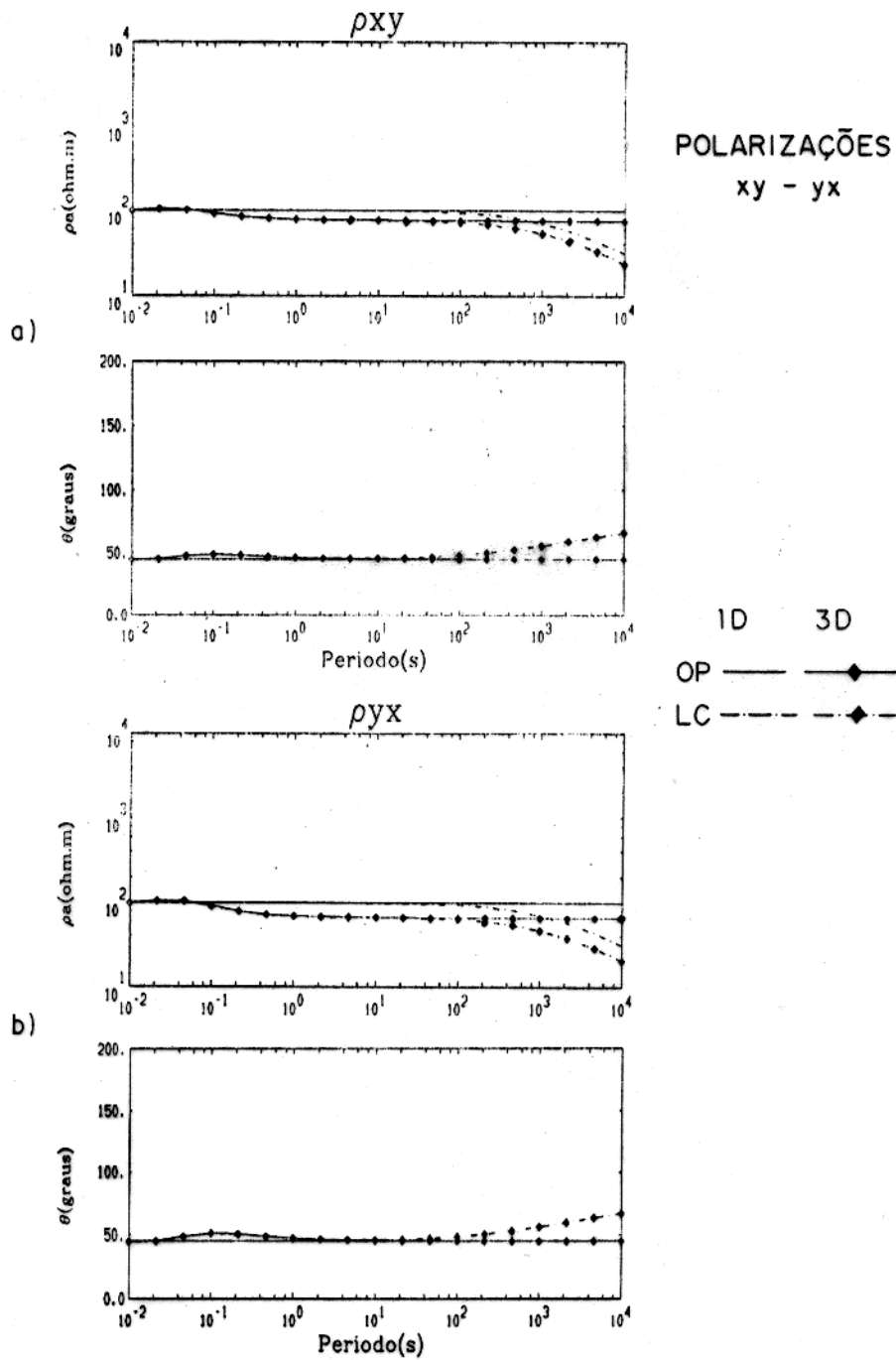


Figura 4.5 - Sondagens magnetotélúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.4. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

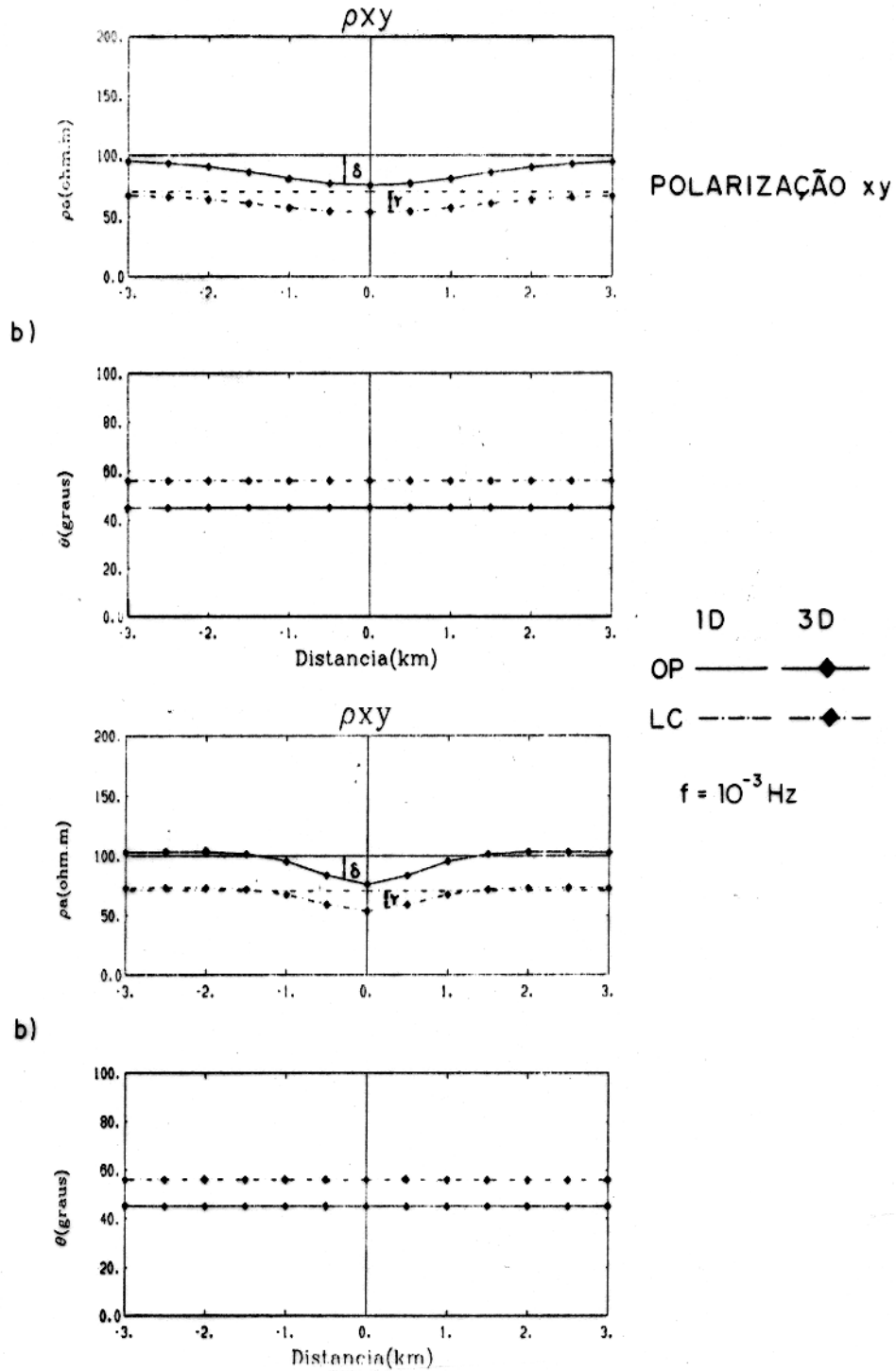


Figura 4.6 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização XY, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

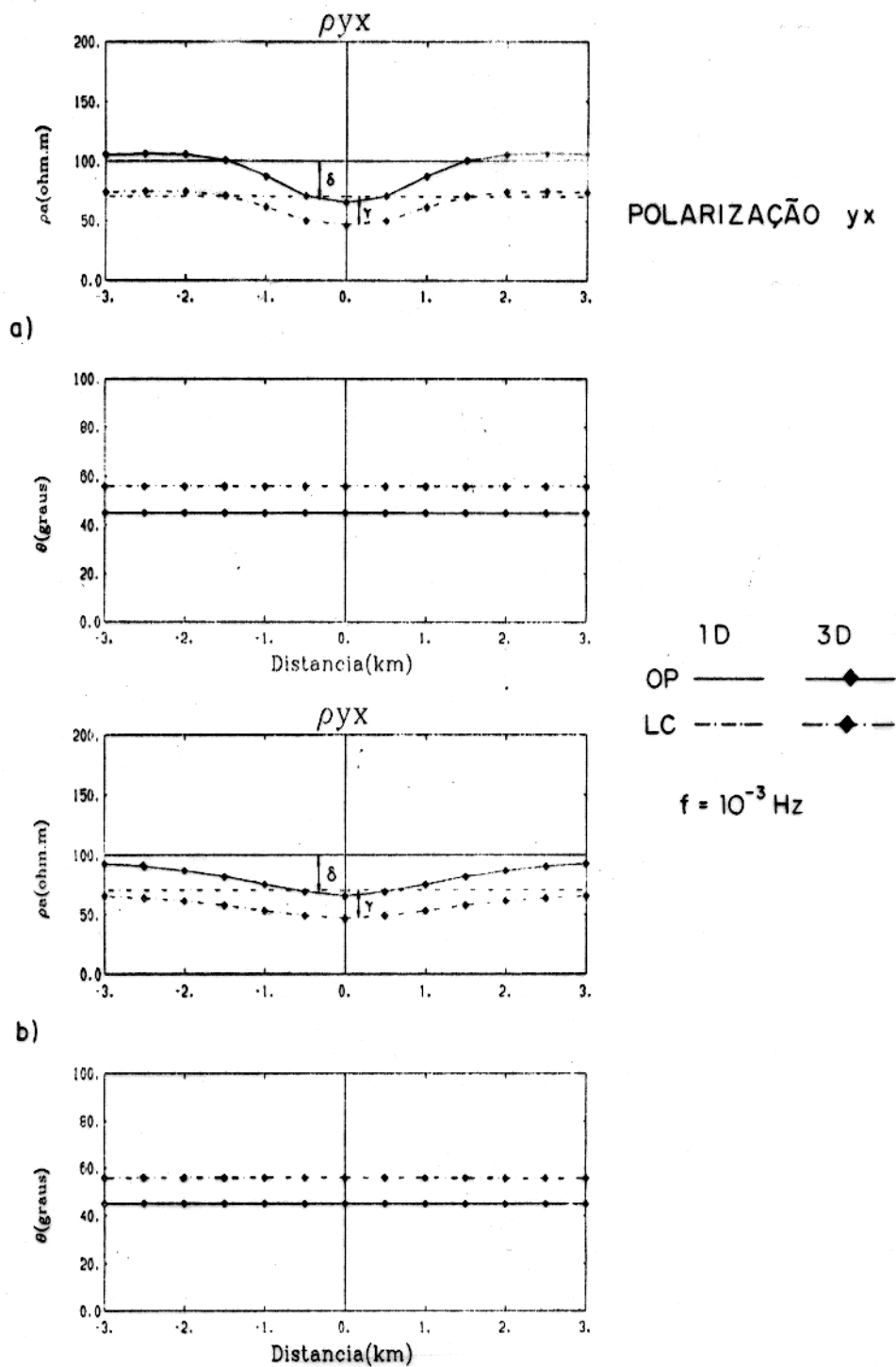


Figura 4.7 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na freqüência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

produzida pela heterogeneidade tridimensional, observando-se neles uma diminuição dos valores da resistividade aparente da linha de corrente (Figura 4.8b e d), em relação à resposta para a onda plana (Figura 4.8a e c), tanto no centro como na parte externa da anomalia.

Considerando-se, agora, a estrutura tridimensional sob os efeitos do eletrojato ondulante a 10 km de distância do centro do mesmo, obtém-se as sondagens uni e tridimensionais mostradas na Figura 4.9, juntamente com as sondagens para a onda plana. O efeito galvânico aparece, como nos casos da linha de corrente, em todas as sondagens, sendo que ele é maior nas sondagens com polarização YX do que nas sondagens com polarização XY. Da mesma forma que no caso da linha de corrente, os efeitos dos eletrojatos começam a aparecer abaixo de 10^{-2} Hz. Para o eletrojato gaussiano e os eletrojatos ondulantes com $\alpha = -1$ e -2 , o efeito é muito semelhante ao da linha de corrente, mas com uma inflexão menor nas sondagens dos dois primeiros, e uma maior, no caso do último. O quase - paralelismo entre as sondagens uni e tridimensional também é observado nestes casos. Já para o eletrojato com $\alpha = -3$, os valores da resistividade aparente abaixo de 10^{-2} Hz, em vez de decrescerem em relação à onda plana como nos outros eletrojatos, sobem para valores maiores que $100 \Omega.m$. Ao contrário dos valores da resistividades aparente, os valores para a fase se afastam dos 45° da onda plana, subindo de valor, mas ainda coincidindo os valores uni e tridimensionais. Contudo, para o eletrojato com $\alpha = -2$, abaixo da frequência de 0.25×10^{-3} Hz, não se tem mais esta coincidência de valores, existindo um atraso em relação à onda plana, que vai aumentando à medida que diminui a frequência. Para a fase do eletrojato ondulante com $\alpha = -3$, existe uma mudança na forma de uma oscilação, diferente da observada nos outros eletrojatos, não existindo coincidência entre os valores uni e tridimensionais abaixo de 0.125×10^{-3} Hz. Nas altas frequências, se observa a coincidência dos valores unidimensionais da fase de todos os eletrojatos, acontecendo o mesmo fenômeno com os valores tridimensionais.

Para a frequência de 10^{-3} Hz, os perfis da resistividade aparente e da fase para cada um destes eletrojatos estão apresentados, junto com os da onda plana, na Figura 4.10. Como se observa, os perfis do eletrojato gaussiano são muito próximos dos perfis da onda plana. Para os eletrojatos com $\alpha = -1$ e -2 , no entanto, estes perfis se afastam para valores menores que os perfis da onda plana, acontecendo novamente um encurtamento da anomalia. Os perfis para o eletrojato com $\alpha = -3$, pelo contrário, aparecem com valores acima dos da onda plana, acontecendo neste caso, um aumento da largura da anomalia. Para a fase, os valores para cada eletrojato aparecem adiantados em relação aos 45° da onda plana, observando-se um perfeito ajuste entre os valores dos meios uni e o tridimensional. A exceção é novamente o eletrojato ondulante com $\alpha = -3$, que além de estar adiantado em relação a onda plana, a fase da resposta tridimensional está um pouco atrasada em relação à fase da resposta unidimensional. Para frequências mais baixas, este atraso se acentua, para depois se adiantar

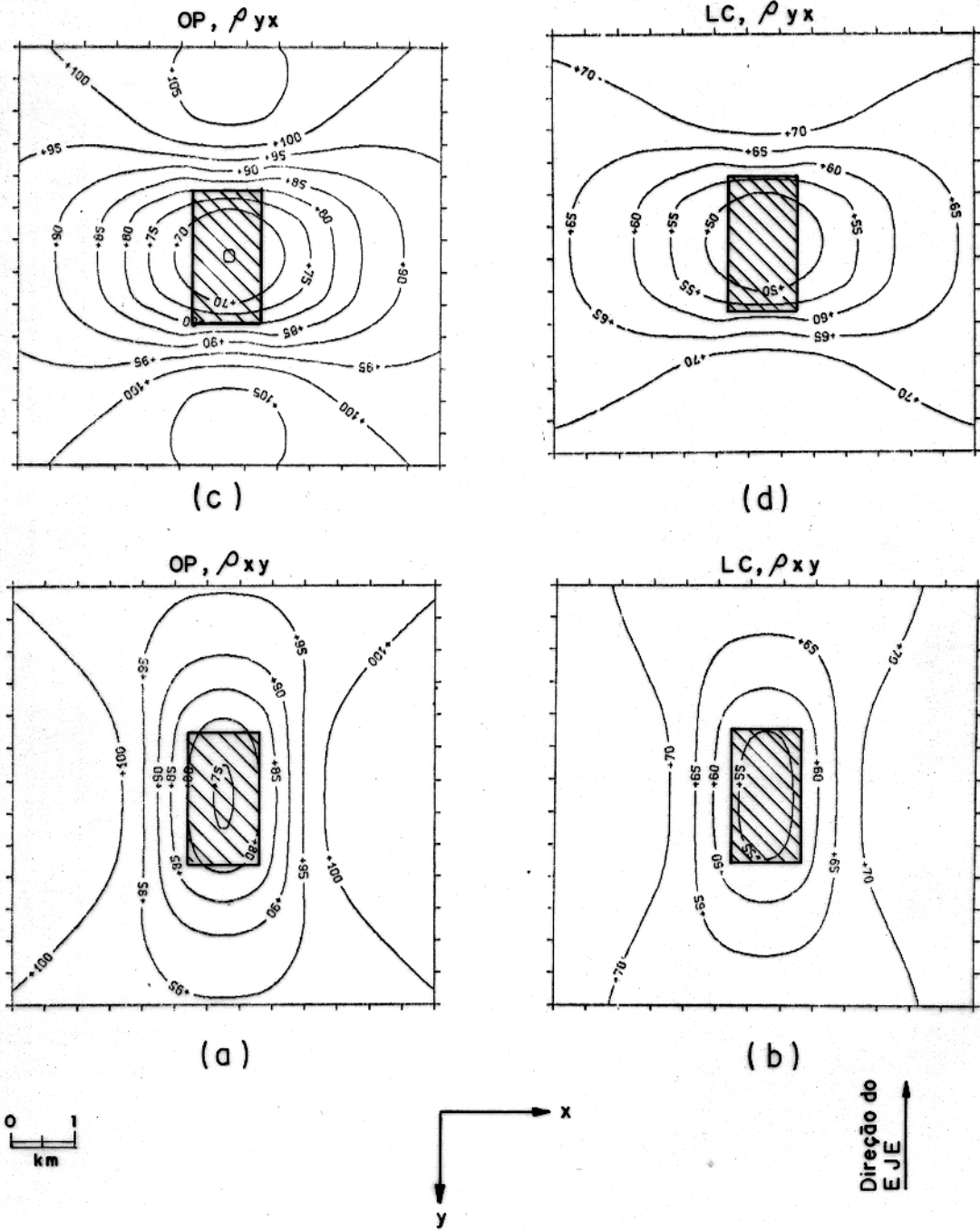


Figura 4.8 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foram utilizadas como fontes a onda plana (a e c) e a linha de corrente (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

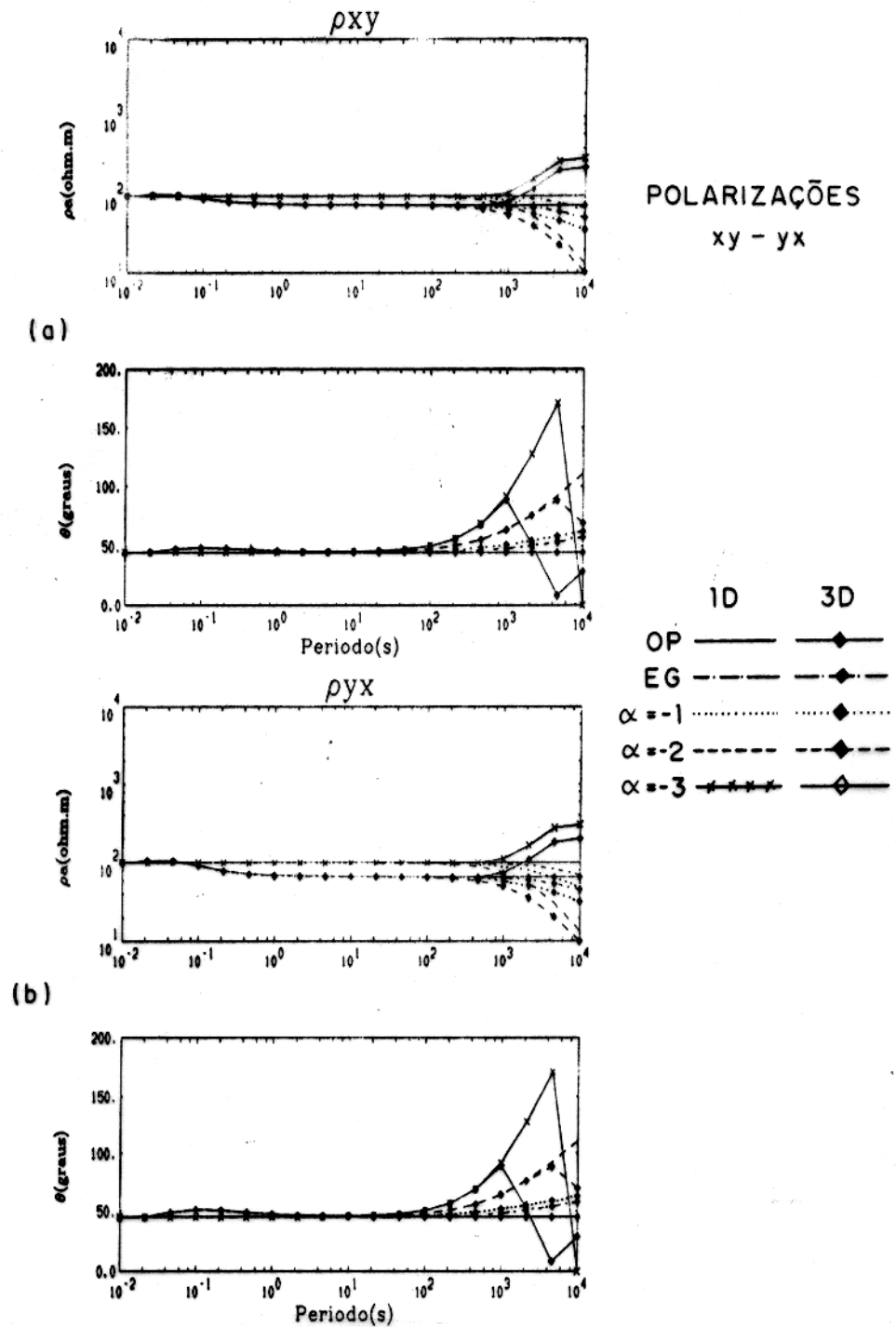


Figura 4.9 - Sondagens magnetotélúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.4. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e os eletrojatos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2$ e -3 . A estrutura tridimensional está a 10 km de distância do centro do eletrojato.

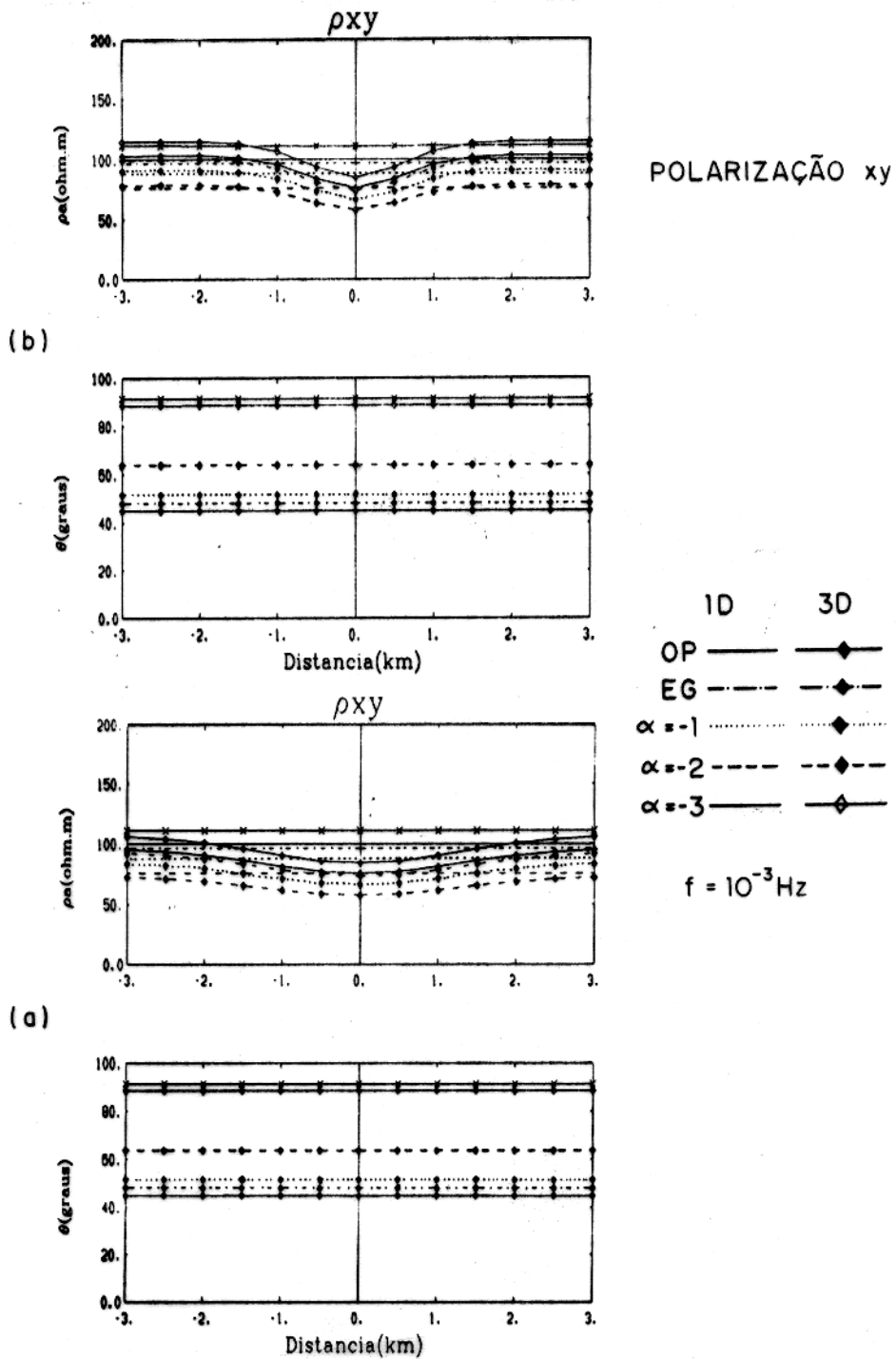


Figura 4.10 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização XY, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e os eletrojos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2$ e -3 . A estrutura tridimensional está a 10 km de distância do centro do eletrojo.

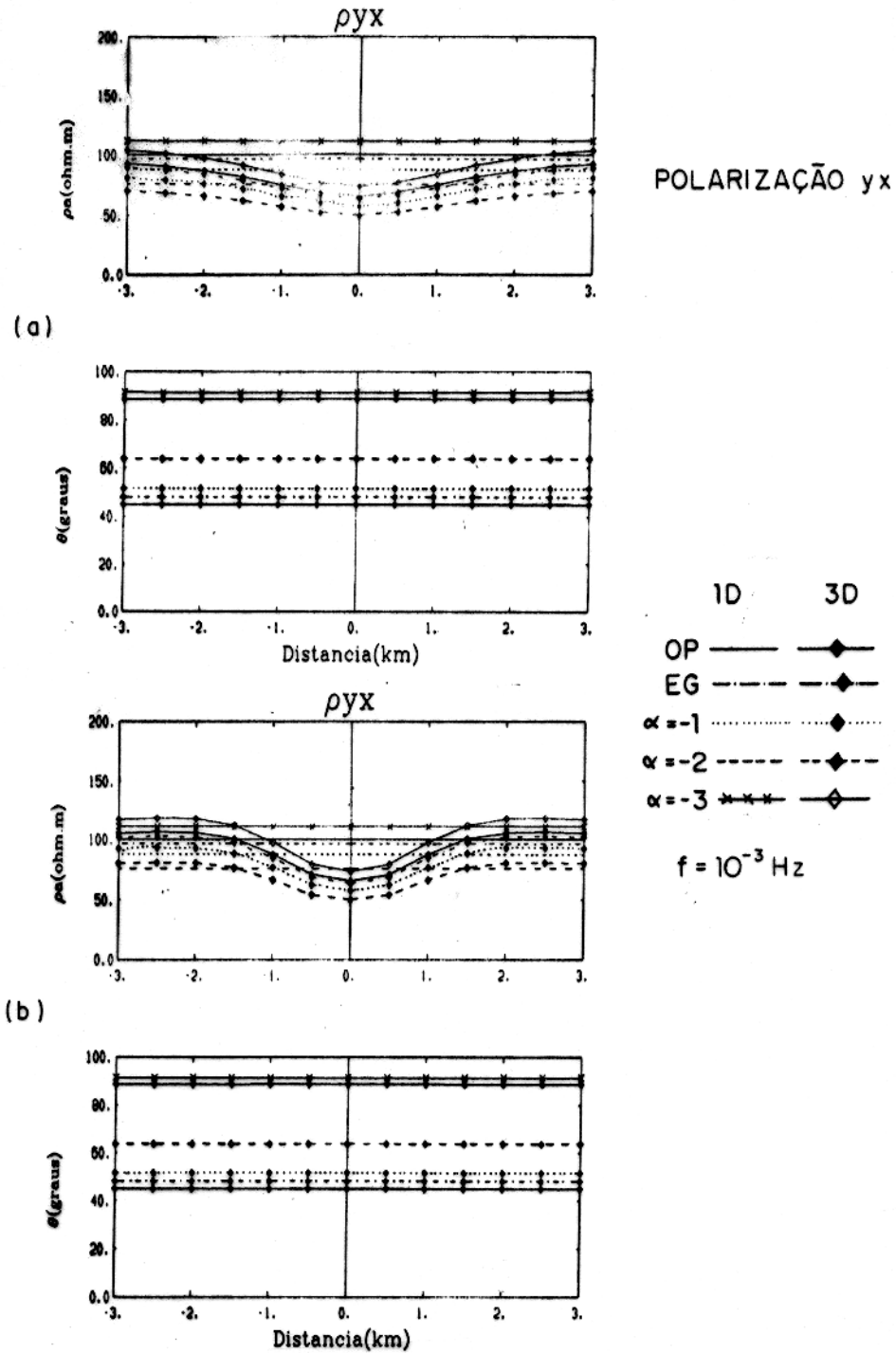


Figura 4.11 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e os eletrojatos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2$ e -3 . A estrutura tridimensional está a 10 km de distância do centro do eletrojato.

em relação à sondagem unidimensional, tal como revelam as sondagens da Figura 4.9.

Para cada um destes eletrojatos, os mapas de contornos da resistividade aparente em ambas polarizações na frequência de 10^{-3} Hz, aparecem na Figuras 4.12 e 4.13. Os mapas para o eletrojato gaussiano (Figura 4.12a e c) são muito semelhantes aos da onda plana, os quais foram mostrados na Figura 4.8a e c. Em outras palavras, este tipo de eletrojato afeta pouco os valores da resistividade aparente. Já para os eletrojatos com $\alpha = -1$ e -2 , (Figuras 4.12b e d, e 4.13a e c) os mapas são mais parecidos com os da linha de corrente (4.6b e d), ou seja, existe uma diminuição dos valores dos contornos no centro e na parte externa dos mesmos. Para o eletrojato com $\alpha = -3$ (Figura 4.13b e d), pelo contrário, os mapas mostram que por influência do eletrojato, existe um aumento maior nos valores da resistividade aparente, tanto no centro como na parte externa da anomalia tridimensional.

Uma vez observados os efeitos devidos à frequência nas proximidades do centro do eletrojato, analisaremos na próxima seção, como a distância até este centro do eletrojato influencia a resposta magnetotelúrica tridimensional.

4.3 EFEITO DA DISTÂNCIA AO CENTRO DO ELETROJATO

Para testar o efeito da distância, a estrutura tridimensional foi colocada em diferentes posições em relação ao centro de cada eletrojato. Desta forma, colocamos a estrutura tridimensional em posições próximas dos picos obtidos nos perfis do meio encaixante, os quais foram calculados utilizando os eletrojatos como fontes indutoras (Figuras 4.1, 4.2 e 4.3). A localização do centro da estrutura tridimensional em relação ao centro de cada um dos eletrojatos é como segue: 300 km para a linha de corrente, 600 km para o eletrojato gaussiano, 400 km para o eletrojato com $\alpha = -1$, 150 km para o eletrojato com $\alpha = -2$ e 60 km para o eletrojato com $\alpha = -3$.

A Figura 4.14 mostra as sondagens magnetotelúricas, para o caso da linha de corrente, juntamente com as sondagens da onda plana. Como se observa nesta figura, nas frequências baixas as sondagens da resistividade aparente com a linha de corrente, aparecem agora deslocadas para cima das sondagens da onda plana, ao contrário da localização da estrutura tridimensional nos 10 km do centro do eletrojato. Neste caso, outra vez acontece que o efeito galvânico na sondagem com polarização YX é maior que na sondagem com polarização XY. Quanto à fase, os valores da mesma estão abaixo do valor de 45° da onda plana, mas coincidindo as curvas uni e tridimensionais. Novamente, para as frequências altas (maiores que 10^{-2} Hz), não existe mudança para a resistividade aparente e para a fase em relação às sondagens uni e tridimensionais da onda plana.

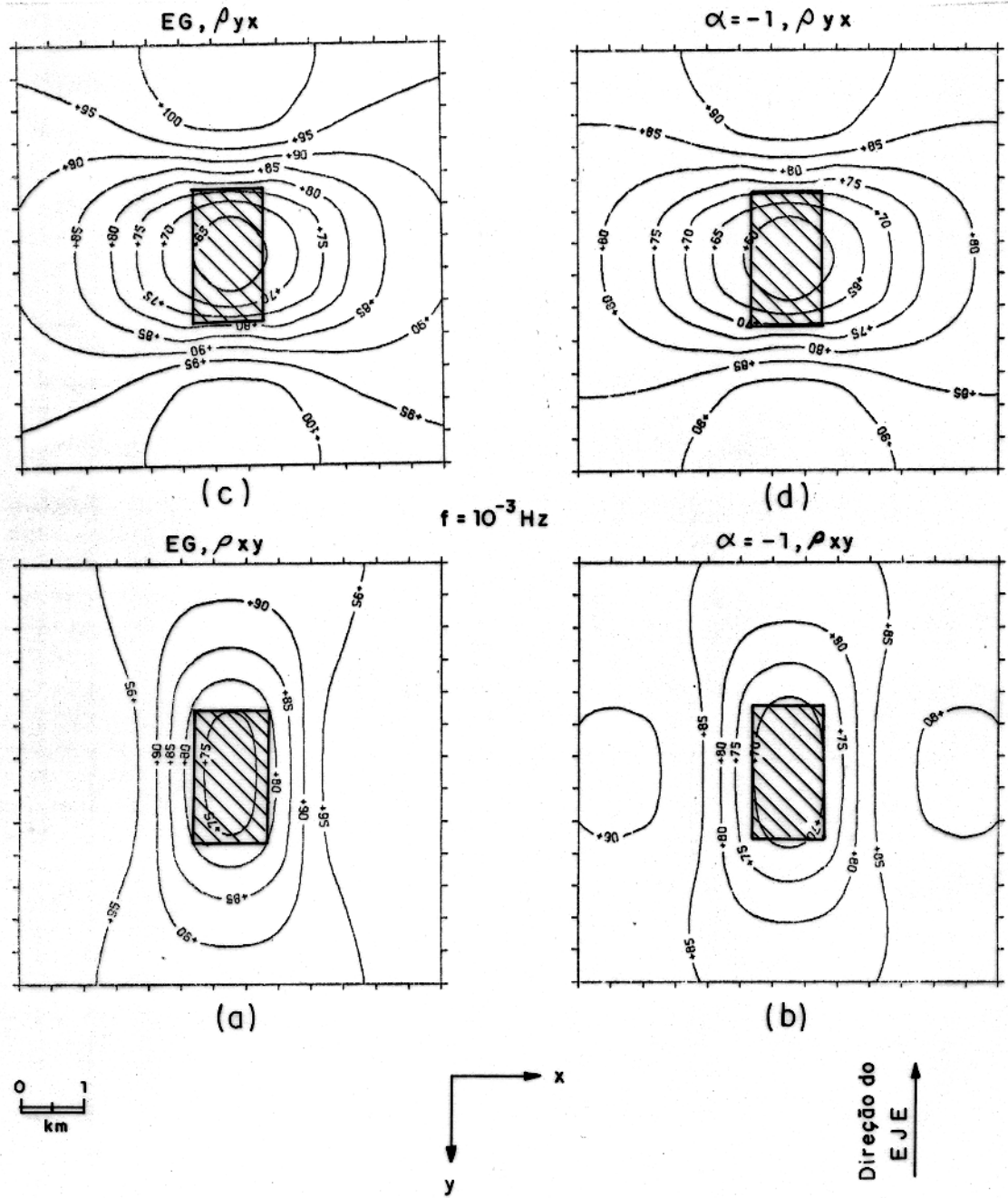


Figura 4.12 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foram utilizadas como fontes o eletrojato gaussiano (a e c) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$ (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz . A estrutura tridimensional está a 10 km de distância do centro do eletrojato.

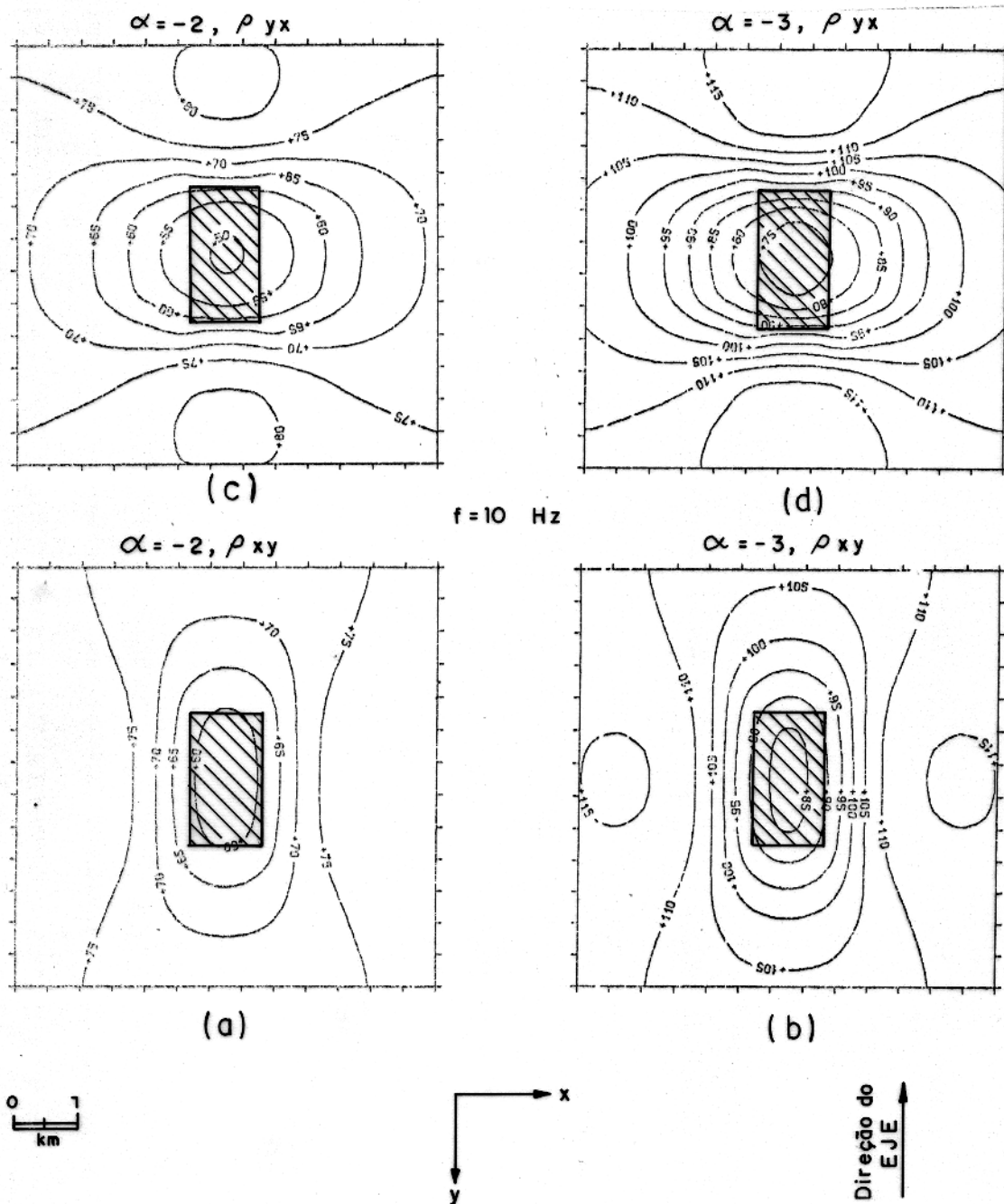


Figura 4.13 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foram utilizadas como fontes os eletrojatos ondulantes com $\alpha = -2$ (a e c) e -3 (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 10 km de distância do centro do eletrojato.

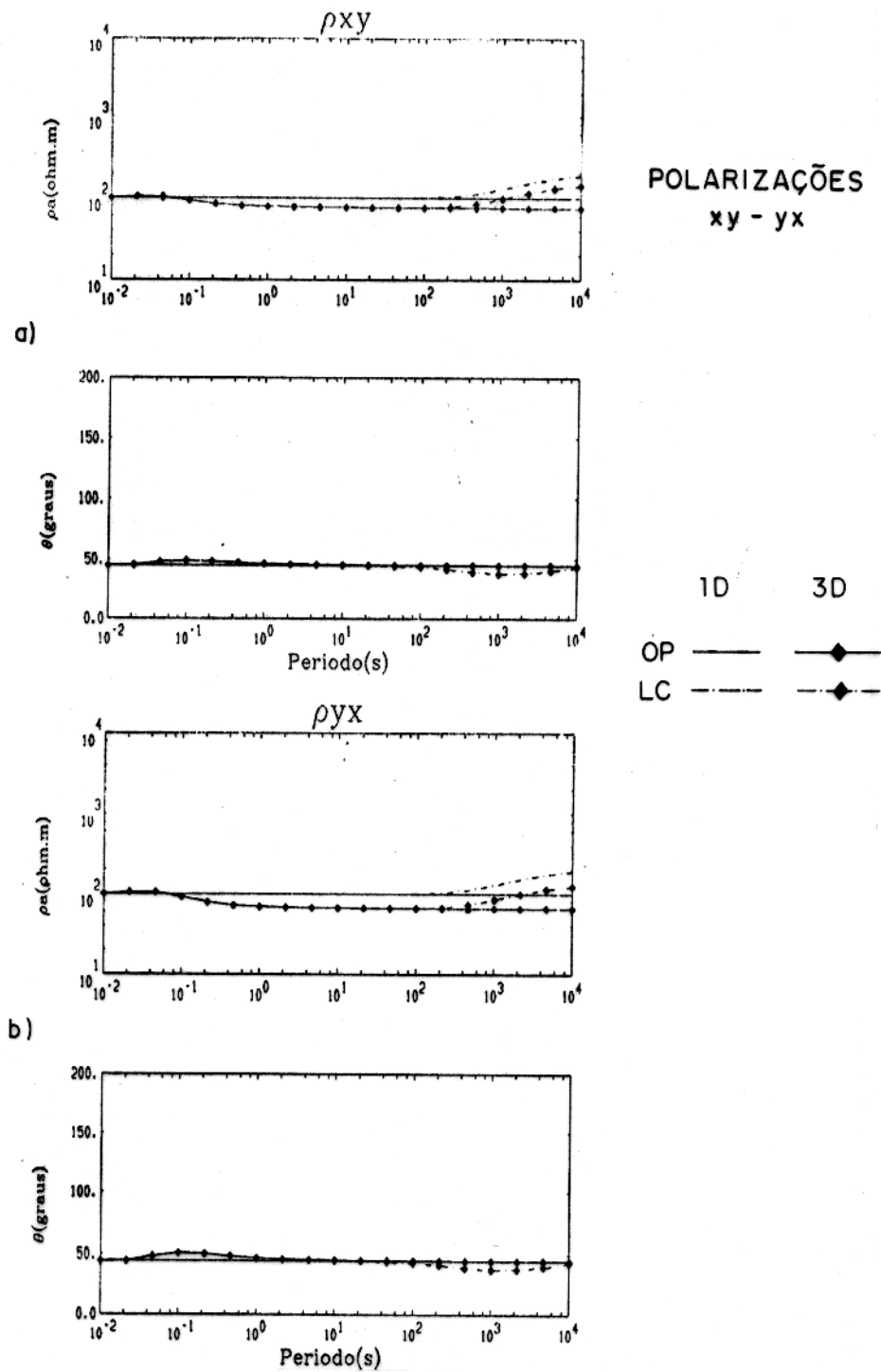


Figura 4.14 - Sondagens magnetotelúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.4. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

Os perfis de resistividade aparente e fase para a linha de corrente, aparecem nas Figuras 4.15 e 4.16. Nestes perfis se observa que, desta vez, os valores para a linha de corrente estão deslocados para cima, em relação aos perfis da onda plana, existindo um aumento da anomalia que registra a presença da heterogeneidade tridimensional. Isto é evidenciado no maior valor da amplitude γ em relação à amplitude δ , tal como se mostra em todos os perfis. A fase, pelo contrário, apresenta-se atrasada em relação aos 45° da onda plana, novamente existindo uma coincidência entre as respostas uni e tridimensional.

Os mapas de contornos da resistividade aparente para ambas polarizações na frequência de 10^{-3} Hz, estão mostrados na Figura 4.17. Nestes mapas observa-se um aumento nos valores dos contornos tanto no centro como ao redor da estrutura, em relação aos mesmos mapas para a onda plana, as quais aparecem na Figura 4.8a e c.

Para os eletrojos gaussiano e ondulante, a Figura 4.18 mostra as sondagens magnetelúricas uni e tridimensionais, conjuntamente com as sondagens da onda plana, para as diferentes distâncias escolhidas para cada um deles. Como se observa, existe um aumento nos valores da resistividade aparente, para os eletrojos gaussiano e ondulantes com $\alpha = -1$ e -3 , em relação à onda plana. Para o eletrojo com $\alpha = -2$, a resistividade aparente tem um aumento para valores menores que 10^{-2} Hz, diminuindo posteriormente. Em todos estes casos, também as sondagens com polarização YX apresentam um maior efeito galvânico. Quanto à fase, um atraso acontece para os eletrojos gaussiano e ondulante com $\alpha = -1$ para frequências menores que 10^{-3} Hz. Novamente, para estes dois eletrojos, as curvas uni e tridimensionais na fase estão coincidindo. Para os outros dois eletrojos ondulantes ($\alpha = -2, -3$), a fase mostra as mesmas características apresentadas para a estrutura na posição de 10 km do centro do eletrojo, acontecendo desta vez um maior atraso na fase do eletrojo com $\alpha = -2$ para frequências menores que 10^{-3} Hz. Como nos outros casos, não se observa nenhuma influência nas altas frequências, tanto na resistividade aparente como na fase.

Os perfis de resistividade aparente e da fase para 10^{-3} Hz para cada um destes eletrojos, são apresentados na Figura 4.19. Como se observa, os perfis devidos ao eletrojo estão deslocados para cima dos perfis da onda plana, existindo aqui também um aumento da anomalia. Os perfis da fase, mostram um deslocamento acima dos 45° , para os eletrojos com $\alpha = -2$ e -3 , e um deslocamento para baixo, para os eletrojos gaussiano e com $\alpha = -1$. Os valores da fase mostram uma coincidência entre as respostas uni e tridimensional, com exceção, novamente, do eletrojo com $\alpha = -3$, no qual existe um pequeno deslocamento. Os mapas de contornos da resistividade aparente na frequência de 10^{-3} Hz e em ambas polarizações, aparecem nas Figuras 4.21 e 4.22. Os valores para estes mapas são maiores que

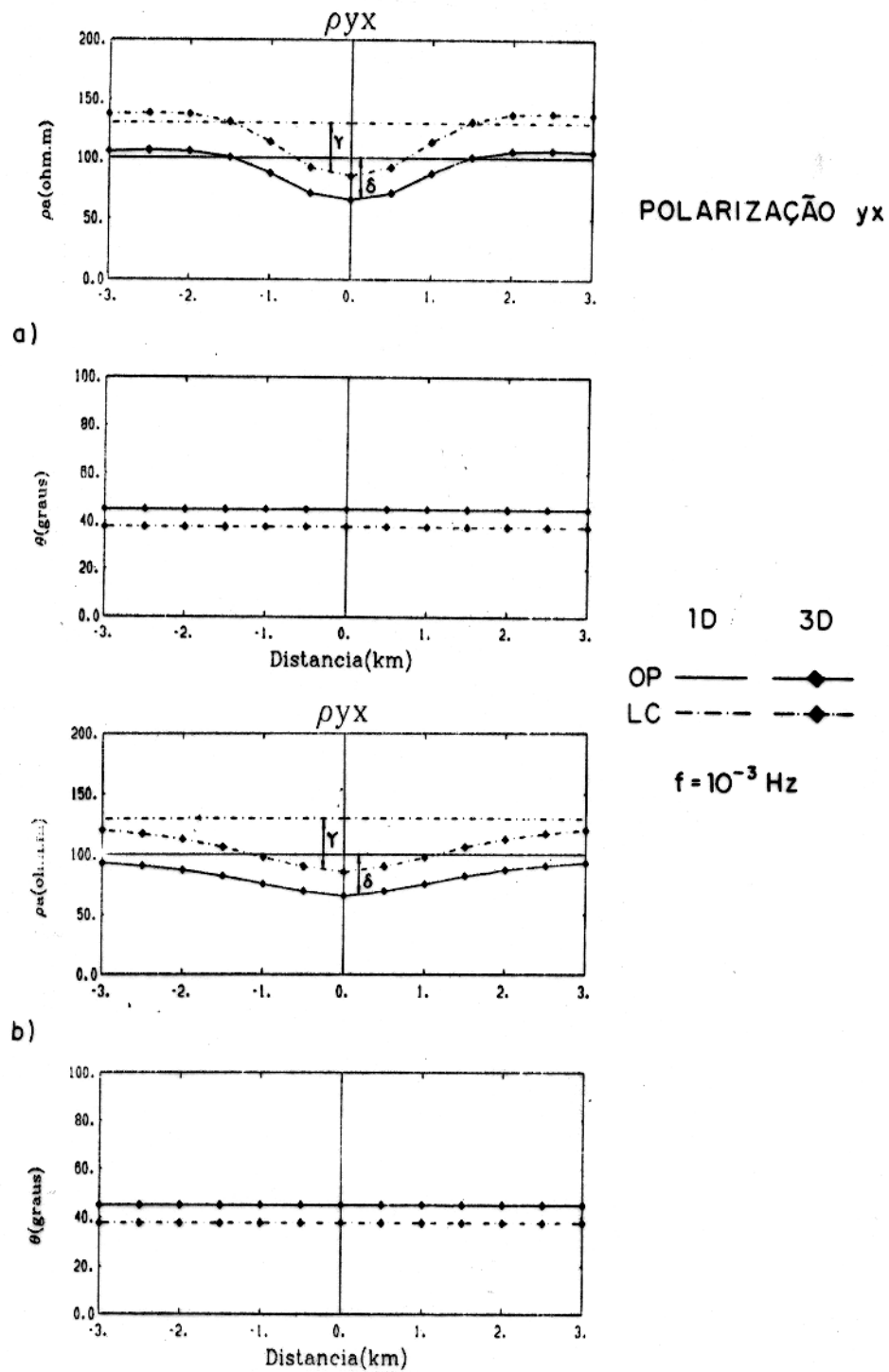
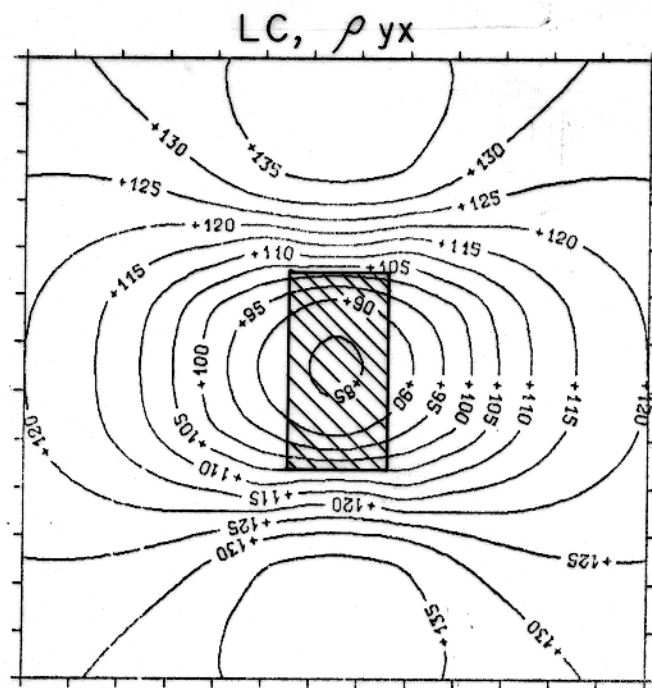
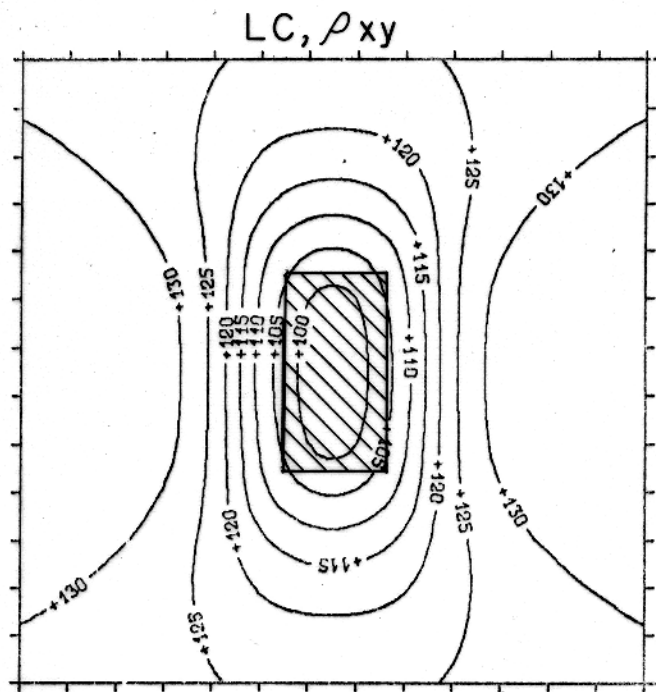


Figura 4.16 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.



(b)

↑
Direção do EJE



(a)

$f = 10^{-3}$ Hz

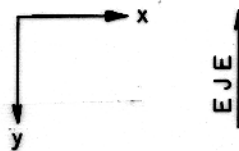
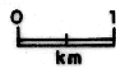


Figura 4.17 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a) e YX (b), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foi utilizada como fonte a linha de corrente, na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

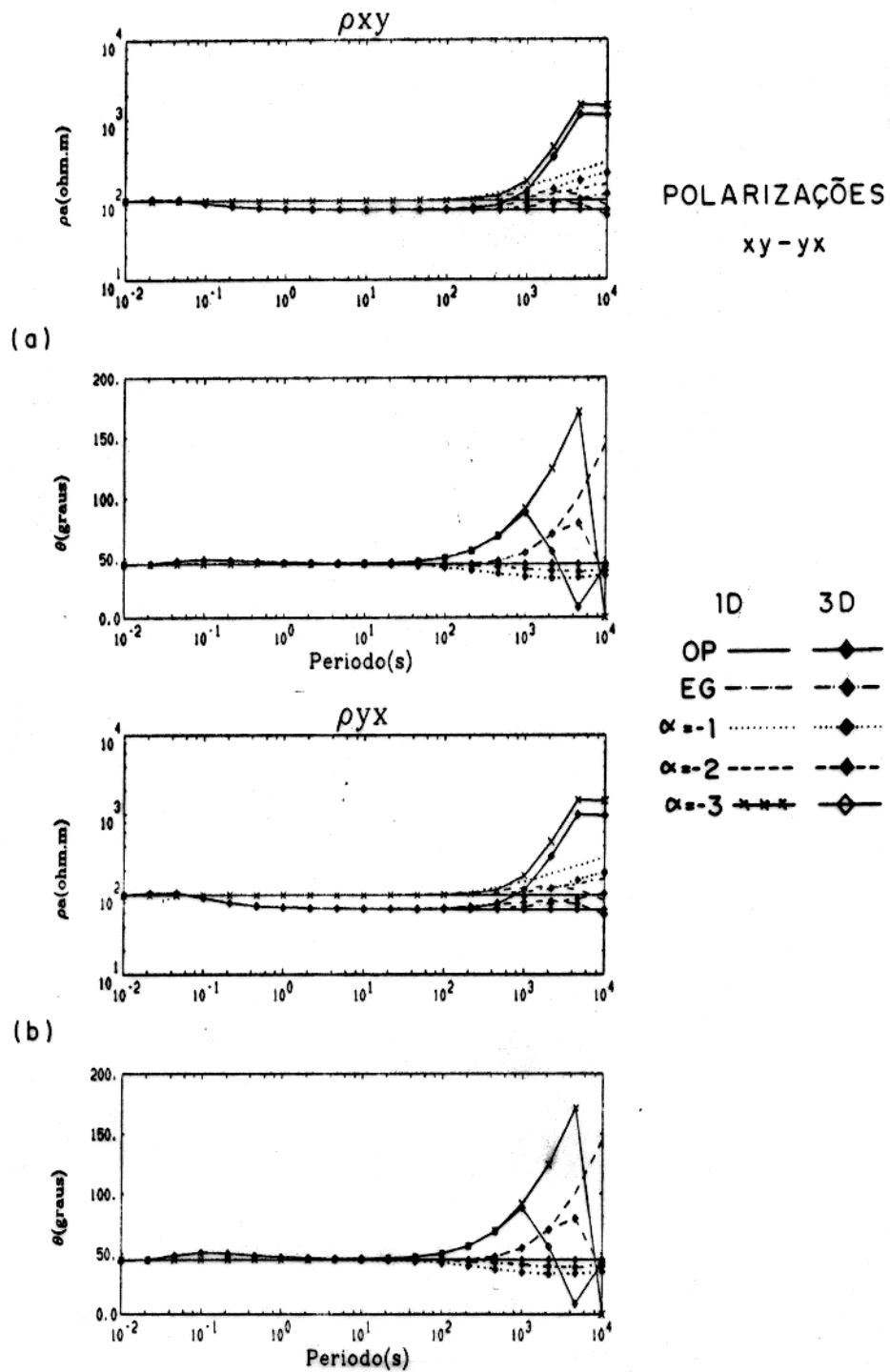


Figura 4.18 - Sondagens magnetotelúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.4. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e os eletrojatos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2, -3$. A estrutura tridimensional está a 600, 400, 150 e 60 km de distância do centro do eletrojato, respectivamente.

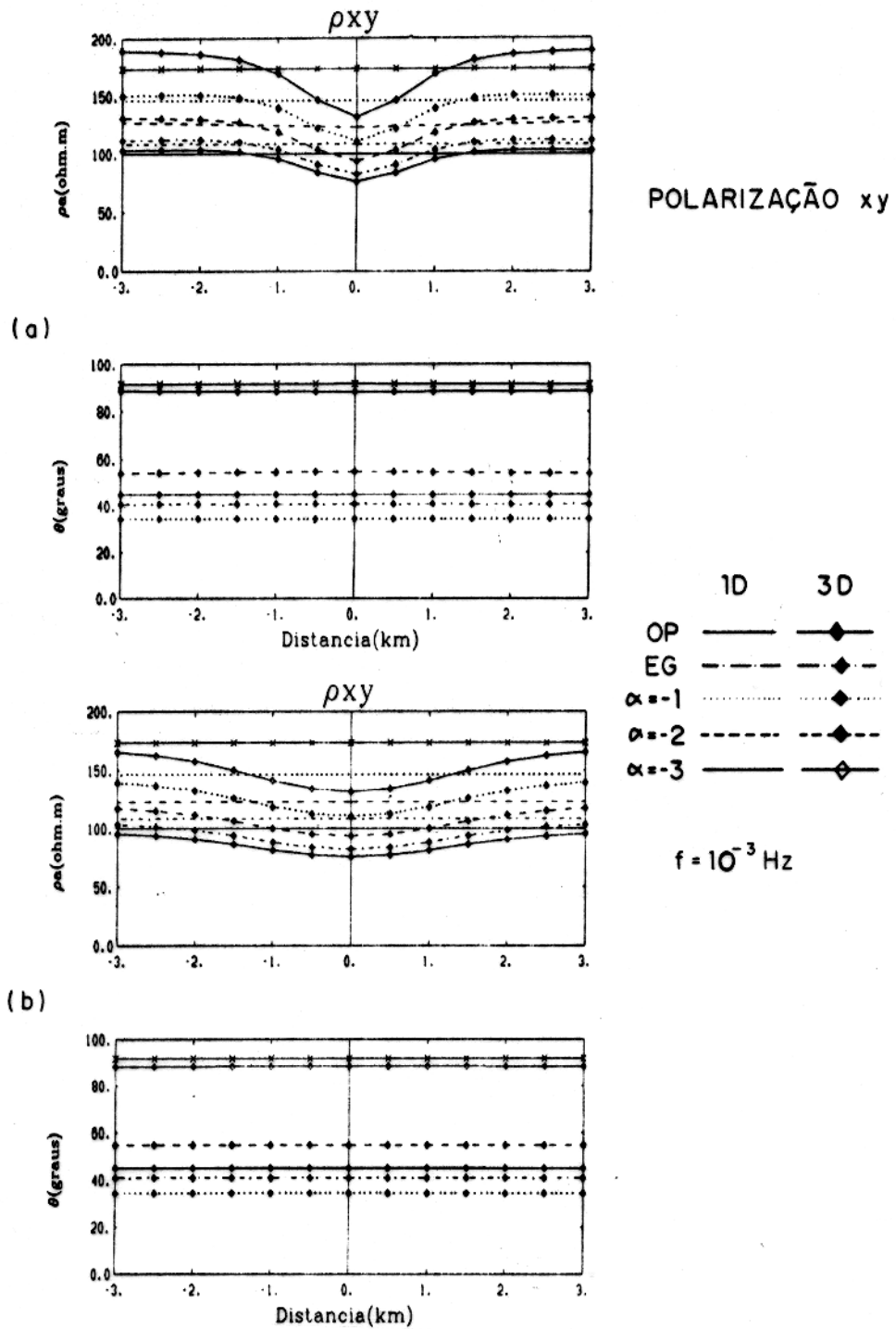


Figura 4.19 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização XY, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e os eletrojos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2$ e -3 . A estrutura tridimensional está a 600, 400, 150 e 60 km de distância do centro dos eletrojos, respectivamente.

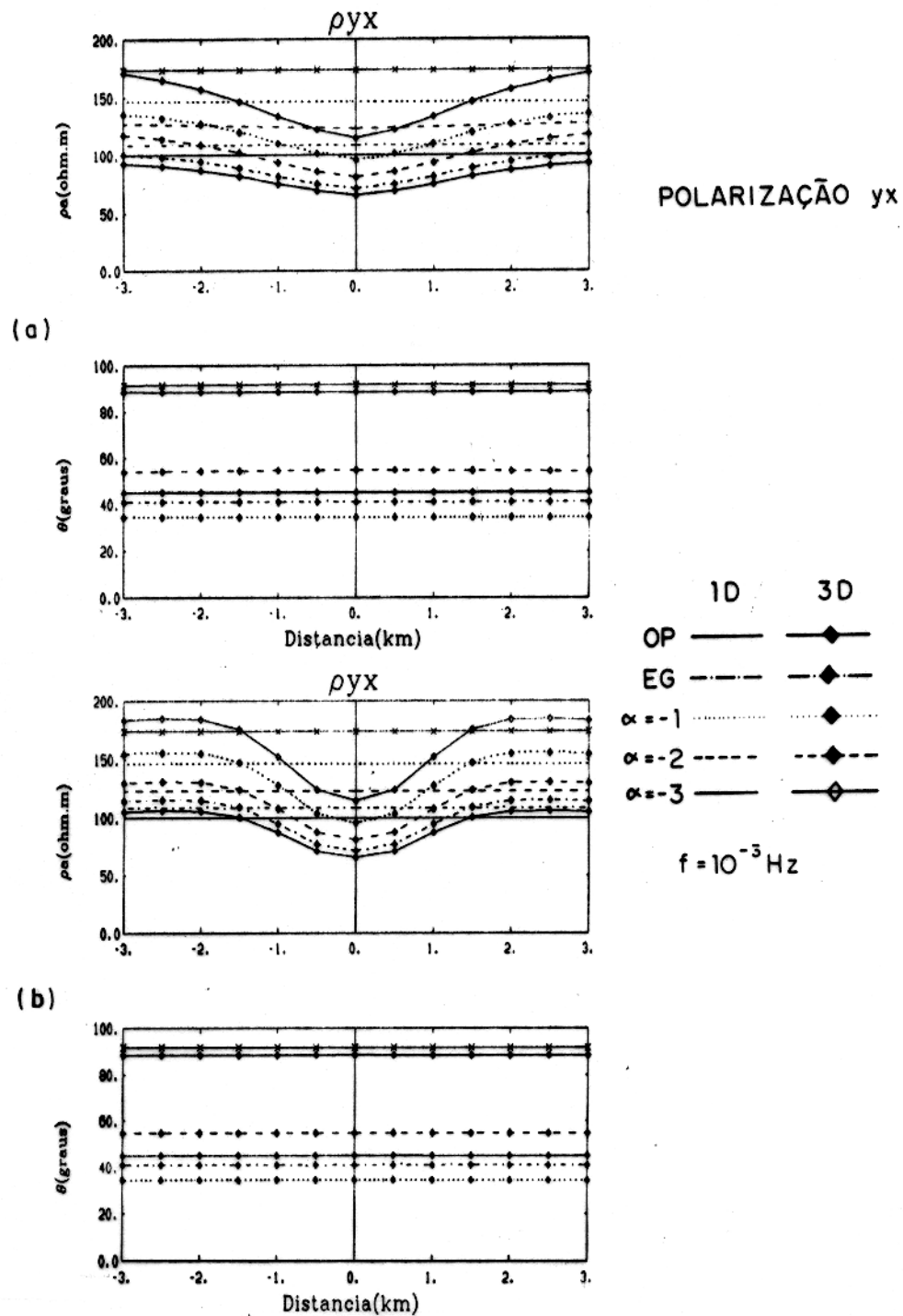


Figura 4.20 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.4. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e os eletrojos gaussiano (EG) e ondulantes com $\alpha = -1, -2$ e -3 . A estrutura tridimensional está a 600, 400, 150 e 60 km de distância do centro do eletrojo, respectivamente.

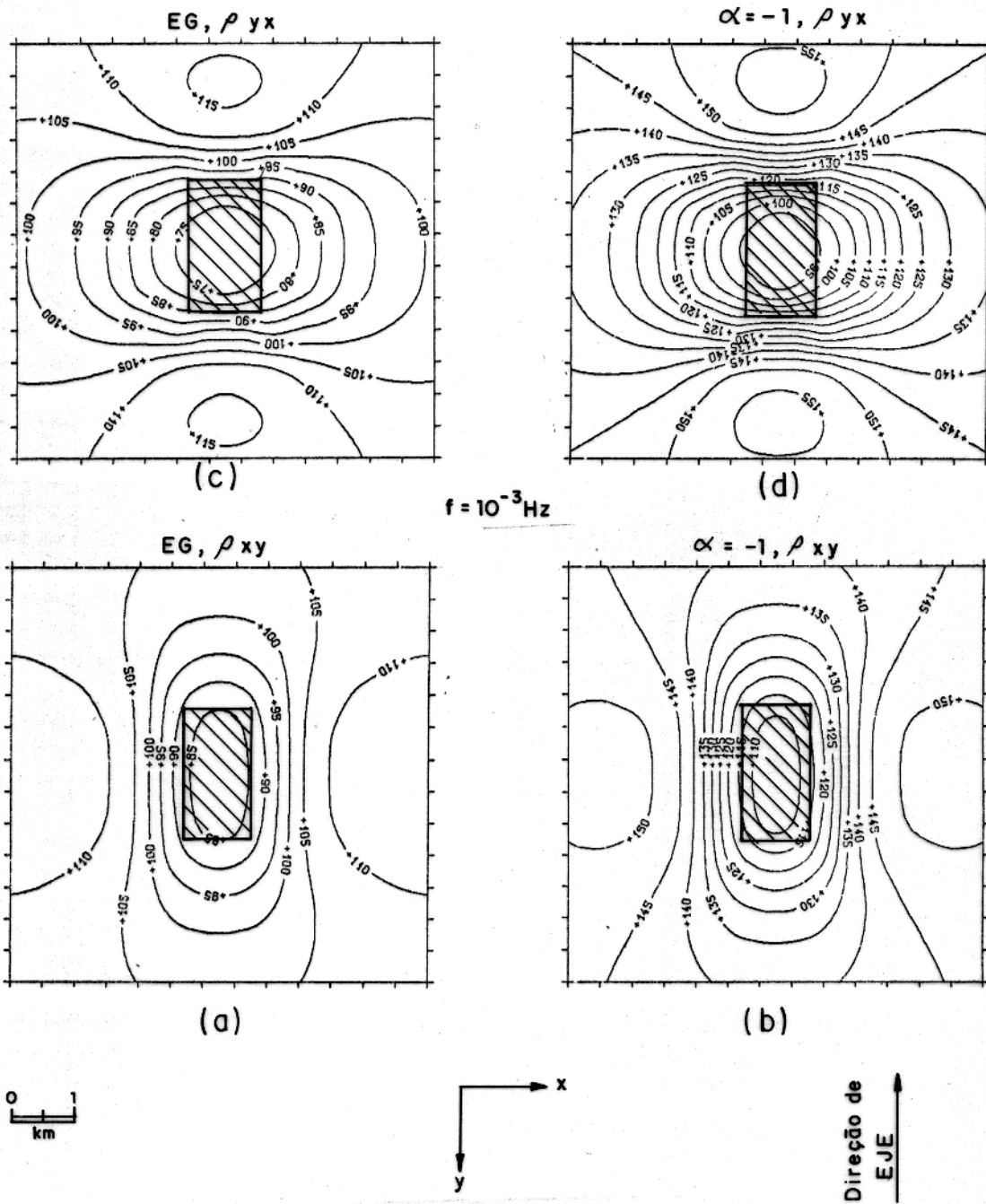


Figura 4.21 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foram utilizadas como fontes o eletrojato gaussiano (a e c) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$ (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 600 e 60 km de distância do centro do eletrojato, respectivamente.

os da onda plana (Figura 4.8a e c), no centro e ao redor da estrutura tridimensional, como era de se esperar, principalmente por causa do aumento da resistividade aparente no meio encaixante.

A direção principal da estrutura tridimensional foi, até agora, paralela à direção do eletrojato. Na próxima seção, observaremos o que acontece quando esta direção principal é colocada perpendicularmente à direção do eletrojato.

4.4 EFEITO DA ORIENTAÇÃO DO ESTRUTURA TRIDIMENSIONAL EM RELAÇÃO À DIREÇÃO DO ELETROJATO EQUATORIAL

Vamos rotacionar de 90° em torno do eixo z, a estrutura tridimensional da Figura 4.4, conforme ilustra a Figura 4.23. Nas respostas obtidas para a estrutura rotacionada, foi observada uma troca de polarização. Ou seja, as sondagens das Figuras 4.5, 4.9, 4.14 e 4.18, aparecem para este caso, com o mesmo formato, mas com a polarização XY em vez de YX e vice - versa. Já para os perfis das Figuras 4.6, 4.7, 4.10, 4.11, 4.15, 4.16, 4.19 e 4.20, além da troca da polarização, existe uma troca de eixos (X no lugar de Y e vice - versa).

No caso da onda plana, os contornos dos mapas da resistividade aparente, só apresentam uma troca de polarização e uma rotação de 90° , como era de se esperar por causa da rotação do próprio corpo (Figura 4.24a e c em comparação com a Figura 4.8a e c). Para os contornos dos diferentes eletrojatos, porém, uma diferença é notada, que não é possível perceber na escala adotada para os perfis. Esta diferença acontece, geralmente, na parte externa da anomalia, e para exemplificar isto, escolhemos o eletrojato tipo linha de corrente, cujos contornos aparecem na Figura 4.24b e d, que devem ser comparados com os contornos da Figura 4.8b e d, para se observarem as diferenças. Estas diferenças consistem, principalmente, num contorno de $75 \Omega \cdot m$ que aparece na seção com polarização XY, ao longo da direção principal da estrutura rotacionada.

As estruturas tridimensionais utilizadas até agora na nossa modelagem, apresentaram uma direção principal de 2 km. Na próxima seção, modelaremos uma estrutura tridimensional com direção principal 6 vezes maior (12 km) e observaremos a influência nas respostas.

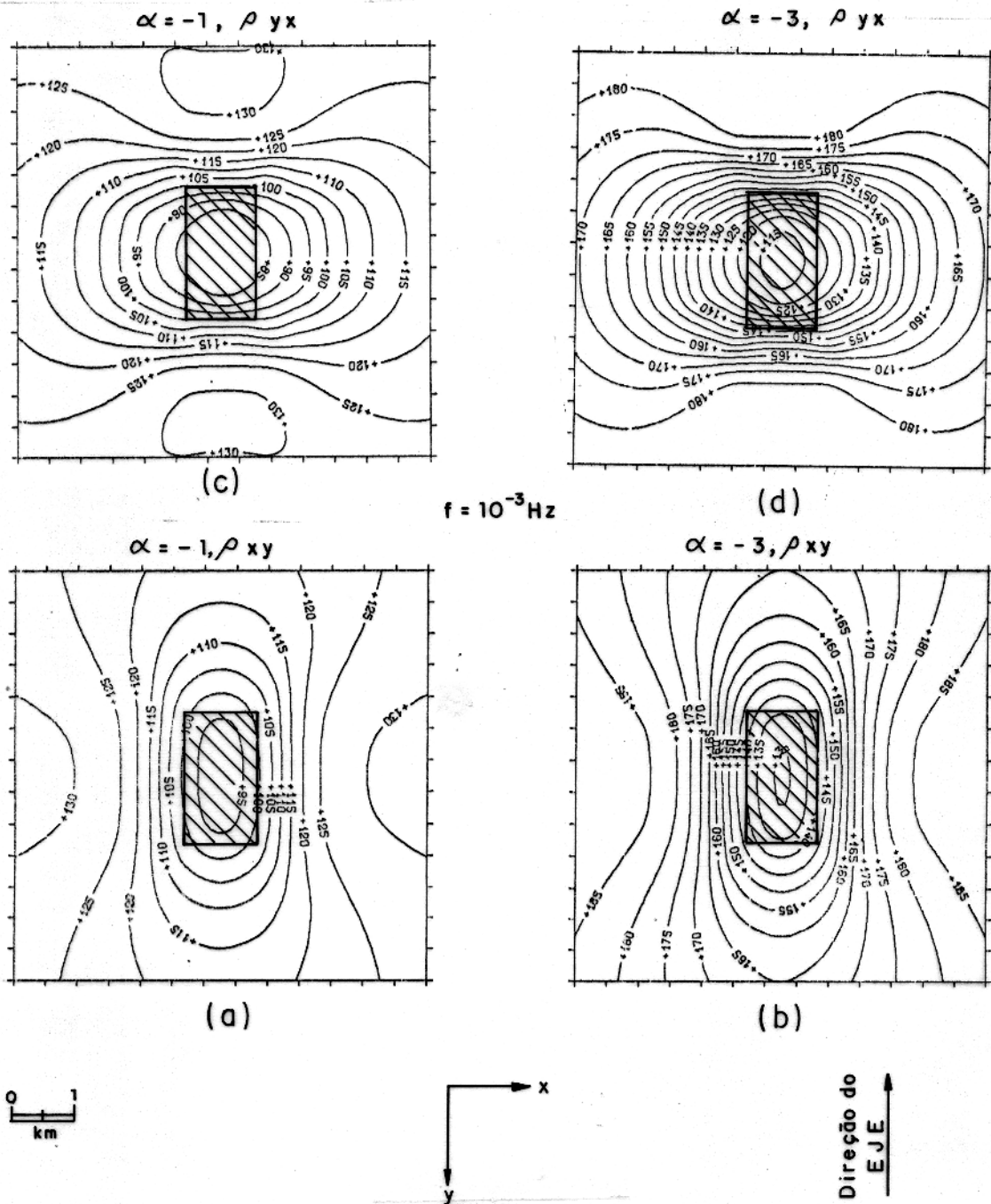


Figura 4.22 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.4. Foram utilizadas como fontes os eletrojetos ondulantes com $\alpha = -2$ (a e c) e -3 (b e d), na freqüência de 10^{-3} Hz . A estrutura tridimensional está a 150 e 60 km de distância do centro do eletrojoato, respectivamente.

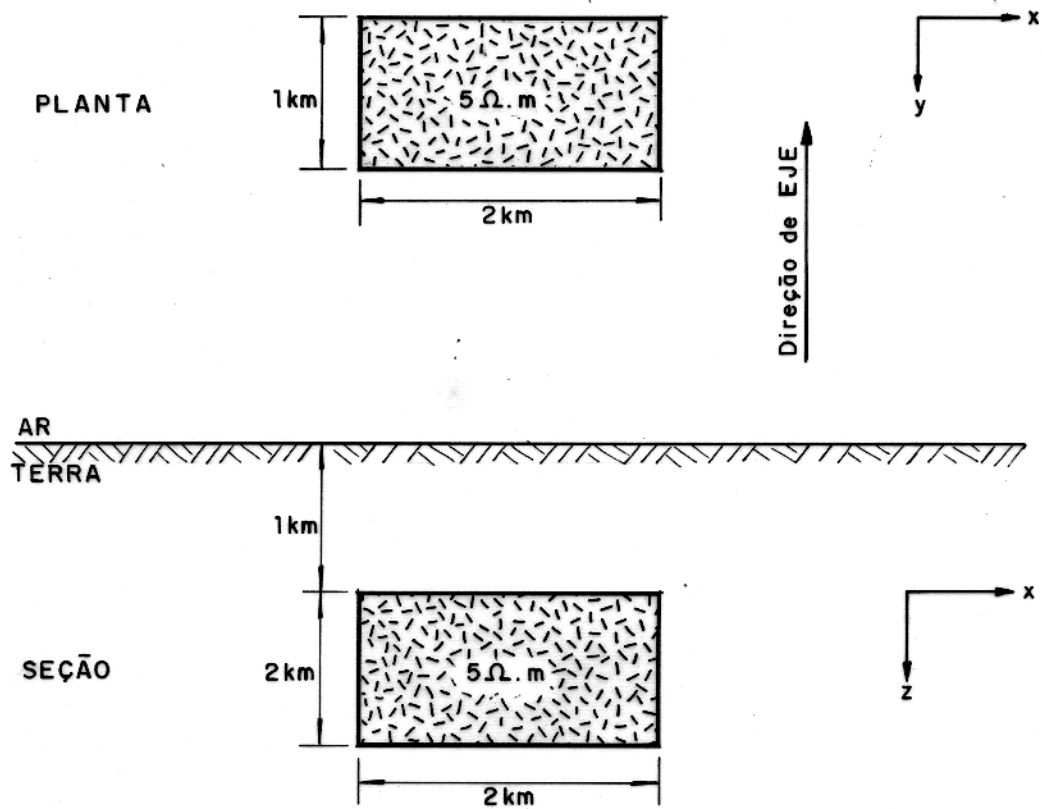


Figura 4.23 - Estrutura tridimensional da Figura 4.4 rotacionada de 90° .

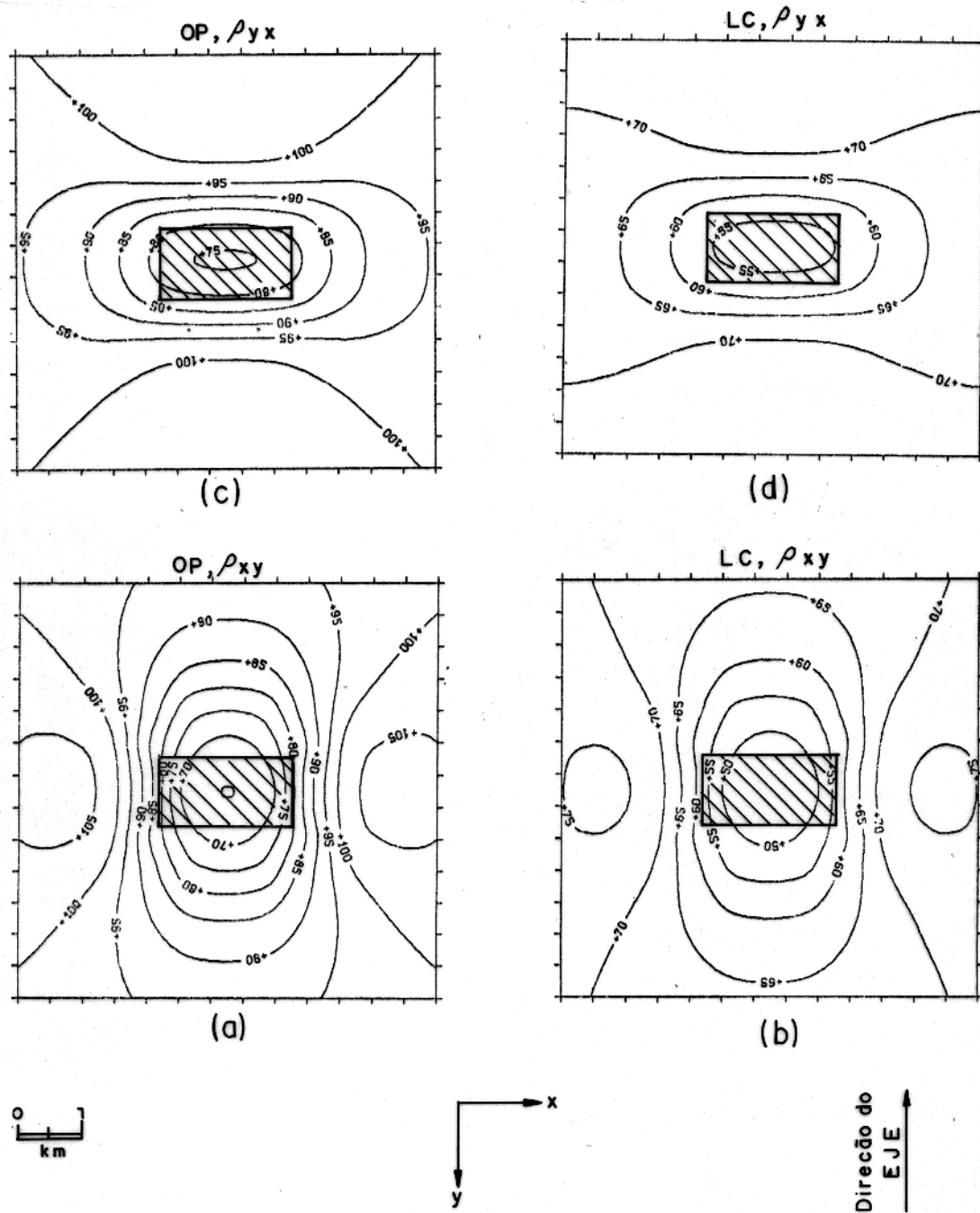


Figura 4.24 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.23. Foram utilizadas como fontes a onda plana (a e c) e a linha de corrente (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

4.5 EFEITO DA DIMENSÃO DA DIREÇÃO PRINCIPAL DA ESTRUTURA TRIDIMENSIONAL

No estudo deste efeito, vamos utilizar a estrutura tridimensional apresentada na Figura 4.25. Este modelo, não é mais que a extensão de 2 km para 12 km, da direção principal da estrutura tridimensional da Figura 4.4. Daquí para frente, o modelo da Figura 4.25 será denominado de estrutura maior, enquanto que o modelo da Figura 4.4 será chamado de estrutura menor. Com o objetivo de comparar os resultados destas duas estruturas, mostraremos somente os resultados obtidos com um dos eletrojatos testados. É importante observar que com a apresentação destes resultados e o conhecimento dos resultados da estrutura menor, é possível inferir os resultados que seriam obtidos para os demais eletrojatos.

Observaremos primeiramente, o que acontece com a resposta da estrutura, numa separação de 10 km em relação à linha de corrente. No caso das sondagens para a onda plana e a linha de corrente, observa-se que na polarização XY, as sondagens das estruturas maior (Figura 4.26a) e menor (Figura 4.5a) são muito similares no formato. Todavia, observa-se uma separação maior entre as curvas uni e tridimensionais nas sondagens da estrutura maior do que na estrutura menor, separação esta devida ao efeito galvânico. Já para a polarização YX, a deformação das sondagens é maior para a estrutura mais longa, sendo que a diferença entre as sondagens das duas estruturas é mais visível, tanto no formato como nas magnitudes (Figura 4.26b comparada com a Figura 4.5b). O efeito do eletrojato nas sondagens da estrutura maior para as baixas frequências, no entanto, parece ser do mesmo tipo encontrado no caso da estrutura menor. Ou seja, em frequências menores que 10^{-2} Hz, as sondagens uni e tridimensionais devido à linha de corrente, vão se afastando das sondagens da onda plana, alcançando valores menores na resistividade aparente e na fase. Na fase acontece também uma coincidência entre as curvas uni e tridimensionais, nas baixas frequências. Nas altas frequências, novamente não se apresenta nenhum efeito devido à presença do eletrojato, tanto na resistividade aparente como na fase.

Os perfis da resistividade aparente e da fase para onda plana e linha de corrente na frequência de 10^{-3} Hz aparecem nas Figuras 4.27 e 4.28. Em todos os perfis, a resistividade aparente da estrutura maior, atinge valores menores, no centro da estrutura, que para a estrutura menor (Figuras 4.1 e 4.2). Na fase, não se observam diferenças entre um e outro modelo, existindo também coincidência entre as curvas uni e tridimensionais nas baixas frequências. Isto significa que os valores unidimensionais da resistividade e da fase coincidem para os dois tipos de fonte, da mesma forma que os valores tridimensionais. Quanto à influência do eletrojato na resposta, observa-se os mesmos efeitos antes descritos para a estrutura menor. Ou seja, o efeito somente ocorre nas baixas frequências e acontece igualmente um encurtamento

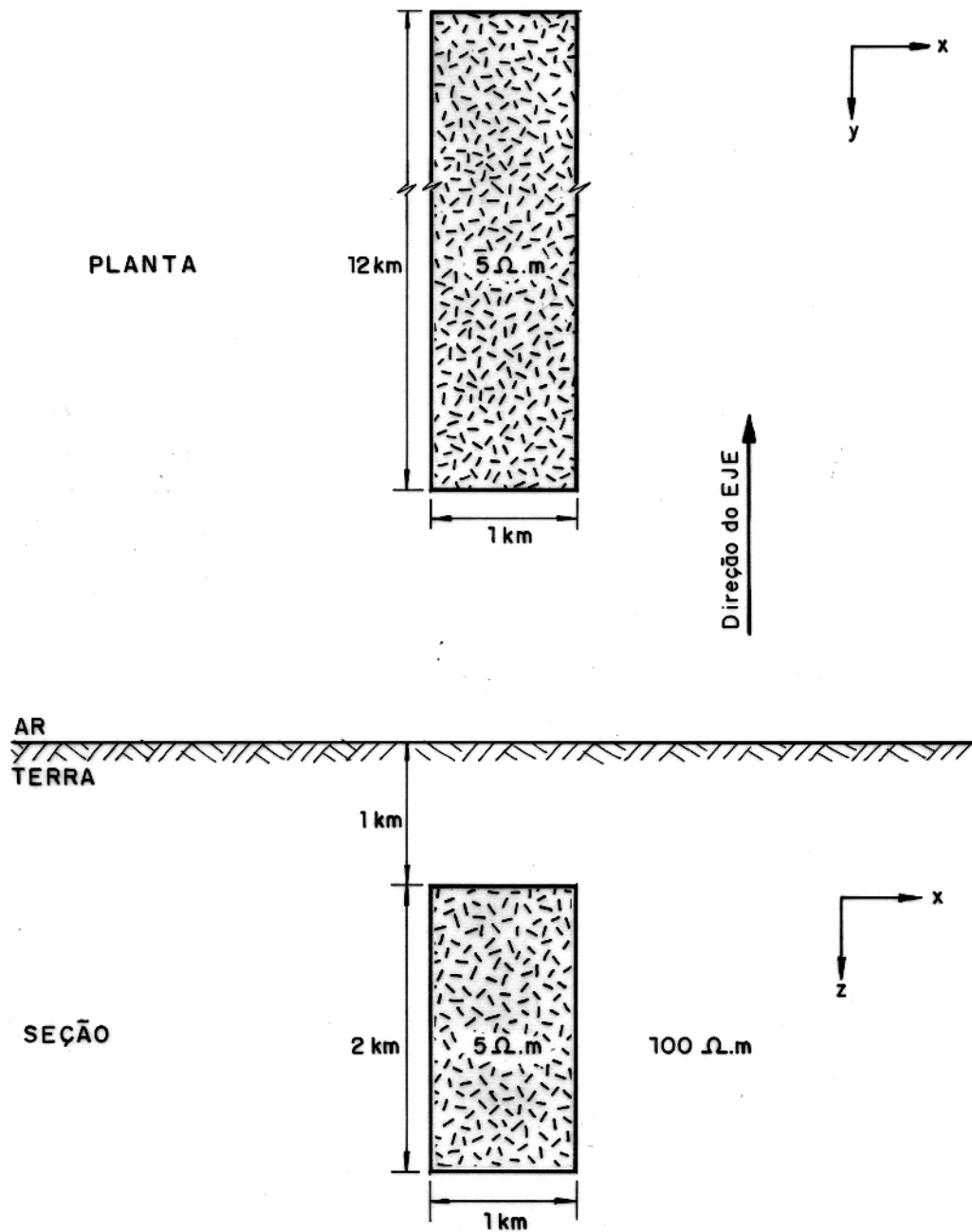


Figura 4.25 - Modelo tridimensional com direção principal de 12 km.

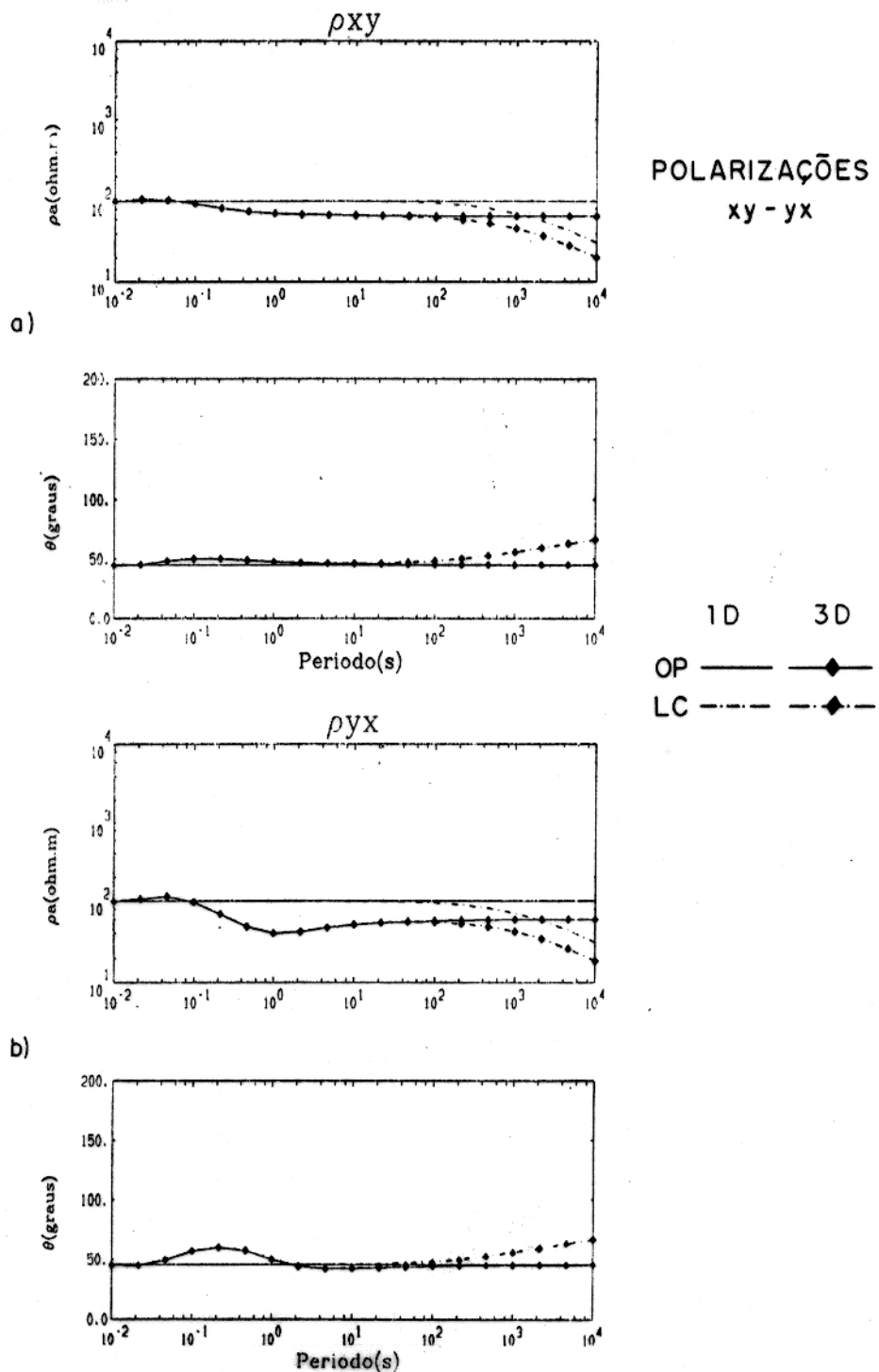


Figura 4.26 - Sondagens magnetotelúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.25. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

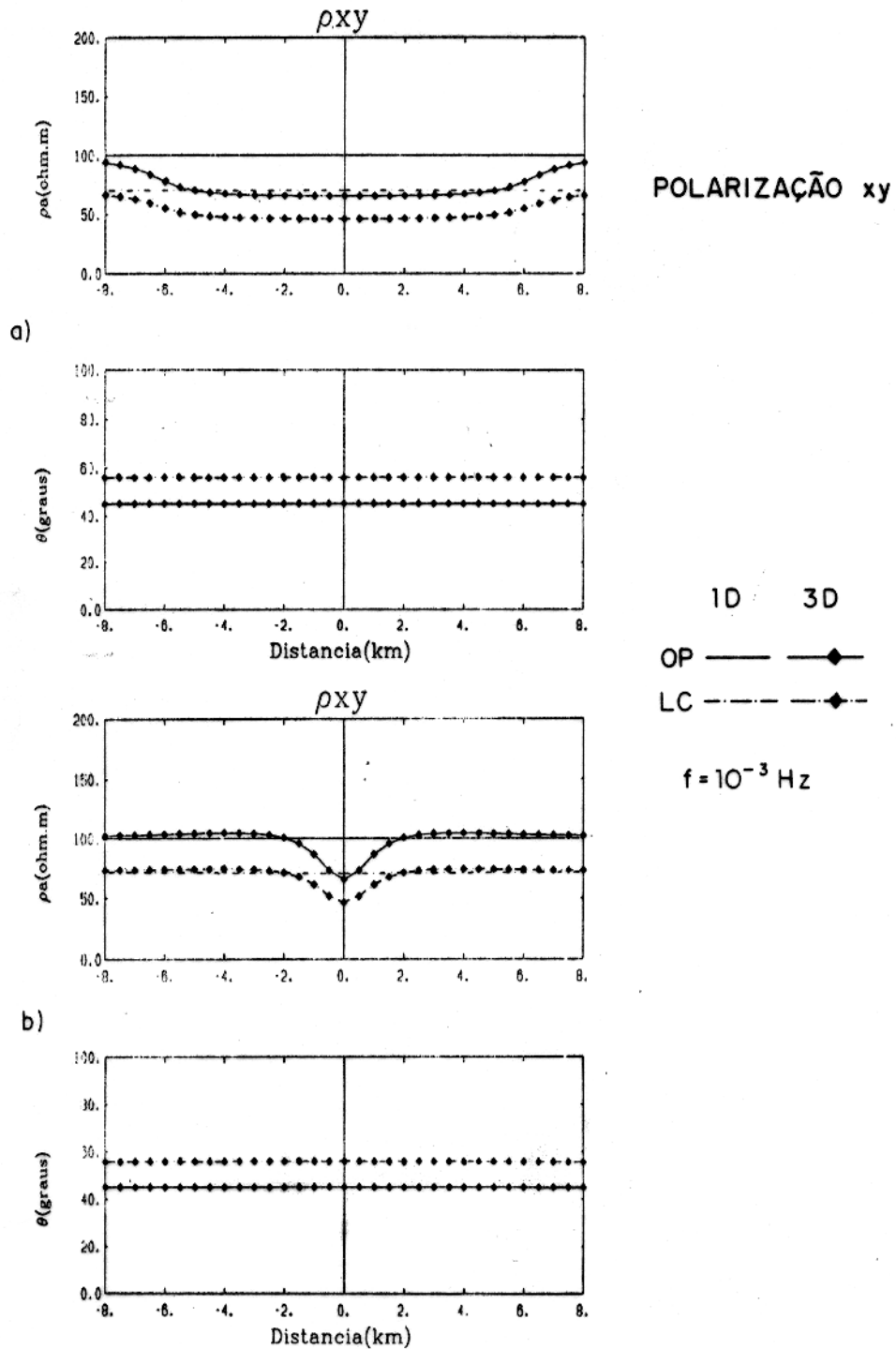


Figura 4.27 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização XY, da estrutura da Figura 4.25. Os perfis foram calculados nos eixos $X = 0$ (a) e $Y = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

da anomalia que registra a presença da heterogeneidade. O encurtamento, aparentemente, é da mesma magnitude entre os dois modelos comparados. Uma diferença notável, entretanto, é percebida para a estrutura maior nos perfis com polarização YX no eixo $X=0$. Neste perfil, é possível observar, tanto para onda plana como para a linha de corrente, uma considerável subida nos valores da resistividade aparente nos extremos do perfil, que coincide com a parte final da estrutura.

Os mapas da resistividade aparente para ambas polarizações na frequência de 10^{-3} Hz, são mostrados na Figura 4.29, nos quais é também possível perceber essa grande subida na porção final do corpo. Novamente é observada uma diminuição dos contornos da linha de corrente no centro e na periferia da estrutura tridimensional (4.29b e d), ao se comparar com os contornos da onda plana (4.29a e c).

Quando a estrutura tridimensional maior é situada à 300 km do centro do eletrojato tipo linha de corrente, as sondagens obtidas estão mostradas na Figura 4.30. Em relação ao formato das sondagens, observa-se muita semelhança nas altas frequências com as sondagens mostradas no caso da estrutura maior estar localizada nas proximidades da linha de corrente. Quanto aos efeitos do eletrojato nas baixas frequências, observa-se a mesma subida nos valores da resistividade aparente e a descida na fase mostradas para a estrutura menor (Figura 4.14), com a já conhecida maior separação, devido ao maior efeito galvânico na estrutura com direção principal maior. Na fase, outra vez existe coincidência entre as curvas uni e tridimensional. Nas altas frequências, acontece a mesma coincidência dos valores unidimensionais da resistividade aparente e da fase, da mesma forma que os valores tridimensionais. Em outras palavras, não se observa nenhum efeito da fonte nas altas frequências.

Os perfis da resistividade aparente e da fase, correspondentes à esta fonte na separação de 300 km e na frequência de 10^{-3} Hz, aparecem na Figura 4.31. A influência devido ao eletrojato, se manifesta nos mesmos deslocamentos para cima e o alargamento da anomalia, observados para a estrutura menor. O alargamento, no caso da estrutura maior, parece ser mais ampla que no caso da estrutura menor. Novamente, existe uma coincidência na fase entre as curvas uni e tridimensional. Os mapas de contornos da resistividade aparente na frequência de 10^{-3} Hz, aparecem na Figura 4.33, onde mostram o aumento da resistividade aparente nos extremos da estrutura, que no caso da linha de corrente (Figura 4.33c e d comparada com a Figura 4.25a e c) vai ser maior por causa da maior subida da resistividade aparente do meio encaixante.

Ao rotacionar em 90° em torno do eixo z a estrutura da Figura 4.25, se obtém a estrutura da Figura 4.34. As sondagens e perfis obtidos para esta estrutura, serão iguais aos da estrutura da Figura 4.25, com a respectiva troca de polarização nas sondagens, e a troca

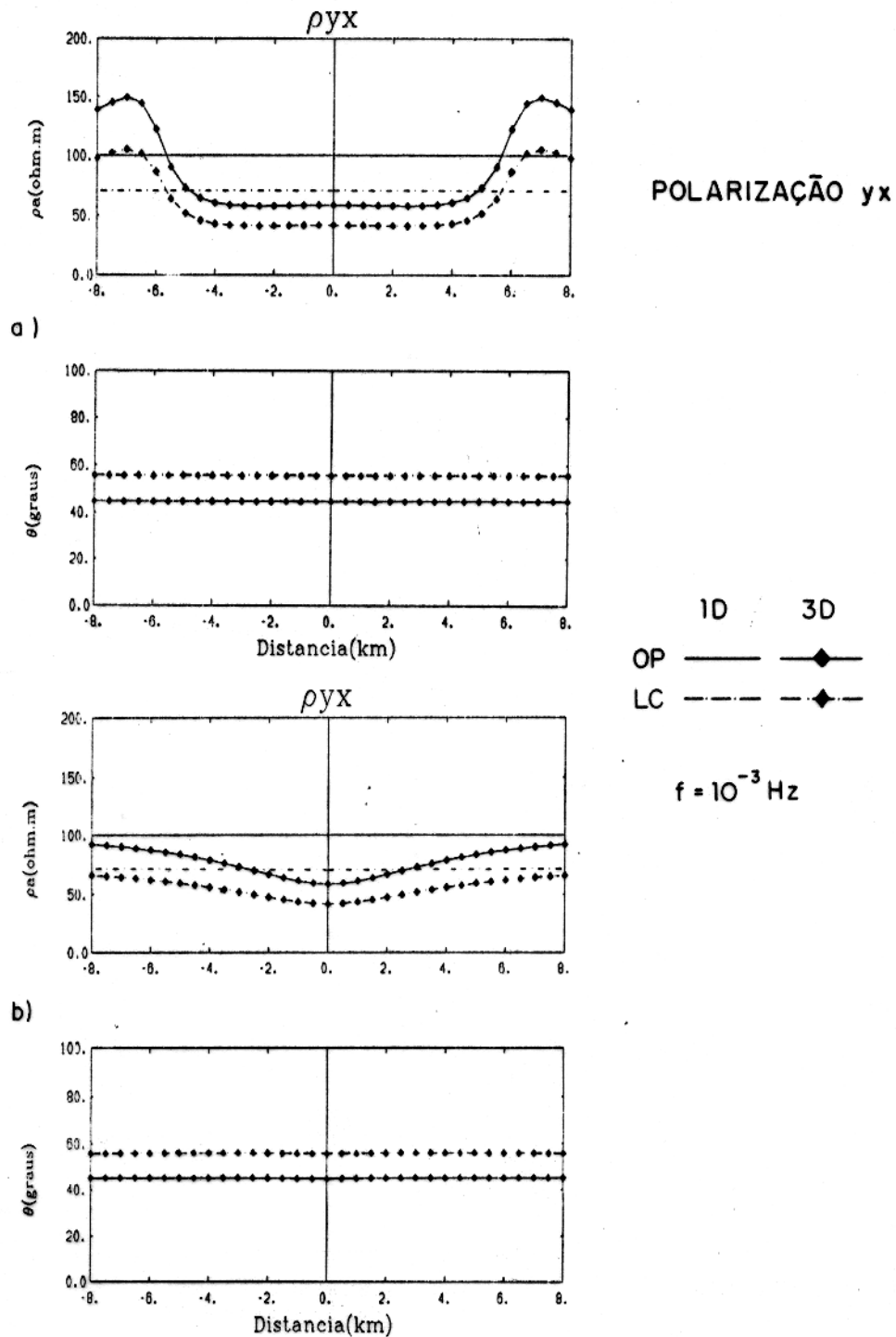


Figura 4.28 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.25. Os perfis foram calculados nos eixos $X = 0$ (a) e $Y = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

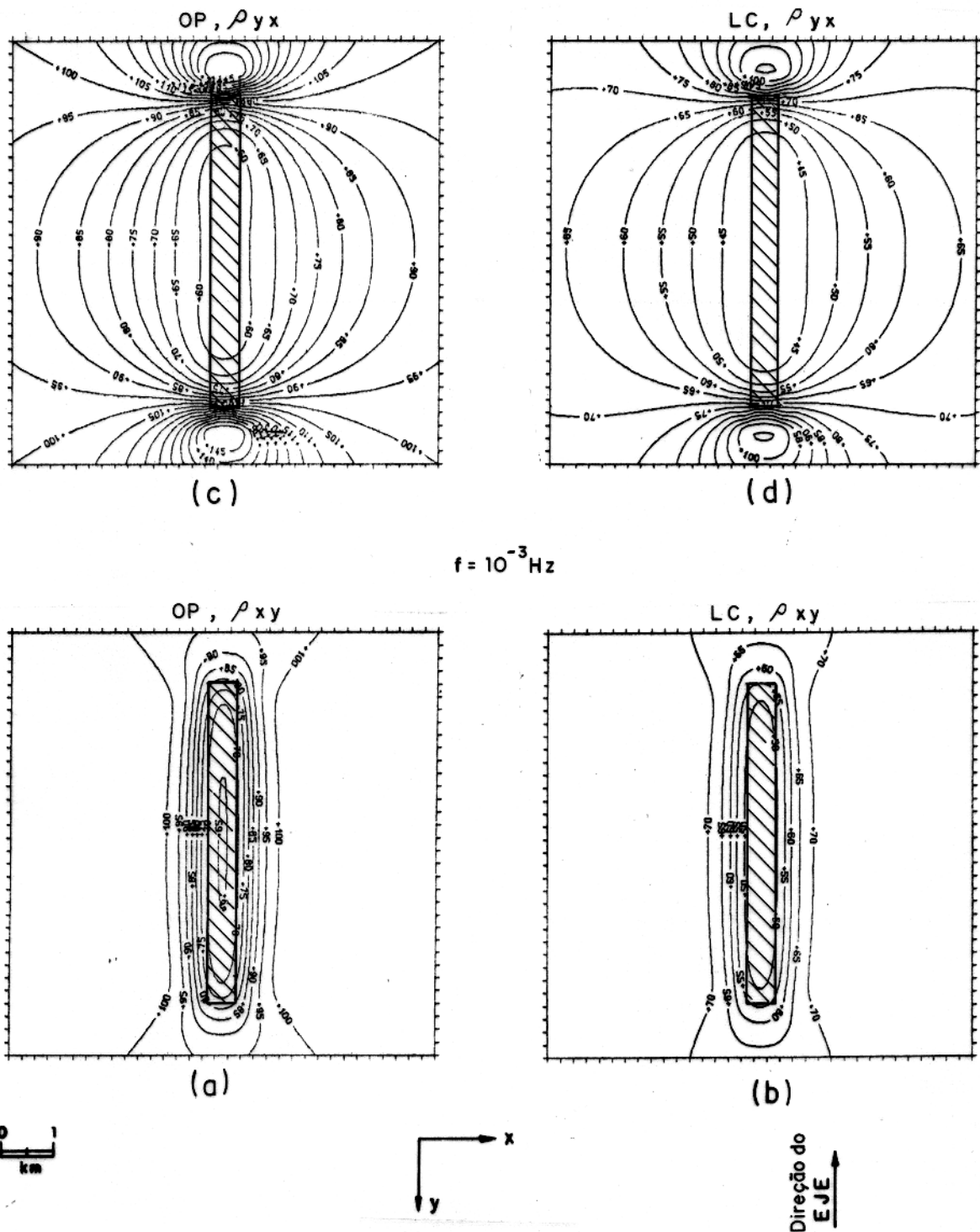


Figura 4.29 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.25. Foram utilizadas como fontes a onda plana (a e c) e a linha de corrente (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 10 km de distância da linha de corrente.

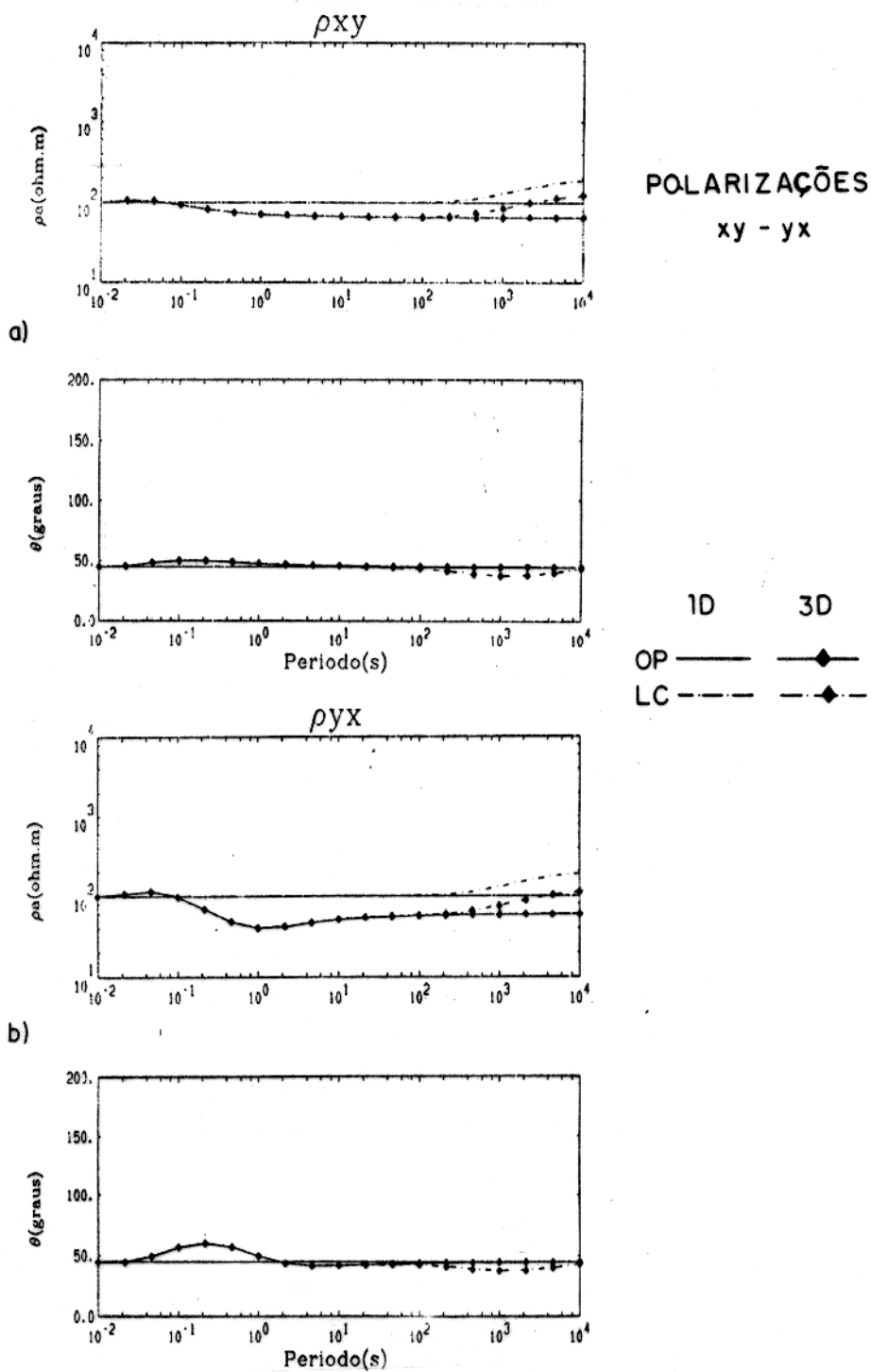


Figura 4.30 - Sondagens magnetotelúricas para as polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 4.25. As fontes utilizadas foram a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

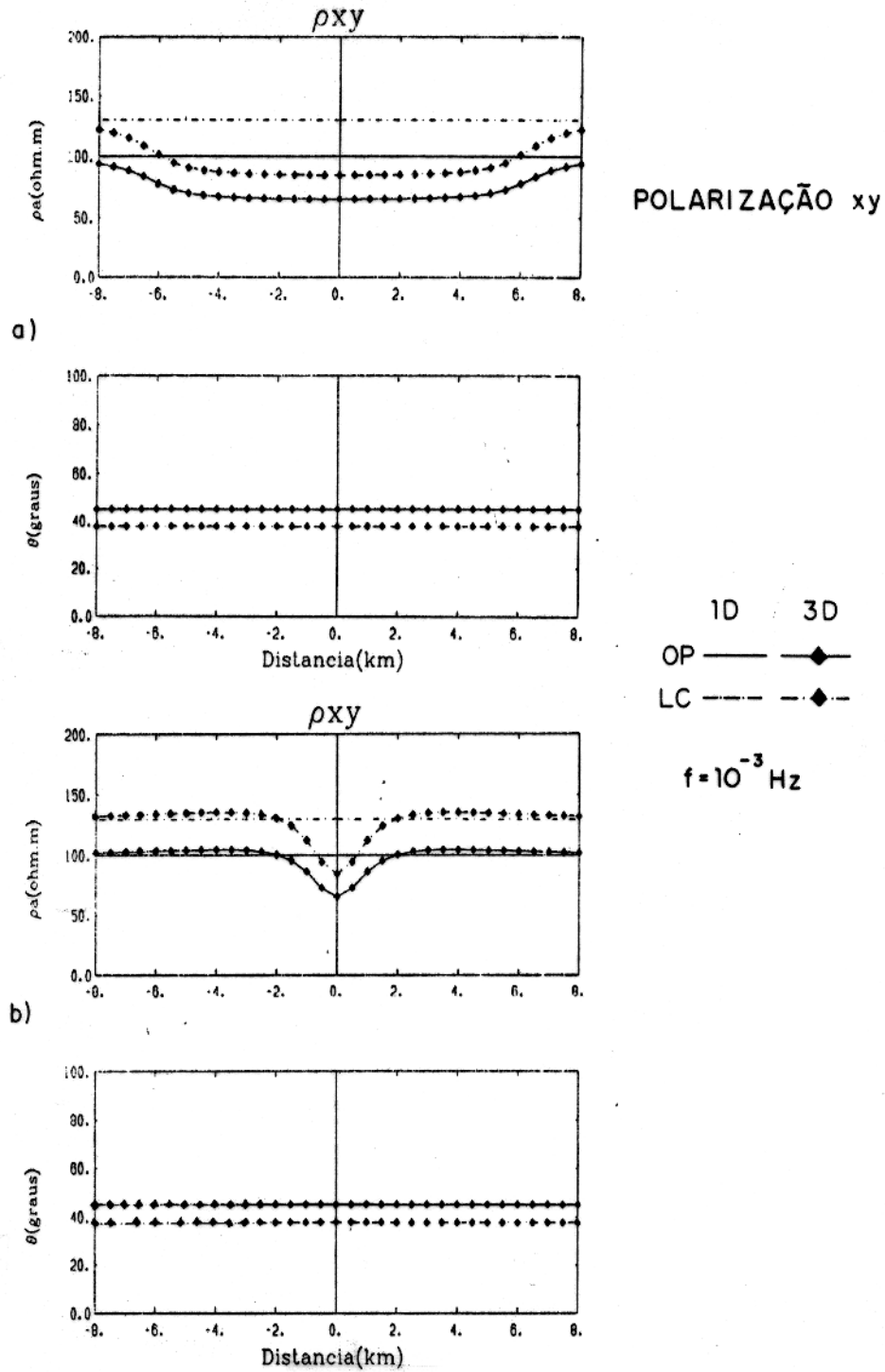


Figura 4.31 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização XY, da estrutura da Figura 4.25. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fonte a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

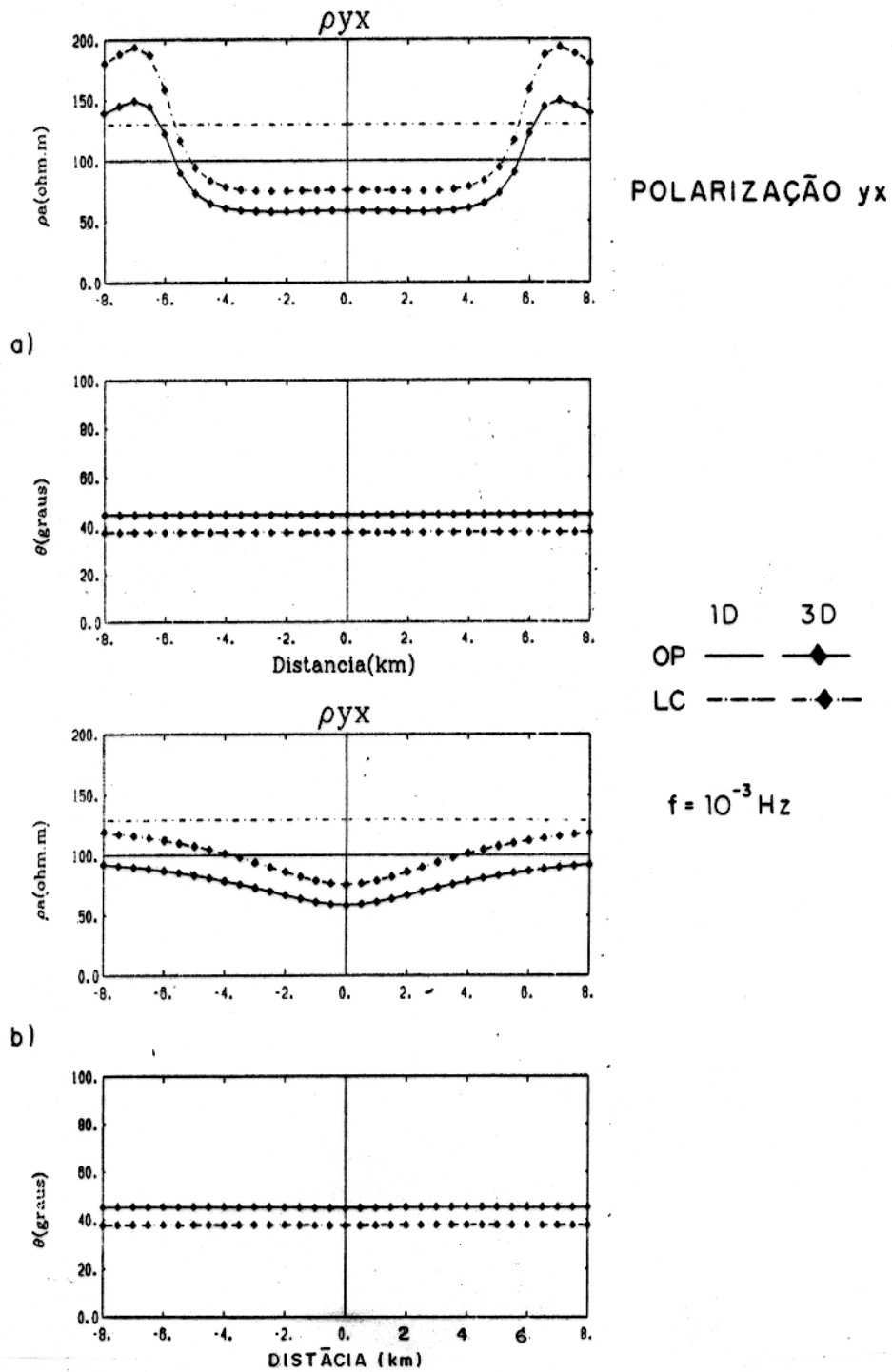
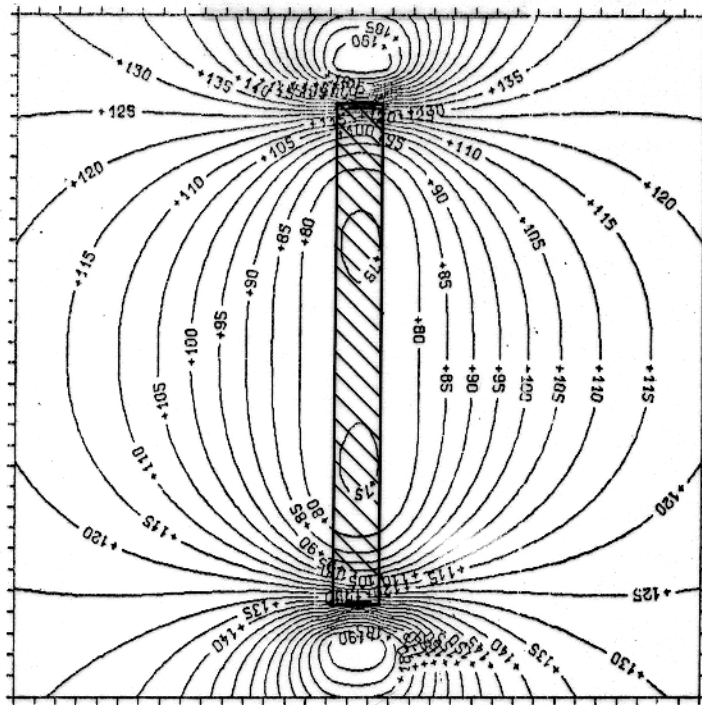
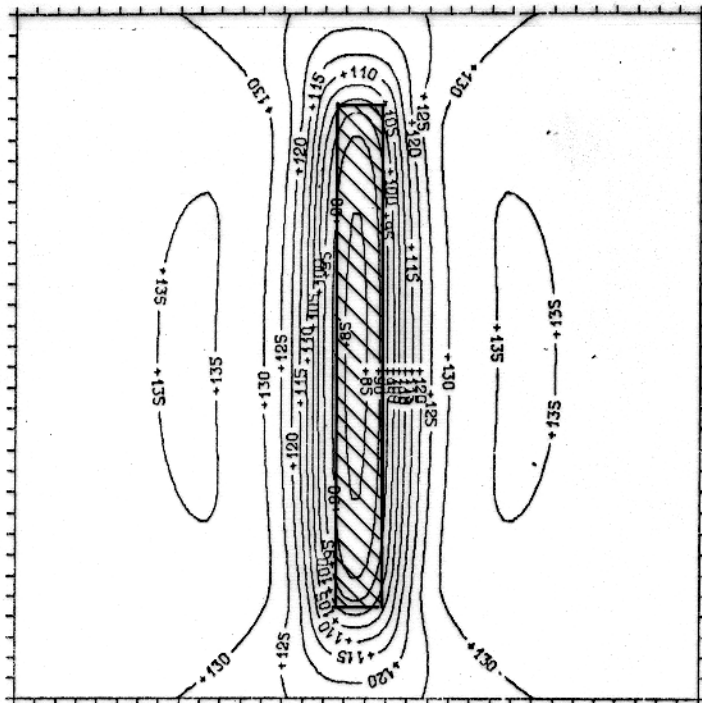


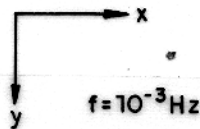
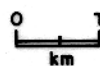
Figura 4.32 - Perfis da resistividade aparente e da fase, para a polarização YX, da estrutura da Figura 4.25. Os perfis foram calculados nos eixos $Y = 0$ (a) e $X = 0$ (b), na frequência de 10^{-3} Hz, utilizando como fonte a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.



(b)



(a)



Direção do EJE

Figura 4.33 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a) e YX (b), sobre a estrutura da Figura 4.23. Foi utilizada como fonte a linha de corrente na frequência de 10^{-3} Hz. A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

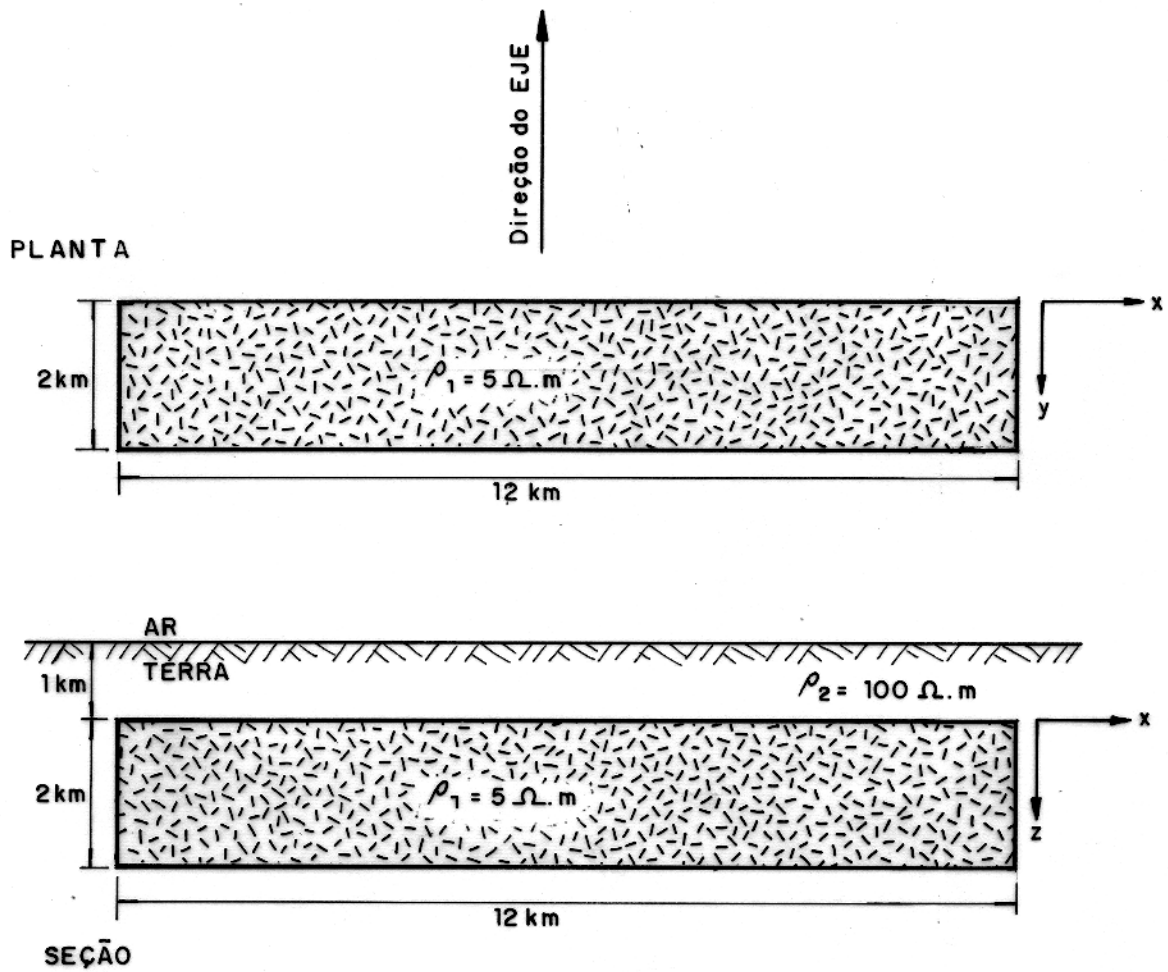


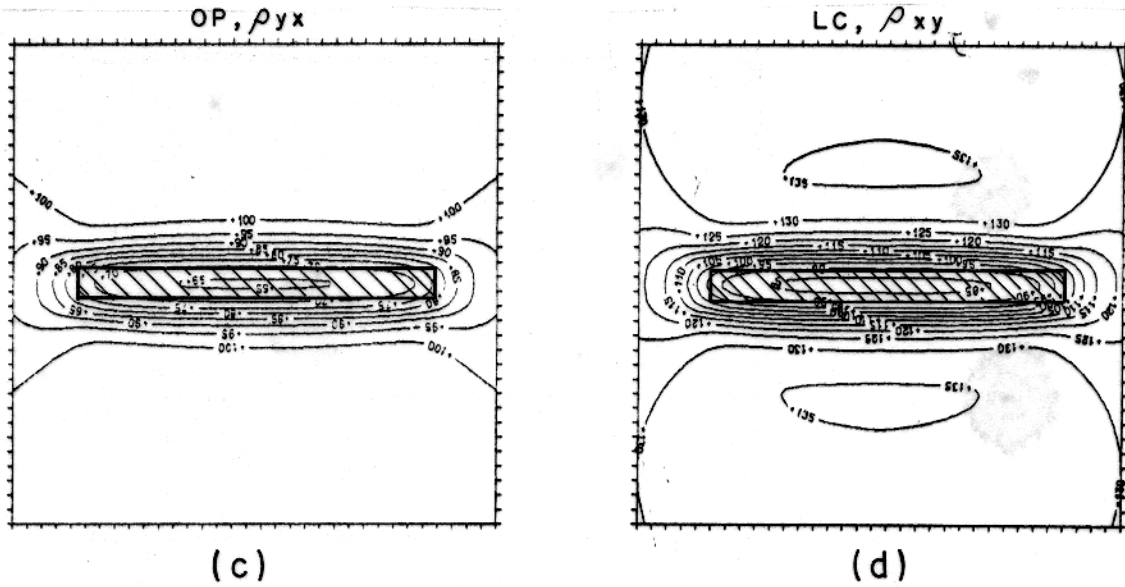
Figura 4.34 - Modelo tridimensional da Figura 4.25, rotacionado de 90° , possuindo direção principal de 12 km.

de polarização e dos eixos nos perfis. Para a onda plana, tal como aconteceu ao girar na estrutura de dimensão principal menor, só acontece a troca de polarização e o giro dos contornos em 90° (Figura 4.33a e c comparada com a Figura 4.29a e c). A diferença, como já foi explicado na rotação da estrutura menor, encontra-se na parte externa dos mapas da resistividade aparente para os eletrojatos. Para exemplificar isto, utilizamos os resultados da linha de corrente, apresentados nos mapas da Figura 4.35. Estes mapas devem ser comparados com os da Figura 4.29b e d, para se perceber as diferenças, nos formatos dos contornos de 130 e 135 $\Omega \cdot m$ da polarização YX.

4.6 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados obtidos neste capítulo nos revelam que o efeito do eletrojato é muito significativo no meio encaixante, como mostram os grandes picos dos perfis da resistividade aparente e fase em função da distância ao centro do eletrojato, da frequência e do modelo de eletrojato. A resposta do meio unidimensional, como um todo, parece depender muito da distribuição espacial das correntes, inclusive da polarização das correntes que conformam o eletrojato (RIJO, 1991). Por exemplo, nas proximidades do centro do eletrojato, os perfis de todos os eletrojatos (com exceção do ondulante com $\alpha = -3$), estão abaixo do perfil da resistividade aparente igual a 100 $\Omega \cdot m$, que corresponde à onda plana. Para distâncias maiores que 100 km do centro do eletrojato, no entanto, aparecem grandes picos nos perfis tanto para a linha de corrente, como para os eletrojatos gaussiano e ondulantes com $\alpha = -1$ e -3 . Para estes dois últimos, os picos atingem valores expressivos, até maiores que 6000 $\Omega \cdot m$. Para o eletrojato ondulante com $\alpha = -2$, entretanto, estes picos não são tão notáveis. Estes grandes picos mostrados nos perfis, podem ser explicados como sendo grandes aumentos no valor da impedância aparente, por causa de uma considerável diminuição nos valores do campo magnético (RIJO, 1992). Por outro lado, a fase em todos os casos, se apresenta de uma forma invertida em relação à resistividade aparente. Isto quer dizer que, quando se tem um alto no perfil da resistividade aparente, se tem um baixo no perfil da fase e vice-versa.

Nas sondagens magnetotélúricas calculadas para a fonte na forma de uma onda plana, a resposta tridimensional acompanha paralelamente a resposta unidimensional, principalmente por causa do efeito galvânico (JIRACEK, 1990). Assim sendo, o maior efeito galvânico nas sondagens YX em comparação com as sondagens XY, se deve ao fato de que o campo elétrico é polarizado ao longo da direção principal da estrutura tridimensional, provocando com isto uma diminuição da sua respectiva componente transversal (BERDICHEVSKIY et al., 1989). Por outro lado, para a fase das sondagens tridimensionais da onda plana, os resultados mostram um deslocamento entre as respostas uni e tridimensionais nas altas frequências,



$f = 10^{-3} \text{ Hz}$

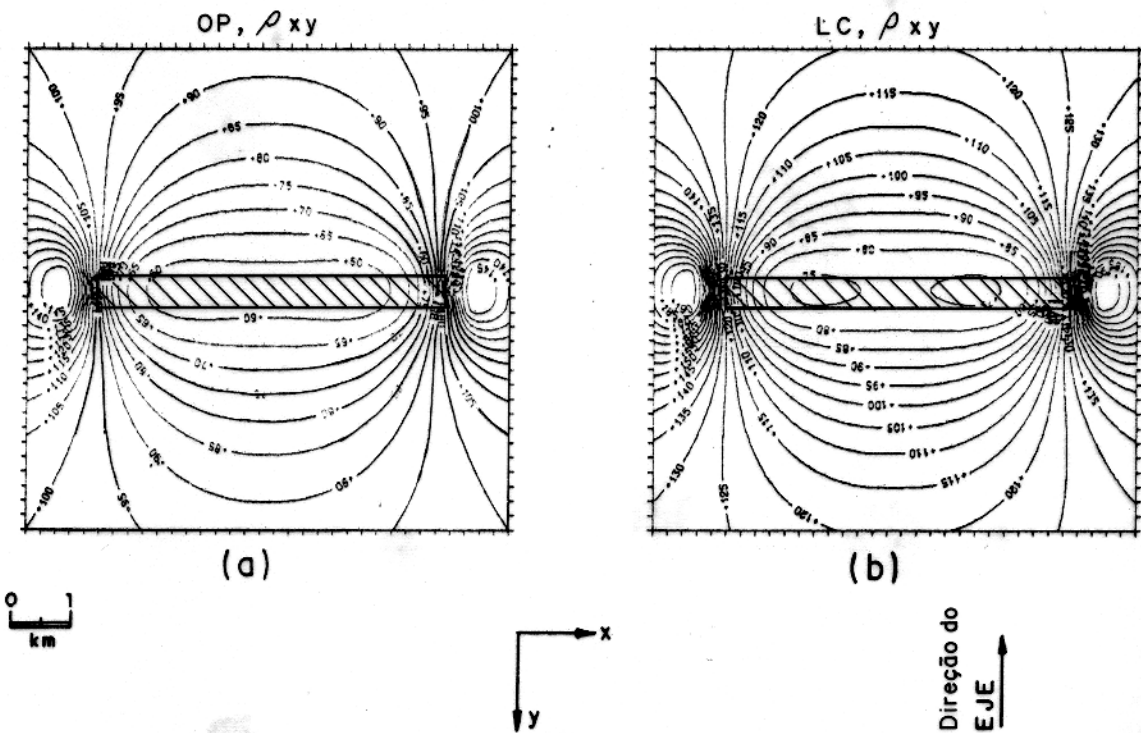


Figura 4.35 - Mapas de contornos da resistividade aparente para as polarizações XY (a e b) e YX (c e d), sobre a estrutura da Figura 4.34. Foram utilizadas como fontes a onda plana (a e c) e a linha de corrente (b e d), na frequência de 10^{-3} Hz . A estrutura tridimensional está a 300 km de distância da linha de corrente.

e uma coincidência nas baixas frequências. Esta coincidência na fase entre as sondagens uni e tridimensionais, deve-se ao fato que os campos primários e secundários nos meios tridimensionais, geralmente estão em fase nas baixas frequências (JIRACEK, 1990).

Como ficou claro através do estudo do efeito da frequência, para a estrutura tridimensional modelada a 10 km do centro do eletrojato, não se tem influência de qualquer um dos eletrojatos simulados nas altas frequências. A influência começa a aparecer, aproximadamente, para frequências menores que 10^{-2} Hz, provocando com isto uma diminuição nos valores da resistividade aparente e um adiantamento na fase para os eletrojatos em forma de linha de corrente, eletrojato gaussiano e ondulantes com $\alpha = -1$ e -2 , em relação à onda plana. Este fenômeno provoca um encurtamento da anomalia tridimensional nos perfis devido aos eletrojatos, em relação à anomalia tridimensional devida à onda plana. Para o eletrojato com $\alpha = -3$, no entanto, ocorre um processo contrário aos dos outros eletrojatos. Isto é, os valores da resistividade aparente sobem, sendo que, os valores da fase tem uma brusca oscilação nas baixas frequências, acontecendo uma separação entre os valores da fase para os meios uni e tridimensional. Esta oscilação pode ser explicada pelas mudanças observadas nos perfis da fase para o meio unidimensional (Figura 4.3), que influencia a resposta tridimensional na sua interação com a heterogeneidade. O valor da anomalia tridimensional do perfil da resistividade aparente, neste caso aumenta. O fenômeno do alargamento da anomalia que registra a presença da heterogeneidade, também foi registrado por MOTA (1991) e MOTA & RIJO (1991), para estruturas bidimensionais. Isto pode ser entendido como sendo uma resposta menor da estrutura tridimensional em relação ao meio unidimensional, na presença do eletrojato, provocada pela permanência dos efeitos galvânicos no centro da heterogeneidade tridimensional (BERDICHEVSKIY et al., 1984a). Assim sendo, isto faz com que as sondagens da resposta tridimensional se aproximem das respectivas sondagens unidimensionais.

Com relação ao efeito da distância ao centro do eletrojato, concluímos que a localização exata da estrutura tridimensional em relação aos picos, influencia muito a resposta obtida. Assim, nas proximidades dos grandes picos, as sondagens de resistividade aparente para a linha de corrente, e para os eletrojatos gaussiano e ondulantes com $\alpha = -1$ e -3 , estão por cima das sondagens da onda plana nas frequências menores que 10^{-3} Hz. Para o eletrojato ondulado com $\alpha = -2$, ela sobe e depois desce para as frequências mais baixas. Quanto à fase, os valores da linha de corrente, eletrojatos gaussiano e ondulado com $\alpha = -1$, aparecem adiantados em relação à onda plana nas baixas frequências, encontrando-se sempre uma coincidência entre os valores uni e tridimensionais. Para os eletrojatos ondulantes com $\alpha = -2$ e -3 , ocorre um adiantamento em relação à onda plana até certa frequência, coincidindo os valores uni e tridimensionais. Depois desta frequência, as curvas tridimensionais se atrasam

em relação às unidimensionais. Neste caso, nas baixas frequências existe um afastamento entre as sondagens uni e tridimensionais devidas aos eletrojatos, enquanto que existe um aumento na anomalia dos perfis que registra a presença da heterogeneidade tridimensional.

Nossos resultados também mostram que a orientação da direção principal da estrutura tridimensional em relação à direção do eletrojato, influencia a resposta. Isto se manifesta tanto na troca de polarização das sondagens e da polarização e nos eixos dos perfis, como na modificação da parte externa dos mapas, provocada pela mudança da simetria da estrutura tridimensional em relação à direção do eletrojato. As diferenças observadas nos contornos dos mapas da resistividade aparente, podem ser explicadas pelo aparecimento de uma outra configuração das correntes dentro do corpo, por exemplo, as correntes tipo "vortex" provocadas por efeitos indutivos (Figura 4.36). Deve-se lembrar que com o corpo na sua posição original, os efeitos galvânicos dominavam dentro da estrutura tridimensional, devido à coincidência de orientação entre a direção do eletrojato e a direção principal da estrutura. Este efeito indutivo é conhecido na literatura soviética como efeito pelicular horizontal ("horizontal skin effect"), que surge como resultado de uma interação indutiva entre a fonte e a heterogeneidade. Esta interação provoca a concentração da corrente nas bordas do corpo, que pela sua vez incrementa a resistividade aparente do meio que rodeia a estrutura, tal como se mostra no trabalho BERDICHEVSKIY & GOLUBTSOVA (1989). Nos mesmos mapas, pode-se apreciar que nos contornos do centro se tem poucas mudanças, devido a que nele o efeito de acanalamento das correntes é mais predominante e mais desenvolvido que na periferia da estrutura (BERDICHEVSKIY & GOLUBTSOVA, 1989). A existência simultânea de efeitos galvânicos e indutivos nos modelos tridimensionais é muito bem discutida no trabalho de (BERDICHEVSKIY et al., 1986), onde eles mostram que estes efeitos coexistem e interagem ativamente.

É natural se pensar que quando o comprimento da direção principal da estrutura tridimensional é aumentada, os efeitos tridimensionais desta estrutura devem diminuir paulatinamente, sendo enfatizados os efeitos característicos das estruturas bidimensionais (BERDICHEVSKIY, 1984b). Os nossos resultados mostram que quando o comprimento da direção principal é aumentado, a divergência entre as curvas ρ_{xy} e ρ_{yx} se tornam maiores. No nosso caso, a curva ρ_{yx} se aproxima a curva da polarização transversal - elétrica (TE) das estruturas bidimensionais. É evidente que a curva ρ_{xy} , ao aumentar a direção principal, deve-se aproximar à polarização transversal - magnética (TM) das estruturas bidimensionais, mas isto deve acontecer de uma forma muito lenta. Assim, pelo que temos encontrado na bibliografia (BERDICHEVSKIY et al., 1984b), ainda em estruturas onde a direção principal atinge valores de 40 km (oito vezes a direção transversal), a condição de quase - bidimensionalidade está muito longe de ser atingida. Neste caso particular, essa condição somente se dá sob

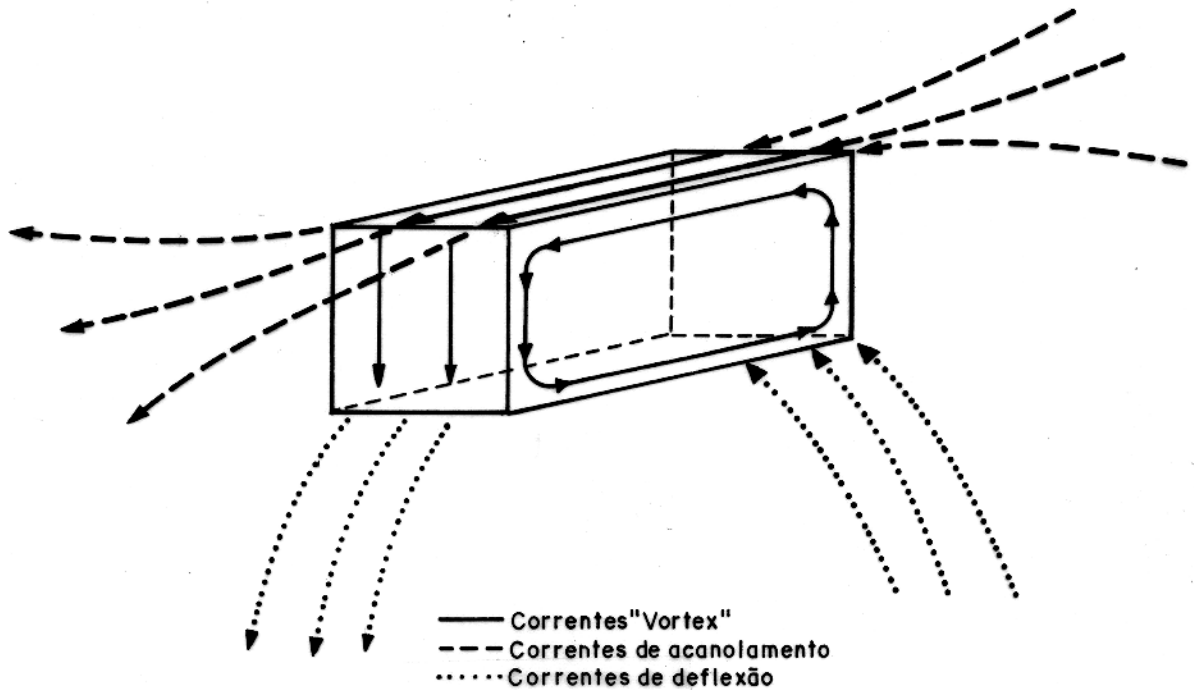
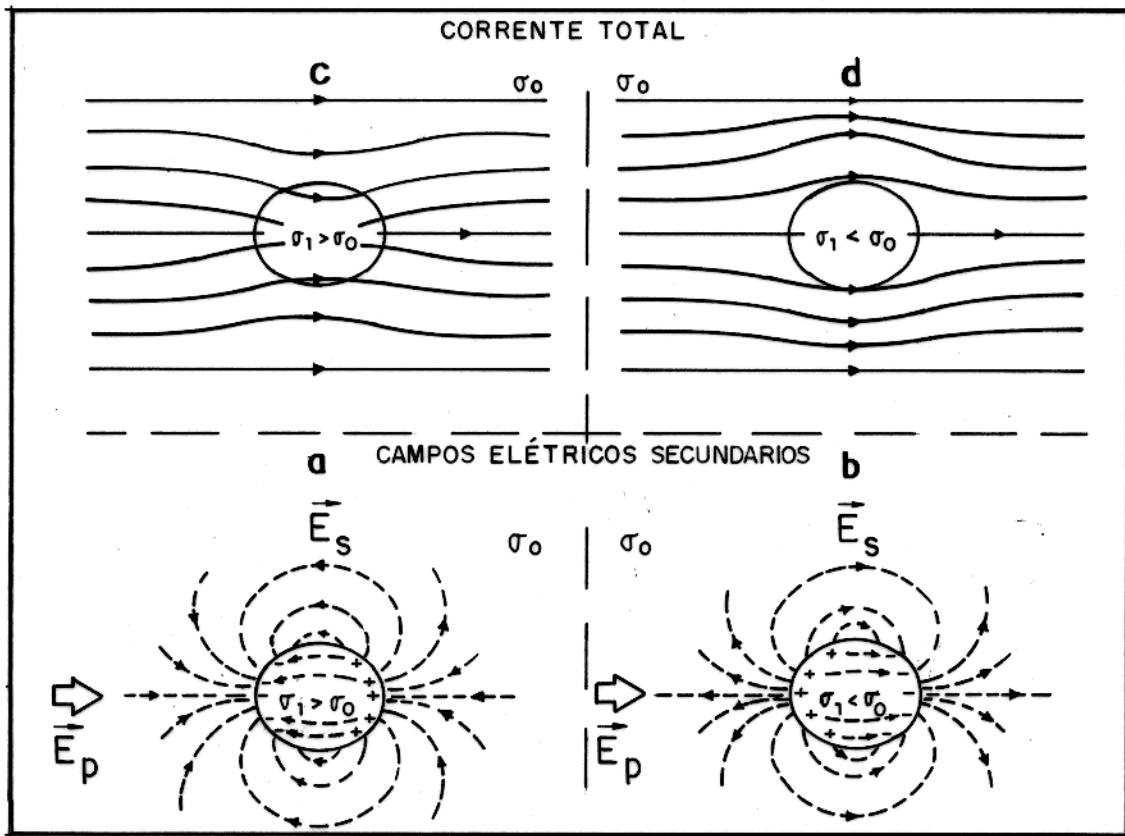


Figura 4.36 - Esquema dos tipos de correntes existentes numa heterogeneidade tridimensional: correntes de acanalamento (c), deflexão (d) e "vortex". \vec{E}_p e \vec{E}_s são os campos elétricos primário e secundário, respectivamente (adaptado de JIRACEK (1990) e PARK (1985)).

condições extremamente favoráveis de contraste de resistividade rocha encaixante - estrutura tridimensional, tipo de polarização etc. Ainda assim, os valores de resistividade aparente da estrutura tridimensional ao serem comparadas com os valores de uma estrutura bidimensional são muito diferentes, podendo a diferença atingir várias dezenas de percentagem de erro (BERDICHEVSKIY et al., 1984b). Por outro lado, a grande subida dos valores da resistividade aparente nos extremos da estrutura tridimensional alongada, é possivelmente explicada pelo acanalamento da corrente dentro da dimensão principal desta estrutura tridimensional (Figura 4.36). Isto leva a que a corrente que circula dentro da estrutura tridimensional, escape menos para o meio encaixante, provocando assim uma maior concentração de cargas nos extremos da estrutura, que pela sua vez, aumenta os valores da resistividade aparente neste setor (BERDICHEVSKIY et al., 1986). Desta forma, pode-se concluir que as estruturas com direção principal alongada que foram analisadas neste capítulo com diferentes tipos de fontes (onda plana e eletrojatos), possuem ainda muitas características tridimensionais, sendo necessário estruturas muito maiores para se obter a quase - bidimensionalidade. Outra questão que deve ser considerada em relação aos eletrojatos, é o fato de que na altura de 110 km onde eles foram localizados, se precisaria de estruturas tridimensionais com dimensão principal muito maior para aparecerem características bidimensionais, já que a bidimensionalidade depende da relação de dimensão do corpo com a fonte e da separação entre ambos. Isto levaria a um esforço computacional muito maior do que já foi feito, o que não é viável de se realizar no nosso CPD (DISCO - VAX 8600).

4.7 CONCLUSÕES

O estudo dos vários efeitos que o eletrojato provoca nos meios tridimensionais, nos leva a concluir que:

- Para os casos estudados, a influência de qualquer um dos eletrojatos simulados, só ocorre nas frequências baixas, aproximadamente, abaixo de 10^{-2} Hz.
- Dependendo do tipo de eletrojato e da posição da estrutura tridimensional em relação ao centro do eletrojato, as respostas uni e tridimensionais nas baixas frequências (menores que 10^{-2} Hz) podem aparecer deslocadas para cima ou para baixo da resposta da onda plana.
- Quando a resposta do eletrojato aparece deslocada para cima da resposta da onda plana, existe um aumento da anomalia que registra a presença da estrutura tridimensional, enquanto que uma aproximação aparece entre as sondagens uni e tridimensionais.

- Quando a resposta do eletrojato aparece deslocada para baixo, pelo contrário, há uma diminuição da largura da anomalia, enquanto que um afastamento ocorre entre as sondagens uni e tridimensionais.
- A resposta da fase aparece geralmente invertida em relação à resistividade aparente, isto quer dizer que, quando a resistividade aparente sobe por influência do eletrojato, a fase desce e vice - versa.
- Os valores uni e tridimensionais na fase nas baixas frequências, geralmente coincidem, excetuando os eletrojatos com $\alpha = -2$ e -3 .
- O efeito galvânico nas sondagens com polarização YX é maior que nas sondagens com polarização XY, possivelmente causado pela polarização do campo elétrico ao longo da direção principal, que provoca uma componente transversal menor.
- Os resultados nos mostram que a rotação das estruturas tridimensionais em relação à direção do eletrojato, não mudam muito os valores da resistividade aparente no centro da estrutura. Ao redor da estrutura, porém, ocorrem mudanças que se percebem facilmente nos contornos dos mapas da resistividade aparente.
- Ao aumentar a direção principal da estrutura tridimensional, as sondagens vão se aproximando das sondagens de estruturas bidimensionais, principalmente a polarização XY. Todavia, as respostas dos modelos considerados estão ainda muito longe de ser consideradas como respostas produzidas por estruturas quase - bidimensionais.
- Os efeitos do eletrojato na estrutura com direção principal maior, são muito parecidos com a resposta da estrutura com direção principal menor, considerando-se a diferença em valores e formato que as sondagens entre uma e outra estrutura apresentam.
- Os perfis e os contornos revelam um grande aumento na parte terminal da estrutura alongada, tanto para a onda plana como para os eletrojatos, podendo-se dever ao acanalamento das correntes ao longo da direção principal da estrutura.

Uma vez apresentados os efeitos que o eletrojato equatorial provoca na resposta magnetotelúrica das estruturas tridimensionais, é interessante simular situações geológicas mais próximas da realidade. Com tal finalidade, escolhemos algumas estruturas da Bacia de Marajó, cuja modelagem será realizada no próximo capítulo.

5 - MODELAGEM DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS TRIDIMENSIONAIS DA BACIA DO MARAJÓ

Após uma revisão da geologia da Bacia de Marajó, modelaremos a influência do eletrojato equatorial na resposta magnetotelúrica de duas estruturas tridimensionais desta bacia, escolhidas a partir de seções sísmicas e de resultados gravimétricos e magnéticos, produto de levantamentos realizados na região.

5.1 INTRODUÇÃO

O Brasil possui um grande número de bacias sedimentares, distribuídas tanto na sua área continental como na marítima. Na área terrestre, destacam-se as bacias Paleozóicas do Amazonas, Parnaíba e Paraná; ao passo que na margem continental, estão presentes inúmeras bacias de menor porte. Entre estas pequenas bacias está a Bacia do Marajó, a qual faz parte da bacia sedimentar do Rio Amazonas. A Bacia do Marajó se desenvolveu a partir do Triássico, quando se interrompe a evolução conjunta das bacias do Parnaíba e do Amazonas (FERREIRA, 1985).

5.2 GENERALIDADES SOBRE A BACIA DO MARAJÓ

A Bacia do Marajó está situada no litoral setentrional do Brasil, dentro da área sedimentar da Foz do Rio Amazonas e nas proximidades da Ilha do Marajó, entre os paralelos 4° N e 3° S e entre os meridianos 46° W e 52° W (Figura 5.1). Esta bacia é reconhecida como a extensão sul do "Graben" de Cassiporé e representa a formação de um "rift" abortado, relacionado à abertura do Oceano Atlântico. A Bacia do Marajó compreende uma parte emersa e uma parte situada sobre a plataforma continental. A parte emersa forma uma espécie de sub-bacia que ocupa uma superfície de cerca de 90.000 km². A parte submersa, considerada até a cota batimétrica de 50 m, abrange uma superfície superior a 180.000 km², sem contar com o cone amazônico, cuja área atinge quase 100.000 km². A Bacia de Marajó é dividida nas sub-bacias de Mexiana, Limoeiro, Cametá e Mocajuba (FERREIRA, 1985).

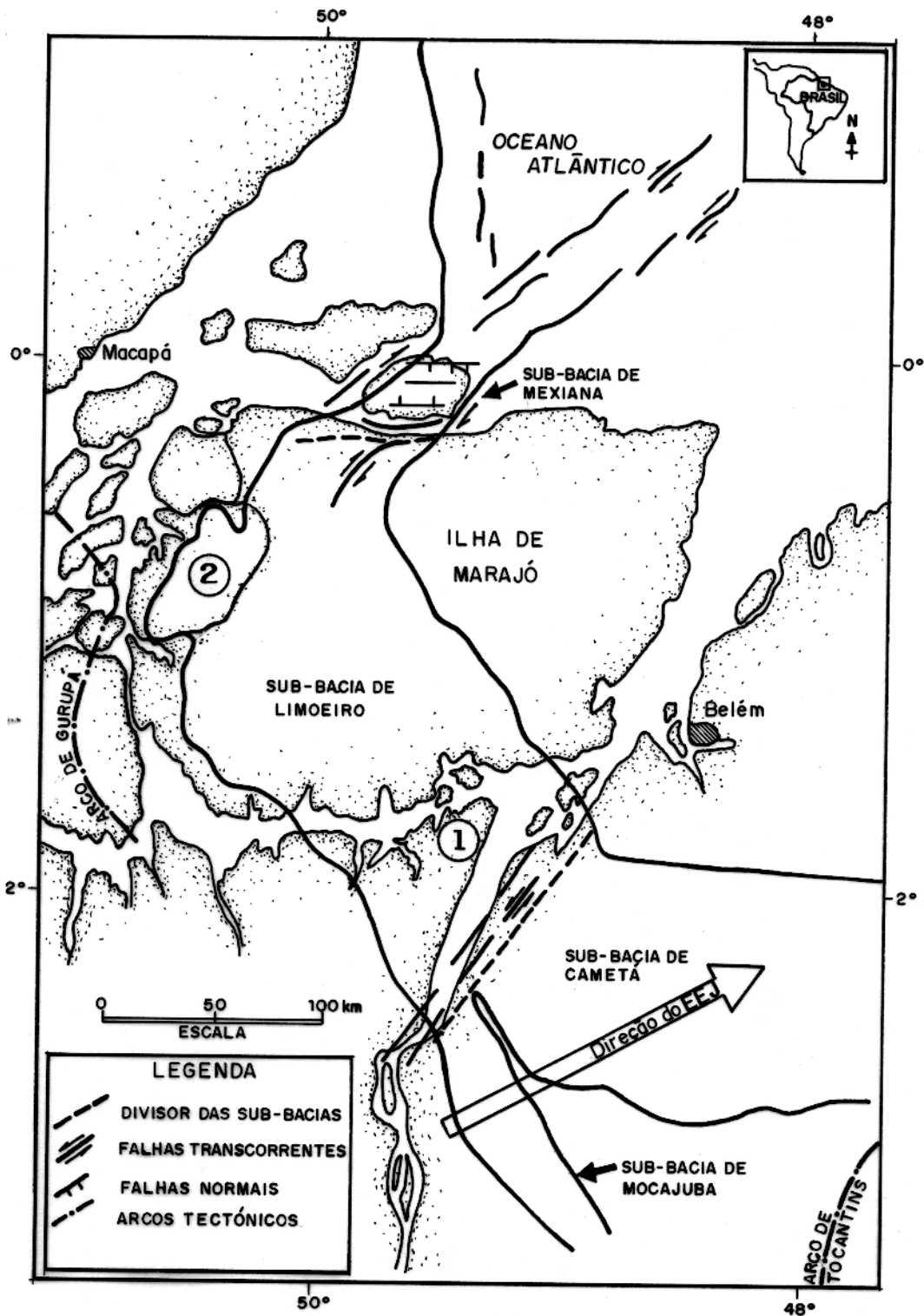


Figura 5.1 - Mapa da localização da Bacia do Marajó, com as sub-bacias de Mexiana, Limoeiro, Cametá e Mocajúba.

A Bacia do Marajó é limitada a noroeste pelo Escudo das Guianas e a sudoeste pelo Escudo Central Brasileiro. O arco de Gurupá, entre os dois escudos, separa a Bacia do Marajó da Bacia Paleozóica do Baixo Amazonas (Figura 5.1), e o arco de Tocantins a separa da Bacia de Parnaíba, também conhecida como Bacia do Maranhão (Figura 5.2). Na direção do oceano, a Bacia do Marajó se estende até a Bacia Sedimentar da Foz do Amazonas, tendo como limite externo a encosta do talude da plataforma continental (SCHALLER et al., 1971).

Mais detalhes da Bacia do Marajó serão observados na sua geologia estrutural e na sua estratigrafia, que são temas que passaremos a descrever nas próximas sub - seções.

5.2.1 Arcabouço Estrutural da Bacia do Marajó

A grande unidade tectônica da Bacia do Marajó é a Fossa Marajoara, a qual é composta pelos "Grabens" de Mexiana e Limoeiro (SCHALLER et al., 1971). Esta fossa foi originada por falhamentos normais, que se desenvolveram durante o Cretáceo inferior e superior, e que continuaram com movimentos tectônicos relativamente insignificantes durante o Terciário. A Fossa Marajoara está limitada a oeste pela Plataforma do Amapá e a sudeste é limitada pela Plataforma do Pará, que mergulha suavemente para o "Graben" de Mexiana (Figura 5.2). O "Graben" de Mexiana é de direção NE - SW e o de Limoeiro se apresenta de forma perpendicular ao primeiro (NE - SW). Além disso, o "Graben" de Mexiana apresenta duas ramificações: a primeira se estendendo com direções gerais NE - E recebe o nome de Mexiana Leste e a segunda ramificação, dita de Mexiana Oeste, com direções N - NW. Todavia, a região da Foz do Amazonas exhibe um espesso pacote sedimentar que preenche os "grabens" acima mencionados, com espessura que excede a 5000 m sobre um embasamento cristalino granito - gnáissico. As rochas cristalinas estão a grandes profundidades e são basicamente constituídas por: granito, gnaisses, quartzitos, xistos e filitos, considerados como de idade Pre - cambriana.

A evolução da Bacia do Marajó é constituída de quatro fases (OJEDA, 1982): a "pré - rift", a "rift", a transicional e a de deriva. Durante a fase "pré - rift" (Jurássico tardio - Cretáceo recente), sedimentos continentais foram depositados nas bacias intracratônicas periféricas. Na fase "rift" (Cretáceo tardio), o rompimento da crosta continental do continente Gondwana deu surgimento a um "graben" central e aos vales "rift", onde sedimentos lacustres foram depositados. Na fase transicional (Aptiano), a bacia se desenvolveu sob relativa estabilidade tectônica, quando evaporitos e seqüências lacustres clásticas foram depositadas. Na fase de deriva (Albiano a Holoceno), uma estrutura homoclinal foi desenvolvida, consistindo de duas seqüências sedimentares distintas, uma inferior clástico - carbonática e uma clástica superior.

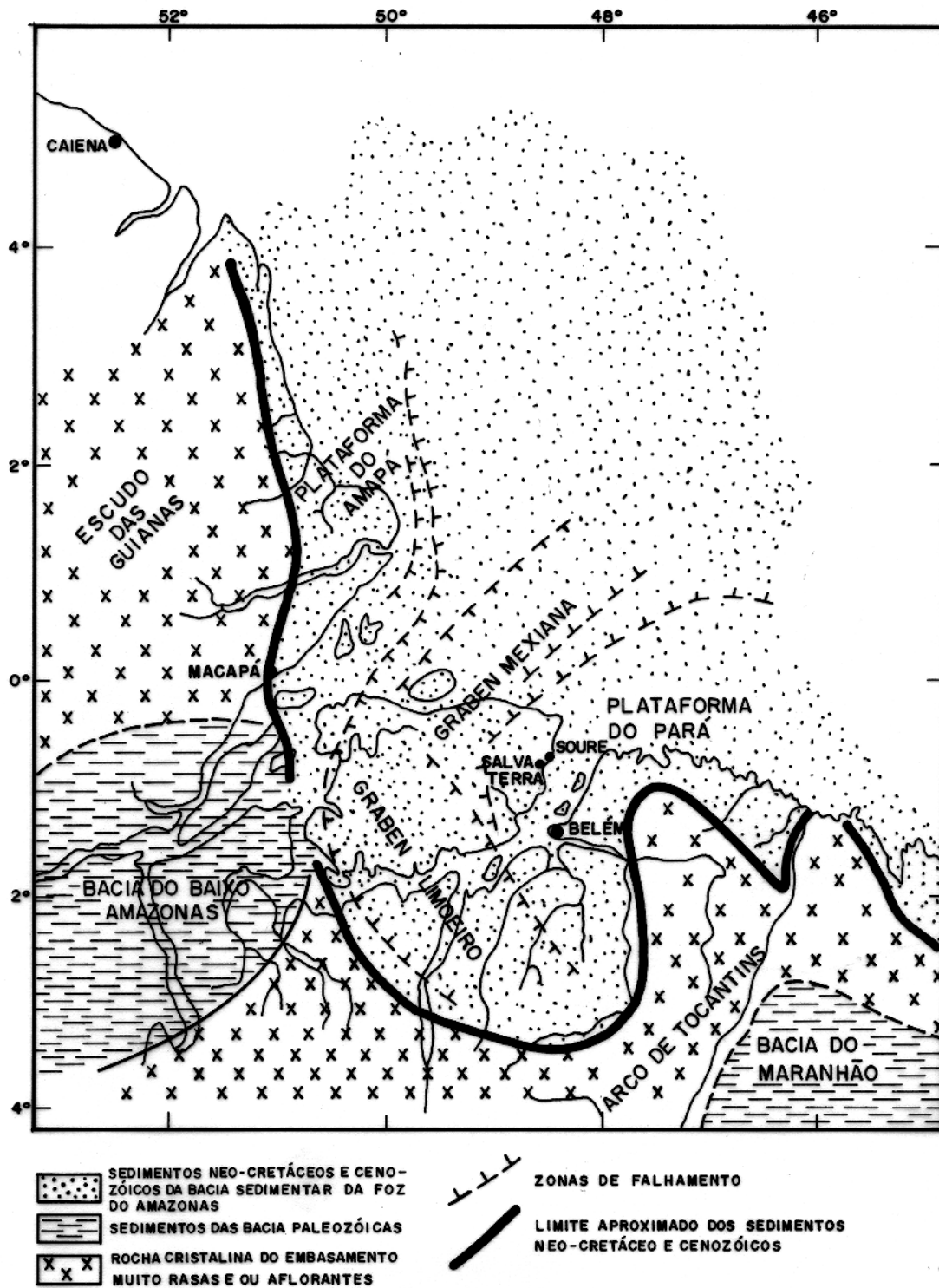


Figura 5.2 - Mapa tectônico da Bacia do Marajó (adaptado de SCHALLER et al. (1971)).

5.2.2 Estratigrafia da Bacia do Marajó

A sedimentação nesta região, segundo a coluna estratigráfica estabelecida no trabalho de SCHALLER et al. (1971), inicia-se com as Formações Jacarezinho e Limoeiro (Figura 5.3). A Formação Jacarezinho, de provável idade Neocretácea inferior, é constituída por clásticos grosseiros de tálus e leques aluviais adjacentes às falhas do “Graben” de Limoeiro. Sua espessura é bastante variável, podendo chegar a 1000 m. Já a Formação Limoeiro, é constituída de arenitos conglomeráticos gradando a finos, com intercalação de argilitos que se repetem ciclicamente, sugerindo origem fluvial para essa formação. Esta formação atinge grande espessura nos “Grabens” de Limoeiro e Mexiana, chegando à ordem de 1500 m. Sua idade foi estabelecida por SCHALLER et al. (1971) como sendo do Neocretáceo a Paleoceno. Posterior à Formação Limoeiro, aparece a Formação Marajó, tanto no lado da Ilha do Marajó como no litoral. A litologia desta formação, de idade Terciária, é constituída de argilitos, folhelhos e arenitos, atingindo uma espessura de 200 m nos “Grabens” de Limoeiro e Mexiana. Ela é subdividida nos membros Mexiana, Afuá, Cururu e Araguari. Acima da Formação Marajó está o Grupo Pará, o qual é constituído de sedimentos clásticos de origem fluvial do Mioceno ao Holoceno, que estão situados na embocadura do Rio Amazonas e se estendem na Plataforma Continental. O Grupo Pará é ainda dividido nas formações Pirarucu e Tucunaré. A Formação Pirarucu é a unidade basal do grupo. Ela se apresenta principalmente na região da Plataforma Continental e é de composição predominantemente argilosa, com uma espessura de 1200 m. A Formação Tucunaré, que é mais rasa e predomina na região da Ilha do Marajó e no litoral, é formada de areias de origem fluvial e seu intervalo vai de 0 a 700 m.

Uma vez examinadas de uma forma sucinta as partes tectônica e sedimentar da Bacia do Marajó, vamos agora modelar algumas estruturas tridimensionais existentes nesta bacia.

5.3 MODELAGEM DE ESTRUTURAS GEOLÓGICAS TRIDIMENSIONAIS DA BACIA DO MARAJÓ

Com a finalidade de evidenciar a influência do eletrojato equatorial na resposta magnetotélúrica de estruturas tridimensionais da Bacia do Marajó, selecionamos duas destas estruturas a partir das seções sísmicas e das interpretações de dados magnéticos e gravimétricos de levantamentos efetuados na região⁷. Estas estruturas pertencem às sub - Bacias de Cameté e Limoeiro e suas localizações aparecem no mapa da Figura 5.1, identificadas com os números

⁷Análises Estrutural e Litoestratigráfica da Bacia do Marajó, Javier M.C. Villegas (Tese de Mestrado em execução, 1992).

ERA	PERÍODO	ÉPOCA	SEQUÊNCIA ESTRATIGRÁFICA	IDADE APROXIMADA EM MILHÕES DE ANOS		
CENOZÓICO	QUATERNÁRIO	HOLOCENO	Fm. Tucunaré	GRUPO PARÁ	últimos 5.000 anos	
		PLEISTOCENO			2,5	
	TERCIÁRIO	PLIOCENO	Fm. Pirarucu		7	
		MIOCENO		Membro Araguari	26	
		OLIGOCENO		Membro Mexiana	38	
		EOCENO		Membro Cururu	54	
		PALEOCENO		Membro Afuá	65	
						65
	MEZozóICO	CRETÁCEO		Fm. Jacarézinho		136
		JURÁSSICO				190
TRIÁSSICO				225		
PALEOZÓICO (indiferenciado)			Paleozóico		570	
PRÉ-CAMBRIANO (indiferenciado)			PRÉ-CAMBRIANO		4600	

Figura 5.3 - Coluna estratigráfica da Bacia do Marajó (Adaptado de SCHALLER et al. (1971)).

1 e 2, respectivamente. A Figura 5.4 mostra as seções obtidas a partir da interpretação sísmica, nas quais estão incluídas as duas estruturas escolhidas. É importante observar que as escalas apresentadas nesta figura não são lineares, pois estão em termos de velocidade da onda sísmica. A estrutura da sub-bacia de Cameté foi aproximada por um "graben", cujas dimensões são 2 km de altura, 5 km de largura e 8 km de comprimento. A estrutura da sub-bacia de Limoeiro, no entanto, foi aproximada por um "horst" cujas dimensões são 2 km de altura, 7 km de largura e 10 km de comprimento. Estes corpos tridimensionais estão localizados a aproximadamente 525 e 700 km do equador magnético, respectivamente, sendo que o "graben" é paralelo à direção do eletrojato equatorial, enquanto que o "horst" é perpendicular (Figura 5.1).

O meio encaixante destas duas estruturas é constituído, a partir da superfície, por sedimentos pouco consolidados e saturados de água, com poucas fraturas e colocados de uma forma quase horizontal. Sob este pacote, encontram-se sedimentos fraturados e falhados. Estas duas camadas atingem uma espessura aproximada entre 5 e 7 km. Finalmente, encontra-se o embasamento cristalino, que se estende até a crosta inferior e possui uma espessura entre 20 e 25 km (*Villegas* (informação verbal, 1992)). Com base em BERDICHEVSKIY & GOLUBTSOVA (1989), agrupamos as duas primeiras camadas numa única camada geo - elétrica de aproximadamente $100 \Omega \cdot m$, enquanto que atribuímos para o embasamento resistivo o valor de $1000 \Omega \cdot m$ e para a crosta inferior uma resistividade de $10 \Omega \cdot m$. Assim sendo, os modelos geo - elétricos construídos a partir de todas estas informações, são apresentados na Figura 5.5 para a sub - Bacia de Cameté e na Figura 5.6 para a sub - Bacia de Limoeiro.

Antes de apresentar a modelagem tridimensional, é necessário observar a influência que os diferentes eletrojatos simulados têm sobre o meio encaixante (unidimensional) das estruturas tridimensionais. Este meio encaixante possui, no caso da sub - bacia de Cameté, três camadas: a primeira de 5 km de espessura e $100 \Omega \cdot m$ de resistividade; a segunda com 20 km e $1000 \Omega \cdot m$ e a terceira, com $10 \Omega \cdot m$ (Figura 5.5). Para a sub - bacia de Limoeiro, o meio unidimensional foi modelado na forma de três camadas como segue: a primeira com $100 \Omega \cdot m$ de resistividade e 7 km de espessura; a segunda com $1000 \Omega \cdot m$ de resistividade e 25 km de espessura; e a terceira com $10 \Omega \cdot m$ de resistividade (Figura 5.6). É conveniente esclarecer, que da mesma forma como foi feito no Capítulo 4, o eletrojato é simulado na direção leste - oeste, a qual coincide com o eixo Y do sistema de coordenadas.

As Figuras 5.7 a 5.12 mostram os perfis da resistividade aparente e da fase em função da distância ao centro do eletrojato, para os meios encaixantes das duas sub - bacias estudadas. As fontes indutoras utilizadas para obter estes perfis, foram a onda plana e os eletrojatos na

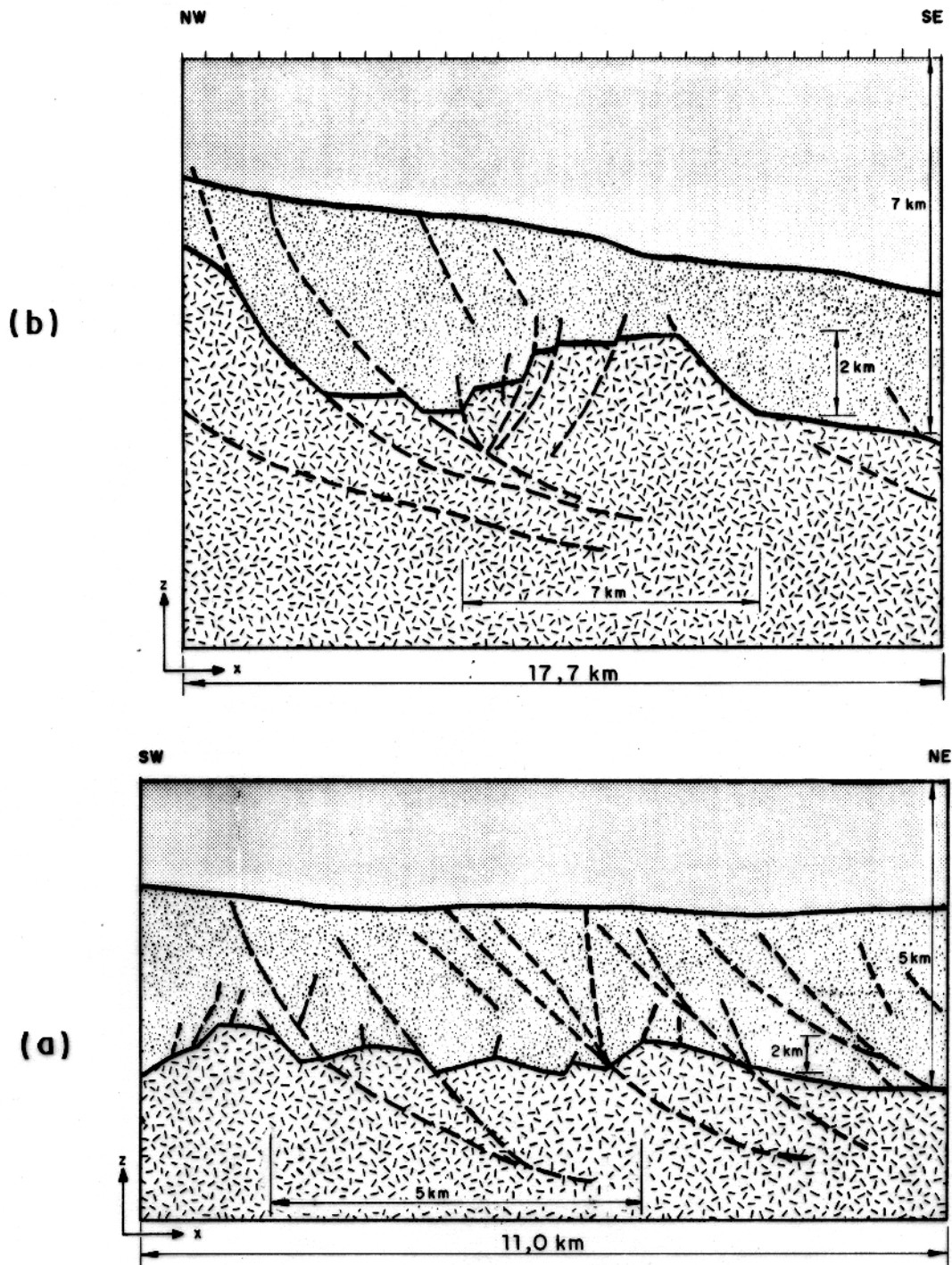


Figura 5.4 - Estruturas geológicas tridimensionais da Bacia do Marajó: a) “graben” da sub-bacia de Cameté; b) “horst” da sub-bacia de Limoeiro.

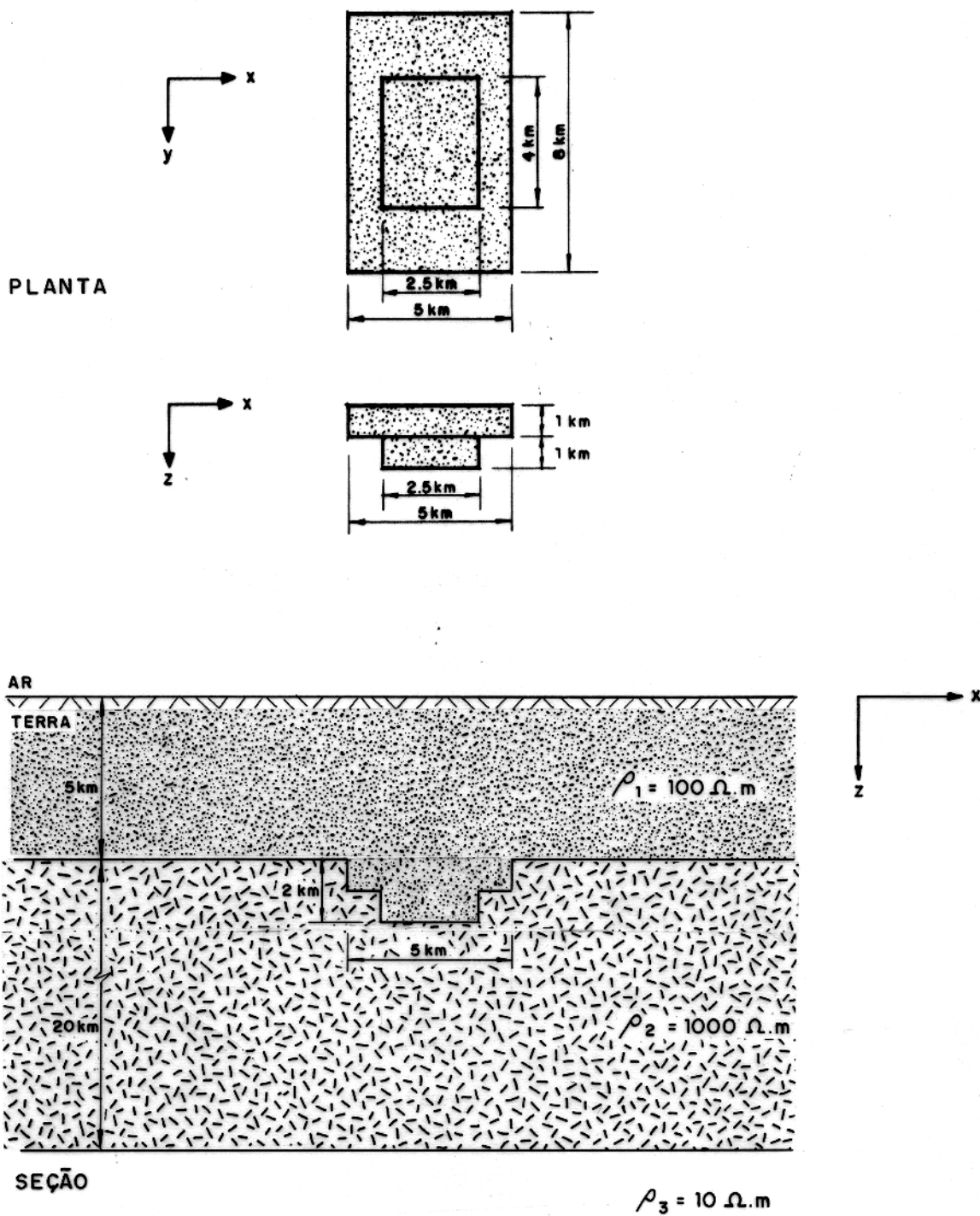


Figura 5.5 - Modelo geo - elétrico tridimensional utilizado para simular o “graben” da sub - Bacia de Cametá.

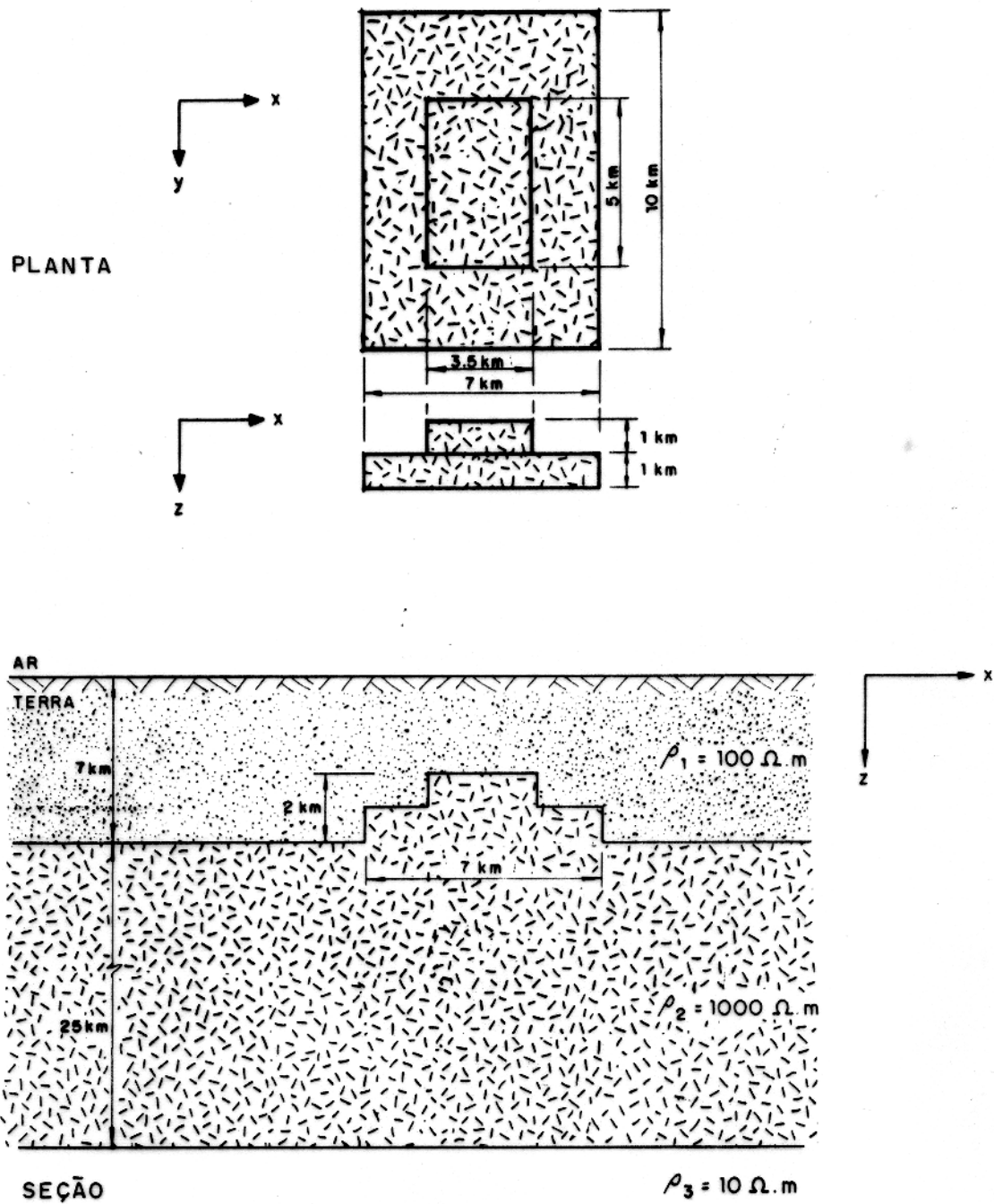


Figura 5.6 - Modelo geo - elétrico tridimensional utilizado para simular o "horst" da sub - Bacia de Limoeiro.

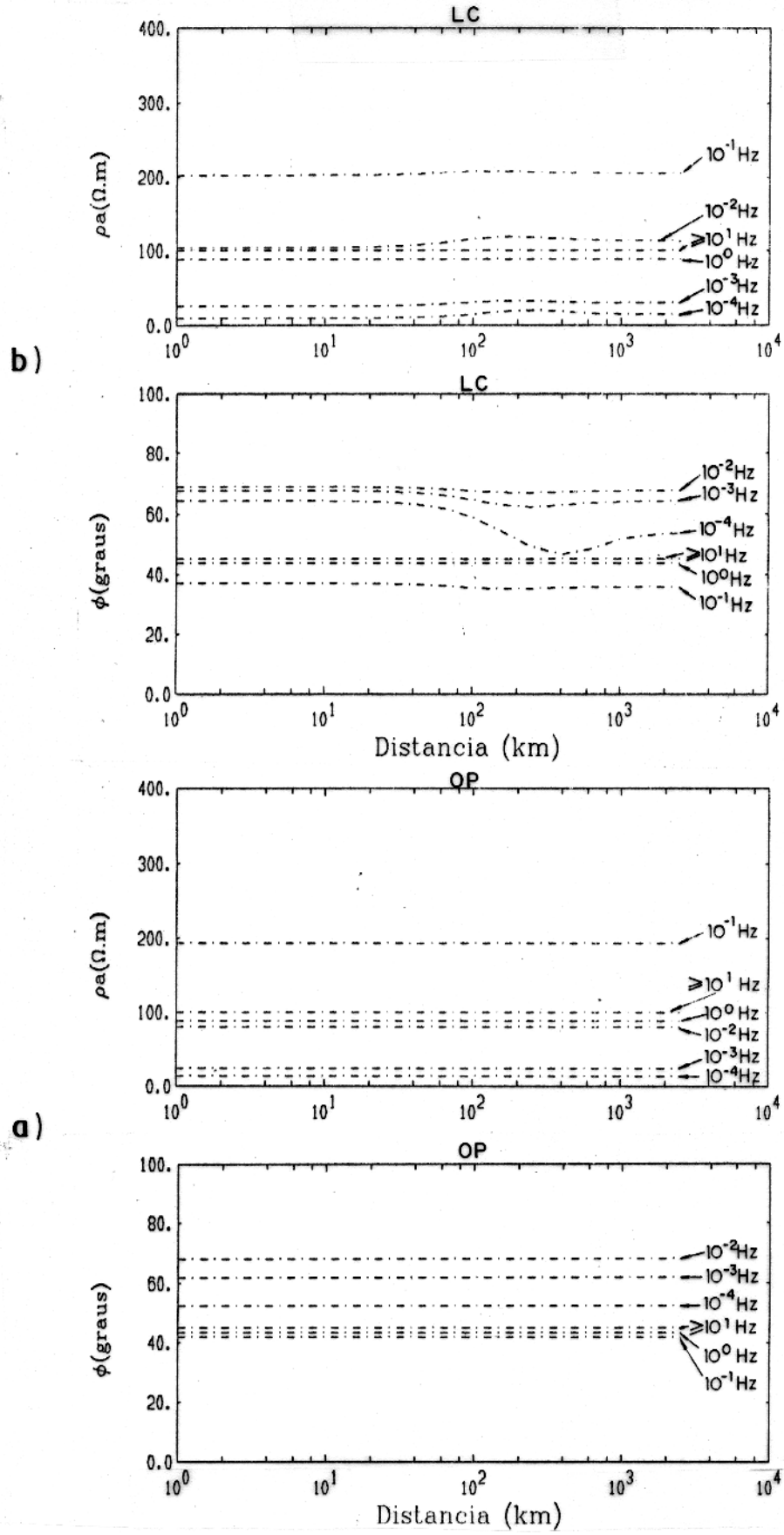


Figura 5.7 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub - Bacia de Cameté, utilizando como fonte a a) onda plana e b) a linha de corrente.

forma de linha de corrente, com distribuição gaussiana de corrente e com formatos ondulantes de *Onwumechilli* ($\alpha = -1, -2$ e -3). Ao serem comparados com os perfis da onda plana, os perfis da resistividade aparente para os eletrojos, começam a mostrar algumas deformações a partir de 10^{-1} Hz. Esta tendência continua até as frequências mais baixas (10^{-4} Hz), em que as distorções são maiores. Como se observa nos perfis, estas deformações são ainda mais evidentes na fase, no mesmo intervalo de frequências. Da mesma forma, os perfis da resistividade aparente para a frequência de 10^{-1} Hz, apresentam um deslocamento para cima nos perfis dos diferentes eletrojos, em relação ao mesmo perfil da onda plana. No caso do meio encaixante da sub - Bacia de Limoeiro, este deslocamento é menor que no caso do meio encaixante da sub - bacia de Cametá, enquanto que nos perfis da fase, as diferenças entre as respostas dos meios unidimensionais das duas sub - bacias são ainda muito menores.

A seguir, nas próximas duas sub - seções apresentaremos os resultados da modelagem das duas estruturas tridimensionais escolhidas.

5.3.1 Estrutura Tridimensional da Sub - Bacia de Cametá

Com o objetivo de facilitar a explicação dos diversos deslocamentos observados nas sondagens modeladas para a Bacia de Marajó, usaremos o esquema da Figura 5.13. Nesta figura, ΔA é o deslocamento entre as curvas de resistividade aparente obtidas sobre o meio encaixante e sobre o centro da estrutura tridimensional, sendo ambos na presença de uma onda plana. Já ΔB , é o mesmo tipo de deslocamento que ΔA , com a única diferença de que o tipo de fonte utilizada é o eletrojo. Por outro lado, ΔC representa a separação entre as curvas de resistividade aparente obtidas sobre o meio encaixante para a onda plana e os eletrojos. Assim sendo, ΔA e ΔB estão relacionados com os efeitos galvânicos produzidos pela estrutura tridimensional, enquanto que ΔC vai depender tanto do tipo do eletrojo como do meio encaixante.

As sondagens magnetotélúricas, para cada eletrojo, efetuadas sobre o centro do modelo tridimensional da Figura 5.5, estão apresentadas juntamente com as sondagens para a onda plana nas Figuras 5.14 a 5.18. Como aparece em todas estas sondagens, o efeito galvânico mostrado pela estrutura tridimensional devido à onda plana é muito pequeno, tal como indica o deslocamento ΔA para estas curvas. Estas sondagens também mostram que este efeito galvânico é maior nas sondagens com polarização XY que nas sondagens com polarização YX.

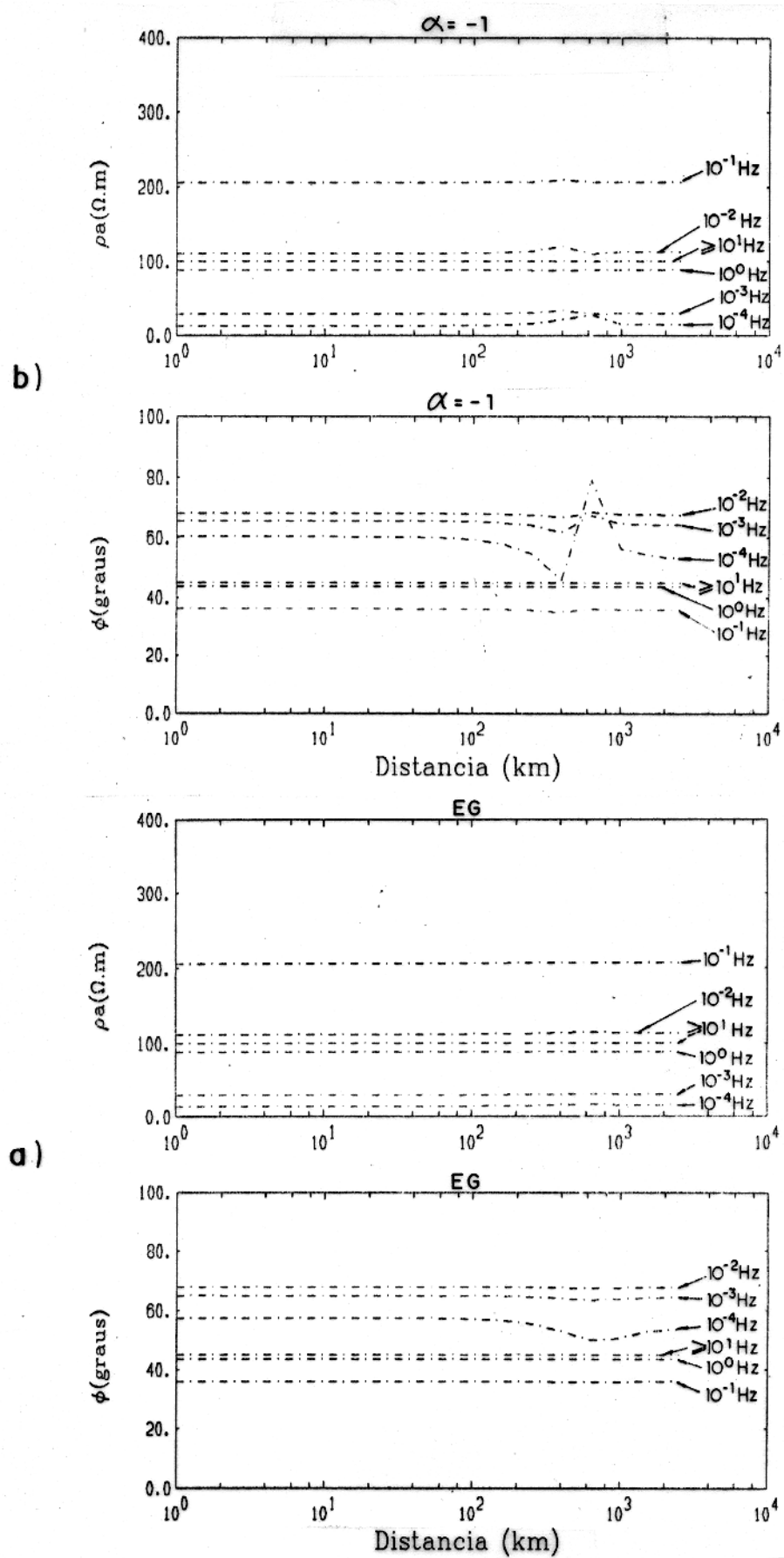


Figura 5.8 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub - Bacia de Cametá, utilizando como fonte a) o eletrojato gaussiano e b) o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$.

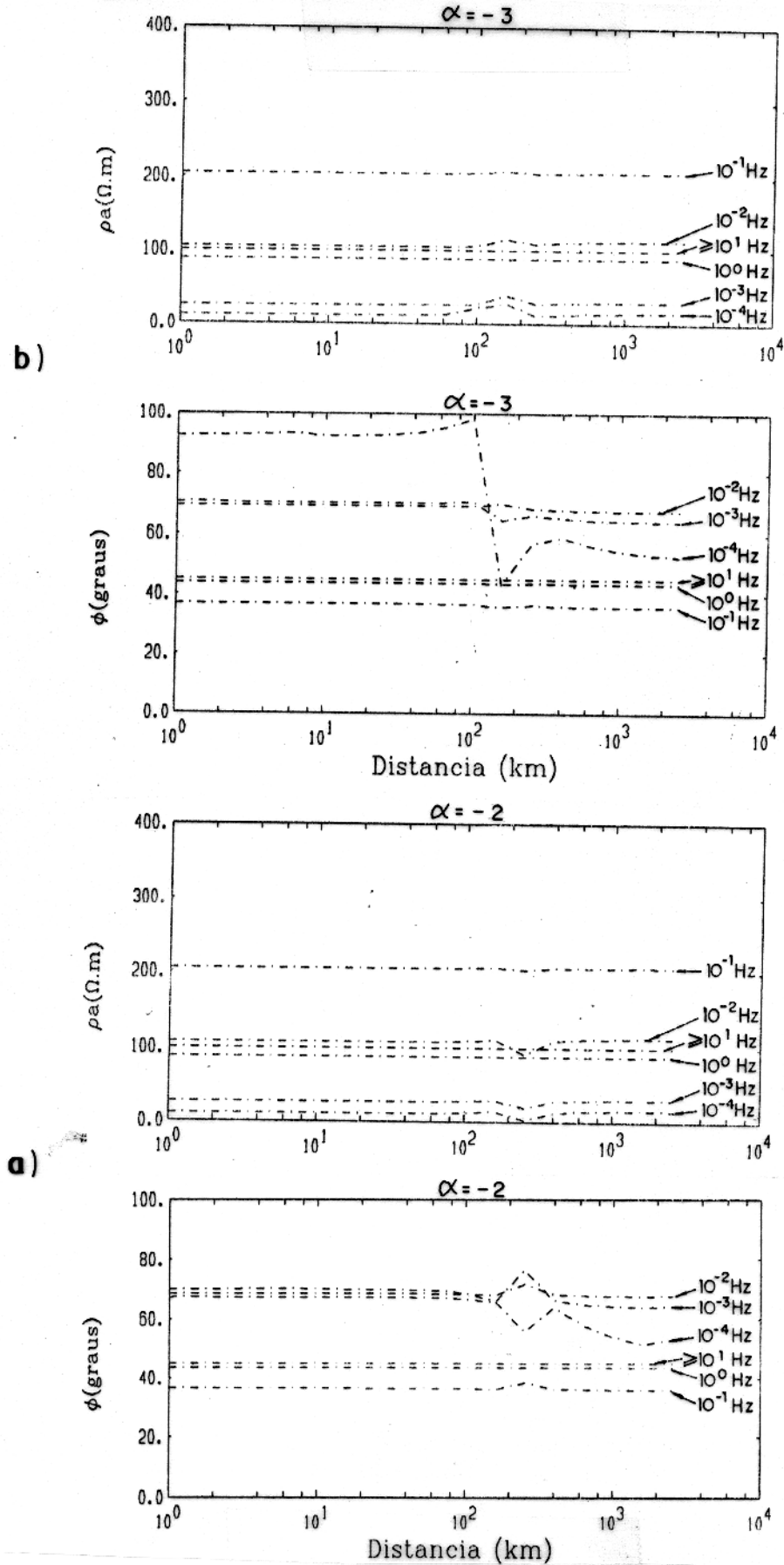


Figura 5.9 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub - Bacia de Cameté, utilizando como fonte os eletrojatos ondulantes com a) $\alpha = -2$ e b) $\alpha = -3$.

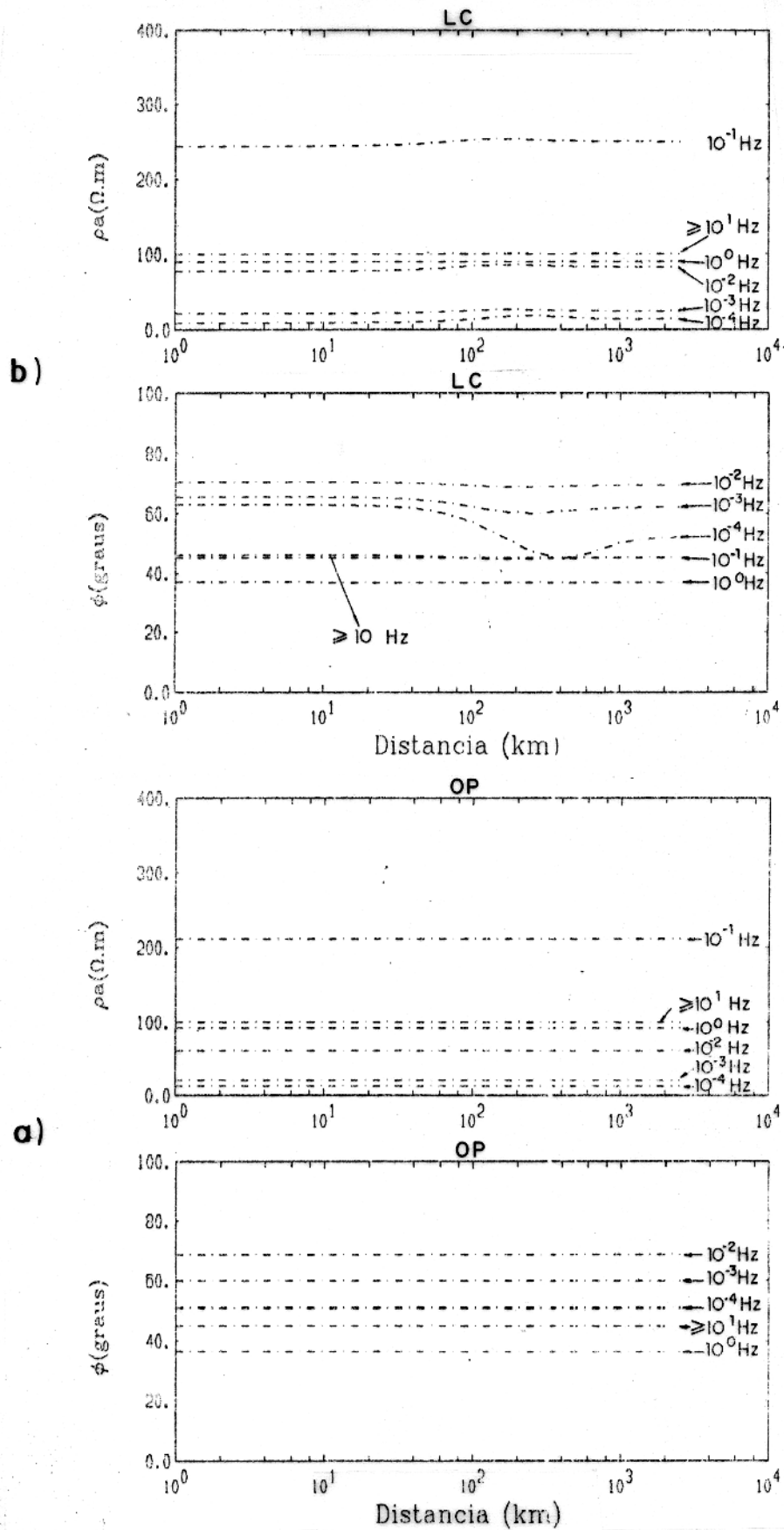


Figura 5.10 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub - Bacia Limoeiro, utilizando como fonte a) a onda plana e b) a linha de corrente.

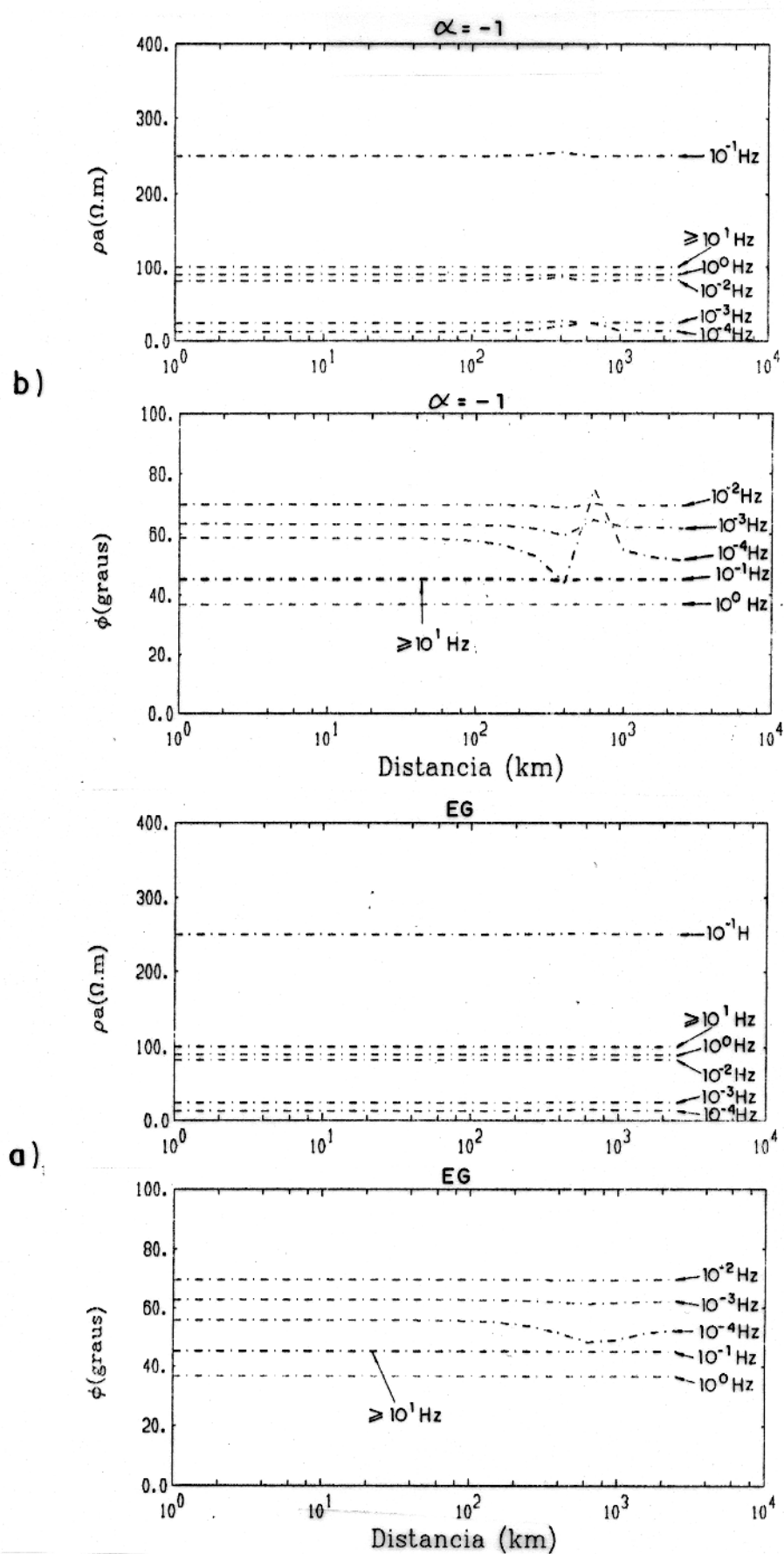


Figura 5.11 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub - Bacia Limoeiro, utilizando como fonte a) o eletrojato gaussiano e b) o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$.

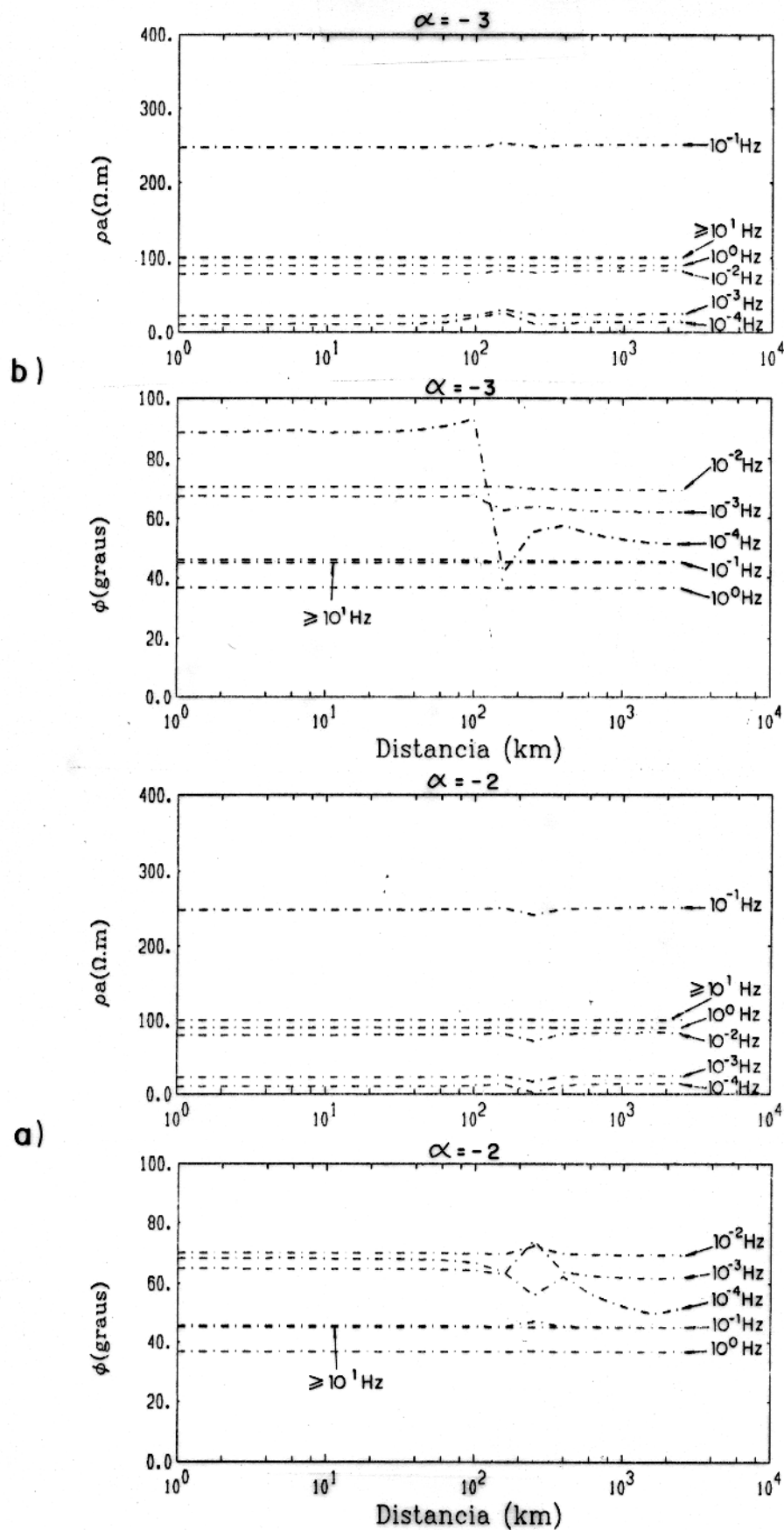


Figura 5.12 - Perfis da resistividade aparente (ρ_a) e da fase (ϕ) em função da distância ao centro do eletrojato, para o meio unidimensional da sub-Bacia Limoeiro, utilizando como fonte os eletrojatos ondulantes com a) $\alpha = -2$ e b) $\alpha = -3$.

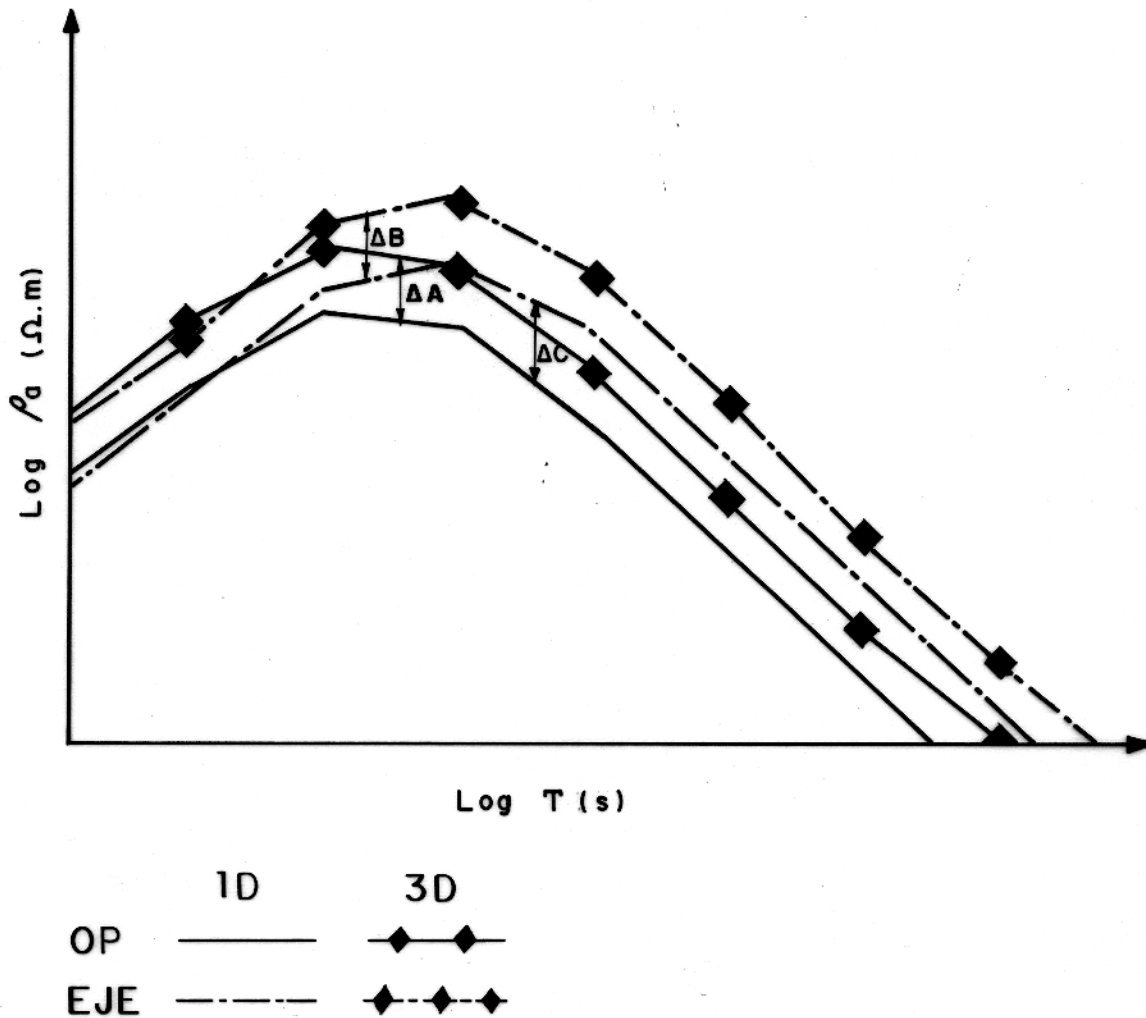


Figura 5.13 - Representação esquemática dos deslocamentos entre as sondagens uni e tridimensionais da onda plana (ΔA); entre as sondagens uni e tridimensionais dos eletrojetos (ΔB) e entre as sondagens unidimensionais da onda plana e dos eletrojetos (ΔC).

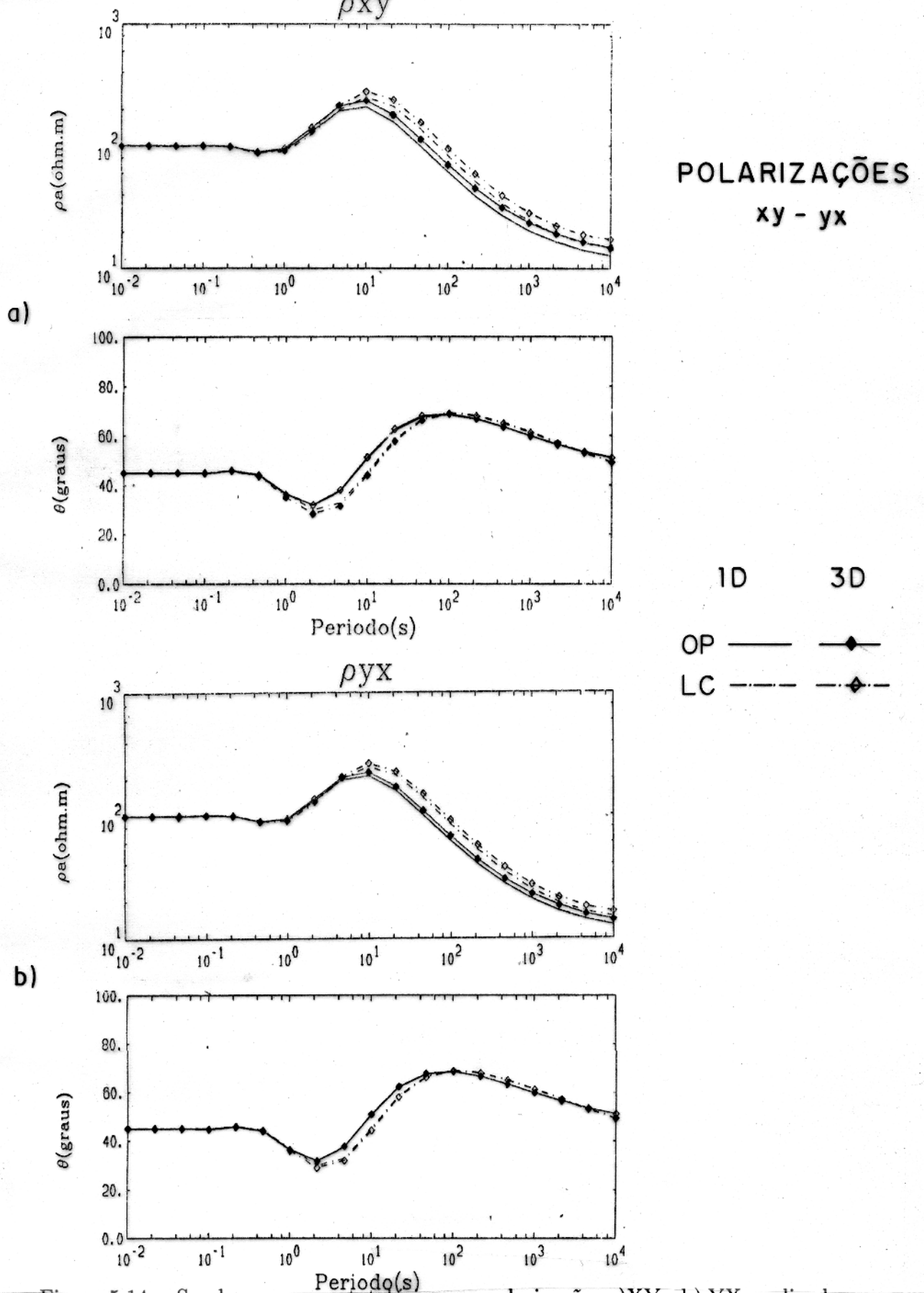


Figura 5.14 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a)XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.5, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 525 km de distância da linha de corrente.

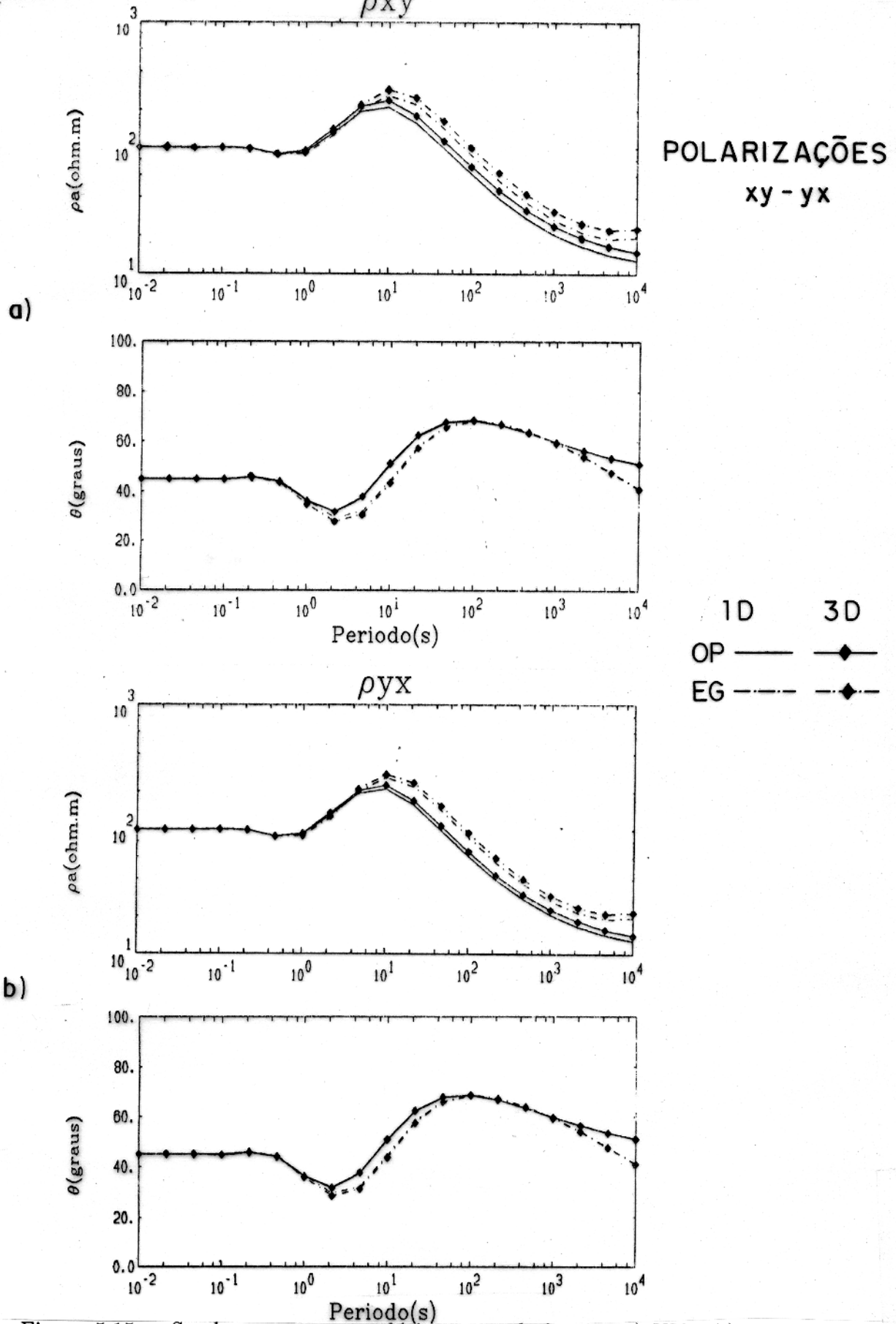


Figura 5.15 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.5, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato gaussiano (EG). A estrutura tridimensional está a 525 km de distância do centro do eletrojato.

O efeito de cada um dos eletrojatos no meio encaixante, aparece na forma de um deslocamento ΔC das respectivas sondagens unidimensionais, em relação à sondagem unidimensional da onda plana. Este deslocamento começa a aparecer para a frequência de 10^{-1} Hz e se mantém até as frequências mais baixas. Este deslocamento é muito parecido para todos os eletrojatos, mas mostra pequenas diferenças para cada um deles tanto na resistividade aparente como na fase. Estas diferenças aparecem, especialmente, no ramo terminal das sondagens, o qual coincide com as frequências mais baixas (menores que 10^{-3} Hz). Da mesma forma, os dois eventos mencionados nessas duas frequências, aparecem claramente mostrados na fase, na forma de dois intervalos de desfasagem em relação à onda plana, entre 2 e 10^{-2} Hz e nas frequências menores que 10^{-2} Hz.

A resposta tridimensional devido aos eletrojatos apresenta um deslocamento ΔB , causado pelo efeito galvânico, em relação às respectivas sondagens unidimensionais. Como se observa, este efeito galvânico apresenta a mesma magnitude que no caso da onda plana e provoca uma separação constante entre as sondagens uni e tridimensionais dos eletrojatos, até as frequências mais baixas (10^{-4} Hz). Desta forma, um paralelismo existe entre os dois tipos de curvas para frequências menores que 10^{-1} Hz.

Uma vez observadas as sondagens magnetotélúricas desta sub - bacia, a seguir, apresentaremos os efeitos dos eletrojatos na estrutura tridimensional da sub - bacia de Limoeiro.

5.3.2 Estrutura Tridimensional da Sub - Bacia de Limoeiro

As sondagens magnetotélúricas para cada eletrojato são apresentadas juntamente com as sondagens para a onda plana nas Figuras 5.19 a 5.23. Estas sondagens foram realizadas no centro do modelo da Figura 5.6. Como se observa nestas sondagens, desta vez o efeito galvânico ΔA da estrutura tridimensional é mais expressivo, sendo maior na polarização XY que na polarização YX.

Da mesma maneira que nas sondagens da sub - bacia de Cametá, o efeito de cada um dos eletrojatos no meio unidimensional, aparece na forma de um deslocamento ΔC das respectivas sondagens, em relação à sondagem unidimensional da onda plana. Este deslocamento ΔC é muito semelhante ao registrado para as sondagens da sub - Bacia de Cametá, sendo que também começa a aparecer para frequências menores que 10^{-1} Hz. Da mesma forma, as respostas para cada eletrojato são, novamente, muito parecidas, apresentando somente pequenas diferenças, tanto na resistividade aparente como na fase, principalmente nas frequências mais baixas (menores que 10^{-3} Hz). A fase, outra vez, registra com maior clareza a presença dos dois eventos, no deslocamento dos dois intervalos de frequência já citados para a estrutura

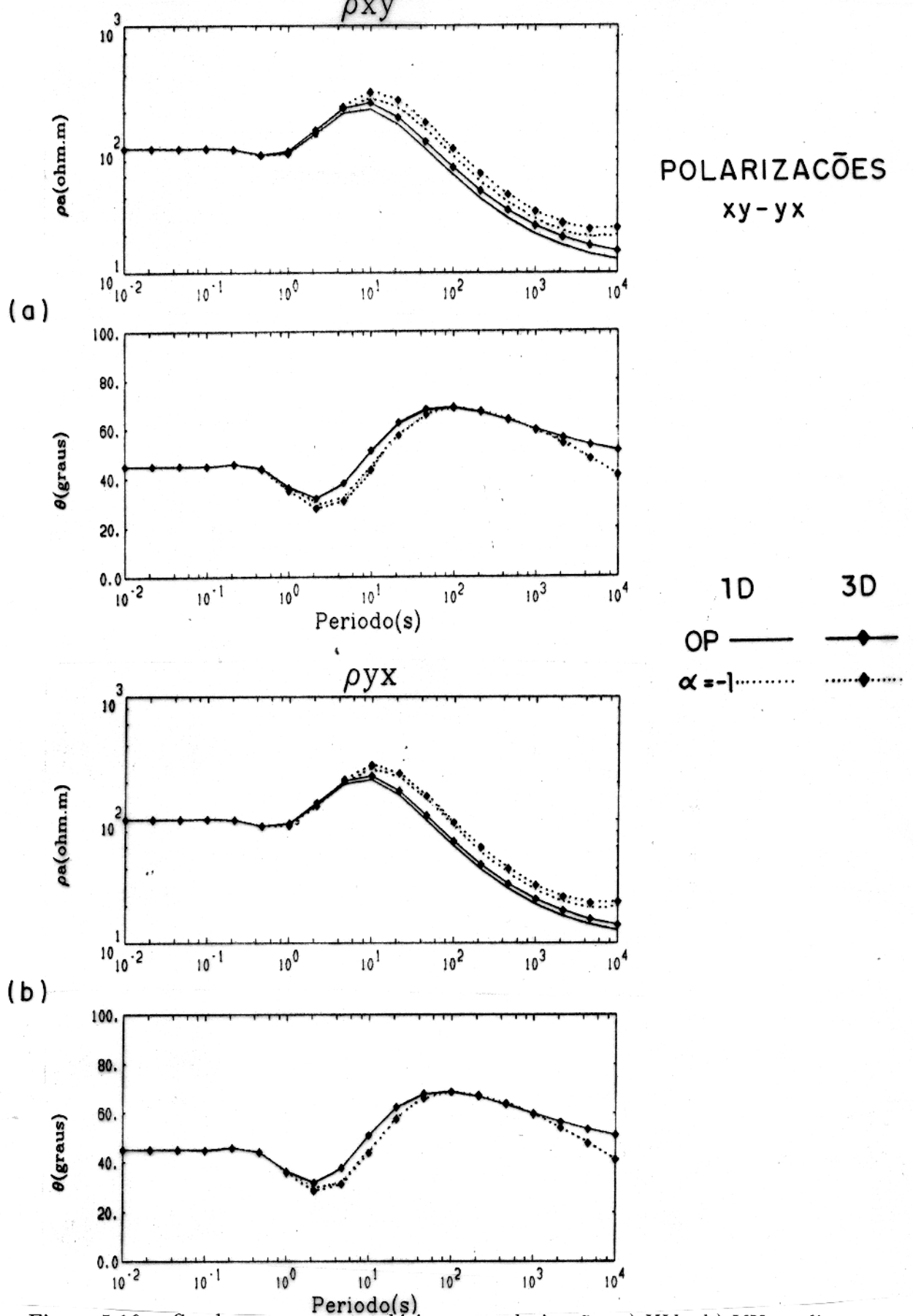


Figura 5.16 - Sondagens magnetotéluricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.5, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$. A estrutura tridimensional está a 525 km de distância do centro do eletrojato.

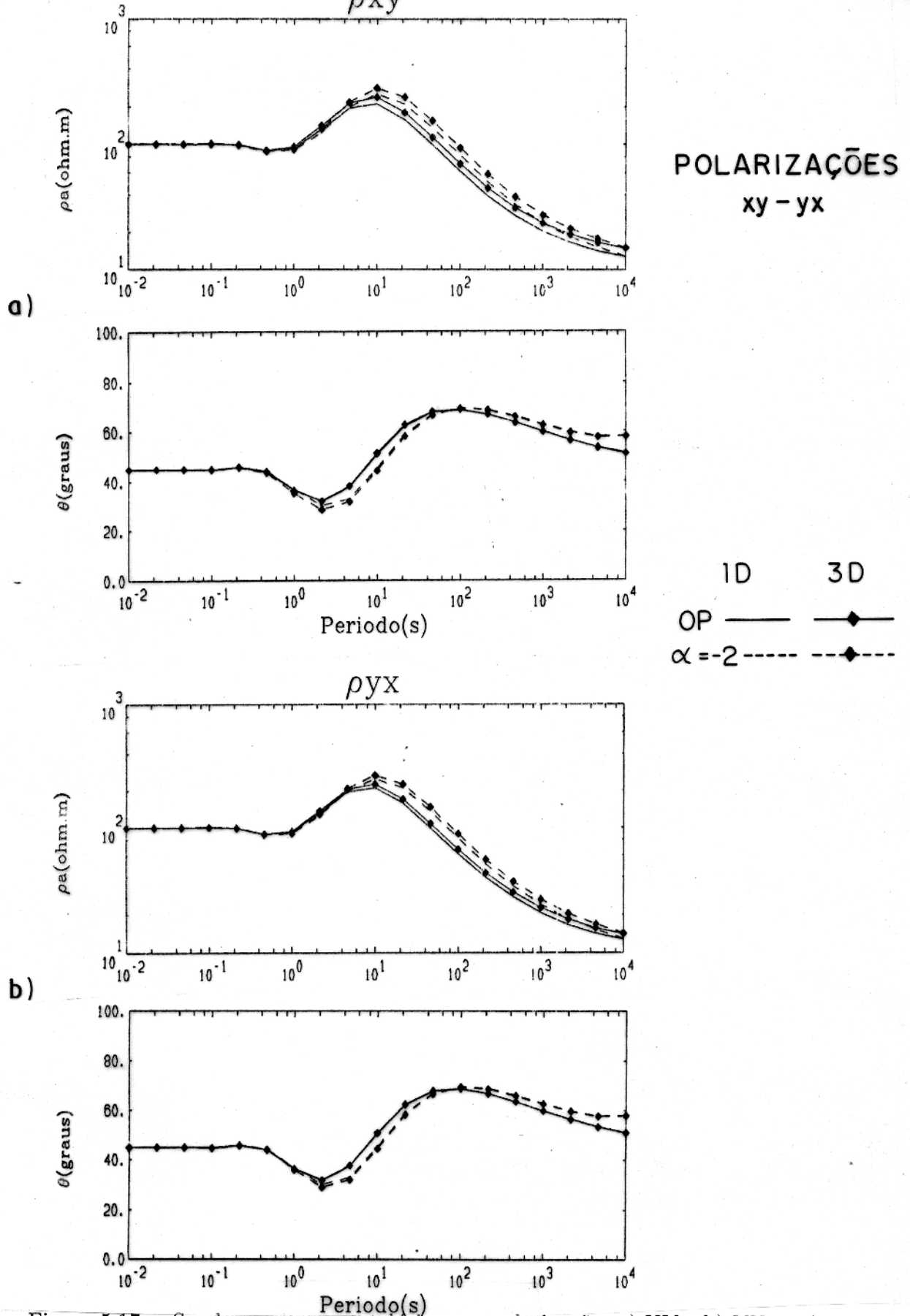


Figura 5.17 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.5, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -2$. A estrutura tridimensional está a 525 km de distância do centro do eletrojato.

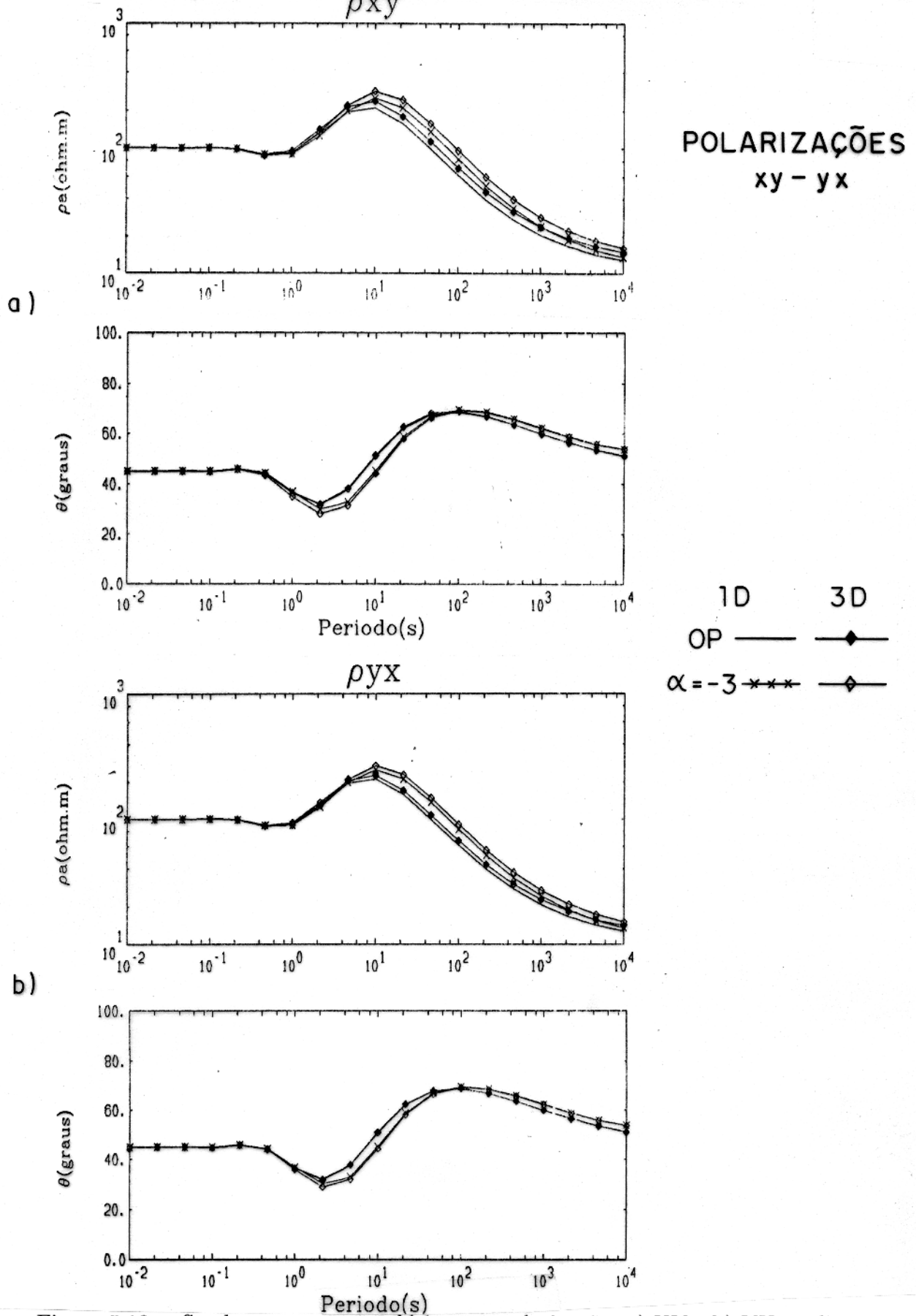


Figura 5.18 - Sondagens magnetotéluricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.5, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -3$. A estrutura tridimensional está a 525 km de distância do centro do eletrojato.

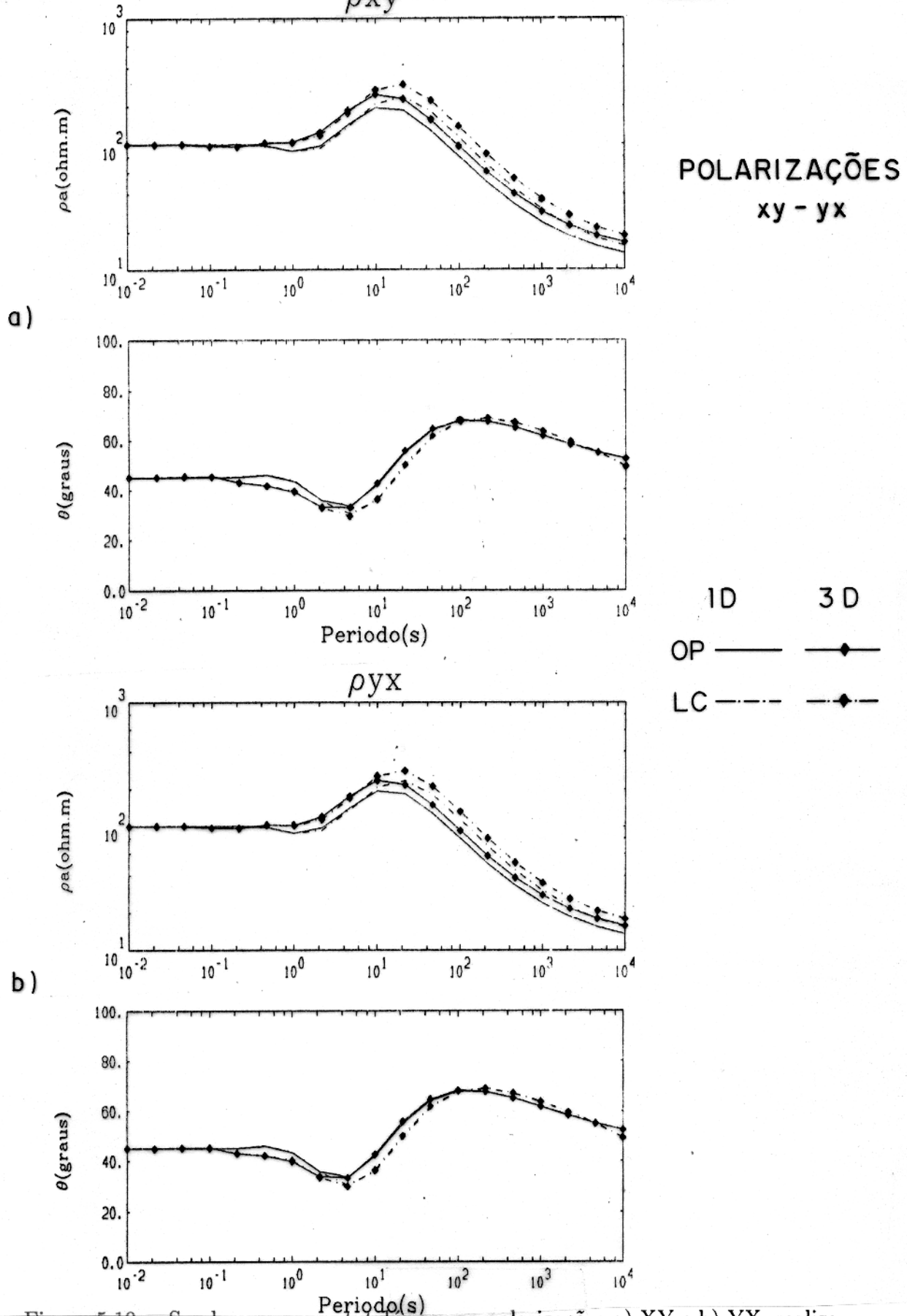


Figura 5.19 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.6, utilizando como fontes a onda plana (OP) e a linha de corrente (LC). A estrutura tridimensional está a 700 km de distância da linha de corrente.

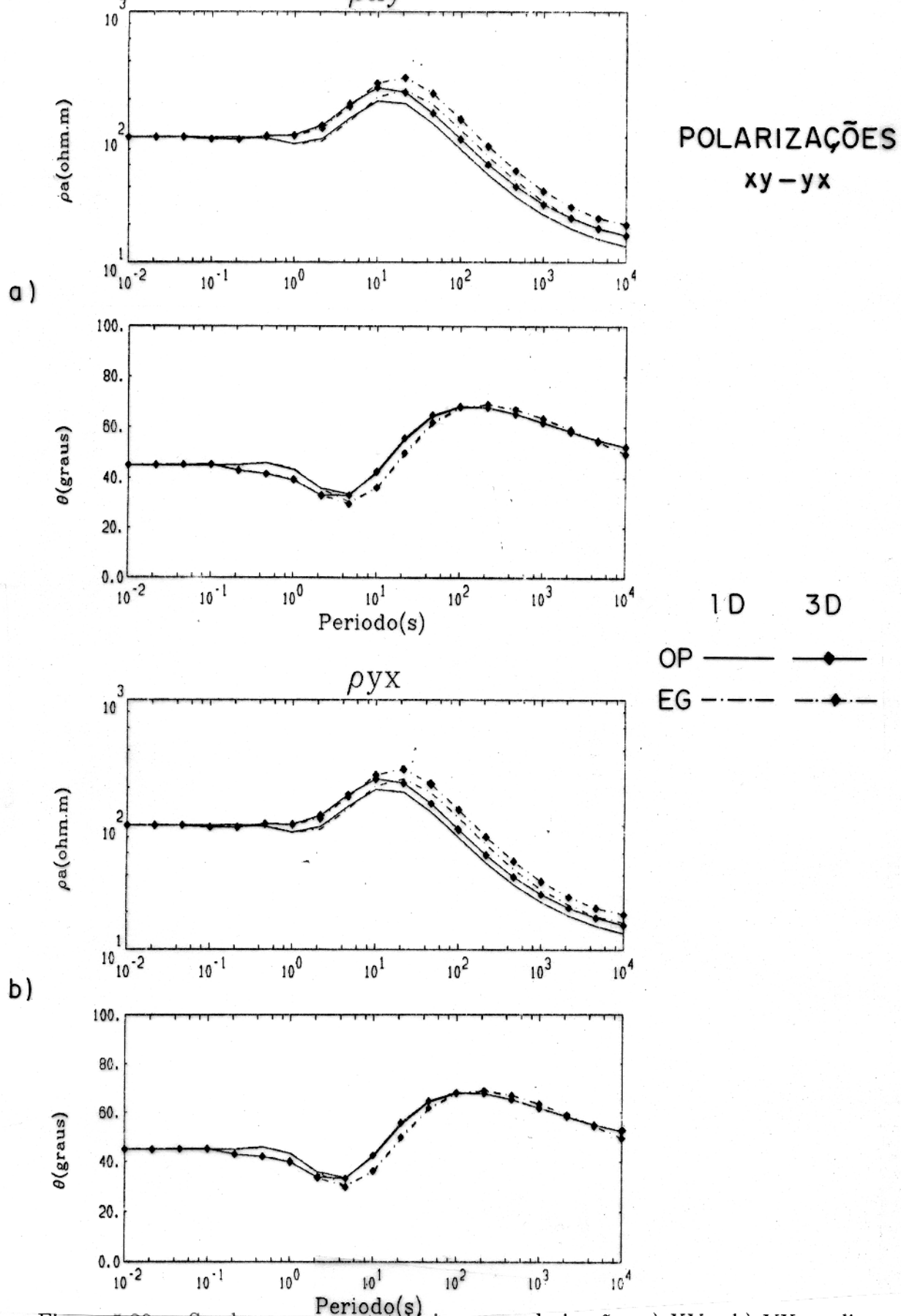


Figura 5.20 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.6, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato gaussiano (EG). A estrutura tridimensional está a 700 km de distância do centro do eletrojato.

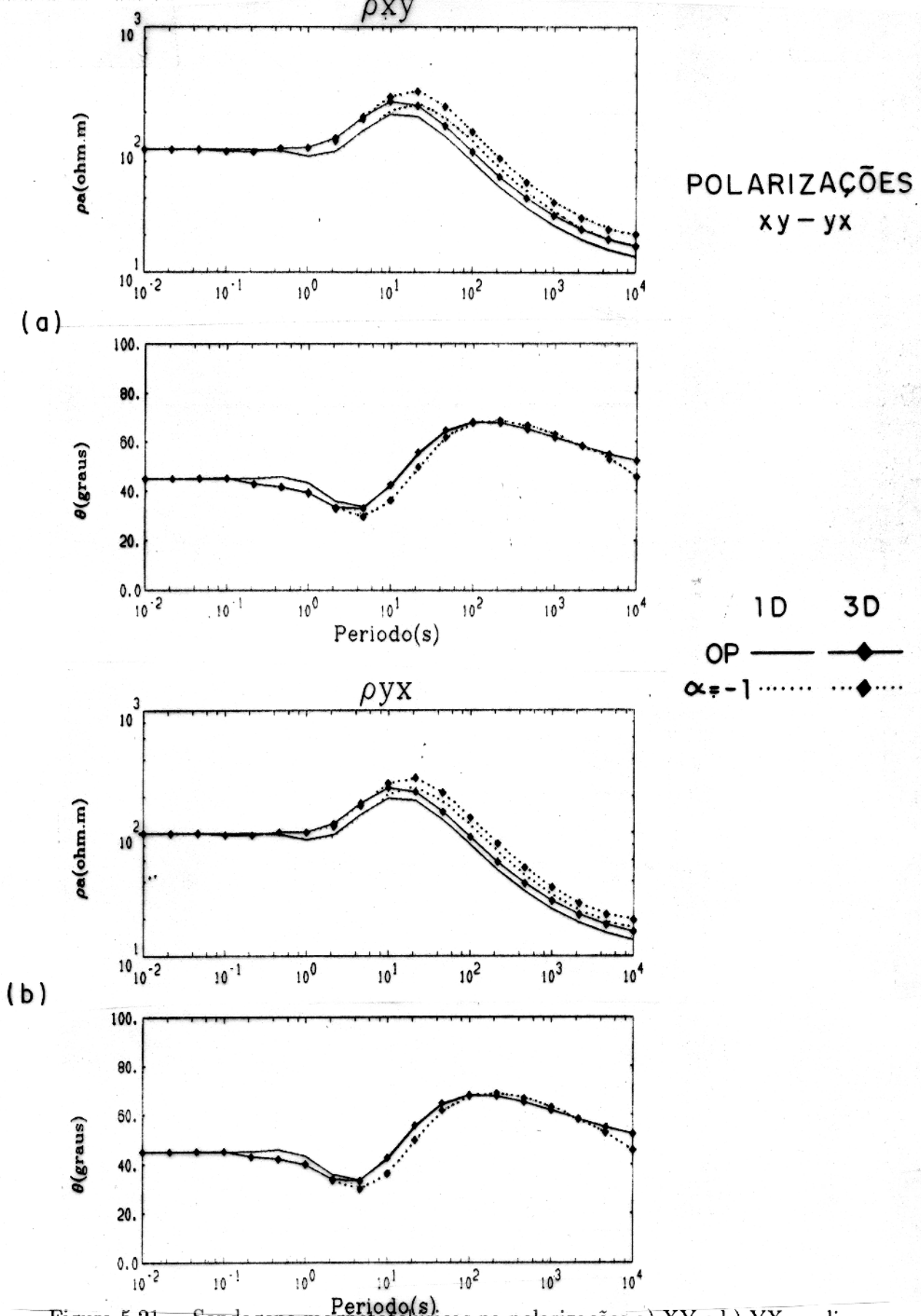


Figura 5.21 - Sondagens magnetoteluricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.6, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -1$. A estrutura tridimensional está a 700 km de distância do centro do eletrojato.

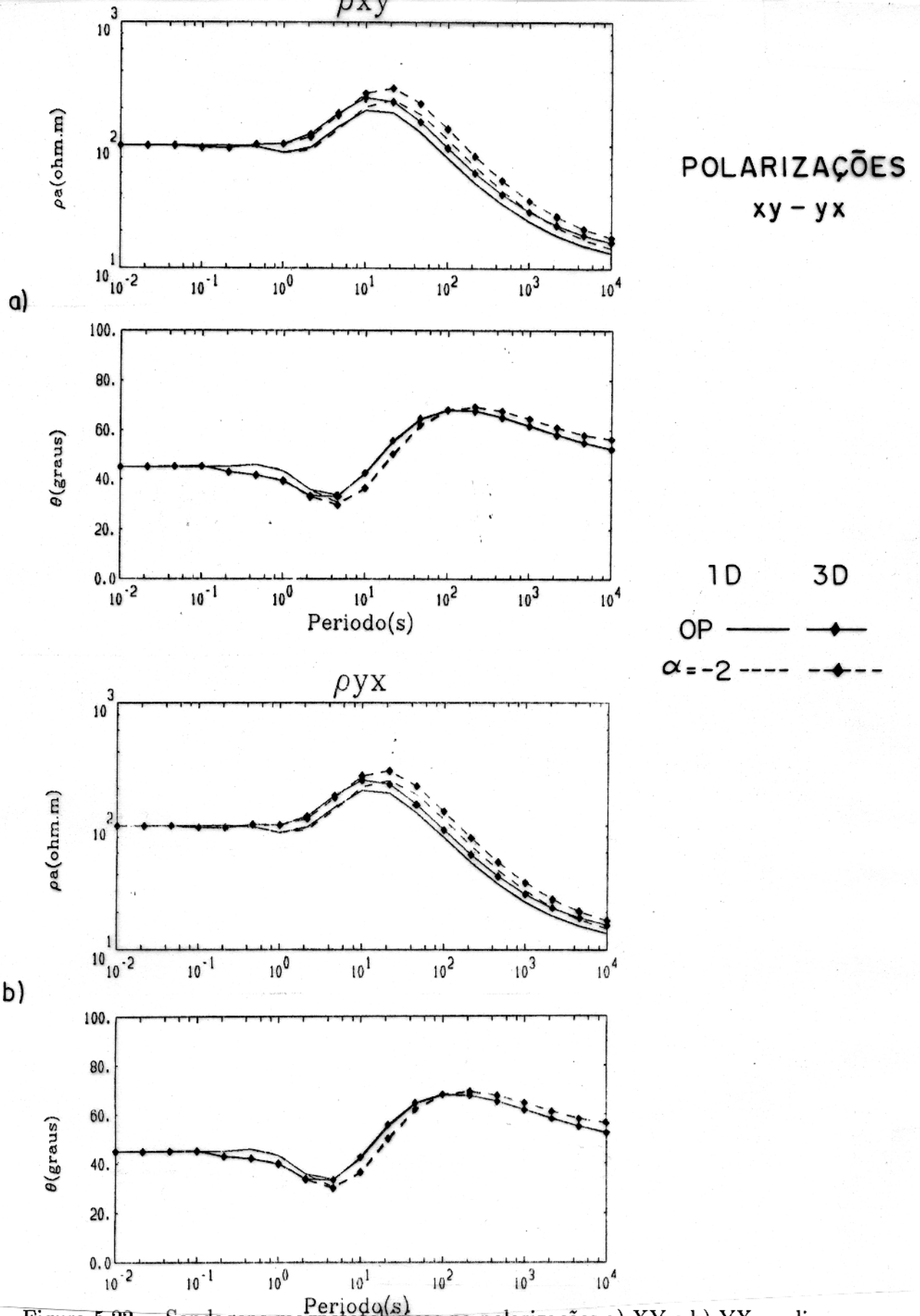


Figura 5.22 - Sondagens magnetotelúricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.6, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -2$. A estrutura tridimensional está a 700 km de distância do centro do eletrojato.

da sub - Bacia de Cametá.

A resposta tridimensional devida aos eletrojatos, apresenta uma separação ΔB devida ao efeito galvânico, em relação a respectiva resposta unidimensional. Este efeito galvânico ΔB , porém, é da mesma magnitude do efeito galvânico ΔA devido à onda plana. Ele é constante até as frequências mais baixas, existindo também neste caso, um paralelismo entre as sondagens uni e tridimensionais produzidas pelos eletrojatos.

5.4 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

As respostas dos meios unidimensionais da Bacia do Marajó, aparecem muito amortecidas se são comparadas com as respostas do semi - espaço homogêneo de $100 \Omega.m$ do Capítulo 4. Isto se deve, principalmente, tanto à presença da estratificação como à existência da baixa resistividade da última camada (crosta inferior), que provocam um rápido decaimento da energia eletromagnética. A influência dos eletrojatos nestes meios encaixantes, apresenta poucas variações entre os diversos tipos de eletrojatos simulados. As diferenças detetadas nos perfis, ocorrem principalmente: a) num deslocamento para cima nos perfis da resistividade aparente dos eletrojatos em relação aos mesmos perfis com a onda plana, especificamente na frequência de 10^{-1} Hz; e b) em pequenas deformações nas frequências mais baixas para os perfis de resistividade aparente (menores que 10^{-1} Hz), as quais são mais evidentes nos perfis da fase. O primeiro efeito se deve à presença do embasamento cristalino e o segundo à crosta inferior condutiva. A comparação da resposta dos dois meios unidimensionais modelados neste capítulo, mostra que variações nas espessuras das camadas, provocam significativas diferenças na resposta destes meios, em termos de resistividade aparente (especialmente na frequência de 10^{-1} Hz), e poucas diferenças em termos de fase.

Quanto às sondagens calculadas para os modelos das estruturas tridimensionais da sub - bacias de Cametá e Limoeiro, se observa em todas elas que por influência do eletrojato nas suas diversas formas simuladas, existe um deslocamento ΔC entre a sondagem unidimensional da onda plana e a devida ao eletrojato. Este deslocamento, o qual se apresenta abaixo de 10^{-1} Hz, é muito parecido para todos os tipos de eletrojatos. Ele é aparentemente igual para os dois meios unidimensionais, possivelmente por que a escala logarítmica das sondagens não mostra a diferença que é mais visível na escala linear dos perfis. Além disto, existem pequenas distorções nos ramos terminais das sondagens de cada eletrojato, principalmente nas frequências mais baixas (menores que 10^{-3} Hz). Por analogia com o observado nos perfis, acreditamos que as distorções que acontecem nas sondagens, tanto na frequência de 10^{-1} Hz como nas frequências mais baixas, se devem à presença do embasamento e da crosta inferior,

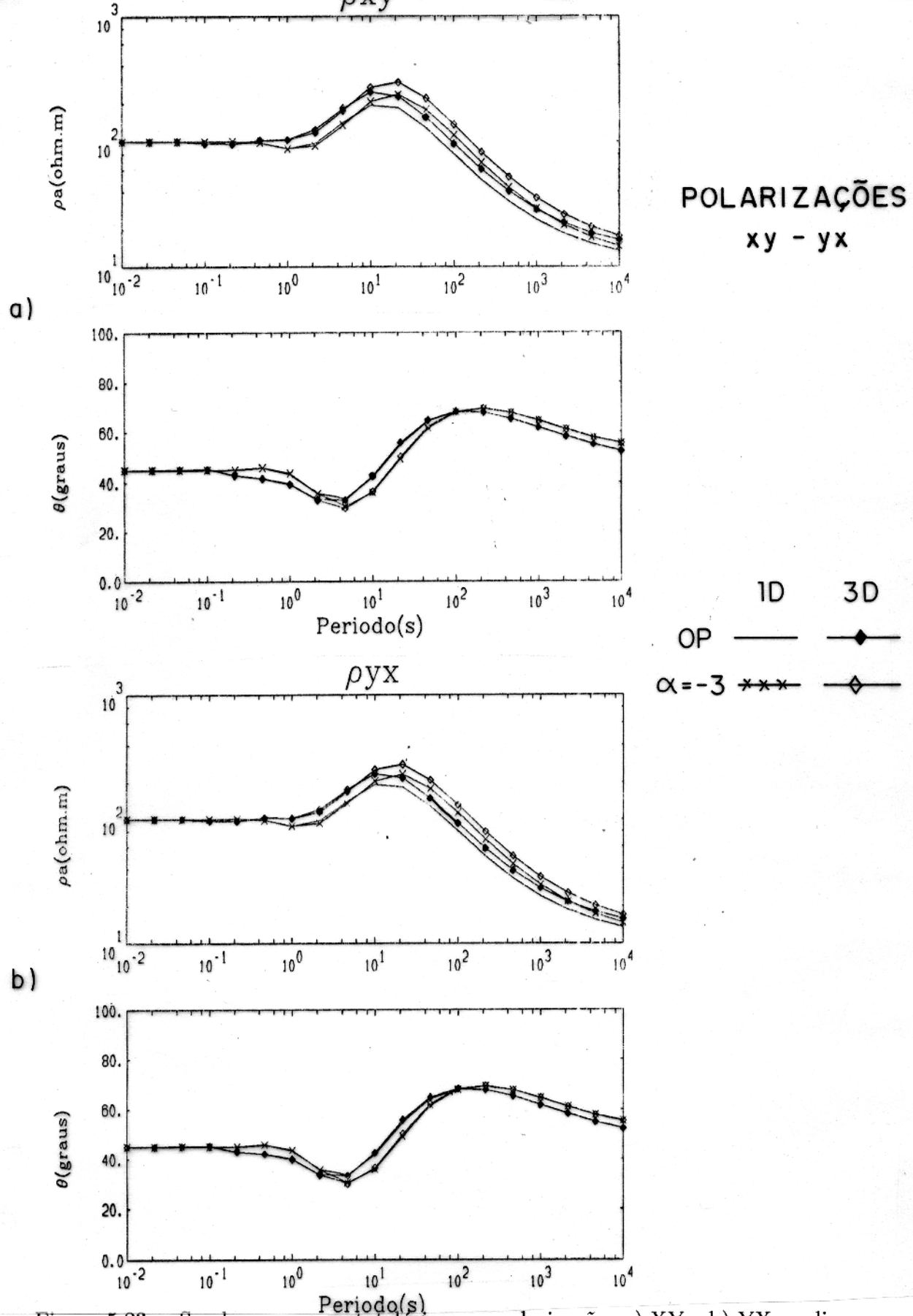


Figura 5.23 - Sondagens magnetoteluricas na polarizações a) XY e b) YX, realizadas no centro da estrutura da Figura 5.6, utilizando como fontes a onda plana (OP) e o eletrojato ondulante com $\alpha = -3$. A estrutura tridimensional está a 700 km de distância do centro do eletrojato.

respectivamente.

Os resultados da modelagem das estruturas tridimensionais da Bacia do Marajó nos mostram que o eletrojato equatorial influencia decididamente os dados magnetotelúricos desta bacia. No caso da onda plana, para ambas as polarizações, existe um deslocamento ΔA nas sondagens magnetotelúricas tridimensionais em relação as sondagens unidimensionais, por causa do efeito galvânico. Quanto às sondagens devidas aos eletrojatos, existe um efeito galvânico ΔB da estrutura tridimensional, que separa as sondagens uni e tridimensionais. O fato destes dois tipos de efeito galvânico serem maiores na polarização XY que na polarização YX em ambas estruturas da Bacia do Marajó, nos induz a acreditar que devido à natureza das estruturas tridimensionais e ao seu meio encaixante, deve existir uma maior concentração de corrente na direção X destas estruturas. Este efeito galvânico é constante até as frequências mais baixas, não causando assim o afastamento ou a aproximação entre as sondagens uni e tridimensionais, tal como aconteceu nas sondagens das estruturas tridimensionais do Capítulo 4.

Os resultados do presente capítulo nos mostram que a resposta de estruturas do tipo "graben" da sub - bacia de Cametá, tem um efeito galvânico ΔA pequeno. Conseqüentemente, as distorções provocadas nas sondagens tridimensionais da onda plana são pouco expressivas, de tal forma que estas sondagens se afastam pouco das respectivas sondagens unidimensionais. Isto se deve principalmente, à rápida perda de resolução que o método magnetotelúrico experimenta com a profundidade, face às características geológicas e as dimensões da estrutura modelada (BERDICHEVSKIY & GOLUBTSOVA, 1989). Por conseguinte, os resultados tridimensionais da onda plana estão incluídos dentro da barra vertical do erro de dados de campo obtidos com uma boa qualidade (GAMBLE et al., 1979). No caso de interpretar estas sondagens utilizando o modelo *Tikhonov - Cagniard*, se cometeria pouco erro na determinação das resistividades e espessuras das camadas do modelo unidimensional. O deslocamento ΔC provocado pelo eletrojato entre as sondagens unidimensionais do eletrojato e da onda plana, no entanto, é um pouco mais expressivo. Adicione-se a este deslocamento o efeito galvânico ΔB causado pelo eletrojato na estrutura tridimensional, e se terá uma separação maior entre as duas sondagens tridimensionais. Desta forma, se uma fonte do tipo onda plana é utilizada numa interpretação unidimensional dos dados, algum tipo de "correção" do efeito do eletrojato precisaria ser implementada, para trazer ao mesmo nível as duas sondagens tridimensionais, caso não se quisesse chegar a modelos irrealis na interpretação. As formas de se corrigir os efeitos do eletrojato, poderiam ser inspiradas nas abordagens existentes na eliminação das distorções provocadas pela topografia e pelas heterogeneidades superficiais, nas sondagens unidimensionais profundas. Entre estes métodos se encontram: o deslocamento das curvas, a média estatística, a filtragem espacial, os tensores distorsionais, a simulação

computacional, etc. (JIRACEK, 1990; BEAMISH & TRAVASSOS, 1992b). No obstante, a melhor alternativa talvez seja a obtenção de dados noturnos, pois eles não mostrariam a influência do eletrojato, o qual é um fenômeno que se manifesta, na região equatorial, geralmente durante as horas do dia.

Para o caso do “horst” da sub - bacia de Limoeiro, no entanto, se observa que o efeito galvânico ΔA é superior ao do “graben” da sub - Bacia de Cametá, ocorrendo assim um afastamento maior entre as sondagens uni e tridimensionais. O efeito do eletrojato é também notável neste caso, o que provoca uma separação ΔC entre as sondagens unidimensionais do eletrojato e da onda plana, o que somado ao efeito galvânico ΔB devido ao eletrojato, leva a um deslocamento significativo entre as duas sondagens tridimensionais. Este fato nos obriga em primeiro lugar, à adotar sem discussão uma interpretação do tipo tridimensional para uma estrutura desta natureza, se não se quiser incorrer em erros apreciáveis na determinação dos valores de resistividade e espessura das camadas de uma interpretação unidimensional. Em segundo lugar, no caso de se desejar utilizar uma interpretação tridimensional com onda plana, isto nos conduz a pensar novamente nas formas de se retirar o efeito do eletrojato. Por outro lado, o uso de fontes mais convenientes que simulem o eletrojato equatorial numa interpretação tridimensional, tal como foi feito nesta tese, é a saída que consideramos como a mais acertada para estas situações.

É necessário ressaltar que os deslocamentos ΔB e ΔC que ocorrem nas respostas devido ao eletrojato, podem muito bem ser confundidos com o conhecido efeito S, descrito por BERDICHEVSKIY et al. (1984a). Este efeito é também um efeito galvânico que ocorre nas frequências baixas, consistindo no fato de que uma diminuição (aumento) da resistividade da camada superior, reduz (aumenta) a intensidade do campo elétrico e desloca para abaixo (cima) o ramo descende das sondagens magnetotélúricas. Porém, este efeito S não provoca as pequenas distorções que as respostas dos diferentes eletrojatos apresentam nas frequências mais baixas, nos ramos terminais das sondagens.

Com o advento de computadores mais poderosos, achamos que é necessário modelar maiores estruturas geológicas tridimensionais da Bacia do Marajó, tais como os “Grabens” de Mexiana e Limoeiro. Acreditamos que em casos como estes, tanto o efeito galvânico como o efeito do eletrojato não poderão ser desprezados, como no caso do pequeno “graben” da sub - Bacia de Cametá. Na literatura, o trabalho de BERDICHEVSKIY & GOLUBTSOVA (1989) nos mostra exemplos de que ao aumentar a elevação de estruturas tridimensionais do tipo “horst”, ocorre uma maior separação entre as curvas das resistividades aparentes ρ_{xy} e ρ_{yx} , devido aos efeitos galvânicos mais fortes. Acreditamos que no caso dos “grabens” da Bacia do Marajó, deva acontecer a mesma coisa. Entretanto, a modelagem de estruturas deste tipo,

não foi feito nesta tese por falta de um computador de maior porte para fazê-lo. Por exemplo, WANNAMAKER et al. (1984b) usaram o algoritmo da equação integral e utilizaram células cúbicas de 1 km, para modelar uma estrutura tridimensional com dimensões muito menores (10 km de largura, 60 km de comprimento e 1 km de espessura) que os "grabens" antes citados, requerendo para isso 20 horas de CPU para cada frequência num computador Prime 400. Isto justifica por que neste trabalho somente utilizamos estruturas pequenas para fazer a simulação tridimensional.

5.5 CONCLUSÕES

Os resultados obtidos neste capítulo nos permitem afirmar que:

- Os perfis da resistividade aparente e da fase em função da distância ao centro do eletrojato dos meios encaixantes modelados na Bacia de Marajó, mostram um efeito devido à presença do embasamento cristalino na frequência 10^{-1} Hz e um segundo efeito causado pela crosta inferior condutiva, em frequências menores que 10^{-1} Hz.
- Por analogia com o observado nos perfis, as sondagens magnetotelúricas sobre o centro das estruturas tridimensionais da Bacia de Marajó, revelam a existência dos dois eventos antes descritos, na frequência de 10^{-1} Hz e em frequências menores que 10^{-3} Hz.
- A fase mostra mais claramente estes dois efeitos, através de dois intervalos de frequências nos quais as sondagens da onda plana e as dos eletrojatos estão em fase (entre $10^2 - 2$ Hz e 10^{-2} Hz), e outros dois intervalos em que estão fora de fase (entre $2 - 10^{-2}$ Hz e menores que 10^{-2} Hz).
- A presença destes dois eventos em que a influência do eletrojato é detetada tanto nas respostas unidimensionais como nas tridimensionais, mostram que existe uma intensa interação entre a heterogeneidade tridimensional e seu meio encaixante.
- O efeito galvânico das sondagens magnetotelúricas tridimensionais obtidas com fontes tipo eletrojato, é pequeno no caso da estrutura da sub - Bacia de Cametá, mas é maior no caso da estrutura da sub - Bacia de Limoeiro.
- O efeito galvânico observado ao usar fontes do tipo eletrojato, se apresenta com uma magnitude igual ao observado para a onda plana.
- As sondagens uni e tridimensionais mantêm um paralelismo até as frequências mais baixas, ao contrário das sondagens do Capítulo 4, nas quais acontece um afastamento ou uma aproximação entre os dois tipos de sondagens.

- O efeito galvânico é maior nas sondagens com polarização XY, o que leva a pensar numa maior densidade de corrente na direção X das estruturas modelada neste capítulo.

6 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Nos primeiros capítulos desta tese, mostramos que o problema da fonte sempre representou uma preocupação no método magnetotelúrico. Esta preocupação originou numerosas controvérsias, sobretudo em relação à aplicação do modelo *Tikhonov - Cagniard*, em áreas onde existem distribuições de correntes ionosféricas do tipo eletrojato equatorial. Desta forma, durante muitos anos, inúmeros estudiosos orientaram suas pesquisas na tentativa de modelar a influência que o eletrojato equatorial apresenta nos dados magnetotelúricos. O tema da nossa tese, que é o estudo da influência do eletrojato equatorial nos dados magnetotelúricos de estruturas tridimensionais simples, se insere dentro do espírito destes esforços.

O conjunto de informações apresentadas no Capítulo 2, nos induz facilmente a concluir que o eletrojato equatorial é um fenômeno complexo e muito dinâmico. Conseqüentemente, os modelos de eletrojato comumente utilizados na modelagem, tais como a linha de corrente e o eletrojato gaussiano, estão muito longe de refletir as verdadeiras características físicas destas correntes ionosféricas. Todavia, apesar de o eletrojato equatorial possuir uma estrutura tridimensional, a sua simulação com distribuições bidimensionais de corrente é de muita utilidade para a geofísica de prospecção. Portanto, o procedimento de interpolação de autoria de RIJO (1991) utilizado nesta tese, é de grande importância, porque com ele é possível modelar qualquer eletrojato com formato bidimensional. Isto possibilita uma aproximação com a verdadeira distribuição espacial das correntes na ionosfera. Antes disso porém, a execução de pesquisas sobre esta distribuição na atmosfera, seja através de magnetômetros baseados em superfície, como em balões, aviões ou satélites, são também relevantes para a prospecção geofísica, dado que facilitam o conhecimento local do formato do eletrojato.

A simulação de fontes mais próximas do formato do eletrojato, utilizando o procedimento de RIJO (1991) e os modelos de eletrojatos ondulantes de ONWUMECHILLI (1967), nos levou a descobrir que os efeitos do eletrojato equatorial nos meios unidimensionais, dependem tanto da distribuição espacial como da polarização das correntes. O aparecimento de correntes simultâneas nos dois sentidos, da forma como acontece num eletrojato ondulado, faz com que as respostas dos meios unidimensionais, sejam diferentes daquelas obtidas com a linha de corrente e com eletrojato gaussiano. Por exemplo, isto foi mostrado nas respostas de um semi - espaço homogêneo, com a presença de grandes picos nos perfis de alguns dos eletrojatos. Estes picos são de diferente magnitude para cada eletrojato, sendo que suas

localizações ocorrem em diferentes pontos em relação ao centro de cada um deles. Estes grandes picos, obviamente, podem ser explicados desde um ponto de vista físico, devido a eles representarem uma diminuição do campo magnético e um aumento do campo elétrico que se manifesta em altos valores da impedância aparente. Este efeito do eletrojato equatorial fica mais evidente quando se pensa nele como sendo produzido por uma série de linhas de corrente que em certos locais podem cancelar seus efeitos, mas em outros pontos esses efeitos podem ser superpostos (RIJO, 1992). As influências destes eletrojatos se mantêm até uns 3000 km do centro dos mesmos, decaindo posteriormente com a distância. Não obstante, quando estes meios unidimensionais são modelados com estruturas estratificadas mais próximas da realidade, percebe-se que a resposta apresenta-se muito amortecida em relação ao semi - espaço homogêneo e com características muito próximas para cada um dos eletrojatos simulados.

A escolha do algoritmo da equação integral para realizar a simulação numérica tridimensional, se deve principalmente à nossa limitação em termos computacionais e à nossa intenção de modelar estruturas tridimensionais próprias da prospecção magnetotelúrica. Esta simulação tridimensional nos conduziu a numerosas conclusões. A primeira delas está em relação aos resultados obtidos anteriormente na modelagem uni e bidimensional, nos trabalhos de HIBBS & JONES (1973a), MOTA (1991), RIJO (1991) e MOTA & RIJO (1991). Concluimos aqui, como naqueles trabalhos, que a influência do eletrojato somente se apresenta em baixas frequências, de até 10^{-1} Hz. Nossos resultados mostram que nestas frequências, a influência do eletrojato equatorial nos dados magnetotelúricos tridimensionais, depende tanto do formato do eletrojato, da distância do ponto de prospecção, como do meio geológico encaixante. Assim sendo, a resposta do eletrojato pode aparecer com deslocamento para baixo ou para cima dos valores correspondentes à onda plana. Quando a resposta está por cima, acontece um afastamento entre as sondagens uni e tridimensionais devido ao eletrojato, ao contrário do paralelismo observado para a onda plana por causa do efeito galvânico. Da mesma forma, nos perfis de resistividade aparente, é observado um alargamento da anomalia que registra a heterogeneidade. Quando a resposta está por baixo, entretanto, existe uma aproximação entre as sondagens uni e tridimensionais, enquanto que nos perfis de resistividade aparente, acontece um encurtamento da anomalia. Quanto à fase, ela geralmente aparece invertida em relação aos valores da resistividade aparente. Isto significa que quando a resistividade aparente está por cima, a fase aparece por baixo e vice - versa. Da mesma maneira, observa-se na fase, uma coincidência entre os valores uni e tridimensionais nas baixas frequências, com exceção dos eletrojatos com $\alpha = -2$ e -3 , nos quais acontecem deslocamentos.

A consideração de características geométricas próprias das estruturas tridimensionais,

tais como a orientação e o prolongamento da direção principal, comprovou que elas afetam a resposta devida ao eletrojato. Assim, a rotação das estruturas tridimensionais em relação à direção do eletrojato, mostra que no caso da onda plana somente acontece uma troca de polarização. Para os eletrojatos, porém, além desta troca de polarização, se observa que no centro da estrutura não se tem mudanças, mas ao redor dela, por causa de fenômenos indutivos, aparecem alterações nos mapas de resistividade aparente, nos contornos que rodeiam o corpo tridimensional. Por outro lado, a prolongação da direção principal da estrutura tridimensional, mostrou que os modelos testados estão muito longe da quase-bidimensionalidade, tanto com a fonte do tipo onda plana como com os eletrojatos. Apesar disso, foi possível perceber que a medida que esta direção principal cresce, as resistividades aparentes de uma polarização e da outra vão ficando diferentes entre si, mostrando aproximação com valores característicos das estruturas bidimensionais. Os efeitos dos eletrojatos nestas estruturas longas, entretanto, são muito similares com as das estruturas tridimensionais menores, considerando-se as diferenças antes mencionadas. Nas estruturas alongadas foi também possível observar, que existe uma grande subida nos valores da resistividade aparente nos extremos da estrutura, fenômeno este ocasionado pelo acanalamento das correntes dentro da direção principal da estrutura.

Os resultados obtidos na modelagem de estruturas tridimensionais da Bacia do Marajó, permitem afirmar que o eletrojato equatorial pode-se constituir num problema para a prospecção magnetotelúrica, devido às distorções que provoca nas baixas frequências das sondagens magnetotelúricas. Estas distorções dependem, em muito, do tipo de estrutura modelada, devido à presença de um efeito galvânico diferente para cada uma delas. Em relação à influência do eletrojato, parece ser que as distorções apresentadas por causa da presença do embasamento cristalino na frequência de 10^{-1} Hz, não apresenta muitas diferenças nas sondagens de um tipo de eletrojato e outro. Já para as frequências menores que 10^{-3} Hz, a presença da crosta inferior vai produzir diferentes deformações nas sondagens de cada um dos eletrojatos. Assim sendo, achamos arriscado fazer interpretações de dados magnetotelúricos utilizando o critério *Tikhonov - Cagniard* em setores compreendidos até 3000 km de distância do centro do eletrojato, se não se quiser incorrer em erros na interpretação. Desta forma, a implementação de técnicas que retirem a influência do eletrojato equatorial, tanto na hora de obter os dados como na hora de seu tratamento, contribuiria em muito na eliminação desses erros de interpretação. Estas técnicas poderiam se inspirar nas abordagens utilizadas na eliminação das distorções das sondagens unidimensionais profundas, provocadas pela topografia e pelas heterogeneidades superficiais (BERDICHEVSKIY et al., 1989; BEAMISH & TRAVASSOS, 1992b). O processamento de dados magnetotelúricos diurnos e noturnos e a sua comparação, porém, pode-se constituir na forma mais acessível de verificar na prática o

efeito do eletrojato equatorial nos dados. Por outro lado, a utilização de fontes próximas do formato físico do eletrojato equatorial no lugar da onda plana, juntamente com uso do modelamento numérico tridimensional, tal como foi feito nesta tese, é o mais aconselhável para interpretar dados magnetotélúricos provenientes das proximidades do eletrojato equatorial. Este tipo de simulação dos efeitos do eletrojato, pode ser de muita utilidade na solução dos problemas do eletrojato auroral, cujos efeitos estão presentes 24 horas por dia.

Nós acreditamos que a utilização de computadores de maior porte, facilitaria o uso de esquemas numéricos que modelem estruturas tridimensionais e meios encaixantes mais complexos. Assim, o uso futuro de técnicas tais como elementos finitos, diferenças finitas e métodos híbridos em modelos geo - elétricos tridimensionais, permitirá uma simulação de estruturas geológicas maiores e mais próximas da realidade, observando assim a forma como estas se comportam à influência do eletrojato.

Finalmente, uma questão importante que deve ser lembrada é que, os resultados obtidos aqui simplesmente são produto de uma modelagem numérica. Nos estimamos que este tipo de simulação tem sido bastante explorado, tendo colocado em evidência a influência do eletrojato para meios uni, bi e tridimensionais, por intermédio dos trabalhos anteriores e também através desta tese. Resta agora cercar o problema do eletrojato desde um ponto de vista físico, para verificar experimentalmente toda a série de fenômenos que ele provoca na resposta magnetotélúrica. Desta forma, resulta de muita importância elaborar experimentos em laboratório através de modelos analógicos, ou fazer levantamentos no campo com a principal finalidade de detectar a influência do eletrojato equatorial. Pensando nisto, temos observado na bibliografia para os meios unidimensionais (homogêneo ou estratificado) os valores das componentes H_z e E_z são muito pequenos. Os valores destas componentes somente atingem grandes valores quando existem estruturas em subsuperfície tipo falhas, fraturas, etc., ou no caso de existirem fontes do tipo eletrojato. Este último caso já foi detectado nas latitudes polares, mas ainda não foi reportado nas latitudes equatoriais (VOZOFF, 1991). Desta forma, um dos maiores desafios no futuro para os levantamentos magnetotélúricos em regiões com presença de eletrojatos, vai ser tentar ligar esses valores anormais destas componentes a presença do eletrojato equatorial, como também separá-los da proveniente das estruturas em subsuperfície.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A.; BATISTA, I.S. 1981. Magnetic declination control of the equatorial F region dynamo electric field development and Spread F. **Journal of Geophysical Research**, 86:11443 - 11461.
- AGARWAL, A.K. & WEAVER, J.T. 1990a. A theoretical study of induction by an electrojet over a coastline for S_q and substorm periods. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, 61:165 - 181.
- AGARWAL, A.K. & WEAVER, J.T. 1990b. A three dimensional numerical study of induction in southern India by an electrojet source. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, 60:1 - 17.
- AKINTOBI, J.A. 1972. Magnetotelluric variations in Nigeria. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 24:187 - 202.
- ASHOUR, A.A. & CHAPMAN, S. 1965. The magnetic field of electric currents in an unbounded plana sheet, uniform except a circular area of different uniform conductivity. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 10:31 - 44.
- BAKER, C.T.H. 1977. **The numerical treatment of integral equations**. Oxford, Clarendon Press. 1034 p.
- BATISTA, I.S.; ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A. 1986. Equatorial F region vertical plasma drifts: seasonal and longitudinal asymmetries in the American sector. **Journal of Geophysical Research**, 91:12055 - 12064.
- BEAMISH, D. & TRAVASSOS, J.M. 1992a. The use of the D^+ solution in magnetotelluric interpretation. **Journal of Applied Geophysics**, 29:1 - 19.
- BEAMISH, D. & TRAVASSOS, J.M. 1992b. A study os static shift removal from magnetotelluric data. **Journal of Applied Geophysics**, 29:157 - 178.
- BERDICHEVSKIY, M.N. & DMITRIEV, V.I. 1979. Basic principles of interpretation of magnetotelluric curves. In: ADAM, A., ed. **Geoelectric and Geothermal Studies**. Budapest, Akademi Kiado. p. 165 - 221. (KAPG Geophysical Monograph)

- BERDICHEVSKIY, M.N. & GOLUBTSOVA, N.S. 1989. Magnetotelluric sounding over three - dimensional rise of crystalline basement. **Izvestiya, Earth Physics**, 25(7): 569 - 574.
- BERDICHEVSKIY, M.N.; GOLUBTSOVA, N.S.; DEBANOV, A.S. 1984a. Magnetotelluric sounding above three - dimensional depressions. **Izvestiya, Earth Physics**, 20(12): 943 - 949.
- BERDICHEVSKIY, M.N.; GOLUBTSOVA, N.S.; DEBANOV, A.S. 1984b. Quasi - two - dimensionality of near - surface structures. **Izvestiya, Earth Physics**, 20(2): 152 - 157.
- BERDICHEVSKIY, M.N.; VAN'YAN, L.L.; DMITRIEV, V.I. 1986. Interpretation of deep magnetotelluric soundings. I. Subsurface conductivity effects. **Izvestiya, Earth Physics**, 22(12): 983 - 994.
- BERDICHEVSKIY, M.N.; VAN'YAN, L.L. & DMITRIEV, V.I. 1989. Methods in the U.S.S.R. to reduce near - surface inhomogeneity effects on deep magnetotelluric sounding. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, 53: 194 - 206.
- CAGNIARD, L. 1953. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. **Geophysics**, 18:605 - 635.
- CHAPMAN, S. 1948. The abnormal daily variations of horizontal force at Huancayo and in Uganda. **Journal of Geophysical Research**, 53:247.
- COGGON, J.H. 1971. Electromagnetic and electrical modelling by finite element method. **Geophysics**, 36:132 - 155.
- DAS, U.C. & VERMA, S.K. 1982. Electromagnetic response of an arbitrary shaped three - dimensional conductor in a layered earth - numerical results. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 68:55 - 66.
- D' ERCEVILLE, I. & KUNETZ, G. 1962. The effect of a fault on the Earth's natural electromagnetic field. **Geophysics**, 27:651 - 665.
- DMITRIEV, V.I. & BERDICHEVSKIY, M.N. 1979. The fundamental model of magnetotelluric sounding. **Proceedings of the Institute of Electrical and Electronic Engineers**, 67:1034 - 1044.
- DOSSO, H.W. 1973. A review of analogue model studies of the coast effect. **Physics of the Earth Planetary Interiors**, 7:294 - 302.

- FAMBITAKOYE, O.; MAYAUD, P.N.; RICHMOND, A.D. 1976. Equatorial electrojet and regular daily variation $S_R - III$. Comparison of observations with a physical model. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 38:113 - 121.
- FERREIRA, A.M. 1985. Geologia das bacias brasileiras. In: **SCHLUMBERGER** (Sociedade Brasileira de Pesquisas de Subsolo pelo Método "Schlumberger" Ltda.). **Avaliação de Formações no Brasil**. Schlumberger, Novembro 1985. p. 1 - 38.
- FORBES, J.M. 1981. The equatorial electrojet. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, 19: 469 - 504.
- GAMBLE, T.D.; GOUBAU, W.M.; CLARKE, J. 1979. Error analysis for remote reference magnetotellurics. **Geophysics**, 41: 959 - 968.
- GOLUBTSOVA, N.S. 1981. Eletromagnetic field anomalies above an isometric basin. **Izvestiya, Earth Physics**, 18(8): 635 - 639.
- GOLUBTSOVA, N.S. 1982. Anomalies in an eletromagnetic field above an isometric uplift. **Izvestiya, Earth Physics**, 18(8): 635 - 639.
- GUPTASARMA, D. 1982. Optimization on short digital linear filter for increased accuracy. **Geophysical Prospecting**, 30: 501 - 514.
- HÄKKINEN, L. & PIRJOLA, R. 1986. Calculation of electric and magnetic fields due to an electrojet current system above a layered earth. **Geophysica**, 22:31 -44.
- HARRINGTON, J.A. 1961. **Time - harmonic electromagnetic fields**. New York, McGraw Hill Book Company, 615 p.
- HERMANCE, J.F. 1978. Electromagnetic induction in the earth by moving ionosphere current systems. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 55:557 - 576.
- HERMANCE, J.F. 1984. Electromagnetic induction by finite wavenumber source fields in 2 - D lateral heterogeneities, the transverse electric mode. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 78:159 - 179.
- HERMANCE, J.F. & GARLAND, G.D. 1968. Magnetotelluric deep sounding experiments in Iceland. **Earth and Planetary Science Letters**, 4:469 - 474.
- HERMANCE, J.F. & PELTIER, W.R. 1970. Magnetotelluric fields of a line current. **Journal of Geophysical Research**, 75:3351 - 3356.

- HESSE, D. 1982. An investigation of the equatorial electrojet by means of ground-based magnetic measurements in Brazil. **Annales Géophysique**, 38:315 - 320.
- HIBBS R.D. & JONES, F.W. 1973a. Electromagnetic induction in the earth by a symmetric non - uniform source. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 25:75 - 86.
- HIBBS R.D. & JONES, F.W. 1973b. Electromagnetic induction in the earth by a non - symmetric non - uniform source. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 25:75 - 86.
- HOFFMAN, A.J. & HORTON, C.W. 1966. An analysis of some magnetotelluric results from Tikhaya Bay, URSS. **Journal of Geophysical Research**, 72:4047 - 4052.
- HOHMANN, G.W. 1971. Electromagnetic scattering by conductors in the earth near a line source of current. **Geophysics**, 36:101 - 131.
- HOHMANN, G.W. 1975. Three - dimensional induced polarization and electromagnetic modelling. **Geophysics**, 40:309 - 324.
- HOHMANN, G.W. 1983. Three - dimensional EM modeling. **Geophysical Surveys**, 6:27 - 53.
- HOHMANN, G.W. 1991. Numerical modelling for electromagnetic methods of geophysics. In: NABIGHIAN, M.N., ed. **Electromagnetic methods in Applied Geophysics**. Tulsa, Society of Exploration Geophysicist. v. 1, 513 p. (Investigations in Geophysics, 3)
- HUTTON, R. 1972. Some problems of electromagnetic induction in the equatorial electrojet region - I Magnetotelluric relations. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 28:267 - 284.
- JIRACEK, G.R. 1990. Near - surface and topographic distortions in electromagnetic induction. **Surveys in Geophysics**, 11:163 - 203.
- JONES, F.W. 1974. The perturbation of geomagnetic fields by two - dimensional and three - dimensional conductivity inhomogeneities. **Pure and Applied Physics**, 112:793 - 800.
- JONES, F.W. & PRICE, A.T. 1971. Geomagnetic effects of sloping and shelving discontinuities of earth conductivity. **Geophysics**, 36:58 - 66.
- JONES, F.W. & VOZOFF, K. 1978. The calculation of magnetotelluric quantities for three - dimensional conductivities inhomogeneities. **Geophysics**, 43: 1167 - 1175.

- KANE, R.P. & TRIVEDI, N.B. 1985. Equatorial electrojet movements at Huancayo and Eusebio (Fortaleza) on selected quiet days. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 37:1 - 9.
- KAUFMANN, A. & KELLER, R. 1981. **The magnetotelluric sounding method**. Amsterdam, Elsevier. 595 p.
- KONG, J.A. 1989. Finite elements and finite difference methods in electromagnetic scattering. In: Morgan, M.A. ed. **Progress in electromagnetic research**. New York, Elsevier. 430 p.
- KUDEKI, E. 1983. **Plasma turbulence in the equatorial electrojet**. 135 p. Tese (Doutorado em Geofísica) - University of Cornell.
- LAPIDUS, L. & PINDER, G.F. 1982. **Numerical solution of partial differential equations in science and engineering**. New York, John Wiley & Sons. 677 p.
- LEE, K.H.; PRIDMORE, D.F.; MORRISON, H.F. 1981. A hybrid three - dimensional electromagnetic modelling scheme. **Geophysics**, 46:796 - 805.
- LILLEY, F.E.M & BENNET, D.J. 1973. An array experiment with magnetic variometers near the coast of southeast Australia. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**; 29:49 - 64.
- MADDEN, T.R. & NELSON, P. 1964. A defense of Cagniard's magnetotelluric method; not previously published. In: VOZOFF, K. ed. **Magnetotelluric Methods**. Tulsa, Society of Exploration Geophysicists (SEG), 1986. 763 p. (Geophysical reprint series, 5)
- MADDEN, T.R. & THOMPSON, W. 1969. Low frequency electromagnetic oscillations of the earth-ionosphere cavity. **Reviews of Geophysics**, 3:211 - 254.
- MARESCHAL, M. 1986. Modelling of natural sources of magnetospheric origin in the interpretation of regional induction studies: a review. **Survey in Geophysics**, 8:261 - 300.
- MARESCHAL, M.; VASSEUR, G.; SRIVASTAVA, B.J.; SINGH, R.N. 1987. Induction models of southern India and the effect of off-shore geology. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, 45:137 - 148.
- MATSUSHITA, S. & CAMPBELL, W.H. 1967. **Physics of Geomagnetic Phenomena**, New York, Academic Press. v. 1, 1381 p.

- McNISH, A.G. 1938. Heights of electric currents near the Auroral Zone. **Terr. Mag. Atmos. Elec.**, 43: 67-75.
- MOTA, J.P. 1991. **Avaliação do eletrojato equatorial na interpretação de dados magnetotelúricos**. Belém, Universidade Federal do Pará, 93 p. Tese (Mestrado em Geofísica) - Curso de Pós - Graduação em Geofísica, Centro de Geociências, UFPA, 1991.
- MOTA, J.P. & RIJO, L. 1991. Efeitos devido ao eletrojato equatorial nos dados magnetotelúricos de estruturas 2D, paralelas e perpendiculares ao eletrojato. **Revista Brasileira de Geofísica**, 9: 161 - 177.
- ONWUMECHILLI, A. 1967. Geomagnetic variations in the equatorial zone. In: MATSUSHITA, S. & CAMPBELL, W.H., ed. **Physics of Geomagnetic Phenomena**. New York, Academic Press. v. 1, p. 425 - 507.
- OJEDA, H.A.O. 1982. Structural framework, stratigraphy, and evolution of Brazilian marginal basins. **The American Association of Petroleum Geologist Bulletin**, 66: 732 - 749.
- ORELLANA, E. 1974. **Prospección eléctrica por campos variables**. Madrid, Paraninfo. 571 p.
- OSIPOVA, I.L. 1983. Consideration of the influence of ionospheric source field structure on deep electromagnetic sounding results. In: HJELT, S.E. & VAN'YAN, L.L., ed. **The development of the deep geoelectrical model of the Baltic Shield, Part I. Numerical methods**. Oulu, University of Oulu, Department of Geophysics. p. 8 - 38. (Report N° 7)
- PARK, S.K. 1985. Distortion of magnetotelluric sounding curves by three - dimensional structures. **Geophysics**, 50:785 - 797.
- PARK, S.K.; ORANGE, A.S.; MADDEN, T.R. 1983. Effects of three - dimensional structure on magnetotelluric sounding curves. **Geophysics**, 48:1402 - 1405.
- PARKINSON, W.D. 1964. Conductivity anomalies in Australia and the ocean effects. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, 15:222 - 226.
- PARRY, J.R. & WARD, S.H. 1971. Electromagnetic scattering from cylinders of arbitrary cross - section in conductive half - space. **Geophysics**, 36: 67 - 100.

- PATRA, H.P. & MALLICK, K. 1980. **Geosounding principles (2), time-varying geoelectric soundings**. Amsterdam, Elsevier. 419 p.
- PELTIER, W.R. & HERMANCE, J.F. 1971. Magnetotelluric fields of a gaussian electrojet. **Canadian Journal of Earth Sciences**, 8:338 - 346.
- POSTENDORFER, G. 1975. **Principles of magnetotelluric prospecting**. Berlin, Gebrüder Borntraeger. 64 p.
- PRICE, A.T. 1962. The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. **Journal of Geophysical Research**, 67:1907 - 1918.
- PRICE, A.T. 1973. The theory of geomagnetic induction. **Physics of the Earth and Planetary Interiors**, 7:227 - 233.
- PRIDMORE, D.F.; HOHMANN, G.W.; WARD, S.H.; SILL, W.R. 1981. An investigation of finite element modelling for electrical and electromagnetic data in three dimensions. **Geophysics**, 40: 1009 - 1024.
- RAGHAVARAO, R.; SRIDHARAN, R.; SASTRI, J.H.; ÁGASHE, V.V.; RAO, B.C.N.; RAO, P.B.; SOMAYAJULU, V.V. 1989. **The equatorial ionosphere**. (WITS Handbook). p. 48 - 94.
- RAICHE, A.P. 1974. An integral equation approach to three - dimensional modelling. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 36:363 - 376.
- RANGANAKI, R.P. & MADDEN, T.R. 1980. Generalized thin sheet analysis in magnetotelluric: an extension of Price's analysis. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 60:445 - 457.
- RANKIN, D. 1962. The magnetotelluric effect on a dike. **Geophysics**, 27:666 - 676.
- REDDY, C.A. 1989. The equatorial electrojet. **Pure and Applied Geophysics**, 131:485 - 514.
- REDDY, I. K., RANKIN, D.; PHILLIPS, R. J. 1977. Three-dimensional modeling in magnetotelluric and magnetic variational sounding. **Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society**, 51:313-326.
- RIJO, L. 1977. **Modelling of electric and electromagnetic data**. Salt Lake City, University of Utah. 242 p. Tese (Doutorado em Geofísica), 1977.

- RIJO, L. 1990. **Teoria dos Métodos Eletromagnéticos I** - Notas de Aula. Belém, UFPA. 211 p. (no prelo).
- RIJO, L. 1991. A influência das ondulações do eletrojato equatorial nos levantamentos Magnetotélúricos. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA DE GEOFÍSICA, 2, Salvador, 1991. **Anais**. Salvador, SBGf. v. 1, p. 323 - 330.
- RIJO, L. 1992. A theoretical study of the daily variations of the Equatorial Electrojet on the magnetotelluric impedance. In: INTERNATIONAL WORKSHOP ON IEEY DATA ORGANIZATION AND ANALYSIS, INPE - São José dos Campos, Outubro - 1992. (no prelo).
- SCHALLER, H.; VASCONCELOS, D.N. & CASTRO, J.C. 1971. Estratigrafia Preliminar da Bacia Sedimentar da Foz do Rio Amazonas. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE GEOLOGIA, 25., São Paulo, 1971. **Anais**. São Paulo, SBG. v. 3, p. 189 - 202.
- SCHMUCKER, U. 1971. Interpretation of induction anomalies above non-uniform surface layers. **Geophysics**, 36:156 - 165.
- SCHMUCKER, U. & WEIDELT, P. 1975. **Electromagnetic induction in the earth** (Lecture Notes). Aarhus University. (no prelo).
- SRIVRASTAVA, S.P. 1965. Method of interpretation of magnetotelluric data when source field is considered. **Journal of Geophysical Research**, 70:945 - 954.
- STANLEY, W.D.; BOEHL, J.E.; BOSTICK Jr., F.X.; SMITH, H.W. 1977. Geothermal significance of magnetotelluric sounding in the Eastern Snake River Plain - Yellowstone Region. **Journal of Geophysical Research**, 82:2501 - 2514.
- STENING, R.J. 1985. Modelling the equatorial electrojet. **Journal of Geophysical Research**, 90:1705 - 1719.
- STODT, J.A.; HOHMANN, G.W.; TING, S.C. 1981. The telluric - magnetotelluric method in two and three - dimensional environments. **Geophysics**, 46:1137 - 1147.
- STRANGWAY, D.W.; SWIFT, C.M.; HOLMER, R.C. 1973. The application of audio frequency magnetotellurics (AMT) to mineral exploration. **Geophysics**, 38:1159 - 1175.
- SWIFT, Jr., C.M. 1971. Theoretical magnetotelluric and Turam response from two - dimensional inhomogeneities. **Geophysics**, 36:38 - 52.
- TELFORD, W.M.; GELDART, L.P.; SHERIFF, R.E.; KEYS, D.A. 1975. **Applied Geophysics**. Cambridge, Cambridge University Press. 860 p.

- TIKHONOV, A.N. 1950. On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust. **Doklady**, 73:295 - 297.
- TING, S. C. & HOHMANN, G. W. 1981 Integral equation modeling of three-dimensional magnetotelluric response. **Geophysics**, 46:182-197.
- TRIPP, A.C. & HOHMANN, G.W. 1984. Block diagonalization of the electromagnetic impedance matrix of a symmetric buried body using group theory. **Inst. and Electron. Eng., Trans. Geoscience and Remote Sensing**, 22:62 - 69.
- TRIVEDI, N. B. 1989. The equatorial electrojet and its implication in geophysical prospecting. In: CONGRESSO INTERNACIONAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA DE GEOFÍSICA, 1, Rio de Janeiro, 1989. **Anais. Rio de Janeiro, SBGf. v. 1, p. 251.**
- UNTIEDT, J. 1967. A model of the equatorial electrojet involving meridional currents. **Journal of Geophysical Research**, 72:5799 - 5810.
- VOZOFF, K. 1972. The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. **Geophysics**, 37:98 - 141.
- VOZOFF, K. 1986. Magnetotelluric methods. In: VOZOFF, K. ed. **Magnetotelluric methods**. Tulsa, Society of Exploration Geophysicist(SEG). 763 p. (Geophysical reprint series, 5).
- VOZOFF, K. 1991. The magnetotelluric method. In: NABIGHIAN, M.N. ed. **Electromagnetic methods in applied geophysics - applications (part A and part B)**. Tulsa, Society of Exploration Geophysicists. p. 641 - 711.
- WAIT, J.R. 1954. On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field. **Geophysics**, 19:281 - 289.
- WAIT, J.R. 1962. Theory of magnetotelluric fields. **Journal of Research of the National Bureau of Standards - D, Radio Propagation**, 66 D:509 - 541.
- WANNAMAKER, P.E.; HOHMANN, G.W.; SAN FILIPO, W.A. 1984a. Electromagnetic modelling of three - dimensional bodies in layered earths using integral equations. **Geophysics**, 49:60 - 74.
- WANNAMAKER, P.E.; HOHMANN, G.W.; WARD, S.H. 1984b. Magnetotelluric responses of the three - dimensional bodies in layered earths. **Geophysics**, 49:1517 - 1533.
- WARD, S.H. & MORRISON, H.F. 1966. Discussion of a paper by Hoffmann & Horton (1966). **Journal of Geophysical Research**, 71:4053 - 4054.

- WATANABE, T. 1964. A self consistent solution method for determining the electrical conductivity in the subsurface regions of the earth. **Canadian Journal of Earth Sciences**, 1:206 - 210.
- WEAVER, J.T. 1963. On the separation of local geomagnetic fields into external and internal parts. **Journal of Geophysical Research**, 29:9 - 36.
- WEIDELT, P. 1975. Electromagnetic induction in three - dimensional structures. **Journal of Geophysics**, 41: 85 - 109.
- WESCOTT, E.M. & HESSLER, V.P. 1960. The effect of topography and geology on telluric currents. **Journal of Geophysical Research**, 67:4813 - 4823.