

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

**MODELAGEM E FILTRAGEM DE DISTORÇÕES
ESTÁTICAS EM LEVANTAMENTOS DE DIPOLOS
CONTÍNUOS**

TESE APRESENTADA POR
CÍCERO ROBERTO TEIXEIRA RÉGIS

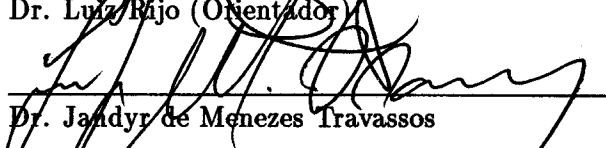
COMO REQUISITO PARCIAL À OBTENÇÃO DE GRAU DE
MESTRE EM CIÊNCIAS NA ÁREA DE GEOFÍSICA

Data de Aprovação : 02/02/1994

COMITÊ DE TESE:



Dr. Luiz Rijo (Orientador)



Dr. Jandyr de Menezes Travassos



Dr. Om Prakash Verma

BELÉM

1994

RÉGIS, Cícero Roberto Teixeira. **Modelagem e filtragem de distorções estáticas em levantamento de dipolos contínuos.** Belém, Universidade Federal do Pará. Centro de Geociências, 1994. 53p.
Tese (Mestrado em Geofísica - Curso de Pós-Graduação em Geofísica, Centro de Geociências, 1994.

1. MÉTODO MAGNETOTELÚRICO. 2. EMAP. I. Título.

À minha esposa Solange.

AGRADECIMENTOS

Ao Curso de Pós Graduação em Geofísica da UFPa e a todo corpo docente, técnico e administrativo por terem propiciado os meios para a realização deste trabalho.

Ao Dr. Luiz Rijo, pela orientação segura e pelo valioso aprendizado que me proporcionou.

À PETROBRÁS pelo suporte financeiro, na minha condição de bolsista do programa de formação de mestres e doutores firmado entre esta empresa e a UFPa.

Aos amigos e colegas do CPGF que muito colaboraram para a realização desta tese. Em particular, àqueles cujo apoio e conselho foram imprescindíveis durante esta caminhada: Licurgo e Walter, esta tese é de vocês.

SUMÁRIO

	p.
DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
RESUMO	1
ABSTRACT	2
1 - INTRODUÇÃO	3
2 - AS DISTORÇÕES ESTÁTICAS	6
3 - MODELAMENTO DAS DISTORÇÕES ESTÁTICAS	10
3.1 MODELAMENTO POR ELEMENTOS FINITOS DO CAMPO MAGNETO- TELÚRICO	10
3.1.1 Metodologia	10
3.1.2 Teste da Metodologia	12
3.2 MODELAMENTO DA RESPOSTA DO DIPOLO ELÉTRICO	18
3.3 APLICAÇÃO EM UM MODELO 2D	18
4 - O EMAP	24
4.1 EQUAÇÃO INTEGRAL	24
4.2 A APROXIMAÇÃO DE BORN DE PRIMEIRA ORDEM E AS FUNÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO	25
4.3 A FILTRAGEM ESPACIAL E O ARRANJO DE CAMPO DO EMAP	27
4.4 O ALGORITMO	28
4.5 MODELO TESTE	34
5 - APLICAÇÃO EM MODELOS SINTÉTICOS	41
5.1 MODELO 1	41
5.2 MODELO 2	42
5.3 MODELO 3	42

5.4	MODELO 4	42
5.5	MODELO 5	43
6 -	CONCLUSÕES	51
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	52

RESUMO

As distorções estáticas são um grave problema que afeta o método magnetotelúrico e muitas tentativas têm sido feitas para eliminar ou minimizar os seus efeitos. Este trabalho trata de uma técnica nova que trata deste problema, o método EMAP, que é uma adaptação do método magnetotelúrico na qual as medidas de campo elétrico são feitas em uma linha contínua de dipolos conectados entre si, e os dados coletados desta maneira são tratados com um filtro espacial passa-baixa dependente da frequência.

Este trabalho é composto de duas partes principais, a simulação numérica dos dados contaminados com as distorções estáticas e a filtragem destes dados com o filtro espacial passa-baixa. Na primeira parte, aplicamos o método dos elementos finitos para simular a resposta dos dipolos elétricos, os quais fazem as medidas do campo elétrico. Na segunda parte aplicamos a janela de Hanning como filtro passa-baixa apropriado para tratar os dados.

ABSTRACT

Static distortions are a serious problem to the magnetotelluric method and many attempts to eliminate or to minimize them in the MT data have been tried with more or less success. This work is an overview on a new technique that deals with this problem, the EMAP method, which is a modification of the traditional MT method in which the measures of the electric field are made in a continuous line of dipoles equally spaced, and the data so obtained are filtered with a spatial low-pass, frequency dependent digital filter.

This work is composed of two main parts, the numerical simulation of electric field data distorted by the static shift and the application of the spatial low-pass filter to minimize the static shift. In the first part, we use the finite elements method to simulate the response of the electric dipole which actually makes the electric field measurements; in the second part, we apply the Hanning window as the spatial filter to treat the data.

1 - INTRODUÇÃO

O método magnetotelúrico (MT) é conhecido desde a década de 1950 (TICKHONOV, 1950; CAGNIARD, 1953). Neste método são medidas as componentes elétrica e magnética do campo eletromagnético natural. A componente elétrica é medida através de um arranjo de dois dipolos elétricos dispostos de maneira a separar o campo elétrico (**E**) em duas componentes perpendiculares. A componente magnética é medida com três bobinas, duas horizontais e uma vertical, de modo que o campo magnético (**H**) seja decomposto em três componentes perpendiculares. As componentes elétricas e magnéticas podem ser agrupadas de modo a formar um tensor de impedância:

$$\tilde{Z} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

Para modelos bidimensionais (2D) isotrópicos, $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ e $Z_{xy} = E_x/H_y$ e $Z_{yx} = E_y/H_x$. Com isso é comum definir duas resistividades aparentes de acordo com o modo de propagação da onda eletromagnética. Considerando a direção do eixo y sendo paralela ao "strike" do modelo e o eixo x perpendicular ao "strike", define-se o modo TE (Transversal Electrico, em relação à direção vertical z) como aquele no qual o campo elétrico é perpendicular à direção z e paralelo à direção do strike (E_y) e o modo TM (Transversal Magnetico, em relação à direção z) como aquele no qual o campo magnético é transversal à direção vertical e paralelo ao strike (H_y). Para o modo TM define-se a resistividade aparente ρ_{ap}^{TM} como

$$\rho_{ap}^{TM}(\omega) = \frac{1}{\omega\mu} |Z_{xy}|^2, \quad (1.2)$$

e para o modo TE, a resistividade aparente ρ_{ap}^{TE} como

$$\rho_{ap}^{TE}(\omega) = \frac{1}{\omega\mu} |Z_{yx}|^2, \quad (1.3)$$

em que ω é a frequência angular da onda e μ é a permeabilidade magnética do meio. Do mesmo modo, define-se as fases ϕ^{TM} e ϕ^{TE} para os modos TM e TE, respectivamente, como:

$$\phi^{TM} = \frac{\text{Im}(Z_{xy})}{\text{Re}(Z_{xy})}, \quad (1.4)$$

$$\phi^{TE} = \frac{\text{Im}(Z_{yx})}{\text{Re}(Z_{yx})}. \quad (1.5)$$

Este arranjo para as medidas dos campos é chamado sondagem MT de cinco componentes. Por muitos anos foi o único método usado para coletar dados MT e usado para todos os problemas de exploração, do reconhecimento ao detalhe (WARREN & SRNKA, 1990).

Entretanto, este método está sujeito a um problema que é comum aos métodos eletromagnéticos: as distorções do campo eletromagnético devidas à presença de heterogeneidades próximas da superfície ou à topografia, conhecidas como distorções estáticas. Estas distorções provocam deslocamentos nas curvas de resistividade aparente do método MT, para cima ou para baixo, superestimando ou subestimando a resistividade da sub-superfície.

Um método recente criado para eliminar o efeito das distorções estáticas é o EMAP (*ElectroMagnetic Array Profiling*) que usa um arranjo de eletrodos diferente das sondagens MT tradicionais (BOSTICK, 1986). No EMAP, as medidas de campo elétrico são feitas em uma série de dipolos dispostos em uma linha contínua, e filtros espaciais dependentes da frequência são aplicados para eliminar grande parte das distorções estáticas.

Este trabalho consiste no desenvolvimento de um programa para filtrar as distorções estáticas nos dados de EMAP, com base na teoria publicada por TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992a, 1992b), e na aplicação deste programa em modelos sintéticos para avaliar as potencialidades do EMAP.

O objetivo geral deste trabalho é dominar a técnica do EMAP, de modo que seja possível seu posterior aprimoramento. Para tanto, dividimos o trabalho em duas partes principais. Na primeira parte procuramos compreender o problema das distorções estáticas e fazemos o modelamento numérico dos campos MT contaminados com tais distorções. Na segunda parte, tentamos filtrar as distorções estáticas utilizando o algoritmo do EMAP. Para tanto, desenvolvemos um programa com base na teoria publicada por TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992a, 1992b), e o aplicamos em modelos sintéticos, simulando várias situações práticas diferentes. Analisamos o desempenho do método para estes modelos.

Nos restringiremos a modelos bidimensionais. Nestes, as distorções estáticas aparecem no modo TM, onde há variações da resistividade na direção do campo elétrico. As respostas MT do modo TE não sofrem distorções estáticas; assim, faremos o modelamento dos dados no modo TM.

Faremos um resumo teórico sobre as distorções estáticas no segundo capítulo, onde mostraremos a influência de heterogeneidades na condutividade da sub-superfície sobre o campo magnetotelúrico.

No Capítulo 3 fazemos o modelamento dos dados obtidos com dipolos elétricos contaminados com distorções estáticas. Para tanto, empregamos o método dos elementos finitos para

resolver as equações do campo MT (RIJO, 1977) e integramos o campo elétrico obtido para simular a resposta do dipolo elétrico. Para testar a metodologia de cálculo e de apresentação dos resultados, utilizamos um modelo que possui solução analítica de modo a poder comparar os resultados da solução numérica com os resultados da solução analítica.

No Capítulo 4, apresentamos o EMAP. Primeiramente mostramos como surgiu a idéia do método a partir da análise da aproximação de Born de primeira ordem no método magnetotelúrico. A seguir apresentamos a técnica de coleta de dados em uma linha de dipolos e uma metodologia de filtragem desses dados.

No Capítulo 5, aplicamos a metodologia apresentada no Capítulo 4 para filtrar dados obtidos em modelos sintéticos e estudamos o poder de resolução do EMAP.

Por fim, no Capítulo 6, tecemos os comentários finais e as conclusões desta pesquisa.

2 - AS DISTORÇÕES ESTÁTICAS

Neste capítulo vamos estudar as distorções estáticas em levantamentos magnetotelúricos. Mostraremos a influência, sobre o campo magnetotelúrico, das variações de resistividade na sub-superfície.

Consideremos o modelo unidimensional (1D) formado por camadas planas horizontais; o campo eletromagnético neste modelo é considerado como o campo "normal" e será denominado de campo primário. Neste modelo, as informações obtidas a partir das medidas na superfície nos dão uma boa idéia sobre as resistividades na sub-superfície, principalmente nos limites de frequência muito alta ou muito baixa, onde as resistividades calculadas tendem aos valores reais da camada superficial e do embasamento respectivamente.

Entretanto, quando há heterogeneidades no modelo de camadas (como, por exemplo, corpos com resistividade diferente do meio encaixante ou camadas não planas ou não horizontais) ou seja, quando há variações laterais na resistividade, estas variações geram correntes e acúmulo de cargas. Estes, por sua vez, criam campos que se somam vetorialmente ao campo primário alterando os valores observados ou *distorcendo* o campo em relação ao modelo 1D.

Quando há contrastes de resistividade próximos à superfície, o efeito dos campos secundários gerados por estes contrastes sobre o campo total é chamado distorção estática (*static shift*). As distorções estáticas alteram os valores dos campos de tal modo que as informações obtidas a partir deles podem não ter qualquer relação com os valores reais das resistividades da subsuperfície. A interpretação de dados contaminados com distorções estáticas é difícil e feições de interesse podem ser completamente mascaradas.

Consideremos um modelo como o descrito acima, onde haja variações laterais na condutividade. Podemos ver a influência dessas variações de condutividade sobre o campo total da seguinte maneira. Tomemos a equação da continuidade no domínio da frequência,

$$i\omega\rho_v + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.1)$$

onde ρ_v é a densidade volumétrica de carga e $\mathbf{J}$ é a densidade de corrente de condução. Aplicando na equação 2.1 a lei de Ohm,

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}, \quad (2.2)$$

onde σ é a condutividade do meio, e a equação de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho_v}{\epsilon} \quad (2.3)$$

em que ϵ é a permissividade elétrica do meio, obtemos:

$$i\omega\epsilon\rho_v + \epsilon\nabla\sigma \cdot \mathbf{E} + \sigma\rho_v = 0. \quad (2.4)$$

A partir da equação 2.4 obtemos

$$\rho_v = \frac{\epsilon}{\sigma + i\omega\epsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla\sigma. \quad (2.5)$$

Vemos então que haverá acúmulo de cargas onde quer que haja variação da condutividade na direção do campo elétrico. Estas cargas podem se distribuir por um volume extenso, se a condutividade variar continuamente, ou se localizar na superfície dos corpos se houver descontinuidade na condutividade, ou seja, se as fronteiras das heterogeneidades forem abruptas. Esses acúmulos de carga são responsáveis por grande parte das distorções no campo eletromagnético.

Na Figura 2.1 podemos observar a influência da presença de contrastes de resistividade sobre a distribuição de correntes e o acúmulo de cargas na superfície de corpos condutivos e resistivos. Esta figura mostra o campo secundário gerado pelas heterogeneidades. O campo primário é considerado constante e o campo total é a soma vetorial dos dois campos. Notemos que sobre o corpo condutivo o campo total é diminuído e sobre o corpo resistivo o campo total é aumentado. Por outro lado, sobre as proximidades laterais dos corpos ocorre o inverso, o campo é aumentado próximo ao corpo condutivo e diminuído próximo ao corpo resistivo.

Nas curvas de resistividade aparente versus período do método magnetotélúrico esses efeitos aparecem como deslocamentos (*shifts*) da curva para cima ou para baixo, superestimando ou subestimando a resistividade real da subsuperfície. Para frequências baixas, quando a profundidade de penetração (*skin depth*) da onda no meio é maior do que a extensão vertical da heterogeneidade, esta se carrega de maneira uniforme e o efeito das distorções é um deslocamento uniforme da curva, independente da frequência. Deste modo, a heterogeneidade se comporta como se estivesse sujeita à influência de campo DC. Por outro lado, quando o corpo é maior do que a profundidade de penetração, o topo é mais carregado do que a base do corpo e o efeito não mais é independente da frequência.

Em modelos 2D o efeito das distorções estáticas é observado no modo TM, onde o campo elétrico tem componente na direção perpendicular ao strike das estruturas, ou seja, na direção das variações na condutividade. No modo TE o campo elétrico só tem componente na direção

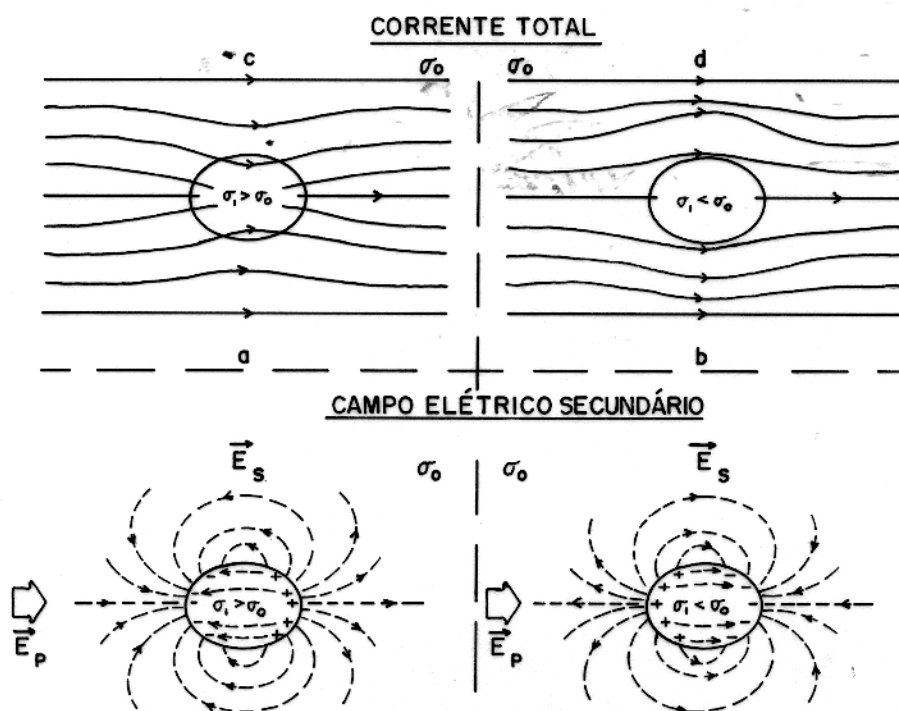


Figura 2.1 - Influência de contrastes de condutividade no campo EM: (a) e (b), campos secundários; (c) e (d) distribuição de correntes na sub-superfície gerados por corpos resistivo e condutivo. O campo primário é constante. (JIRACEK, 1990)

paralela ao strike, não interceptando nenhuma variação de condutividade, logo não havendo acúmulo de cargas.

Uma característica do método MT é que, dentro da faixa de frequências onde o campo é considerado quase-estático, as curvas de fase não apresentam influência das distorções estáticas. A justificativa para este fato pode ser obtida da equação 2.5. Se aplicarmos a aproximação quase-estática, $\sigma \gg \omega\epsilon$, a essa equação, teremos:

$$\rho_v = \frac{\epsilon}{\sigma} \mathbf{E} \cdot \nabla \sigma. \quad (2.6)$$

Vemos então que não há diferença de fase entre o campo elétrico e a distribuição de cargas no meio. Assim, o campo secundário está em fase com o campo primário.

Esta característica do método tem sido muito discutida e já foi até sugerido se usar apenas a fase para a inversão dos dados em estimativas de resistividade como alternativa para contornar o problema das distorções estáticas (TORRES-VERDÍN & BOSTICK, 1992b).

Muitos métodos têm sido tentados para corrigir o problema e eliminar a influência das distorções estáticas. JIRACEK (1990) faz uma revisão geral sobre o assunto e relata vários

métodos que são empregados, tais como ajustamento das curvas de resistividade versus período, tratamentos estatísticos dos dados considerando o caráter aleatório da distribuição das heterogeneidades na superfície - ou filtragem espacial dos dados. Nesta última categoria se enquadra o método EMAP, que estudaremos no Capítulo 4.

3 - MODELAMENTO DAS DÍSTORÇÕES ESTÁTICAS

Neste capítulo faremos o modelamento de dados obtidos por um dipolo elétrico, simulando um levantamento MT, em modelos nos quais as distorções estáticas estão presentes contaminando os dados. O nosso objetivo é estudar a influência destas distorções sobre a qualidade dos dados coletados.

3.1 MODELAMENTO POR ELEMENTOS FINITOS DO CAMPO MAGNETOTELÚRICO

3.1.1 Metodologia

Para o modelamento do campo magnetotelúrico consideramos ondas planas com variação harmônica ($e^{i\omega t}$) incidindo sobre meios estratificados contendo heterogeneidades laterais de condutividade. Nos nossos modelos, as camadas serão sempre homogêneas e isotrópicas, assim como os corpos que serão as heterogeneidades. Partimos das equações de Maxwell no domínio da frequência, considerando o campo como *quase estático*:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H}, \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma\mathbf{E}. \quad (3.2)$$

Em que $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m é a permeabilidade magnética do vácuo, que é o valor de permeabilidade a ser usado em todos os modelos.

Empregando a idéia discutida no Capítulo 2, vamos dividir o campo total em duas partes: o campo primário, que é a resposta apenas do meio estratificado, e o campo secundário, que representa a influência das heterogeneidades sobre o campo total. Ou seja:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^p + \mathbf{E}^s, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^p + \mathbf{H}^s, \quad (3.4)$$

$$\sigma = \sigma^p + \Delta\sigma. \quad (3.5)$$

Onde $\Delta\sigma$ representa o contraste entre as condutividades elétricas do modelo primário (meio estratificado) e do modelo completo (camadas + heterogeneidades). Aproveitando a linearidade do operador $\nabla \times$ podemos reescrever 3.2 da seguinte maneira:

$$\nabla \times \mathbf{H}^p + \nabla \times \mathbf{H}^s = (\sigma^p + \Delta\sigma)(\mathbf{E}^p + \mathbf{E}^s). \quad (3.6)$$

Como $\nabla \times \mathbf{H}^p = \sigma^p \mathbf{E}^p$, então:

$$\nabla \times \mathbf{H}^s + \sigma \mathbf{E}^s = \Delta \sigma \mathbf{E}^p. \quad (3.7)$$

Da mesma forma obtemos:

$$\nabla \times \mathbf{E}^s = -i\omega\mu_0 \mathbf{H}^s \quad (3.8)$$

Notemos que a fonte do campo secundário nas equações (3.7) e (3.8) é o campo primário, ou seja, a resposta do meio estratificado, que possui solução analítica bem conhecida e fácil de calcular (RIJO, 1991).

Assim, vamos desenvolver as equações (3.7) e (3.8), considerando que $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, já que estamos lidando com modelos bidimensionais (com variação apenas em x e z), e podemos desacoplar os dois modos de propagação, TE e TM, e resolver separadamente os dois casos. Nestas condições, desenvolvendo os rotacionais e agrupando as componentes vetoriais chegaremos à seguinte expressão, para o modo TM:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{H}_y^s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{H}_y^s}{\partial z} \right) - i\omega\mu_0 \mathbf{H}_y^s = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \mathbf{E}_x^p \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \mathbf{E}_z^p \right) \quad (3.9)$$

A solução da equação (3.9) é obtida empregando-se o método dos elementos finitos. Notamos que a solução para o campo secundário depende das propriedades elétricas do modelo completo e que devemos discretizar as heterogeneidades e também o modelo primário.

Antes de aplicarmos a técnica dos elementos finitos é conveniente fazer a normalização do problema da seguinte maneira. Seja $\bar{\sigma}$ a condutividade de normalização, (normalmente a condutividade de uma das camadas do modelo, em particular a da primeira camada) e δ o *skin depth*, ou profundidade pelicular, associado a $\bar{\sigma}$, dado por

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\bar{\sigma}}},$$

Normalizamos então todas as dimensões de comprimento do problema pela profundidade de penetração:

$$\bar{x} = \frac{x}{\delta}, \quad \bar{z} = \frac{z}{\delta}.$$

Dessa forma, a equação (3.9) é reescrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\bar{\sigma}}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{H}_y^s}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{\bar{\sigma}}{\sigma} \frac{\partial \mathbf{H}_y^s}{\partial \bar{z}} \right) - 2i\mathbf{H}_y^s = \\ -\delta\bar{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \mathbf{E}_x^p \right) - \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \mathbf{E}_z^p \right) \right] \end{aligned} \quad (3.10)$$

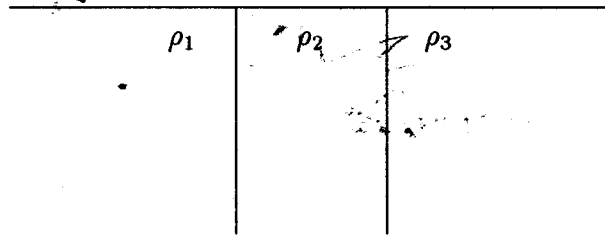


Figura 3.1 - Modelo de um dique infinito

Construímos então uma malha de elementos triangulares para cada modelo a ser estudado e normalizamos a malha pela profundidade de penetração. Podemos usar, então, a mesma malha para todas as frequências sem alterações.

Os detalhes sobre o algoritmo dos elementos finitos usado nesse trabalho podem ser encontrados em RIJO (1977, 1991).

Obtemos então a solução, nas posições dos nós da malha, para a componente do campo elétrico secundário paralela ao strike das heterogeneidades (H_y^s). A componente do campo elétrico perpendicular ao strike é obtida através do desdobramento das equações de Maxwell a partir das equações (3.7) e (3.8):

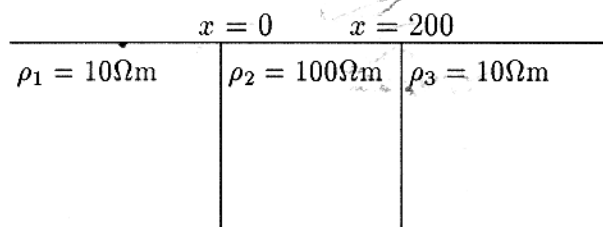
$$E_x^s = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} - \frac{\Delta\sigma}{\sigma} E_x^p \quad (3.11)$$

Calculamos esta componente fazendo a derivação numérica dos valores do campo obtidos com os elementos finitos.

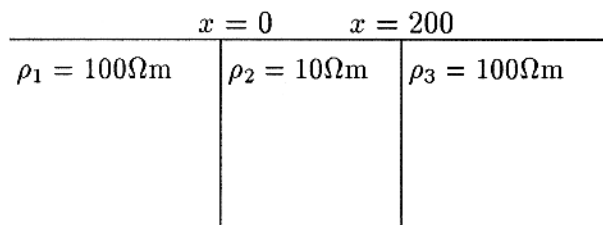
3.1.2 Teste da Metodologia

O primeiro modelo, que serviu como teste do programa e da metodologia de plotagem usados neste trabalho, foi o modelo de um dique infinito aflorante (Figura 3.1). Temos, nesse modelo, um exemplo de distorção do campo eletromagnético no caso do modo TM, no qual temos componente do campo elétrico perpendicular à interface entre o dique e o meio encaixante. Este modelo possui solução bem conhecida (RANKIN, 1962) e os resultados obtidos com os elementos finitos foram comparados com esta solução.

Como exemplo, apresentamos as respostas de duas situações diferentes no modelo do dique infinito (Figura 3.2): o primeiro modelo é um dique de largura de 200 m e resistividades dadas



(a)



(b)

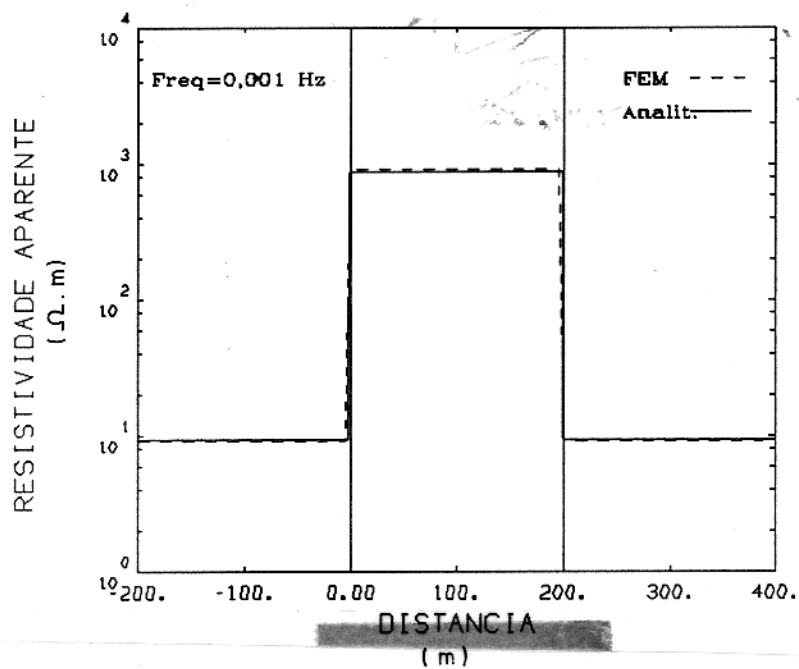
Figura 3.2 - Modelos testados: (a) modelo 1, (b) modelo 2

por $\rho_1 = \rho_3 = 10\Omega\text{m}$ e $\rho_2 = 100\Omega\text{m}$); o segundo modelo é semelhante ao primeiro, porém com o semi-espço mais resistivo ($\rho_1 = \rho_3 = 100\Omega\text{m}$ e $\rho_2 = 10\Omega\text{m}$).

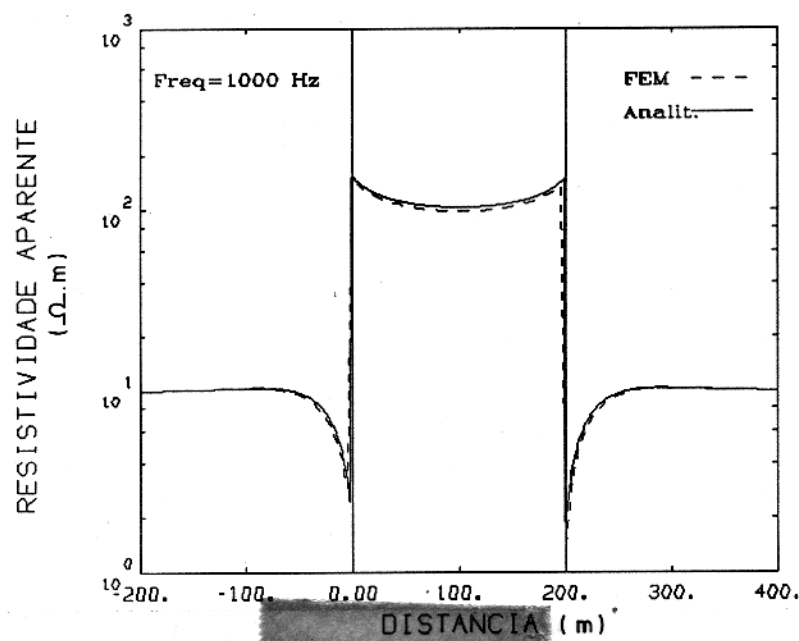
Os resultados obtidos com os elementos finitos foram praticamente idênticos aos obtidos com a solução analítica em todas as frequências.

Na Figura 3.3 fazemos a comparação entre a solução obtida com os elementos finitos e a solução analítica para resistividade aparente e fase no modelo 1 nas frequências de 10^3 Hz e 10^{-3} Hz, que foram as frequências máxima e mínima estudadas. Na Figura 3.4 temos a mesma comparação para o modelo 2. Para discretizar estes modelos utilizamos a mesma malha.

Para todas as frequências observadas obtivemos excelente concordância entre a resposta dos elementos finitos e a solução analítica, como mostram as pseudo-seções de resistividade

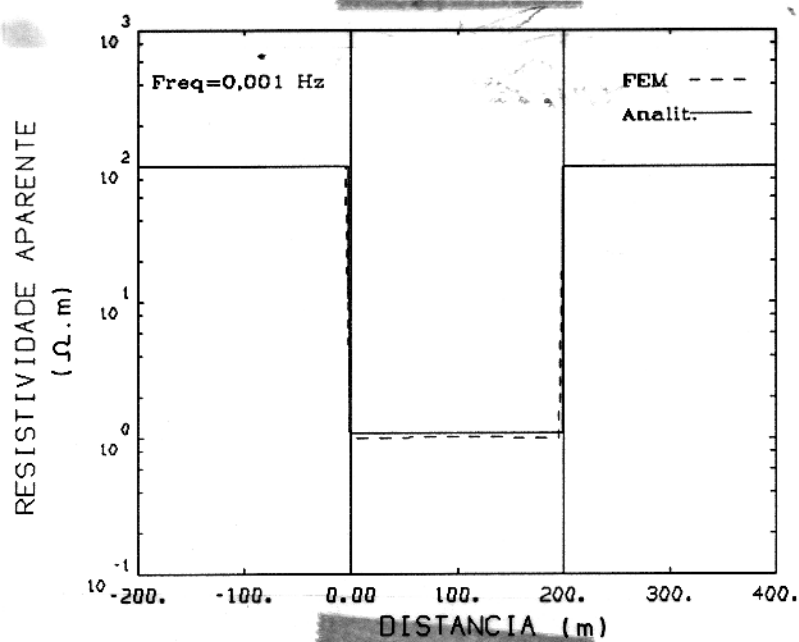


(a)

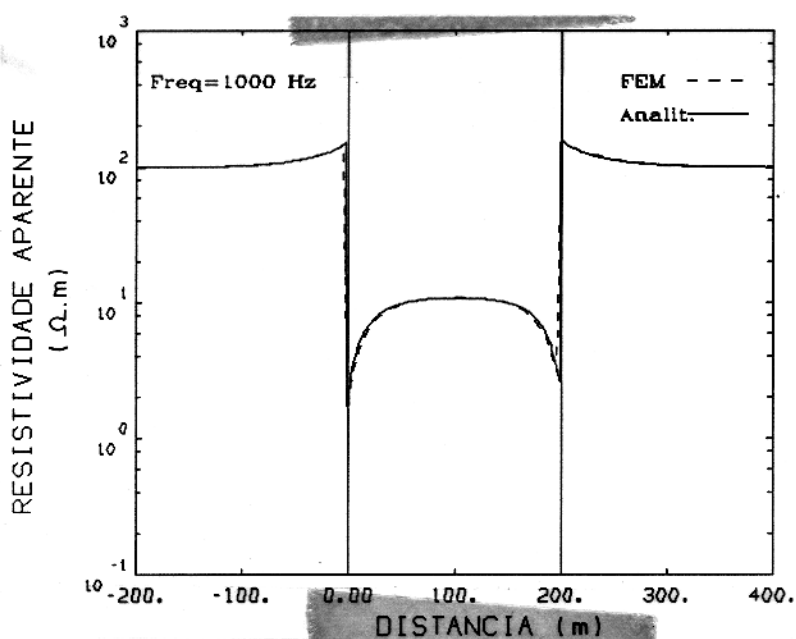


(b)

Figura 3.3 - Comparação entre a resposta dos elementos finitos e a solução analítica para a resistividade aparente no modelo 1. Frequências de: (a) 10^{-3} Hz e (b) 10^3 Hz .

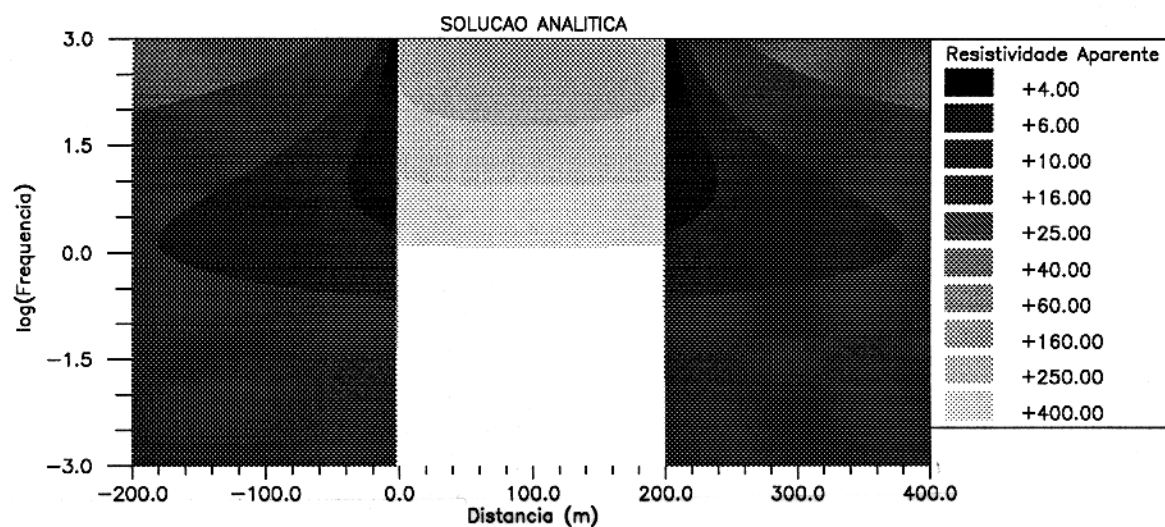


(a)

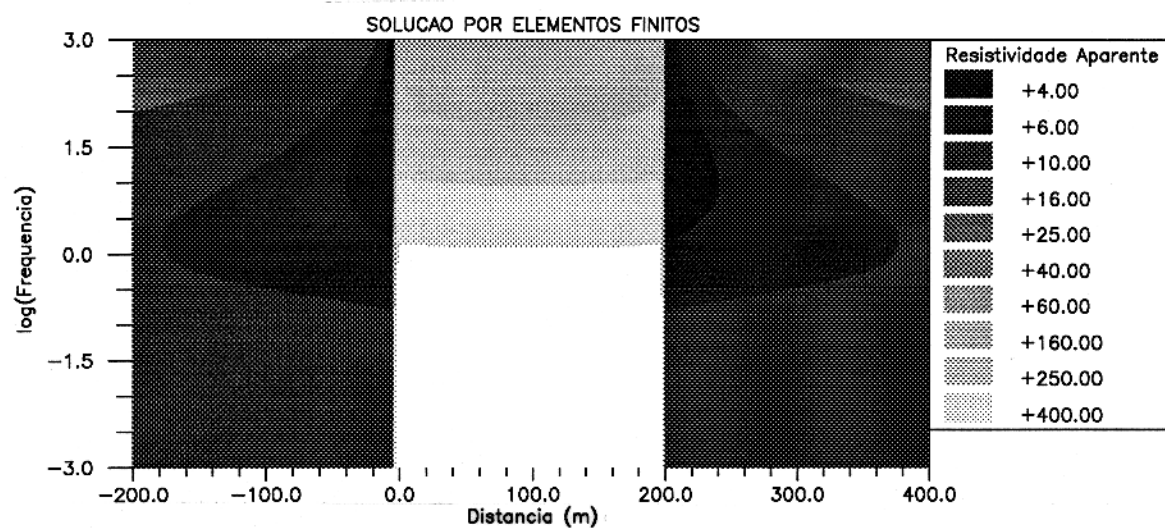


(b)

Figura 3.4 - Comparação entre a resposta dos elementos finitos e a solução analítica para a resistividade aparente no modelo 2. Frequências de: (a) 10^{-3} Hz e (b) 10^3 Hz.

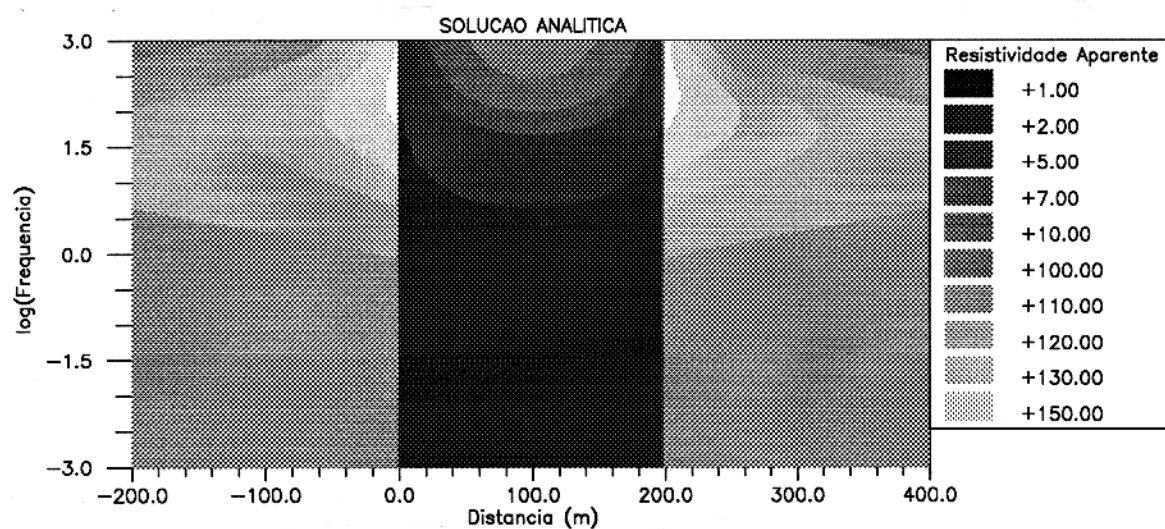


(a)

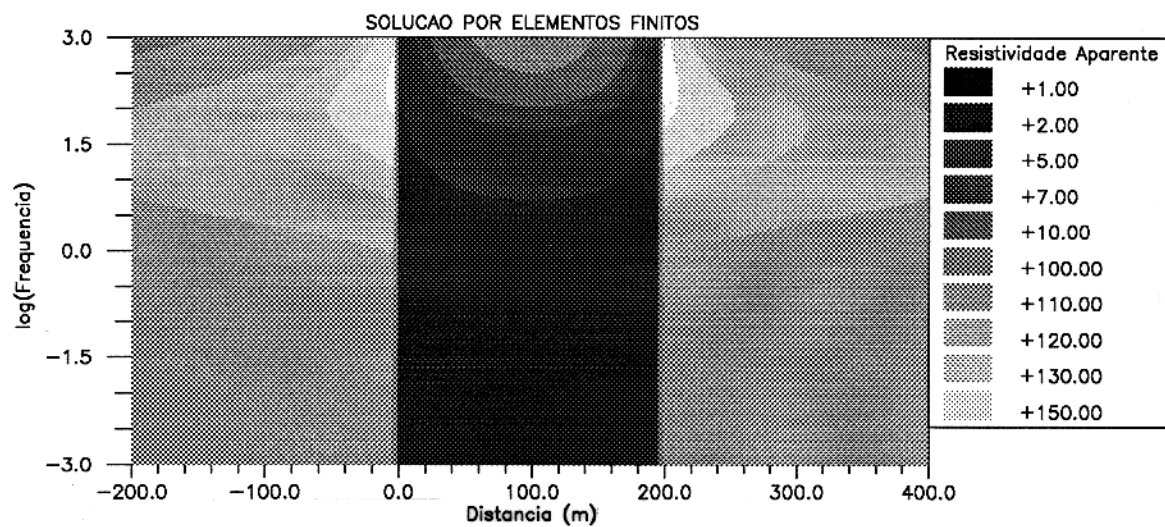


(b)

Figura 3.5 - Pseudo-seções de resistividade aparente para o modelo do dique infinito aflorante. (modelo 1)



(a)



(b)

Figura 3.6 - Pseudo-seções de resistividade aparente para o modelo do dique infinito aflorante. (modelo 2)

aparente nas Figuras 3.5 e 3.6. Estas seções foram feitas usando uma faixa de 31 frequências igualmente espaçadas, em escala logarítmica, de 10^{-3} Hz a 10^3 Hz.

3.2 MODELAMENTO DA RESPOSTA DO DIPÓLO ELÉTRICO

De posse da solução numérica para o campo magnetotelúrico, o próximo passo é simular os dados obtidos por um dipolo elétrico que mede a diferença de potencial (DDP) entre seus eletrodos.

Para calcular a DDP entre dois eletrodos de um dipolo de comprimento L fazemos a integração numérica dos valores do campo elétrico obtidos com os elementos finitos nas posições entre os eletrodos, ou seja

$$V = \int_{-L/2}^{L/2} E_x dx. \quad (3.12)$$

A aproximação feita pelos elementos finitos é linear entre um nó e outro. Assim, a integração do campo elétrico pode ser feita somando-se as áreas limitadas pelos segmentos de retas cujos extremos são os valores dos campos nos nós da malha, de acordo com a Figura 3.7). Este procedimento é feito tanto para a componente real como para a componente imaginária do campo elétrico.

Conhecendo o valor da DDP entre os eletrodos do dipolo, podemos estimar o campo elétrico pela fórmula

$$\bar{E}_x = \frac{V}{L}. \quad (3.13)$$

Este é o valor de campo elétrico que de fato é encontrado quando se fazem medidas com dipolos elétricos.

3.3 APLICAÇÃO EM UM MODELO 2D

Para Verificar o desempenho do nosso programa com relação ao cálculo do campo elétrico usando dipolos elétricos, vamos repetir o mesmo experimento realizado por TORRES-VERDÍN & BOSTICK, 1992-b e comparar os resultados.

Vamos aplicar a metodologia no modelo apresentado na Figura 3.8. Este modelo foi apresentado em TORRES-VERDÍN & BOSTICK, 1992-b e representa uma situação crítica, na qual as distorções estáticas influem bastante sobre os resultados obtidos com o dipolo. O

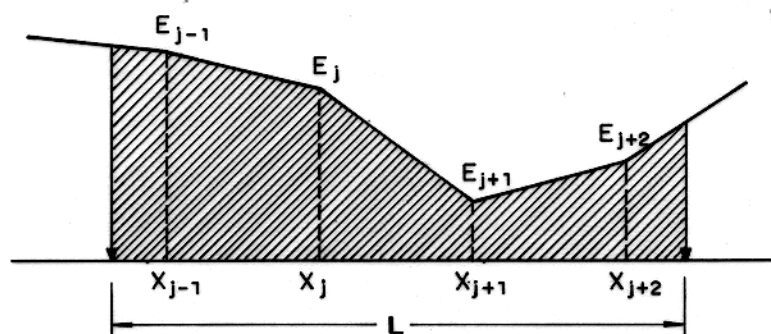


Figura 3.7 - Ilustração do processo de integração das componentes do campo elétrico. $E_{j-1}, E_j, \dots$, são os valores do campo elétrico nos nós da malha na superfície.

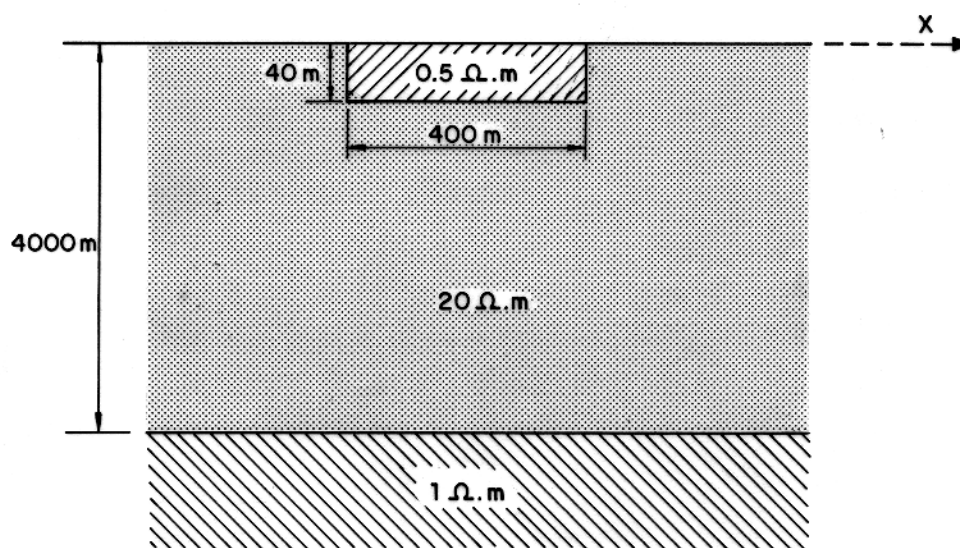


Figura 3.8 - Modelo 2D para estudo da influência do comprimento do dipolo elétrico nas distorções estáticas. (TORRES-VERDÍN & BOSTICK, 1992b)

nosso objetivo é estudar a distorção provocada pelo corpo aflorante cuja resistividade é $0,5 \Omega m$. Vamos usar dipolos de 100 m, 500 m e 1000 m, situados diretamente sobre o corpo e também deslocados de 250m, na faixa de frequências de $10^{-3} Hz$ a $10^3 Hz$. Na Figura 3.9-a mostramos os nossos resultados para o dipolo diretamente sobre o centro do corpo ($x = 0$) em comparação com os apresentados por Torres-Verdín & Bostick para o mesmo modelo. Na Figura 3.9-b a mesma comparação é feita para o dipolo deslocado de 250m do centro do corpo.

Um dos fatores que influem sobre o efeito das distorções estáticas é o comprimento do dipolo. Um dipolo grande consegue filtrar parte da distorção estática, entretanto quanto maior for o dipolo, menor será a resolução lateral. Para compreender a influência do comprimento do dipolo sobre as distorções estáticas, analisemos os resultados obtidos com o modelo da Figura 3.8.

De acordo com o comprimento do dipolo usado para tomar as medidas do campo elétrico obtemos respostas diferentes. Se a medida for tomada sobre o centro do corpo, quanto menor for o comprimento do dipolo menor será a influência dos contrastes laterais de resistividade nas bordas do corpo. No caso do corpo ter comprimento muito grande, quando o comprimento do dipolo tende a zero o resultado da medida tende a se aproximar da resposta de uma terra composta de três camadas sendo a primeira de resistividade e espessura iguais às do corpo. À medida em que o comprimento do dipolo cresce, o efeito das bordas do corpo é mais forte, aumentando a distorção estática. Quando o dipolo tem comprimento maior que o corpo, quanto maior for o comprimento do dipolo, menos este percebe a presença da heterogeneidade, tendendo a exibir a resposta do meio encaixante apenas.

Estes efeitos são mostrados na Figura 3.9-a onde temos as respostas do dipolo no centro do corpo para as frequências de $10^{-3} Hz$ até $10^3 Hz$. Para o dipolo de 100 m, a curva de resistividade aparente tende para a resistividade do corpo para a frequência mais alta, mas para a frequência mais baixa tende a subestimar a resistividade do embasamento, pois ainda está sob a influência da distorção nas bordas. Para o dipolo de 500 m, os eletrodos estão próximos das bordas do corpo e o efeito da distorção estática é sentido em todas as frequências. Já o dipolo de 1000 m sofre pouca influência da presença do corpo e, assim, a curva de resistividade aparente fica muito próxima da curva 1D do modelo só com as duas camadas. Da mesma maneira, na figura 3.9-b observam-se os mesmos efeitos da influência do comprimento do dipolo receptor deslocado de 250 metros do centro do corpo.

Estes resultados ilustram bem a influência do comprimento do dipolo sobre os dados obtidos com as medidas. Das comparações com resultados publicados vemos que nossa metodologia para modelar as distorções estáticas está bem calibrada e funcionando perfeitamente.

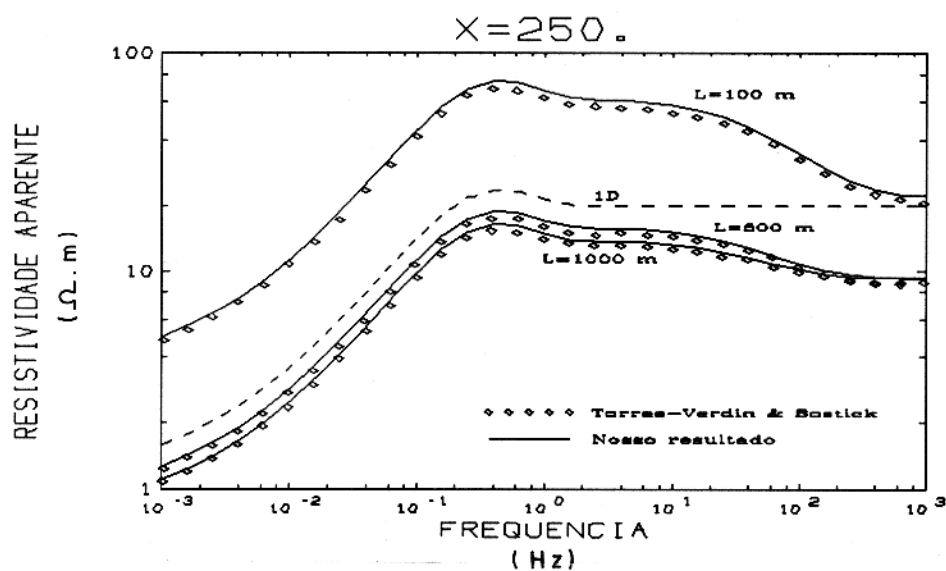
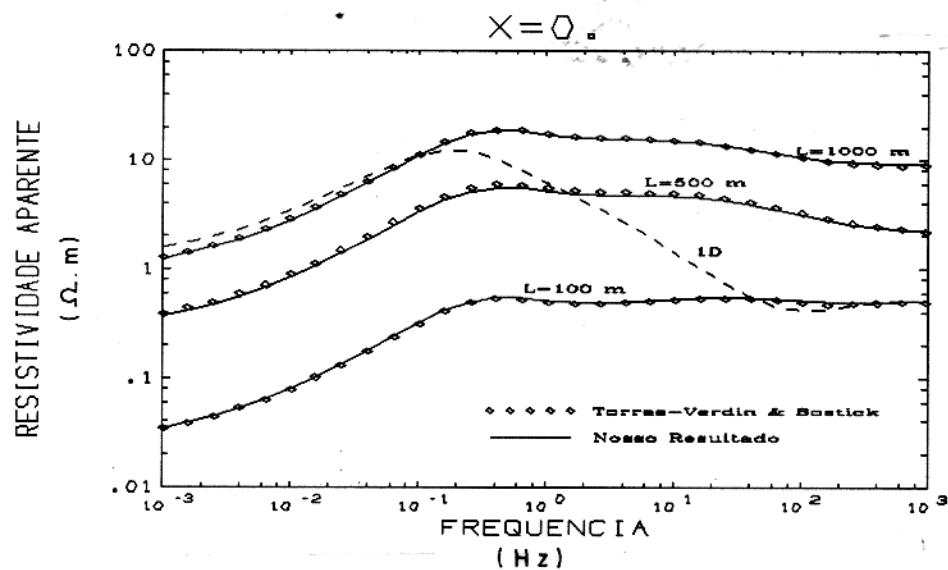


Figura 3.9 - Comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os resultados de TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992b) para o modelo do corpo aflorante. (a) Para o dipolo no centro do corpo. (b) Para o dipolo deslocado 250m do centro do corpo.

O próximo passo é filtrar os dados para remover as distorções estáticas, como veremos no próximo capítulo.

4 - O EMAP

Neste capítulo apresentamos o método EMAP (ElectroMagnetic Array Profiling) que foi desenvolvido por Bostick (1986) para resolver o problema das distorções estáticas nos levantamentos MT. Mostraremos como surgiu a idéia do método a partir da análise da aproximação de Born no método magnetotelúrico. Em seguida, apresentaremos sua metodologia de coleta de dados no campo e aplicaremos a metodologia de filtragem dos dados coletados. O objetivo principal deste capítulo é o desenvolvimento de um programa para efetuar a filtragem dos dados baseado no algoritmo apresentado por TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992a, 1992b).

4.1 EQUAÇÃO INTEGRAL

No capítulo 3, desenvolvemos as equações (3.10) e (3.11), a partir das equações de Maxwell (3.1) e (3.2), e utilizamos o método dos elementos finitos para resolvê-las. Uma maneira alternativa de se resolver o problema do modelamento do campo magnetotelúrico é através do método da equação integral. A seguir, apresentamos a maneira de colocar o problema na forma apropriada para se resolver por uma equação integral (RIJO, 1991).

Em primeiro lugar, para simplificar o problema, vamos fazer a restrição de que os modelos estudados sejam localmente homogêneos e isotrópicos. Fazendo a distinção entre o modelo que gera o campo primário (ou seja, o modelo de camadas) e as heterogeneidades que geram o campo secundário, podemos representar a condutividade como:

$$\sigma = \sigma^p + \Delta\sigma. \quad (4.1)$$

onde σ^p é a condutividade do modelo primário e $\Delta\sigma$ é o contraste entre a condutividade do modelo de camadas e a do modelo completo. Agora, agrupando as equações (3.1) e (3.2), juntamente com a equação (4.1) e aplicando a identidade vetorial usual para chegar às equações de Helmholtz não homogêneas, obtemos:

$$\nabla^2 \mathbf{E}^s + k^2 \mathbf{E}^s = i\omega\mu\Delta\sigma\mathbf{E} \quad (4.2)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H}^s + k^2 \mathbf{H}^s = i\omega\mu\Delta\sigma\mathbf{H} \quad (4.3)$$

onde $k^2 = -i\omega\mu\sigma^p$ é o número de onda para o modelo primário.

Podemos definir o tensor de Green $\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ para a equação 4.2, onde $\mathbf{r}$ é o ponto de observação e $\mathbf{r}_0$ é o ponto fonte do campo secundário, como sendo a função a que satisfaz a equação:

$$\nabla^2 \tilde{G} + k^2 \tilde{G} = i\omega\mu\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\tilde{I} \quad (4.4)$$

e às condições de fronteira do problema. Na equação acima $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ é o delta de Dirac e $\tilde{I}$ é o tensor unitário.

Desse modo, a solução para o campo elétrico, na equação (4.2), pode ser escrita como:

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = \int_{\tau_0} \tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \Delta\sigma(\mathbf{r}_0) \mathbf{E}(\mathbf{r}_0) d\tau_0 \quad (4.5)$$

onde τ_0 é o conjunto dos pontos $\mathbf{r}_0$ onde $\Delta\sigma \neq 0$, ou seja, os pontos na heterogeneidade, que constitui a fonte do campo secundário.

4.2 A APROXIMAÇÃO DE BORN DE PRIMEIRA ORDEM E AS FUNÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO

A aproximação de Born é parte de um processo iterativo para se obter uma solução para uma equação do tipo 4.5. No primeiro passo desse processo, a integral é calculada substituindo-se, no integrando, o campo total pelo campo primário, que é conhecido. A seguir a solução encontrada no primeiro passo é colocada no integrando e a integral é recalculada fornecendo uma aproximação melhor para a solução. O processo se repete e converge para a solução real. A aproximação de Born é aquela obtida apenas com o primeiro passo da iteração, ou seja, a integral é calculada apenas substituindo-se o campo total pelo campo primário. No método magnetotelúrico, verifica-se que, para contrastes de condutividade que satisfaçam $|\Delta\sigma| \ll \sigma^p$, a aproximação de Born é uma boa aproximação.

Sendo os campos primários, para o semi-espço homogêneo, dados por $\mathbf{E}^p(z_0) = E_0 e^{-ikz_0} \hat{\mathbf{i}}$ e $\mathbf{H}^p(z_0) = H_0 e^{-ikz_0} \hat{\mathbf{j}}$ (onde E_0 e H_0 são os valores dos campos na superfície ($z = 0$), k é o número de onda do meio e z_0 é a distância até a superfície), as componentes do campo elétrico secundário são dadas por

$$E_j^s(\mathbf{r}) = \int_{\tau_0} G_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) \Delta\sigma(\mathbf{r}_0) E_0 e^{-ikz_0} d\tau_0. \quad (4.6)$$

Onde a função $G_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ representa a componente j -ésima ($j = x, y, z$) do campo elétrico devido a um dipolo infinitesimal centrado em $\mathbf{r}_0$ e orientado na direção do eixo x .

Para simplificar a expressão acima, definimos $\rho = 1/\sigma$ e $\Delta\rho = \rho - \rho^p$. Se é válida a desigualdade $|\Delta\sigma| \ll \sigma^p$ então podemos escrever a aproximação $-\frac{\Delta\sigma}{\sigma^p} \approx \frac{\Delta\rho}{\rho^p}$. Denominando a fração $\frac{\Delta\rho}{\rho^p}$ de resistividade normalizada ($\bar{\rho}$), podemos reescrever a equação 4.6 na seguinte forma:

$$\frac{E_j^s(\mathbf{r})}{E_0} = \int_{\tau_0} \bar{\rho}(\mathbf{r}_0) K_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) d\tau_0. \quad (4.7)$$

Onde

$$K_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -\sigma_0 G_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) e^{-ikz_0} \quad (4.8)$$

Obtendo, assim, um campo elétrico normalizado.

Procedendo da mesma maneira para o campo magnético, obtemos expressões semelhantes para as componentes do campo magnético secundário. Entretanto, como os efeitos estáticos são muito mais evidentes no campo elétrico do que no campo magnético, nos concentraremos em analisar as expressões relativas ao campo elétrico.

Fazendo uso do fato de que $G_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ depende de $(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, podemos escrever $K_j(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = K_j(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$. Então a equação 4.7 pode ser escrita como:

$$\frac{E_j^s(\mathbf{r})}{E_0} = \int_{z_0} \int_{y_0} \int_{x_0} \bar{\rho}(x_0, y_0, z_0) K_j(x - x_0, y - y_0, z - z_0) dx_0 dy_0 dz_0 \quad (4.9)$$

As integrais em x_0 e y_0 são a convolução 2D das funções $\bar{\rho}$ e K_j em relação a x e a y . Se o ponto de observação fica na superfície ($z = 0$), então podemos escrever

$$\frac{E_j^s(\mathbf{r})}{E_0} = \int_0^\infty [\bar{\rho}(x, y, z_0) * K_j(x, y, z_0)] dz_0 \quad (4.10)$$

Aplicando a transformada de Fourier bidimensional com relação a x e y podemos estudar a expressão acima no domínio do número de onda. Definindo $\mathcal{E}_j^s(\xi, \eta) = \mathcal{F}[E_j^s(x, y, 0)]$, $\mathcal{K}_j(\xi, \eta, z_0) = \mathcal{F}[K_j(x, y, z_0)]$ e $P(\xi, \eta, z_0) = \mathcal{F}[\bar{\rho}(x, y, z_0)]$ como as transformadas de Fourier de E_j^s , K_j e $\bar{\rho}$ do domínio (x, y, z_0) para o domínio (ξ, η, z_0) , a Transformada da equação 4.10 é dada por:

$$\frac{\mathcal{E}_j^s(\xi, \eta)}{E_0} = \int_0^\infty P(\xi, \eta, z_0) \mathcal{K}_j(\xi, \eta, z_0) dz_0. \quad (4.11)$$

A equação acima é uma aproximação linear do problema direto do método magnetotelúrico. Ela estabelece uma relação linear entre variações na resistividade e o campo elétrico na superfície. A função $\mathcal{K}_j(\xi, \eta, z_0)$ é a função de transferência para o campo elétrico no

problema direto linearizado. A forma desta função de transferência, assim como da correspondente para o campo magnético é derivada em detalhes em TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992a), a partir da decomposição em ondas planas dos campos eletromagnéticos de um dipolo elétrico. A função de transferência para o campo elétrico tem a seguinte forma, no caso 3D (que é o caso mais geral):

$$\mathcal{K}_j(\omega, \xi, \eta, z_0) = \frac{i\omega\mu\sigma_0}{i\zeta} \left[\frac{\xi^2 + \eta^2 \left(\frac{1+R}{2} \right)}{\xi^2 + \eta^2} \right] e^{-i(\zeta+k)z_0} + \frac{\xi^2}{i\zeta} e^{-i(\zeta+k)z_0}. \quad (4.12)$$

Onde $\zeta = -i\sqrt{i\omega\mu\sigma_0 + \xi^2 + \eta^2}$ e $R = \frac{\zeta + i\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}{\zeta - i\sqrt{\xi^2 + \eta^2}}$.

Para obter as respostas para modelos 2D ou 1D, fazemos $\xi = 0$ ou $\eta = 0$ ou ambos. Para obtermos a solução para o caso 2D e modo TM, fazemos $\eta = 0$, ou seja, a resistividade não tem variação na direção y , já que fizemos o campo elétrico na direção x . Podemos então escrever

$$\mathcal{K}_j(\omega, \xi, z_0) = \frac{i\omega\mu\sigma_0}{i\zeta} e^{-i(\zeta+k)z_0} + \frac{\xi^2}{i\zeta} e^{-i(\zeta+k)z_0}. \quad (4.13)$$

A seguir, analisaremos a equação 4.13. Estudaremos o caso 2D - TM por ser este o caso 2D onde são críticos os efeitos das distorções estáticas.

4.3 A FILTRAGEM ESPACIAL E O ARRANJO DE CAMPO DO EMAP

O primeiro termo da equação 4.13 depende da frequência e tende a zero quando esta tende a zero. Este termo é chamado termo indutivo. O segundo termo da equação 4.13 não depende da frequência, assim, quando esta tende a zero a equação tende para um valor constante. Este segundo termo é chamado termo estático e é o responsável pelo efeito estático na resposta do campo elétrico na superfície.

Notemos que o termo estático produz uma amplitude maior do que o termo indutivo, para uma mesma frequência, quando temos

$$\xi^2 > \omega\mu\sigma_0 \quad (4.14)$$

Assim, para suprimir os efeitos estáticos, devemos eliminar a influência do termo estático, filtrando os números de onda acima do valor $\xi = \sqrt{\omega\mu\sigma_0}$ com um filtro passa baixa aplicado sobre os valores de campo elétrico medidos na superfície.

Para poder aplicar um filtro espacial sobre os dados do campo elétrico foi criada uma nova maneira de se fazer as medidas na superfície (BOSTICK, 1986). Nesta nova maneira,

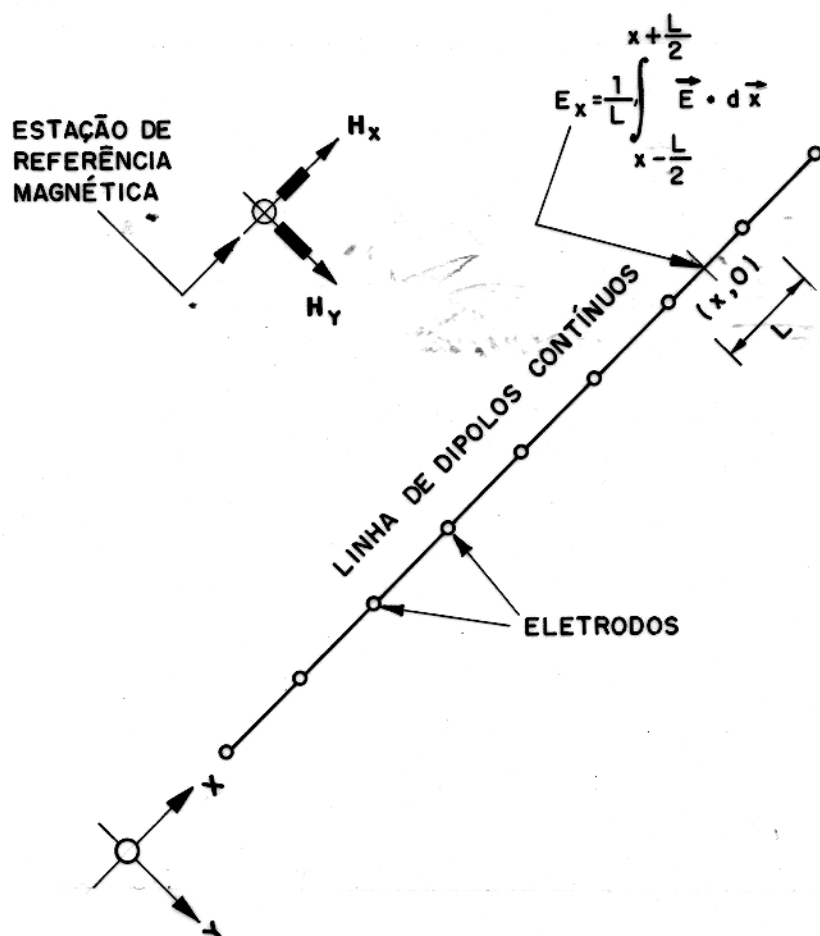


Figura 4.1 - Arranjo para aquisição dos dados do método EMAP. (TORRES-VERDÍN & BOSTICK, 1992b)

os eletrodos que formam os dipolos elétricos são conectados entre si e alinhados de maneira a fornecer medidas igualmente espaçadas, feitas ao mesmo tempo, em uma linha contínua de dipolos.

Para o cálculo das impedâncias é necessário que o campo magnético seja medido simultaneamente com as medidas do campo elétrico. Entretanto, diferente do método magnetotelúrico convencional, o valor do campo magnético usado no EMAP não é o valor real do campo medido em cada estação, mas sim o valor do campo primário na área. Este campo é estimado fazendo-se medidas do campo magnético em algumas estações na área em estudo e tomando-se um valor médio entre estas medidas, que é usado para todas as posições de dipolos na linha.

Na Figura 4.1 está mostrado esquematicamente o arranjo de campo do EMAP.

4.4 O ALGORITMO

Seguindo a sugestão de TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992b), usaremos uma janela de Hanning como filtro passa baixa para tratar os dados do EMAP. A janela de Hanning tem

a seguinte forma, no domínio do número de onda:

$$H(\xi) = \frac{\sin\left(\frac{W\xi}{2}\right)}{\frac{W\xi}{2}} \left[1 - \frac{1/2}{1 + \frac{2\pi}{W\xi}} - \frac{1/2}{1 - \frac{2\pi}{W\xi}} \right] \quad (4.15)$$

Em termos da coordenada x , a janela de Hanning tem a forma:

$$h(x) = \begin{cases} \frac{1}{W} \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{W} \right), & |x| \leq \frac{W}{2} \\ 0, & |x| > \frac{W}{2} \end{cases} \quad (4.16)$$

Nas equações acima, W é a abertura, ou largura da janela.

Como os dados do campo elétrico são amostrados de maneira discreta, devemos ter uma versão discretizada para a janela de Hanning. Considerando que os valores de campo elétrico são amostrados em uma linha reta e que todos os dipolos têm o mesmo comprimento (L), podemos construir uma representação discreta para a janela através de uma sequência de funções caixa,

$$g(x) = \begin{cases} \frac{1}{L}, & |x| \leq \frac{W}{2} \\ 0, & |x| > \frac{W}{2}. \end{cases} \quad (4.17)$$

Como mostra a Figura 4.2.

A janela de Hanning terá a forma de uma soma discreta destas funções. Se a linha é formada por M dipolos, então a janela discretizada pode ser escrita como

$$\hat{h}(x, x_k) = \sum_{j=1}^M \beta_j g(x_j - x). \quad (4.18)$$

Onde $k = 1, 2, \dots, M$ e os coeficientes β_j podem ser ajustados para se obter a melhor representação em termos de algum critério de ajuste. A Figura 4.2 mostra a representação discreta e a forma contínua da janela de Hanning.

Usando a técnica dos mínimos quadrados, podemos minimizar a diferença entre as janelas discreta e contínua. Definimos a função resíduo médio quadrático ψ como:

$$\psi(x, \beta_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} [h(x - x_k) - \hat{h}(x, x_k)]^2 dx. \quad (4.19)$$

A janela discretizada deve obedecer à condição de unimodularidade, ou seja,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{h}(x, x_k) dx = 1. \quad (4.20)$$

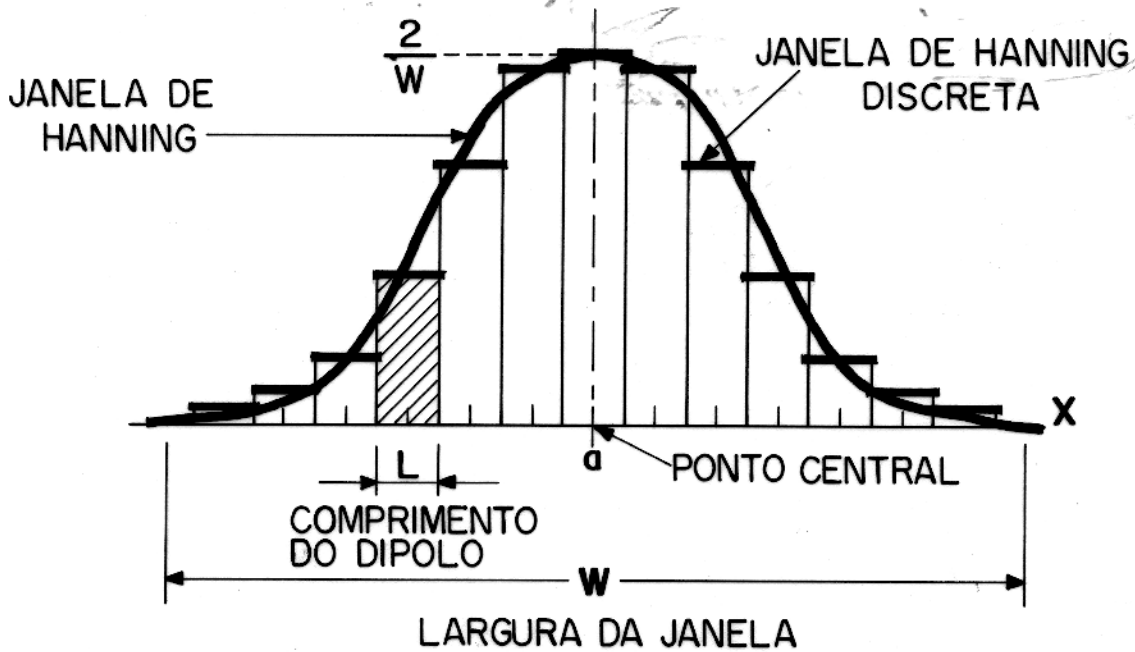


Figura 4.2 - Janela de Hanning. Forma contínua e a aproximação discreta em termos das funções "box"

Para minimizar a função ψ , substituímos a equação (4.18) na equação (4.19), derivamos com relação a todos os β 's e igualamos cada derivada a zero, obtendo o conjunto de equações:

$$\beta_j = \int_{x_j - L/2}^{x_j + L/2} h(x - x_k) dx. \quad (4.21)$$

Em que os β 's satisfazem

$$\sum_{j=1}^M \beta_j = 1, \quad (4.22)$$

devido ao vínculo imposto pela equação (4.20).

Para uma dada largura W da janela, os coeficientes β_j serão nulos para posições além dos limites $x_j \leq x_k - (W/2 + L/2)$ ou $x_j \geq x_k + (W/2 + L/2)$, o que significa que o primeiro e o último índices da soma na equação 4.18 são o menor e o maior valores de j que satisfazem às condições acima.

Temos, então um filtro passa baixa e podemos aplicá-lo aos dados da linha de dipolos. Todavia, é necessário antes escolher um valor de abertura da janela do filtro, que deve ser diferente para cada posição da linha e para cada frequência. Uma vez que o valor da largura

da janela é inversamente proporcional ao número de onda de corte do filtro, podemos escolher um valor para a janela a partir do número de onda de corte. Um valor para este número de onda é sugerido pela equação 4.14 como sendo o valor de número de onda a partir do qual os efeitos estáticos são dominantes sobre o efeito indutivo, ou seja:

$$\xi_c = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\rho_0}} \quad (4.23)$$

Na prática, o que se obtém dos dados de campo é uma resistividade aparente e não o valor real de ρ_0 . A resistividade aparente é dada por $\rho_{ap} = |Z|^2/\omega\mu$, onde Z é a impedância da onda incidente na superfície. Então, substituindo ρ_0 por ρ_{ap} na equação 4.23 podemos escrever:

$$\xi_c = \frac{\omega\mu}{Z} \quad (4.24)$$

A profundidade de penetração de Bostick é definida como

$$Z_B(x_k, \omega) = \frac{|Z(x_k, \omega)|}{\omega\mu} \quad (4.25)$$

Assim, vemos que o número de onda de corte pode ser escrito como

$$\xi_c = \frac{1}{Z_B} \quad (4.26)$$

Desse modo, o valor da abertura da janela, que é inversamente proporcional ao número de onda de corte ($W = c/\xi_c$), ficará na forma:

$$W(x_k, \omega) = cZ_B(x_k, \omega). \quad (4.27)$$

Onde c é uma constante arbitrária.

Entretanto, quando os dados estão contaminados pela distorção estática, a impedância medida pode estar muito alterada em relação ao valor da impedância da onda primária e assim não podemos saber qual o valor correto do número de onda de corte, em consequência, a largura da janela pode variar para cada ponto da linha e cada frequência. Uma maneira de se atingir um valor satisfatório para a largura da janela em cada frequência e em cada posição da linha de dipolos é através do seguinte processo iterativo: (1) escolhemos um valor inicial de largura da janela, calculamos os coeficientes β_j e filtramos os dados de campo elétrico com este filtro; (2) com os valores do campo filtrados, calculamos uma nova impedância e uma profundidade de penetração e escolhemos um novo valor de janela através da equação 4.27 e (3) filtramos novamente os dados originais com esta nova janela e obtemos uma nova

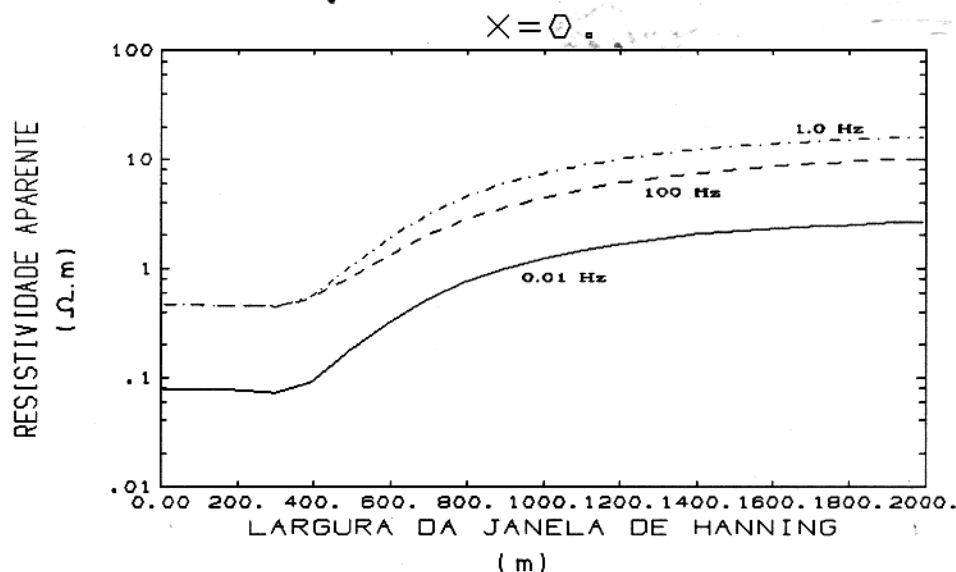


Figura 4.3 - Variação da resistividade aparente com a abertura da janela para o modelo 2D da Figura 3.8 na posição $x = 0$

profundidade de penetração. Este ciclo é repetido até que haja convergência para um valor de janela satisfatório.

A escolha da largura da janela é um ponto crítico para a filtragem dos dados e uma escolha não apropriada pode resultar em dados ainda muito distorcidos. Na Figura 4.3 fazemos uma análise da influência da largura da janela sobre os dados filtrados. A Figura mostra dados de resistividade aparente referentes ao modelo 2D apresentado no Capítulo 3 (Figura 3.8). As impedâncias foram filtradas com a janela de Hanning centrada na posição $x = 0$, com diferentes valores de abertura da janela. Observamos que quando a largura da janela é menor do que a largura do corpo aflorante, que é de 400 m, os valores de resistividade aparente obtidos quase não sofrem variações com a janela, e quando a largura da janela se torna maior do que a do corpo, ou seja, quando começam a ser processados valores de campo externos ao corpo, ocorre um salto nos valores de resistividade aparente. Este efeito ocorre para todas as frequências. Nessa Figura podemos ver que grandes variações podem ocorrer na resistividade aparente dependendo da abertura da janela e que devemos levar em conta este fato ao montar um algoritmo para a escolha da janela apropriada para cada posição da linha e cada frequência.

Devemos agora fazer algumas observações quanto ao algoritmo que usamos para filtrar os dados de EMAP:

1- As impedâncias obtidas com o filtro no EMAP não podem ser encaradas como impedâncias tradicionais do método MT, pois o filtro faz uma média ponderada dos valores de impedância abrangidos pela janela.

2- As iterações podem convergir para valores de janela maiores do que o comprimento total da linha de dipolos. Para remediar este problema, extrapolamos, sempre que necessário, os dados para uma linha maior usando um valor de campo elétrico que era uma média dos valores medidos na linha e assim pudemos aplicar janelas maiores do que o tamanho da linha real. Esta tendência de obter janelas maiores que o tamanho da linha ocorre principalmente nas frequências mais baixas, onde os efeitos estáticos são mais evidentes.

3- Aberturas grandes da janela proporcionam maior redução dos efeitos estáticos, mas, por outro lado, quanto maior for a largura da janela menor será a resolução lateral do método, e, assim, o valor escolhido para a janela deve levar em conta este compromisso entre a resolução lateral e a redução do deslocamento estático.

4- O processo iterativo depende fundamentalmente da profundidade de penetração δ e, assim, para frequências altas e resistividades baixas, quando δ é pequeno, as iterações podem convergir para valores de janela menores do que o comprimento do dipolo empregado nas medidas. Neste caso usamos janelas com larguras iguais às do dipolo, o que, na prática significa não filtrar os dados.

5- A constante c , na equação 4.27 é teoricamente arbitrária. Não obstante, como ela é um fator multiplicativo para a largura da janela e como janelas muito grandes provocam perda de resolução lateral, devemos escolher o menor valor possível para c , tendo em mente as observações feitas no item 3. Segundo TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992b), na prática, valores de c de 1 até 4 são apropriados.

6- Os valores de abertura da janela não podem ficar constantes para diferentes frequências, exceto na situação em que o meio seja perfeitamente condutor. Nesta situação, a profundidade de penetração seria sempre zero qualquer que fosse a frequência. Em qualquer outro caso, a profundidade de penetração deve variar com a frequência e, conseqüentemente, a janela não pode ter a mesma abertura para duas frequências diferentes.

7- Para uma dada posição na linha de dipolos devemos executar o processo iterativo para todas as frequências que estivermos estudando. Entretanto, o processo não faz nenhuma relação entre o valor de janela para o qual ele converge, em uma dada frequência, e o valor para a próxima frequência. Assim, quando fazemos a variação com a frequência podem

ocorrer situações em que, de uma frequência para outra, o valor da janela muda abruptamente causando uma descontinuidade no gráfico de janela versus frequência, como é o caso mostrado na Figura 4.4. Na Figura 4.4-a plotamos os valores de janela para os quais o método convergiu para a posição $x = 0$ no modelo da Figura 3.8. Na Figura 4.4-b, mostramos a curva de resistividade aparente encontrada com estes valores, em comparação com a curva do modelo 1D que é obtido considerando-se o corpo como estendendo-se infinitamente. Notemos a descontinuidade no gráfico de resistividade aparente que ocorre quando a abertura da janela, que vinha sendo maior do que a largura do corpo, passa ser menor do que esta. Naquela frequência houve uma queda no valor da profundidade de penetração.

A maneira que utilizamos para contornar o problema descrito no item 7 é executar o processo para todas as frequências, sem nenhuma restrição quanto à variação da janela com a frequência e observar se existe alguma descontinuidade nos valores de largura de janela. Se houver descontinuidade, então forçamos uma variação linear da janela desde o valor no ponto onde houve a descontinuidade até o valor da janela para a maior frequência. Na Figura 4.5 mostramos os gráficos de largura da janela e de resistividade aparente para o mesmo ponto no modelo 3.8 obtidos fazendo-se a variação linear da janela a partir da descontinuidade. Como comparação, na mesma figura mostramos a curva 1D considerando o corpo como uma camada infinita.

4.5 MODELO TESTE

Como teste do nosso programa, reproduzimos o mesmo modelo apresentado por TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992b), que é mostrado na Figura 4.6. Neste modelo, fortes distorções estáticas são geradas por 20 blocos aflorantes, de 200 m de largura, com resistividades e profundidades distribuídas aleatoriamente. Estes blocos simulam o manto de intemperismo sobre a área em estudo. O corpo condutivo localizado 400 m abaixo da superfície é o corpo alvo do levantamento, ele tem largura de 2 km e espessura de 700 m e sua presença deve ser detectada pelas medidas na superfície.

Na Figura 4.7 está mostrada a pseudo-seção de resistividade aparente para este modelo, onde podemos ver que os dados são completamente distorcidos pela influência das variações de resistividade no manto de intemperismo, a ponto de não se distinguir nem o corpo condutor nem o embasamento.

Aplicando o filtro do EMAP para este modelo, verificamos que podemos remover grande parte das distorções estáticas e identificarmos com clareza a presença de um embasamento condutor e de uma heterogeneidade condutora na camada superior. Na Figura 4.8 temos a

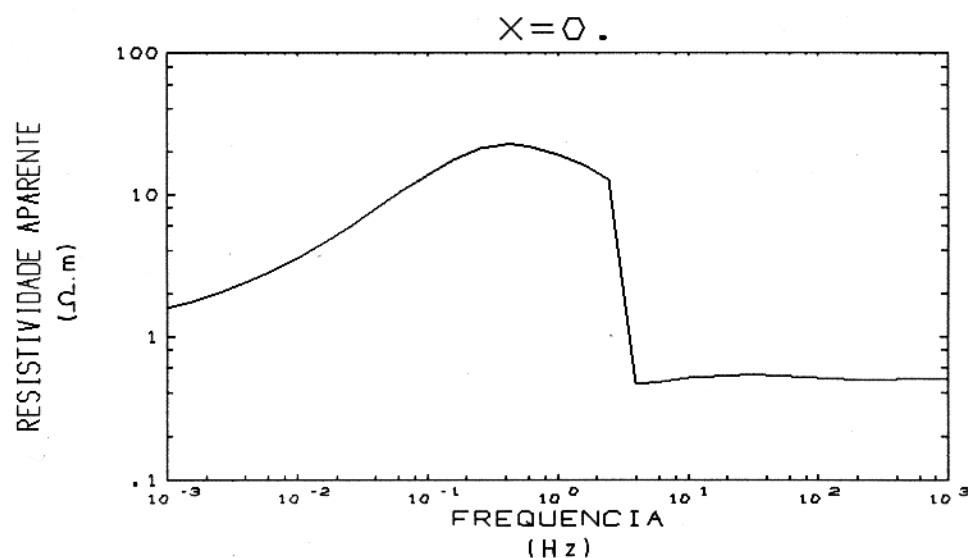
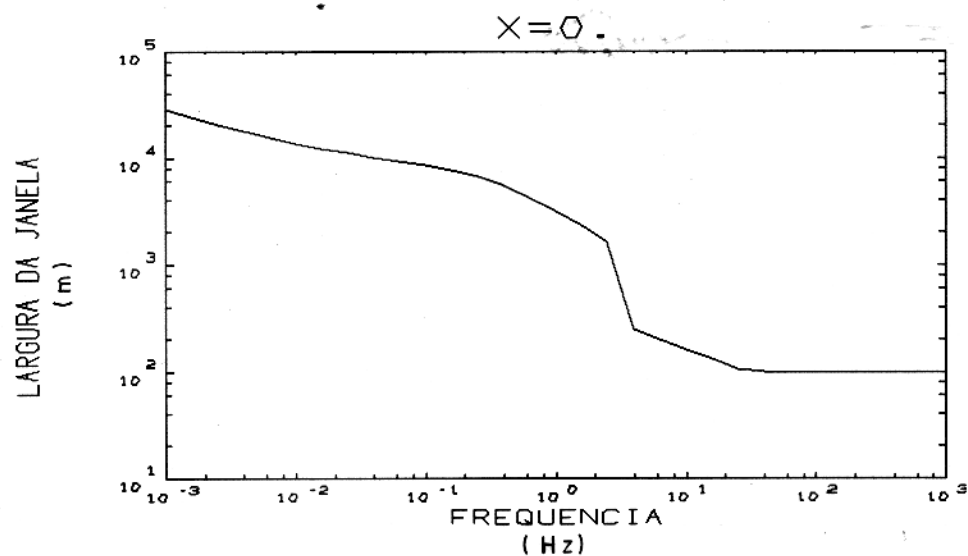


Figura 4.4 - Valores de largura da janela (a) e resistividade aparente (b) para o modelo 2D (Figura 3.8) na posição $x = 0$ com o processo iterativo funcionando sem nenhuma restrição quanto à variação da janela com a frequência.

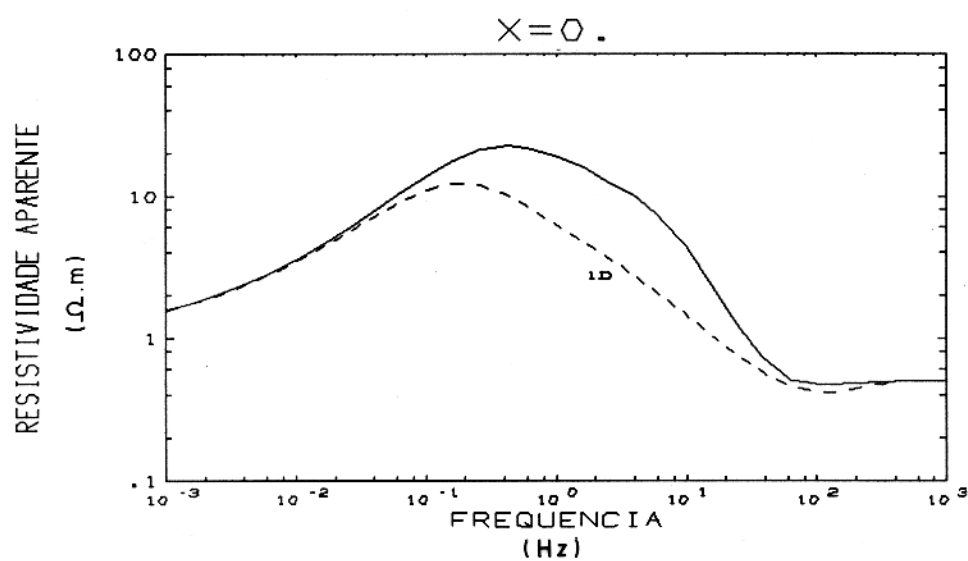
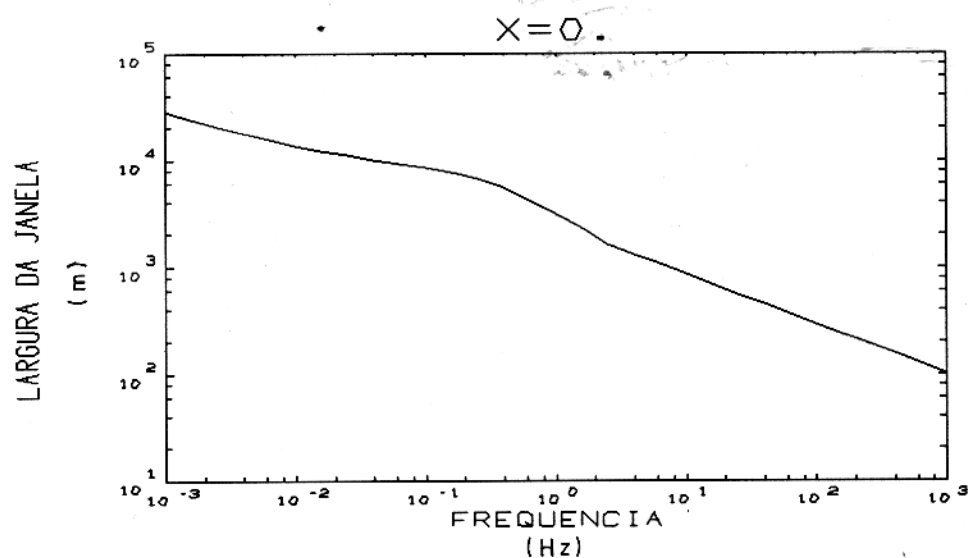


Figura 4.5 - Valores de largura da janela (a) e resistividade aparente (b) para o modelo 2D (Figura 3.8) na posição $x = 0$ com o processo iterativo impondo uma variação linear para a janela a partir do ponto onde houve a descontinuidade.

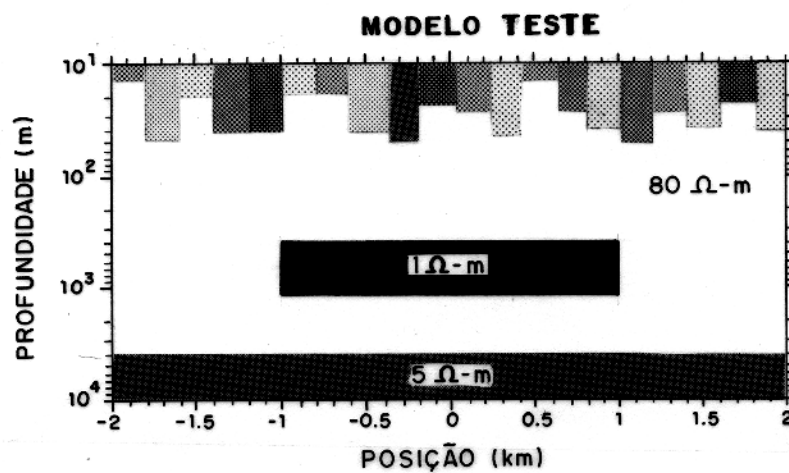


Figura 4.6 - Modelo teste. TORRES-VERDÍN & BOSTICK (1992b)

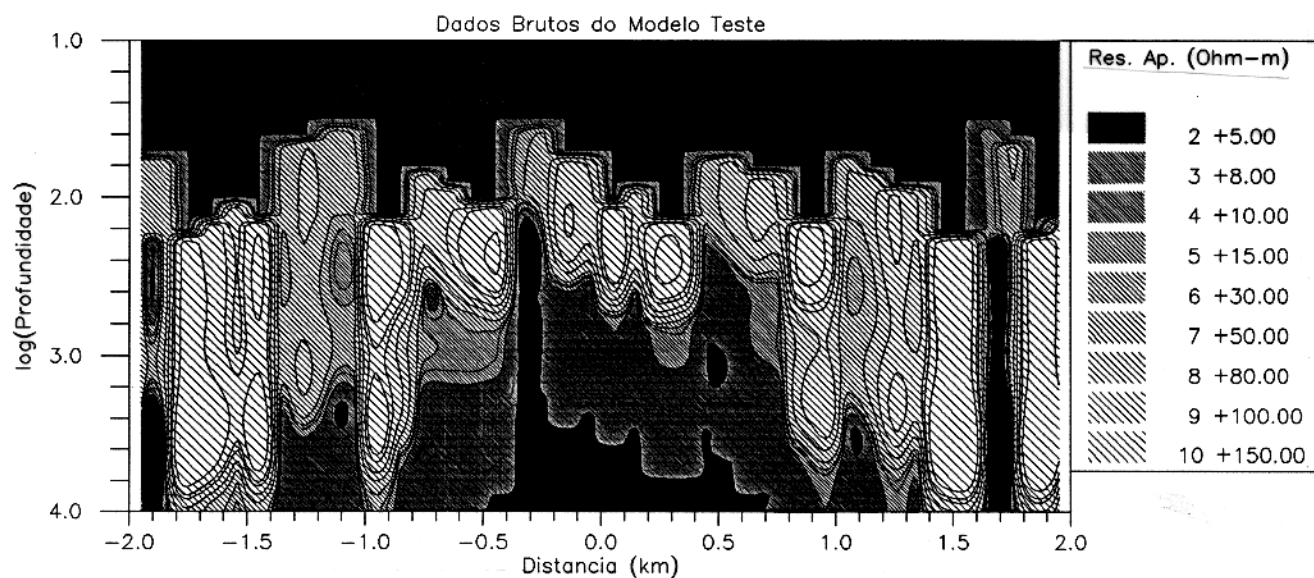
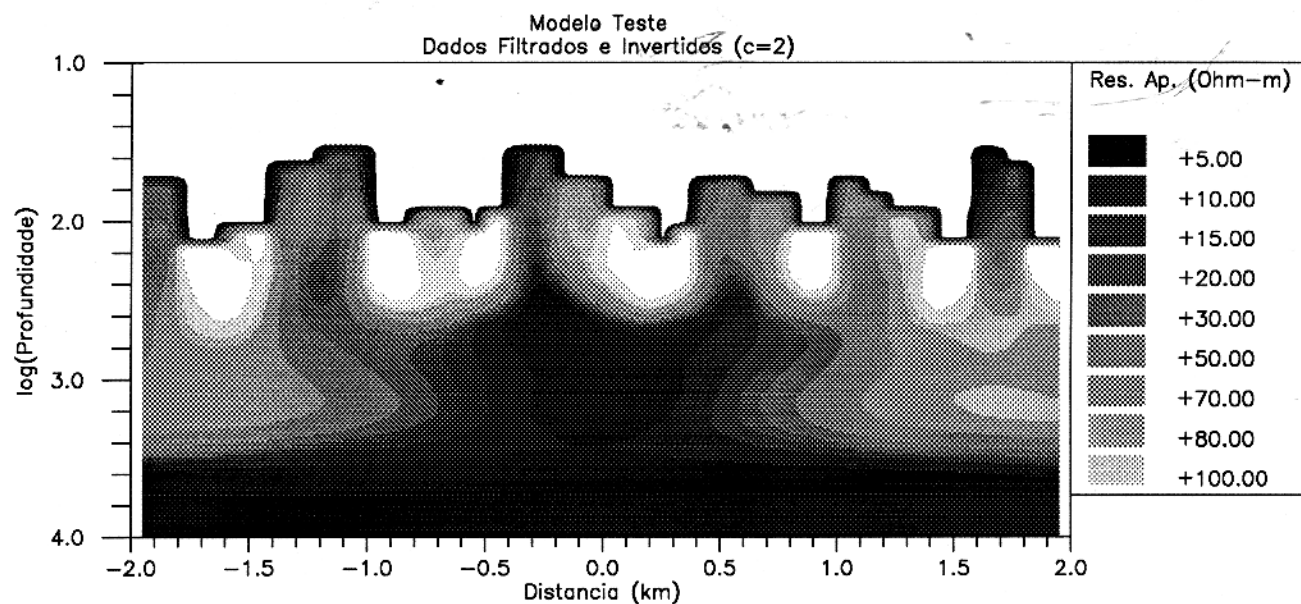
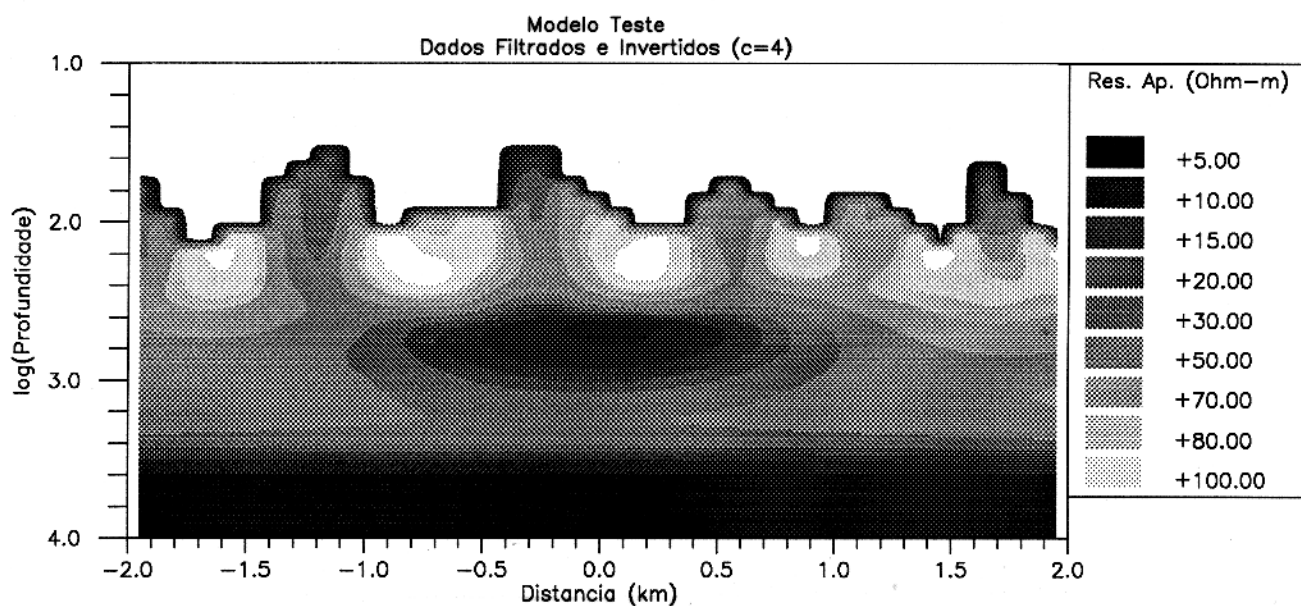


Figura 4.7 - Seção de resistividade aparente versus profundidade para o modelo teste.

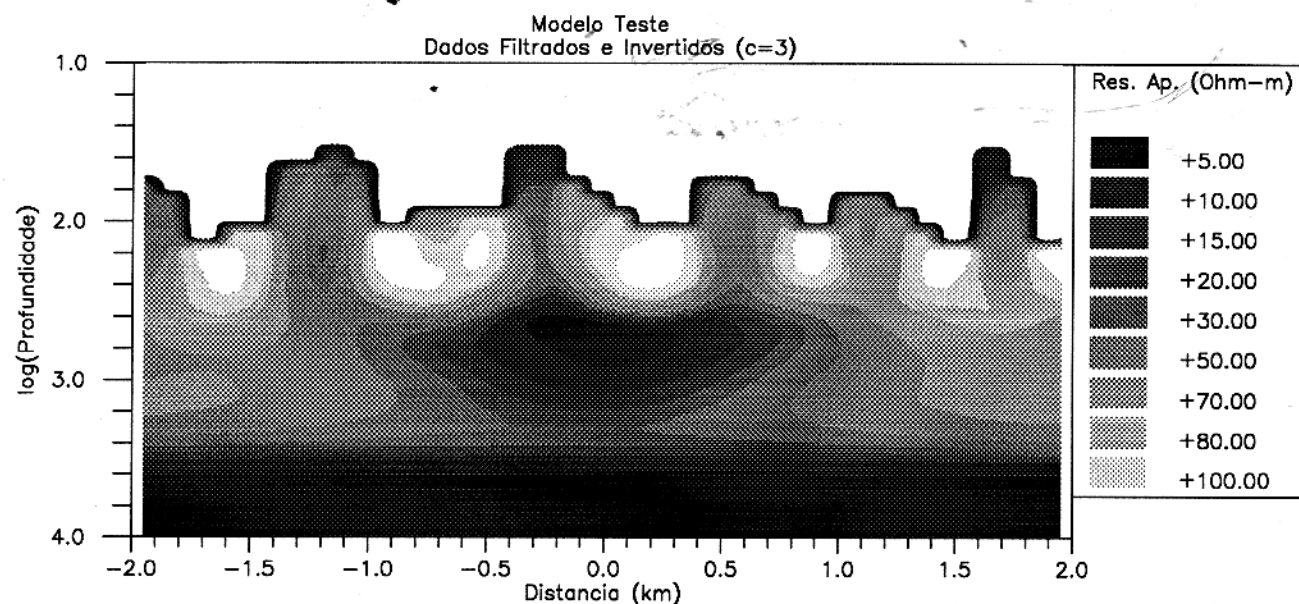


(a)



(b)

Figura 4.8 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para as impedâncias filtradas e feita a inversão de Bostick, para o modelo teste. A constante c vale 2 e 4, para as figuras (a) e (b), respectivamente.



(a)

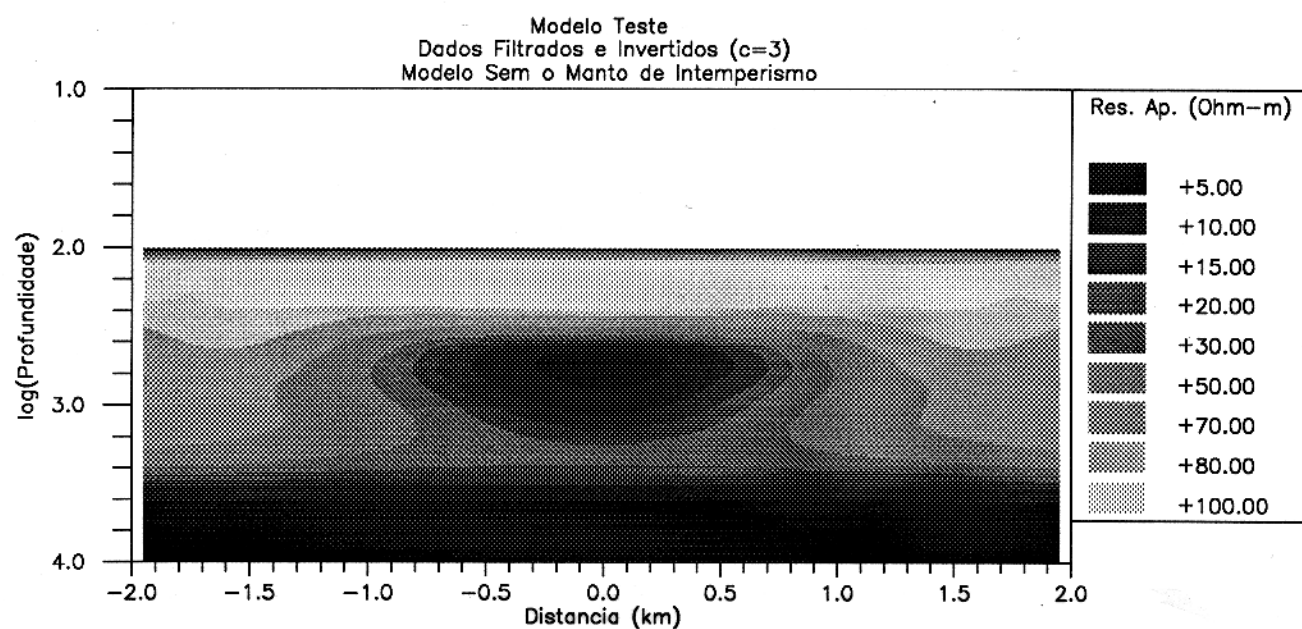


Figura 4.9 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para as impedâncias filtradas e feita a inversão de Bostick, para o modelo teste (a) com manto de intemperismo, (b) Sem o manto de intemperismo. Em ambos os casos, a constante c vale 3.

seção de resistividade aparente versus profundidade para os dados filtrados com a constante c igual a 2 e 4.

Como comparação, a Figura 4.9, mostra as seções de resistividade aparente filtradas com a constante c igual a 3 e invertidas para o modelo 1 com e sem o manto de intemperismo. Notamos que em ambos os casos as profundidades e resistividades encontradas são compatíveis com os valores reais do modelo.

Para reproduzir este modelo, usamos valores de resistividade e profundidade para os blocos que simulam o manto de intemperismo apenas aproximados dos valores usados por Torres-Verdín & Bostick, pois os valores reais não estão listados no artigo. Pode-se perceber uma concordância muito grande entre os nossos resultados e os resultados publicados, o que é uma indicação de que o nosso programa está funcionando a contento.

Aplicamos esse programa para vários modelos sintéticos bidimensionais. No próximo capítulo mostramos os resultados desses modelos e analisamos o desempenho do método do EMAP.

5 - APLICAÇÃO EM MODELOS SINTÉTICOS

Neste capítulo estudaremos vários modelos sintéticos nos quais existem as distorções estáticas e aplicaremos o método do EMAP para remover estas distorções. Analisaremos a resolução do método para várias situações diferentes, simulando situações que ocorrem na prática.

Para cada modelo analisado, faremos a filtragem do EMAP e aplicaremos a inversão de Bostick para cada dipolo da linha, como em uma inversão 1D do método MT tradicional, e utilizaremos os dados de todos os dipolos para montar seções de resistividade aparente versus profundidade.

Em todos os casos estudaremos modelos 2D com o campo elétrico primário na direção x , perpendicular ao "strike" das heterogeneidades, ou seja, no modo TM. As simulações serão feitas em 31 frequências, em escala logaritma, de 10^{-3} até 10^3 Hz.

Para fazer o levantamento dos dados nestes modelos, simulamos uma linha de 4 km de extensão, formada por 40 dipolos de 100 metros de comprimento, dispostos perpendicularmente ao "strike", da mesma forma como fizemos com o modelo teste no capítulo anterior.

5.1 MODELO 1

Como primeiro modelo, fazemos uma pequena modificação no modelo mostrado no capítulo anterior para estudarmos o poder de resolução lateral do método. No mesmo modelo teste, sujeito ao mesmo manto de intemperismo, temos dois corpos de mesma espessura (700 m), mesma condutividade ($1 \Omega \text{ m}$) e na mesma profundidade (400 m) que o do modelo 1. Os dois corpos condutores têm largura de 800 m e estão separados por 400 m. Este modelo é mostrado na Figura 5.1

A Figura 5.2 mostra a seção de resistividade aparente versus profundidade para os dados filtrados e invertidos com a constante $c = 2$. Notamos que o método ainda consegue marcar bem as posições dos dois corpos condutores, embora não consiga uma avaliação clara da resistividade dos corpos (aproximadamente $10 \Omega \text{ m}$, ao invés de $1 \Omega \text{ m}$).

5.2 MODELO 2

Ainda com base no primeiro modelo, diminuimos a largura dos corpos para 600 m e fizemos a mesma análise que foi feita no modelo 2. Agora os corpos estão separados por 800 m. As demais características do modelo original foram mantidas. Na Figura 5.3-a vemos o resultado obtido neste modelo com a constante $c = 2$. Já não observamos a presença de nenhum corpo. Podemos notar, ainda, que os corpos quase não são detectados mesmo quando fazemos as medidas no modelo sem o manto de intemperismo, como mostra a Figura 5.3-b.

O uso de um valor de c menor não resultou em melhora na resolução. Procedemos a filtragem dos dados com $c = 1$ e o não observamos nenhuma melhora na qualidade dos dados. O valor de c muito pequeno teoricamente melhoraria a resolução lateral, mas por outro lado, proporciona menor atenuação dos efeitos estáticos, e como resultado os dados dificilmente revelam a presença de corpos pequenos como os deste modelo.

5.3 MODELO 3

Como terceiro modelo a ser analisado temos um modelo de camadas sujeito a um manto de intemperismo que provoca distorções estáticas. O nosso modelo é composto de 3 camadas, a primeira camada com 1 km de espessura e resistividade de $100\Omega\text{m}$; a segunda com 3 km de espessura e resistividade de $10\Omega\text{m}$ e a terceira com resistividade de $100\Omega\text{m}$. Este modelo é mostrado na Figura 5.4. O manto de intemperismo é simulado através de 20 blocos de 200 metros de largura e 50 metros de profundidade, com resistividades distribuídas aleatoriamente entre 5 e $500\Omega\text{m}$.

Os dados não filtrados são muito distorcidos, o que dificulta muito uma interpretação, como se pode ver na Figura 5.5-a. Aplicando o filtro do EMAP àqueles dados temos o resultado mostrado na Figura 5.5-b. Vemos que as posições das camadas são bem reveladas, após a filtragem dos dados.

5.4 MODELO 4

O quarto modelo que estudamos é semelhante ao modelo 3, formado por três camadas com as mesmas espessuras que as anteriores, sendo os valores de resistividade são $100\Omega\text{m}$ para a primeira e a terceira camadas e $10\Omega\text{m}$ para a camada central. O modelo está sujeito ao mesmo manto de intemperismo que o anterior.

Na Figura 5.6-a temos os dados não filtrados do modelo 4. Filtrando os dados, obtemos um resultado semelhante ao obtido no modelo 3 (Figura 5.6-b). Observamos que a estrutura das camadas fica bem determinada nestas seções.

5.5 MODELO 5

O nosso quinto modelo é formado por um modelo encaixante de três camadas (a primeira camada com resistividade de $100\Omega\text{m}$ e espessura de 1,5 km; a segunda com resistividade de $10\Omega\text{m}$ e espessura de 4 km e o embasamento com $500\Omega\text{m}$.) no qual está incluso um dique de $500\Omega\text{m}$ e 800 metros de largura que se eleva até uma profundidade de 50 metros, conforme mostra a Figura 5.7.

O estudo deste modelo mostra como o tratamento dos dados feito no EMAP pode alterar um resultado que permite uma boa interpretação, se não estão presentes distorções estáticas. Na Figura 5.8 temos o resultado do levantamento para este modelo sem nenhum manto de intemperismo ou de corpos rasos. Observamos que estão bem evidentes as presenças das camadas e do dique.

A aplicação do filtro do EMAP nestes dados faz com que o dique não seja identificado facilmente e, ao mesmo tempo, os valores de resistividade correspondentes à camada condutiva não sejam próximos do valor real. Além disso, estes efeitos são mais fortes quanto maior é o valor da constante c (Figura 5.9). Isto ocorre por que, ao fazermos a extrapolação dos dados quando a janela de Hanning tende a ser maior do que o comprimento da linha, utilizamos um valor de impedância que é uma média dos valores da linha. A influência da alta resistividade do dique sobre os valores obtidos para a resistividade das camadas é bastante forte, e assim, os valores obtidos tendem a ficar mais homogêneos, como podemos observar na Figura 5.8.

Se este mesmo modelo sofrer a influência de distorções estáticas, o EMAP será capaz de remover estas distorções, embora as feições do modelo não sejam reveladas com clareza.

Neste capítulo, vimos vários modelos onde a aplicação do EMAP apresenta resultados diferentes. Os exemplos mostrados aqui dão uma boa idéia do comportamento do método para filtrar as distorções estáticas. No próximo capítulo faremos algumas observações sobre o método e as conclusões finais deste trabalho.

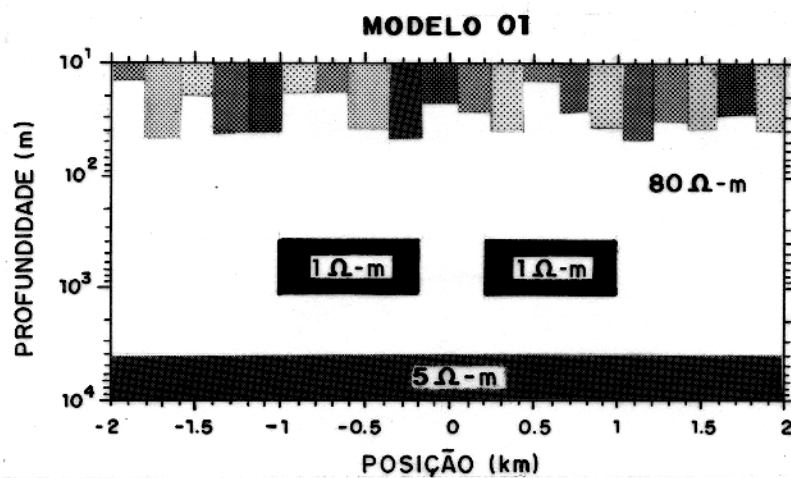


Figura 5.1 - Modelo 1.

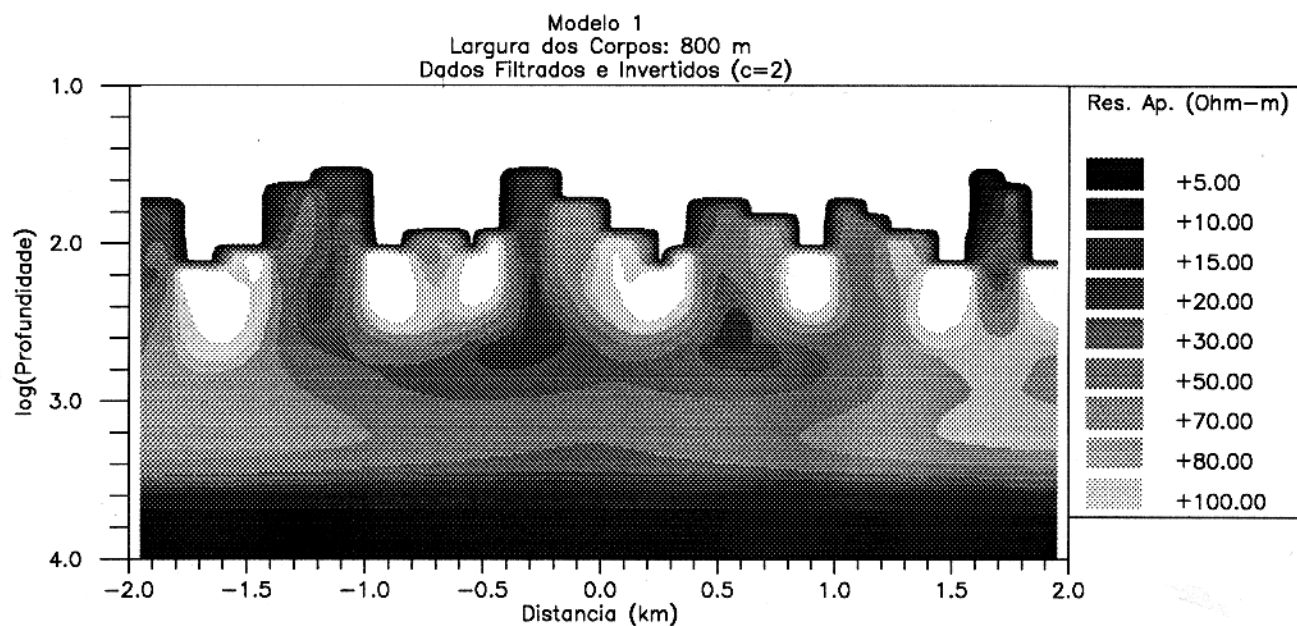
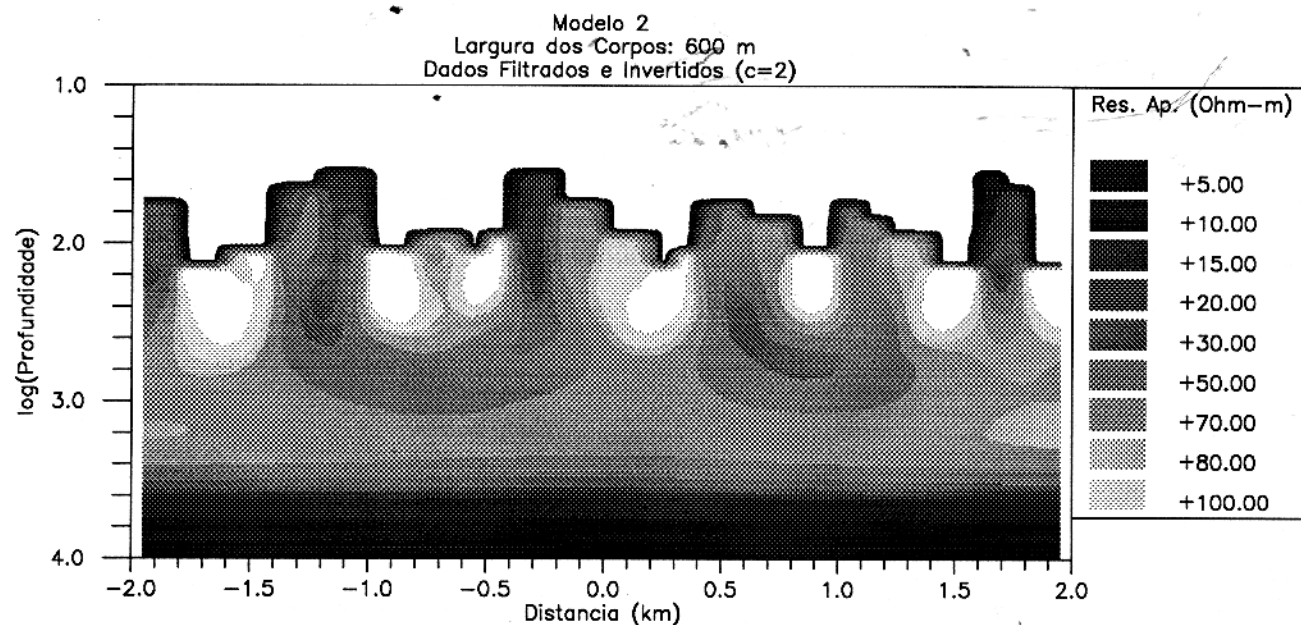
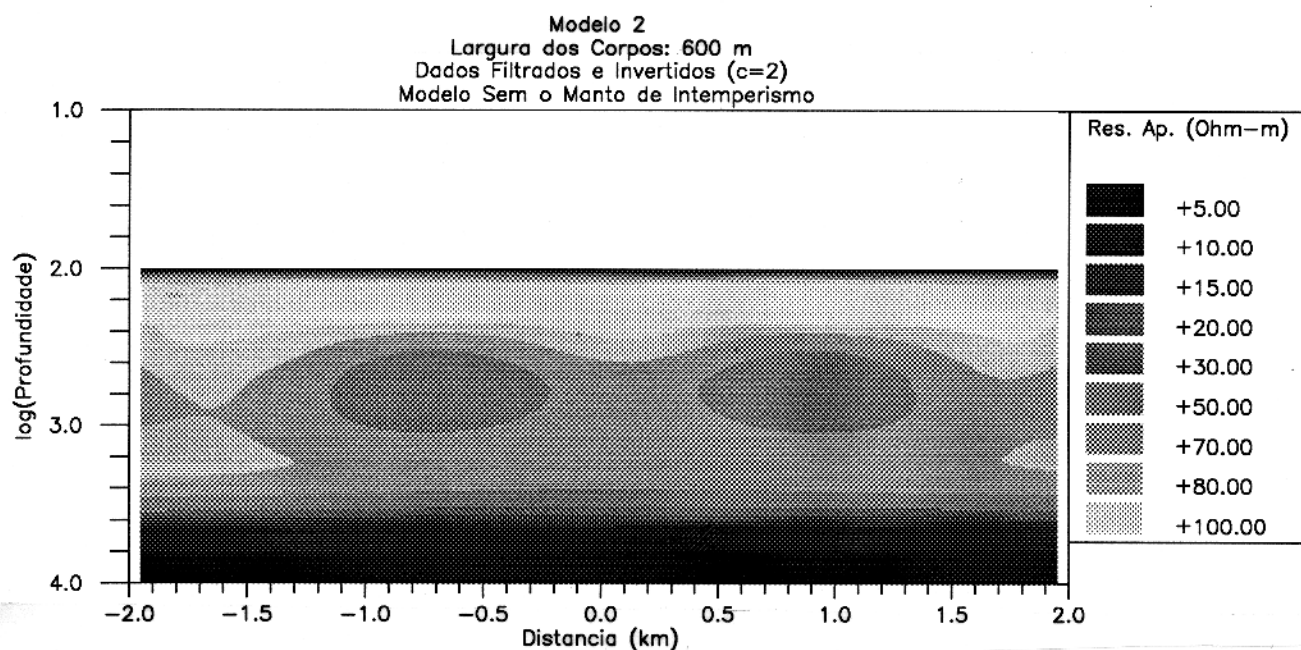


Figura 5.2 - Seção de resistividade aparente versus profundidade para as impedâncias filtradas e feita a inversão de Bostick, para o modelo 1. ($c = 2$)



(a)



(b)

Figura 5.3 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para as impedâncias filtradas e feita a inversão de Bostick, para o modelo 2. ($c = 2$)- (a) Com o manto de intemperismo (b) Sem o manto de intemperismo.

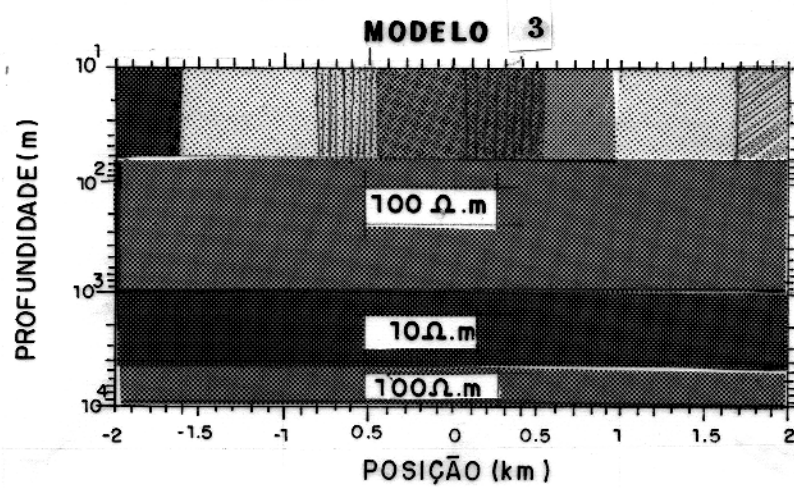


Figura 5.4 - Modelo 3.

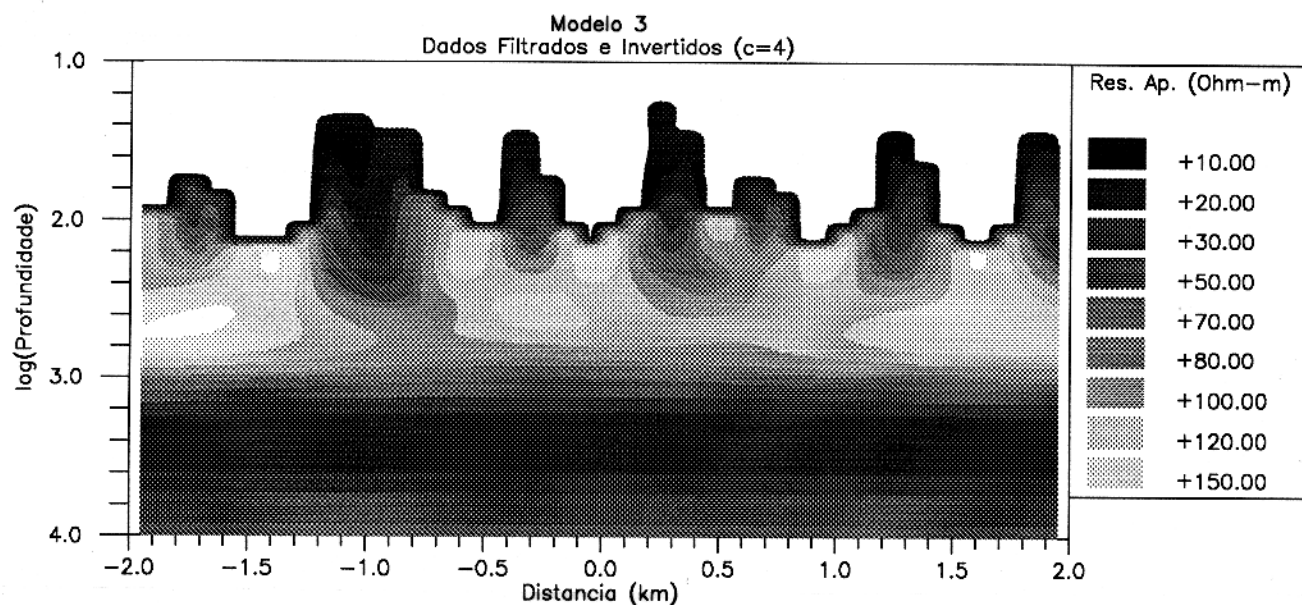
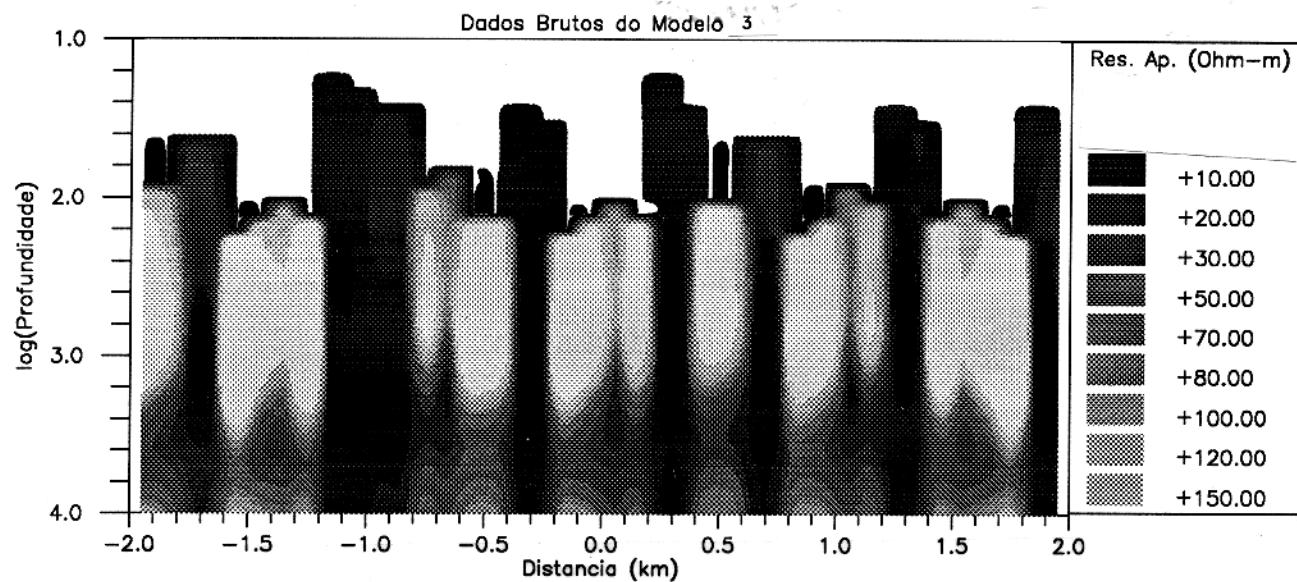
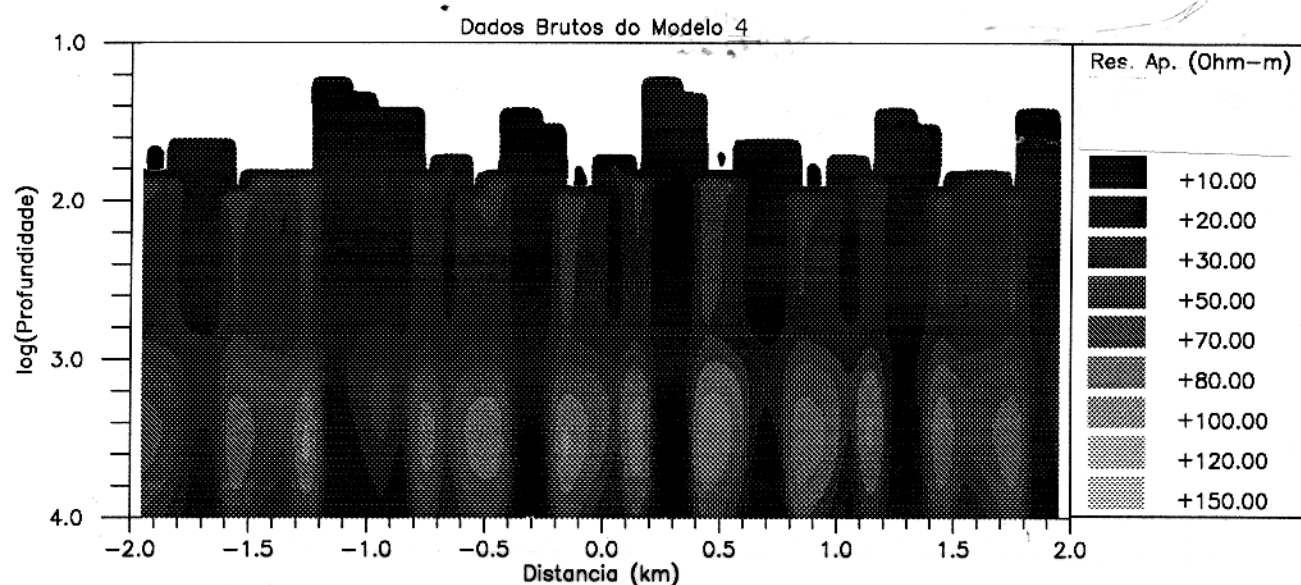
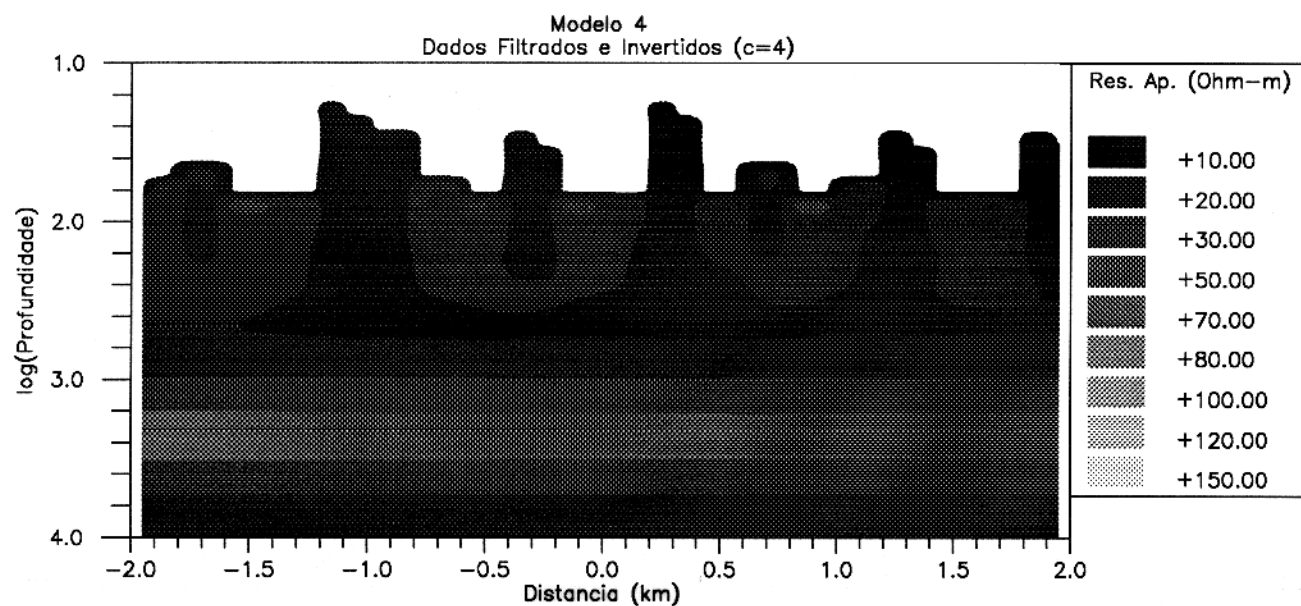


Figura 5.5 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para o modelo 3: (a) Dados não filtrados; (b) Dados filtrados e invertidos.



(a)



(b)

Figura 5.6 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para o modelo 4: (a) Dados não filtrados; (b) Dados filtrados e invertidos.

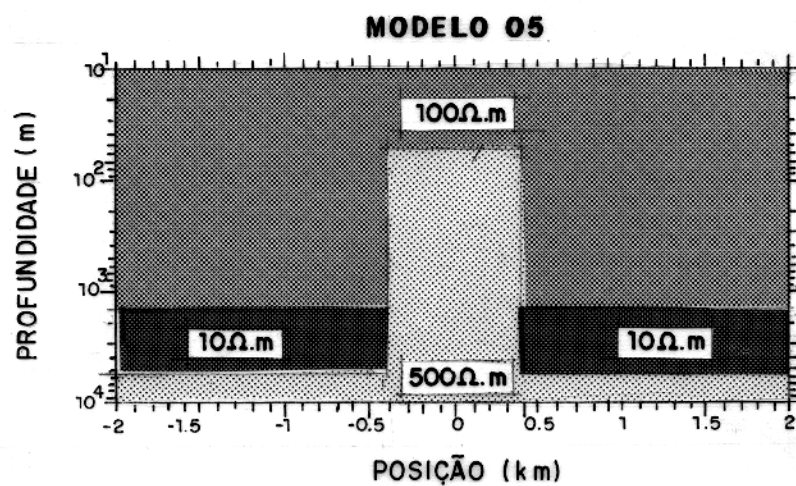


Figura 5.7 - Modelo 5.

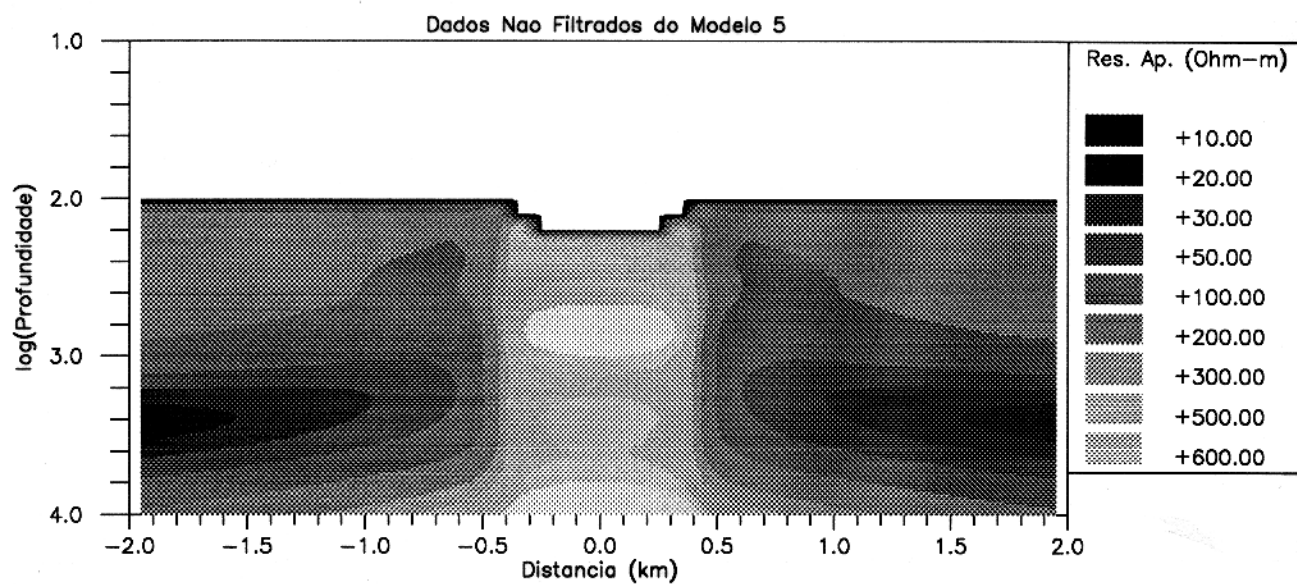


Figura 5.8 - Seção de resistividade aparente versus profundidade para os dados não filtrados do modelo 5

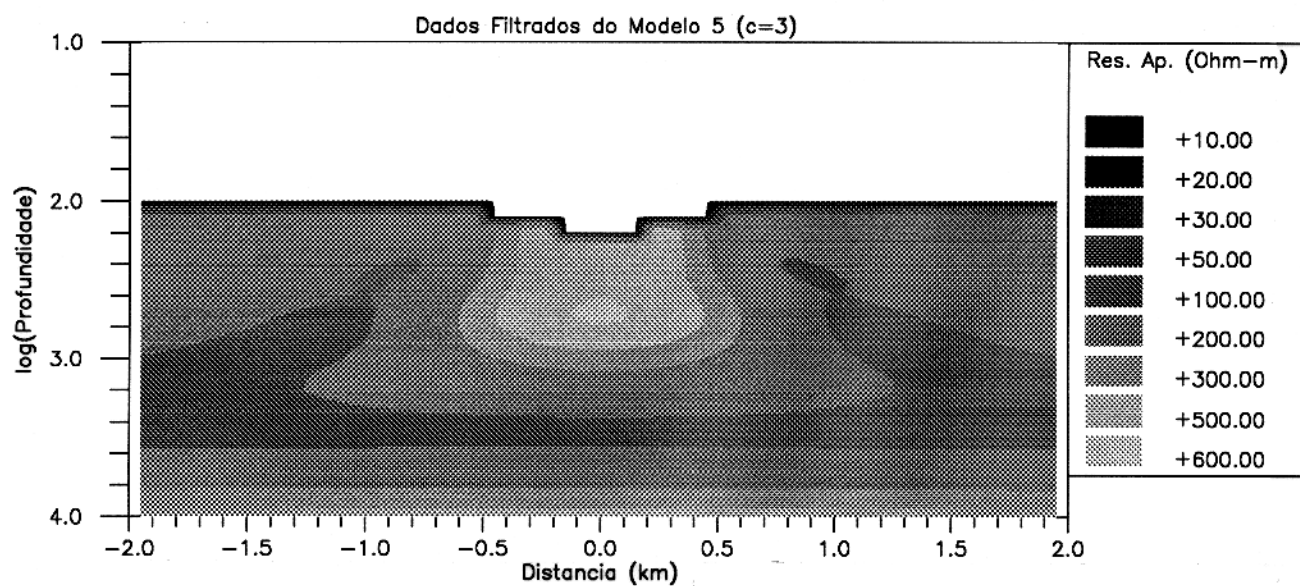
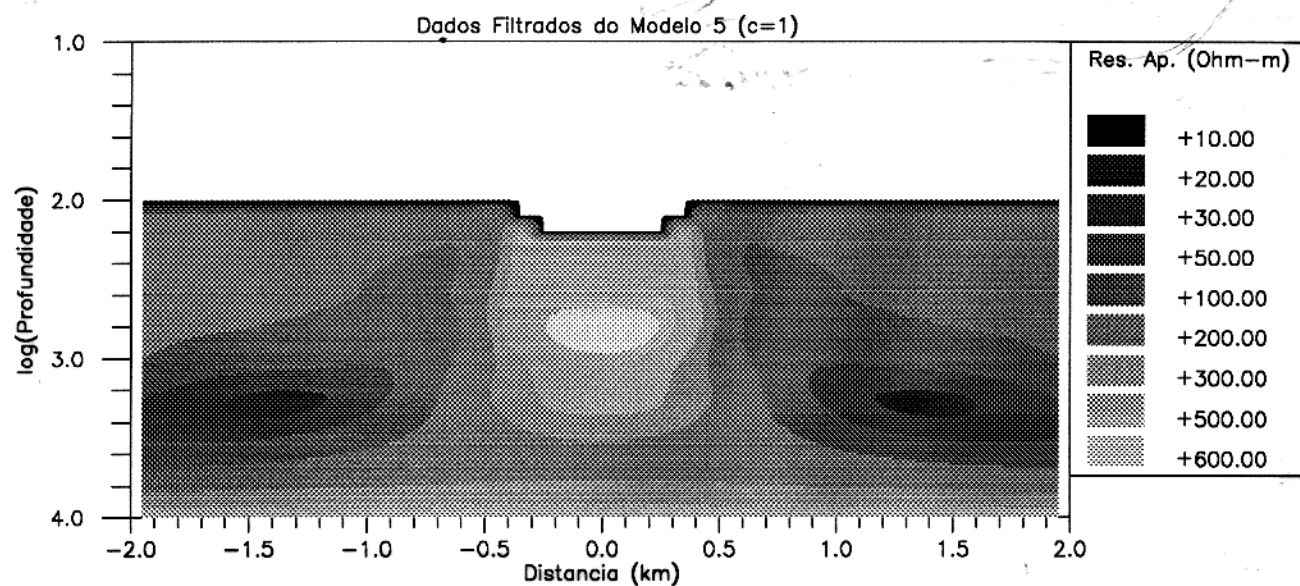


Figura 5.9 - Seções de resistividade aparente versus profundidade para as impedâncias filtradas e feita a inversão de Bostick, para o modelo 5: (a) $c = 1$; (b) $c = 3$.

6 - CONCLUSÕES

Neste capítulo, teceremos alguns comentários sobre a aplicação do método EMAP baseados no estudo feito nos exemplos do capítulo 5 e no desenvolvimento do algoritmo do EMAP feito neste trabalho.

O EMAP é, essencialmente, uma técnica de filtragem das distorções estáticas devido a corpos rasos. O método é especialmente indicado para o estudo de estruturas grandes e do embasamento, podendo melhorar a qualidade das informações até aqui fornecidas pelo método magnetotelúrico.

A análise dos modelos apresentados no capítulo anterior nos mostra que o poder de resolução lateral do EMAP é bastante limitado. Esta é uma característica do próprio método magnetotelúrico. A resolução depende de fatores como o comprimento dos dipolos usados, mas dificilmente poderemos conseguir uma alta resolução no EMAP.

O modo pelo qual fizemos a extrapolação dos dados quando a janela torna-se ser maior do que o comprimento da linha de dipolos, usando um valor médio das impedâncias da linha, pode não ser sempre o mais aconselhável. Dependendo do modelo poderíamos obter melhores resultados fazendo a extrapolação apenas com os valores de impedância dos pontos extremos da linha, por exemplo. Acreditamos que este ponto merece uma investigação mais aprofundada. Talvez para aplicações em dados reais possamos optar por um método ou outro com base em informações a priori, por exemplo, sobre a geologia da área em estudo.

O filtro usado neste trabalho, que emprega a janela de Hanning, foi o primeiro a ser usado no EMAP. Acreditamos que o estudo de outros filtros digitais para o EMAP pode ser útil, podendo vir a ser encontrados filtros mais eficientes do que a janela de Hanning.

Neste trabalho estudamos apenas modelos bidimensionais nos quais a superfície da terra foi sempre mantida plana. Acreditamos que um próximo passo para dar sequência a esta pesquisa seria o estudo da influência da topografia e a aplicação do método em casos tridimensionais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BOSTICK, F. X. 1986. Electromagnetic array profiling (EMAP). In: SOC. EXPL. GEOPHIS. ANN. INTERNAT. MTG., 56., Houston, 1986. **Expanded abstr.** Tulsa, SEG. p.60-61.
- CAGNIARD, L. 1953. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. **Geophysics**, 18(3):605-635.
- ERCEVILLE, I. d' & KUNETZ, G. 1962. The effect of a fault on the earth's natural electromagnetic field. **Geophysics**, 27(5):651-665.
- JIRACEK, G. R. 1990. Near-surface and topographic distortions in electromagnetic induction. **Surveys in Geophysics**, 11(2):163-203.
- JONES, A. G. 1983. On the equivalence of the "Niblet" and "Bostick" transformations in the magnetotelluric method. **Journal of Geophysics**, 53:72-73.
- MORRISON, H. F.; NICHOLS, E. A.; TORRES-VERDÍN, C.; BOOKER, J. R.; CONSTABLE, S. C. 1990. Comparison of magnetotelluric inversion technique on a mineral prospect in Nevada. In: SOC. EXPL. GEOPHIS. ANN. INTERNAT. MTG., 60., San Francisco, 1990. **Expanded abstr.** Tulsa, SEG. p.516-519.
- OLDENBURG, D. 1990. Inversion of electromagnetic data: An overview of new techniques. **Surveys in Geophysics**, 11(2):231-270.
- RANKIN, DAVID 1962. The magnetotelluric effect on a dike. **Geophysics**, 27(5):666-676.
- RIJO, L. 1977. **Modeling of electric and electromagnetic Data**. Salt Lake City, University of Utah. 242p. Thesis (Doctor in Geophysics), 1977.
- RIJO, L. 1991. **Teoria dos métodos elétricos e eletromagnéticos**. Notas de Aula. Belém, UFPA. 211p.
- TIKHONOV, A. N. 1950. On determining electrical characteristics of the deep layers of the earth's crust. **Dokl. Akad. Nauk S.S.S.R.**, 73:295-297.
- TORRES-VERDÍN, C. & BOSTICK, F. X. 1990. Properties of EMAP in two-dimensional environments. In: SOC. EXPL. GEOPHIS. ANN. INTERNAT. MTG., 60., San Francisco, 1986. **Expanded abstr.** Tulsa, SEG. p.520-523.

- TORRES-VERDÍN, C. & BOSTICK, F. X. 1992. Implications of the Born approximation for the magnetotelluric problem in three-dimensional environments. **Geophysics**, 57(4):587-602.
- TORRES-VERDÍN, C. & BOSTICK, F. X. 1992. Principles of Spatial Surface electric field filtering in Magnetotellurics: Electromagnetic Array Profiling (EMAP). **Geophysics**, 57(4):603-622.
- TORRES-VERDÍN, C. & PELLERIN, L. 1989. Simulation of EMAP responses in three-dimensional environments. In: SOC. EXPL. GEOPHIS. ANN. INTERNAT. MTG., 59., Dallas, 1989. **Expanded abstr.** Tulsa, SEG. p.168-181.
- WARREN, R. K. & SRNKA, L. J. 1990. EMAP exploration in the volcanics of the Columbia River Basin, Washington. In: SOC. EXPL. GEOPHIS. ANN. INTERNAT. MTG., 60., San Francisco, 1990. **Expanded abstr.** Tulsa, SEG. p.524-527.