



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

Kymie Karina Silva Saito

# MODELAGEM COMPUTACIONAL DE DADOS MAGNETOTELÚRICOS MARINHOS 2-D

Dissertação apresentada ao Programa de  
Pós-Graduação em Geofísica do Instituto  
de Geociências da Universidade Federal do Pará  
em cumprimento às exigências para obtenção do grau  
de mestre em ciência na área de Geofísica,  
Área de concentração: Métodos Elétricos e Eletro-  
magnéticos. Orientador: Marcos Welby Correa Silva.

Belém - Pará

2009

Kymie Karina Silva Saito

# MODELAGEM COMPUTACIONAL DE DADOS MAGNETOTELÚRICOS MARINHOS 2-D

Dissertação apresentada ao Programa de  
Pós-Graduação em Geofísica do Instituto  
de Geociências da Universidade Federal do Pará  
em cumprimento às exigências para obtenção do grau  
de mestre em ciência na área de Geofísica,  
Área de concentração: Métodos Elétricos e Eletro-  
magnéticos.

**Data de Aprovação :**

Banca de Dissertação:

---

Dr. Marcos Welby Correa Silva (Orientador)

---

Dr. Cícero Roberto Teixeira Régis

---

Dr. Paulo Roberto de Carvalho

Belém - Pará

2009

Ao meu querido pai  
e a minha amada mãe, Teca, por todo amor  
e dedicação. Ao meu namorado, Sérgio, por  
todas as palavras de amor de um homem de  
verdade.

## AGRADECIMENTOS

Ao meu pai Kuro Saito e minha mãe Teca pela dedicação, amor e compreensão em todos os momentos.

Ao meu namorado por todo seu amor, conselhos, parceria, paciência e por tudo que sou hoje.

Ao Prof. Dr. Luis Rijo (*in memorium*), por todas as ensinamentos como professor e como profissional.

Nestes dois anos de estudos tive a felicidade de ser aluna e algumas vezes colegas da maioria dos professores do CPGF/UFGA e agradeço profundamente a todo o corpo docente desta instituição por ter me ajudado a construir o meu conhecimento.

A Agência Nacional do Petróleo ANP e a Financiadora de Estudos e Projetos FINEP, através do Programa de Recursos Humanos da ANP para o setor petróleo e gás natural PRHANP/MME/MCT pelo suporte financeiro.

Ao professor André pelos conselhos e paciência além dos ensinamentos como professor e pela sua dedicação, companheirismo na atual coordenação do PRH-06.

Ao meu orientador Prof.Dr Marcos Welby, pela paciência e ensinamentos como professor e também como pessoa, que me ajudaram nessa jornada de dois anos.

Ao Professor Alberto Melo pela amizade.

Ao Prof.Dr João Batista Correa da Silva pelos ensinamentos como professor que me ajudaram muito em alguns tópicos desta dissertação.

Aos Prof. Dr. Mário Vicente Caputo, Prof. Dr.Cícero Regis e Prof. Dr José Gouvêa Luis pelos ensinamentos como professor.

Ao Prof. Dr German Garabito pela amizade e pelos ensinamentos como professor.

Aos professores da Física, em especial na figura do Prof. Dr Danilo Alves e Prof. Dr Van Sérgio Alves, profissionais fantásticos que me orgulho de ter se tornado amigos.

Aos meus amigos do PROEM, Rodrigo, Frayzer, Glauco, Valdelírio, Hilton e Walleson, mais que amigos, pessoas que me orgulho de ter trabalhado nesses dois anos.

Agradeço também, às secretárias do curso de Pós-Graduação em Geofísica UFGA, em especial a Benildes Lopes, uma pessoa maravilhosa em todos os aspectos.

Aos amigos maravilhosos, em especial a Letícia, Ana Carolina, Gleyce,Danusa, Marina, Lorena, Roberto, Anderson , Marcelo e Humberto.

A Deus que é o meu alicerce em todos os meus momentos da minha vida.

## RESUMO

O presente trabalho tem como objetivo investigar o espalhamento das ondas planas causados pela variação lateral das propriedades físicas das rochas. Essa é uma das questões mais importante para o sucesso da exploração geofísica. O método geofísico usado nesta dissertação foi método magnetotelúrico (MT) e método Magnetotelúrico marinho (mMT). Uma das ferramentas utilizadas foram o método dos elementos finitos, este método é notável pela flexibilidade em resolver numericamente as equações diferenciais para campos eletromagnéticos secundários, gerados por estruturas geológicas com geometrias complexas, sendo utilizado para obter a solução numérica do espalhamento do campo eletromagnético da onda plana por um dique vertical (modelos bidimensionais). Os algoritmos desenvolvidos foram aplicados em diversos modelos de dique vertical, com diferentes parâmetros geoeletricos.

**Palavras-Chaves:** Geofísica, Método magnetotelurico, Método Magnetotelurico marinho.

## **ABSTRACT**

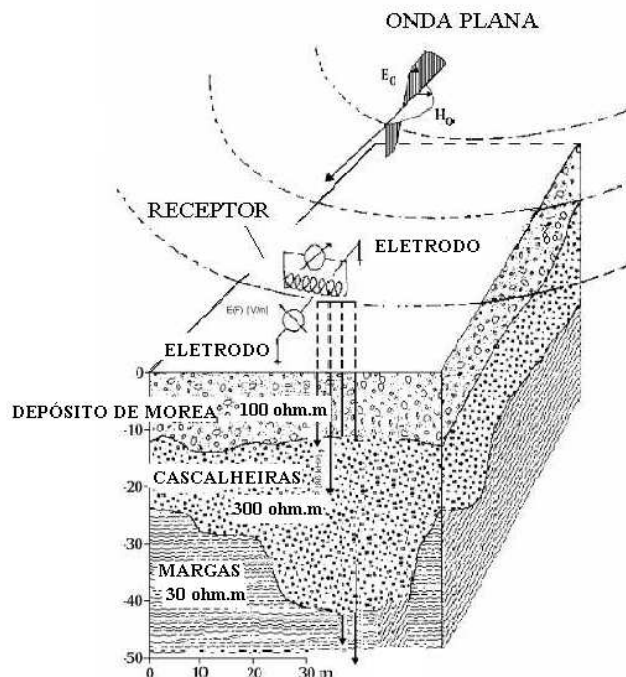
This study aims to investigate the scattering of plane waves caused by lateral variation of the physical properties of rocks. This is one of the most important to the success of exploration geophysics. The geophysical method used in this dissertation was magnetotelluric method (MT) and Marine Magnetotelluric (MMT). The tool used here was the finite element method, which is efficient to solve numerically the differential equations for electromagnetic fields of the geological structures with complex geometries. The computational procedures were used in the development and implementation of algorithms of numerical modeling of electromagnetic data. These algorithms were developed and implemented in several models of different geoelectrical parameters.

keywords: Geophysic, method magnetotelluric and method marine magnetotelluric

## 1- INTRODUÇÃO

Nas últimas décadas, as plataformas continentais foram marcadas por um novo foco de prospecção geofísica, com a procura por reservas de petróleo nas águas profundas. O recente desenvolvimento na instrumentação e o maior conhecimento da geologia marinha propiciaram um aumento no interesse do uso dos métodos eletromagnéticos (EM) para estudo no ambiente marinho (Constable, 1991).

Em águas profundas, a exploração do hidrocarboneto é uma atividade de custo muito elevado na indústria do petróleo. Por conseguinte, existe uma necessidade crescente do desenvolvimento de novas técnicas em geofísica, com o objetivo de reduzir o risco exploratório. Atualmente, o avanço do método eletromagnético registrado na instrumentação para o ambiente marinho oferece um complemento para as interpretações dos dados sísmicos. Muitas das técnicas utilizadas em EM para prospecção marinha são adaptações das utilizadas em terra. Este é o caso do método Magnetotelúrico marinho (mMT), o qual foi uma adaptação do método Magnetotelúrico (MT) (figura 1.1), em termos das aquisições dos dados eletromagnéticos.



1.1- Ilustração do Método Magnetotelúrico(MT), (Müller,1988).

O método Magnetotelúrico elaborado pelos pesquisadores Tikhonov (1950), Cagniard (1953) é uma técnica eletromagnética que consiste na análise da propriedade física das subsuperfícies, utilizando como fonte de excitação de energia a variação temporal dos campos geomagnéticos da terra, que se propagam na forma de ondas planas emitidas na alta atmosfera. A Terra é um planeta que se comporta como um grande magneto com seu campo comparando ao gerado por um dipolo magnético. As fontes do campo da Terra podem ser tanto de origem interna ou externa ao planeta. No interior do nosso planeta, existe um núcleo externo líquido constituído por ferro e níquel, que se encontra em movimento. Segundo a teoria do Dínamo, o movimento destes metais fundidos geram um campo elétrico no interior do núcleo que por sua vez contribui para a formação do campo magnético terrestre.

De acordo com as leis da indução eletromagnética, variações geomagnéticas induzem campos eletromagnéticos, os quais penetram na superfície terrestre, induzindo na subsuperfície, uma corrente elétrica conhecida como corrente telúrica. Deste modo, podemos inferir em algumas propriedades elétricas das subsuperfícies, pois algumas informações sobre as subsuperfícies estão contidas nos campos. As variações de amplitudes e fases dos sinais recebidos permitem interpretar as distribuições de resistividades das camadas. O estudo da condutividade é determinado a partir da relação entre as componentes ortogonais dos campos eletromagnéticos ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  e  $H_z$ ). Maiores detalhes sobre a metodologia MT podem ser encontrados em Vozoff,(1991).

O uso dessas técnicas eletromagnéticas na investigação das propriedades físicas para exploração petrolífera no meio marinho é antigo. Em 1950, no Golfo do México, a empresa Mobil Oil usou o método MT para fundo do mar com pouca profundidade. Porém, a companhia não obteve muito sucesso na obtenção dos dados dos campos eletromagnéticos, pois numa profundidade de 20 metros, os receptores sofriam interferência da superfície condutora do mar. Além disso, na década de 50, não havia técnicas e nem recursos computacionais para o processamento desses dados (Hoversten , et al., 1992).

O método mMT também foi usado na prospecção marinha em águas rasas no Golfo do México (GOM), o qual se realizou com sucesso limitado (Hoehn e Warner, 1960), pois as técnicas de processamento de dados, no momento em que foram realizadas foram incapazes de eliminar os efeitos causados pela interferência da alta condutividade do mar, ocasionando muito ruído e atenuando rapidamente os campos EM natural, a profundidade da sondagem foi de apenas 10 m. Chave em 1991, descreveu essa limitação na utilização do método mMT, concluía que era impossível o uso deste método para a prospecção marinha em qualquer profundidade de sondagem. Além disso, o equipamento era demasiadamente volumoso para ser comercialmente viável (Morrison, et al.2000).



Hoversten (1992), Hoversten et al. (1994) realizaram modelos teóricos para testar a viabilidade da utilização de métodos para mMT no mapeamento da base de sal no Golfo do México (GOM) e em outras regiões. O sal tem um alto valor de resistividade e existe um alto contraste de resistividade comparado aos sedimentos ao redor do mesmo, portanto um bom indício para uso desse método. Foi mostrado que o mMT possuía dados de qualidade razoável na banda de frequência em torno de 0,001-1 Hz, para a base de sal que poderia ser realmente mapeada com precisão, sendo uma complementaridade para análise dos dados obtidos pelos métodos sísmicos. No entanto, nesse intervalo de frequência, a profundidade máxima de sondagem do manto era apenas de 100 m. Essa limitação é devido ao fato de que a água do mar atenua rapidamente os campos EM naturais como mostrado em Hoversten, et al.1998.

Para superar essas limitações observadas no método magnetotelúrico marinho Hoversten et al. (1998) desenvolveram uma nova geração de instrumentação marinha capaz de detectar e amplificar os sinais EM mais fraco provindo do fundo oceânico. Excelente qualidade dos registros dos campos elétricos foram coletados a partir dos novos instrumentos. Novos hardware e software foram modificados possibilitando novas análises dos dados EM (Wannamaker et al. 1987).

Com a evolução computacional e instrumental para a aquisição dos dados EM, foi possível ser feita o mapeamento do domo de sal juntamente com os imageamentos sísmicos . Em 2006, um total de 171 receptores foram posicionados no leito oceânico no GOM, para o mapeamento do domo de sal. Os estudos dos levantamentos dos dados obtidos pelo método mMT foram uma complementariedade juntamente com o imageamento sísmico, pois o mMT por meio da análise das propriedades físicas, como resistividade elétrica, torna-se uma importante ferramenta, para diferenciar o valor da resistividade do sal com os sedimentos ao seu redor. Contudo, o método mMT não pode ser usado para detectar diretamente o óleo, pois o hidrocarboneto possui uma resistividade elétrica próxima ao valor do domo de sal, portanto torna-se difícil diferenciar as resistividade do domo e do hidrocarboneto. Entretanto, ele auxilia na identificação dos tipos de rochas e também identifica a presença da estrutura geológica capaz de aprisionar hidrocarboneto através de sua fase e da resistividade (Hoversten et al. 1994).

Neste trabalho, investigaremos através da modelagem computacional de dados mMT 2- D a variação da resistividade e da fase das rochas em subsuperfície para a prospecção *offshore*. Para resolver a equação de difusão no domínio da frequência, foi utilizado o método de elementos finitos para resolver o sistema linear associado, foi empregado o algoritmo de eliminação gaussiana, adaptado para matrizes simétricas bandedas.

Neste trabalho os algoritmos desenvolvidos foram aplicados em diversos modelos, com diferen-

tes parâmetros geoeletricos. Através da modelagem numérica bidimensional dos dados obtidos no método mMT, obtemos as propriedades físicas do modelo geológico de interesse, como veremos a seguir.

## 2- METODOLOGIA

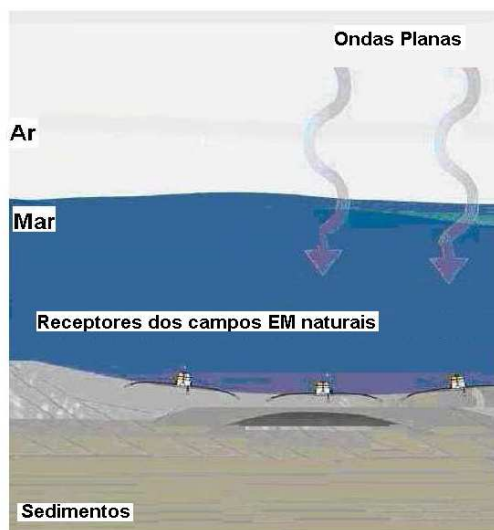
### 2.1- MÉTODO MAGNETOTELÚRICO MARINHO(mMT)

O método magnetotelúrico Marinho (mMT) utiliza como fonte os campos eletromagnéticos naturais, que são usados para estimar as variações de resistividade elétrica aparente no fundo do mar e fase.

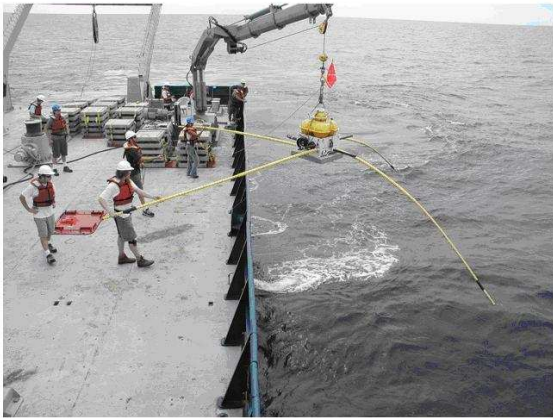
As fontes dos campos eletromagnéticos na faixa de aplicação do método mMT se encontram na alta atmosfera.

O aumento nos sinais eletromagnéticos são devidos ao aumento das correntes na ionosfera, estabelecidas pela atividade solar. As flutuações dos campos geomagnético estendem-se desde a frequência de  $10^6$  Hz, que são manifestadas pelas micropulsações geradas na ionosfera até  $10^{11}$  Hz, observadas em estudos paleomagnéticos (Tikhonov,1950).

O método mMT é uma adaptação do MT para o ambiente marinho, em que os receptores são posicionados no assoalho oceânico. Estes receptores obtêm informações sobre os campos eletromagnéticos, que são apresentados em duas etapas que estabelecem o chamado modo de propagação eletromagnética (TE e TM). Podemos visualizar na figura (2.1), os receptores fixados no fundo oceânico para registrarem as variações temporais dos campos. A figura (2.2), mostra a submissão dos receptores desenvolvidos para coletarem no leito oceânico os dados da exploração petrolífera.

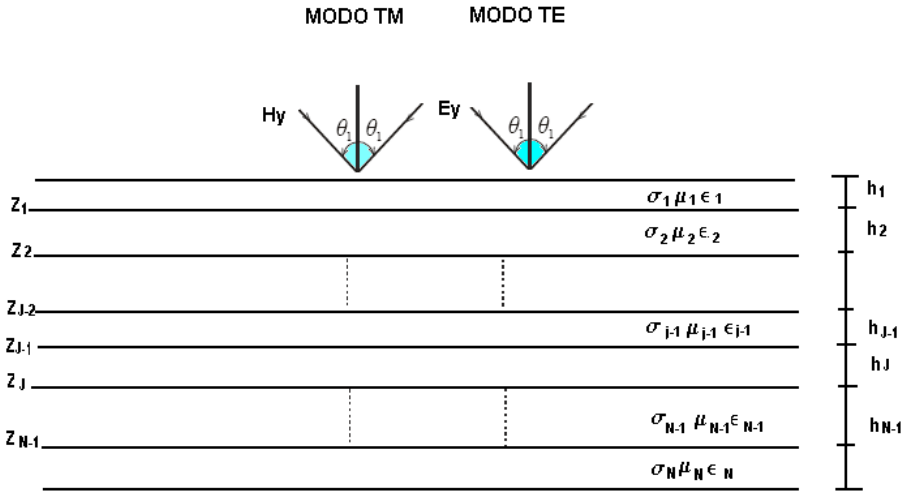


2.1- Resentação esquemática do método Magnetotelúrico marinho.



2.2-Ilustra a submissão dos receptores,(<http://www.westerngeco.com/services.aspx>).

Para facilitar a análise dos dados em termos das componentes de  $E$  e  $H$ , temos os dois modos de propagação, denominamos de modo TE, quando a componente  $y$  do campo elétrico ( $E_y$ ) for transversal ao eixo  $z$  de propagação e paralela a direção do *strike* do modelo e o modo TM é definido pela presença do campo magnético  $H_y$  paralela a direção do strike e perpendicular a direção  $z$ .

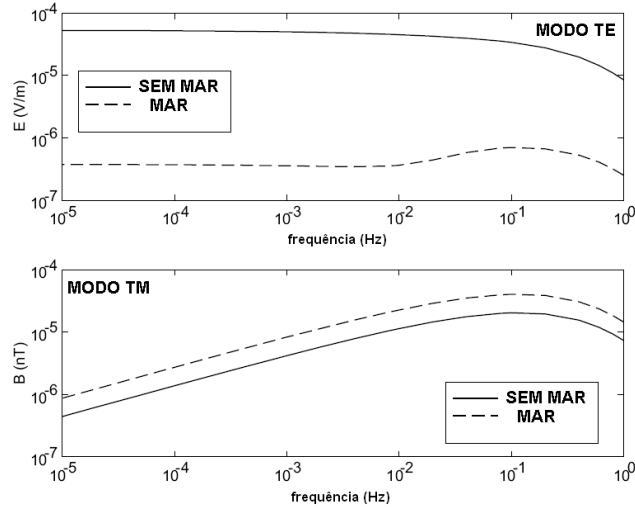


2.3- Representação vetorial do modo de propagação da onda plana.

A água do mar é um eletrólito, contendo não só o  $Na^+$  e o  $Cl^-$ , mas uma variedade muito grande de sais dissociados, apresentando, portanto, muitos íons positivos e negativos livres (dissociados). Cada íon pode ser visto como uma partícula eletricamente carregada, ou seja, o mar é uma superfície condutora, com uma resistividade aproximadamente de 0.3 Ohm.m (Matveev,1990). A presença desta camada condutora é responsável pela atenuação dos campos elétricos naturais.

Uma análise das diferenças dos métodos MT e mMT é dada por Hoversten (1998) e Jegen (2000). O dado MT marinho difere significativamente do MT terrestre se o semi-espaço abaixo do assoalho oceânico é heterogêneo. As condições de contorno na interface com o ar impõem a não-existência da componente  $E_z$  e a componente  $H_y$  deve ser constante nesta posição para todo x. Esta condição não é imposta na interface do oceano com os sedimentos. Assim, a presença de um campo elétrico vertical com variação espacial altera a configuração do campo magnético horizontal, se comparado com o levantamento terrestre: em um meio 2-D, existe uma corrente elétrica vertical se propagando no mar e, de acordo com a equação (1), impõe a variação de  $H_y$  na direção x, já que no modo TM não temos a componente  $H_x$ . Assim, no fundo oceânico as componentes horizontais do campo magnético variam com a posição, o que torna este campo mais sensível às variações laterais de condutividade. Jegen (2000) mostrou os perfis de campo elétrico e magnético, Figura(2.4), feita com e sem a presença da lâmina d'água, tendo como heterogeneidade um cilindro condutivo a 30 km de profundidade. Nelas vemos claramente o aumento da amplitude da componente do campo magnético e diminuição na amplitude do campo elétrico, para frequências variando de  $10^{-5}$  a 1 Hz. Portanto, este aumento no campo magnético, juntamente com a sua variação em x, tornam o modo TM no método mMT mais sensível às variações de propriedades elétricas em subsuperfície do que o modo TE.

$$\nabla \times H = J. \quad (1)$$



2.4- Influência da camada condutora nos campos elétricos e magnéticos.

## 2.2- FUNDAMENTOS DO MÉTODO MAGNETOTELÚRICO MARINHO (mMT)

As equações diferenciais denominadas de Equações de Maxwell são o ponto de partida para entendermos como os campos eletromagnético naturais podem ser utilizados para os estudos das propriedades físicas da subsuperfície. São elas:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\nabla \times H = J_{ext} + \frac{\partial D}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot D = \rho, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (5)$$

onde  $D = \epsilon E$ ,  $B = \mu_0 H$  e  $J_{ext} = \sigma E$ . Nestas equações,  $E$  (V/m) é o campo elétrico,  $B$  (T) é a indução magnética,  $D$  (C/m<sup>2</sup>) é o deslocamento elétrico,  $H$  (A/m) é o campo magnético  $\sigma$  é a condutividade elétrica do meio geológico (S/m) e  $\mu$  é a permeabilidade magnética que assumimos sendo igual ao do vácuo ( $4\pi 10^{-07}$ ) (H/m),  $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9}$  é a permissividade elétrica (F/m),  $\omega$  é a frequência angular das correntes telúricas, sendo  $J_{ext}$  a fonte elétrica (A/m<sup>2</sup>).

O campo eletromagnético emitido na alta atmosfera e que incide na superfície da terra pode ser considerado uma onda plana em escala regional. A maior parte da energia que chega na superfície é refletida, porém uma pequena quantidade propaga-se verticalmente para o interior da Terra.

Para obtermos as equações de onda, aplicamos o rotacional nas duas primeiras equações, obtendo-se

$$\nabla \times \nabla \times E = -\nabla \times \frac{\partial B}{\partial t} ,$$

$$\nabla \times \nabla \times H = \epsilon \nabla \times \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma \nabla \times E .$$

Usando a identidade  $\nabla \times \nabla \times A = \nabla(\nabla \cdot A) - \nabla^2 A$  e assumindo a densidade de carga  $\rho = 0$ , ( $\nabla \cdot E = 0$ ), teremos

$$\nabla^2 E - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} = 0 ,$$

$$\nabla^2 H - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial H}{\partial t} = 0 .$$

Considerando uma variação temporal harmônica  $e^{i\omega t}$  dos campos eletromagnéticos, então obtemos,

$$\nabla^2 E + \mu_0 \epsilon \omega^2 E - i \mu_0 \sigma \omega E = 0 ,$$

$$\nabla^2 H + \mu_0 \epsilon \omega^2 H - i \mu_0 \sigma \omega H = 0 .$$

O campo eletromagnético emitido na alta atmosfera e que incide na superfície da terra pode ser considerado uma onda plana em escala regional. Simplificando as equações acima em termos de uma constante  $k$ ,

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0 , \tag{6}$$

$$\nabla^2 H + k^2 H = 0 . \tag{7}$$

Portanto obtemos as equações da onda, que a partir das equações (6) e (7). Sendo  $k^2 = \mu_0 \epsilon \omega^2 - i \mu_0 \sigma \omega$  uma quantidade complexa conhecida como número de onda, essa constante é função das três propriedades físicas do meio e da frequência do campo EM.

A penetração do sinal EM depende do seu período de oscilação e da condutividade do meio. A penetração na subsuperfície implica na atenuação da onda eletromagnética por conta da transformação da energia eletromagnética em calor. O *skin depth* (m) é a distância em que o campo se encontra atenuado de  $\frac{1}{e}$  do seu valor original (ou seja, aproximadamente de 37%) e é definido pela equação:

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

A amplitude do campo magnético  $H$  e do campo elétrico  $E$  medido pelos receptores fixados no fundo do mar depende da distribuição da condutividade elétrica em subsuperfície. As componentes ortogonais dos vetores dos campos elétricos e magnéticos horizontais serão processadas no domínio da frequência, e através da análise computacional, serão processados em termo de suas impedâncias, obtendo as respostas das resistividade elétricas das subsuperfícies das estruturas de seu meio geológico analisado. A equação (8) mostra que os campos EM estão interrelacionados pelo tensor impedância, sendo que todos os elementos contêm informações sobre as propriedades físicas do interior da terra (Tikhonov,1950).

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} , \quad (8)$$

$$E_x = Z_{xx}H_x + Z_{xy}H_y ,$$

$$E_y = Z_{yx}H_x + Z_{yy}H_y .$$

No caso dos modelos bidimensionais (2-D) isotrópicos, tem-se:

$$Z_{xx} = Z_{yy} = 0 , \quad Z_{xy} = \frac{E_x}{H_y} \text{ e } Z_{yx} = \frac{E_y}{H_x} .$$

As relações entre os campos elétricos e magnéticos são descritas pelas equações de Maxwell, que ao modifica-la para as nossas necessidades, assumem a seguinte forma, no domínio da frequência (SI):

$$\nabla \times E + \zeta H = 0 , \quad (9)$$



$$\nabla \times H + \eta E = 0 . \quad (10)$$

Sendo  $\zeta = i\omega\mu$  a impeditividade do meio geológico e  $\eta = i\omega\epsilon + \sigma$  a admitividade (S/m). Adotamos a situação quase estática em virtude da faixa de frequência utilizada, desprezando as correntes de deslocamento. Cada campo E e H total é a soma de duas componentes: o campo primário(fonte da onda plana) e o campo secundário originado da indução na heterogeneidade contida no meio geológico avaliado.

Matematicamente essa idéia se traduz nas seguintes equações, (Rijo, 2007):

$$\nabla \times (H^p + H^s) - (\eta^p + \nabla\eta)(E^p + E^s) = 0 , \quad (11)$$

$$\nabla \times (E^p + E^s) + (\zeta^p + \nabla\zeta)(H^p + H^s) = 0 . \quad (12)$$

Separando nos modos de propagação, teremos o modo TM ( $E = (Ex, 0, Ez)$  e  $H = (0, Hy, 0)$ )

$$E_x^s = -\frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\Delta\eta}{\eta} E_x^p , \quad (13)$$

$$E_z^s = \frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial H_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\Delta\eta}{\eta} E_z^p , \quad (14)$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\eta} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\eta} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} \right) + \zeta H_y^s = -\Delta\zeta H_y^p - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Delta\eta}{\eta} E_z^p \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\Delta\eta}{\eta} E_x^p \right) , \quad (15)$$

e o modo TE ( $E = (0, Ey, 0)$  e  $H = (Hx, 0, Hz)$ )

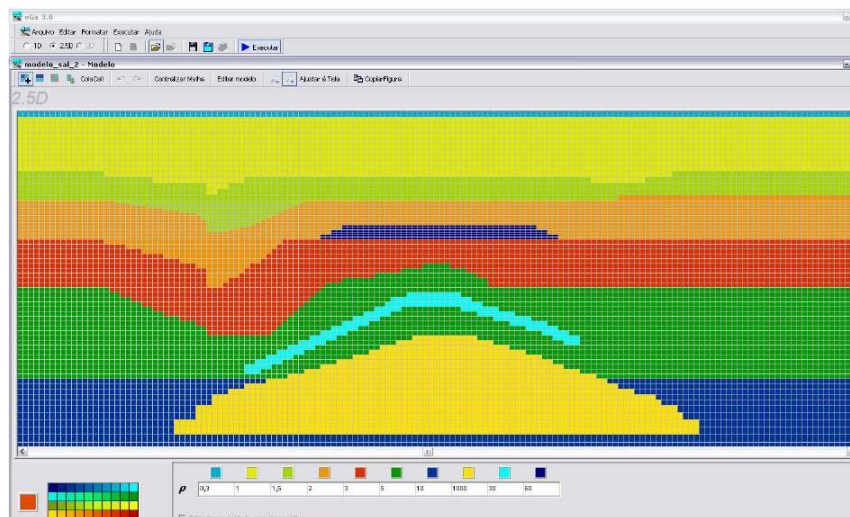
$$H_x^s = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\Delta\zeta}{\zeta} H_x^p , \quad (16)$$

$$H_z^s = -\frac{1}{\zeta} \left( \frac{\partial E_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\Delta\zeta}{\zeta} H_z^p , \quad (17)$$

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\zeta} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\zeta} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} \right) + \eta E_y^s = -\Delta\eta H_y^p - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Delta\eta}{\zeta} H_z^p \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\Delta\zeta}{\zeta} H_x^p \right) . \quad (18)$$

Observe que (15) e (18) são equações diferenciais cujas soluções analíticas, em geral, não podem ser obtidas. O usual nesses casos é a utilização dos métodos numéricos para que possam ser obtidas uma aproximação das soluções desejadas. Entre as várias técnicas existentes, neste trabalho foi empregado os métodos dos elementos finitos (MEF) (Rijo,2007).

O *software* da eGs (Electrial Geophysics Suite) Pereira,(2005) e Silva, (2005), foi usado para delinear os modelos geológicos usado neste trabalho. A eGs é uma suíte de programas para modelagem de dados geofísicos elétricos e eletromagnéticos. Sabemos, que as estruturas geológicas da subsuperfície não possuem uma estrutura regular e homogênea. Pela complexidade da geometria dos modelos geológico, a eGs, torna-se uma importante ferramenta para a modelagem numérica bidimensional. Na figura (2.5), temos um *screenshot* do uso da eGs.



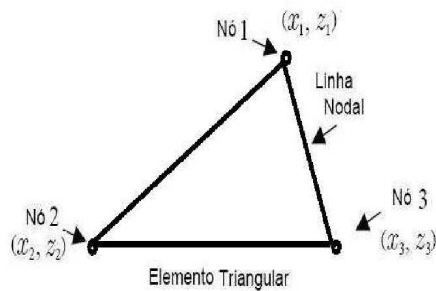
2.5- Exemplo da geometria 2-D com diversas camadas.

### 2.2.1- O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS(MEF)

Este método é uma importante ferramenta matemática, pois MEF é uma forma de resolução numérica de um sistema de equações diferenciais parciais. As técnicas dos elementos finitos são amplamente eficazes na resolução numérica das equações diferenciais para a modelagem eletromagnética. Vamos fazer um breve resumo, neste tópico, sobre a técnica dos elementos finitos utilizados nesta dissertação.

Baseado no método de Rayleigh-Ritz e usando o critério de Galerkin, o MEF divide o domínio

de integração em um número finito de pequenas regiões denominadas de elementos. O domínio da solução é distribuído em uma malha de pontos ou nós discretos, podendo-se aumentar ou diminuir essa malha variando os números de nós ou o tamanho do elemento. Este passo envolve a divisão do domínio da solução em elementos finitos. Vale ressaltar que os pontos que interseptom as linhas que descrevem os lados dos elementos são referenciados como nós, e os lados são chamados de linhas ou planos nodais (Silva, 2006). A figura(2.6) exemplifica um elemento triangular.



2.6- Elemento triangular com sua numeração local de nós e suas respectivas coordenadas

A formulação matemática consiste em usar um operador diferencial  $L$  aplicado em uma função desconhecida  $\phi$ , sendo representada pela equação dada por:

$$L\phi = \chi . \quad (19)$$

Para obtermos  $\phi$ , é necessário a combinação linear de suas funções base

$$\phi \approx \sum_{k=1}^k \beta_k \psi_k . \quad (20)$$

Como essa função é uma aproximação, ela produz um erro ( $\delta$ ):

$$\sum_{k=1}^k \beta_k L\psi_k + \delta . \quad (21)$$

Nesse momento será aplicado o método dos resíduos ponderados, para que possa ser minimizado o erro e admitindo que  $\psi_k$  e  $\phi_m$  sejam ortogonais

$$\sum_{k=1}^k \beta_k \langle \phi_m, L\psi_k \rangle + \langle \phi_m, \delta \rangle = \langle \phi_m, \chi \rangle . \quad (22)$$

Sendo,  $\langle \phi_m, \delta \rangle = 0$ , esses resíduos são ponderados pelos modos de solução aproximada e feitos iguais a zero, então a equação acima se resume a:

$$\sum_{k=1}^k \beta_k \langle \phi_m, L\psi_k \rangle = \langle \phi_m, \chi \rangle . \quad (23)$$

A função peso  $\phi_m$  será definida como funções base,

$$\sum_{k=1}^k \beta_k \langle \psi_m, L\psi_k \rangle = \langle \psi_m, \chi \rangle , \quad (24)$$

O método de Galerkin será aplicado na equação acima, sendo  $\omega$  a região do espaço que será dividido em pequenas sub-regiões triangulares  $\omega_e$  ,

$$\sum_{k=1}^k \beta_k \int_{\omega_e} (\psi_m L\psi_k) d\omega_e = \int_{\omega_e} \psi_m \chi d\omega_e . \quad (25)$$

O operador L, para nosso caso, será dado dependendo do modo de propagação da onda eletromagnética.

### 2.2.2- MODO TM

Após termos encontrado a equação (25), substituímos o operador  $L$ , pela equação (15) e obtemos:

$$\begin{aligned} & \int_{\omega_e} \psi_m \left[ -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\eta} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\eta} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} \right) \right] dx dz + \int_{\omega_e} \zeta \psi_m H_y^s dx dz \\ = & - \int_{\omega_e} \Delta \zeta \psi_m H_y^p dx dz - \int_{\omega_e} \psi_m \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Delta \eta}{\eta} E_z^p \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\Delta \eta}{\eta} E_x^p \right) \right] dx dz . \end{aligned} \quad (26)$$

Utilizando a integração por partes e aplicando o Teorema de Green, a equação acima assumirá a forma:

$$\int_{\omega_e} \frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial \psi_m}{\partial x} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} + \frac{\partial \psi_m}{\partial z} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) dx dz + \int_{\omega_e} \zeta \psi_m H_y^s dx dz$$

$$= - \int_{\omega_e} \Delta \zeta \psi_m H_y^p dx dz + \int_{\omega_e} \frac{\Delta \eta}{\eta} \left( \frac{\partial \psi_m}{\partial x} E_z^p - \frac{\partial \psi_m}{\partial z} E_x^p \right) dx dz + \int_{\partial \omega_e} \psi_m E^s \cdot \hat{t} dl . \quad (27)$$

Uma parte importante do método dos elementos finitos consta na definição das funções base, como foi dito anteriormente. Cada elemento alegará por hipótese que o campo magnético  $H_y^s$  seja dado por uma função linear, informando como a solução em cada elemento da malha irá formar uma solução total desejada. Será necessário que seja definido as funções bases, para que possa ser resolvida a equação acima, utilizamos o MEF adotando elementos triangulares para formar a malha. Assim o campo em cada elemento será dado por uma combinação linear de funções, podemos associar para cada plano o campo magnético  $H_s$ , passando pelos três valores nodais, visto na equação a seguir

$$H_y^s(x, z) = \alpha + \beta x + \gamma z , \quad (28)$$

desmembrando-se em cada termo da coordenada do elemento,

$$H_{y_1}^s(x_1, z_1) = \alpha + \beta x_1 + \gamma z_1 ,$$

$$H_{y_2}^s(x_2, z_2) = \alpha + \beta x_2 + \gamma z_2 ,$$

$$H_{y_3}^s(x_3, z_3) = \alpha + \beta x_3 + \gamma z_3 .$$

Resolvendo este sistema de equações lineares

$$\alpha = \frac{1}{2\Delta^e} \begin{vmatrix} H_1^e & x_1 & z_1 \\ H_2^e & x_2 & z_2 \\ H_3^e & x_3 & z_3 \end{vmatrix}, \beta = \frac{1}{2\Delta^e} \begin{vmatrix} 1 & H_1^e & z_1 \\ 1 & H_2^e & z_2 \\ 1 & H_3^e & z_3 \end{vmatrix}, \gamma = \frac{1}{2\Delta^e} \begin{vmatrix} 1 & x_1 & H_1^e \\ 1 & x_2 & H_2^e \\ 1 & x_3 & H_3^e \end{vmatrix},$$

e considerando

$$\Delta^e = \frac{1}{2} \text{Det} \begin{pmatrix} 1 & x_1 & z_1 \\ 1 & x_2 & z_2 \\ 1 & x_3 & z_3 \end{pmatrix},$$

e organizando as coordenadas do elemento nas variáveis a, b e c, como

$$a_1 = x_2 z_3 + x_3 z_2, \quad b_1 = z_2 - z_3, \quad c_1 = x_3 - x_2,$$

$$a_2 = x_3 z_1 - x_1 z_3, \quad b_2 = z_3 - z_1, \quad c_2 = x_1 - x_3,$$

$$a_3 = x_1 z_2 - x_2 z_1, \quad b_3 = z_1 - z_2, \quad c_3 = x_2 - x_1,$$

obtemos o  $H^s(x, z)$  para cada elemento triangular

$$H_e^s(x, z) = (\psi_1 H_1^e + \psi_2 H_2^e + \psi_3 H_3^e). \quad (29)$$

Separando, em termo de matrizes e de fontes locais,  $K_{m,n}^e H_n^e = \nu_m$

$$K_{m,n}^e = \frac{1}{\eta_e} \int_{\omega_e} \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} + \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \frac{\partial \phi_n}{\partial z} \right) dx dz + \zeta_e \int_{\omega_e} \phi_m \phi_n dx dz, \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \nu_m^e &= -\Delta \zeta_e \int_{\omega_e} \left( \psi_1 H_{y1}^p + \psi_2 H_{y2}^p + \psi_3 H_{y3}^p \right) dx dz + \\ &+ \frac{\Delta \eta_e}{\eta_e} \int_{\omega_e} \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial x} (\psi_1 E_{z1}^p + \psi_2 E_{z2}^p + \psi_3 E_{z3}^p) dx dz \right) + \\ &+ \frac{\Delta \eta_e}{\eta_e} \int_{\omega_e} \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial z} (\psi_1 E_{x1}^p + \psi_2 E_{x2}^p + \psi_3 E_{x3}^p) dx dz \right) + \\ &+ \int_{\partial \omega_e} \psi_n E^s \cdot t dx dz. \end{aligned} \quad (31)$$

Usando a identidade

$$\int \int_m (G_m^i)^a (G_m^j)^b (G_m^k)^c dx dz = \frac{2a!b!c!A_m}{(a+b+c+2)!}, \quad (32)$$

onde  $A_m$  corresponde a area de cada triangulo, portanto finalizamos

$$K_{m,n}^e = \frac{1}{4A_e \eta} \begin{pmatrix} b_1^2 + c_1^2 & b_1 b_2 + c_1 c_2 & b_1 b_3 + c_1 c_3 \\ b_2 b_1 + c_1 c_2 & b_2^2 + c_2^2 & b_2 b_3 + c_2 c_3 \\ b_3 b_1 + c_3 c_1 & b_3 b_2 + c_3 c_2 & b_3^2 + c_3^2 \end{pmatrix} + \frac{\zeta_e A_e}{12} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix}, \quad (33)$$

e

$$\begin{aligned} \nu_m^e = & -\frac{\Delta\zeta_e A_e}{12} \begin{pmatrix} 2H_{y1}^p + H_{y2}^p + H_{y3}^p \\ H_{y1}^p + 2H_{y2}^p + H_{y3}^p \\ H_{y1}^p + H_{y2}^p + 2H_{y3}^p \end{pmatrix} + \frac{\Delta\eta_e}{6\eta_e} (E_{z1}^p + E_{z2}^p + E_{z3}^p) \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \\ - & \frac{\Delta\eta_e}{6\eta_e} (E_{x1}^p + E_{x2}^p + E_{x3}^p) \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (34)$$

As matrizes locais ( $K_{m,n}^e$ ) e os vetores fontes locais ( $\nu_m^e$ ) serão associados ao sistema linear para cada elemento triangular, o próximo passo é construir a matriz global adicionando a contribuição de cada elemento (Rijo, 2007). Através da eliminação Gaussiana será determinado o sistema linear da matriz global, sendo que esta matriz será simétrica e bandeda. A obtenção do campo secundário  $H_y^s$  será dado pela resolução deste sistema, o qual será somado com o campo primário, originado pela onda plana. O campo total será dado pela soma do primário e secundário.

O campo elétrico  $E_x$  e  $E_z$  será dado pela relação:

$$E_x^s = -\frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right), \quad (35)$$

$$E_z^s = \frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial H_y^s}{\partial x} \right), \quad (36)$$

de posse dos valores dos campos totais eletromagnético, próximo passo é calcular os valores das propriedades físicas do meio geológico analisado. O cálculo da resistividade aparente será dado pela seguinte função:

$$\rho_{ap} = \frac{1}{i\omega\mu} \left| \frac{E_x^T}{H_y^T} \right|^2. \quad (37)$$

Obtemos a fase através da relação dos campos EM, mostrado na equação:

$$\phi = \arctg \left| \frac{E_x^T}{H_y^T} \right|^2. \quad (38)$$

### 2.2.3- MODO TE

De maneira semelhante ao modo TM, substituímos o termo encontrado na equação(25) pelo operador  $L$ , dada na equação (18), obtendo:

$$\begin{aligned} & \int_{\omega_e} \psi_m \left[ -\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\zeta} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\zeta} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} \right) \right] dx dz + \int_{\omega_e} \eta \psi_m E_y^s dx dz = - \int_{\omega_e} \Delta \eta \psi_m E_y^p dx dz + \\ & - \int_{\omega_e} \psi_m \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Delta \zeta}{\zeta} H_z^p \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\Delta \zeta}{\zeta} H_x^p \right) \right] dx dz \quad m = i, j, k . \end{aligned} \quad (39)$$

Para resolver esta equação, usaremos a mesma notação matemática vista no modo TM, será aplicado a integração por parte e por fim o teorema de Green, desta maneira obtemos a equação que será empregado o método dos elementos finito,

$$\begin{aligned} & \int_{\omega_e} \frac{1}{\zeta} \left( \frac{\partial \psi_m}{\partial x} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} + \frac{\partial \psi_m}{\partial z} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) dx dz + \int_{\omega_e} \eta \psi_m E_y^s dx dz = - \int_{\omega_e} \Delta \eta \psi_m E_y^p dx dz + \\ & - \int_{\omega_e} \frac{\Delta \zeta}{\zeta} \left( \frac{\partial \psi_m}{\partial x} H_z^p - \frac{\partial \psi_m}{\partial z} H_x^p \right) dx dz + \int_{\partial \omega_e} \psi_m H^s \cdot \hat{t} dl \quad m = i, j, k , \end{aligned} \quad (40)$$

sendo,

$$H^s = H_x^s x + H_y^s y .$$

No interior de cada elemento as propriedades físicas, tais como a condutividade elétrica, permissividade elétrica e a permeabilidade do vácuo, serão constantes. Dessa maneira podemos organizar em termo de matriz e fonte local, como feito no modo TM,  $K_{m,n}^e E_n^e = \nu_m$ , sendo  $m = i, j, k$  e  $n = i, j, k$ , teremos:

$$K_{m,n}^e = \frac{1}{\zeta_e} \int_{\omega_e} \left( \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} + \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \frac{\partial \phi_n}{\partial z} \right) dx dz + \eta_e \int_{\omega_e} \phi_m \phi_n dx dz , \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \nu_m^e &= -\Delta \eta_e \int_{\omega_e} \psi_n \left( E_{yi}^p \psi_i + E_{yj}^p \psi_j + E_{yk}^p \psi_k \right) dx dz \\ &+ \frac{\Delta \zeta_e}{\zeta_e} \int_{\omega_e} \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \left( \psi_i H_{zi}^p + \psi_j H_{zj}^p + \psi_k H_{zk}^p \right) dx dz + \\ &+ \frac{\Delta \zeta_e}{\zeta_e} \int_{\omega_e} \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \left( \psi_i H_{xi}^p + \psi_j H_{xj}^p + \psi_k H_{xk}^p \right) dx dz + \int_{\partial \omega_e} \psi_n H^s \cdot t dx dz . \end{aligned} \quad (42)$$

Usando a indentidade mostrada na equação (32), simplificaremos as equações acima, resultando



$$K_{m,n}^e = \frac{1}{4A_e\zeta} \begin{pmatrix} b_1^2 + c_1^2 & b_1b_2 + c_1c_2 & b_1b_3 + c_1c_3 \\ b_2b_1 + c_1c_2 & b_2^2 + c_2^2 & b_2b_3 + c_2c_3 \\ b_3b_1 + c_3c_1 & b_3b_2 + c_3c_2 & b_3^2 + c_3^2 \end{pmatrix} + \frac{\eta_e A_e}{12} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 \end{pmatrix} \quad (43)$$

e

$$\begin{aligned} \nu_m^e &= -\frac{\Delta\eta_e A_e}{12} \begin{pmatrix} 2E_{y1}^p + E_{y2}^p + E_{y3}^p \\ E_{y1}^p + 2E_{y2}^p + E_{y3}^p \\ E_{y1}^p + E_{y2}^p + 2E_{y3}^p \end{pmatrix} + \frac{\Delta\zeta_e}{6\zeta_e} (H_{z1}^p + H_{z2}^p + H_{z3}^p) \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \end{pmatrix} \\ &- \frac{\Delta\zeta_e}{6\zeta_e} (H_{x1}^p + H_{x2}^p + H_{x3}^p) \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (44)$$

Semelhante ao modo TM, após obtermos as equações (43) e (44), construímos a matriz global adicionando a contribuição de cada elemento. Será obtido através da solução do sistema linear da matriz global o campo secundário, sendo que o campo total será dado pela soma do primário e secundário.

O campo magnético  $H_x$  e  $H_z$  será dado pela relação:

$$H_x^s = \frac{1}{\zeta} \left( \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right), \quad (45)$$

$$H_z^s = -\frac{1}{\zeta} \left( \frac{\partial E_y^s}{\partial x} \right). \quad (46)$$

De posse dos valores dos campos totais eletromagnético, próximo passo é calcular os valores das propriedades físicas do meio geológico analisado. O cálculo da resistividade aparente será dado pela seguinte função:

$$\rho_{ap} = \frac{1}{i\omega\mu} \left| \frac{E_y^T}{H_x^T} \right|^2. \quad (47)$$

Sendo a fase dado pela seguinte equação:

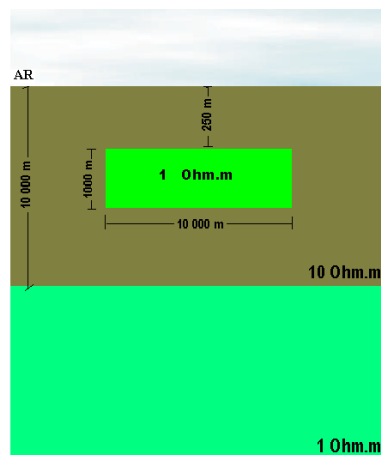
$$\phi = \arctg \left| \frac{E_y^T}{H_x^T} \right|^2. \quad (48)$$

### 3- RESULTADOS

Nesta seção apresentamos os resultados MT e mMT para modelos geoeletricos bastante simples mas que serviram para testar a consistência do algoritmo de elementos finitos desenvolvido nesta dissertação.

#### 3.1- MODELO 1

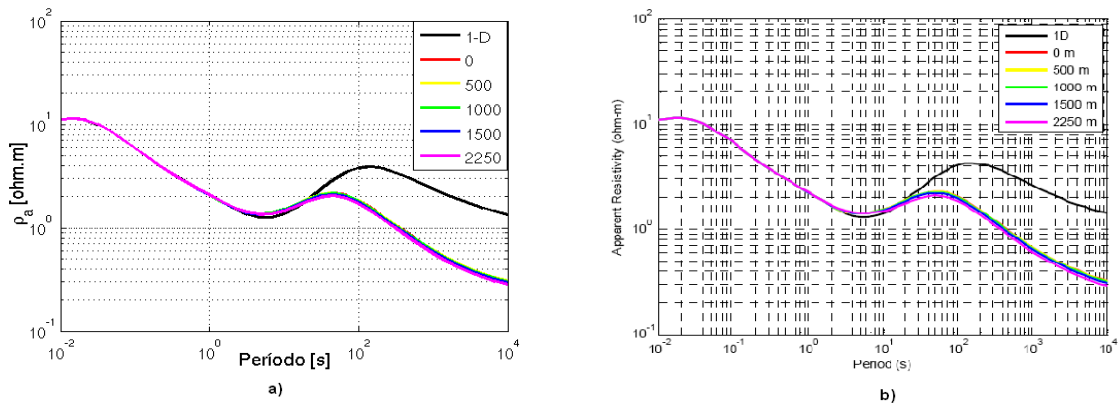
O Modelo 1 proposto pelo professor Luiz Rijo (2007), foi utilizado neste experimento para calibrarmos os nossa modelagem MT. O modelo geoeletrico mostrado na Figura 3.1 representa uma estrutura bidimensional localizada a 250 m de profundidade, possuindo 1 ohm.m de resistividade, 1 km de altura e 10 km de largura e está contida numa camada de resistividade igual a 10 ohm.m e espessura de 10 km. O substrato possui a mesma resistividade do corpo 2-D. Os resultados são apresentados na forma de sondagens e pseudo-seções de resistividade aparente e fase para os modos TM e TE, no intervalo de período de  $10^{-2}$  a  $10^4$  s.



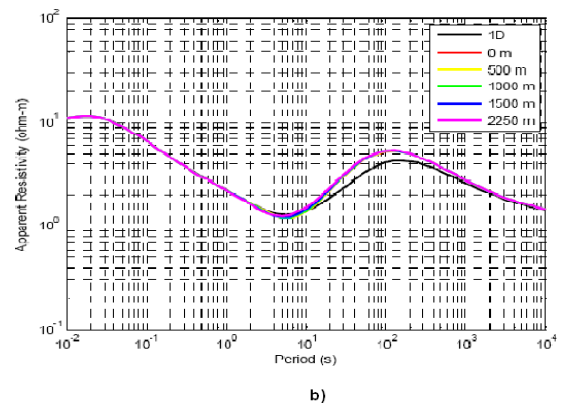
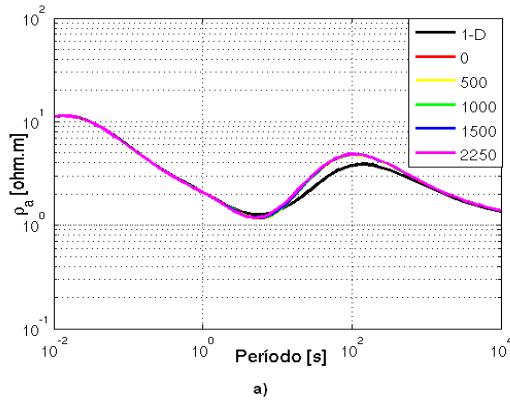
3.1- Modelo geoeletrico com diversas camadas.

Nas Figuras 3.2a a 3.5a temos as sondagens MT obtidas nas posições 0, 500 m, 1 000 m, 1 500 m e 2 250 m. Para efeito de comparação, incluimos a respostas 1-D, obtida quando o corpo bidimensional tem sua largura estendida infinitamente na direção x. Nelas podemos ver que a solução é igual à

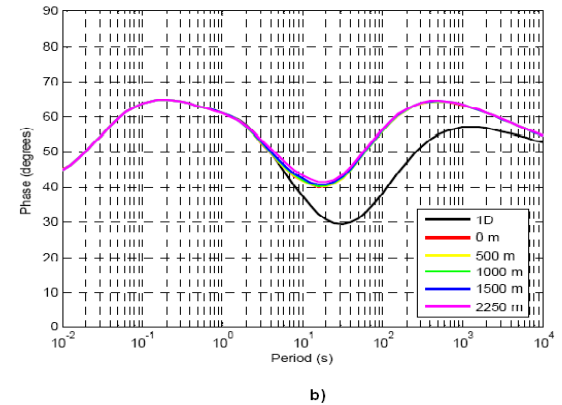
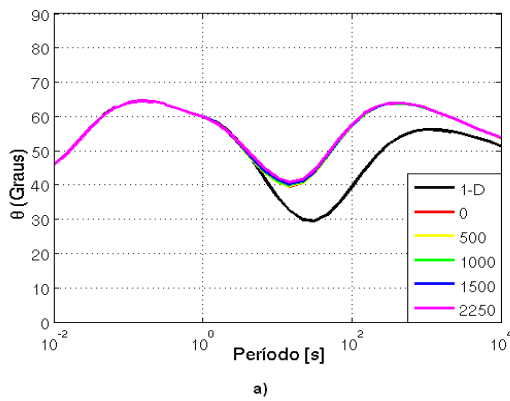
proposta por Rijo (2007) e representadas nas Figuras 3.2b e 3.3b, em que as sondagens obtidas sobre o corpo 2-D apresentam-se com valores muito próximos entre si, tanto para a resistividade aparente quanto para a fase. Nestes resultados percebemos que o modo TM apresenta uma divergência significativa quanto à resposta do modelo 1-D em períodos maiores que 10 s. Esta característica é bastante conhecida nas respostas MT, denominada distorção estática, e será aumentada com a condutividade do corpo 2-D. Já no modo TE, as respostas são bem próximas daquelas do modelo unidimensional, com pequenas diferenças devido à pela largura finita da heterogeneidade 2-D.



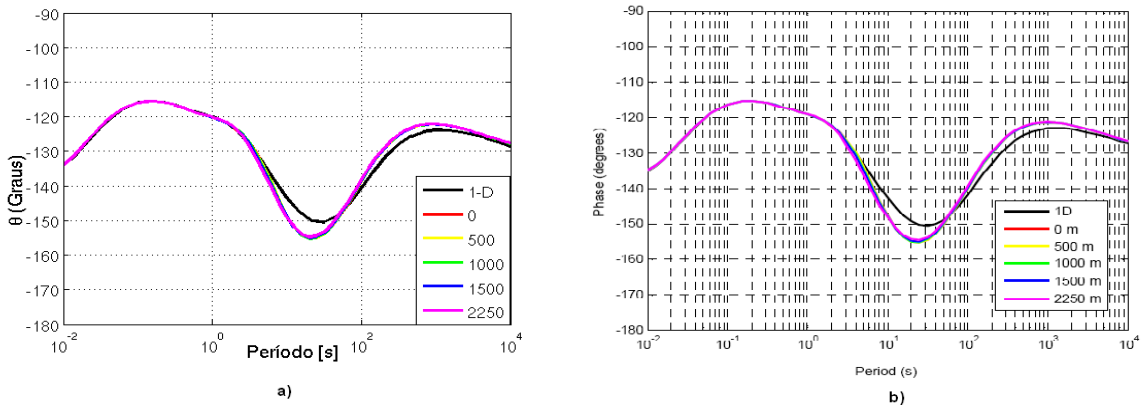
3.2- Gráficos das sondagens do método mMT para a resistividade elétrica aparente do modo TM. a) Curvas de resistividade obtidos neste trabalho b) Curvas de resistividade aparente por Rijo, [2007].



3.3 Gráficos das sondagens do método mMT para a resistividade elétrica aparente do modo TE. a) Curvas de resistividade obtidos neste trabalho b) Curvas de resistividade aparente por Rijo, [2007].



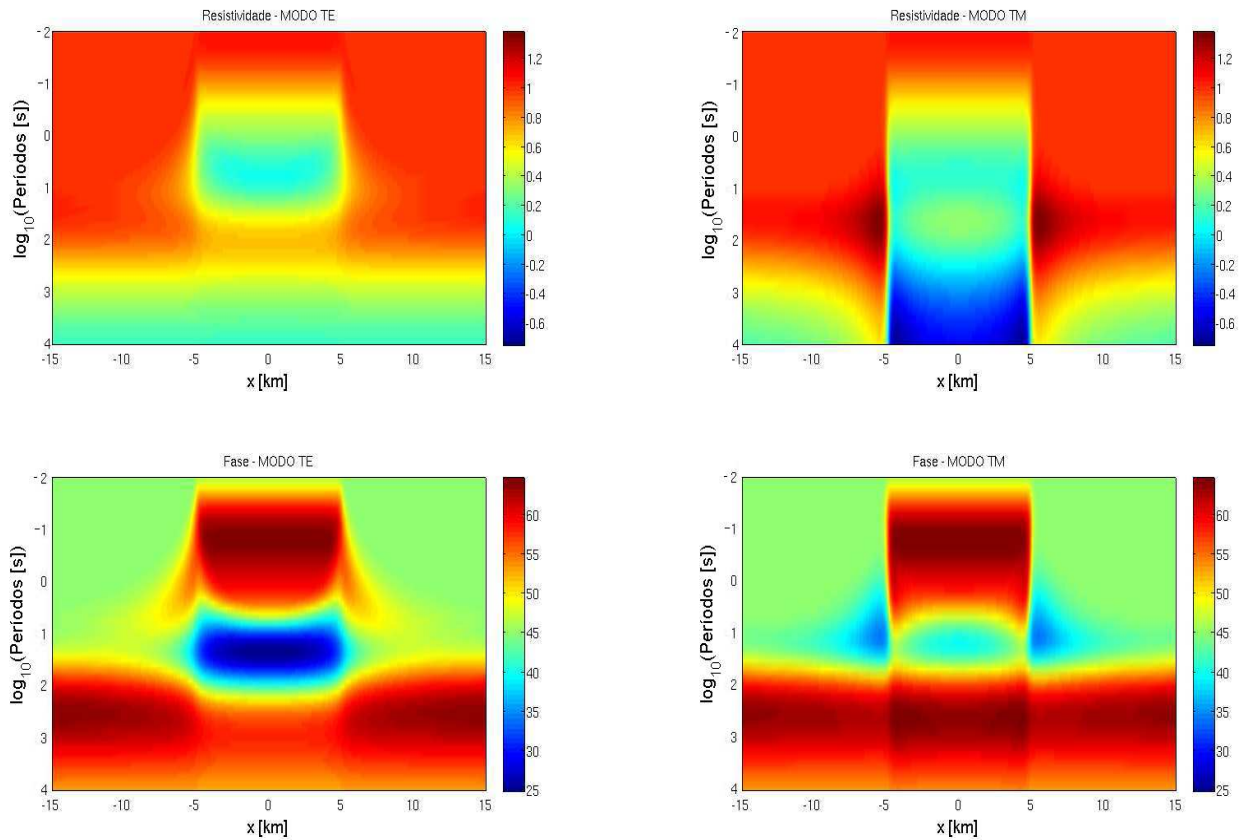
3.4 Gráficos das sondagens do método mMT para a fase do modo TM. a) Curvas de fase obtidos neste trabalho b) Curvas de fase por Rijo, [2007].



3.5 Gráficos das sondagens do método mMT para a fase do modo TE. a) Curvas de fase obtidos neste trabalho b) Curvas de fase por Rijo, [2007].

As Figuras 3.4 e 3.5 mostram as sondagens das fases no modo TM e TE, plotadas para o modelo unidimensional e também para valores obtidos por receptores postos em em 0.0 km, 500 m, 1 000 m, 1 500 m, 2 000 m e 2 250 m. Ao compararmos nossos resultados com os resultados do professor Rijo, percebemos as semelhanças nas respostas, com os valores de fase em graus indo de  $45^\circ$  e  $-135^\circ$ , nos modos TM e TE, respectivamente nos períodos de  $10^{-2}$  s, aumentado até  $65^\circ$  e  $-120^\circ$ , até atingir os valores mínimos de  $40^\circ$  e  $-150^\circ$  em 10 s.

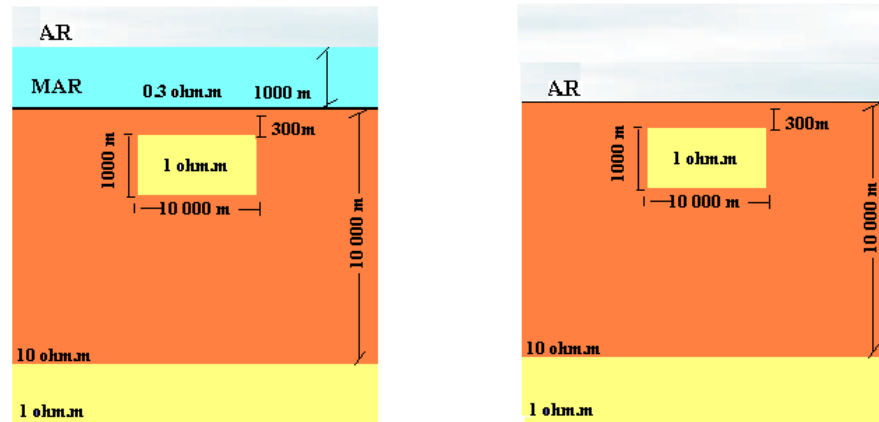
Nas pseudo-seções da Figura 3.6 novamente vemos o efeito da distorção estática na resistividade do modo TM. A região de -5 a 5 km sob influência do corpo 2-D apresenta grande contraste de resistividade com a encaixante desde as frequências intermediárias até as mais baixas, o que não ocorre no modo TE, onde a faixa de influência da heterogeneidade varia de 1 até  $10^{-2}$  Hz. Na fase o comportamento das pseudo-seções são similares, com o modo TE mostrando uma variação mais acentuada sobre o corpo.



3.6 Gráficos das pseudo-seções do método mMT para a resistividade elétrica aparente e para fase nos modos de propagação (TM e TE).

### 3.2 - MODELO 2

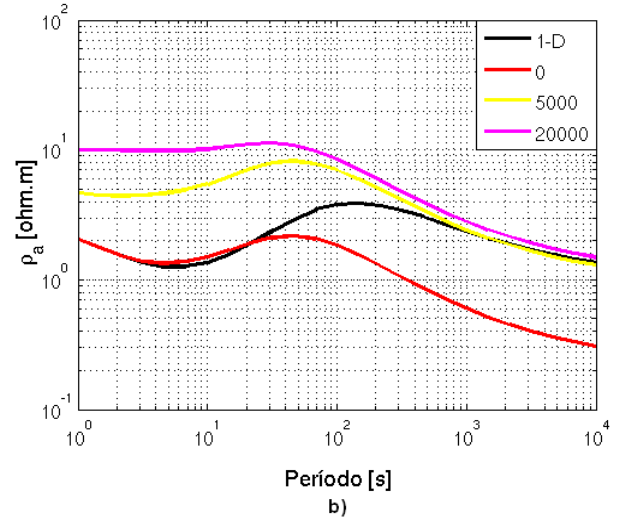
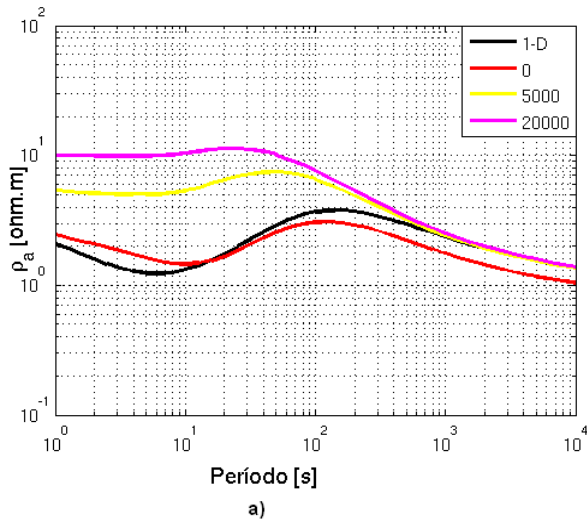
Neste teste estamos interessados em analisar a diferença entre os dados MT marinhos e terrestre. Para isto idealizamos dois modelos geoeletricos representados na Figura 3.7. No primeiro, temos uma camada representado um mar de 1 km de profundidade e 0,3 ohm.m de resistividade. Abaixo deste há uma estrutura bidimensional a 300 m de profundidade, possuindo 1 ohm.m de resistividade, 1 km de altura e 10 km de largura e está contida numa camada de resistividade igual a 10 ohm.m e espessura de 10 km. O substrato possui a mesma resistividade do corpo 2-D.



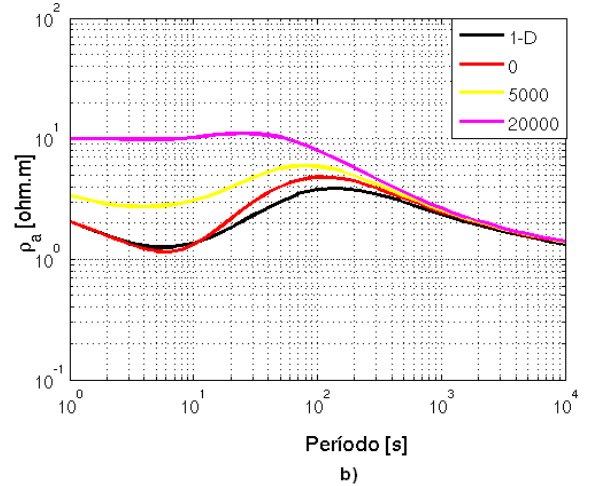
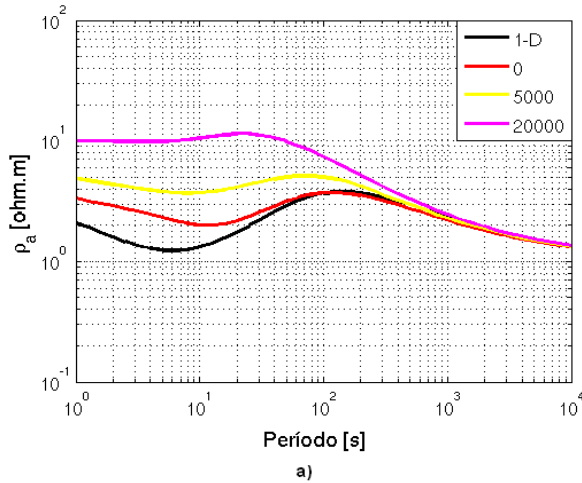
3.7 Modelo geolétrico bidimensional com e sem a camada do mar.

Como no caso anterior, os dados são mostrados na forma de sondagens e pseudo-seções para os modos TM e TE, no intervalo de período de 1 a  $10^4$  s. As sondagens são tomadas nas posições 0, 5 e 20 km. Do ponto de vista prático, os campos medidos pelos receptores no mMT são bastante atenuados pela lâmina d'água, de modo que poderíamos usar períodos menores, porém os valores de campo estariam abaixo da sensibilidade do equipamento receptor.

Nas figuras 3.8 e 3.9 temos as sondagens de resistividade aparente para os modos TM e TE, respectivamente, em que 3.8(a) e 3.9(a) são dados mMT e 3.8(b) e 3.9(b) são dados MT. Também incluímos a solução 1-D, estendendo o corpo na direção x. Analisando as respostas, podemos ver que no modo TM o efeito da distorção estática é bastante reduzido pela presença do mar, com a sondagem mMT no centro da estrutura 2-D bastante próxima daquela 1-D e com uma ligeira diferença nos períodos de 1 a 10 s. A sondagem em 20 km apresenta comportamento basicamente unidimensional, devido à distância da heterogeneidade. Na componente TE, a resposta mMT 2-D para períodos menores diverge da resposta 1-D, o que não ocorre no caso terrestre, em que as duas respostas são muito próximas. Assim, conforme visto no capítulo anterior, o modo TM mostra-se mais sensível às variações de condutividade em subsuperfície no caso terrestre do que no caso marinho, com redução inclusive nas distorções estáticas. No entanto, um estudo mais aprofundado, com diferentes modelos geolétricos, deve ser feito para que se possa confirmar este resultado.



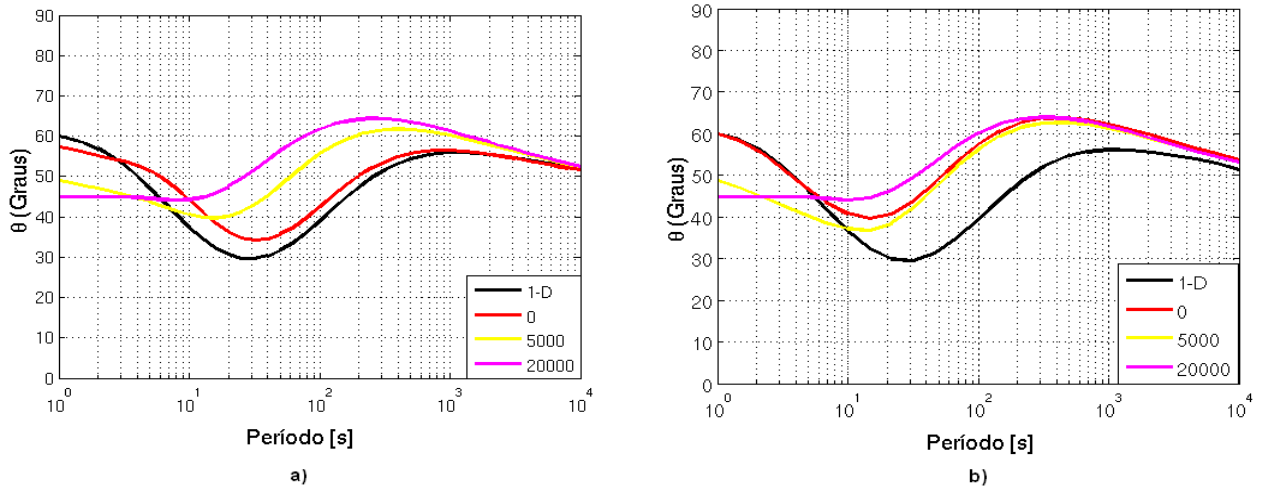
3.8 Gráficos das sondagens eletromagnéticas da resistividade no modo TM. a) Curvas obtida no mMT e b) Curvas obtida no MT.



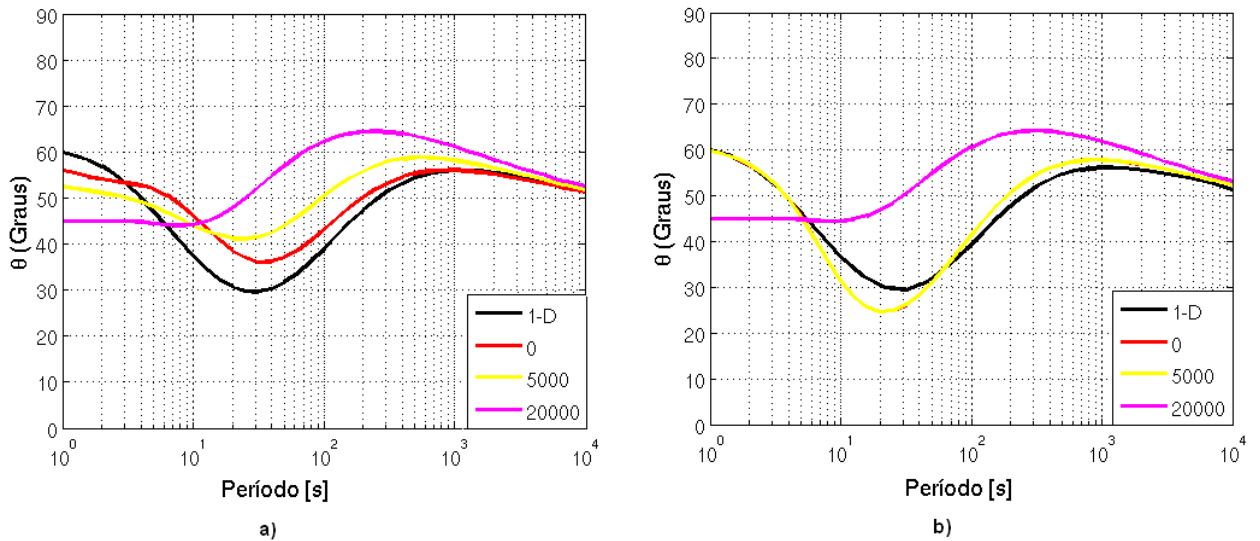
3.9- Gráficos das sondagens eletromagnéticas da resistividade no modo TE. a) Curvas obtida no mMT e b) Curvas obtida no MT. .

As sondagens EM para a fase nos modos TM e TE são mostradas na figura 3.10 e 3.11, respectivamente, sendo que 3.10(a) e 3.11(a) são dados mMT e 3.10(b) e 3.11(b) são dados MT.





3.10 Gráficos das sondagens eletromagnéticas da fase no modo TM. a) Curvas obtida no mMT e b) Curvas obtida no MT.

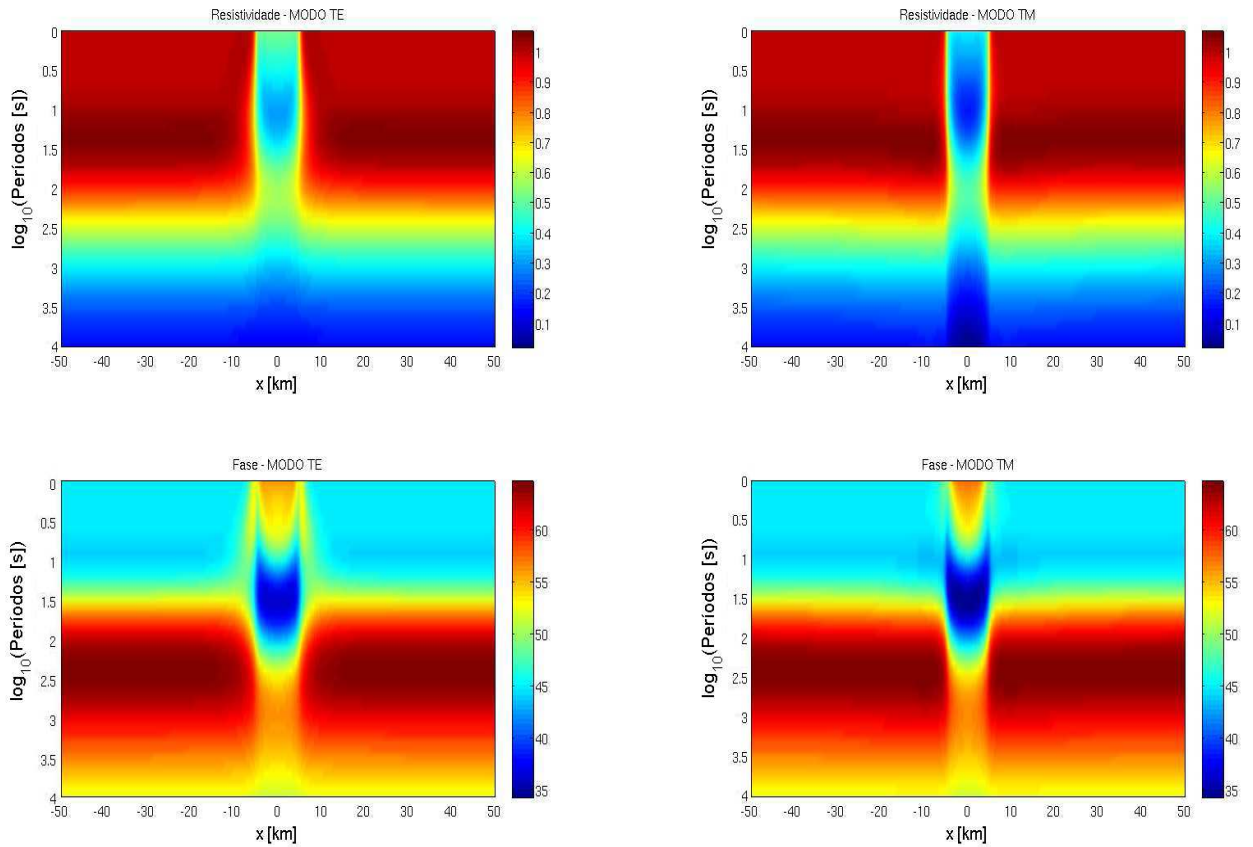


3.11 Gráficos das sondagens eletromagnéticas da fase no modo TE. a) Curvas obtida no mMT e b) Curvas obtida no MT.

Para as respostas da fase, Figura 3.10 e 3.11, também vemos claramente a influência da lâmina d'água nos modos TM e TE. No modo TM o efeito é de uma aproximação da resposta 1-D para a sondagem obtida no centro do corpo no caso marinho. Para o modo TE o efeito é o contrário, com a resposta marinha divergindo da sondagem 1-D em maior amplitude que a terrestre, principalmente nos períodos de 1 a 100 s. Podemos investigar a influência da anomalia através dos imageamento

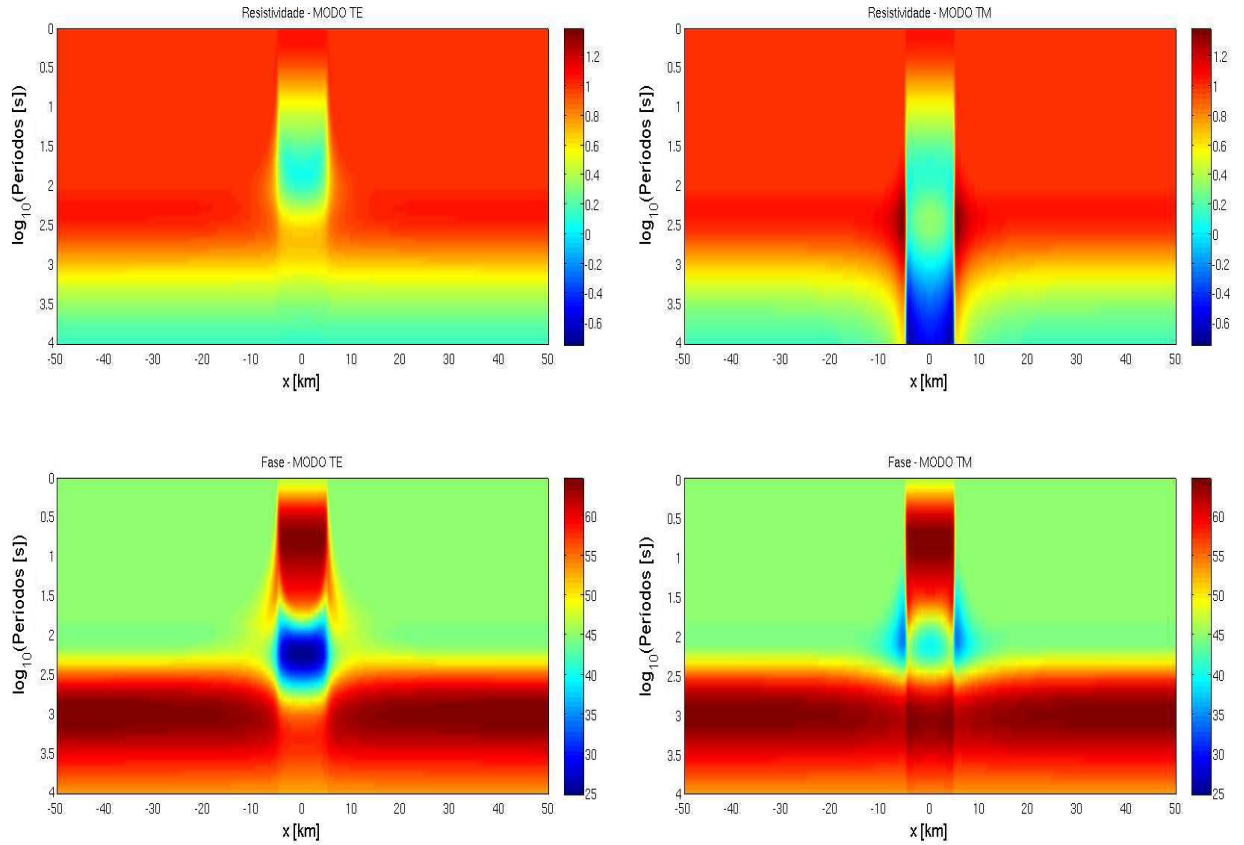
de vários perfis, mostrado nos gráficos das pseudo-seções da resistividade e da fase para os modo TM e TE. As tabelas de cores representam a variação de resistividade elétrica aparente em escala logarítmica e da variação da fase.

As pseudo-seções do método mMT:



3.12 Gráficos das pseudo-seções do método mMT para a resistividade e para fase dos modos TM e TE.

As pseudos-seções do método MT:

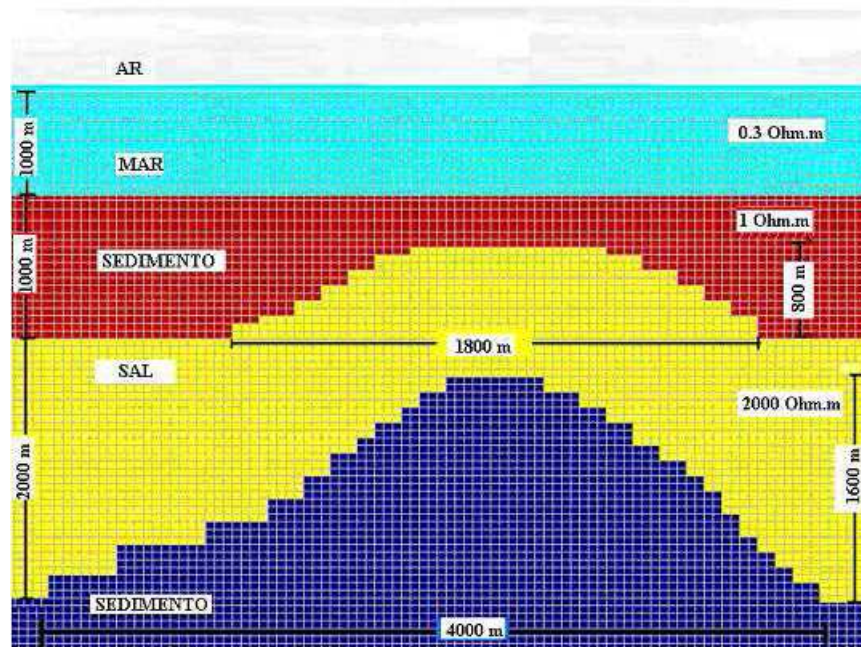


3.13 Gráficos das pseudo-seções do método MT para a resistividade e para fase dos modos TM e TE.

Portanto a presença do mar alteram nas linhas das curvas de sondagens eletromagnética do método mMT da resistividade elétrica aparente e da fase. As pseudos-seções do método mMT e MT, também nos mostra através do imageamento de vários perfis a influência da camada condutora do mar, notamos que as pseudos-seções do modo TE para o modelo sem mar, possuem uma melhor informação das propriedades geológica comparado ao modelo sem mar visto na figura(3.7).

### 3.3- MODELO 3

O modelo geológico 3 foi baseado no artigo de Hoversten (1998) e constitui-se de uma estrutura anticlinal salina extremamente resistiva de 2000 ohm.m e representada na figura 3.14. O ambiente marinho possui 1 km de espessura, resistividade de 0,3 ohm.m e a região sedimentar possui 1 ohm.m de resistividade constituindo-se de uma camada de 1 km de espessura. O substrato possui a mesma resistividade do sedimento.



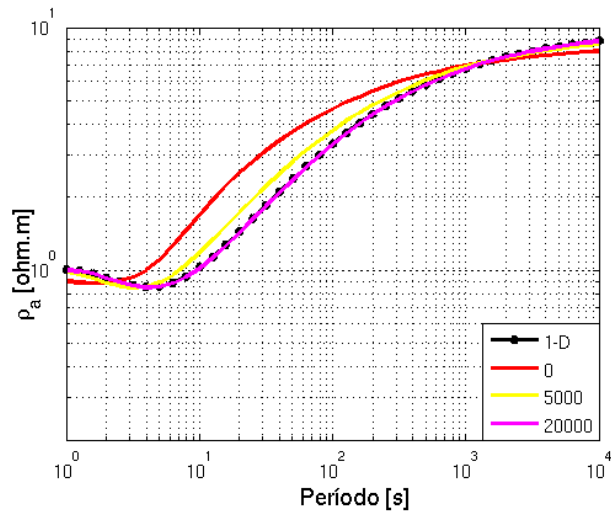
3.14 Modelo geológico de diversas camadas com um domo de sal.

Nas Figuras seguintes, 3.15 a 3.18, temos as sondagens de resistividade aparente e fase para os modos TM e TE, com o período variando desde 1 até  $10^4$  s. Para efeito de comparação, incluímos a resposta unidimensional, que neste caso consiste de três camadas abaixo do mar, a primeira possuindo resistividade de 1 ohm.m e 1 km de espessura, a segunda de 2000 ohm.m e 2 km e a terceira sendo o substrato de 1 ohm.m. Os receptores foram posicionados no assoalho oceânico nas posições 0, 5 e 20 km.

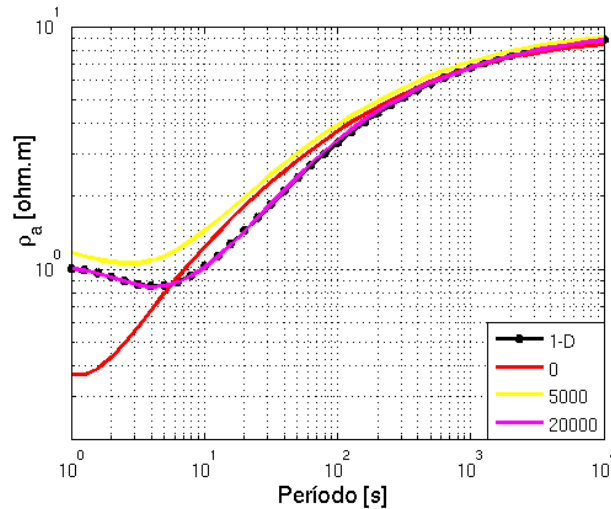
Nas sondagens de resistividade, percebemos que é pequena a influência da estrutura 2-D nos dados mMT, para ambos os modos. No caso TM, notamos uma ligeira diferença nos períodos de

5 a 1000 s. Como a característica da curva é diferente para o modo TE, pode-se concluir que este efeito é devido às distorções estáticas em menor escala causadas pela parte superior da estrutura resistiva, uma vez que na Figura 3.16, a maior influência na resistividade ocorre em torno de 1 s. Nas sondagens de fase as duas respostas apresentam o mesmo comportamento, com maior variação para o caso TM que o TE em torno de 10 s.

Sondagens eletromagnéticas dos métodos mMT para resistividade aparente no modo TM e TE:

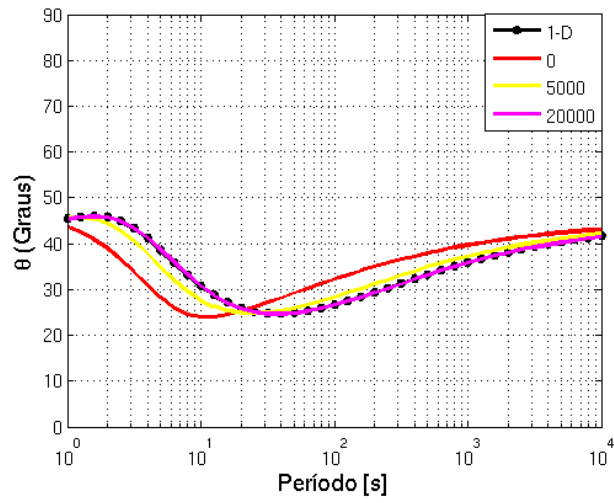


3.15 Resposta da sondagem eletromagnética do modo TM para resistividade aparente.

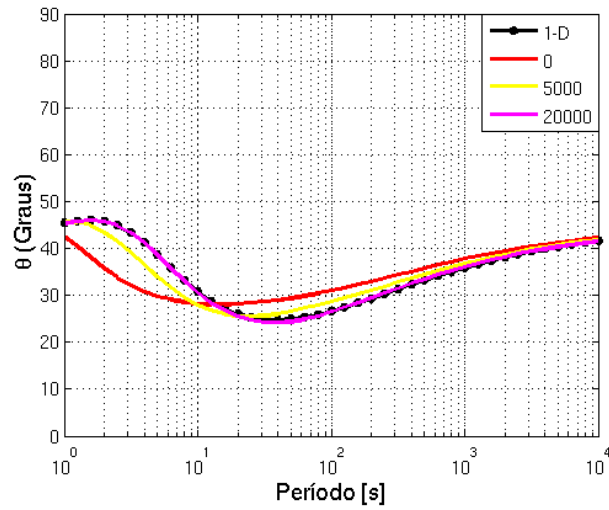


3.16 Resposta da sondagem eletromagnética do modo TE para resistividade aparente.

Sondagens eletromagnéticas dos métodos mMT para fase no modo TM e TE:

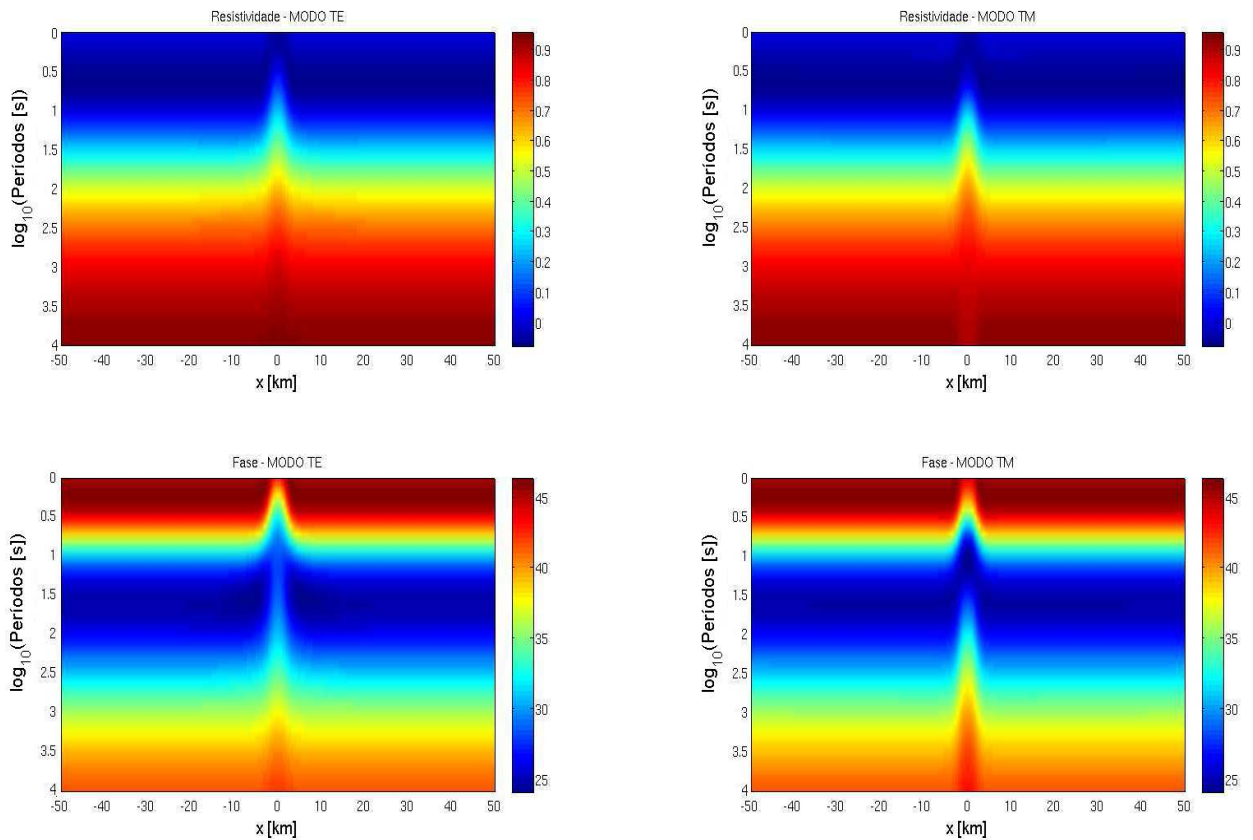


3.17 Resposta da sondagem eletromagnética do modo TM para fase.



3.18 Resposta da sondagem eletromagnética do modo TE para fase.

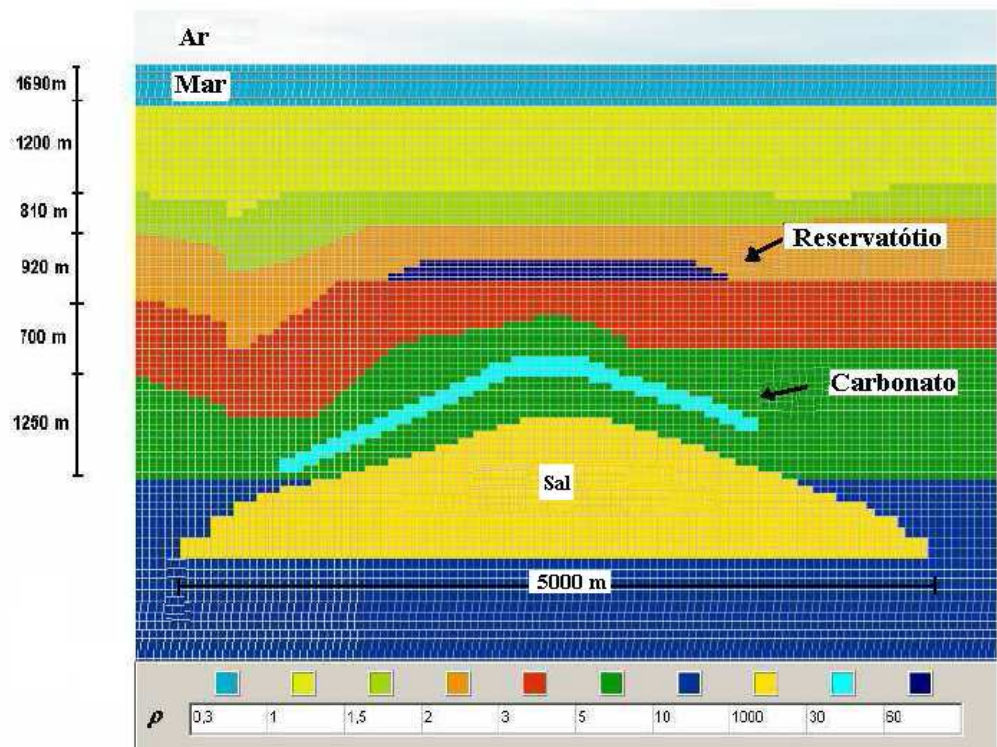
No intervalo de  $[10^0, 10^1]$ , as curvas dos respectivos pontos 0 m e 5 000 m, possuem no modo TM um comportamento mais suave partindo de  $45^\circ$  para  $30^\circ$  graus. As curvas do 1-D e do receptor a 20 000 m são as mesmas tanto no TM quanto no TE. As proximidades das respostas TM e TE ficam ainda mais evidentes quando analisamos as pseudo-seções da Figura 3.19, onde percebemos que as anomalias são ligeiramente maiores no modo TM, principalmente na fase. Uma discussão válida é questionar se essas respostas são suficientes para se mapear a estrutura salina, dadas as suas pequenas amplitudes. Neste caso, uma aplicação válida seria usá-las como dados de inversão.



3.19 Gráficos das pseudo-seções da resistividade aparente e da fase do modo TM e do modo TE para modelo 3.

### 3.4- MODELO 4

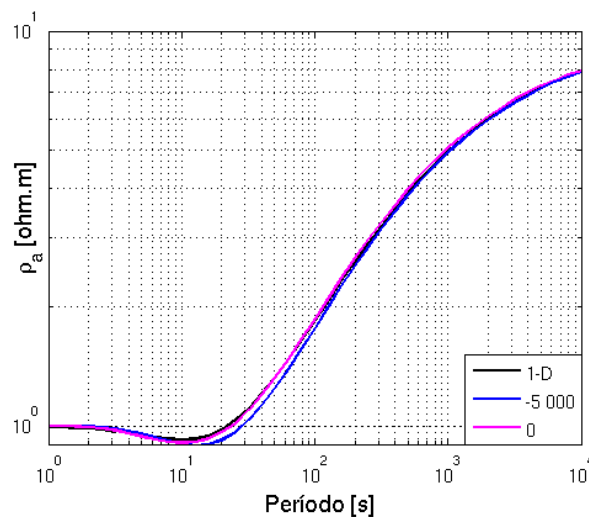
Neste último modelo geoeétrico temos uma situação mais complexa, com diferentes estruturas bidimensionais representadas na Figura 3.20, que foi obtida a partir da eGs. Nela vemos na parte inferior os valores de resistividade de cada unidade geoeétrica. Esta constitui-se de seis camadas sedimentares com espessuras variáveis e resistividades compreendendo o intervalo de 1 ohm.m a 10 ohm.m, uma estrutura 2-D representando um reservatório de hidrocarboneto de 60 ohm.m, uma estrutura carbonática de 30 ohm.m e, finalmente, um domo de sal de 1000 ohm.m. Na figura podemos também observar à esquerda do domo uma falha geológica que se estende por 4 camadas no sedimento. Novamente, com o objetivo de avaliar o efeito das formações 2-D, incluímos a resposta unidimensional, que neste caso consiste das camadas sedimentadas com espessura constante. Os receptores foram posicionados no assoalho oceânico nas posições 0 km, no centro do domo; -5 km, exatamente sobre a falha e em 20 km, bastante distante dos corpos bidimensionais.



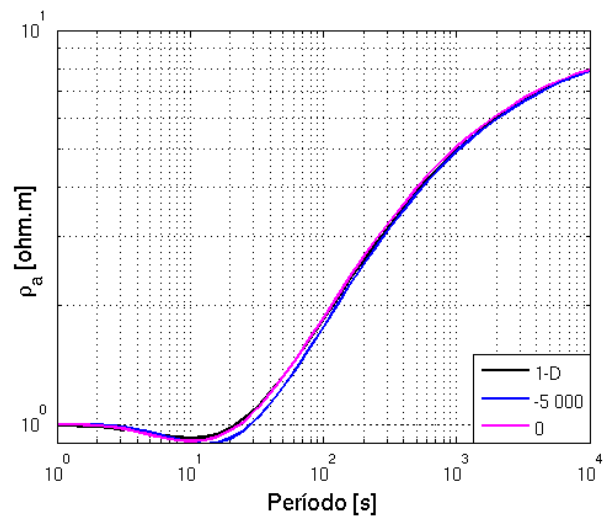
3.20 Modelo geoeétrico de diversas camadas, com falhas e intrusões e com a presença do domo de sal, obtido através da Suíte eGs.



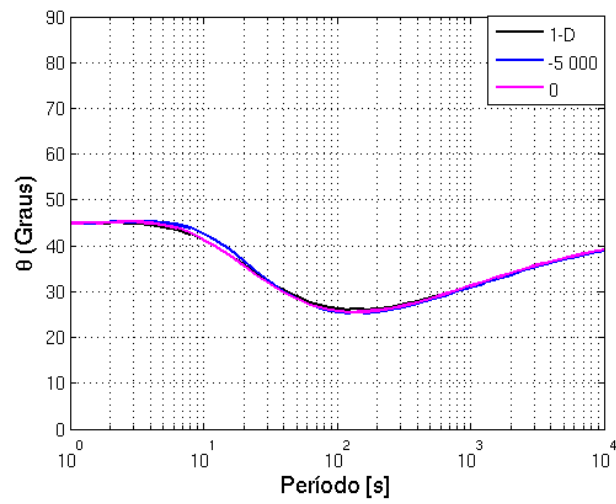
A sondagem eletromagnética do método mMT foi realizada num intervalo de  $10^{-4}$  Hz a  $10^0$  Hz. A modelagem unidimensional (1-D), neste modelo trata-se em considerarmos apenas o modelo primário, com as camadas homogêneas. Como resultado desta modelagem, temos as Figuras 3.21 a 3.24, onde as duas primeiras são as respostas de resistividade para os modos TM e TE, respectivamente. Nelas, percebemos de início que as sondagens obtidas no centro do corpo 2-D é indistinguíveis daquelas unidimensionais. No entanto, percebemos ligeira diferença para a sondagem na posição -5,0 km em torno de 10 s, onde se localizam as falhas. Este mesmo comportamento se repete para as sondagens de fase vistas nas Figuras 3.23 e 3.24. Isto nos leva a crer que somente domos de sal de grande porte seriam detectáveis em sondagens mMT, principalmente na presença de geologia complexa. Outro fator determinante para o sucesso da sondagem é a espessura da camada marinha, pois quanto mais espessa, maior é o período inicial usado nas medidas, já que o sinal incidente decai rapidamente no meio condutivo, o que implica em sondagens mais profundas.



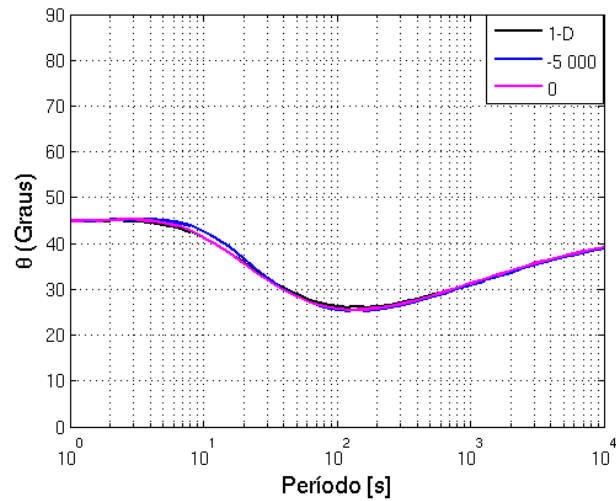
3.21 Resposta da sondagem mMT do modo TM para resistividade aparente do modelo 4.



3.22 Resposta da sondagem mMT do modo TE para resistividade aparente do modelo 4.



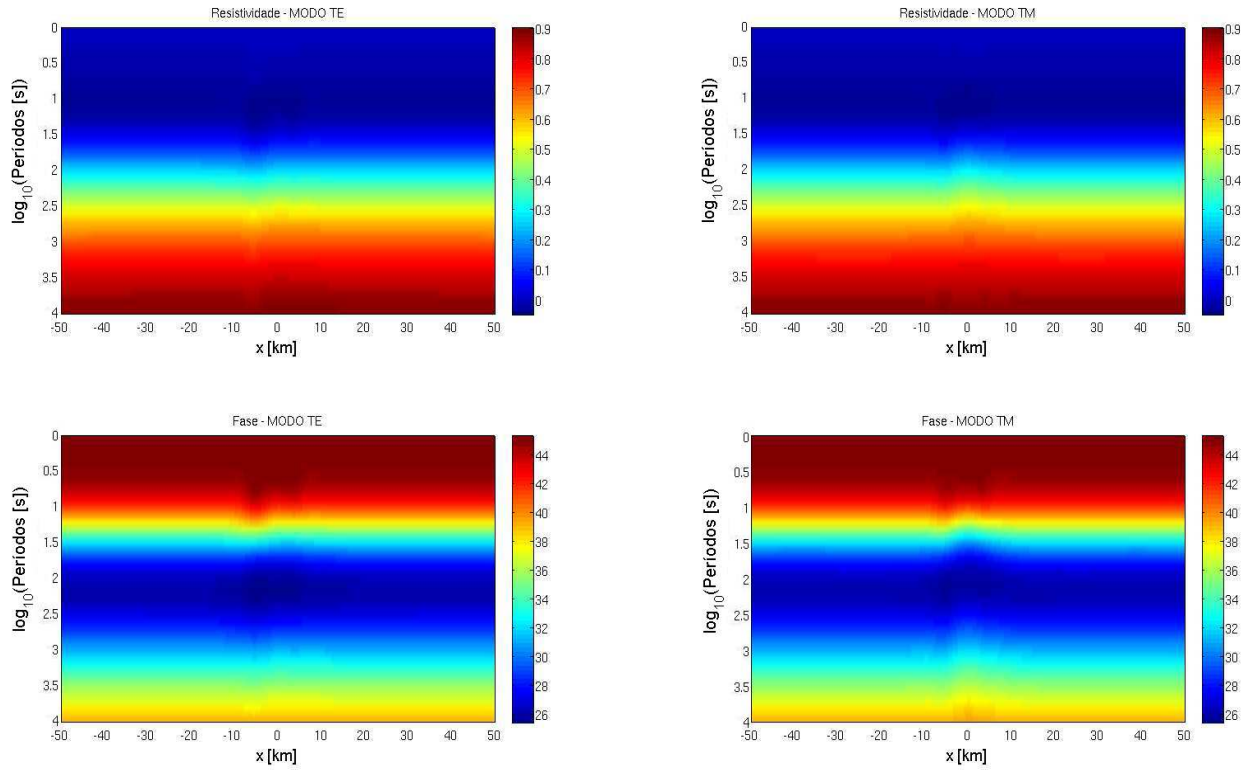
3.23 Resposta da sondagem mMT do modo TM para fase do modelo 4.



3.24 Resposta da sondagem mMT do modo TM para resistividade aparente do modelo 4.

Na figura (3.20), existe uma pequena diferença no contraste de resistividade entre as camadas e também no domo de sal, portanto, observa-se que as sondagens das resistividades aparentes e das fases, mostradas nas figuras 3.21 a 3.24, não possuem diferenças quando comparados entre si nos modos de propagação. No intervalo entre  $[10, 10^4]$  segundos, a curva de resistividade correspondente ao receptor em -5 000 m, diferencia ao 1-D e do receptor em 0 m.

O imageamento de vários perfis foram feito para visualizar a influência do domo de sal no método mMT, as tabelas de cores representam nas pseudos-seções as variações de resistividades na escala logarítmica e as variações nas fases. Podemos observar na figura (3.23), um resultado com pouca contribuição na interpretação dos dados geoeletrico. Como visto nas sondagens, a posição -5 000 m, mostra uma variação de resistividade bem mais acentuada ao comparado nas outras posições da pseudo-seção. Nestes gráficos da pseudos-seções tanto da resistividade aparente quanto da fase não possuem diferença ao comparados respectivamente nos modos de propagação eletromagnética.



3.25 Gráficos das pseudo-seções da resistividade elétrica aparente e da fase do modo TM e do modo TE para o modelo 4.

#### 4- CONCLUSÃO

A exploração do hidrocarboneto é uma atividade de custo muito elevado na indústria do petróleo. Por conseguinte, existe uma necessidade crescente do desenvolvimento de novas técnicas em geofísica, com o objetivo de reduzir o risco exploratório. Atualmente, o avanço do método eletromagnético registrado na instrumentação para o ambiente marinho oferece um complemento para as interpretações dos dados sísmicos. Este é o caso do Método Magnetotelúrico marinho (mMT), é uma adaptação do método Magnetotelúrico (MT) na aquisição dos dados eletromagnéticos. Neste trabalho, a partir das bases teóricas do método mMT, investigamos o espalhamento das ondas planas causados pela variação lateral das propriedades físicas das rochas. Para isto utilizamos o método dos elementos finitos, notável pela flexibilidade se incluir complexidades geoeletricas no modelo. Os algoritmos desenvolvidos foram aplicados em diversos modelos, com diferentes parâmetros geoeletricos: comparamos os métodos mMT e MT, vimos que apesar do mMT ser uma adaptação do método MT, existem algumas particularidades físicas que diferenciam um método do outro, tais como, as frequências usadas no mMT são menores do que no MT devido à superfície condutora do mar atenuar os campos EM para frequências mais altas. Outro ponto abordado foi a influência do mar para os modos de propagação. Nos modelos onde existe um alto contraste de resistividade, as sondagens eletromagnéticas do método mMT, verificamos que a resposta física da fase e resistividade elétrica do modo TM é bem mais acentuada do que o modo TE, reduzindo inclusive o efeito das distorções estáticas. Já para os modelos onde existe pouca diferença de resistividade das camadas, notamos que as sondagens da resistividade e da fase não são diferenciadas nos modos de propagação.

## REFERÊNCIAS

- CAGNIARD, L. *Basic theory of the magneto-telluric method of geophysical prospecting, 1953.*  
Geophysics, 37, 605-635;
- CHAVE, A. D. et al. *Electrical exploration methods for the seafloor*, in Nabighian, M. N., Ed.  
Elec- tromagnetic methods in applied geophysics, 2: Soc. Expl. Geophys. 1991, p. 931969.
- CONSTABLE, S. C., Orangez, A. S., Hoversten, G. M e Morrison, H. F., *Marine magnetotellurics for petroleum exploration, Part I: A sea-floor equipment system*, Geophysics, Volume 63, N. 3, Maio-Junho 1998; p. 816825;
- HOEHN, G. L. et al. *Magnetotelluric measurements in the Gulf of Mexico at 20-meter ocean depths*, in Geryer, R. A., and Moore, J. R., Eds., CRC handbook of geophysical exploration at sea, 1960, p. 397-416.
- HOHMANN G. W. et al. *Modeling for Electromagnetic Methods of Geophysics*, Department of geology and geophysics, University of Utah, Salt Lake City, Utah, 84112;
- HOVERSTEN, G. M., MORRISON, H. F. e CONSTABLE, S. C. *Marine magnetotellurics for petroleum exploration, 1998, Part 2: Numerical analysis of subsalt resolution*, 63, p. 826-840.
- HOVERSTEN, G. M. e UNSWORTH, M., *Subsalt imaging via seaborne electromagnetics: Proc. Offshore Tech. Conf., Conf., 26, p. 231-240, 1994.*
- JEGEN, M. D. e Edwards, R.N., *On the physics of marine magnetotelluric sounding*, Geophys. J. Int. 2000;
- MÜLLER, I. *La méthode VLF-Résistivité multifréquence, un exemple d'exploration hydrogéologique dans un synclinal crétacé la Brévine (Jura neuchâtelois* in Annales Scientifiques de l'Université de Besançon, Memoire Hors de Série, n.6, Quatrième Colloque d'Hydrogéologie en pays calcaire , Besançon (França), 29 Set 1 Out 1988, p. 17-25.
- MORRISON, H. F. et al. *Marine magnetotellurics for base-of-salt mapping: Gulf of Mexico field test at the Gemini structure* GEOPHYSICS, VOL. 65, N. 5 (SEPTEMBER-OCTOBER 2000); p. 14761488.

- PEREIRA, L. G. *Reestruturação e Ampliação da eGs(Electrial Geophysics Suite)*, Dissertação (mestrado em geofísica)- Curso de Pós-graduação em Geofísica, Centro de Geociências,UFPA, Belém-2005.
- SILVA, C. E. R. *Interfaces gráficas de entrada e saída da eGs (Electrial Geophysics Suite)*, Dissertação (mestrado em geofísica)- Curso de Pós-graduação em Geofísica, Centro de Geociências, UFPA, Belém-2005.
- SILVA, M. W. C. *Influência de estruturas geológicas bidimensionais no campo geomagnético na presença do eletrojato equatorial*. Tese(doutorado em geofísica)- Curso de Pós-graduação em Geofísica,Centro de Geociências, UFPA, Belém-2006.
- RIJO L. *Teoria dos Métodos Eletromagnéticos. Belém, UFPA. 150 p. Notas de Aula*, notas de aula do Curso de Pos-graduacão em Geofisica(2007), UFPA;
- RIJO L. *Electrical Geophysics 1-D Earth Modeling*, <http://www.rijo.pro.br/pósgraduação>, [2007], último acesso em 27.06.2009.UFPA;
- RIJO L. *Electrical Geophysics 2-D e 3-d Earth Modeling*, <http://www.rijo.pro.br/pósgraduação>, [2007], último acesso em 27.06.2009.UFPA;
- TIKHONOV A.N. 1950. *On determining electrical characteristics of the deep layers of the earths crust*. Doklady, 73: p.295-297.;
- VOZOFF, K. *The magnetotelluric method. Electromagnetic methods in applied geophysics-* In: NABIGHIAN, M.N.(Ed.)application,Tulsa: SEG, Part B, p. 641-712.
- WANNAMAKER, P. E., et. al. *Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths: Geophysics*, 49, 1984, p.15171533.