



Modelagem e Análise de dados MMT 1D e 2D segundo Ambientes Altamente Resistivos em Águas Profundas

Frayzer Lima de Almeida, UFPA, Brazil

Copyright 2015, SBGf - Sociedade Brasileira de Geofísica

This paper was prepared for presentation at the 14th International Congress of The Brazilian Geophysical Society held in Rio de Janeiro, Brazil, 03-06 August 2015.

Contents of this paper were reviewed by the Technical Committee of the 14th International Congress of the Brazilian Geophysical Society and do not necessarily represent any position of the SBGf, its officers or members. Electronic reproduction, or storage of any part of this paper for commercial purposes without the written consent of the Brazilian Geophysical Society is prohibited.

ABSTRACT

In this work we present a finite element method for 2D marine magnetotellurics (MMT) (TM and TE modes). Numerical solutions proposed refer to a geoelectrical model with two-dimensional highly resistive bodies located in deep waters. The responses of 1D MMT are used in the sensitivity and calibration of numerical solutions of 2D MMT. The limitations of the use of direct modeling of 1D MMT for modeling 2D MMT are discussed, based on the interpretation of two-dimensional geoelectrical model. It shows the advantage of applying the direct modeling 2D MMT (TM mode) for modeling 2D MMT (TE mode), from the interpretation of highly resistive two-dimensional model located in deep waters.

RESUMO

Este trabalho propõe soluções numéricas para o problema direto do MMT 2D (modos TM e TE), usando o método dos elementos finitos bidimensionais. Estas soluções propostas referem-se a um modelo geoeletrico com corpos bidimensionais altamente resistivos localizados em águas profundas. As respostas do MMT 1D são usados na sensibilidade e calibração das soluções numéricas do MMT 2D. São discutidas as limitações do uso da modelagem direta do MMT 1D em relação à do MMT 2D, no sentido da interpretação de modelo geoeletrico bidimensional. É apresentada a vantagem da aplicação da modelagem direta do MMT 2D modo TM em relação à do modo TE, na interpretação de modelos bidimensionais altamente resistivos localizados em águas profundas.

INTRODUÇÃO

O método Eletromagnético Marinho de Fonte Controlada - mCSEM e o método Magnetotelúrico Marinho - MMT são os métodos eletromagnéticos que vem se destacando na prospecção de hidrocarbonetos em águas profundas e ultra-profundas na última década, pois usados em conjunto com a sísmica podem confirmar a existência de hidrocarbonetos, mapear o contorno de um reservatório e contribuir para a diminuição da ambigüidade na interpretação geológica.

O método MMT vem sendo indicado e muito utilizado para auxiliar na investigação da existência de possíveis reservatórios de hidrocarbonetos em ambientes altamente resistivos localizados em águas profundas e ultra-profundas como, por exemplo, no Golfo do México (Hoversten et al., 2000) e em bacias costeiras no Brasil (Pinto, 2009). Neste caso, o MMT é mais indicado que o mCSEM, uma vez que este último não é capaz de mapear a base da estrutura de sal devido suas medidas serem afetadas pela variação de resistividade interna desta estrutura, juntamente com a resistividade de um possível reservatório de hidrocarbonetos existente em sua base. Esta característica de limitação se deve também ao fato do mCSEM e do imageamento sísmico em profundidade, em vários casos de interesse, não serem capazes de distinguir entre as estruturas de sal com raízes verticais profundas das não profundas.

Inicialmente, o presente trabalho, utiliza para a modelagem direta do MMT 1D, uma formulação proposta por Rijo (2002). Para fim de avaliação numérica dos resultados propostos, aplicamos a modelagem direta do MMT 1D sobre modelos geoeletricos unidimensionais característicos de ambientes altamente resistivos localizados em águas profundas como, por exemplo, em bacias costeiras no Brasil. Na modelagem direta de dados do MMT 2D (modos TM e TE), apresentamos uma metodologia através do método dos elementos finitos bidimensionais. Para fins de calibração e avaliação numérica dos resultados provenientes da modelagem direta do MMT 2D (modos TE e TM), apresentamos comparações entre as resistividades aparentes e as fases provenientes de modelos geoeletricos unidimensionais.

Através de respostas do MMT 1D e 2D, segundo modelos geoeletricos altamente resistivos em águas profundas, observa-se a limitação da modelagem do MMT 1D em relação à modelagem do MMT 2D. Em seguida, através de pseudoseções de resistividades aparentes do MMT 2D é observado o melhor delineamento do ambiente altamente resistivo em águas profundas segundo o modo TM em relação ao modo TE. Finalmente, através destas pseudoseções (modos TM e TE) observa-se que o MMT não é capaz de diferenciar o corpo reservatório com hidrocarbonetos do corpo salino.

EXEMPLOS DE AMBIENTES ALTAMENTE RESISTIVOS 1D EM ÁGUAS PROFUNDAS

O modelo geoeletrico MMT 1D segundo características altamente resistivas em águas profundas aqui proposto, (Fig.1), é formado pela camada de ar com resistividade elétrica ρ_0 infinita. A camada do mar, com resistividade

ρ_1 igual a 0,33 ohm-m e espessura h_1 igual a 2000 m. A camada das rochas sedimentares encaixantes (folhelho, siltito, etc), com resistividade ρ_2 igual a 1,0 ohm-m e espessura h_2 igual a 1000 m. A camada de sal (rochas sedimentares salinocarbonáticas) com resistividade ρ_3 igual a 100 ohm-m e espessura h_3 igual a 2000 m. Em seguida a camada plano paralela, a qual representa o reservatório de hidrocarbonetos, possui resistividade ρ_4 igual a 50 ohm-m e uma espessura igual a 1500 metros. Finalmente a camada das rochas sedimentares encaixantes apresenta resistividade ρ_5 igual a 1,0 ohm-m.

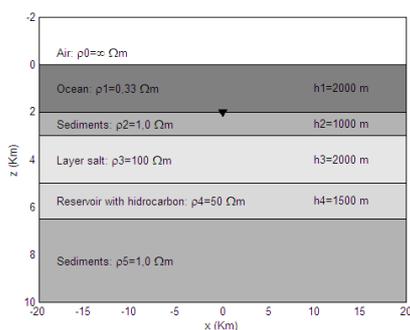


Figura 1 - Modelo geológico 1D com camada de sal e reservatório com hidrocarbonetos.

Para o adequado e correto desenvolvimento da modelagem direta 2D do MMT, apresentamos a seguir a Fig. 2 denominada de modelo geológico 1D com a camada de sal e sem a camada que representa o reservatório de hidrocarbonetos. Uma vez que, através de resultados oriundos de modelos simples e bastante difundidos na literatura, é possível analisar a presença ou ausência de coerência tanto numérica quanto física sobre os resultados propostos pela modelagem direta do MMT 2D.

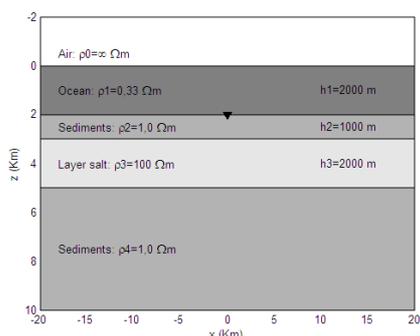


Figura 2 - Modelo geológico 1D com camada de sal e sem reservatório com hidrocarbonetos.

Os campos eletromagnéticos, MMT 1D, referentes aos modelos geológicos unidimensionais acima descritos, são solucionados analiticamente a partir das equações de Maxwell no SI, em um meio não magnético e no

domínio da frequência. Desta forma supõem-se a fonte suficientemente afastada da região onde se deseja determinar os campos eletromagnéticos, de tal modo que se admite que tais campos variam apenas na direção z . Portanto, com as condições e suposições acima é possível desacoplar as referidas equações em dois outros sistemas menores de duas equações cada, resultando para cada sistema menor a chamada equação de Helmholtz. Esta última equação é ponto de partida para solucionar os dois sistemas acima mencionados, resultando no modo transversal magnético com relação à direção z (modo TM) e no modo transversal elétrico com relação à direção z (modo TE) (Rijo, 2002).

EXEMPLO DE AMBIENTE ALTAMENTE RESISTIVO 2D EM ÁGUAS PROFUNDAS

O modelo geológico MMT 2D segundo características altamente resistivas em águas profundas aqui proposto, (Fig.3), é expresso pela seção segundo a perspectiva do plano $z \times x$. Onde a camada de sal apresenta uma largura na direção x de 60 km, uma espessura h_3 igual a 2000 m e uma resistividade elétrica ρ_3 igual a 100 ohm-m. A camada que representa o reservatório de hidrocarbonetos possui uma largura na direção x de 30 km, uma espessura h_4 igual 1500 m, está a uma profundidade do assoalho marinho de 3000 m e apresenta uma resistividade ρ_4 igual a 50 ohm-m.

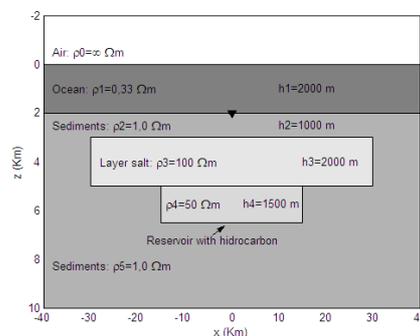


Figura 3 - Seção no plano $z \times x$ referente ao modelo geológico 2D com camada de sal e reservatório com hidrocarbonetos.

O PROBLEMA DIRETO DO MMT 2D (modos TM e TE) SEGUNDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

As equações de Maxwell (no sistema SI) no domínio da frequência e em termos dos campos secundários elétrico, E^s , e magnético, H^s , podem ser expressas como segue (Rijo, 2002):

$$\nabla \times H^s - nE^s = \Delta nE^p \tag{1}$$

$$\nabla \times E^s + zH^s = -\Delta zH^p \tag{2}$$

em que $n = \sigma + i\omega\epsilon$ é admitividade, $z = i\omega\mu$ é a impedividade $\Delta n = n - n^p = (\sigma - \sigma^p) + i\omega(\epsilon - \epsilon^p)$ e

$\Delta \mathbf{z} = \mathbf{z} - \mathbf{z}^p = i\omega(\mu - \mu^p)$; ε e ε^p são permissividade elétrica da heterogeneidade e do meio homogêneo, respectivamente; μ e μ^p são permeabilidade magnética da heterogeneidade e do meio homogêneo, respectivamente. Para as permissividades elétricas e para as permeabilidades magnéticas, admitiu-se serem aproximadas às permissividade elétrica e permeabilidade magnética do ar, respectivamente: $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ e

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$. Já σ e σ^p são a condutividade elétrica da heterogeneidade e a condutividade do meio homogêneo, respectivamente.

Em virtude da simetria de translação bidimensional, estas equações se desacoplam em dois sistemas independentes de equações diferenciais parciais. Com efeito tem-se, o primeiro sistema caracterizando o modo TM:

$$E_x^s = -\frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} - \frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_x^p, \quad (3)$$

$$E_z^s = \frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} - \frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_z^p, \quad (4)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_x^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_z^s}{\partial z} \right) + \mathbf{H}^s = -\Delta \mathbf{H}^p - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_x^p \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_z^p \right), \quad (5)$$

e o segundo sistema caracterizando o modo TE:

$$H_x^s = \frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} - \frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_x^p, \quad (6)$$

$$H_z^s = -\frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} - \frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_z^p, \quad (7)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_x^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_z^s}{\partial z} \right) + \mathbf{E}^s = -\Delta \mathbf{E}^p - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_x^p \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_z^p \right). \quad (8)$$

As Eqs.(5) e (8) são solucionadas, individualmente, através do método dos elementos finitos bidimensionais (Rijo, 2002) aplicando o critério de Galerkin (Becker; Carey; Oden, 1981). Assim, considerando um elemento genérico (e/ou domínio genérico bidimensional) Ω_e da malha de elementos finitos bidimensionais e empregando o método de Galerkin às Eqs.(5) e (8) tem-se respectivamente:

$$\int_{\Omega_e} \varphi_m \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mathbf{n}} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) \right] dx dz + \int_{\Omega_e} \mathbf{z} \varphi_m H_y^s dx dz = \quad (9)$$

$$- \int_{\Omega_e} \Delta \mathbf{z} \varphi_m H_y^p dx dz - \int_{\Omega_e} \varphi_m \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_x^p \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} E_z^p \right) \right] dx dz,$$

$$\int_{\Omega_e} \varphi_m \left[-\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\mathbf{z}} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) \right] dx dz + \int_{\Omega_e} \mathbf{n} \varphi_m E_y^s dx dz = \quad (10)$$

$$- \int_{\Omega_e} \Delta \mathbf{n} \varphi_m E_y^p dx dz - \int_{\Omega_e} \varphi_m \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_x^p \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} H_z^p \right) \right] dx dz,$$

com $m = 1, 2, 3$.

A partir de identidades da derivada do produto entre as funções bases, φ_m , e os campos eletromagnéticos, juntamente com a aplicação do Teorema de Green é possível expressar ambas Eqs. (9) e (10) da seguinte forma:

$$\int_{\Omega_e} \mathbf{n} \left(\frac{\partial \varphi_m}{\partial x} \frac{\partial H_y^s}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_m}{\partial z} \frac{\partial H_y^s}{\partial z} \right) dx dz + \int_{\Omega_e} \mathbf{z} \varphi_m H_y^s dx dz = \quad (11)$$

$$- \int_{\Omega_e} \Delta \mathbf{z} \varphi_m H_y^p dx dz + \int_{\Omega_e} \frac{\Delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}} \left(\frac{\partial \varphi_m}{\partial x} E_x^p - \frac{\partial \varphi_m}{\partial z} E_z^p \right) dx dz + \int_{\partial \Omega_e} \varphi_m \mathbf{E}^s \cdot \hat{\mathbf{n}} d\ell, \quad (12)$$

$$\int_{\Omega_e} \mathbf{z} \left(\frac{\partial \varphi_m}{\partial x} \frac{\partial E_y^s}{\partial x} + \frac{\partial \varphi_m}{\partial z} \frac{\partial E_y^s}{\partial z} \right) dx dz + \int_{\Omega_e} \mathbf{n} \varphi_m E_y^s dx dz =$$

$$- \int_{\Omega_e} \Delta \mathbf{n} \varphi_m E_y^p dx dz - \int_{\Omega_e} \frac{\Delta \mathbf{z}}{\mathbf{z}} \left(\frac{\partial \varphi_m}{\partial x} H_x^p - \frac{\partial \varphi_m}{\partial z} H_z^p \right) dx dz - \int_{\partial \Omega_e} \varphi_m \mathbf{H}^s \cdot \hat{\mathbf{t}} d\ell,$$

em que φ_m são funções bases, onde, para elementos triangulares, os valores de m variam de 1 a 3 (Zienkiewicz; Taylor, 2000) e $\mathbf{E}^s = E_x^s \mathbf{i} + E_z^s \mathbf{j}$, $\mathbf{H}^s = H_x^s \mathbf{i} + H_z^s \mathbf{j}$.

Agora, expandindo as componentes magnéticas H_y^s , H_y^p e elétricas E_x^p , E_z^p , E_x^s e E_z^s , referente à Eq.(11), e as componentes elétricas E_y^s , E_y^p e magnéticas H_x^p , H_z^p , H_x^s e H_z^s , referente à Eq.(12), sendo ambas as expansões em termos das funções bases φ_n para um triângulo (Zienkiewicz; Taylor, 2000), onde os valores de n também variam de 1 a 3, juntamente com as aplicações das condições de continuidade dos campos eletromagnéticos primários e secundários, e finalmente com a substituição de φ_m e φ_n nas equações advindas das Eqs. (11) e (12) e considerando as propriedades elétricas (σ, μ, ε) constantes no interior de cada elemento, são obtidos os seguintes sistemas de equações lineares locais para um elemento triangular genérico:

$$\sum_{n=1}^3 H_{y,n}^s \left[\left(\frac{b_n b_n + c_n c_n}{4s \mathbf{n}_e} \right) + \frac{\mathbf{z} s z (1 + \delta_{mn})}{12} \right] = \quad (13)$$

$$- \sum_{n=1}^3 H_{y,n}^p \left[\frac{\Delta \mathbf{z} s z (1 + \delta_{mn})}{12} \right] + \left[\frac{\Delta \mathbf{n}_e}{6 \mathbf{n}_e} b_m \left(\sum_{n=1}^3 E_{x,n}^p \right) - \left[\frac{\Delta \mathbf{n}_e}{6 \mathbf{n}_e} c_m \left(\sum_{n=1}^3 E_{z,n}^p \right) \right] \right], \quad (14)$$

$$\sum_{n=1}^3 E_{y,n}^s \left[\left(\frac{b_n b_n + c_n c_n}{4s \mathbf{z}_e} \right) + \frac{\mathbf{n}_e s z (1 + \delta_{mn})}{12} \right] =$$

$$- \sum_{n=1}^3 E_{y,n}^p \left[\frac{\Delta \mathbf{n}_e s z (1 + \delta_{mn})}{12} \right] - \left[\frac{\Delta \mathbf{z}_e}{6 \mathbf{z}_e} b_m \left(\sum_{n=1}^3 H_{x,n}^p \right) + \left[\frac{\Delta \mathbf{z}_e}{6 \mathbf{z}_e} c_m \left(\sum_{n=1}^3 H_{z,n}^p \right) \right] \right],$$

sendo que o primeiro sistema linear local, Eq.(13), referente ao modo TM e o segundo sistema linear, Eq.(14), ao modo TE. Para um elemento triangular genérico as funções bases são:

$$\varphi_m = \frac{1}{2s_e} (a_m + b_m x + c_m z) \quad \varphi_n = \frac{1}{2s_e} (a_n + b_n x + c_n z)^2$$

com os índices m e n variando de 1 a 3 (Zienkiewicz; Taylor, 2000), onde s_e é área do triângulo genérico e a_m ,

b_m , c_m , a_n , b_n e c_n são constantes a serem determinadas em termos das coordenadas x e z de cada vértice do triângulo genérico.

A partir das Eqs.(13) e (14) é obtido, em cada caso, um sistema linear associado a uma matriz complexa, simétrica e esparsa. Este sistema é resolvido numericamente pelo método do gradiente biconjugado

(Souza et al., 2005), resultando assim nos seguintes campos secundários H_y^s e E_y^s , referentes às Eqs. (5) e (8), respectivamente. De posse dos campos eletromagnéticos secundários e primários determinam-se os campos eletromagnéticos total do MMT 2D. E usando esses campos eletromagnéticos totais, é possível obter as resistividades aparentes e fases referentes aos modos TM e TE (Rijo, 2002).

A SENSIBILIDADE E A CALIBRAÇÃO DAS SOLUÇÕES DO MMT 2D EM RELAÇÃO ÀS DIMENSÕES DA CAMADA DE SAL 2D E 1D EM ÁGUAS PROFUNDAS

Para verificarmos a sensibilidade e calibração das soluções devido à modelagem direta do MMT 2D (modos TM e TE), usamos três modelos geoeletricos 2D caracterizados segundo o modelo geoeletrico 1D da Fig. 2, a menos de suas larguras, pois são finitos, o que resultam em modelos geoeletricos 2D com camadas de sal a 1000 metros de profundidade em relação ao assoalho marinho, com larguras na direção x de 80, 30 e 12 quilômetros. Desta forma, temos os modelos geoeletricos acima descritos e modelados segundo a metodologia do MMT 2D descrita na seção anterior e que correspondem, respectivamente, ao Experimento 1-2D: 80km, Experimento 2-2D: 30km e Experimento 3-2D: 12 km. Para os modelos acima, os receptores estão afixados no assoalho marinho, na coordenada $x=0$ e operando em 14 períodos distintos entre 10^0 e 10^4 segundos distribuídos uniformemente em escala logarítmica.

Portanto, vamos analisar a sensibilidade e a calibração das soluções propostas pela modelagem direta do MMT 2D (modos TM e TE) segundo os modelos geoeletricos apresentados acima: Experimentos 1-2D: 80km, 2-2D: 30km e 3-2D: 12km, em relação à modelagem direta do MMT 1D (Rijo, 2002) segundo o modelo geoeletrico 1D apresentado na Fig. 2. Sendo que, esta modelagem direta 1D versus o modelo geoeletrico 1D (Fig.2) corresponde ao que denominamos de Experimento 1-1D.

São apresentadas nas Figs. 4 e 5 as resistividades aparentes em ohm-m e as fases em graus, respectivamente, referentes aos modelos geoeletricos do MMT 2D (modo TM): Experimentos 1-2D(TM): 80km, 2-2D(TM): 30km e 3-2D(TM): 12km e o modelo geoeletrico do MMT 1D: Experimento 1-1D.

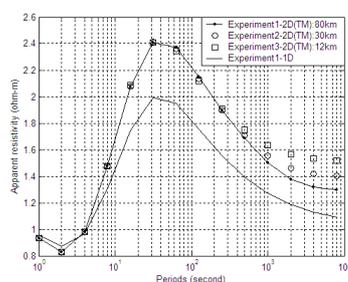


Figura 4 - Resistividades aparente a partir do MMT 2D (modo TM) e 1D.

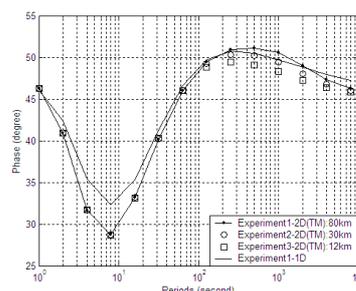


Figura 5 – Fases a partir do MMT 2D (modo TM) e 1D.

Observa-se nas Figs. 4 e 5 a não convergência das resistividades aparentes e das fases referentes aos modelos geoeletricos 2D, para as resistividades e fases referentes ao modelo geoeletrico 1D, respectivamente. Isto se dá, devido ao fato do campo elétrico referente ao modo TM possuir direção transversal (ou normal) ao comprimento da camada salina bidimensional que é infinita (isto para os três modelos geoeletricos bidimensionais acima descritos). Sendo que esta disposição geométrica do campo elétrico proporciona baixa contribuição para a convergência das respostas eletromagnéticas do MMT 2D segundo o modo TM em relação às respostas do MMT 1D. Portanto o referido campo é pouco sensível ao comprimento (strike) do corpo salino que possui dimensão infinita.

Agora, são apresentadas nas Figs. 6 e 7 as resistividades aparentes em ohm-m e as fases em graus, respectivamente, referentes aos modelos geoeletricos do MMT 2D (modo TE): Experimentos 1-2D(TE): 80km, 2-2D(TE): 30km e 3-2D(TE): 12km e o modelo geoeletrico do MMT 1D: Experimento 1-1D.

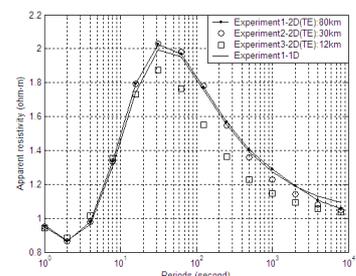


Figura 6 - Resistividades aparente a partir do MMT 2D (modo TE) e 1D.

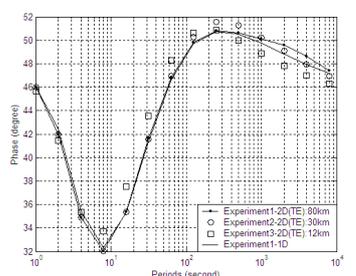


Figura 7 – Fases a partir do MMT 2D (modo TE) e 1D.

Observa-se nas Figs. 6 e 7 a convergência das resistividades aparentes e das fases referentes aos

modelos geoeletricos 2D, para as resistividades e fases referentes ao modelo geoeletrico 1D, respectivamente, a medida que ocorre o aumento da largura do corpo salino. Isto se dá ao fato do campo elétrico referente ao modo TE possuir direção paralela ao comprimento da camada salina bidimensional que é infinita (isto para os três modelos geoeletricos bidimensionais acima descritos). Esta disposição geométrica do campo elétrico proporciona significativa contribuição para a convergência das respostas eletromagnéticas do MMT 2D segundo o modo TE em relação às respostas do MMT 1D, à medida que ocorre o aumento da largura do corpo salino de 12 km para 30 km e finalmente para 80 km.

RESULTADOS DO MMT 1D e 2D SEGUNDO AMBIENTES ALTAMENTE RESISTIVOS EM ÁGUAS PROFUNDAS

Primeiramente vamos analisar o comportamento das resistividades aparentes e das fases segundo a modelagem do MMT 1D (Rijo, 2002) e a modelagem do MMT 2D, aqui exposta, a partir de modelos geoeletricos 1D e 2D, respectivamente, caracterizados por ambientes altamente resistivos em águas profundas.

O modelo 1D é o exposto na Fig.1, e será denominado de Experimento 2-1D. Enquanto que o modelo 2D é o caracterizado pela Fig.3, e será denominado de Experimento 4-2D. Para os modelos acima, os receptores estão afixados no assoalho marinho, como se observa nas Figs. 1 e 3 através do símbolo ∇ , e operando em 14 períodos distintos entre 10^0 e 10^4 segundos e distribuídos uniformemente em escala logarítmica.

Agora, são apresentadas nas Figs. 8 e 9 as resistividades aparentes em ohm-m e as fases em graus, referentes aos modelos geoeletricos do MMT 1D: Experimento 2-1D (Fig.1) e do MMT 2D: Experimento 4-2D (modos TM e TE) (Fig.3).

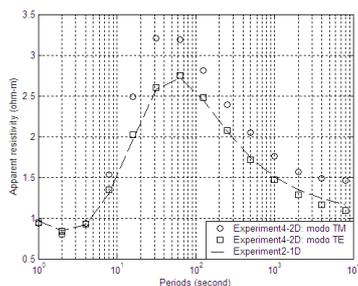


Figura 8 - Resistividades aparente, em ohm-m, do MMT 1D (Fig.1) e do MMT 2D modos TM e TE (Fig.3).

Observa-se tanto na Fig.8 quanto na Fig.9 a aproximação das resistividades aparentes e das fases, Experimento 4-2D: modo TE, em relação às resistividades aparentes e fases, Experimento 2-1D, respectivamente. Aproximação esta, que não é observada nas resistividades aparentes e fases, Experimento 4-2D: modo TM, em relação às resistividades aparentes e fases, Experimento 2-1D. Dessa forma, é evidenciada uma primeira limitação da modelagem direta do MMT 1D aplicada a modelos

geoeletricos unidimensionais voltados para a interpretação de modelos geoeletricos bidimensionais.

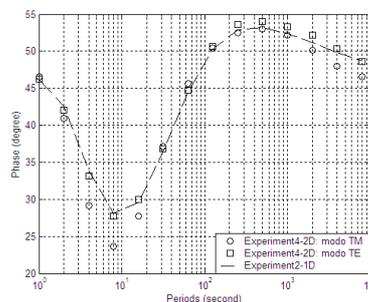


Figura 9 - Fase, em graus, do MMT 1D (Fig.1) e do MMT 2D modos TM e TE (Fig.3).

Finalmente vamos analisar o comportamento das pseudo-seções de resistividades aparentes segundo a modelagem do MMT 2D (modos TM e TE) através do modelo geoeletrico 2D apresentado pela Fig.3, que é denominado de Experimento 4-2D.

Para esta etapa de análise dos dados do MMT 2D através do modelo acima (Fig.3), os receptores estão afixados no assoalho marinho sobre o eixo x, com espaçamento de 2500 em 2500 metros, totalizando 33 pontos de sondagens do MMT, cobrindo uma extensão de 80 km e operando em 14 períodos distintos entre 10^0 e 10^4 segundos e distribuídos uniformemente em escala logarítmica.

São apresentadas nas Figs. 10 e 11 as pseudo-seções de resistividades aparentes em ohm-m, segundo os modos TM e TE, respectivamente, referentes ao modelo geoeletrico do MMT 2D: Experimento 4-2D (Fig.3). Estas pseudo-seções apresentam os períodos em escala logarítmica na base dez, e estão associada à seção no plano $z \times x$ apresentada na Fig.3.

Observa-se nas Figs. 10 e 11 que o MMT 2D tem resposta com contraste necessário para a diferenciação, quando caracterizado, de forma simplificada, por ambientes altamente resistivos em águas profundas (Fig.3). Pois é possível observar o delineamento lateral do corpo resistivo (corpo salino e corpo reservatório com hidrocarbonetos), assim como o delineamento do seu topo e da sua base através das resistividades aparentes, mostrando assim coerência com o modelo geoeletrico 2D (Fig.3), uma vez que este de fato apresenta variação tanto lateral quanto vertical de resistividade elétrica na região de interesse. Diferentemente de respostas do MMT 1D que não apresentam variação lateral de resistividade elétrica. Dessa forma, é evidenciada uma segunda limitação da modelagem direta do MMT 1D ao se aplicar a modelos geoeletricos unidimensionais voltados para a interpretação de modelos geoeletricos bidimensionais de ambientes altamente resistivos localizados em águas profundas.

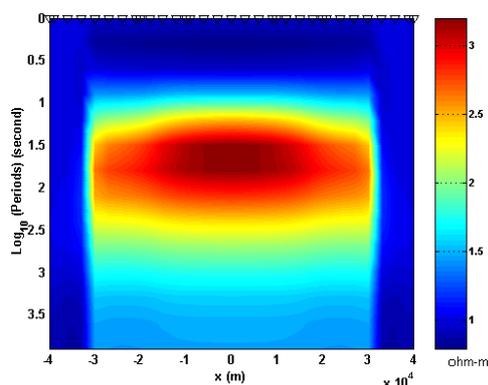


Figura 10 - Pseudo-seção de resistividades aparentes do MMT 2D segundo o modo TM referente ao modelo geoeletrico da Fig.3.

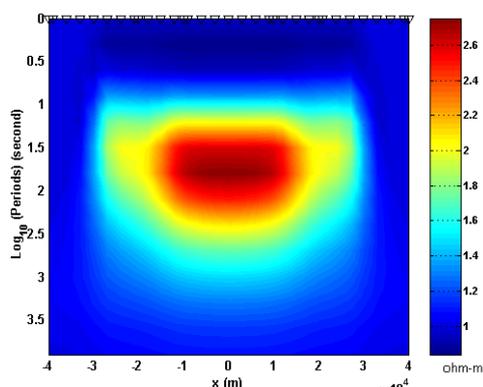


Figura 11 - Pseudo-seção de resistividades aparentes do MMT 2D segundo o modo TE referente ao modelo geoeletrico da Fig.3.

Comparando os resultados das Figs. 10 e 11, observa-se um delineamento mais aproximado das resistividades aparentes segundo o modo TM (Fig. 10) em relação ao modo TE (Fig. 11), quando associados à geometria do ambiente resistivo observado na seção no plano $z \times x$ do modelo geoeletrico 2D na Fig.3.

Em nenhuma das pseudo-seções de resistividades aparentes, Figs. 10 e 11, observou-se o delineamento do corpo reservatório de hidrocarbonetos, assim como o contato entre o corpo salino e o corpo reservatório de hidrocarbonetos.

CONCLUSÕES

Inicialmente observou-se duas limitações da modelagem direta do MMT 1D em relação à do MMT 2D. Em que, primeiramente, para fins de interpretação de modelos geoeletricos 2D, as respostas do MMT 1D mostram-se pouco aproximadas às respostas do MMT 2D modo TM (Figs.4 e 5). Secundariamente, evidenciou-se nas pseudo-seções de resistividades aparentes do MMT 2D (modos TM e TE) a variação lateral de resistividades aparentes (Figs.10 e 11), diferentemente de repostas do

MMT 1D que não apresentam variação lateral de resistividades aparentes.

Também observou-se nos resultados do MMT 2D (Figs.10 e 11) que as medidas de resistividades aparentes segundo o modo TM, melhor delineiam a geometria do corpo resistivo, em relação às medidas de resistividades aparentes segundo o modo TE. Este melhor delineamento do corpo bidimensional através do MMT 2D (modo TM) é devido à contribuição do campo elétrico deste modo, uma vez que o mesmo é normal à direção do comprimento do bloco resistivo (de extensão infinita), possibilitando registrar um melhor contraste entre o meio mais resistivo e o meio menos resistivo.

Observou-se ainda nos resultados 2D (Figs.10 e 11) que as medidas de resistividade aparente, tanto segundo o modo TM quanto o modo TE, não diferenciam e/ou identificam o contato entre a corpo salino e o corpo reservatório com hidrocarbonetos, uma vez que não existe uma “grande” e/ou “significativa” razão de resistividade elétrica entre ambos os corpos, evidenciando dessa forma uma limitação do método MMT quando aplicado a ambientes altamente resistivos localizados em águas profundas.

AGRADECIMENTOS

O autor (F.L.A.) agradece aos Conselhos da Faculdade de Matemática e do Campus de Castanhal/UFPa pela aprovação do projeto de pesquisa que viabilizou o desenvolvimento deste trabalho.

REFERÊNCIAS

BECKER, E. B., CAREY, G. F., ODEN, J. T. -1981- Finit elements – An introduction. New Jersey: Prentice-Hall, 258p.

HOVERSTEN, G. M., CONSTABLE, S. C., MORRISON, H. F.-2000- Marine magnetotellurics for base-of-salt mapping: Gulf of Mexico field test at the Gemini structure. Geophysics, n. 5, p. 1476-1488.

PINTO, V. R.-2009- O Método Magnetotelúrico Marinho (MMT) na Exploração de Hidrocarbonetos. Dissertação de Mestrado, ON, 63 p.

RIJO, L.-2002- Teoria dos Métodos Eletromagnético I, II e III – Notas de aula. Departamento de Geofísica, UFPa.

SOUZA, V. C. T., RIJO, L. e SILVA, M. W. C.- 2005- The preconditioned biconjugate gradient algorithm applied to geophysical electromagnetic modeling. 9th International Congress of the Brazilian Geophysical Society held in Salvador, Brazil.

ZIENKIEWICZ, O. C., TAYLOR, R. L.-2000- The finite element method - Volume 1: the basis. Oxford: Butterworth Heinemann, 2000.